

Technische Universität München
Fakultät für Physik
Walther-Meißner-Institut für Tieftemperaturforschung

Diplomarbeit

**Nb/AlO_x/Nb Josephson-Kontakte
für supraleitende
Quantenschaltkreise**

Karl Friedrich Wulschner

Betreuer: Prof. Dr. Rudolf Gross

München, 20 Oktober 2011

Animus, Animus!

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	3
2.1	Einführung in die Supraleitung	3
2.2	Der Josephson-Effekt	7
2.2.1	Cooper-Paarstrom über eine Isolierende Barriere	7
2.2.2	RCSJ-Modell	11
2.2.3	Magnetfeldabhängigkeit des kritischen Stroms	15
2.2.4	Das DC-Squid	18
2.2.5	Das RF-Squid	20
2.2.6	Fiske-Stufen	22
3	Resonatorkopplung	25
4	Probenherstellung und Prozessoptimierung	29
4.1	Herstellungsprozess	29
4.2	Prozessoptimierung	32
5	Messtechnik	42
5.1	Kryotechnik	42
5.2	Probenstäbe	47
5.3	Messaufbau	51
6	Experimentelle Ergebnisse	54
6.1	Stromspannungskennlinien und $I_c(B)$ -Messungen einzelner Josephson-Kontakte	54
6.2	Fiskestufen und die Kapazität von Josephsonkontakten	58
6.3	Qualität der Josephsonkontakte	61
6.4	Dämpfungsverhalten	64
6.5	L-Produktabhängigkeit der Stromdichte.	64
6.6	DC-Squid-Messungen	66
7	Zusammenfassung und Ausblick	68
8	Appendix	70
8.1	Herstellungsverfahren	70
8.2	Resonatorkopplungssimulationen	80

Abbildungsverzeichnis

1	Quasiteilchendispersionsrelation	5
2	SIS Kontakt	7
3	RCSJ-Schaltbild	11
4	Waschbrettpotential	13
5	Stewart-McCumber-Parameter	14
6	SIS-Kontakt in einem äußeren Magnetfeld	15
7	MAGnetfeldabhängigkeit des kritischen Stroms	17
8	DCSquid	18
9	DCSquid Kennlinie	20
10	Das RF-Squid	21
11	Fiskemode	22
12	R2 Fiskestufen	23
13	Flusseinfang	24
14	Resonatorkopplungsschema	25
15	Abschätzung zur Resonatorkopplung	27
16	Simulationsergebnisse zur Resonatorkopplung	28
17	Optische Lithographie	29
18	Optische Probenfotos	31
19	Nb/AlO _x /SiO _x /Nb-Schema	32
20	T8-12 U-I-Kennlinie	33
21	Barrierenkurzschluss	34
22	Kantenabriss am Kontakt	34
23	T1-12 U-I-Kennlinie	35
24	T1-12 SEM-Aufnahme	35
25	TA3-15 SEM-Aufnahme eines Kantenabrisses	36
26	Lift-off Problem	37
27	Kantenabriss durch Überätzen	38
28	SEM-Aufnahme eines Kantenabrisses	38
29	SEM-Aufnahme einer guten Kontaktelektrode	39
30	Verspannungsbruchschemata	39
31	SEM-Aufnahme eines Verspannungsbruchs	40
32	Schema von Nb/NbO _x /Nb-Übergängen	41
33	Messkurve zu Nb/NbO _x /Nb-Übergängen	41

34	Messaufbau für B1/B2	43
35	Kontakt NA-10-3C1-14: $I_c(B, T)$	44
36	Schematischer Aufbau des 500mk Kryostaten	45
37	Foto des 500 mK Kryostaten	46
38	Bonder	47
39	Modifizierter Probenstab	48
40	500 mK Probenstab	48
41	500 mK Probenstab	49
42	Flüssighelium Messung	50
43	Verdrahtung zur Aufnahme von $U-I$ -Kennlinien und Fiskestufen	52
44	Verdrahtung für $I_c(B)$ -Messungen	53
45	Optische Aufnahme B2-11 und B7-16	54
46	Strom-Spannungs-Kennlinie von B2-11 und B7-16	55
47	$I_c(B)$ von B2-11 und B7-16	56
48	NA-10-15-C1-11 Fiskestufen	58
49	NA-10-15-C1-11 $I^{F1}(B)$	59
50	$V_1(L)$	60
51	$R_n(I_c)$	62
52	$I_c R_n(t_{ox})$	62
53	Kontakt B5-14 $U - I$ -Kennlinie	63
54	$\beta_C(j)$	64
55	Stromdicht in Abhängigkeit vom L-Produkt	65
56	DC-SQUID SQ1 $I_c(B)$	66
57	DC-SQUID SQ1 $U-I$ -Kennlinie	67
58	Maskaligner und Lithographiemaske	70
59	Reinraumarbeitsbank	76
60	Sputterkammer	76
61	SiOx Aufdampfanlage	77
62	Reaktiver Ionenaetzer	78
63	Niobaetzrate	79

Tabellenverzeichnis

1	Übersicht über die Messdaten der Josephsonkontakte B2-11 und B7-16. . .	57
2	Übersicht über die Messdaten vom Josephsonkontakt NA10-15C1-11. . . .	59
3	Übersicht über die Messdaten vom SQUID SQ1	67
4	Probenreinigungsparameter	75
5	Sputtereinstellungen Niob/Aluminium	76
6	Ion-Gun Einstellungen	77
7	Einstellungen an der SiOx Aufdampfanlage	77
8	Rieprogramme	78
9	Resonatorkopplungssimulationen	82

1 Einleitung

Josephson-Kontakte bestehen aus zwei Supraleitern die durch eine dünnen Isolations-schicht voneinander getrennt sind. Zwischen den Supraleitern können Cooperpaare tun-neln, was von Brian D. Josephson theoretisch vorhergesagt wurde.

Die physikalischen Eigenschaften von Josephson-Kontakten sind einerseits vom Herstel-lungsprozess abhängig, aber können teilweise auch mit elektromagnetischen Feldern *in si-tu* manipuliert werden. Daher finden Josephson-Kontakte unter anderem Anwendung als steuerbare Nichtlinearitäten im Forschungsfeld der supraleitenden Quantenschaltkreise, in dem auch das Walther-Meißner-Institut aktiv ist. Anfänge nahm dieses Forschungsfeld der Quanteninformationsverarbeitung, als sich Wissenschaftler in den 1980´er Jahren Ge-danken über die fundamentalen Grenzen von klassischen Computern machten. Es wurde vorausgesagt, dass manche quantenmechanischen Probleme der Physik effizienter unter Verwendung von Quantenbits (Qubits) gelöst werden können. Qubits können als zwei Ni-veau System betrachtet werden mit Grundzustand $|0\rangle$ und angeregtem Zustand $|1\rangle$. Qubits können nun im Gegensatz zu klassischen Bits auch beliebige Linearkombinationen ihrer Zustände annehmen. Josephson-Kontakten ermöglichen Aufbau, Kopplung und Manipu-lation von Quantenbits [3, 4]. Weiterhin sind Josephson-Kontakte zentrale Bauelemente in den erst kürzlich durchgeführten Experimente an propagierenden Quantenmikrowellen [1, 2]

In dieser Diplomarbeit wird der Herstellungsprozess für Nb/ AlO_x /Nb-Josephson-Kontakte optimiert und die hergestellten Josephson-Kontakte untersucht. Niob hat gegenüber an-deren Metallen den Vorteil einer hohen Sprungtemperatur von $T_c = 9,5\text{ K}$. Einzelne Josephson-Kontakte und Schaltkreise mit Josephson-Kontakten lassen sich mithilfe von flüssigem Helium schnell und unkompliziert vorcharakterisieren. Zwar lassen sich bei $4,2\text{ K}$ aufgrund von thermischen Anregungen viele quantenmechanische Effekte nicht studieren, jedoch kann man hier die Proben auf Funktionalität überprüfen. Eine Probe zur genaueren Vermessung auf mK-Temperaturen einzukühlen erfordert einen erheblichen technischen und zeitlichen Aufwand, weswegen es von Vorteil ist schon vorher zu wissen, ob die Pro-benherstellung erfolgreich war. Ein viel versprechendes Einsatzgebiet für Nb/ AlO_x /Nb-Josephson-Kontakte sind Schaltkreise mit Mikrowellenresonatoren, die standardmäßig aus Niob hergestellt werden. Hier können Resonatoren mit einstellbarer Resonanzfrequenz, nichtlineare Resonatoren, oder Multiresonatorsysteme mit einstellbarer Kopplung herge-stellt werden.

Diese Diplomarbeit zielt daher darauf ab, erstmals am WMI SIS-Niobkontakte im größeren Maßstab herzustellen und zu charakterisieren, sowie Anwendungsmöglichkeiten aufzuzei-gen. Im zweiten Kapitel wird zunächst auf die Theorie der Josephson-Kontakte einge-gangen, die zum Verständnis der durchgeführten Experimente nötig ist. Das dritte Kapi-tel stellt ein neues Konzept zur Kopplung von Mikrowellenresonatoren vor, wodurch die Anforderungen an die herzustellenden Josephson-Kontakte festgelegt werden. Im vier-ten Kapitel wird der Herstellungsprozess der Josephson-Kontakte vorgestellt und es wird schwerpunktmäßig auf die dabei aufgetretenen Herausforderungen sowie deren Lösungen eingegangen. Danach wird im fünften Kapitel zunächst der Messaufbau erläutert, bevor im sechsten Kapitel die Messkurven einiger exemplarischer Josephson-Kontakte vorgestellt werden und die Eigenschaften sowie die Qualität der hergestellten Josephson-Kontakte

betrachtet werden. Zum Abschluss wird ein Bewertung der erzielten Ergebnisse vorgenommen und ein Ausblick auf potentielle Weiterentwicklungsmöglichkeiten gegeben.

2 Theoretische Grundlagen

2.1 Einführung in die Supraleitung

Die Supraleitung wurde bereits 1911 von Heike Kammerlingh Onnes entdeckt. Er beobachtete, dass der Widerstand von Quecksilber unterhalb einer kritischen Temperatur T_c sprunghaft verschwand. Jedoch dauerte es viele Jahrzehnte bis man eine Erklärung für dieses Verhalten fand. Ein wichtiger Schritt war die Entdeckung von Walther Meißner und Robert Ochsenfeld, dass sich Supraleiter wie perfekte Diamagneten verhalten und daher Magnetfelder verdrängen. Daraufhin folgte das Aufstellen einer phänomenologischen Theorie über Verhalten von Supraleitern durch Fritz und Heinz London. Später erfolgte eine quantenmechanische Betrachtung durch Bardeen, Cooper und Schrieffer; die sogenannte BCS-Theorie. Sie beschreibt die Supraleitung in Metallen und ermöglicht die Vorhersage von materialspezifischen Eigenschaften. Supraleiter finden heute unter anderem Anwendung bei der Herstellung von Hochfeldmagneten sowie dem Bau von hoch empfindlichen Magnetfeldsensoren oder Teilchendetektoren.

Supraleitung ist ein makroskopischer Quanteneffekt. Oftmals zeigt mikroskopisches quantenmechanisches Verhalten keine makroskopischen Auswirkungen. Elektronenzustände haben eine unterschiedliche Zeitentwicklung. Da man makroskopisch jedoch nur die Summe der Einzelverhalten sieht, führt die meist nicht zu beobachtbaren Auswirkungen. Für eine allgemeine Wellenfunktion der Form

$$\psi(\vec{r}, t) = \psi_0(\vec{r}, t)e^{i\theta(\vec{r}, t)} \quad (2.1)$$

ist die Zeitentwicklung durch die Schrödingergleichung gegeben durch

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = \hat{H}\psi = E\psi \rightarrow \frac{\partial \theta}{\partial t} = -\frac{E}{\hbar}. \quad (2.2)$$

Da Aufgrund der Fermi-Dirac-Statistik die Elektronen in einem Festkörper eine breit gefächerte Energieverteilung besitzen, überlagert sich das quantenmechanische Verhalten der einzelnen Elektronen und zeigt keinen makroskopisch messbaren Effekt. In Supraleitern bilden Elektronen bei tiefen Temperaturen phasenkorellierte Cooper-Paare. Dieser Zustandsübergang ist mit einer Energieabsenkung verbunden. Daher streuen Cooper-Paare nicht im Festkörper, da hierbei ein Cooper-Paar aufgebrochen werden muss, was jedoch Energie kostet. Da Cooper-Paare nicht streuen zeigen Supraleiter auch keinen elektrischen Widerstand. Der Durchmesser von Cooper-Paaren ist materialabhängig 10-1000nm im Supraleiter und größer als der Abstand der Cooper-Paare untereinander. Die Cooper-Paare haben im sogenannten BCS-Grundzustand alle die gleiche Energie und damit auch die gleiche Phase. Somit ist es zweckmäßig die Cooper-Paare bzw. die kondensierten Elektronen mit einer Kondensatwellenfunktion zu beschreiben

$$\psi(\vec{r}, t) = \sqrt{n_{cp}(\vec{r}, t)}e^{i\theta(\vec{r}, t)}. \quad (2.3)$$

Hierbei ist n_{cp} die Cooper-Paardichte. Integriert man die Cooper-Paardichte über den Festkörper erhält man die Gesamtzahl der Cooper-Paare N_{cp} :

$$N_{cp} = \int \psi^*(r, t)\psi(r, t)dV \quad (2.4)$$

Die Ladungsdichte lässt sich direkt mit der Wellenfunktion berechnen.

$$\rho_q = q|\psi(r, t)|^2 = 2en_{cp}(r, t) \quad (2.5)$$

Hierbei ist $q = 2e$ die Ladung des Cooper-Paars. Die Wahrscheinlichkeitsstromdichte einer Kondensatwellenfunktion beschreibt eine Teilchenflussdichte und so lässt sich mit ihrer Hilfe die Stromdichte

$$\vec{J} = q \cdot \frac{1}{2m} [\psi^*(\vec{r}, t)\hat{p}\psi(\vec{r}, t) + \psi(\vec{r}, t)\hat{p}\psi^*(\vec{r}, t)] \quad (2.6)$$

berechnen. Um die Stromdichte im Supraleiter zu erhalten muss man in die Gleichung (2.6) den Impulsoperator $\hat{p} = -i\hbar\nabla - q\vec{A}(\vec{r}, t)$ die Cooper-Paarmasse $m = 2m_e$ einsetzen (m_e : Elektronenmasse), wodurch man

$$\vec{J}(r, t) = -\frac{n_{cp}\hbar e}{m_e} (\nabla\theta(\vec{r}, t) - \frac{2\pi}{\Phi_0}\vec{A}(r, t)) \quad (2.7)$$

erhält. Den Term in der Klammer

$$\gamma = \nabla\theta(\vec{r}, t) - \frac{2\pi}{\Phi_0}\vec{A}(r, t) \quad (2.8)$$

definiert man als eichinvarianten Phasengradienten. Eichinvariant bedeutet hier, dass γ eindeutig bestimmt ist θ und \vec{A} hingegen nicht. Man kann verschiedene Eichungen für θ und \vec{A} wählen. Einen bekannten Fall von Eichinvarianz gibt es in der Elektrodynamik, wo das Vektorpotential \vec{A} und das Skalarfeld ϕ in ähnlicher Weise nicht eindeutig bestimmt sind[12].

