

RUPRECHT-KARLS-UNIVERSITÄT HEIDELBERG



Anna Ferring

Charakterisierung und Beurteilung der Qualität
von
Nb/Al-AlO_x/Nb-Josephson-Tunnelkontakten

Bachelorarbeit

Juli 2012

KIRCHHOFF-INSTITUT FÜR PHYSIK

Fakultät für Physik und Astronomie
Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

BACHELORARBEIT
im Studiengang Physik

vorgelegt von
Anna Ferring
aus Thomm

2012

Charakterisierung und Beurteilung der
Qualität von
Nb/Al-AlO_x/Nb-Josephson-
Tunnelkontakten

Die Bachelorarbeit wurde ausgeführt von Anna Ferring am 27. Juli 2012

Kirchhoff-Institut für Physik

unter der Betreuung von

Herrn Prof. Dr. C. Enss

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Eigenschaften sowie die Qualität von Josephson-Kontakten untersucht, die im institutseigenen Reinraum mit Hilfe eines Nb/Al-AlOx/Nb-Dreischichtprozesses gefertigt wurden. Unter einem Josephson-Tunnelkontakt versteht man hierbei eine Anordnung zweier supraleitender Elektroden, die durch eine dünne isolierende Schicht voneinander getrennt sind. Insgesamt wurden vier Chargen an Josephson-Kontakten charakterisiert, bei denen systematisch verschiedene Prozessparameter variiert wurden. Mit dem Ziel der Optimierung des Fertigungsprozesses wurden charakteristische Kenngrößen der Josephson-Kontakte aus den bei tiefen Temperaturen aufgezeichneten Strom-Spannungs-Kennlinien extrahiert und hinsichtlich der beim Produktionsprozess variierten Parameter ausgewertet. Es konnte ein Parametersatz gefunden werden, der die Herstellung qualitativ hochwertiger Josephson-Kontakte mit einem durchschnittlichen Widerstandsverhältnis von $\langle R_{\text{sg}}/R_{\text{N}} \rangle = 31,65$ und einem $I_{\text{c}}R_{\text{N}}$ -Produkt von 1,55 mV ermöglicht. Für derartige Josephson-Kontakte konnte ferner eine sehr gute Übereinstimmung des Verlaufs der Gap-Spannung U_{G} mit der BCS-Theorie festgestellt werden.

Charakterisierung und Beurteilung der Qualität von Nb/Al-AlOx/Nb-Josephson-Tunnelkontakten

For this thesis, the performance and quality of Josephson junctions produced in the cleanroom of the institute with the aid of a Nb/Al-AlOx/Nb tri-layer process was investigated. Typically, a Josephson junction consists of two superconducting electrodes, that are separated by a thin insulating layer. In total, four batches of Josephson junctions were characterized. The fabrication of the different batches was carried out using systematically varied process parameters. With the goal of the optimisation of the production process, characteristic quantities of the Josephson junctions were extracted from current-voltage-characteristics taken at low temperatures. Those quantities were interpreted with regard to the parameters that were varied in the microstructuring process. It was possible to find a set of parameters, that permits the fabrication of high quality Josephson junctions with an averaged resistance ratio of $\langle R_{\text{sg}}/R_{\text{N}} \rangle = 31,65$ and an $I_{\text{c}}R_{\text{N}}$ product of 1,55 mV. Moreover, for such Josephson junctions, it was found that the temperature dependence of the gap voltage U_{G} agrees very well with the prediction of the BCS theory.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	3
2.1	BCS-Theorie und makroskopische Wellenfunktion	3
2.2	Eigenschaften von Josephson-Tunnelkontakten	5
2.3	RCSJ-Modell und RCSJN-Modell	6
2.4	I - U -Charakteristik und Qualitätskriterien hysteretischer Josephson-Kontakte	10
3	Experimentelle Methoden	15
3.1	Nb/Al-AlO _x /Nb-Tunnelkontakte	15
3.2	Experimenteller Aufbau	17
4	Experimentelle Ergebnisse	19
4.1	Vergleich der I - U -Kennlinien der Josephson-Kontakte	19
4.2	Widerstände R_N der Kontakte der Chargen 1 und 4	22
4.3	Widerstände R_{sg} der Josephson-Kontakte der Charge 4	24
4.4	Kritischer Strom der Josephson-Kontakte der Charge 4	25
4.5	Temperaturabhängige Messungen an Tunnelkontakten der Charge 4	29
5	Zusammenfassung	35
	Literaturverzeichnis	37

Danksagung

41

1. Einleitung

Bei der Entwicklung und Herstellung von hochauflösenden Röntgen-Detektoren auf der Basis von metallischen magnetischen Kalorimetern [Fle05] spielen empfindliche Magnetometer eine wichtige Rolle. Die derzeit präziseste Möglichkeit zur Messung von magnetischem Fluss bei gleichzeitig hoher Bandbreite wird durch die Verwendung von SQUID¹-Magnetometern [Cla04] ermöglicht. Konkret können mit solchen Magnetometern Änderungen des Magnetfeldes von bis zu 10^{-14} T detektiert werden [Ens05]. Ein SQUID-Magnetometer besteht im Allgemeinen aus einer supraleitenden Leiterschleife, die an einer oder mehreren Stellen durch einen Josephson-Tunnelkontakt unterbrochen ist. Unter einem Josephson-Kontakt versteht man hierbei eine schwache elektrische Verbindung zwischen zwei supraleitenden Elektroden, die häufig in Form einer dünnen Metalloxidschicht realisiert wird. Abhängig davon, ob die Leiterschleife durch einen oder zwei Tunnelkontakte unterbrochen ist, unterscheidet man hierbei zwischen rf-SQUIDs und dc-SQUIDs.

Die Funktionsweise von SQUIDs beruht auf der Existenz von makroskopischen Quanteneffekten. Konkret wird auf geschickte Art und Weise die Tatsache verwendet, dass sich der Zustand der Cooper-Paare in einem supraleitenden Material durch eine makroskopische Wellenfunktion beschreiben lässt. Dies führt einerseits zur Quantisierung des magnetischen Flusses in geschlossenen supraleitenden Schleifen [Lon50] sowie andererseits zum Auftreten der Josephson-Effekte [Jos62], die das kohärente Tunneln von Cooper-Paaren durch die isolierende Schicht beschreiben.

SQUID-Magnetometer finden heutzutage in vielen Bereichen der Physik Anwendung, da viele andere physikalische Größen wie etwa der elektrische Strom oder die elektrische Spannung in eine magnetische Flussänderung überführt werden können. Um die Herstellung, Optimierung und einen fehlerfreien Betrieb solcher Magnetometer gewährleisten zu können, müssen die Eigenschaften derselben hinreichend genau bekannt und eine hohe Reproduzierbarkeit sichergestellt sein. Dazu muss insbesondere die Produktion der Josephson-Tunnelkontakt zuverlässig funktionieren, um dauerhaft deren Eigenschaften kontrollieren zu können. Vor Kurzem wurde im Kirchhoff-Institut für Physik in Heidelberg mit der Entwicklung nicht-hysteretischer rf-SQUIDs begonnen, um mit diesen die Auslesung großer Detektorarrays durch ein auf rf-SQUIDs basierendes Frequenz-Multiplexverfahren zu ermöglichen [Kem12]. In diesem Zusammenhang wurden im institutseigenen Reinraum erstmals Josephson-Tunnelkontakte hergestellt. Die bisher hergestellten Tunnelkontakte sind bereits qualitativ hochwertig, jedoch hat sich gezeigt, dass eine weitere Optimierung des Herstel-

¹Abkürzung für den englischen Begriff „Superconducting QUantum Interference Device“

lungsprozesses notwendig ist, um dauerhaft die Reproduzierbarkeit der Eigenschaften der hergestellten Josephson-Kontakte gewährleisten zu können.

In Kapitel 2 werden die theoretischen Grundlagen von Josephson-Kontakten beschrieben. Hierbei wird zunächst eine Einführung der für diese Arbeit relevanten Grundlagen der BCS-Theorie gegeben. Des Weiteren werden sowohl die Josephson-Gleichungen vorgestellt, als auch die aus diesen Gleichungen resultierenden Josephson-Effekte diskutiert. Zudem wird das RCSJ-Modell, sowie dessen Erweiterung, das RCSJN-Modell beschrieben. Daran schließt sich die Diskussion einer typischen Strom-Spannungs-Kennlinie eines der im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Josephson-Kontakte an. In diesem Zusammenhang werden charakteristische Größen zur Beurteilung der Qualität der betrachteten Josephson-Kontakte vorgestellt.

In Kapitel 3 werden die zur Charakterisierung der in dieser Arbeit untersuchten Josephson-Kontakte verwendeten experimentellen Methoden ausgeführt. Zum Verständnis der variierten Prozessparameter wird der Herstellungsprozess der untersuchten Josephson-Kontakte umrissen, sowie die verschiedenen zur Herstellung der Josephson-Kontakte verwendeten Prozessparameter zusammengefasst. Weiterhin wird der experimentelle Aufbau detailliert beschrieben.

Im Kapitel 4 werden die experimentellen Ergebnisse diskutiert. Zunächst werden die Eigenschaften der Josephson-Kontakte der insgesamt vier untersuchten Chargen hinsichtlich ihrer Skalierbarkeit und der Ausbeute an funktionsfähigen Kontakten verglichen. Dazu wird der Verlauf der Normal-Widerstände, der Sub-Gap-Widerstände und der kritischen Ströme in Abhängigkeit von der Fläche der Kontakte diskutiert. Im Anschluss daran werden die Eigenschaften dreier ausgewählter Kontakte der Charge, die bei den zuvor durchgeführten Messungen die vielversprechendsten Ergebnisse gezeigt hat, bei verschiedenen Temperaturen untersucht. Zum Schluss werden diese Messungen der Gap-Spannung, der Sub-Gap-Widerstände und der kritischen Ströme in Abhängigkeit von der Temperatur vorgestellt.

2. Theoretische Grundlagen

2.1 BCS-Theorie und makroskopische Wellenfunktion

Zu Beginn dieses Kapitels sollen die für die weitere Diskussion wichtigen Grundlagen der Theorie der Supraleitung beschrieben werden. Bekanntermaßen zeichnen sich Supraleiter dadurch aus, dass für Temperaturen unterhalb der Phasenübergangstemperatur T_c einerseits der Transport von elektrischem Gleichstrom widerstandsfrei erfolgt und dass andererseits magnetische Felder unterhalb einer kritischen Feldstärke H_c vollständig aus dem Inneren des Supraleiters verdrängt werden. Eine Erklärung für das Auftreten von Supraleitung sowie eine Beschreibung der Eigenschaften konventioneller Supraleiter, zu denen unter anderem das im Rahmen dieser Arbeit verwendete Übergangsmetall Niob zählt, kann im Rahmen der BCS-Theorie [Bar57] gegeben werden.

Nach der BCS-Theorie gibt es zwischen den Elektronen in Supraleitern zwei Wechselwirkungen. Dies ist zum einen die repulsive, durch den Fermi-See abgeschwächte Coulomb-Wechselwirkung und zum anderen eine attraktive Wechselwirkung, die durch den Austausch virtueller Phononen vermittelt wird. Überwiegt der Anteil der anziehenden Wechselwirkung, so ist es für die Elektronen energetisch günstig, Paare zu bilden, die man Cooper-Paare nennt [Coo56]. Die Bindungsenergie 2Δ , die auch als Energielücke bezeichnet wird, und zum Aufbrechen eines Cooper-Paares aufgewendet werden muss, ist durch die Differenz der attraktiven Wechselwirkung und der reduzierten Coulomb-Wechselwirkung gegeben.

Für Temperaturen $T \rightarrow 0$ befinden sich alle Elektronen im energetisch niedrigsten Zustand. Das bedeutet, dass alle Zustände bis zur Fermienergie E_F besetzt und alle Zustände mit höheren Energien $E > E_F$ unbesetzt sind. Da der Austausch virtueller Phononen ein Streuprozess ist, müssen den Elektronen freie Zustände zur Verfügung stehen, damit die Wechselwirkung stattfinden kann. Das bedeutet, dass nur Elektronen nahe an der Fermioberfläche, d.h. in einem Energie-Intervall zwischen E_F und $E_F + \hbar\omega_D$ mit dem reduzierten Planckschen Wirkungsquantum $\hbar = 1,055 \cdot 10^{-34}$ Js und der Debye-Frequenz ω_D , in Form von Cooper-Paaren gebunden werden können. Deswegen beträgt die maximale Anzahl der Cooper-Paare nur einen Bruchteil der Anzahl aller Elektronen im Supraleiter. Nimmt die Anzahl der Cooper-Paare zu, so verringert sich die Anzahl freier Zustände, da nur endlich viele Zustände zur Verfügung stehen. Somit ist die Bindungsenergie $2\Delta_0$ auf einen endlichen Wert begrenzt, der nach der BCS-Theorie für $T \rightarrow 0$ einen maximalen Wert von $\Delta_0 = 1,764 k_B T_C$ mit der Boltzmann-Konstante $k_B = 1,381 \cdot 10^{-23}$ J/K annimmt [Bar57].

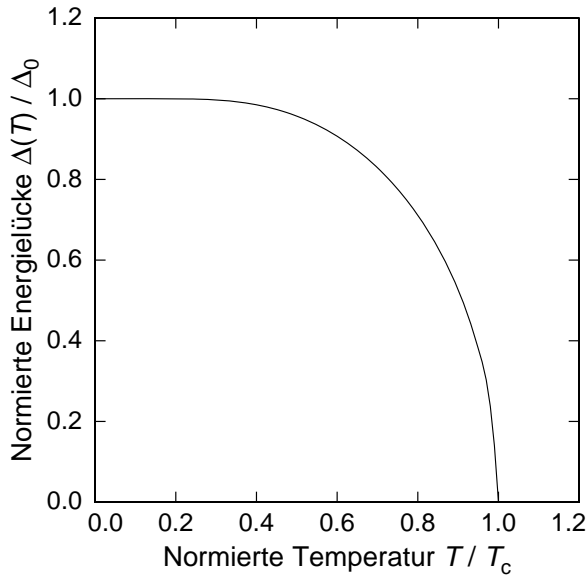


Abb. 2.1: Mit Gleichung (2.1) numerisch berechneter Verlauf der normierten Energielücke $\Delta(T)/\Delta_0$ als Funktion der normierten Temperatur T/T_c .

Bei endlichen Temperaturen $T > 0$ können Cooper-Paare thermisch aufgebrochen werden. Die dabei entstehenden Quasiteilchen besetzen Zustände außerhalb der Fermikugel, wodurch weniger freie Zustände zur Bildung von Cooper-Paaren zur Verfügung stehen. Daraus resultiert, dass die Bindungsenergie Δ mit steigender Temperatur abnimmt, wobei die Temperaturabhängigkeit $\Delta(T)$ der Bindungsenergie nach der BCS-Theorie durch den Ausdruck

$$\frac{1}{N(0)V} = \int_0^{\hbar\omega_D} \tanh\left(\frac{\sqrt{\varepsilon^2 + \Delta^2(T)}}{2k_B T}\right) \frac{d\varepsilon}{\sqrt{\varepsilon^2 + \Delta^2(T)}} \quad (2.1)$$

berechnet werden kann. Der mit Gleichung (2.1) berechnete Temperaturverlauf der normierten Energielücke $\Delta(T)/\Delta_0$ ist in Abbildung 2.1 als Funktion der normierten Temperatur T/T_c dargestellt, wobei das Phonon-Wechselwirkungspotential $N(0)V$ mit Hilfe von Gleichung (2.1) bei der Temperatur $T = T_c$ berechnet worden ist.

Da der Gesamtspin der Cooper-Paare des im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Supraleiters Niob $S = 0$ beträgt, unterliegen die Cooper-Paare der Bose-Einstein-Statistik. Sie bilden ein Bose-Einstein-Kondensat, dessen Zustand durch eine makroskopische Wellenfunktion

$$\Psi(r, t) = \sqrt{n_s(r, t)} e^{i\phi(r, t)} \quad (2.2)$$

beschrieben werden kann, wobei $n_s(r, t)$ die Anzahldichte der Cooper-Paare und $\phi(r, t)$ die Phase der Wellenfunktion bezeichnen. Die Existenz dieser makroskopischen Wellenfunktion hat interessante Konsequenzen, wie etwa die Flussquantisierung in geschlossenen supraleitenden Schleifen [Lon50] und die Josephson-Effekte in Tunnelkontakten [Jos62], zur Folge.