Als nächstes soll der Meißner-Ochsenfeld-Effekt betrachtet werden. Es wurde beobachtet, dass Materialien beim Übergang in den supraleitenden Zustand Magnetfelder verdrängen, sich also wie perfekte Diamagneten verhalten. Aus der Zeitableitung von (2.7) erhält man nach einigen Umformungen die 1. London Gleichung

$$\frac{m_e}{2n_{cp}e^2} \frac{\partial \vec{J}(r, t)}{\partial t} = \vec{E}(r, t) + \frac{m_e}{8n_{cp}^2 e^3} \vec{\nabla} \cdot \vec{J}(\vec{r}, t)^2 \quad \text{1.London - Gleichung} \quad (2.9)$$

Hierbei ist der zweite Term auf der rechten Seite oft gegenüber dem ersten vernachlässigbar [19]. Aus der Rotation von (2.9) und mit der Maxwellgleichung $\vec{\nabla} \times \vec{E} = \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$ folgt dann

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{m_e}{2n_{cp}} e^2 \vec{\nabla} \times \vec{J} + \vec{B} \right) = 0 \quad (2.10)$$

Da der Meißner-Ochsenfeldeffekt besagt, dass das Magnetfeld im Supraleiter verschwindet folgt aus obiger Gleichung, die

$$\left(\frac{m_e}{2n_{cp}} e^2 \vec{\nabla} \times \vec{J} + \vec{B} \right) = 0 \quad \text{2.Londongleichung.} \quad (2.11)$$

Genaugenommen wird beim Meißner-Ochsenfeldeffekt das Feld nicht komplett verdrängt. Bis zu einem gewissen Grad können Magnetfelder in oberflächlich in den Supraleiter eindringen. Dies lässt sich mit den Maxwellgleichungen und den London Gleichungen berechnen. Nimmt man ein außerhalb des Supraleiters konstantes Feld B_0 an so erhält

man als Ergebniss ein mit zunehmender Eindringtiefe x exponentiell abfallendes Feld $B = B_0 \exp(-x/\lambda_L)$.

Hierbei bezeichnet λ_L die Londonsche Eindringtiefe

$$\lambda_L = \sqrt{\frac{m_s}{2\mu_0 n_s e^2}} \quad (2.12)$$

Integriert man das in den Supraleiter eindringende Magnetfeld, so sieht man, dass λ_L die effektive Eindringtiefe des Magnetfeldes beschreibt.

$$\int_0^\infty B_0 \exp\left(-\frac{x}{\lambda_L}\right) dx = B_0 \lambda_L \quad (2.13)$$

Abschließend soll noch etwas zur Stabilität des Cooper-Paarkondensats gesagt werden. Da die Bildung des Cooper-Paarkondensats mit einer Energieabsenkung einhergeht, kostet es Energie, Cooper-Paare aus dem BCS Grundzustand zu entfernen. Wenn man den Hamilton-Operator des Cooper-Paarkondensats diagonalisiert, so sieht man, dass Anregungen des Kondensats nicht aus der reinen Anhebung von zwei Elektronen in einen angeregten Zustand bestehen. Vielmehr haben Anregungen sowohl Teilchen- als auch Lochcharakter. Man bezeichnet diese Anregungen daher auch als Quasiteilchen. Wenn man einige Vereinfachungen annimmt, wie die Vernachlässigung des Gitterpotentials und die Annahme, dass die meisten Elektronen im Supraleiter zu Cooper-Paaren kondensiert sind, erhält man für die Energie der Quasiteilchen

$$E_k^2 = \sqrt{\xi^2 + \Delta^2} \quad \text{mit} \quad \xi = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e} - E_F \quad (2.14)$$

k ist hier der Wellenvektor des Quasiteilchens und E_f die Fermienergie. Man sieht,

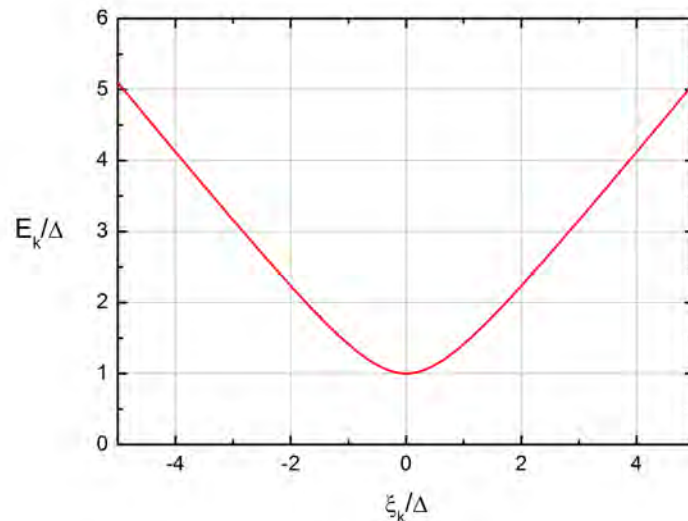


Abbildung 1: Quasiteilchendispersionsrelation nach 2.14

dass die minimale Quasiteilchenenergie Δ beträgt. Da bei einer Anregung aber immer

nur ein ganzes Cooper-Paar und damit zwei Elektronen gleichzeitig aus dem Kondensat entfernt werden, beträgt die minimale Anregungsenergie des Kondensats 2Δ . Man spricht daher auch von einer Anregungslücke im Supraleiter, da für Energien $E < 2\Delta$ keine Anregungen des Kondensats erzeugt werden können. Da die Quasiteilchen wiederum mit minimaler Energie in andere Quasiteilchenzustände gestreut werden können, haben sie keine supraleitenden Eigenschaften. In Abb. 1 ist die Gleichung 2.14 aufgetragen.

2.2 Der Josephsoneffekt

Ein Josephson-Kontakt besteht aus zwei Supraleitern, die schwach miteinander gekoppelt sind. In dieser Arbeit wurden sogenannte Supraleiter-Isolator-Supraleiter-Kontakte (SIS-Kontakte) untersucht. Hier sind die zwei Supraleiter durch eine dünne isolierende Schicht voneinander getrennt. Das Verhalten solcher Kontakte wurde 1960 theoretisch von Brian David Josephson beschrieben und konnte wenig später von Phillip W. Anderson und John M. Rowell experimentell bestätigt werden. 1973 erhielt Josephson für seine Arbeit den Nobelpreis für Physik. Bei einem Josephson-Kontakt tunneln Cooper-Paare durch eine Barriere von einem Supraleiter in einen anderen Supraleiter. Das Interessante hieran ist, dass die Tunnelwahrscheinlichkeit der Cooper-Paare sich nicht über die Tunnelwahrscheinlichkeit der Einzelelektronen berechnet wird, sondern durch den Überlapp der beiden Kondensatwellenfunktionen der Cooper-Paare in den Supraleitern. Darüberhinaus handelt es sich um einen kohärenten Quanteneffekt, der makroskopische Auswirkungen zeigt, in Form eines supraleitenden Strom durch eine isolierende Barriere.

Mitte des vergangenen Jahrhunderts ging man davon aus, dass es keinen wesentlichen Cooper-Paarstrom durch isolierende Barrieren geben kann. Wenn man die Schrödingergleichung für ein Elektron in einem Festkörper löst, so ist die Wellenfunktion nicht auf den Festkörper beschränkt, sondern fällt außerhalb des Festkörpers exponentiell ab. Also hat das Elektron eine sehr kleine Aufenthaltswahrscheinlichkeit außerhalb des Festkörpers. Wenn man daher zwei Metalle durch eine dünne isolierende Barriere trennt, kann man einen kleinen quantenmechanischen Tunnelstrom zwischen beiden Bereichen beobachten. Allerdings ist die Tunnelwahrscheinlichkeit sehr gering. Daher erwartete man zunächst, dass die Tunnelwahrscheinlichkeit für ein Cooper-Paar und damit der Suprastrom über eine isolierende Barriere um Größenordnungen geringer sei, da hierbei zwei Elektronen zugleich tunneln. Josephson erkannte, dass das Tunneln für Elektronen, die zu Cooper-Paaren kondensiert sind, anhand der Kondensatwellenfunktion der Cooper-Paare beschrieben werden muss. Josephsons Berechnungen zeigten, dass der Suprastrom von Cooper-Paaren über eine Barriere um Größenordnungen höher ist als erwartet worden war.

2.2.1 Cooper-Paarstrom über eine Isolierende Barriere

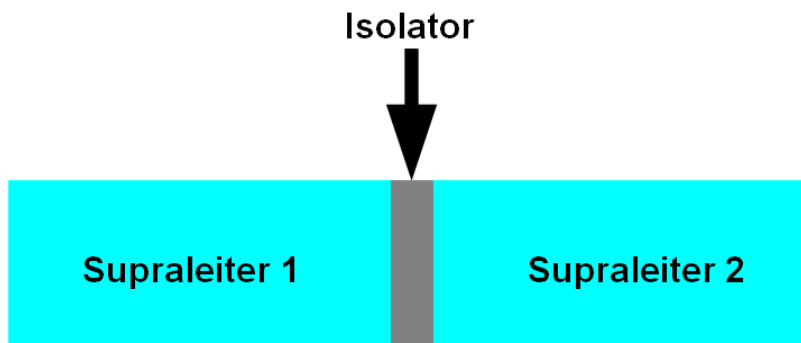


Abbildung 2: SIS Kontakt

Im Falle eines SIS Kontaktes (Abb. 2) kann man die Schrödingergleichung für die Kondensatwellenfunktion bereichsweise lösen und dann stetig anpassen. So lässt sich die Stromdichte für den Suprastrom durch die Barriere der Dicke d mithilfe von (2.7) berechnen. Für den Fall ohne Elektromagnetische Felder erhält man:

$$J = \frac{e\hbar\kappa}{m_e} \frac{\sqrt{n_{c1}n_{c2}}}{\sinh(2\kappa d)} \sin(\theta_1 - \theta_2) \quad (2.15)$$

Hierbei ist

$$\kappa = \sqrt{\frac{4m_e(V - E)}{\hbar}} \quad (2.16)$$

die charakteristische Abfallkonstante der Wellenfunktion in der isolierenden Zwischenschicht. V ist die Barrierenhöhe und E die Energie der Cooper-Paare. n_{c1} und n_{c2} sowie θ_1 und θ_2 sind die Cooper-Paardichten und Phasen in den beiden Supraleitern. Um die Gleichung kompakter schreiben zu können definiert man

$$J_c = \frac{e\hbar\kappa}{m_e} \frac{\sqrt{n_{c1}n_{c2}}}{\sinh(2\kappa d)} \quad (2.17)$$

als kritische Suprastromdichte, wodurch sich Gl. 2.15 zu

$$J = J_c \sin(\theta_2 - \theta_1) \quad (2.18)$$

verkürzt. Typischerweise ist $\kappa d \gg 1$ und es gilt $\sinh(\kappa d) \approx \exp(\kappa d)$, wodurch man einen mit der Dicke der Barriere exponentiell abfallenden Suprastrom erhält. Eine wesentliche Aussage ist, dass der Suprastrom alleine von der Phasendifferenz der Cooper-Paarkondensate getrieben wird und sein Betrag nach oben durch J_c limitiert ist. Fließt ein höherer Strom durch den Kontakt, so müssen andere, resistive Transportkanäle genutzt werden. z.B Tunneln von Quasiteilchen, die durch das Aufbrechen von Cooper-Paaren entstehen. Die Energie, die zum Aufbruch eines Cooper-Paars benötigt wird beträgt gerade 2Δ . Daher kann man bei manchen Josephson-Kontakten beobachten, dass die Spannung V_g , die knapp oberhalb von J_c über dem Kontakt abfällt gerade

$$V_g = \frac{2\Delta}{e} \quad (2.19)$$

beträgt.

Nun soll noch betrachtet werden, wie die Spannung, die über dem Kontakt abfällt, mit den Kondensatphasen zusammenhängt. Die Spannung über dem Josephson-Kontakt, kann über den Energieunterschied der Cooper-Paare in den zwei Supraleitern berechnet werden.

$$2eV = E_2 - E_1 \quad (2.20)$$

Die Energieeigenwerte E_i lassen sich mit der Schrödingergleichung (2.1) berechnen. So ergibt sich

$$V = \frac{\partial(\theta_2 - \theta_1)}{\partial t}. \quad (2.21)$$

Der allgemeine Fall mit elektromagnetischen Feldern (mit Vektorpotential $\vec{A}(\vec{r}, t)$) gestaltet sich etwas anders. Hier ist die eichinvariante Phasendifferenz φ von zentraler Bedeutung, die sich vom eichinvarianten Phasengradienten (2.8) ableitet. Erstmals wurden diese Zusammenhänge von Brian Josephson beschrieben[13].

$$J = J_c \sin(\varphi) \quad (2.22)$$

mit

$$\varphi(\vec{r}, t) = \theta_2(r, t) - \theta_1(r, t) - \frac{2\pi}{\Phi_0} \int_1^2 \vec{A}(\vec{r}, t) \cdot d\vec{l} = \int_1^2 \gamma \cdot d\vec{l} \quad (2.23)$$

Man kann sich die Gleichung 2.22 folgendermaßen plausibel machen: Aus der Stromdichte (2.7) sieht man, dass Supraströme von Phasenänderungen abhängen, also muß man zunächst einmal die Phasendifferenz zwischen den Supraleitern berechnen (2.23). Da einerseits ohne Phasenunterschied kein Strom fließen sollte und Phasen nur modulo 2π eindeutig bestimmt sind, sollte φ in einer Sinusfunktion stehen, die diesen beiden Gegebenheiten Rechnung trägt.

Integriert man (2.22) über die Kontaktfläche, so erhält man den experimentell messbaren Suprastrom I_s durch den Kontakt. Diese Gleichung wird auch Strom-Phasen-Relation oder 1. Josephson-Gleichung genannt:

$$I_s = I_c \sin(\varphi) \quad \text{1. Josephson - Gleichung} \quad (2.24)$$

Aus der Zeitableitung der Phasendifferenz (Gl.2.23) erhält man die 2. Josephson-Gleichung

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} = \frac{2\pi}{\Phi_0} V \quad \text{2. Josephson - Gleichung} \quad (2.25)$$

Diese Gleichung wird auch Spannungs-Phasen-Relation genannt. Hieraus sieht man, dass eine an einem Josephson-Kontakt angelegte Spannung die Phasendifferenz verändert und daher nach der 1. Josephson-Gleichung zu einem oszillierenden Strom führt mit der charakteristischen Josephson-Frequenz

$$\nu_J = \frac{V}{\Phi_0} \quad (2.26)$$

Einer Spannung von 1 mV entspricht hier einer Frequenz von 500 GHz. Man muss allerdings beachten, dass oberhalb einer charakteristischen, materialabhängigen Spannung $V_c = \frac{2\Delta}{e}$ die Cooper-Paare dissoziieren und der Josephson-Kontakt in einen normalleitenden Zustand mit Widerstand R_n übergeht. Hier bezeichnet 2Δ die Anregungslücke im Supraleiter.

Einen Zusammenhang zwischen I_c , R_n und Δ stellt die Ambegaokar-Baratoff-Relation her [14],[15]. Sie beruht auf einer mikroskopischen Beschreibung des Cooper-Paartunnelprozesses.

$$I_c R_n = \frac{\pi \Delta(T)}{2e} \tanh \left(\frac{\Delta(T)}{2k_B T} \right) \quad (2.27)$$

Wenn man eine Stromquelle an einen Josephson-Kontakt anschließt und den Strom von Null bis $I \leq I_c$ hochfährt, ändert sich nach (2.24) die Phasendifferenz von 0 auf φ . Nach der zweiten Josephson-Gleichung bedeutet dies, dass über dem Kontakt eine Spannung abfällt. Hierdurch wird Energie im Kontakt gespeichert. Umgekehrt ist es auch so, dass,

wenn man den Stromfluss erniedrigt, sich wieder eine Spannung über dem Josephson-Kontakt aufbaut und die gespeicherte Energie wieder abgegeben wird. Man nennt diese Energie Josephson-Kopplungsenergie

$$E_J = \int_0^\varphi I(\varphi)U(\varphi)d\varphi = \frac{\Phi_0 I_c}{2\pi}(1 - \cos(\varphi)) \quad (2.28)$$

in Kurzform schreibt man auch:

$$E_J = E_{J0}(1 - \cos(\varphi)) \quad (2.29)$$

Anschaulich gesprochen wird die Energie in der Bewegungsenergie der Cooper-Paare gespeichert. Das Verhalten des Josephson-Kontakts auf Stromänderungen kann auch mit dem einer Induktivität verglichen werden. Leitet man die Strom-Phasenrelation (2.24) nach der Zeit ab und setzt die Spannungs-Phasen-Relation (2.25) ein, erhält man:

$$\frac{dI}{dt} = I_c \cos(\varphi) \frac{2\pi}{\Phi_0} V \quad (2.30)$$

Hierbei identifiziert man die Induktivität des Josephson-Kontakts als:

$$L = \frac{\Phi_0}{2\pi I_c \cos(\varphi)} \equiv L_c \frac{1}{\cos(\varphi)} \quad (2.31)$$

Man sieht, dass der Josephson-Kontakt im Gegensatz zur Induktivität einer Spule ein nichtlineares Verhalten zeigt. Eine konstante Spannung über einem Kontakt lässt den Strom wie oben erwähnt oszillieren. Auch kann die Induktivität negative Werte annehmen.

Da ein Josephson-Kontakt eine SIS-Schichtfolge ist, kann er auch als Kondensator mit Kapazität C betrachtet werden. Liegt eine Spannung an, häufen sich Cooper-Paare auf einer Seite des Kontakts an. Wenn N die Differenz der Cooper-Paare gegenüber dem Gleichgewichtszustand auf beiden Seiten des Josephson-Kontakts ist, beträgt die transferierte Ladung $Q = 2eN$. Dies entspricht einer Energie von

$$E_C = \frac{1}{2}CV^2 = \frac{Q^2}{2C} = \frac{(2eN)^2}{2C} \equiv 4E_{C0}N^2. \quad (2.32)$$

Die Gesamtenergie des Josephson-Kontakts erhält man durch Addition von E_J und E_C .

$$\hat{H} = E_{J0}(1 - \cos(\varphi)) + 4E_{C0}N^2 \quad (2.33)$$

Wenn man nun die freien Variablen φ und N durch Operatoren ersetzt, erhält man den quantenmechanischen Hamiltonoperator des Systems. Da im Hamiltonoperator φ und N konjugierte Variablen darstellen, können beide nicht zeitgleich beliebig genau bestimmt sein. Wenn also die Phase genau bestimmt ist, ist die Ladungsverteilung völlig unbestimmt.

$$\Delta\varphi\Delta N \geq 1 \quad (2.34)$$

Wie wir gesehen haben hat ein Josephson-Kontakt eine charakteristische Induktivität und Kapazität. Er kann daher auch als Oszillator mit charakteristischer Plasmafrequenz

$$\omega_p = \frac{1}{\sqrt{L_c C}} \quad (2.35)$$

betrachtet werden Dies ist die charakteristische Frequenz, mit der die Phase bei kleinen Auslenkungen aus ihrer Ruhelage oszilliert.

2.2.2 RCSJ-Modell

Wie im vorangegangenen Abschnitt angedeutet, zeigt ein Josephson-Kontakt für kleine Ströme supraleitende Eigenschaften, während für größere Ströme resistive Transporteigenschaften auftreten. Auch die kapazitiven Eigenschaften des Josephson-Kontakts sind für den Ladungstransport relevant. Im RCSJ-Modell ("Resistively and Capacitively Shunted Junction") wird ein realer Josephson-Kontakt daher durch ein Ersatzschaltbild (siehe Abb.3) dargestellt. Man modelliert den Kontakt durch die Parallelschaltung eines idealen Josephson-Kontakts mit kritischem Strom I_c , eines Widerstandes R_n , einer Kapazität C und ggf. einer Rauschstromquelle zur Darstellung thermischen Rauschens, die aber hier nicht in die Betrachtung mit einbezogen wird.

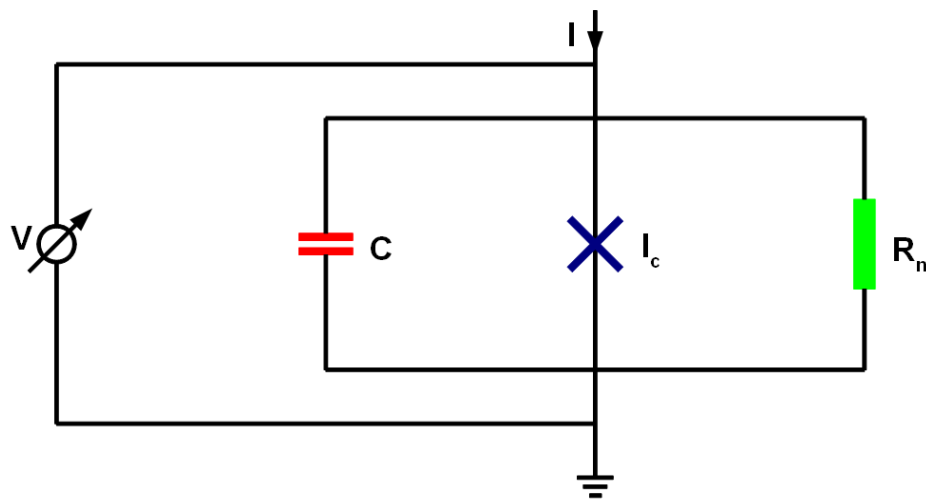


Abbildung 3: Einfaches Ersatzschaltbild für einen realen Josephson-Kontakt

Es gibt hierbei 3 Transportkanäle im Josephson-Kontakt. Einerseits den Suprastrom durch den Kontakt:

$$I_s = I_c \sin(\varphi) \quad (2.36)$$

Dann den normalleitende Strom mit dem Widerstand R_n :

$$I_n = \frac{V}{R_n} \quad (2.37)$$

Und zusätzlich noch den Verschiebungsstrom:

$$I_K = C \frac{dV}{dt} \quad (2.38)$$

Ein Kondensator ist nur bei Wechselströmen relevant für die Stromleitung. Wenn nun aber der ein durch den Kontakt fließender Gleichstrom größer als I_c wird, so fällt eine Spannung über dem Kontakt ab. Dies führt nach der Spannungs-Phasen-Relation (2.25) zu einer Phasenoszillation und damit sowohl zur einer Oszillation des Suprastroms als auch des Normalstroms durch den Kontakt. Daher verändert sich mit der Zeit auch die Spannung

$V = R_n I_n$ die am Kontakt abfällt. Der Gesamtstrom durch den Kontakt berechnet sich dann wie folgt:

$$I = I_s + I_n + I_K = I_c \sin(\varphi) + \frac{V}{R_n} + C \frac{dV}{dt} \quad (2.39)$$

setzt man die Spannungs-Phasen-Relation (2.25) ein, so erhält man:

$$I = I_c \sin(\varphi) + \frac{1}{R_n} \frac{\Phi_0}{2\pi} \frac{d\varphi}{dt} + C \frac{\Phi_0}{2\pi} \frac{d^2\varphi}{dt^2} \quad (2.40)$$

Diese Gleichung lässt sich umformen, so dass sie die Form einer Bewegungsgleichung für ein Teilchen in einem Potential hat:

$$C \left(\frac{\Phi_0}{2\pi}\right)^2 \frac{d^2\varphi}{dt^2} + \frac{1}{R_n} \left(\frac{\Phi_0}{2\pi}\right)^2 \frac{d\varphi}{dt} + \frac{d}{d\varphi} \left[E_{J0} (1 - \cos(\varphi)) - \frac{I}{I_c} \varphi \right] = 0 \quad (2.41)$$

Man kann diese Differentialgleichung mit einer allgemeinen Differentialgleichung

$$M \frac{d^2x}{dt^2} + \eta \frac{dx}{dt} + \nabla U = 0 \quad (2.42)$$

aus der Mechanik vergleichen. Man kann davon sprechen, dass sich ein Phasenteilchen der Masse M in einem eindimensionalen Potential bewegt. Dabei spielt φ die Rolle der Ortskoordinate. Hierbei ist die Masse des Teilchens:

$$M = C \left(\frac{\Phi_0}{2\pi}\right)^2 \quad (2.43)$$

Die Reibung ist bestimmt durch:

$$\eta = \frac{1}{R_n} \left(\frac{\Phi_0}{2\pi}\right)^2 \quad (2.44)$$

Und als Potential identifiziert man:

$$U = E_{J0} [1 - \cos(\varphi)] - \frac{I}{I_c} \varphi + c \quad (2.45)$$

wobei c eine Integrationskonstante ist, die keine physikalische Relevanz hat.