2.2 Eigenschaften von Josephson-Tunnelkontakten

In diesem Abschnitt sollen einige Eigenschaften von Josephson-Tunnelkontakten, und die daraus resultierenden Effekte beschrieben werden. Unter einem Josephson-Kontakt versteht man eine Anordnung zweier supraleitender Strukturen, die durch eine sehr dünne Isolationsschicht voneinander getrennt sind. Bei den im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Josephson-Kontakten wurde diese Isolationsschicht durch eine wenige Nanometer dünne Metalloxid-Schicht realisiert. Diese stellt eine schwache Verbindung¹ zwischen den beiden Supraleitern dar, die von Cooper-Paaren ohne Verlust ihrer Kohärenz durchtunnelt werden kann.

Wie in Abschnitt 2.1 eingeführt, können die Zustände der Cooper-Paare in den beiden supraleitenden Strukturen, die im Folgenden als Basis- bzw. Deckelektrode bezeichnet werden, durch makroskopische Wellenfunktionen Ψ_1 und Ψ_2 beschrieben werden. Diese überlappen bei genügend dünnen Tunnelbarrieren, sodass die Wellenfunktionen schwach gekoppelt sind. Der durch kohärentes Tunneln der Cooper-Paare über die Barriere entstehende Strom von Cooper-Paaren

$$I_S = I_c \sin(\varphi) \quad (2.3)$$

hängt nach [Jos62] periodisch von der eichinvarianten Phasendifferenz

$$\varphi = \phi_1 - \phi_2 - \frac{2\pi}{\Phi_0} \int_1^2 \mathbf{A} \cdot d\mathbf{l} \quad (2.4)$$

zwischen den beiden Elektroden ab. Diese ist definiert über die zu den Wellenfunktionen Ψ_1 und Ψ_2 gehörenden Phasen ϕ_1 und ϕ_2 und dem Vektorpotential \mathbf{A} des den Kontakt durchdringenden Magnetfelds. Die in Gleichung (2.3) auftretende Proportionalitätskonstante I_c , die als kritischer Strom des Josephson-Kontakts bezeichnet wird, hängt von der Fläche des Kontakts, der Dicke der Isolationsschicht, d.h. der Kopplung zwischen den beiden Elektroden, und den Anzahldichten n_{s1} und n_{s2} der Cooper-Paare in den Supraleitern ab. In [Jos62] wird ferner gezeigt, dass die zeitliche Entwicklung der Phasendifferenz proportional zur Spannung U ist, die über dem Kontakt abfällt:

$$\dot{\varphi} = \frac{2\pi}{\Phi_0} U \quad (2.5)$$

Hierbei bezeichnet $\Phi_0 = 2,067 \cdot 10^{-15}$ Vs das magnetische Flussquant. Die beiden Gleichungen (2.3) und (2.5) beschreiben einige interessante physikalische Effekte, wie den Josephson-Gleichstrom-Effekt und den Josephson-Wechselstrom-Effekt, die im Folgenden näher betrachtet werden sollen. Diese beschreiben, wie die Josephson-Kontakte auf extern eingeprägte Ströme und angelegte Spannungen reagieren.

¹Im Englischen als weak link bezeichnet.

Prägt man dem Tunnelkontakt einen Strom $I < I_c$ ein, so kann laut Gleichung (2.3) der gesamte Strom durch einen Suprastrom I_s getragen werden. Damit fällt über dem Kontakt keine Spannung ab und nach Gleichung (2.5) ist in diesem Fall die Phase φ konstant, welche nach Gleichung (2.3) durch den eingepprägten Strom bestimmt wird. Man bezeichnet diesen spannungsfreien Stromtransport durch einen Josephson-Kontakt als den Josephson-Gleichstrom-Effekt.

Übersteigt der eingepprägte Strom den kritischen Wert I_c , so kann der Strom durch die Barriere nicht allein durch den Suprastrom getragen werden. Es muss ein zusätzlicher Strom von Quasiteilchen fließen. Der Netto-Strom durch den Kontakt setzt sich somit aus dem Suprastrom und dem Quasiteilchenstrom zusammen. Weil die Quasiteilchen nicht widerstandsfrei tunneln, fällt eine Spannung über dem Kontakt ab. Nach Gleichung (2.5) ändert sich die Phase bei konstanter Spannung U linear in der Zeit:

$$\varphi(t) = \omega_J t + \varphi_0 \quad \text{mit} \quad \omega_J = \frac{2\pi}{\Phi_0} U \quad . \quad (2.6)$$

Hierbei ist φ_0 eine Integrationskonstante und ω_J die Josephson-Kreisfrequenz, die den Wert $\omega_J/(2\pi U) = 1/\Phi_0 \approx 483,6 \text{ MHz}/\mu\text{V}$ annimmt. Mit Hilfe von Gleichung (2.3) lässt sich für den Suprastrom durch den Kontakt folgender Ausdruck finden:

$$I_S = I_c \sin(\omega_J t + \varphi_0) \quad . \quad (2.7)$$

Der Suprastrom ist nicht mehr konstant wie im Fall des Gleichstrom-Effekts, sondern ändert sich periodisch mit der Zeit. Fällt über dem Josephson-Kontakt also eine konstante Spannung ab, fließt ein hochfrequenter Supra-Wechselstrom durch den Kontakt, dessen Frequenz zur angelegten Spannung proportional ist. Dieser Effekt heißt Josephson-Wechselstrom-Effekt.

2.3 RCSJ-Modell und RCSJN-Modell

Zur Beschreibung der dynamischen Eigenschaften eines Josephson-Kontakts gibt es bis heute kein genaues und allgemeingültiges Modell. Die im folgenden Abschnitt vorgestellten Modelle bieten jedoch die Möglichkeit, für viele Anwendungen hinreichend genaue Beschreibungen und Vorhersagen der Eigenschaften eines Josephson-Kontakts zu treffen. Dabei wird von einem phänomenologisch motivierten Ersatzschaltbild, das in Abbildung 2.2 dargestellt ist, für einen Josephson-Kontakt ausgegangen, sodass eine Betrachtung mikroskopischer Details nicht benötigt wird. Sowohl das zunächst vorgestellte RCSJ-Modell² [Ste68, McC68] als auch seine Erweiterung, das RCSJN-Modell³, gelten unter der Voraussetzung, dass die lateralen Dimensionen

²Abkürzung aus dem Englischen für „resistively and capacitively shunted junction“

³Abkürzung aus dem Englischen für „resistively and capacitively shunted junction with nonlinear quasiparticle current“

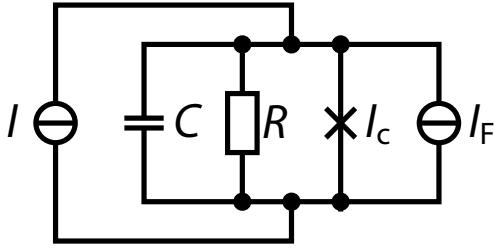


Abb. 2.2: Ersatzschaltbild für einen Josephson-Kontakt im RCSJ-Modell. Der reale Kontakt wird durch eine Parallelschaltung eines Widerstandes R , einer Kapazität C , einer Rauschquelle I_F und einem idealen Josephson-Kontakt mit einem Suprastrom $I_S = I_c \sin(\varphi)$ ersetzt.

der Josephson-Kontakte klein gegenüber der Josephson-Eindringtiefe

$$\lambda_J = \sqrt{\frac{\Phi_0}{2\pi\mu_0 j_c (\lambda_L^{(1)} + \lambda_L^{(2)} + d)}} \quad (2.8)$$

sind [Wei69]. Dabei stehen $j_c = I_c/A$ für die kritische Stromdichte des Josephson-Kontakts der Fläche A , $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Vs/Am}$ für die magnetische Permeabilität des Vakuums, $\lambda_L^{(1)}$ und $\lambda_L^{(2)}$ für die Londonschen Eindringtiefen der beiden Supraleiter und d für die Dicke der Isolationsschicht.

Wie aus dem Ersatzschaltbild in Abbildung 2.2 zu erkennen ist, setzt sich der Gesamtstrom über dem realen Kontakt aus mehreren Komponenten zusammen. Diese sind der Suprastrom $I_S = I_c \sin(\varphi)$, der Verschiebungsstrom $I_V = C\dot{U}$, der in der folgenden Betrachtung vernachlässigte Rauschstrom I_F , sowie der Quasiteilchenstrom I_N . Im Fall des RCSJ-Modells wird angenommen, dass der Quasiteilchenstrom I_N , unabhängig von der über dem Kontakt abfallenden Spannung U , dem Ohmschen Gesetz $U = R_N \cdot I_N$ genügt, wobei R_N den Widerstand des Kontaktes unterhalb der Sprungtemperatur T_c im normalleitenden Zustand und C die Kapazität desselben bezeichnet. Tatsächlich ist die damit modellierte Spannungsabhängigkeit des Quasiteilchenstroms $I_N(U)$, die im Folgenden kurz Quasiteilchenkennlinie genannt wird, bei Spannungen U unterhalb der Gap-Spannung $U_G = (\Delta_1 + \Delta_2)/e$, hochgradig nichtlinear, wie in Abbildung 2.3 zu sehen ist. Hierbei bezeichnen Δ_1 und Δ_2 die Energielücken der Basis- bzw. Deckelektrode. Deswegen ist das RCSJ-Modell nur für mit einem Parallel-Widerstand $R_{sh} < R_N$ geshuntete Josephson-Kontakte anwendbar. Um das Modell auch für nicht geshuntete Kontakte anwendbar zu machen,

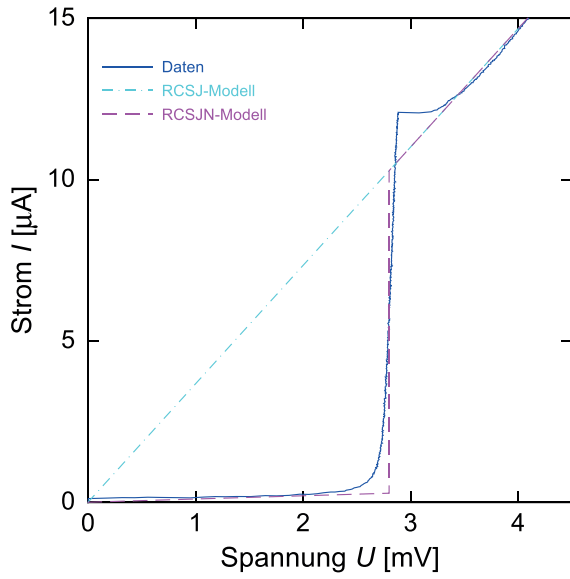


Abb. 2.3: Vergleich des experimentell bestimmten Verlaufs der Quasiteilchenkennlinie eines Josephson-Kontaktes mit dem Verlauf der Kurven im Rahmen des RCSJ-Modells sowie des RCSJN-Modells.

kann für den Quasiteilchenstrom I_N eine stückweise stetige Funktion

$$I_N(U) = U \cdot \begin{cases} 1/R_{\text{sg}}, & \text{für } |U| < U_G \\ 1/R_N, & \text{für } |U| > U_G \end{cases} \quad (2.9)$$

mit dem sogenannten Sub-Gap-Widerstand R_{sg} definiert werden. Wird diese in Abbildung 2.3 gestrichelt dargestellte Funktion zur Modellierung der Quasiteilchenkennlinie verwendet, so arbeitet man mit dem sogenannten RCSJN-Modell.

Im Rahmen des RCSJ-Modells kann der Gesamtstrom I durch den Josephson-Kontakt mit Hilfe der Formeln (2.3) und (2.5) durch folgende Differentialgleichung zweiter Ordnung dargestellt werden:

$$I = C \frac{\Phi_0}{2\pi} \ddot{\varphi} + \frac{1}{R_N} \frac{\Phi_0}{2\pi} \dot{\varphi} + I_c \sin(\varphi) \quad . \quad (2.10)$$

Formal ist diese Differentialgleichung äquivalent zur Bewegungsgleichung eines Teilchens der Masse $m = C(\Phi_0/2\pi)^2$, das sich in einem Waschbrett-Potential

$$E_{\text{pot}}(\varphi) = E_J (1 - \cos(\varphi) - \alpha\varphi) \quad (2.11)$$

das in Abbildung 2.4 gezeigt ist, bewegt. Dabei bezeichnen $E_J = I_c(\Phi_0/2\pi)$ die Josephson-Kopplungsenergie und $\alpha = I/I_c$ den normierten Strom. Auf das betrachtete Teilchen wirkt eine Reibungskraft mit dem Reibungskoeffizienten $\mu = (\Phi_0/2\pi)^2/R_N$.

Man erkennt anhand von Abbildung 2.4, dass das Potential im stationären Fall, d. h. für $\alpha < 1$, Minima aufweist, in denen das Teilchen gefangen ist, wenn seine thermische Energie und die Rauschströme I_F klein gegenüber der Höhe der Energiebarriere

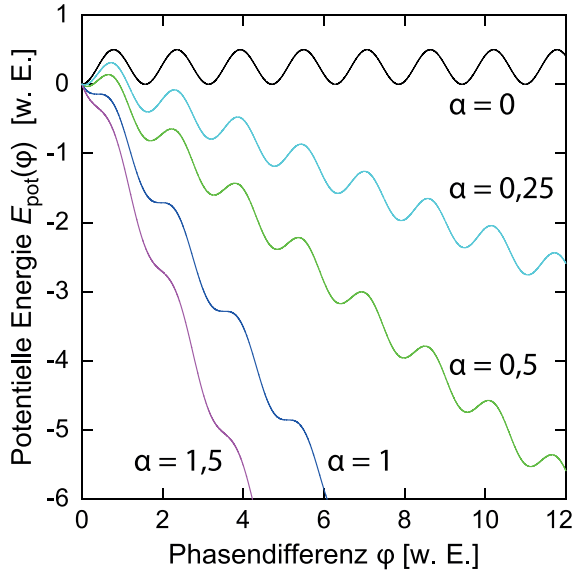


Abb. 2.4: Verlauf des Waschbrett-Potentials $E_{\text{pot}}(\varphi)$ für verschiedene Werte des normierten Stroms $\alpha = I/I_c$.

sind. Es oszilliert dann in einer Potentialmulde mit einer Frequenz

$$\omega = \omega_p(1 - \alpha^2)^{1/4} \quad \text{mit} \quad \omega_p = \sqrt{\frac{2\pi I_c}{\Phi_0 C}} \quad (2.12)$$

um einen Mittelwert $\bar{\varphi}$ der Phasendifferenz. Hierbei heißt ω_p Plasmafrequenz. Übersteigt der Strom durch den Kontakt den kritischen Wert I_c , das bedeutet $\alpha > 1$, so wird das Potential soweit gekippt, dass ein sich darin befindliches Teilchen die Potentiallandschaft herunterrollen kann. Da in diesem Fall der Mittelwert von $\dot{\varphi}$ endlich ist, fällt nach der zweiten Josephson-Gleichung (2.5) über dem Kontakt eine endliche Spannung ab. Bei einer erneuten Verringerung des Stroms wird das Potential mit dem herunterrollenden Teilchen wieder zurück zur Ausgangslage gekippt, wobei das Teilchen aufgrund seiner Trägheit nicht schon bei $\alpha = 1$ zum Liegen kommt, sondern erst bei kleineren Strömen wiedereingefangen werden kann. Dieser Rückkehrstrom I_r kann über folgende Relation berechnet werden [Lik86]:

$$\frac{I_r}{I_c} = \frac{4}{\pi R_N} \sqrt{\frac{\Phi_0}{2\pi C I_c}} \quad (2.13)$$

Anhand des Reibungskoeffizienten μ können zwei Arten von Josephson-Kontakten unterschieden werden. Dies sind zum einen Kontakte mit geringer Dämpfung ($\mu \ll 1$), die einen im Verhältnis zum kritischen Strom kleinen Rückkehrstrom und somit eine hysteretische Strom-Spannungs-Kennlinie zeigen, und zum anderen überdämpfte Kontakte ($\mu \gg 1$), die bei $\alpha \approx 1$ schon wieder ihre Gleichgewichtslage erreicht haben und eine nicht-hysteretische Kennlinie zeigen. Im Rahmen dieser Arbeit wurden Josephson-Kontakte mit kleiner Dämpfung untersucht, deren Kennlinie eine starke Hysterese aufweist. Auf den genauen Verlauf einer solchen Kennlinie soll im nächsten Abschnitt eingegangen werden.

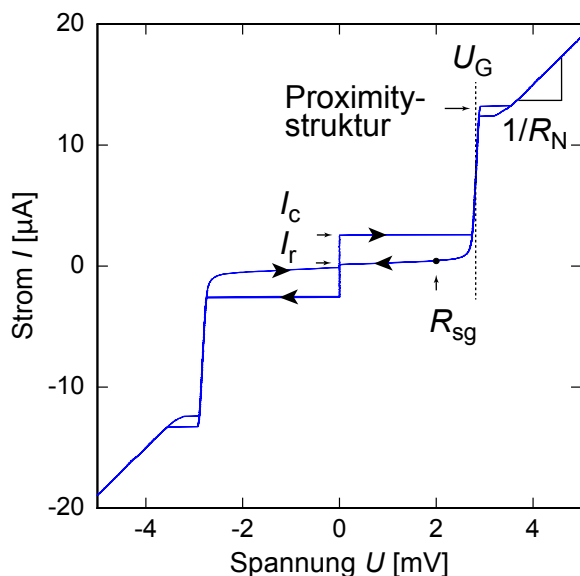


Abb. 2.5: Experimentell bestimmte Kennlinie eines hysteretischen Josephson-Kontakts. Die Pfeile kennzeichnen die Richtung, in der die Kennlinie durchlaufen wird.

2.4 I - U -Charakteristik und Qualitätskriterien hysteretischer Josephson-Kontakte

In diesem Abschnitt soll anhand von Abbildung 2.5 der typische Verlauf der Strom-Spannungs-Charakteristik eines hysteretischen Josephson-Kontakts beschrieben sowie die aus derartigen Kennlinien extrahierten Qualitätskriterien für Josephson-Kontakte vorgestellt werden. Hierfür sollen, ausgehend vom Ursprung, die auftretenden Strukturen der in Abbildung 2.5 gezeigten Kennlinie in der Reihenfolge ihres Auftretens bei extern variiertem Strom erläutert werden. Die in der Abbildung eingezeichneten Pfeile verdeutlichen hierbei die Richtung, in der die Kennlinie durchlaufen wird.

Bei sukzessiver Erhöhung des von außen eingepprägten Stroms ist zunächst der Josephson-Gleichstrom-Effekt zu erkennen. Dieser äußert sich dadurch, dass ein Strom durch den Josephson-Kontakt fließt, ohne dass über dem Kontakt eine Spannung U abfällt. Wird der Strom weiter erhöht, sodass er den Wert des kritischen Stroms I_c überschreitet, so geht die Kennlinie sprunghaft in die bereits in Abschnitt 2.3 diskutierte Quasiteilchenkennlinie über, die für Spannungen $U > U_G$ die konstante Steigung $1/R_N$ hat. Mikroskopisch lässt sich die Form der Quasiteilchenkennlinie dadurch erklären, dass die Cooper-Paare bei einer über der Barriere abfallenden Spannung $U = U_G$ nach der Definition aus Abschnitt 2.3 genau die Energie $\Delta_1 + \Delta_2$ besitzen, die zur Aufspaltung derselben in je zwei Quasiteilchen benötigt wird. Die Spannung U_G ist also die Mindestspannung, ab der Cooper-Paare in großer Zahl aufgebrochen werden und als Quasiteilchen durch die Barriere tunneln. Aus diesem Grund zeigt die Quasiteilchenkennlinie des Josephson-Kontakts bei $U = U_G$ einen

steilen Anstieg und verhält sich für $U > U_G$ nach dem Ohmschen Gesetz. Auf eine weitere Beschreibung des Verlaufs der Quasiteilchenkennlinie soll an dieser Stelle verzichtet werden, da diese in der Literatur ausführlich diskutiert ist [Buc04, Ens05]. Wird der Strom durch den Kontakt wieder verringert, so wird auf der abfallenden Flanke des Stromsignals der spannungsfreie Zustand des Kontakts erst bei einem Strom $I_r < I_c$ erreicht, wie in Abschnitt 2.3 erläutert wurde. In diesem Fall wird die Quasiteilchenkennlinie auch im Sub-Gap-Regime $U < U_G$ durchlaufen, wo Prozesse, wie etwa thermische Anregung der Cooper-Paare dazu führen, dass eine endliche Zahl von Quasiteilchen vorhanden ist, die durch die Isolationsschicht tunneln. Somit nimmt der Strom in diesem Bereich einen endlichen Wert an, der sich in Form des spannungsabhängigen Sub-Gap-Widerstandes $R_{sg}(U)$ ausdrücken lässt. Der bisher vernachlässigte Bereich der Kennlinie, der in der Abbildung als Proximity-Struktur gekennzeichnet ist, resultiert aus dem Proximity-Effekt [McM68], dessen Auftreten typisch für die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Kontakte ist. Diese wird, wie sich bei der Beschreibung des Fertigungsprozesses in Abschnitt 3.1 zeigen wird, durch eine dünne normalleitende Schicht über der Basiselektrode verursacht, durch die die Phasenübergangstemperatur an der Oberseite der Basiselektrode geringfügig reduziert wird.

Zum Ende dieses Abschnitts sollen einige charakteristische Größen von Josephson-Kontakten beschrieben werden, anhand derer im Rahmen dieser Arbeit die Qualität der untersuchten Josephson-Kontakte beurteilt worden ist.

Gap-Spannung Die Gap-Spannung U_G eines Tunnelkontakts ist über die Gleichung $U_G = (\Delta_1 + \Delta_2)/e$ direkt mit den Energielücken Δ_1 und Δ_2 der Basis- und der Deckelektrode verknüpft. Folglich gibt die Gap-Spannung die supraleitenden Eigenschaften der Elektroden wieder. Für die Energielücke $2\Delta(0)$ von Niob-Vollmaterial werden in [Car90] für Temperaturen $T \rightarrow 0$ Werte zwischen 2,92 meV und 3,02 meV angegeben. Mit steigenden Temperaturen fällt der Wert der Energielücke jedoch kontinuierlich ab, wobei die Temperaturabhängigkeit $2\Delta(T)$ nach der BCS-Theorie mit Hilfe von Gleichung (2.1) beschrieben werden kann. Dementsprechend sind für die Gap-Spannung U_G eines Nb/Al-AlO_x/Nb-Josephson-Kontakts bei einer Temperatur von 4,2 K Werte zwischen 2,83 mV und 2,93 mV zu erwarten. Berücksichtigt man jedoch, dass die Dicken der Niob-Schichten der im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Josephson-Kontakte im Bereich der magnetischen Eindringtiefe λ liegen, so ist eine Reduzierung der Gap-Spannung U_G zu erwarten. Außerdem können mechanische Verspannungen der supraleitenden Elektroden sowie der bei der Basiselektrode auftretende Proximity-Effekt, der durch die darüberliegende Schicht aus Aluminium hervorgerufen wird, zu einer Reduktion der Gap-Spannung führen. Somit stellen die oben genannten Werte nur eine obere Grenze für die erwarteten Gap-

Spannungen der im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Josephson-Kontakte dar.

$I_c R_N$ -Produkt In Abschnitt 2.2 wurde gezeigt, dass der kritische Strom I_c eines Tunnelkontakts von der Kopplung der beiden supraleitenden Elektroden abhängt. Diese wiederum wird durch die Dicke der Tunnelbarriere beeinflusst. Konkret nimmt die Stärke der Kopplung mit dicker werdender Tunnelbarriere ab. Der Widerstand R_N hingegen steigt mit zunehmender Dicke der Tunnelbarriere an. Unter der Annahme, dass die zugrunde liegenden Tunnelprozesse für Cooper-Paare und Quasiteilchen identisch sind, erwartet man, dass das Produkt aus den beiden Größen, $I_c R_N$ unabhängig von der Kopplung der Elektroden und somit von der Dicke der Isolationsschicht ist. Für die in dieser Arbeit untersuchten Josephson-Kontakte geht aus der Ambegaokar-Baratoff-Theorie [Amb63] hervor, dass die Temperaturabhängigkeit des $I_c R_N$ -Produktes durch folgende Formel gegeben ist:

$$I_c R_N(T) = \frac{\pi \Delta(T)}{2e} \tanh \left[\frac{\Delta(T)}{2k_B T} \right]. \quad (2.14)$$

Hierbei wurde berücksichtigt, dass die Energielücken der Basis- und der Deckelektrode nahezu identisch sind, ($\Delta_1 = \Delta_2 = \Delta$). Mit den oben genannten Werten für die Energielücke $\Delta(0)$ von Niob ergibt sich in der Näherung verschwindender Temperaturen $T \rightarrow 0$ für $I_c R_N$ ein erwarteter Wert zwischen 2,29 mV und 2,37 mV. Aufgrund von Inhomogenitäten der verschiedenen Schichten des Kontakts, Effekten an den Rändern der Tunnelkontakte sowie der Tatsache, dass für die Formel (2.14) ideales Cooper-Paar-Tunneln vorausgesetzt wurde, das in der Realität nur in sehr seltenen Fällen beobachtet werden kann, werden im Experiment Werte erwartet, die etwas unterhalb der errechneten liegen.

Sub-Gap-Widerstand Im Gegensatz zum spannungsunabhängigen Widerstand R_N hängt der Sub-Gap-Widerstand R_{sg} von der über dem Kontakt abfallenden Spannung ab, was auf verschiedene Ursachen zurückzuführen ist. Bei hinreichend hohen Temperaturen $T > T_c/5$ sind bereits so viele Quasiteilchen thermisch angeregt, dass der Stromtransport von diesen dominiert wird. Hieraus resultiert eine nahezu ohmsche Spannungsabhängigkeit des Quasiteilchenstroms. Bei tiefen Temperaturen $T \ll T_c$ können Effekte wie vielfache Andreev-Reflexionen [Oct83] oder Vielteilchen-Tunnelprozesse [Tay63, Sch63] zu stufenartigen Strukturen in der Quasiteilchenkennlinie führen. Da bei den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen das Auftreten derartiger Strukturen jedoch nicht beobachtet wurde, sollen die Effekte hier auch nicht weiter beleuchtet werden. Um trotz der nicht-trivialen Spannungsabhängigkeit des Sub-Gap-Widerstandes R_{sg} eine Größe zu definieren, mit der verschiedene Kontakte verglichen werden können, wird der Sub-Gap-Widerstand typischerweise bei

einer Spannung von $U = 2 \text{ mV}$ bestimmt. Da dieser ebenso wie der Normal-Widerstand R_N proportional zu der Fläche des Kontaktes ist, ist es zum Vergleich unterschiedlich großer, gleichartiger Kontakte praktisch, das Verhältnis R_{sg}/R_N beider Widerstände zu betrachten. Dieses kann nach der BCS-Theorie durch folgende Näherung beschrieben werden [Bol85]:

$$\frac{R_{\text{sg}}}{R_N} = \left(\frac{2\pi\Delta(T)}{k_B T} \right)^{-1/2} \exp \left[\frac{\Delta(T)}{k_B T} \right] . \quad (2.15)$$

Ferner ist es üblich, die charakteristische Spannung $U_c = I_c R_{\text{sg}}$ zu definieren, da diese ebenso flächenunabhängig ist und somit für einen Vergleich verschieden großer Josephson-Kontakte herangezogen werden kann. Die charakteristische Spannung U_c vereint hierbei die Informationen über Cooper-Paare und Quasiteilchen und ist damit eine zum $I_c R_N$ -Produkt äquivalente Größe. Bei Werten von $R_{\text{sg}}/R_N > 10$ und $U_c > 30 \text{ mV}$ kann von qualitativ hochwertigen Josephson-Kontakten gesprochen werden.

3. Experimentelle Methoden

Die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Josephson-Kontakte basieren auf einer Nb/Al-AlOx/Nb-Dreischichtstruktur, die ähnlich zu der in [Gur83] beschriebenen Schichtstruktur ist. Diese Art von Josephson-Kontakten zeichnet sich im Allgemeinen durch eine hohe Qualität, eine gute Reproduzierbarkeit sowie eine hohe Stabilität gegenüber vielfachen Temperaturwechseln aus. Die untersuchten Tunnelkontakte wurden im institutseigenen Reinraum hergestellt, wobei mit der Entwicklung des Herstellungsprozesses erst vor kurzem begonnen wurde. Obwohl bereits qualitativ hochwertige Josephson-Kontakte hergestellt werden können, hat sich gezeigt, dass eine weitere Optimierung des Fertigungsprozesses notwendig ist, um eine höhere Reproduzierbarkeit der Eigenschaften der Josephson-Kontakte gewährleisten zu können. Hierzu müssen verschiedene Prozessparameter systematisch variiert sowie deren Einfluss auf die Qualität der Josephson-Kontakte untersucht werden.

Im Verlauf dieser Arbeit wurde die Qualität von Josephson-Kontakten beurteilt, die mit insgesamt vier unterschiedlichen Parametersätzen hergestellt worden sind. Mit jedem Parametersatz wurden Josephson-Kontakte mit verschiedenen großen Kontakt-Flächen hergestellt, um anhand der charakteristischen Flächenabhängigkeiten $R_N(A)$ sowie $I_c(A)$ Aussagen über die Skalierbarkeit treffen zu können. Ferner wurde die flächenunabhängigen Größen R_{sg}/R_N sowie $I_c R_N$ betrachtet, die einen direkten Vergleich verschieden großer Kontakte ermöglichen. Schließlich wurden für einige Josephson-Kontakte temperaturabhängige Messungen charakteristischer Größen durchgeführt, um durch einen Vergleich mit theoretischen Vorhersagen weitere Erkenntnisse über eventuell auftretende Probleme gewinnen zu können.

3.1 Nb/Al-AlOx/Nb-Tunnelkontakte

Wie in der Einleitung dieses Kapitels bereits erwähnt wurde, handelt es sich bei den untersuchten Josephson-Tunnelkontakten um im institutseigenen Reinraum hergestellte Josephson-Kontakte, die auf einer Nb/Al-AlOx/Nb-Dreischichtstruktur basieren. Ferner wurde erläutert, dass zur Optimierung des Herstellungsprozesses systematisch verschiedene Prozessparameter variiert worden sind. Um zu verdeutlichen, welche Prozessparameter hierbei geändert worden sind, soll im Folgenden kurz der Ablauf des Herstellungsprozesses beschrieben werden. Hierzu sind in Abbildung 3.1 die einzelnen Produktionsschritte schematisch dargestellt. In einem ersten Prozessschritt wird die Nb/Al-AlOx/Nb-Dreischichtstruktur in einer UHV-Sputteranlage

vollflächig auf ein zuvor gereinigtes und durch eine dünne SiO_2 -Schicht isoliertes Silizium-Substrat aufgebracht. Zur Herstellung der Tunnelbarriere des Kontakts wird die Aluminium-Schicht vor dem Aufbringen der zweiten Niob-Schicht über einen definierten Zeitraum einer reinen Sauerstoffatmosphäre ausgesetzt und dabei oxidiert. Hierbei bleibt eine dünne, nicht oxidierte Schicht aus Aluminium zwischen der Basiselektrode und der Isolationsschicht übrig, die für das Auftreten der in Abschnitt 2.4 erwähnten Proximity-Struktur verantwortlich ist. Nach der Deposition der Dreischichtstruktur erfolgt die Strukturierung der verschiedenen Schichten mittels UV-Photolithographie. Hierbei wird zunächst die Deckelektrode durch einen selektiven Trockenätzprozess mit SF_6 geformt. Im Anschluss daran wird die Aluminium-Schicht nasschemisch mit einer Aluminium-Ätzlösung sowie die Basiselektrode mit einem Trockenätzprozess strukturiert. Zur elektrischen Isolation der Basiselektrode wird die so präparierte Struktur, wie in Abbildung 3.1(e) gezeigt ist, mit einer Si_3N_4 -Schicht abgedeckt. Somit kann im letzten Produktionsschritt die elektrische Kontaktierung des Tunnelkontakts stattfinden, indem eine weitere Schicht aus Niob aufgesputtert und strukturiert wird.