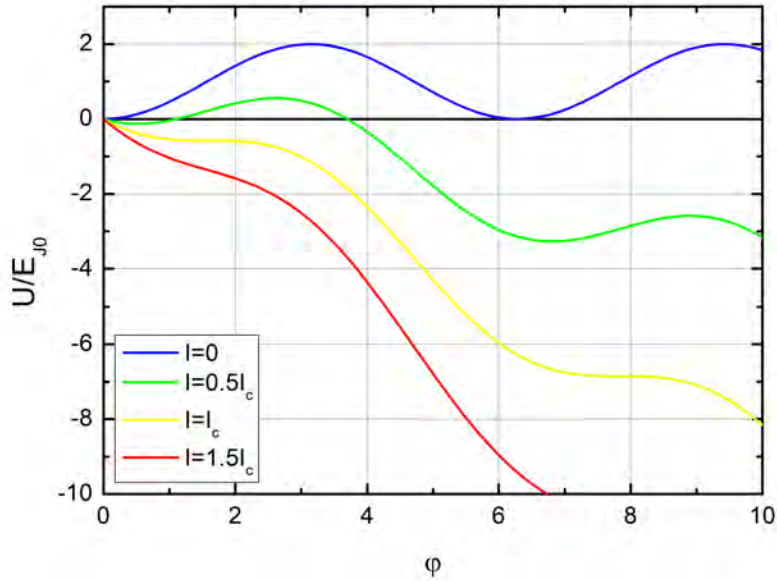


Abbildung 4: Waschbrettpotential

Aufgrund der Potentialform spricht man auch vom gekippten Waschbrettpotential (Abb. 4). Fließt ein Strom durch den Josephson-Kontakt, verkippt sich das Potential. Ist der Strom $I < I_c$, existieren lokale Minima, in welchen das Phasenteilchen gefangen ist und sich nicht bewegt. Also fällt nach der 2. Josephson-Gleichung auch keine Spannung über dem Kontakt ab. Ab einem Strom von $I = I_c$ verschwinden diese lokalen Minima jedoch und das Phasenteilchen beginnt sich zu bewegen. Daher ist nun ein Spannungsabfall zu beobachten (2.25). Reduziert man den Strom wieder, so kann das Phasenteilchen wieder in einem lokalen Minimum eingefangen werden. Dies ist aber nicht zwangsläufig schon für $I \approx I_c$ der Fall. Hat das Phasenteilchen eine große Masse, oder ist die Reibung klein, so kann das Phasenteilchen die lokalen Potentialmaxima überwinden und sich weiterbewegen.

Je nach dem ob das Phasenteilchen für $I = I_c$ wieder zum Stillstand kommt oder nicht, spricht man von überdämpften oder unterdämpften Josephson-Kontakten. Ein Maß hierfür ist der Stewart-McCumber-Parameter.

$$\beta_C \equiv \frac{2\pi}{\Phi_0} I_c R_n^2 C \quad (2.46)$$

Für einen überdämpften Kontakt gilt $\beta_C \ll 1$. Dies bedeutet das entweder die Kapazität oder der Widerstand klein ist. Dies entspricht in der mechanischen Analogie nach (2.43) und (2.44) einer kleinen Masse oder großer Reibung. Beim Rückfahren des Stroms unter I_c wird das Phasenteilchen sofort in einem lokalen Minimum eingefangen. Die Energie des Phasenteilchens wird durch die Reibungsverluste dissipiert und das Phasenteilchen kommt zum Stillstand. Entsprechend (2.25) fällt keine Spannung ab. So kann schon für $I \approx I_c$ wieder der supraleitende Zustand erreicht werden.

Bei einem unterdämpften Kontakt mit $\beta_C \gg 1$ verhält es sich genau andersrum. Entweder ist hier die Kinetische Energie groß -entsprechend einer großen Kapazität-, oder

die Reibungsverluste sind sehr klein -entsprechend einem großen Widerstand-. Hier wird der supraleitende Zustand beim Rückfahren des Stroms erst sehr viel später erreicht. Der Strom muss deutlich unter I_c zurückgefahren werden, da mit kleiner werdendem Strom die relative Höhe der lokalen Maxima zunimmt. Im Extremfall beträgt der sogenannte Rücksprungstrom I_r fast Null. Dies entspricht einem sehr großen Wert von β_C . Beispielhafte U - I -Kennlinien für verschiedene β_c sind in Abb. 5 eingezeichnet.

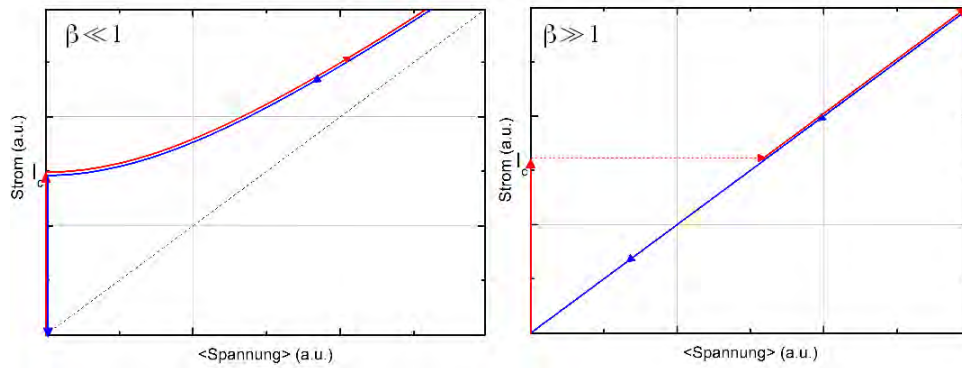


Abbildung 5: U - I -Kennlinien für verschiedene Dämpfungen. Die Graphen zeigen jeweils die zeitlich gemittelte Spannung. Wie bereits am Anfang dieses Abschnitts erwähnt führt ein Spannungsabfall zu einer oszillierenden Phase. Da sich hierdurch die Beträge des Suprastroms und des Normalleitenden Stroms ständig ändern, ändert sich auch die über dem Kontakt abfallende Spannung zeitlich.

Zum Schluss sollen noch kleine Oszillationen der Phase um ihre Ruhelage betrachtet werden. Für $I = 0$ und kleine Dämpfungen vereinfacht sich die Differentialgleichung (2.41) zu:

$$\frac{\Phi_0 C}{2\pi I_c} \frac{d^2 \varphi}{dt^2} + \varphi = 0 \quad (2.47)$$

Man erhält Lösungen der Form

$$\varphi = c \cdot \exp(i\omega t) = c \cdot \exp\left(i\sqrt{\frac{2\pi I_c}{\Phi_0 C}} \cdot t\right) \quad (2.48)$$

Wie wir sehen entspricht ω gerade der Plasmafrequenz ω_p (2.35) die schon im vorangehenden Abschnitt aus den Josephson-Gleichungen hergeleitet wurde.

2.2.3 Magnetfeldabhängigkeit des kritischen Stroms

In diesem Abschnitt wird darauf eingegangen, wie ein Magnetfeld einen Josephson-Kontakt beeinflusst. Es wird hierbei angenommen, dass die Magnetfelder, die vom Strom durch den Josephson-Kontakt entstehen, vernachlässigt werden können und die Stromdichte homogen über den Kontakt ist.

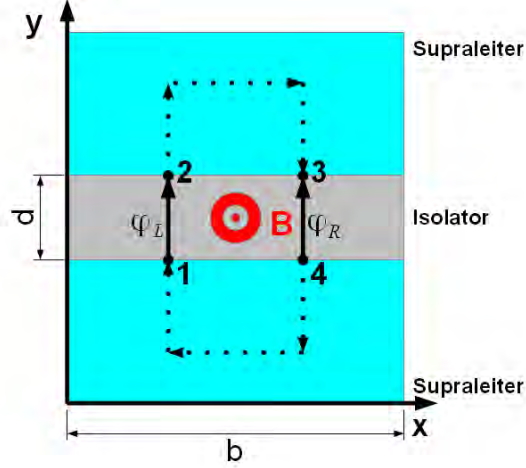


Abbildung 6: SIS-Kontakt in einem äußeren Magnetfeld

Es kann gezeigt werden, dass diese Annahme gerechtfertigt ist [19], solange die räumliche Ausdehnung des Kontakts klein gegenüber der Josephson-Eindringtiefe λ_J ist.

$$\lambda_J = \sqrt{\frac{\Phi_0}{2\pi\mu_0 t_B J_c}} \quad \text{ist.} \quad (2.49)$$

Hierbei bezeichnet t_B die magnetische Dicke des Kontakts. Die magnetische Dicke gibt den effektiven Bereich an, in den das Magnetfeld eindringt. Bei einer isolierenden Barriere der Dicke d ist

$$t_b = d + 2\lambda_L. \quad (2.50)$$

Zunächst wird hergeleitet, dass ein Magnetfeld die Phasendifferenz und damit auch die lokale Stromdichte (2.22) entlang eines Kontaktes verändert. Hierzu wird zunächst der Unterschied der Phasendifferenzen zwischen zwei Stellen (φ_L und φ_R , siehe Abb.6) berechnet, die nur einen infinitesimalen Abstand Δx haben. Der Kontakt soll sich in der XZ-Ebene befinden und das Magnetfeld nur eine Z-Komponente haben $\vec{B} = B_z \hat{z}$. Mit Hilfe von Gleichung (2.23) können die beiden Phasendifferenzen durch Integration über den Josephson-Kontakt berechnet werden.

$$\varphi_L = \theta_2 - \theta_1 - \frac{2\pi}{\Phi_0} \int_1^2 \vec{A}(\vec{r}, t) \cdot d\vec{l} \quad (2.51)$$

$$\varphi_R = \theta_3 - \theta_4 - \frac{2\pi}{\Phi_0} \int_3^4 \vec{A}(\vec{r}, t) \cdot d\vec{l} \quad (2.52)$$

So berechnet sich der Unterschied der Phasendifferenzen zu:

$$\varphi_L - \varphi_R = \theta_2 - \theta_1 - \theta_3 + \theta_4 - \frac{2\pi}{\Phi_0} \int_1^2 \vec{A} \cdot d\vec{l} + \frac{2\pi}{\Phi_0} \int_4^3 \vec{A} \cdot d\vec{l} = -(\theta_1 - \theta_4) - (\theta_3 - \theta_2) - \frac{2\pi}{\Phi_0} \left[\int_1^2 \vec{A} \cdot d\vec{l} + \int_3^4 \vec{A} \cdot d\vec{l} \right] \quad (2.53)$$

Nun müssen noch die Phasen der Kondensatwellenfunktionen eliminiert werden. Hierzu integriert man die Stromdichten in den jeweiligen Supraleitern anhand Gleichung (2.7)

$$\theta_1 - \theta_4 = \int_4^1 \nabla \theta d\vec{l} = -\frac{m_e}{n_{cp} \hbar e} \int_4^1 \vec{J}(\vec{r}, t) d\vec{l} + \frac{2\pi}{\Phi_0} \int_4^1 \vec{A}(\vec{r}, t) \cdot d\vec{l} \quad (2.54)$$

$$\theta_3 - \theta_2 = \int_2^3 \nabla \theta d\vec{l} = -\frac{m_e}{n_{cp} \hbar e} \int_2^3 \vec{J}(\vec{r}, t) d\vec{l} + \frac{2\pi}{\Phi_0} \int_2^3 \vec{A}(\vec{r}, t) \cdot d\vec{l} \quad (2.55)$$

So erhält man insgesamt:

$$\varphi_L - \varphi_R = \frac{m_e}{n_{cp} \hbar e} \left[\int_4^1 \vec{J}(\vec{r}, t) d\vec{l} + \int_2^3 \vec{J}(\vec{r}, t) d\vec{l} \right] - \frac{2\pi}{\Phi_0} \int_C \vec{A}(\vec{r}, t) \cdot d\vec{l} \quad (2.56)$$

Hierbei soll das C am Integral andeuten, dass man einen geschlossenen Integrationsweg hat. Der Integrationsweg von 4 nach 1 sowie von 2 nach 3 kann so wie in Abb. 6 eingezeichnet gewählt werden. Der Integrationsweg soll in y -Richtung wesentlich tiefer in den Supraleiter führen als λ_L . Für die Stromintegrale können mehrere Annahmen gemacht werden. Die Abschnitte des Integrals in y -Richtung sind nur um Δx voneinander entfernt und es gilt $\vec{J}(r, t) \cong \vec{J}(r + \Delta x, t)$. Daher kompensieren sich diese Abschnitte für $\Delta x \rightarrow 0$ bei der Integration gerade. Für den Abschnitt in x -Richtung gilt $\vec{J}(r, t) = 0$, da der angelegte Strom in y -Richtung und damit senkrecht zum Integrationsweg fließt sowie eventuelle Abschirmströme tief im Supraleiter nicht mehr auftreten. Das Integral des Vektorpotentials entspricht dem magnetischen Fluss durch den geschlossenen Integrationspfad. Daraus folgt:

$$\varphi_L - \varphi_R = -\frac{2\pi\Phi}{\Phi_0} \quad (2.57)$$

Da das Feld effektiv in den Supraleiter nur in einen Bereich der Tiefe λ_L eindringt, berechnet sich der Fluss zu

$$\Phi = B_z(d + 2\lambda_L)\Delta x = B_y t_B \Delta x \quad (2.58)$$

Hierdurch ergibt sich

$$\varphi_L - \varphi_R = -\frac{2\pi}{\Phi_0} B_y t_B \Delta x \Rightarrow \frac{\partial \varphi}{\partial x} = -\frac{2\pi}{\Phi_0} B_z t_B \quad (2.59)$$

Durch Integration erhalten wir schließlich eine Gleichung für die örtliche Abhängigkeit der Phasendifferenz

$$\varphi(x) = -\frac{2\pi}{\Phi_0} B_y t_B x + \varphi_0 \quad (2.60)$$

von einem Magnetfeld, wobei φ_0 eine Integrationskonstante ist.