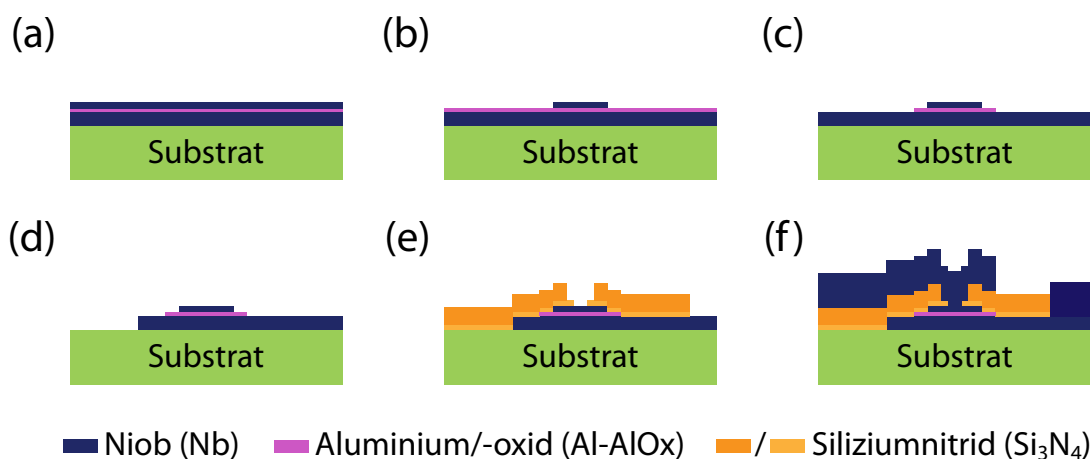


Abb. 3.1: Schematische Darstellung des zur Herstellung der Josephson-Kontakte verwendeten Produktionsprozesses. (a) Deposition der Nb/Al-AlOx/Nb-Dreischichtstruktur, (b) Strukturierung der Deckelektrode durch einen Trockenätzprozess mit SF_6 (c) Strukturierung der Aluminium-Schicht mit einer Aluminium-Ätzlösung, (d) Strukturierung der Basiselektrode durch einen Trockenätzprozess mit SF_6 , (e) Elektrische Isolation der Josephson-Kontakte mit einer Si_3N_4 -Schicht, (f) Abscheidung einer Niob-Schicht zur elektrischen Kontaktierung des Tunnelkontakts.

Die bei der Herstellung variierten Prozessparameter sind der Druck p_{Ar} des Prozessgases beim Aufbringen der Niob-Schichten, der Sauerstoffdruck p_{O_2} während der Oxidation des Aluminiums sowie die Dicke d_{Al} der Aluminium-Schicht. In Tabelle 3.1 sind die jeweiligen Parameter für die Prozessierung der Dreischichtstruktur

Charge	d_{Basis} [nm]	d_{Al} [nm]	d_{Deckel} [nm]	$p_{\text{O}_2 t_{\text{O}_2}}$ [MPa s]	p_{Ar} [Pa]
1	250	12	125	57,60	1,07
2	250	12	125	575,95	1,07
3	250	7	125	172,79	0,27
4	250	12	125	57,60	0,93

Tab. 3.1: Übersicht über die bei der Herstellung der Josephson-Kontakte der Chargen 1 bis 4 verwendeten Prozessparameter. Hierbei bezeichnen d_{Basis} und d_{Deckel} respektive die Dicke der Basis- und Deckelelektrode, d_{Al} die Dicke der Aluminium-Schicht, $p_{\text{O}_2 t_{\text{O}_2}}$ die Sauerstoffaussetzung bei der Bildung der Tunnelbarriere und p_{Ar} den Prozessgasdruck beim Aufspattern der Basis- und Deckelelektrode.

zusammengefasst. Die Wahl der in der Tabelle angegebenen Prozessparameter beeinflusst wichtige makroskopische Eigenschaften des Josephson-Kontakts, wie etwa die Oberflächenrauheit der Basiselektrode, die die Qualität der Tunnelbarriere durch auftretende säulenartige Strukturen stark beeinträchtigen kann [Du07]. Außerdem beeinflusst der Prozessgasdruck p_{Ar} beim Aufbringen der Niob-Schichten die mechanischen Spannungen innerhalb dieser Schichten. Diese können zu einer Degradierung der Eigenschaften der Josephson-Kontakte und im schlimmsten Fall zum völligen Ablösen der Schichten führen [Kur88]. Es gilt also denjenigen optimalen Satz an Parametern zu finden, für den die Niob-Schichten bei ihrer Arbeitstemperatur, d. h. bei Temperaturen unterhalb von 10 K, frei von mechanischen Verspannungen sind und möglichst homogene, glatte Grenzflächen besitzen.

3.2 Experimenteller Aufbau

Abbildung 3.2 zeigt den experimentellen Aufbau, mit dem die Strom-Spannungskennlinien der untersuchten Josephson-Kontakte experimentell bestimmt worden sind. Wie in der Abbildung zu sehen ist, wurde eine klassische Vierdraht-Messmethode verwendet, wobei der Strom durch eine an einen $10\text{ k}\Omega$ -Widerstand angelegte Spannung U_{ein} , die von einem Funktionengenerator (Wavetek-Funktionengenerator Model 162) bereitgestellt wurde, erzeugt wurde. Um hochfrequente Störsignale zu vermeiden, wurde das Signal auf dem Weg zur Probe durch einen RC -Tiefpass gefiltert. Die Widerstände $R = 10\text{ M}\Omega$ zur Masse stellen einen Schutz für die Kontakte gegen elektrostatische Entladungen dar. Die über dem Kontakt abfallende Spannung U wurde durch einen niederohmigen LC -Tiefpass mit je zwei Ferritperlen und einer Kapazität gefiltert, um auch auf der Detektionsseite den Einfluss hochfrequenter Störsignale zu reduzieren. Des Weiteren wurde dieses Spannungssignal U mit einem

batteriebetriebenen Differenzenverstärker (Burr Brown, INA110) um den Faktor 10 verstärkt und mit Hilfe eines Speicheroszilloskops (Tektronix TDS 5052) ausgelesen. Die Abschneidefrequenz der verwendeten Filter beträgt 1 MHz. Zur Verminderung magnetisch einkoppelnder Störsignale wurden zusammenhängende Drähte, soweit es möglich war, verdreht. Der Großteil der Messungen erfolgte bei einer Temperatur von 4,2 K in einer Transportkanne für flüssiges Helium. Zudem wurden bei einigen Josephson-Kontakten temperaturabhängige Messungen in einem adiabatischen Entmagnetisierungskryostaten durchgeführt.

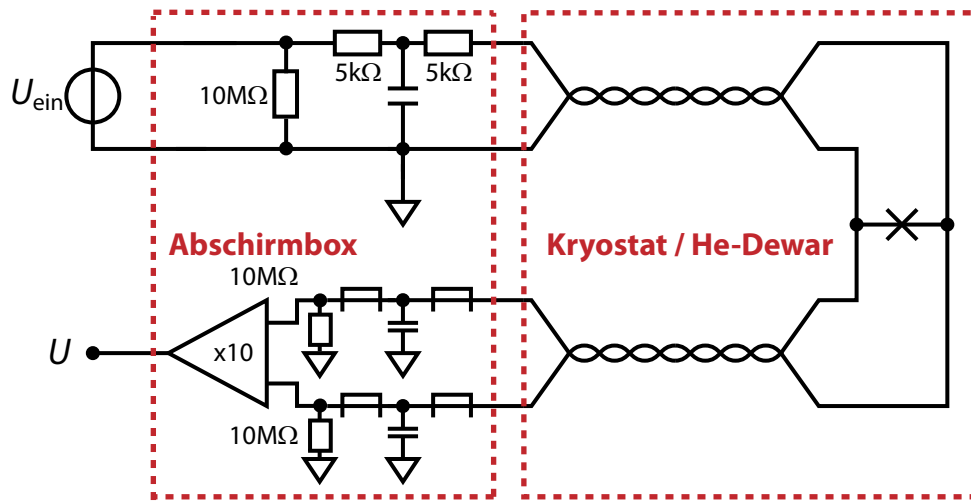


Abb. 3.2: Experimenteller Aufbau zur Messung der Strom-Spannungs-Kennlinien der Josephson-Kontakte.

4. Experimentelle Ergebnisse

Wie bereits in Abschnitt 3.1 erwähnt, wurden in der vorliegenden Arbeit Josephson-Kontakte aus insgesamt vier Chargen, die jeweils mit verschiedenen Prozessparametern hergestellt wurden, untersucht. Von diesen Chargen wurden jeweils bei einer Temperatur von $T = 4,2\text{ K}$ eine Reihe von Josephson-Kontakten anhand aufgezeichneter Strom-Spannungs-Kennlinien hinsichtlich ihrer Qualität, der Skalierbarkeit und der Reproduzierbarkeit beurteilt. Wie sich im Folgenden zeigen wird, besitzen zwei der vier Chargen besonders gute Eigenschaften, während bei den anderen Chargen nur eine geringe Qualität bzw. Ausbeute festgestellt werden konnte. Aus der Charge mit den besten Eigenschaften wurden verschiedene Josephson-Kontakte für temperaturabhängige Messungen ausgewählt, deren Eigenschaften im letzten Abschnitt dieses Kapitels diskutiert werden.

4.1 Vergleich der I - U -Kennlinien der Josephson-Kontakte

Abbildung 4.1 zeigt eine Übersicht über beispielhaft ausgewählte Strom-Spannungs-Kennlinien der im Verlauf dieser Arbeit untersuchten Josephson-Kontakte der Chargen 1 bis 4. Diese sind typisch für die Kennlinien der jeweiligen Chargen und wurden daher stellvertretend für die Gesamtheit aller Kontakte einer Charge dargestellt. Hierbei ist zusätzlich bei jeder Kennlinie der Wert der korrigierten¹ Fläche A des zugehörigen Tunnelkontakts angegeben. Die Kennlinien wurden bei einer Temperatur von $4,2\text{ K}$ mit dem in Abbildung 3.2 gezeigten Messaufbau aufgenommen. Anhand der dargestellten Kennlinien können bereits erste Aussagen über die Qualität der hergestellten Kontakte getroffen werden.

Es soll hier mit der Betrachtung der Charge 3 begonnen werden. Wie in Abbildung 4.1 zu sehen ist, besitzen die Tunnel-Kontakte der Charge 3 durchweg einen sehr kleinen Sub-Gap-Widerstand R_{sg} . Außerdem zeigt eine detaillierte Analyse der Strom-Spannungs-Kennlinien der Kontakte dieser Charge, dass in vielen Fällen eine Extrapolation der für Spannungen $|U| > U_G$ an den linearen Teil der Kennlinie angepasste Ausgleichsgerade zu niedrigeren Spannungen $U \rightarrow 0$ hin nicht, wie für die

¹Es konnte im Verlauf der Herstellung der Josephson-Kontakte festgestellt werden, dass die im Entwurf vorgesehenen Flächen A_D der Josephson-Kontakte nicht mit den realen Flächen der Josephson-Kontakte übereinstimmen. Für die weitere Analyse werden daher nur die „realen“ Flächen A der Kontakte angegeben, die um einen für jede Charge konstanten Wert im Bereich von 200 nm gegenüber den Entwurfsdaten korrigiert worden sind.

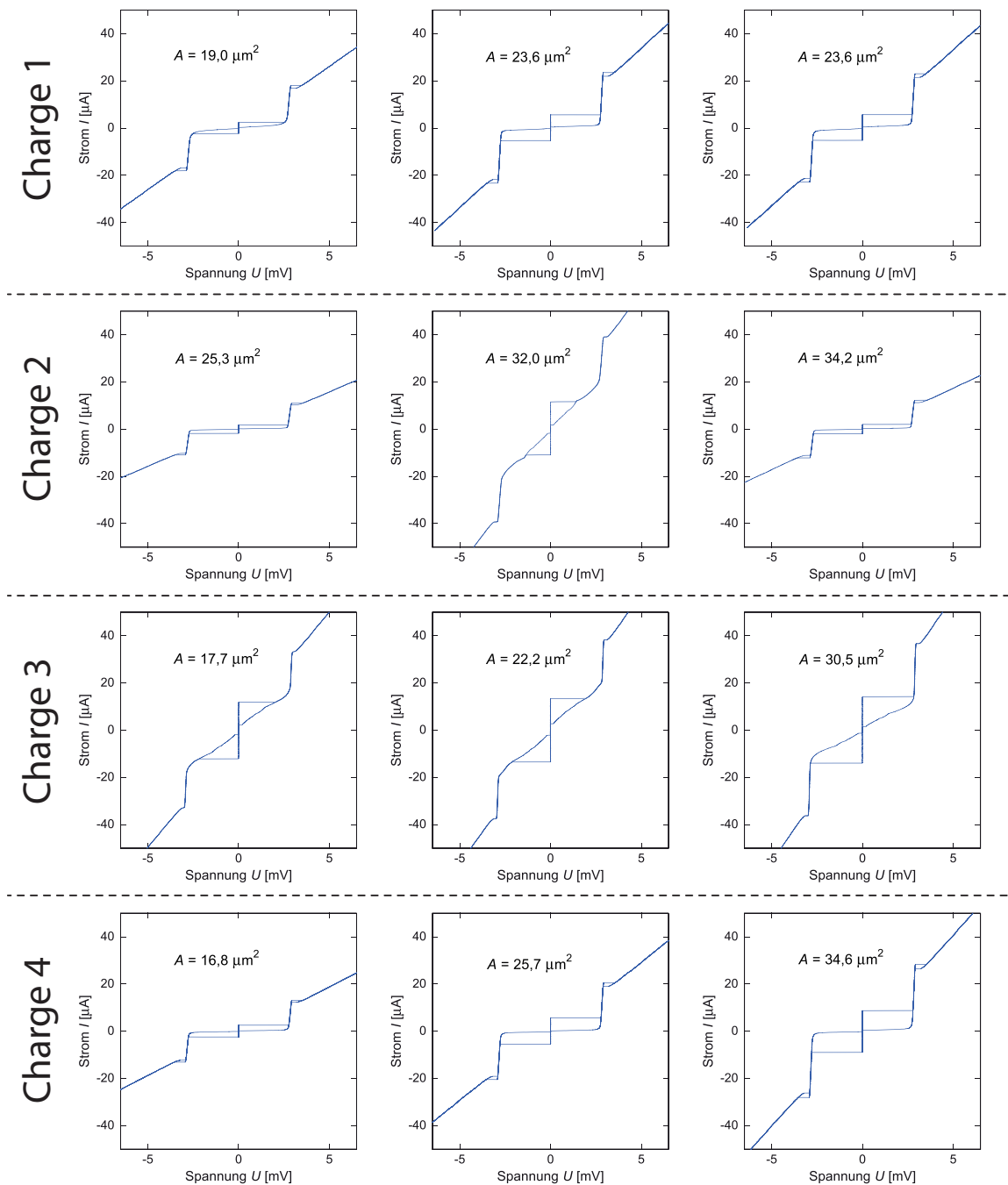


Abb. 4.1: Übersicht über beispielhaft ausgewählte Strom-Spannungs-Kennlinien von Josephson-Kontakten der Chargen 1 bis 4, die bei einer Temperatur von 4,2 K mit dem in Abschnitt 3.2 diskutierten Messaufbau aufgenommen wurden. Eine Übersicht über die Prozessparameter, mit denen die einzelnen Chargen hergestellt wurden, ist in Abschnitt 3.1 zu finden. Ferner sind in der Abbildung die korrigierten Flächen A der verschiedenen Tunnelkontakte angegeben.

Quasiteilchencharakteristik eines SIS²-Tunnelkontakts erwartet, durch den Ursprung verläuft, sondern die Stromachse bei einem endlichen Wert I_{ex} schneidet. Diese Beobachtung deutet zusammen mit den niedrigen Werten der Sub-Gap-Widerstände darauf hin, dass durch die Tunnelbarriere hindurch mikroskopisch kleine Kurzschlüsse in Form von metallischen Kontakten vorhanden sind. Derartige Kurzschlüsse konnten auch in anderen Arbeiten beobachtet werden [Du07] und lassen sich auf raue Oberflächen der Basiselektroden in Verbindung mit einer zu gering gewählten Dicke der Aluminium-Schicht zurückführen. Da die Dicke der Aluminium-Schicht bei der Charge 3 um nahezu einen Faktor 2 geringer als bei den anderen Chargen ist, ist es durchaus denkbar, dass bei dieser Charge die Basiselektrode durch die nachfolgende Aluminium-Schicht nicht ausreichend geglättet worden ist, sodass säulenartige Strukturen an der Oberfläche der Basiselektrode [Du07] tatsächlich zu mikroskopisch kleinen Kurzschlüssen zwischen den Elektroden der Josephson-Kontakte führen können. Andererseits führt die geringe Dicke der Aluminium-Schicht aufgrund des nur schwach ausgeprägten Proximity-Effekts zu verhältnismäßig hohen Gap-Spannungen, die mit einem mittleren Wert von $U_G = 2,92$ mV nahe an dem in Abschnitt 2.4 angegebenen Maximum für Nb/Al-AlOx/Nb-Josephson-Kontakte bei einer Temperatur von 4,2 K liegen. Aufgrund der Tatsache, dass die Qualität der Kontakte wegen der auftretenden Überströme I_{ex} sowie der geringen Sub-Gap-Widerstände als gering eingeschätzt werden muss, soll an dieser Stelle auf eine weitere Betrachtung der Eigenschaften der Josephson-Kontakte der Charge 3 verzichtet werden.

Die Strom-Spannungs-Kennlinien der Charge 2 zeigen verglichen mit den Kennlinien der Tunnelkontakte der Charge 3 in vielen Fällen einen deutlich höheren Sub-Gap-Widerstand R_{sg} . Allerdings hat sich gezeigt, dass nur knapp 50% der hergestellten Tunnelkontakte funktionsfähig waren. Die restlichen Kontakte zeigten schon bei Raumtemperatur einen stark verminderten Widerstand, der angezeigt hat, dass diese Kontakte keine intakte Tunnelbarriere besitzen und metallisch miteinander verbunden sind. Als einen möglichen Grund für einen metallischen Kontakt zwischen den supraleitenden Elektroden bei einer solch großen Zahl von Josephson-Kontakten können Probleme bei der Strukturierung der Si₃N₄-Isolationsschicht angegeben werden. Aufgrund der geringen Zahl an funktionsfähigen Kontakten der Charge 2 wurden die Eigenschaften dieser Kontakte nicht weiter untersucht.

Im Gegensatz zu den Kontakten der Charge 2 und 3 deuten die Kennlinien der Kontakte der Chargen 1 und 4 auf eine durchaus hohe Qualität der Josephson-Kontakte hin. Dies zeigt sich einerseits anhand der verhältnismäßig hohen Werte des Widerstands-Verhältnisses R_{sg}/R_N , die in beiden Chargen minimale Werte von $R_{\text{sg}}/R_N > 10$ annehmen, sowie andererseits dadurch, dass keine Überströme I_{ex} bei der Quasiteilchencharakteristik zu beobachten sind. Aus diesem Grund sollen im

²Abkürzung für „Supraleiter-Isolator-Supraleiter“

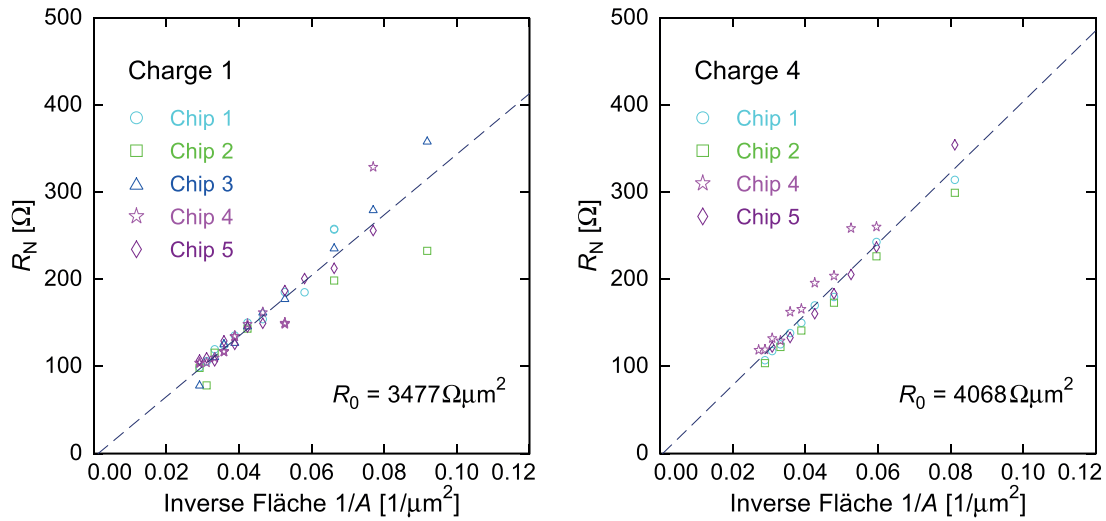


Abb. 4.2: Normal-Widerstand R_N in Abhängigkeit von der inversen Fläche $1/A$ der Josephson-Kontakte (**links**) der Charge 1 und (**rechts**) der Charge 4. Anhand der verschiedenen Symbole können die einzelnen Chips des Wafers unterschieden werden. Die gestrichelte Linie zeigt eine Ausgleichsgerade durch den Ursprung, die dem erwarteten Verlauf $R_N = R_0/A$ entspricht.

Folgenden nur noch die Eigenschaften der Josephson-Kontakte der Chargen 1 und 4 diskutiert werden.

4.2 Widerstände R_N der Kontakte der Chargen 1 und 4

In der Abbildung 4.2 (links) und (rechts) sind die Normal-Widerstände R_N der Josephson-Kontakte der Chargen 1 und 4 in Abhängigkeit von der inversen realen Fläche $1/A$ der Kontakte aufgetragen, wobei anhand der verschiedenen Symbole die einzelnen Chips des Wafers unterschieden werden können. Zudem sind in den Abbildungen Ausgleichsgeraden durch den Ursprung eingezeichnet, deren Steigung R_0 in der Abbildung angegeben ist und die den erwarteten Verlauf $R_N = R_0/A$ des Normal-Widerstandes als Funktion der inversen Fläche repräsentieren. Es ist zu erkennen, dass der Verlauf der gemessenen Normal-Widerstände in beiden Fällen die theoretische Erwartung $R_N = R_0/A$ gut erfüllt, wobei die Streuung der Messwerte für die Charge 1 geringfügig größer ist als für die Charge 4. Insbesondere kann bei Charge 1 festgestellt werden, dass die Datenpunkte zu kleinen Flächen hin stärker streuen als bei großen Flächen. Eine mögliche Erklärung für dieses Verhalten kann durch einen Vergleich der Prozessparameter bei der Herstellung beider Chargen gefunden werden. Wie in Tabelle 3.1 zu sehen ist, sind die Prozessparameter beider

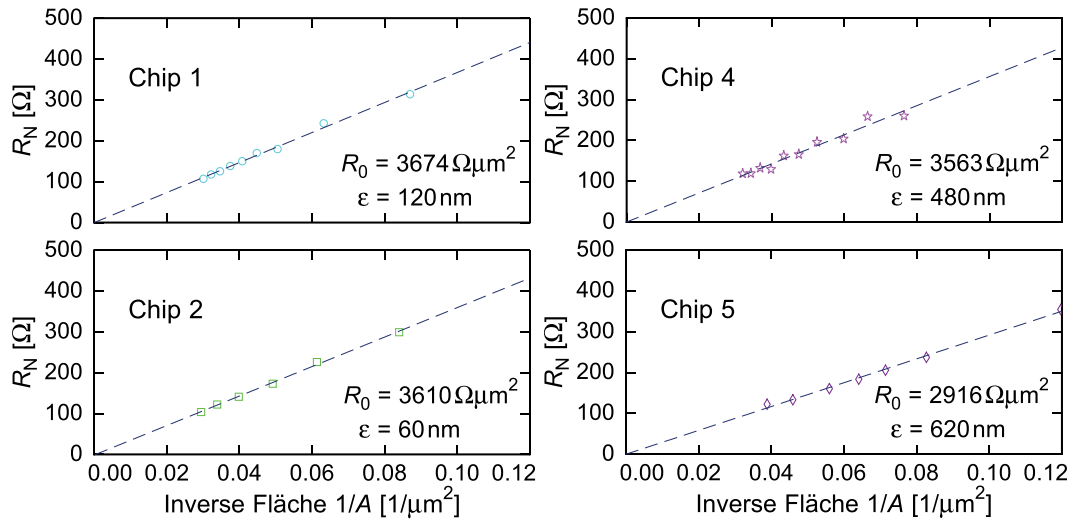


Abb. 4.3: Übersicht über die Normal-Widerstände der einzelnen Chips der Charge 4 in Abhängigkeit von der um einen Wert ε korrigierten realen Fläche der Kontakte. Die gestrichelte Linie zeigt eine Ausgleichsgerade durch den Ursprung, deren Steigung R_0 in den Diagrammen angegeben ist.

Chargen bis auf den Sputterdruck beim Abscheiden der Niob-Schichten identisch. Da der Druck p_{Ar} bei der Herstellung der Charge 1 größer als bei Charge 4 war, ist es nach [Kur88] durchaus möglich, dass die Niob-Schichten der Charge 1 tendentiell stärker mechanisch tensil verspannt sind. Diese Verspannungen in den Basis- und Deckelektroden könnten zu dem oben genannten stärkeren Streuen der Messwerte der Charge 1 geführt haben. Da für die Charge 4 aufgrund der geringen Streuung grundsätzlich eine höhere Qualität der Josephson-Kontakte als bei der Charge 1 zu erwarten ist, soll die folgende Diskussion exemplarisch für die Charge 4 ausgeführt werden. Eine äquivalente Diskussion für Charge 1 würde allerdings ähnliche Ergebnisse liefern.

Anhand von Abbildung 4.2 (rechts) ist zu erkennen, dass auch für die Josephson-Kontakte der Charge 4 über den ganzen Wafer verteilt eine, wenn auch geringe, Streuung zu beobachten ist. Eine genauere Betrachtung der Abbildung zeigt allerdings, dass diese Streuung deutlich geringer ist, sofern nur einzelne Chips betrachtet werden. Aus diesem Grund sind in Abbildung 4.3 die Verläufe der Normal-Widerstände in Abhängigkeit von der inversen korrigierten Fläche A der Kontakte für die einzelnen Chips aufgeschlüsselt aufgetragen. Ausgehend von der Annahme, dass eine Variation der Flächen A über den Wafer verteilt auftritt, wurde hierbei die laterale Dimension der Josephson-Kontakte jeweils um einen konstanten Wert ε , der in den Graphiken angegeben ist, korrigiert, um die ebenfalls in der Abbildung eingezeichnete Ausgleichsgerade an die Messpunkte anzupassen. Die Steigung R_0 dieser

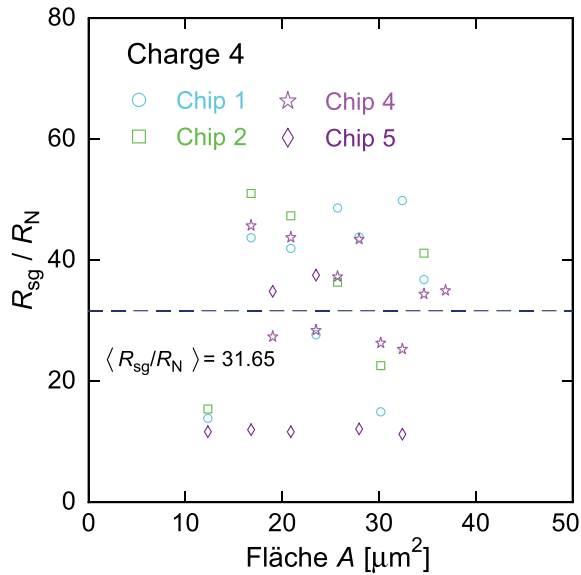


Abb. 4.4: Der normierte Sub-Gap-Widerstand R_{sg}/R_N in Abhängigkeit der korrigierten Fläche A der Josephson-Kontakte für die Charge 4. Anhand der verschiedenen Symbole können die einzelnen Chips des Wafers unterschieden werden. Es ist keine systematische Abhängigkeit des Widerstandes R_{sg}/R_N von der Fläche A zu erkennen.

Ausgleichsgeraden ist in der Abbildung angegeben. Mit Werten von ungefähr 90 nm für die Chips 1 und 2 und ungefähr 550 nm für die Chips 4 und 5 sind die Korrekturlängen ε grundsätzlich mit früheren Beobachtungen verträglich. Dahingegen ist für die Variation der Steigungen R_0 der Ausgleichsgeraden der Chips der Charge 4 keinerlei Systematik zu erkennen. Die Ursache für die beobachteten Variationen der Korrekturlänge ε und der Steigung R_0 ist zum momentanen Zeitpunkt nicht eindeutig geklärt. Jedoch könnten die oben genannten mechanischen Verspannungen in den Niob-Schichten einen Einfluss auf die Steigung R_0 der Ausgleichsgeraden haben. Dies ist nach [Kur88] für die im verwendeten Herstellungsprozess vollflächig aufgetragenen Dreischichtstrukturen durchaus zu erwarten.

4.3 Widerstände R_{sg} der Josephson-Kontakte der Charge 4

In Abschnitt 4.1 dieses Kapitels wurde im Rahmen eines Vergleichs der Strom-Spannungs-Kennlinien der Tunnelkontakte der Charge 1 bis 4 bereits festgestellt, dass die Sub-Gap-Widerstände R_{sg} der Josephson-Kontakte der Charge 4 im Allgemeinen relativ hohe Werte annehmen. Nach dieser eher qualitativen Aussage soll im Folgenden für die Kontakte der Charge 4 eine quantitative Analyse des Sub-Gap-Widerstandes durchgeführt werden. Hierzu ist in Abbildung 4.4 das Verhältnis R_{sg}/R_N des Sub-Gap-Widerstandes bezogen auf den Normal-Widerstand der Tunnelkontakte in Abhängigkeit von der Fläche A der Josephson-Kontakte aufgetragen. Nach Abschnitt 2.4 erwartet man, dass das Verhältnis R_{sg}/R_N unabhängig von der Fläche A ist und einen konstanten Wert annimmt. Ein solches Verhalten kann jedoch bei den hier betrachteten Josephson-Kontakten nicht festgestellt werden. Vielmehr beobachtet

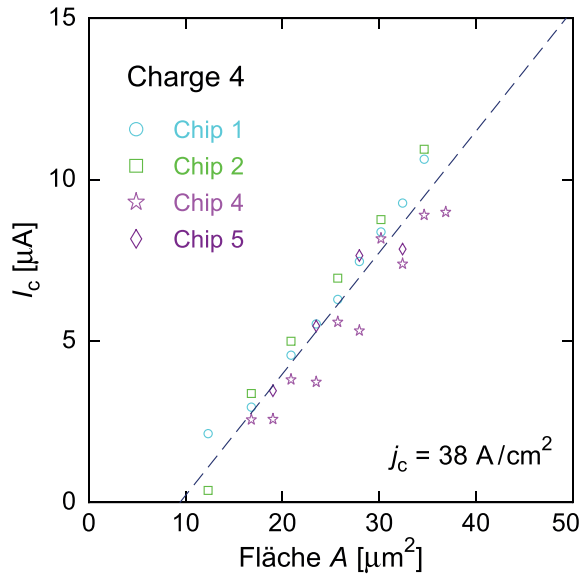


Abb. 4.5: Kritische Ströme aller untersuchten Chips der Charge 4 in Abhängigkeit von der korrigierten Fläche A der Kontakte. Die getrichelte Linie stellt eine Ausgleichsgerade dar, die den erwarteten Verlauf der Kurve widerspiegelt. Anhand der verschiedenen Symbole können die einzelnen Chips des Wafers unterschieden werden.

man eine starke Streuung der Messwerte $R_{\text{sg}}/R_{\text{N}}$. Eine mögliche Ursache für diese Streuung besteht darin, dass mikroskopisch kleine Kurzschlüsse, die durch die in Abschnitt 3.1 angesprochenen säulenartigen Strukturen an der Oberseite der Basiselektrode auftreten können, zu metallischen Kontakten zwischen den beiden Elektroden führen können. Das Auftreten dieser Strukturen ist statistisch verteilt, sodass damit die starke Streuung erklärt werden kann. Der im Vergleich zu Charge 3 deutlich höhere Sub-Gap-Widerstand kann durch die größere Dicke der Aluminium-Schicht erklärt werden, durch die die darunterliegende Niob-Schicht teilweise geglättet wird, sodass nur noch an einigen Stellen über den Wafer verteilt Unebenheiten auftreten, was dazu führt, dass nicht alle Kontakte gleichermaßen betroffen sind. Da die Messwerte sehr stark streuen, bietet es sich an, den Mittelwert $\langle R_{\text{sg}}/R_{\text{N}} \rangle = 31,65$ zur Beurteilung der Qualität der Kontakte heranzuziehen. Dieser ist viel größer als 10, was nach Abschnitt 4.1 abermals auf die hohe Qualität dieser Josephson-Kontakte hinweist. Zusammen mit der Beobachtung, dass selbst die niedrigsten Werte für das Verhältnis $R_{\text{sg}}/R_{\text{N}}$ Werte größer als 10 annehmen, zeigt dies einmal mehr an, dass die untersuchten Josephson-Kontakte qualitativ hochwertig sind.