Die örtlich veränderliche Phasendifferenz führt nach der Strom-Phasen-Relation zu einer ortsabhängigen Stromdichte

$$J(x) = J_c \sin\left(-\frac{2\pi}{\Phi_0} B_y t_B x + \varphi_0\right) \quad (2.61)$$

Um nun den maximal möglichen Suprastrom zu erhalten, muss Gleichung (2.61) noch über die Kontaktfläche integriert werden und man erhält:

$$I_s^{max} = I_c \left| \frac{\sin\left(\frac{\pi\Phi}{\Phi_0}\right)}{\frac{\pi\Phi}{\Phi_0}} \right| \quad \text{mit} \quad \Phi = B_z t_B b \quad (2.62)$$

Die in Abb. 7 gezeigte Kurve zur Abhängigkeit des I_c vom Magnetfeld wird auch in

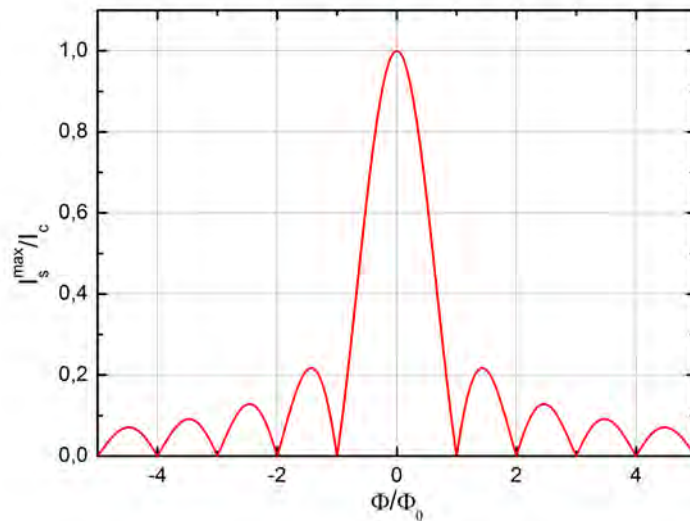


Abbildung 7: MAgnetfeldabhängigkeit des kritischen Stroms

Analogie zur Optik Fraunhofermuster genannt. Die Messung der Magnetfeldabhängigkeit des Suprastroms war ein wesentlicher Beweis dafür, dass der Ladungstransport wie von Josephson vorausgesagt abläuft. Zur Überprüfung von Josephson-Kontakten ist eine Messung der Magnetfeldabhängigkeit des kritischen Stroms wichtig, um auszuschließen, dass der Strom nicht durch kleine Kurzschlüsse in der Barriere fließt, sondern durch Cooper-Paartunneln verursacht wird. Die hier gezeigte Abbildung gilt nur für rechteckige Kontakte mit homogener Stromdichte. Inhomogenitäten führen zu einer Dämpfung der Nebenmaxima. Andere Kontaktgeometrien beeinflussen die Messkurve ebenfalls.

2.2.4 Das DC-Squid

Bei einem DC-Squid handelt es sich um einen supraleitenden Ring, in dem sich an zwei Stellen Josephson-Kontakte befinden, wie in Abb. 8 skizziert. DC meint hier, das man

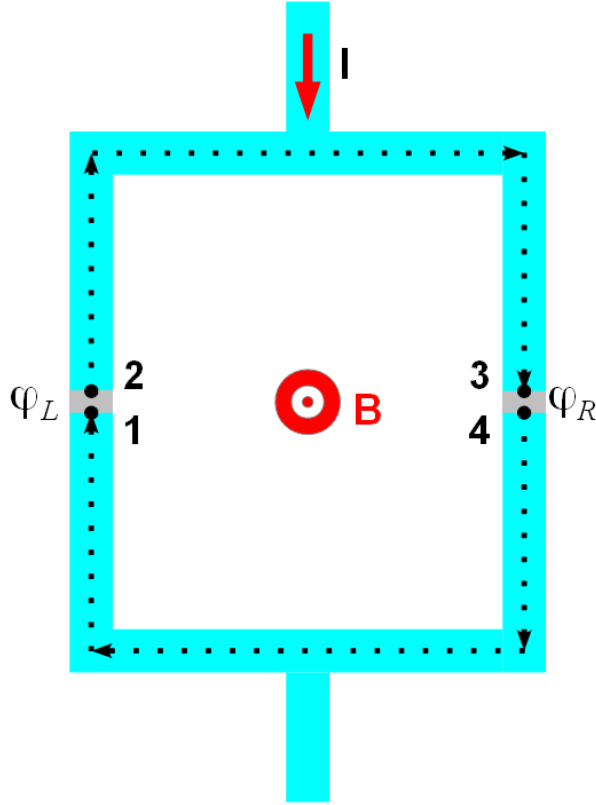


Abbildung 8: DC-Squid

einen Gleichstrom (direct current) fließt und Squid ist die Abkürzung für „Superconducting Quantum Interference Device“. Der maximale Strom, der supraleitend durch ein DC-Squid fließen kann, hängt vom magnetischen Fluß ab, der durch den Squidring fließt. Es wird hierbei angenommen, dass das magnetische Feld zu keinen Strommodulationen in den einzelnen Josephson-Kontakten führt. Dies ist gerechtfertigt, da in der Regel gilt $\frac{A_{eff}}{A_{Ring}} \ll 1$. Hierbei ist $A_{eff} = t_b \cdot b$ die effektive Einstrahlfläche eines Josephson-Kontakts, durch die magnetischer Fluss fließen kann und A_{Ring} die vom Squidring eingeschlossene Fläche. Darüberhinaus ist für reale SQUIDS in der Regel das magnetfeld falsch orientiert um in den Kontakten magnetischen Fluss zu erzeugen.

Wenn beide Josephson-Kontakte identisch sind, ist der Suprastrom, der durch den Ring fließen kann, gegeben durch

$$I_s = I_c \sin(\varphi_L) + I_c \sin(\varphi_R) = 2I_c \cos\left(\frac{\varphi_L - \varphi_R}{2}\right) \sin\left(\frac{\varphi_L + \varphi_R}{2}\right) \quad (2.63)$$

Nun kann $\varphi_L - \varphi_R$ wie im vorangegangenen Abschnitt berechnet werden. Als Integrationsweg wird der in Abb. 8 im Ring eingezeichnete Weg gewählt.

$$\varphi_L - \varphi_R = \frac{m_e}{n_{cp} \hbar e} \left[\int_4^1 \vec{J}(\vec{r}, t) d\vec{l} + \int_2^3 \vec{J}(\vec{r}, t) d\vec{l} \right] - \frac{2\pi}{\Phi_0} \int_C \vec{A}(\vec{r}, t) d\vec{l} \quad (2.64)$$

Formal erhält man wieder das gleiche Ergebnis (vgl. Gl. 2.53) wie im vorangegangenen Abschnitt für die Phasendifferenz. Die Stromintegrale fallen weg, da man den Integrationsweg tief im Supraleiter wählen kann, wo $I = 0$ gilt. Das Vektorpotential wird entlang des Rings aufintegriert, was den Gesamtfluss durch den Ring ergibt.

$$\varphi_L - \varphi_R = \frac{2\pi\Phi}{\Phi_0} \quad (2.65)$$

Für den Suprastrom erhält man damit

$$I_s = 2I_c \cos\left(\frac{\pi\Phi}{\Phi_0}\right) \sin\left(\varphi_L + \frac{\pi\Phi}{\Phi_0}\right) \quad (2.66)$$

Fließt ein Strom $I < 2I_c$ durch das DC-SQUID, so stellt sich die Phase φ_L aus Gl. 2.66 so ein, dass keine Spannung über dem DC-SQUID abfällt und $I_s = I$. Die Erklärung hierfür ist, dass für $I_s < I$ zunächst eine Spannung über dem DC-Squid abfällt. Dies führt nach der 2. Josephson-Gleichung zu einer Änderung der Phase φ_L , bis wieder $I_s = I$ gilt. Dadurch ergibt sich der maximale Suprastrom, der über das DC-Squid fließen kann zu:

$$I_s^{max} = 2I_c \left| \cos\left(\frac{\pi\Phi}{\Phi_0}\right) \right|. \quad (2.67)$$

Experimentell kann man nicht bei allen DC-Squids eine Kosinusbetragabhängigkeit des kritischen Stroms vom externen Magnetfeld messen. Dies liegt daran, dass sich der magnetische Fluss durch den Ring aus dem externen Fluss und dem Fluss, der vom Ring durch einen im Ring fließenden Kreisstrom I_K , der von der Phasendifferenz $\varphi_L - \varphi_R$ abhängig ist, erzeugt wird, zusammensetzt.

$$\Phi = \Phi_{ext} + LI_K \quad (2.68)$$

Hierbei bezeichnet L die Induktivität des Rings. Ein Qualitätsparameter ist hierbei

$$\beta = \frac{2LI_c}{\Phi_0} \quad (2.69)$$

Bei großen β schirmt das erzeugte Eigenfeld das DC-Squid teilweise gegen das äußere Feld ab, wodurch der kritische Strom durch das Squid nicht mehr auf Null sinkt. Es kann gezeigt werden, dass eine volle Modulation des DC-Squids noch für $\beta_L = \frac{2}{\pi}$ erreicht wird [19].

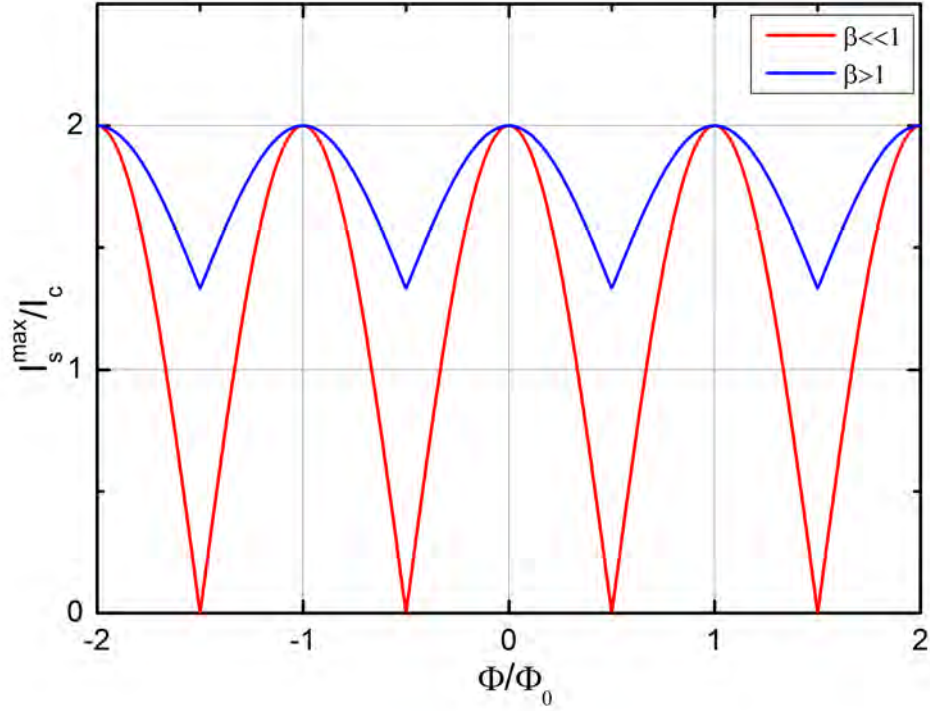


Abbildung 9: DC SQUID Kennlinie

2.2.5 Das RF-SQUID

Ein supraleitender Ring mit einem Josephson-Kontakt wird RF-SQUID (Radio-Frequency) genannt. Der Name rührt daher, dass ein RF-SQUID mit einem Schwingkreis ausgelesen wird. Der Kreisstrom im Ring ist wie auch beim DC-SQUID vom Magnetfeld durch den Ring abhängig. Ein induktiv ausgelesenes RF-SQUID kann als Magnetfeldsensor verwendet werden[19]. Für den Kreisstrom I_{cir} gilt (2.24)

$$I_{cir} = I_c \sin(\varphi) \quad (2.70)$$

Die Phasendifferenz über den Josephson-Kontakt berechnet sich zu (2.23)

$$\varphi = \theta_2 - \theta_1 - \frac{2\pi}{\Phi_0} \int_1^2 \vec{A} \cdot \vec{dl} \quad (2.71)$$

Die Differenz $\theta_2 - \theta_1$ lässt sich mit Integration von (2.7) entlang des Supraleiters eliminieren. Der Integrationsweg wird hierbei wie in Abb. 10 eingezeichnet gewählt.

$$\varphi = \left[-\frac{m_e}{n_{cp}\hbar e} \int_1^2 \vec{J} \cdot \vec{dl} + \frac{2\pi}{\Phi_0} \int_1^2 \vec{A} \cdot \vec{dl} \right] - \frac{2\pi}{\Phi_0} \int_1^2 \vec{A} \cdot \vec{dl} = -\frac{2\pi}{\Phi_0} \int_2^1 \vec{A} \cdot \vec{dl} - \frac{2\pi}{\Phi_0} \int_1^2 \vec{A} \cdot \vec{dl} = -\frac{2\pi}{\Phi_0} \int_C \vec{A} \cdot \vec{dl}, \quad (2.72)$$

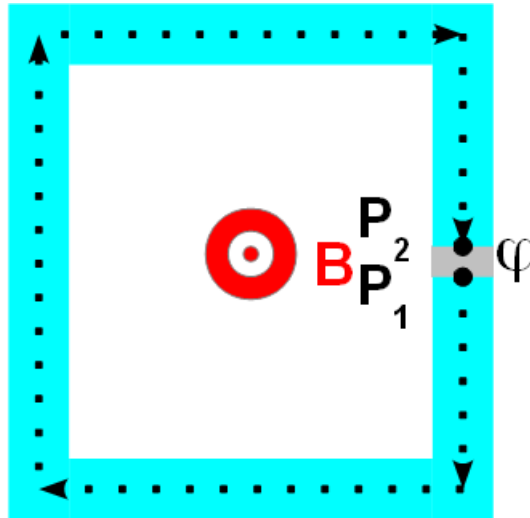


Abbildung 10: Das RF-Squid

Da man den Integrationsweg tief im Supraleiter, wo $J = 0$ gilt, wählen kann, verschwindet das Stromintegral. Als Endergebnis erhält man:

$$\varphi = -\frac{2\pi\Phi}{\Phi_0} \quad I_{cir} = -I_c \sin\left(\frac{2\pi\Phi}{\Phi_0}\right) \quad (2.73)$$

Wie beim DC-Squid ist hierbei zu beachten, dass sich der Fluss durch den Ring aus dem externen Fluss und dem vom Ring selbst erzeugten Fluss zusammensetzt. Wenn der Ringstrom magnetischen Fluss von einem von einem Flussquant oder erzeugt, führt das dazu, dass die Phasendifferenz über den Kontakt nicht mehr beliebig einstellbar ist.