4.4 Kritischer Strom der Josephson-Kontakte der Charge 4

Nachdem bislang in den vorangegangenen Abschnitten nur Eigenschaften der Quasiteilchenkennlinien untersucht worden sind, soll in diesem Abschnitt die Abhängigkeit des kritischen Stroms I_c von der Fläche der Josephson-Kontakte betrachtet werden. Hierzu sind in der Abbildung 4.5 die kritischen Ströme der Kontakte der Charge 4 in Abhängigkeit von der Fläche der Tunnelkontakte aufgetragen, wobei die verschie-

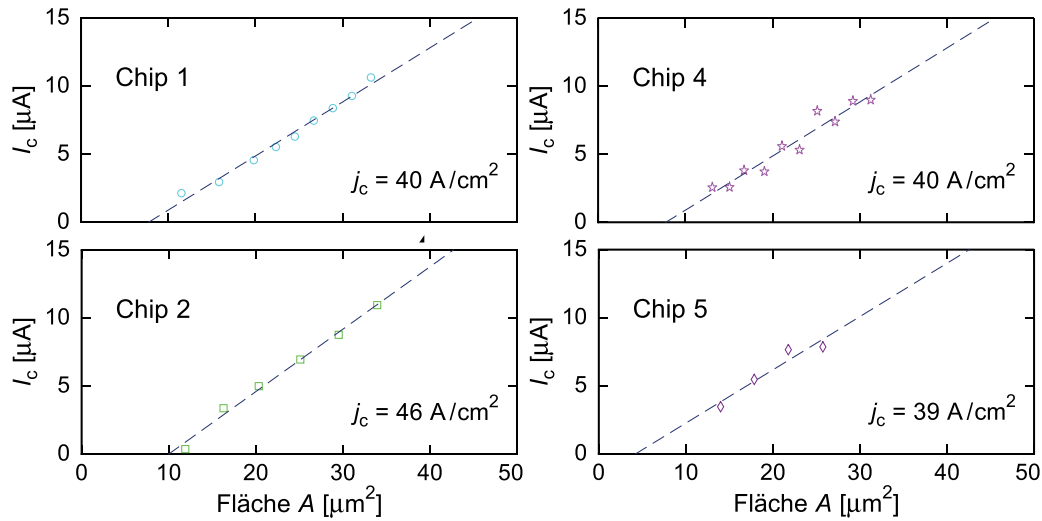


Abb. 4.6: Übersicht über die kritischen Ströme der einzelnen Chips der Charge 4 in Abhängigkeit von der korrigierten Fläche A der Kontakte. Die getrickelten Linien zeigen Ausgleichsgeraden, deren Steigungen j_c in der Abbildung angegeben sind.

denen Symbole die Zugehörigkeit der Messdaten zu den unterschiedlichen Chips des Wafers darstellen. Der Verlauf der Abhängigkeit des kritischen Stroms I_c von der Fläche A sollte gemäß der Beziehung $I_c = j_c \cdot A$ durch eine Ursprungsgerade zu beschreiben sein. Mit Hilfe der in der Abbildung eingezeichneten Ausgleichsgeraden ist zu erkennen, dass an die Messdaten zwar eine lineare Funktion angepasst werden kann, diese aber nicht durch den Ursprung verläuft. Dieser Punkt soll weiter unten nochmals aufgegriffen werden. Aus der Steigung der Ausgleichsgeraden kann die kritische Stromdichte zu $j_c = 38 \text{ A/cm}^2$ bestimmt werden. Dieser Wert liegt in dem Bereich, den man für die bei der Herstellung gewählte Sauerstoffexposition $p_{\text{O}_x} \cdot t_{\text{O}_x}$ erwartet.

Wie bereits im Abschnitt 4.2 im Rahmen der Diskussion der Normal-Widerstände erläutert wurde, ist auch für die kritischen Ströme eine über den gesamten Wafer verteilte Streuung der Messwerte zu erkennen. Diese fällt analog zur Analyse der Normal-Widerstände, für die einzelnen Chips sehr viel kleiner aus als für den gesamten Wafer. Dies lässt sich anhand von Abbildung 4.6 erkennen, in der die kritischen Ströme I_c in Abhängigkeit von der Fläche A der Kontakte für die einzelnen Chips sowie jeweils eine Ausgleichsgerade dargestellt sind. Dies deutet abermals darauf hin, dass die Qualität und die Skalierbarkeit der Josephson-Kontakte lokal auf dem Wafer sehr gut, allerdings über den gesamten Wafer verteilt eine gewisse Streuung zu beobachten ist.

Eine auffällige Abweichung vom erwarteten Verlauf $I_c = j_c A$ des kritischen Stroms ist jedoch die Tatsache, dass in allen Fällen die Ausgleichsgeraden nicht den Ursprung

schneiden. Hierfür kommen mehrere Erklärungen in Frage. Zum einen könnten die angenommenen Flächen der Josephson-Kontakte von ihren realen Flächen verschieden sein, sodass sich die Messpunkte nach einer Korrektur der Flächen durch eine Ausgleichsgerade durch den Ursprung beschreiben lassen könnten. Allerdings wird diese These dadurch widerlegt, dass die Flächenabhängigkeit der Normal-Widerstände $R_N(1/A)$ bereits sehr gut durch die erwartete Ursprungsgerade beschrieben werden kann. Zum anderen könnten für die kritischen Ströme systematisch zu kleine Werte gemessen worden sein. In diesem Fall müsste ein konstanter Wert von $\Delta I = 3,47 \mu\text{A}$ zu den I_c -Messwerten addiert werden, sodass die Ausgleichsgeraden durch den Ursprung verlaufen. Nach längeren Überlegungen im Zuge der Zusammenschrift dieser Arbeit konnte als mögliche Ursache für diese konstante Reduktion des kritischen Stroms ein durch das Eingangs-Rauschen des im Abschnitt 3.2 erwähnten Differenzverstärkers verursachter Rausch-Strom I_F gefunden werden. Dieser wird durch das Eingangs-Rauschen des Verstärkers zusammen mit den niederohmigen Verbindungsleitungen zum Tunnelkontakt verursacht und addiert sich zu dem in den Josephson-Kontakt eingepprägten Strom I , sodass der gesamte durch den Kontakt fließende Strom durch $I_{\text{ges}} = I + I_F$ gegeben ist. Um diese These weiter zu untermauern, soll hier eine Abschätzung des durch den Verstärker verursachten Rauschstroms gegeben werden. Auf der Grundlage der Angaben bezüglich des Eingangs-Rauschens im Datenblatt des Verstärkers (Burr Brown, INA110) erwartet man zusammen mit der Messbandbreite, dass die Spannungs-Amplitude des Eingangs-Rauschens des Verstärkers einen Wert im Bereich von $U_F \approx 20 \mu\text{V}$ annimmt. Dieser übersetzt sich mit dem Widerstand R der verwendeten Kupfer-Kabel von ungefähr 8Ω in einen durch die Probe fließenden Strom $I_F \approx 2,5 \mu\text{A}$. Dieser Wert liegt im Bereich des zuvor durch Verschieben der Ausgleichsgerade bestimmten Wertes von $\Delta I = 3,47 \mu\text{A}$, sodass das Eingangs-Rauschen des Verstärkers durchaus zu der beobachteten Abweichung führen kann.

Zur weiteren Überprüfung der Annahme soll im Einzelnen untersucht werden, ob alle Josephson-Kontakte der Charge 4 einen identischen Wert für das $I_c R_N$ -Produkt besitzen. Hierzu wurden, wie in Abbildung 4.7 zu sehen ist, die kritischen Ströme I_c in Abhängigkeit vom jeweiligen Normal-Widerstand R_N aufgetragen. Die eingezeichnete Kurve stellt eine an die Datenpunkte angepasste Hyperbel der Form $I_c(R_N) = u/R_N + v$ dar, wobei die beiden Parameter u und v durch eine Anpassung an die Messdaten bestimmt worden sind. Dabei zeigt die geringe Streuung der Messwerte eine strenge Korrelation zwischen dem kritischen Strom und dem Normal-Widerstand an, was bedeutet, dass das $I_c R_N$ -Produkt tatsächlich für alle Kontakte identische Werte annimmt. Da dieses von der Fläche der Kontakte unabhängig ist und wie die Gap-Spannung nur von den Energielücken der Elektroden abhängt, deutet dieses Ergebnis ebenfalls darauf hin, dass die in den Analysen des kritischen Stroms I_c und des Normal-Widerstands R_N beobachteten Streuungen nicht auf die

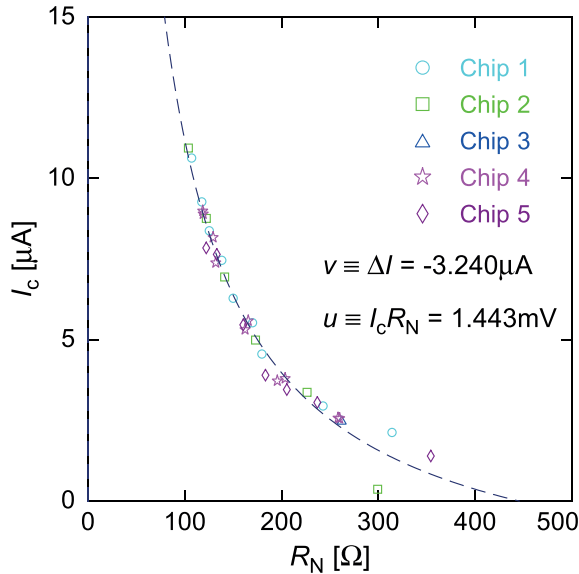


Abb. 4.7: Kritische Ströme I_c in Abhängigkeit vom Normal-Widerstand R_N . Anhand der verschiedenen Symbole können die einzelnen Chips des Wafers unterschieden werden. Die eingezeichnete Hyperbel wurde gemäß der Formel $I_c(R_N) = u/R_N + v$ unter Variation der Parameter u und v an die Datenpunkte angepasst. Wie im Text erläutert kann u als durch die Anpassung der Hyperbel extrahierter Wert für das $I_c R_N$ -Produkt angesehen werden und v stellt den ebenso gewonnenen Zusatzstrom I_F dar.

Eigenschaften des Elektrodenmaterials zurückzuführen sind. Durch Umstellen der Hyperbel-Gleichung in die Form $R_N(I_c + v) = u$ kann man leicht sehen, dass die beiden Parameter u und v einen durch die Anpassung der Hyperbel extrahierten Wert für das $I_c R_N$ -Produkt und den systematischen Fehler bei der Messung der kritischen Ströme darstellen. Der so ermittelte Wert für den systematischen Fehler bei der Bestimmung des kritischen Stroms von $\Delta I = 3,24 \mu\text{A}$ ist mit dem durch Verschieben der Ausgleichsgerade in der I_c -Graphik entstandenen Wert $\Delta I = 3,47 \mu\text{A}$ und der Abschätzung des Rausch-Stroms durch den Verstärker $I_F \approx 2,5 \mu\text{A}$ gut verträglich. In einer Fortsetzung dieser Arbeit könnte die Vermutung, dass der Zusatzstrom durch das Eingangs-Rauschen des Verstärkers verursacht wird, dadurch überprüft werden, dass die bisher niederohmigen Messkabel mit einem hohen Widerstand versehen werden. In folgenden Messungen sollte sich dann zeigen, dass der Einfluss des Rauschens vermindert ist und der systematische Fehler bei der Messung des kritischen Stromes auf ein vernachlässigbares Niveau reduziert werden kann.

Zur weiteren Analyse und Qualitätsbeurteilung der Charge 4 soll im Folgenden das $I_c R_N$ -Produkt auf zwei verschiedene Weisen konkret bestimmt werden. Zunächst liefert der oben erwähnte Parameter $u = I_c R_N$ einen Wert von 1,44 mV. Des weiteren kann aus der im vorangegangenen Abschnitt 4.2 ermittelten Steigung $R_0 = 4068 \Omega \mu\text{m}^2$ der Ausgleichsgerade im Verlauf der Widerstände $R_N(1/A)$ und der zu Beginn dieses Abschnittes berechneten kritischen Stromdichte $j_c = 38 \text{ A/cm}^2$ ein $I_c R_N$ -Produkt von 1,55 mV bestimmt werden. Die beiden Ergebnisse für das $I_c R_N$ -Produkt, welche eine gute Übereinstimmung zeigen, weichen zwar vom durch die Ambegaokar-Baratoff-Theorie für ideale SIS-Tunnelkontakte vorhergesagten Wert

von 2,14 mV um ungefähr 30 % ab. Es muss jedoch beachtet werden, dass im Fall der untersuchten Kontakte kein idealer SIS-Tunnelkontakt vorliegt. Dies rührt daher, dass die nicht vollständig durchoxidierte Aluminiumschicht die Eigenschaften der Basiselektrode geringfügig verändert, wie in Abschnitt 2.4 erläutert worden ist. Die systematische Reduktion der kritischen Ströme in Abhängigkeit von der Temperatur gegenüber der Theorie von Ambegaokar und Baratoff bei Kontakten mit Proximity-Effekt wurde bereits in anderen Arbeiten beobachtet [Sei80] und ist in diesem Fall nicht mit einer minderen Qualität der untersuchten Kontakte gleichzusetzen. Skaliert man die eben diskutierten Ergebnisse für das $I_c R_N$ -Produkt, das bei einer Temperatur von $T = 4,2$ K gemessen wurde, mittels der Formel (2.14) auf tiefe Temperaturen, so können diese mit den in [Kem12] bei einer Temperatur von 17 mK gefundenen Werten verglichen werden. Hierbei zeigt sich eine gute Übereinstimmung.

4.5 Temperaturabhängige Messungen an Tunnelkontakten der Charge 4

Nachdem im bisherigen Verlauf dieses Kapitels systematisch gezeigt worden ist, dass die Josephson-Kontakte der Charge 4 die von allen untersuchten Tunnelkontakten am qualitativ hochwertigsten sind, sollen in diesem Abschnitt temperaturabhängige Messungen an drei ausgewählten Kontakten dieser Charge, die im Folgenden mit J1, J2 und J3 bezeichnet werden, vorgestellt werden. Die drei ausgewählten Kontakte haben unterschiedlich große Flächen, wobei J1 die kleinste und J3 die größte Fläche besitzt. Im Gegensatz zu den bisher diskutierten Messungen, die bei einer konstanten Temperatur von 4,2 K durchgeführt wurden, fanden die in diesem Abschnitt besprochenen Messungen bei einer Temperatur im Bereich zwischen 363 mK und 10 K in einem adiabatischen Entmagnetisierungskryostaten statt. Abbildung 4.8 (links) zeigt den Verlauf der Strom-Spannungs-Kennlinie des Josephson-Kontakts J1 für drei verschiedene Temperaturen abgebildet. Es ist zu erkennen, dass der Normal-Widerstand mit einem Wert von $R_N = 255 \Omega$ erwartungsgemäß keine Temperaturabhängigkeit zeigt. Der Sub-Gap-Widerstand R_{sg} , die Gap-Spannung U_G sowie die Ausprägung der in Abschnitt 2.4 eingeführte Proximity-Struktur zeigen hingegen eine ausgeprägte Temperaturabhängigkeit. Bei tiefen Temperaturen führt hierbei der Proximity-Effekt zu einer hysteretischen Struktur, die bei Temperaturen im Bereich von $T = 6$ K nur als Knick in der Kennlinie und bei Temperaturen nahe an der Phasenübergangstemperatur T_c überhaupt nicht mehr zu erkennen ist. Aus der dargestellten Kennlinie ergeben sich bei einer Temperatur von $T = 363$ mK für den Sub-Gap-Widerstand ein Wert von $R_{sg} = 14,3$ k Ω und für die Gap-Spannung ein Wert von $U_G = 2,9$ mV. Weiterhin wird aus der Abbildung deutlich, dass der Anstieg der Kennlinie in der Nähe der Gap-Spannung U_G zu tiefen Temperaturen hin steiler wird, was auch in

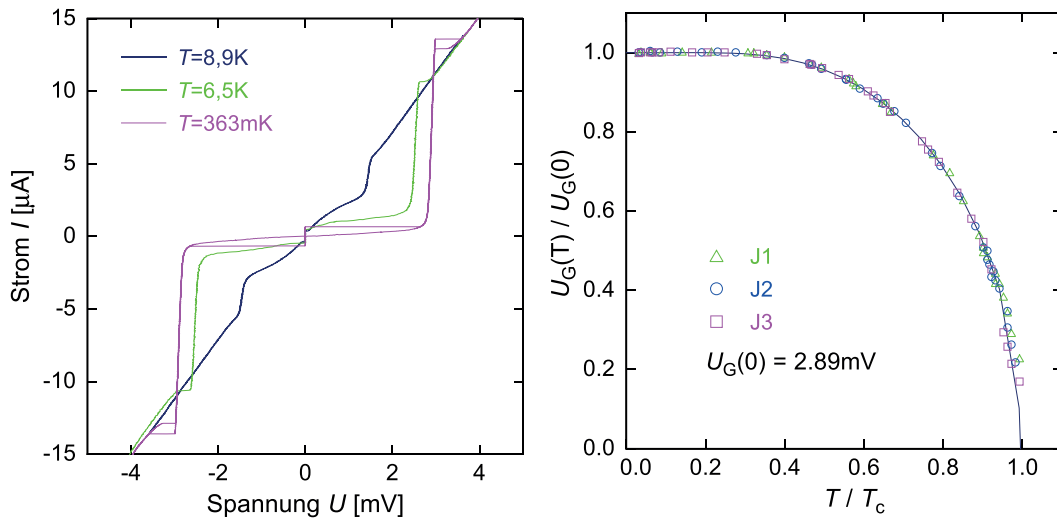


Abb. 4.8: (Links) Übersicht dreier Kennlinien des Josephson-Kontakts J1, die bei verschiedenen Temperaturen T , aufgezeichnet wurden. (Rechts) Experimentell ermittelter Verlauf der normierten Gap-Spannung $U_G(T)/U_G(0)$ für drei Kontakte der Charge 4 in Abhängigkeit von der normierten Temperatur. Anhand der verschiedenen Symbole können die einzelnen Josephson-Kontakte J1 bis J3 des Chips unterschieden werden. Die durchgezogene Linie stellt den nach der BCS-Theorie erwarteten Verlauf der Kurve.

[Dyn78] beobachtet wurde. Der kritische Strom wurde durch magnetische Hintergrundfelder fast vollständig unterdrückt. Dennoch ist eine Abnahme desselben mit steigender Temperatur zu erkennen.

Gap-Spannung

In Abbildung 4.8 (rechts) ist für die drei untersuchten Josephson-Kontakte J1 bis J3 der Verlauf der experimentell bestimmten normierten Gap-Spannung U_G/U_0 in Abhängigkeit der normierten Temperatur T/T_c gezeigt. Die Verwendung verschiedener Symbole dient der Unterscheidung der unterschiedlichen Kontakte. Die eingezeichnete Kurve stellt den im Rahmen der BCS-Theorie erwarteten Verlauf der Messkurve, der durch die Gleichung (2.1) gegeben ist, dar, wobei die Gap-Spannung $U_G(0)$ sowie die Phasenübergangstemperatur T_c durch eine Extrapolation der Messpunkte bestimmt worden sind. Wie man in der Abbildung erkennt, stimmen Theorie und Experiment sehr gut überein. Der durch die Anpassung der Theoriekurve ermittelte Wert für die Gap-Spannung von $U_G(0) = 2,89 \text{ mV}$ liegt knapp unter dem für ideale SIS-Tunnelkontakte erwarteten Wert zwischen $2,92 \text{ mV}$ und $3,02 \text{ mV}$. Wie bereits in Abschnitt 4.4 angesprochen wurde, handelt es sich jedoch bei den untersuchten Josephson-Kontakten nicht um ideale SIS-Kontakte, da sich eine dünne, nicht oxi-

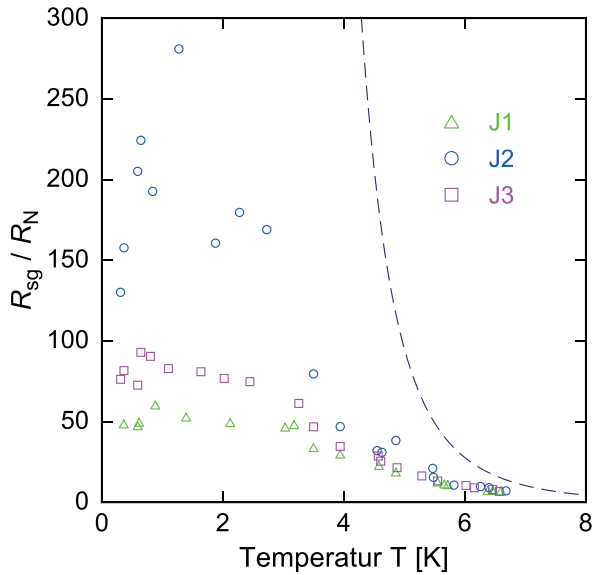


Abb. 4.9: Experimentell ermittelter Sub-Gap-Widerstand R_{sg} der Josephson-Kontakte J1 bis J3 aus der Charge 4 in Abhängigkeit von der Temperatur. Anhand der verschiedenen Symbole können die einzelnen Josephson-Kontakte J1 bis J3 des Chips unterschieden werden. Die eingezeichnete Kurve stellt den nach der BCS-Theorie erwarteten Verlauf dar, der durch die Formel (2.15) gegeben ist.

dierte Aluminium-Schicht auf der Basiselektrode befindet, welche die Energielücke derselben reduziert. Gemäß der Beziehung $U_G = (\Delta_1 + \Delta_2)/e$ ist für die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Josephson-Kontakte somit eine gegenüber der Theorie idealer SIS-Tunnelkontakte geringfügig reduzierte Gap-Spannung zu erwarten, was sich mit den hier gewonnenen Beobachtungen deckt.

Sub-Gap-Widerstand

Die bereits im Zusammenhang mit den flächenabhängigen Messungen begonnene Diskussion des Sub-Gap-Widerstands R_{sg} soll in diesem Abschnitt noch einmal aufgegriffen und durch dessen Abhängigkeit von der Temperatur ergänzt werden. In der Abbildung 4.9 sind die im Rahmen dieser Arbeit gewonnenen Datenpunkte zusammen mit dem nach der BCS-Theorie erwarteten Verlauf $R_{\text{sg}}(T)$, der durch Gleichung (2.15) gegeben ist. Da der Sub-Gap-Widerstand, wie in Abschnitt 2.4 erwähnt worden ist, ein Maß für den von Quasiteilchen getragenen Strom darstellt, wird ein Anstieg desselben zu tiefen Temperaturen hin erwartet, da die Anzahl der Quasiteilchen zu tiefen Temperaturen hin exponentiell abnimmt. Es ist in der Abbildung 4.9 zu erkennen, dass die Datenpunkte sich nicht mit dem durch Gleichung (2.15) gegebenen Verlauf beschreiben lassen. Allerdings ist der erwartete Anstieg des Sub-Gap-Widerstandes zu tiefen Temperaturen hin im Verlauf der gemessenen Daten qualitativ zu erkennen. Die Beobachtung, dass der Verlauf der Messdaten bei Temperaturen $T < 3\text{ K}$ nahezu konstant wird, kann bedeuten, dass die Quasiteilchen bei tiefen Temperaturen entgegen der theoretischen Erwartung nicht vollständig verschwinden. Eine ähnliche Beobachtung konnte in [Mon] gefunden werden. Eine andere mögliche Erklärung für die Unterschiede zwischen Theorie und Experiment könnte

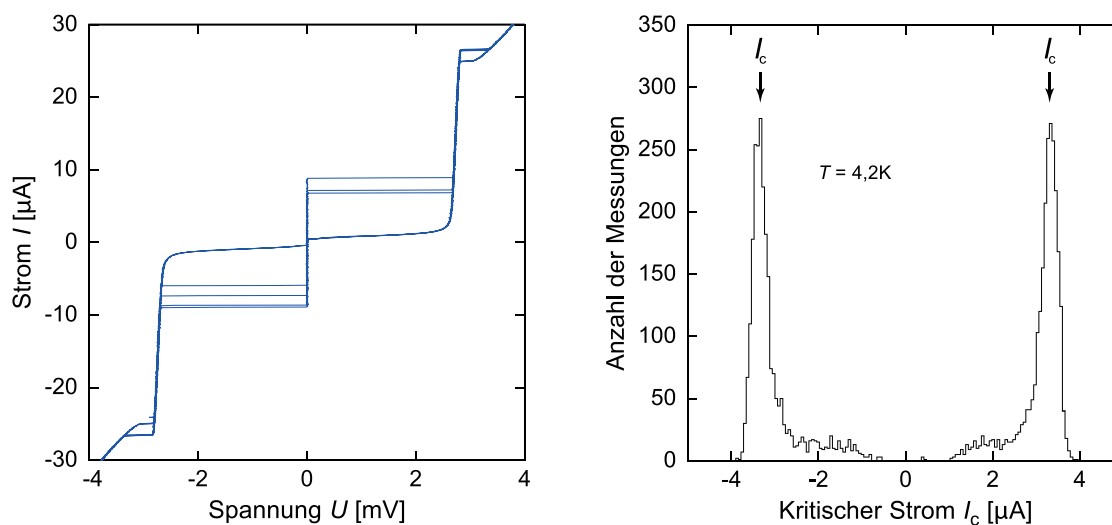


Abb. 4.10: (Links) Übersicht von nacheinander aufgezeichneten Kennlinien des Josephson-Kontakts J1, der sich bei einer Temperatur von $T = 5,3\text{ K}$ in dem verwendeten Kryostaten befand. (Rechts) Mit Hilfe der Flugzeitmethode bestimmte Häufigkeitsverteilung des kritischen Stromes des ausgewählten Josephson-Kontakts J1 bei $4,2\text{ K}$.

eine hochohmige Verbindung zwischen den Elektroden des Josephson-Kontakts sein, die einen Parallelwiderstand zum eigentlichen Josephson-Kontakt darstellt. Es ist denkbar, dass diese sich aufgrund mangelnder Glättung der rauen Oberfläche der Basiselektrode durch die darauf folgende Aluminium-Schicht oder einer stellenweise nicht ausreichenden Isolation durch die Si_3N_4 -Schicht in den Josephson-Kontakten der Charge 4 gebildet haben. Diese würde sich, wie in der Abbildung 4.9 zu sehen ist, erst in einem Temperaturbereich bemerkbar machen, in dem der Sub-Gap-Widerstand so hoch ist, dass der Einfluss des Parallelwiderstands dominiert.

Kritischer Strom

Ebenso wie für den Sub-Gap-Widerstand und die Gap-Spannung wurden auch Versuche zur temperaturabhängigen Messung des kritischen Stroms des Josephson-Kontakts J1 durchgeführt. Während der Messungen im Kryostaten wurde jedoch festgestellt, dass die kritischen Ströme trotz der Verwendung der in Abschnitt 3.2 beschriebenen Tiefpassfilter aufgrund von äußeren Störungen nicht zuverlässig gemessen werden konnten. Dies ist, wie in Abbildung 4.10 (links) gezeigt ist, daran zu erkennen, dass in nacheinander aufgezeichneten Kennlinien sehr verschiedene kritische Ströme gemessen wurden. Da der Einfluss dieser Störsignale durch eine Modifikation der Filter nicht beseitigt werden konnte, wurde auf eine „Flugzeitmessmethode“ zurückgegriffen, um dennoch einen sinnvollen Wert für den kritischen Strom ange-

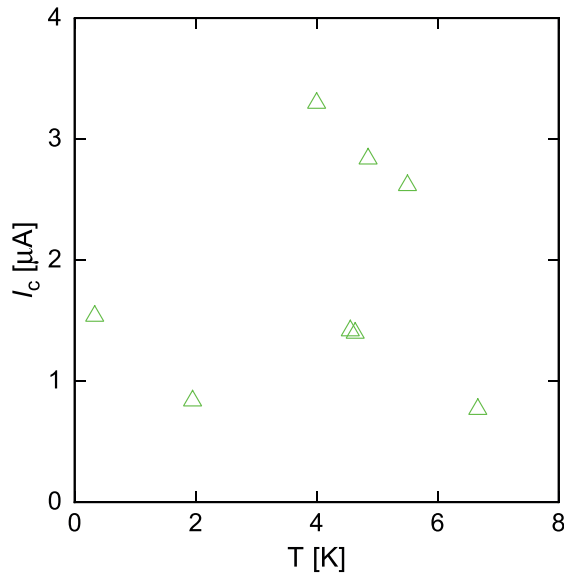


Abb. 4.11: Experimentell ermittelte kritische Ströme des Josephson-Kontakts J1 in Abhängigkeit von der Temperatur. Die Messung fand im adiabatischen Entmagnetisierungskryostaten nach der Flugzeitmessmethode statt.

ben zu können. Hierzu wurde bei einer konstanten Temperatur des Kryostaten und einem linear variierten Generatorsignal die Zeit zwischen Startsignal, d. h. dem Zeitpunkt, bei dem $I = 0$ ist, und dem Zeitpunkt, ab dem eine Spannung über dem Josephson-Kontakt abfällt, gemessen. Mit der bekannten Steigung des Generatorsignals $\Delta U/\Delta t$ konnte aus der Zeitdifferenz Δt der durch den Kontakt fließende Strom zum Zeitpunkt des Übergangs zwischen dem supraleitenden und dem normalleitenden Zustand berechnet werden. Diese Methode wird hier wegen der Analogie dieses Verfahrens zu den aus der Hochenergiephysik bekannten Messmethoden, bei denen ein Zeitintervall zwischen zwei zuvor definierten Ereignissen gemessen wird, Flugzeitmessmethode genannt. Die Messung wurde etwa 3000 bis 5000 mal wiederholt. Die Lage des Maximums in den daraus erstellten Histogrammen wurde, wie in Abbildung 4.10 rechts dargestellt, als I_c -Messwert verwendet.