Es gilt

$$\frac{\Phi}{\Phi_0} = \frac{\Phi_{ext}}{\Phi_0} - \frac{\beta_{RF}}{2\pi} \sin\left(\frac{2\pi\Phi}{\Phi_0}\right) \quad (2.74)$$

mit

$$\beta_{RF} = \frac{2\pi LI_c}{\Phi_0} \quad (2.75)$$

Wenn β_{RF} größer eins wird führt dies dazu, dass der Fluss durch den Ring nicht mehr beliebig modulierbar ist.

2.2.6 Fiske-Stufen

Bei charakteristischen Spannungen können in der Strom-Spannungskennlinie von einzelnen Josephson-Kontakten sogenannte Fiske-Stufen beobachtet werden [19]. Die Höhe dieser Stufen ist abhängig vom angelegtem Magnetfeld. Ursächlich für das Auftreten der Stufen ist die resonante Anregung von Mikrowellenmoden im Josephson-Kontakt.

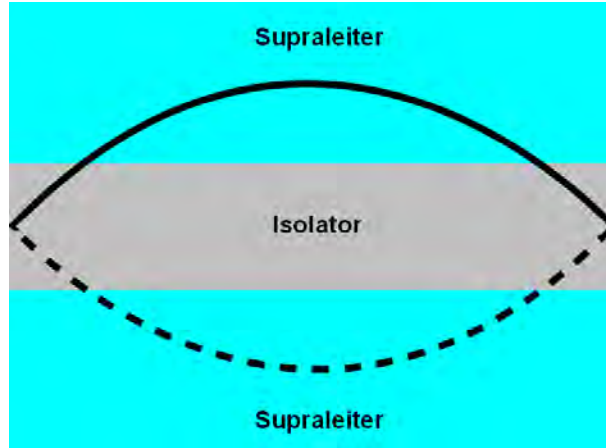


Abbildung 11: Grundmode in einem Josephson-Kontakt, dessen Anregung zum Auftreten der ersten Fiske-Stufe in der U - I -Kennlinie führt.

Betrachtet man den Kontakt als Mikrowellenresonator der Länge L , die der Kontaktbreite entspricht, so ergeben sich die möglichen auftretenden Moden zu

$$\omega_n = \frac{\pi \bar{c}}{L} n \quad (2.76)$$

Hierbei bezeichnet \bar{c} , die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Welle (Swihart Geschwindigkeit). Wenn über einem Josephson-Kontakt eine Spannung abfällt oszilliert die Phase (2.25). Stimmt die Frequenz der Phasenoszillation mit der Modenfrequenz ω_n überein, so können elektromagnetische Wellen im Kontakt resonant angeregt werden. Es ergibt sich:

$$V_n = \frac{\hbar}{2e} \omega_n = \Phi_0 \frac{\bar{c}}{2L} n = \frac{\omega_p \lambda_J}{2L} \Phi_0 n \quad (2.77)$$

Im letzten Schritt wurde die Swihartgeschwindigkeit eingesetzt. Sie kann durch die detaillierte Berechnung der eichinvarianten Phasendifferenz im Josephson-Kontakt mithilfe der Sinus-Gordon-Gleichung erhalten werden [19]. Aus der Position der Fiske-Stufen kann die Kapazität des Kontakts berechnet werden, die zusammen mit I_c und R_n die grundlegenden Eigenschaften des Josephson-Kontakts festlegt. Setzt man (2.49) und (2.35) in (2.77) ein so erhält man die Kapazität C des Josephson-Kontaktes zu:

$$C = \frac{\Phi_0^2}{4\mu_0 t_B V_1^2} \quad (2.78)$$

Es wurde hier V_1 verwendet, da höhere Fiske-Stufen teilweise nicht exakt nach Gleichung (2.77) auftreten [16].

Wie eingangs erwähnt, ist die Höhe der Fiske-Stufen in der Strom-Spannungs-Kennlinie magnetfeldabhängig. Dies kann man dadurch erklären, dass die Phasenoszillation am effektivsten mit den elektromagnetischen Moden koppelt, wenn die örtliche Phasenänderung entlang des Kontaktes der Änderung der Phase der elektromagnetische Welle entspricht. Wie in Abschnitt 2.2.3 hergeleitet, kann die örtliche Phasenänderung durch ein Magnetfeld manipuliert werden. Man erhält als Resonanzbedingung $\Phi = n \frac{\Phi_0}{2}$. Das heißt, die Fiske-Stufen sind maximal für verschwindendes I_c . Fiske-Stufen können auch ohne externes ma-

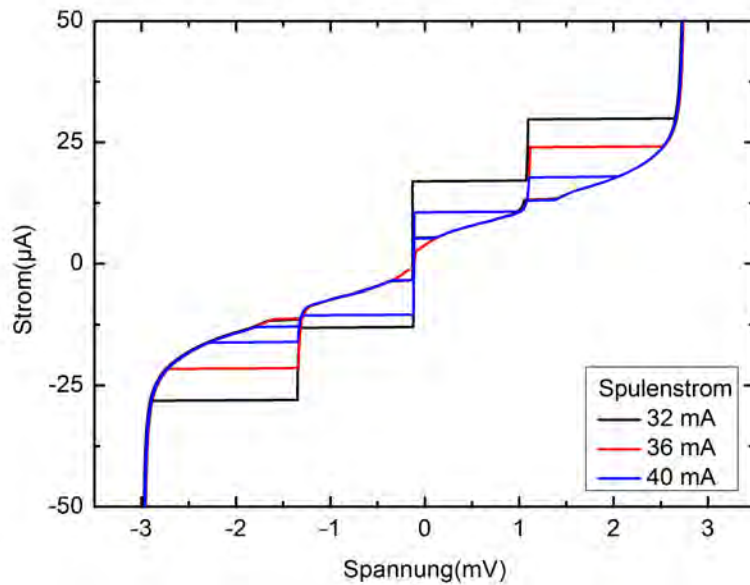


Abbildung 12: Die magnetfeldabhängigkeit von Fiske-Stufen anhand eines Josephson-Kontaktes von Probe R2 mit $L = 7,5 \mu\text{m}$. Es ist eine Fiske-Stufe bei $V_1 = 1,23\text{mV}$ erkennbar, was einem $\omega_1 = 3,74\text{THz}$ entspricht. Man sieht gut die Änderung der Höhe der Fiske-Stufe mit dem Magnetfeld.

gnetisches Feld sichtbar sein. Wenn beispielsweise beim Abkühlen des Josephson-Kontaktes Flussröhren im Supraleiter eingefroren wurden, tauchen eine Reihe von Stufen in der $I-V$ -Kennlinie auf, u. a. Fiske-Stufen. Dadurch ist im allgemeinen eine eindeutige Zuordnung der Stufe nicht zwangsläufig möglich.

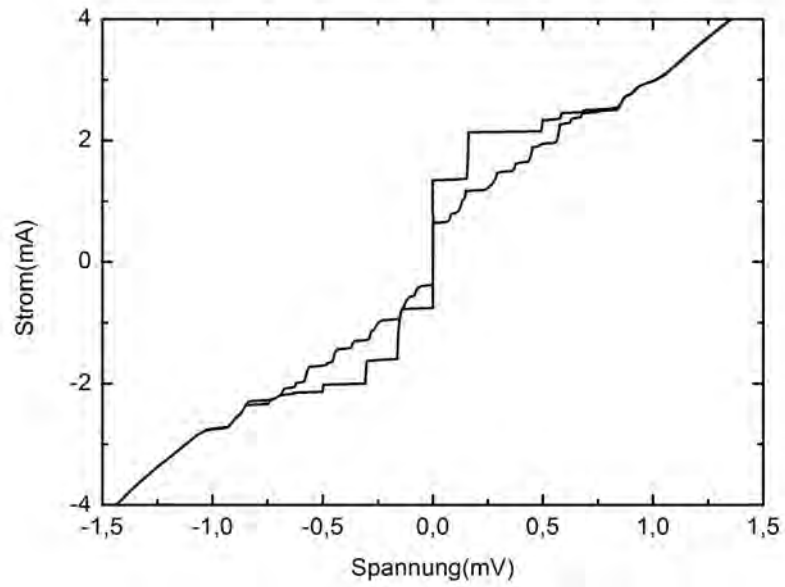


Abbildung 13: Fiske-Stufen können auch auftreten, wenn Flussschläuche im Niob eingefroren werden. Das Magnetfeld der Flussschläuche führt ebenfalls zu einer örtlichen Phasenänderung und kann so Resonanzen anregen. Hier gezeigt ist der Josephson-Kontakt B2-10 mit $L = 50 \mu\text{m}$. Auf dem Rückfahrt des Kontakts tauchen zusätzlich noch eine Reihe anderer Stufen auf.

3 Resonatorkopplung

Ein mögliche Anwendung für Nb/AlO_x/Nb Josephson-Kontakte ist eine steuerbare Mikrowellenresonatorkopplung. Die Relevanz dieses Bauteils resultiert daraus, dass der Zustandsinformation eines in eines Quantenbits in Mikrowellenleiter überführt werden kann [37]. Mit einer steuerbaren Mikrowellenkopplung kann man diesen Zustand dann gezielt beeinflussen bzw. verrechnen. Ein aktuelles Forschungsgebiet ist daher die kontrollierte Wechselwirkung von Mikrowellenleitern. Einen wichtigen Schritt hierfür stellt die Realisierung einer steuerbaren Resonatorkopplung dar. Ein Realisierungsmöglichkeit [40] zu diesem Thema wird im folgendem vorgestellt.

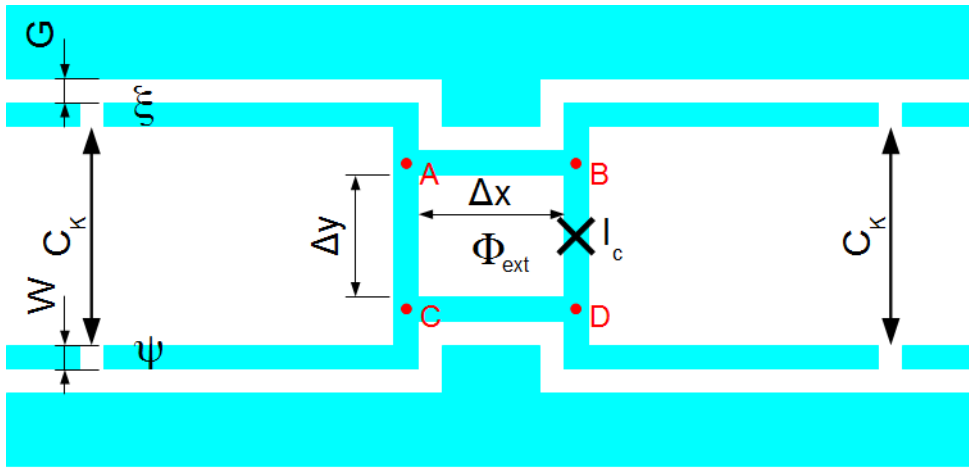


Abbildung 14: Das hier dargestellte Kopplungsschema besteht aus zwei Mikrowellenresonatoren ξ und ψ , die über ein RF-SQUID gekoppelt sind. Δx und Δy bezeichnen Länge und Breite des RF-SQUID-Rings. W ist die Breite der Innenleiter des Resonatoren und G der Abstand zum Außenleiter. Das Verhältnis von W und G wird aus messtechnischen Gründen so gewählt, dass die Impedanz $Z=50\Omega$ beträgt. I_c ist der kritische Strom des Josephson-Kontaktes. Eine Steuerung der Kopplung zwischen den Resonatoren ξ und ψ geschieht über einen externen magnetischen Fluss Φ_{ext} . C_K bezeichnet hier die Einkopplkapazitäten der Resonatoren. Da sie für die Resonatorkopplung nicht relevant sind, werden sie im weiteren nicht mehr erwähnt.