Das Ergebnis dieser Messung ist in der Abbildung 4.11 gezeigt, in der die aus der Flugzeitmessung gewonnenen Messwerte für die kritischen Ströme in Abhängigkeit der Temperatur dargestellt sind. Die Abbildung macht deutlich, dass die zuverlässige Bestimmung des kritischen Stroms selbst mit der oben beschriebenen verbesserten Messmethode im Kryostaten nicht möglich war. Die Ursache für die auftretende Streuung der Messpunkte ist derzeit nicht bekannt. Allerdings könnte die beobachtete Streuung, durch elektromagnetische Störsignale, deren Ursprung bisher unbekannt ist, verursacht sein. Aufgrund der Tatsache, dass für die im ersten Teil dieses Kapitels besprochenen Messungen in der Helium-Transportkanne eine zuverlässige Messung der kritischen Ströme möglich war, ist davon auszugehen, dass der Messaufbau im Kryostaten ebenfalls dahingehend optimiert werden kann. Da es in dem zur Verfügung stehenden Zeitraum jedoch nicht mehr möglich war, dieses Problem zu lösen, steht diese Fragestellung für eine nachfolgende Arbeit offen.

5. Zusammenfassung

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde eine Reihe von Josephson-Kontakten hinsichtlich ihrer Skalierbarkeit, ihrer Reproduzierbarkeit und ihrer Qualität untersucht. Vor dem Hintergrund, dass eine Auslesung großer Röntgen-Detektorarrays aus magnetischen Kalorimetern angestrebt wird, wurde in einer vorangegangenen Arbeit ein Frequenzmultiplexverfahren auf der Grundlage nicht-hysteretischer rf-SQUIDs zur Auslesung großer Detektorarrays aus magnetischen Kalorimetern erarbeitet [Kem12]. Im Zuge dessen wurde im institutseigenen Reinraum ein Fertigungsprozess für Josephson-Kontakte entwickelt, die auf einer Nb/Al-AlO_x/Nb-Dreischichtstruktur basieren. Mit dem Ziel der Optimierung dieses Fertigungsprozesses wurden mehrere Chargen von Josephson-Kontakten hergestellt, bei denen systematisch verschiedene Produktionsparameter variiert wurden. Die Josephson-Kontakte aus insgesamt vier dieser Chargen wurden im Rahmen dieser Arbeit mit Blick auf die bei der Fertigung der jeweiligen Charge gewählten Prozessparameter charakterisiert.

Zunächst wurden die aufgenommenen Strom-Spannungs-Kennlinien aller Chargen qualitativ betrachtet und miteinander verglichen. Dabei stellte sich heraus, dass die Quasiteilchenkennlinien der Charge 3 überwiegend sehr niedrige Sub-Gap-Widerstände R_{sg} zeigten. Per Definition gibt der Sub-Gap-Widerstand R_{sg} hierbei den Widerstandswert der Quasiteilchenkennlinie bei einer Spannung von $U = 2 \text{ mV}$ an. Außerdem wurde für diese Charge festgestellt, dass eine an den linearen Bereich der Kennlinie angepasste Ausgleichsgerade die Strom-Achse nicht, wie für eine ideale Quasiteilchenkennlinie erwartet, im Ursprung, sondern bei einem Überstrom I_{ex} schneidet. Aufgrund dieser Beobachtungen und der Betrachtung der geringen Ausbeute funktionsfähiger Josephson-Kontakte der Charge 2 hat sich gezeigt, dass die Josephson-Kontakte der Chargen 2 und 3 gegenüber denen der Chargen 1 und 4 eine reduzierte Qualität aufweisen. Sowohl bei der Charge 1 als auch bei der Charge 4 lässt sich die Abhängigkeit des Normal-Widerstandes R_{N} von der Fläche A der Kontakte gut durch den erwarteten Verlauf $R_{\text{N}} = R_0/A$ beschreiben. Die Beobachtung, dass die Normal-Widerstände der Charge 1 stärker streuen, konnte auf mechanische Verspannungen in den supraleitenden Elektroden zurückgeführt werden. Des Weiteren stimmt der Verlauf der bei Charge 4 gemessenen kritischen Ströme I_{c} in Abhängigkeit von der Fläche A der Kontakte gut mit dem erwarteten Zusammenhang $I_{\text{c}} = j_{\text{c}}A$ überein. Obwohl die experimentellen Ergebnisse sich in beiden Fällen gut mit der theoretischen Erwartung decken, war über den gesamten Wafer eine gewisse Streuung der Messwerte zu erkennen. Diese Streuung der Messwerte ist bei

der Betrachtung der einzelnen Chips weniger ausgeprägt als bei der Betrachtung des ganzen Wafers, was auf mechanische Verspannungen in den Niob-Elektroden und fertigungsbedingte Variationen der Flächen der Josephson-Kontakte zurückzuführen ist. Die Messung der Widerstandsverhältnisse $R_{\text{sg}}/R_{\text{N}}$ ergab einen Mittelwert von $\langle R_{\text{sg}}/R_{\text{N}} \rangle = 31,65$ sowie minimal und maximal erreichte Werte von $R_{\text{sg}}/R_{\text{N}} = 10$ und $R_{\text{sg}}/R_{\text{N}} = 50$. Zusammen mit dem für das $I_{\text{c}}R_{\text{N}}$ -Produkt ermittelten Wert von $1,55 \text{ mV}$ lassen diese für die Charge 4 gefundenen Ergebnisse auf eine hohe Qualität der untersuchten Josephson-Kontakte schließen.

Der Vergleich des temperaturabhängigen Verlaufs der Gap-Spannung U_{G} dreier ausgewählter Josephson-Kontakte der Charge 4 mit der nach der BCS-Theorie erwarteten Kurve zeigt sehr gute Übereinstimmung. Dabei wurde eine Gap-Spannung von $U_{\text{G}} = 2,89 \text{ mV}$ bestimmt, die bei Beachtung des Proximity-Effekts in dem erwarteten Bereich liegt. Obwohl der im Zuge der temperaturabhängigen Messungen des Widerstandsverhältnisses $R_{\text{sg}}/R_{\text{N}}$ beobachtete Verlauf nicht durch die durch die BCS-Theorie vorhergesagte Kurve zu beschreiben ist, zeigen die Messdaten qualitativ den theoretisch erwarteten Verlauf.

Im Rahmen dieser Arbeit konnte somit ein Satz von Prozessparametern gefunden werden, mit dem die Herstellung qualitativ hochwertiger Josephson-Kontakte möglich ist. Dies wird im Detail durch ein hohes Widerstandsverhältnis $R_{\text{sg}}/R_{\text{N}}$ mit Werten von minimal $R_{\text{sg}}/R_{\text{N}} = 10$ und Maximalwerten von $R_{\text{sg}}/R_{\text{N}} = 50$ sowie einem für das $I_{\text{c}}R_{\text{N}}$ -Produkt gefundenen Wert von $1,55 \text{ mV}$ angezeigt. Zusätzlich liefert ein Vergleich des mit Hilfe der BCS-Theorie berechneten Temperaturverlaufs der Gap-Spannung mit den experimentellen Daten eine sehr gute Übereinstimmung. Insgesamt zeigt dies die hohe Qualität der Josephson-Kontakte der Charge 4 an. Durch eine weitere Feinjustage der Prozessparameter der Charge 4 ist es damit zu erwarten, dass zukünftig zuverlässig Josephson-Kontakte mit vorhersagbaren Eigenschaften hergestellt werden können.

Literaturverzeichnis

- [Amb63] V. Ambegaokar und A. Baratoff, Tunneling Between Superconductors, *Phys. Rev. Lett.*, **10**, 486–489, 1963.
- [Bar57] J. Bardeen, L. N. Cooper, und J. R. Schrieffer, Theory of Superconductivity, *Physical Review*, **108**(5), 1175–1204, 1957.
- [Bol85] D.W. Bol, J. J. F. Scheffer, W. T. Giele, und R. de Bruyn Ouboter, Thermal Activation in the Quantum Regime and Macroscopic Quantum Tunneling in the Thermal Regime in a Metastable System Consisting of a Superconducting Ring Interrupted by a Weak Junction, *Physica B: Physics of Condensed Matter*, **154**, 56–65, 1985.
- [Buc04] W. Buckel und R. Kleiner, *Superconductivity, Fundamentals and Applications*, Wiley-VCH, Weinheim, 2004.
- [Car90] J. P. Carbotte, Properties of Boson-Exchange Superconductors, *Rev. Mod. Phys.*, **62**, 1027–1157, 1990.
- [Cla04] John Clarke und Alex I. Braginski (Ed.), *The SQUID Handbook: Vol. I Fundamentals and Technology of SQUIDs and SQUID Systems*, Wiley-VCH, 2004.
- [Coo56] L. N. Cooper, Bound Electron Pairs in a Degenerate Fermi Gas, *Phys. Rev.*, **104**, 1189–1190, 1956.
- [Du07] J. Du, A. D. M. Charles, Petersson K. D., und E. W. Preston, Influence of Nb Film Surface Morphology on the Sub-Gap Leakage Characteristics of Nb/AlO_x-Al/Nb Josephson Junctions, *Supercond. Sci. Technol.*, **20**, 350–355, 2007.
- [Dyn78] R. C. Dynes, V. Narayanamurti, und J. P. Garno, Direct Measurement of Quasiparticle-Lifetime Broadening in a Strong-Coupled Superconductor, *Phys. Rev. Lett.*, **41**(21), 1509–1512, 1978.
- [Ens05] Christian Enss und Siegfried Hunklinger, *Low-temperature physics*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 2005.

- [Fle05] Andreas Fleischmann, Christian Enss, und G. M. Seidel, *Cryogenic Particle Detection*, volume 99 of *Topics in applied physics*, chapter Metallic Magnetic Calorimeters, 151–216, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2005.
- [Gur83] M. Gurvitch, M. A. Washington, und H. A. Huggins, High Quality Refractory Josephson Tunnel Junctions Utilizing Thin Aluminium Layers, *Appl. Phys. Lett.*, **42**, 472–474, 1983.
- [Jos62] B. D. Josephson, Possible new effects in superconductive tunneling, *Physics Letters*, **1**(7), 251–253, 1962.
- [Kem12] S. Kempf, *Entwicklung eines Mikrowellen-SQUID-Multiplexers auf der Grundlage nicht-hysteretischer rf-SQUIDs zur Auslesung metallischer magnetischer Kalorimeter*, Dissertation, Kirchhoff-Institut für Physik, Universität Heidelberg, 2012.
- [Kur88] K. Kuroda und M. Yuda, Niobiumstress Influence on Nb/Aloxide/Nb Josephson Junctions, *J. Appl. Phys.*, **63**, 2352–2357, 1988.
- [Lik86] K. K. Likharev, *Dynamics of Josephson Junctions and Circuits*, Gordon and Breach, New York, 1986.
- [Lon50] F. London, *Superfluids*, Structure of matter series, Wiley [u.a.], New York, NY, 1950.
- [McC68] D. E. McCumber, Effect of ac Impedance on dc Voltage-Current Characteristics of Superconductor Weak-Link Junctions, *J. Appl. Phys.*, **39**(7), 3113–3118, 1968.
- [McM68] W. L. McMillan, Tunneling model of the superconducting proximity effect, *Phys. Rev.*, **175**, 537–542, 1968.
- [Mon] R. Monaco, R. Cristiano, L. Frunzio, und C. Nappi, Investigation of Low-Temperature I-V Curves of High-Quality Nb/Al-AlOx/Nb Josephson Junctions, *J. Appl. Phys.*, **71**.
- [Oct83] M. Octavio, M. Tinkham, G. E. Blonder, und T. M. Klapwijk, Subharmonic Energy-Gap Structure in Superconducting Constrictions, *Phys. Rev. B*, **27**, 6739–6746, 1983.
- [Sch63] J. R. Schrieffer und J. W. Wilkins, Two-Particle Tunneling Processes between Superconductors, *Phys. Rev. Lett.*, **10**, 17–20, 1963.
- [Sei80] P. Seidel und J. Richter, Theoretical Investigation of the Critical Josephson Current of Niobium-Lead Tunnel Junctions, *Phys. Stat. Sol.*, **99**, 607–613, 1980.

- [Ste68] W. C. Stewart, Current-Voltage Characteristics of Josephson Junctions, *Appl. Phys. Lett.*, **12**(8), 277–280, 1968.
- [Tay63] B. N. Taylor und E. Burstein, Excess Currents in Electron Tunneling between Superconductors, *Phys. Rev. Lett.*, **10**, 14–17, 1963.
- [Wei69] M. Weihnacht, Influence of Film Thickness on D. C. Josephson Current, *Phys. Stat. Sol.*, **32**, K169–K172, 1969.

Danksagung

Am Ende dieser Arbeit möchte ich mich bei allen Menschen bedanken, die mich beim Schreiben derselben unterstützt haben. Mein besonderer Dank gilt:

Herrn PROF. CHRISTIAN ENSS für die freundliche Aufnahme in seiner Arbeitsgruppe und die Möglichkeit, eine Bachelorarbeit mit einem so interessanten Thema schreiben zu können. Auch danke ich ihm für die stets hilfreiche Beratung, die er mir hat zuteilwerden lassen und die schöne Arbeitsatmosphäre in der Tieftemperatur-Gruppe.

SEBASTIAN KEMPF für unglaublich viel Geduld und alles, was er mir beigebracht hat. Ich danke ihm für seine motivierenden Ratschläge und die Hilfe im Labor sowie beim Schreiben der Arbeit, insbesondere für das aufmerksame Korrekturlesen derselben. Nicht zuletzt danke ich für die solide experimentelle Grundlage, auf der ich mich austoben durfte, und weil sein Experiment so ordentlich ist.

LOREDANA GASTALDO für die Motivation, die sie mir gab und den Anstoß, endlich mit der Bachelorarbeit anzufangen. Ich danke ihr für die gute Vorbereitung auf die Bachelorarbeit in den Tutorien und für die vielen begeisternden Gespräche mit ihr, weil man immer zu ihr gehen und mit ihr über Physik plaudern kann. Auch habe ich ihr die konkrete Idee für das Thema der Bachelorarbeit zu verdanken.

ANDREAS FLEISCHMANN für die erleuchtenden Erklärungen, weil er die Fähigkeit hat, auch komplizierte Sachverhalte verständlich zu erläutern. Auch danke ich ihm dafür, dass er stets eine Erklärung oder eine Idee für unverstandene Messwerte hat.

Allen restlichen und ehemaligen Mitgliedern der Arbeitsgruppen F3, F4 und F5, namentlich STEFANIE FEUCHTENBEINER, GUDRUN FICKENSCHER, NADINE FÖRSTER, LISA GAMER, JESCHUA GEIST, ANGELA HALFAR, MARIUS HEMPEL, VALENTIN HOFFMANN, ALEXANDRA KAMPKÖTTER, GERNOT KASPER, ANNINA LUCK, EMIL PAVLOV, CHRISTIAN PIES, ANDRE PRIES, ANDREAS REISER, DANIEL ROTHFUSS, MANFRED VON SCHICKFUS, SÖNKE SCHÄFER, CHRISTIAN SCHÖTZ, SIMON UHL, DAVID VOGEL und MATHIAS WEGNER für die schöne Zeit im KIP, besonders aber auf der DPG-Frühjahrstagung. Speziell bedanken möchte ich mich bei PHILIPP RANITZSCH und DANIEL HENGSTLER, die mir bei den Messungen im ADR-Kryostaten geholfen haben.

Den Mitarbeitern der Probenpräparation, der feinmechanischen Werkstatt, der

Helium-Verflüssigung, der Elektronik-Abteilung, der EDV-Abteilung, sowie den Mitarbeitern der Verwaltung, ohne die nicht viel funktionieren würde.

All meinen Freunden für schöne Stunden, Musik und Schokolade und dafür, dass sie mich ertragen. Besonders unter ihnen FLORIAN RITTERBUSCH, fürs Korrekturlesen.

WALTRAUD VILTER, die meine Freude an der Physik vor meinen Mitschülerinnen beschützte und mich immer wieder auf den Boden der Tatsachen brachte. Sie wissen ja: Physik, hart aber herzlich!

Meiner Familie, besonders MEINEN ELTERN und MEINEM BRUDER JOSEF, die immer da sind wenn sie gebraucht werden. Für Trost und Tadel, für eine helfende Hand wenn nötig und oft die Rettung in letzter Sekunde, für den siebten Sinn und manchmal einfach nur da sein.

Erklärung

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den 23.07.2012

.....

(Anna Ferring)