Das System besteht aus zwei Resonatoren die galvanisch an ein RF-SQUID gekoppelt sind (siehe Abb. 14). Die Idee ist es mit einem externen Magnetfeld den kritischen Strom des Josephson-Kontaktes und damit auch die fließenden Kopplungsströme zu steuern. Der Hamiltonoperator des Systems ergibt sich aus der Addition der Energien der beiden Resonatoren und der Energie im Josephson-Kontakt.

$$H = \frac{C_r}{2} [\dot{\psi}^2 + \dot{\xi}^2 + \omega^2(\psi^2 + \xi^2)] + \frac{C_J}{2} \left(\frac{\Phi_0}{2\pi}\right)^2 \dot{\varphi}^2 + E_{J0}(1 - \cos(\varphi)) \quad (3.1)$$

Hierbei handelt es sich bei ξ und Ψ um die Resonatoreigenfunktionen, die den von den Resonatoren erzeugten magnetischen Fluss beschreiben. Für Resonatoren der Länge $2l$

erhält man:

$$\xi = -\sqrt{2} \sin\left(\frac{\pi x}{2l}\right) \exp(-i\omega t) \sqrt{\frac{\hbar}{2\omega C_R}} (a^\dagger + a) \quad (3.2)$$

$$\Psi = -\sqrt{2} \sin\left(\frac{\pi x}{2l}\right) \exp(-i\omega t) \sqrt{\frac{\hbar}{2\omega C_R}} (b^\dagger + b) \quad (3.3)$$

Hierbei handelt es sich bei ω um die Resonanzfrequenz der Resonatoren und bei C_R um die Kapazität des Resonators. Die Operatoren a, a^\dagger vernichten bzw. erzeugen ein Photon mit der Frequenz ω im den Resonator ξ , die Operatoren b, b^\dagger vernichten bzw. erzeugen ein Photon mit der Frequenz ω im den Resonator ψ . Die hinteren Terme im Hamiltonoperator beschreiben die kapazitive Energie (E_C) und die Josephson-Kopplungsenergie (E_J). Beide sind von der eichinvarianten Phasendifferenz φ abhängig. Diese Phasendifferenz kann in Abhängigkeit vom externen Magnetfeld und dem von den Resonatoren im SQUID-Ring erzeugten magnetischen Fluss geschrieben werden. $\varphi = \frac{2\pi}{\Phi_0} (\xi(A) - \xi(B) - \psi(C) + \psi(D) + \Phi_{\text{ext}})$. Eine Wechselwirkung der Resonatoren wird durch Terme der Form $H = \hbar g (a^\dagger b + b^\dagger a)$ vermittelt. Setzt man die Resonatorfunktionen (Gl. 3.2 und Gl. 3.3) und die eben beschriebene Abhängigkeit der Phase vom externen Feld und dem von den Resonatoren erzeugten magnetischen Fluss in den Hamiltonoperator ein, erhält man die Kopplungsstärke zwischen den Resonatoren zu:

$$\Rightarrow g = 2\pi^2 \frac{I_c}{\Phi_0} Z \left(\frac{\Delta x}{2l}\right)^2 \cos\left(\frac{2\pi\Phi_{\text{ext}}}{\Phi_0}\right) \quad (3.4)$$

Hier bezeichnet $Z = \sqrt{L_r/C_r}$ die Impedanz des Resonators. Die einzelnen Beiträge der Kopplung kann man sich anschaulich plausibel machen. Es handelt sich hier um eine induktive Kopplung der Resonatoren über den RF-Squidring. Durch den galvanischen Kontakt wird die induktive Kopplung von Ring und Resonator maximiert. Die induktive Kopplung von einem Resonator und dem RF-Squid wird durch die Wechselwirkungstrecke beeinflusst. Da Resonator 1 mit dem RF-SQUID wechselwirkt und das RF-SQUID wiederum mit Resonator 2, bedeutet das für die Kopplung von Resonator 1 und 2, dass Δx in die Kopplung quadratisch eingeht. Die Impedanz gibt das Verhältnis von Kapazität zu Induktivität des Resonators an. Für die induktive Kopplung ist es günstig, wenn die Induktivität im Verhältnis zur Kapazität des Resonators groß ist, da dies bedeutet, dass die Resonatorenergie vor allem induktiv im Resonator gespeichert ist. Der Josephson-Kontakt ermöglicht es die Koppelströme I_K im RF-Ring zu beeinflussen. Für ein RF-SQUID gilt, dass der Kreisstrom der über den Josephson-Kontakt fließt $I_{\text{cir}} = I_c \sin\left(-\frac{2\pi\Phi}{\Phi_0}\right)$ ist. Durch die Resonatorkopplung gibt zusätzlich zum Kreisstrom noch einen Kopplungsstrom im SQUID-Ring. Zusammen dürfen diese beiden Ströme I_c aber nicht überschreiten, bzw. $I_{\text{cir}} + I_K \leq I_c$. Der von den Resonatoren im SQUID-Ring erzeugte magnetische Fluss ist sehr viel kleiner als ein Flussquant, woraus für den magnetische Fluss durch den RF-Ring angenommen werden kann, $\Phi \approx \Phi_{\text{ext}}$. So erhält man maximale Kopplung wenn $\Phi_{\text{ext}} = n\Phi_0$. Der RF-SQUID Kreisstrom verschwindet hier und es können Koppelströme bis zu $I_K = I_c$ fließen. Umgekehrt verschwindet die Kopplung, wenn $\Phi_{\text{ext}} = (n + \frac{1}{2})\Phi_0$ hier beträgt $I_{\text{cir}} = I_c$ und es können keine zusätzlichen Koppelströme über den Josephson-Kontakt fließen.

Zu beachten gilt, dass die Kreisströme im RF-SQUID auch einen magnetischen Fluss erzeugen. Werden diese Ströme zu groß schirmt sich das RF-SQUID teilweise gegen das

externe Feld ab und die Resonatorenkopplung verliert ihre Steuerbarkeit. Das Feld der Kreisströme kann vernachlässigt werden, solange $\beta_{RF} = \frac{2\pi L I_c}{\Phi_0} \leq 1$ (2.75). Hierbei bezeichnet L die Induktivität des SQUID-Rings. Für eine erste Abschätzung kann man von einem quadratischen Ring mit unendlich ausgedehnten Leitungen ausgehen; hier beträgt die Induktivität $L = 1,25 \mu_0 \Delta x$. Wenn man nun die Kopplung unter der Bedingung $\beta_{RF} = 1$ und der eben gemachten Näherung der Induktivität betrachtet, erhält man

$$g = \frac{2\pi}{2,5\mu_0} Z\left(\frac{\Delta x}{4l^2}\right) \cos\left(\frac{2\pi\Phi_{ext}}{\Phi_0}\right) \quad (3.5)$$

Aufgrund der Nebenbedingung für β_{RF} gilt $I_c \propto \frac{1}{L} \propto \frac{1}{\Delta x}$. Daraus folgt dass die Kopplungsstärke nur noch linear mit Δx anwächst und nicht mehr quadratisch wie nach 3.4. Je größer Δx ist umso kleiner muss sein I_c sein, um weiterhin eine Steuerbarkeit der Kopplung zu gewährleisten.

Um thermische Anregungen im Josephson-Kontakt zu vermeiden, muss noch bedacht werden, dass $E_J \gg k_b T$ gelten muss. Für Messungen bei 4,2 K sollte daher ein $I_c = 1 \mu A$ nicht unterschritten werden.

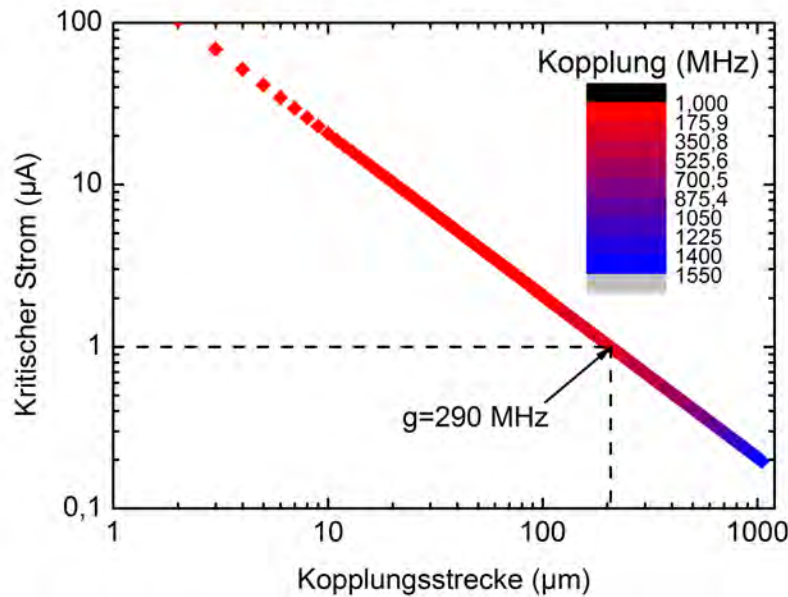


Abbildung 15: Der kritische Strom und die Resonatorkopplung in Abhängigkeit von der Kopplungsstrecke bei einer Resonatorlänge von $2l = 9122 \mu m$ nach Gl. 3.5. Große Kopplungen lassen sich nur mit kleinen I_c -Werten realisieren.

Eine Übersicht über die Kopplungsstärke und das I_c des Josephson-Kontaktes ist in Abb. 15 zu sehen. Man sieht, dass für große I_c nur kleine Kopplungen zu realisieren sind. Messtechnisch ist eine Kopplungsstärke von über 20 MHz wünschenswert. Wie dem Graphen zu entnehmen ist, kann im Bereich von $I_c = 1 \mu A$ eine Kopplung von mehreren hundert MHz erreicht werden. Dieser Bereich soll nun im folgendem näher betrachtet werden.

Um eine bessere Vorhersage über die auftretende Kopplung zu machen wurde die Induktivität für realistische Resonatorkonfigurationen mit Fasthenry simuliert. Des Weiteren muss auch beachtet werden, dass zusätzlich zur steuerbaren Resonatorkopplung noch eine geometrische Kopplung der Resonatoren auftritt. Diese ist von dem Abstand und der Induktivität der Resonatoren abhängig. Daher ist es besser den RF-Ring nicht quadratisch sondern rechteckig zu machen. Als günstige Parameter stellte sich eine RF-Ring Breite von $\Delta y = 100 \mu\text{m}$ und eine Innenleiterbreite der Resonatoren von $W = 13 \mu\text{m}$. So erhält man eine im Verhältnis zur steuerbaren Kopplung kleine geometrische Kopplung.

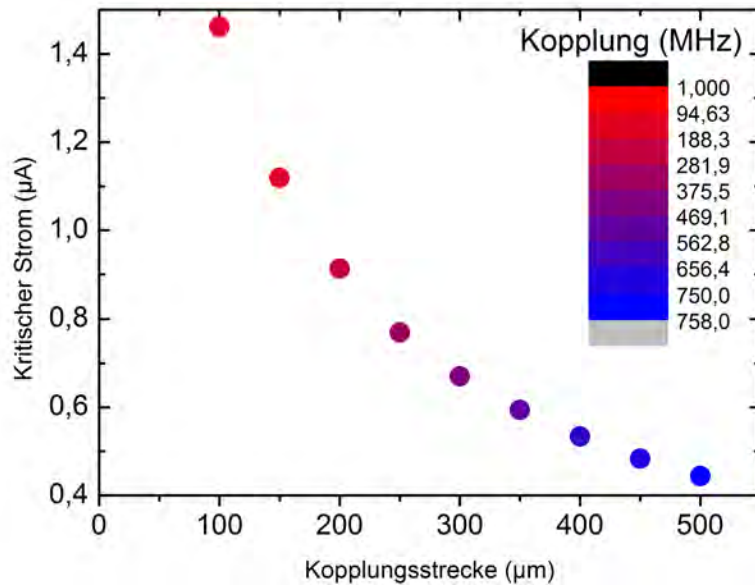


Abbildung 16: Simulationsergebnisse für die Resonatorkopplung. Die Resonatorlänge beträgt $2l = 9122 \mu\text{m}$

Aus Abb. 16 sieht man, dass unter Verwendung von Josephson-Kontakten mit $I_c = 1 \mu\text{A}$ schon große Kopplungsstärken von rund 200 MHz realisierbar sind. Für noch größere Kopplungen sind, wie man dem Graphen entnimmt, kleinere I_c und daher auch tiefere Temperaturen erforderlich. Eine technisch einfache Möglichkeit ist, nach dem Einkondensieren von ^4He im Krostaten, den Druck über dem flüssigen ^4He zu erniedrigen. Hiermit kann in bestehenden Messaperturen eine Temperatur von ca. 2 K ohne großen technischen oder zeitlichen Aufwand erreicht werden. So können auch noch Kontakte mit einem I_c von bis zu $0,5 \mu\text{A}$ eingesetzt werden.

Aufgrund der Kopplung der Resonatoren kommt es zu einem Aufspalten der Energieeigenwerte der Resonatoren. Dabei spaltet die Resonanzfrequenz ω der ungekoppelten Resonatoren in zwei neue Frequenzen ω_- und ω_+ auf. Diese Aufspaltung ist von der Kopplungsstärke abhängig. So kann durch Messung der Frequenzen ω_- und ω_+ auf die Kopplungsstärke rückgeschlossen werden. Wenn man die Kopplung für verschiedene angelegte Magnetfelder bestimmt, kann so die theoretische Vorhersage des Kopplungsverhaltens (vgl. Gl. 3.4) überprüft werden.

4 Probenherstellung und Prozessoptimierung

In diesem Kapitel wird zunächst die Herstellung der Josephsonkontakte kurz erläutert und danach auf einige kritische Stellen im Herstellungsprozess eingegangen. Eine detaillierte Beschreibung des Herstellungsprozesses und der Geräteparameter findet sich im Abschnitt 8.1.

4.1 Herstellungsprozess

Zur Herstellung eines Josephsonkontaktes werden mehrmals hintereinander Materialschichten aufgebracht auf ein Siliziumsubstrat aufgebracht. Die Struktur der Materialschichten wird hierbei mit optischem Photolacklack und ggf. anschließenden Ätzprozessen festgelegt.

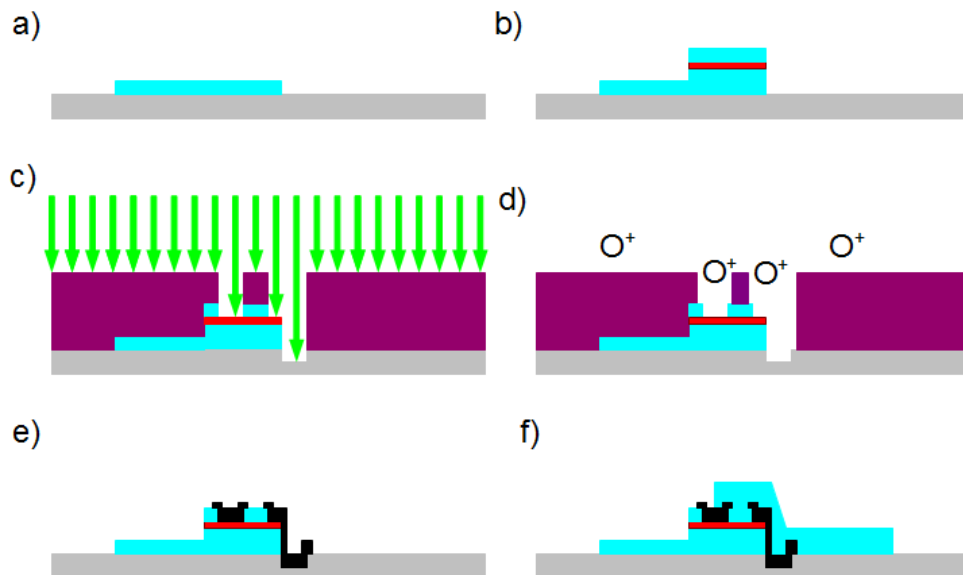


Abbildung 17: Schematisch dargestellte Prozessschritte zur Herstellung eines Josephsonkontaktes. Im ersten Schritt (a) wird zunächst eine Kontaktelektrode aus Niob (blau) aufgebracht. Im zweiten Schritt (b) wird eine Niob/Al – AlO_x /Niob Schichtfolge aufgebracht werden (rot: Al – AlO_x). Im Dritten Schritt (c-e) wird zunächst das Niob wieder teilweise entfernt (c), um die Größe des Josephsonkontaktes festzulegen. Anschließend wird der Lithographielack (violett) mit einem Sauerstoffplasma teilweise entfernt (d). Danach wird Siliziumoxid (schwarz) aufgedampft und der Lithographielack entfernt (e). Dadurch, dass vorher der Lack teilweise abgetragen wurde (d), erreicht man eine zuverlässige Isolation des Josephsonkontaktes. Im letzten Schritt (f) wird eine weitere Kontaktelektrode aus Niob (blau) aufgebracht.

In Abb. 17 sind alle relevanten Prozessschritte dargestellt. Im ersten Schritt (a) soll zunächst eine untere Kontaktelektrode aus Niob aufgebracht werden. Hierzu wird zuerst das Siliziumsubstrat (grau) vollständig mit ca. 50nm Niob (blau) bedampft und danach eine optischer Photolack aufgebracht sowie strukturiert. In einem anschließenden

Ätzprozess mit einem reaktiven Ionenätzgerät wird das Niob dort entfernt, wo sich kein Photolack befindet.

Im zweiten Schritt (Abb. 17 (b)) soll auf einen Teil der unteren Kontaktelektrode eine Niob/Al – AlO_x/Niob Schichtfolge aufgebracht werden. Nachdem dem der Photolack aus dem ersten Schritt entfernt wurde, wird die Probe wieder komplett mit Photolack überzogen und mit Belichtungs- und Entwicklungsprozessen ein kleines Fenster im Lack über der eben aufgetragenen Kontaktelektrode geöffnet. Im anschließenden Aufdampfungsprozess bleibt so nur auf einen Teil der unteren Kontaktelektrode Material (b) haften. Vor dem Aufdampfungsschritt wird in der Prozesskammer zunächst die Oberfläche der Probe mit Argonionen beschossen. Dies hat den Sinn Nioboxid von der unteren Kontaktelektrode zu entfernen und einen supraleitenden Kontakt zu dem danach aufgedampften Material zu ermöglichen. Es wird zunächst noch einmal eine Lage Niob (85 nm, blau) aufgebracht, danach eine dünne Lage Aluminium (3,5 bis 5,55 nm, rot), die anschließend in der Prozesskammer oxidiert wird, um eine Isolationsbarriere zu schaffen. Abschließend wird noch einmal eine Lage Niob (blau) aufgebracht. So erhält man einen großflächigen SIS-Übergang aus Niob, Aluminium/Aluminiumoxid und Niob.

Der dritte Schritt (Abb. 17 (c)-(e)) ist der komplexeste in der Probenherstellung. Zunächst wird wieder optischer Photolack (violett) aufgebracht und strukturiert. Dann wird dort, wo sich kein Photolack befindet, das Niob in einem reaktiven Ionenätzgerät entfernt ((c), grüne Pfeile). Hierbei bleibt in der Mitte der Niob/Al – AlO_x/Niob Schichtfolge ein quadratischer Niobpunkt stehen. Dieser Punkt bildet zusammen mit den darunterliegenden Al – AlO_x- und Niob-Schichten den später vermessenen Josephsonkontakt. Nach dem Ätzprozess ein Sauerstoffplasma über der Probe gezündet, um den Photolack teilweise zu entfernen (d). So wird im folgenden Aufdampfprozess (e) eine gute Abdeckung mit Siliziumoxid (schwarz) erreicht. Das SiO_x soll Kurzschlüsse zwischen der unteren Kontaktelektrode und der im folgenden aufgetragenen oberen Kontaktelektrode verhindern. Im letzten Schritt (f) wird eine obere Kontaktelektrode aus Niob aufgebracht. Hierzu wird die Probe wieder mit optischem Lack überzogen und jener strukturiert. Wo sich später die obere Kontaktelektrode wird, der Lack entfernt. Vor dem Aufdampfen der Elektrode, wird die Probe in der Prozesskammer wieder mit Argonionen beschossen, um Nioboxide zu entfernen.

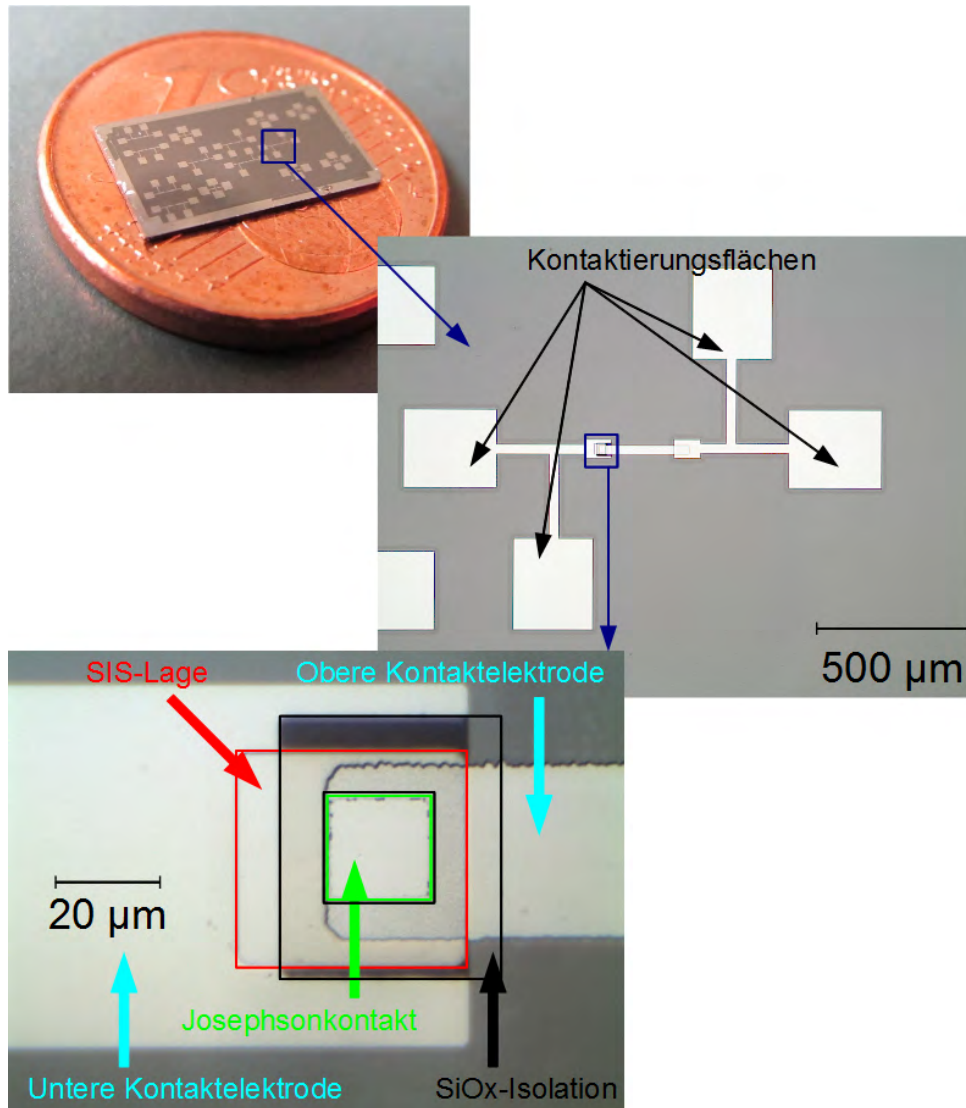


Abbildung 18: Die Josephsonkontakte werden auf $6 \times 10 \text{ mm}^2$ Siliziumsubstraten prozessiert. Auf einem Siliziumsubstrat befinden sich 16 einzelne Josephsonkontakte. Die Kontaktierungsflächen ermöglichen Strom- und Spannungsabgriffe. Unten ist eine Aufsicht auf einen Josephsonkontakt gezeigt, wie er nach Abb.17 hergestellt wurde

4.2 Prozessoptimierung

Bei der Herstellung von Nb/AlO_x/Nb Josephsonkontakten traten eine Reihe von Prozessproblemen auf, auf die im Folgenden eingegangen werden soll.

Proben die zu Beginn der Diplomarbeit basierend auf alten Parameter hergestellt wurden [38], wiesen kein Josephson-Verhalten auf. Insgesamt wurden gegenüber [38] in allen Prozessschritten Änderungen vorgenommen, um zuverlässig und mit hoher Erfolgsquote Josephsonkontakte herstellen zu können. In der Regel traten Kurzschlüsse auf. Mögliche Ursachen sind einerseits eine unzureichende Siliziumoxidabdeckung im 3. Prozessschritt und andererseits eine nicht geschlossene Aluminiumoxidbarriere in der SIS-Schichtfolge.



Abbildung 19: Schema eines Nb/Al – AlO_x/SiO_x/Nb-Übergang, der zur Überprüfung der SiO_x-Schicht hergestellt wurde. Die so hergestellten Proben wiesen sehr hohe Widerstände auf.

Eine unzureichende Siliziumoxidabdeckung konnte durch die Vermessung von Nb/Al – AlO_x/SiO_x/Nb-Übergängen ausgeschlossen werden (siehe. Abb. 19), die keine messbaren Supraströme zeigten. Diese Übergänge wurden so hergestellt, dass im 3. Prozessschritt die obere Nioblage der SIS-Schichtfolge nicht nur teilweise, sondern komplett entfernt wurde. Für eine SiO_x Schichtdicke von 50nm, wie sie auch bei der Herstellung von Josephsonkontakten verwendet wurde, ergaben Messungen Widerstand von $R_{SiO_x} > 28M\Omega\mu m^2$.

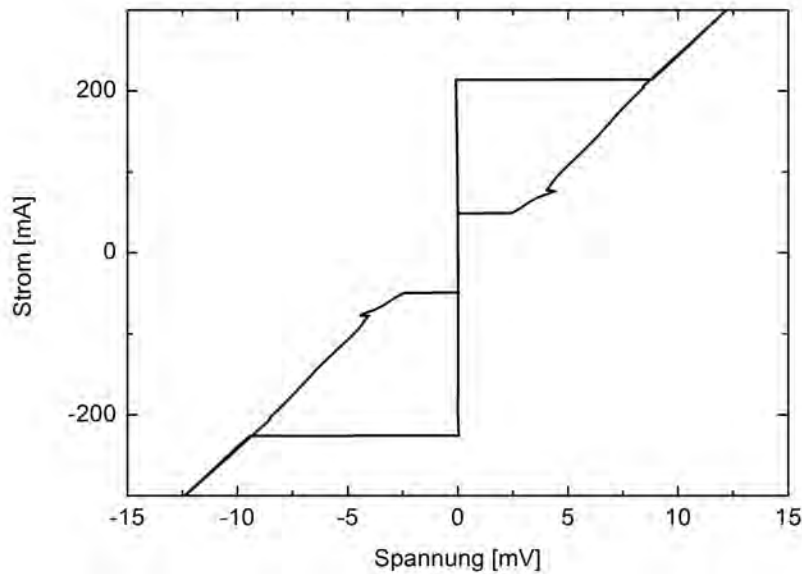


Abbildung 20: Kontakt T8-12. Die U - I -Kennlinie zeigt einen Kurzschluss, wie sie zu Beginn dieser Arbeit häufig auftraten. Der Strom fließt zunächst supraleitend durch Kurzschlüsse bis zu einem Wert, bei dem die supraleitenden Kurzschlüsse in der Probe normalleitend werden. Beim Rückfahren bleiben die Kurzschlüsse zunächst im normalleitenden Zustand. Der Suprastrom zeigt insbesondere keine Magnetfeldabhängigkeit, was ein Indiz dafür ist, dass kein Josephsonkontakt vorliegt. Auch ist die Stromdichte von 55 kA/cm^2 viel zu groß für die verwendeten Prozessparameter [31]. Die Ursache dieser Kurzschlüsse waren, wie sich später herausstellte, Löcher in der AlO_x Isolationsbarriere der SIS-Schichtfolge

Kurzschlüsse durch die Aluminiumoxidbarriere können auftreten, wenn die aufgebrachte Aluminiumschicht zu dünn ist. Die Ursache hierbei liegt darin, dass die untere Nioblage eine Rauigkeit im nm-Bereich [38] aufweist. Die Aluminiumschichtdicke muss so gewählt werden, dass sie die Nioblage komplett überdeckt, da sonst Kurzschlüsse auftreten wie in Abb. 21 gezeigt. Nach einer Erhöhung der Aluminiumschichtdicke von 2,4 nm auf 3,6 nm traten keine Kurzschlüsse mehr auf.

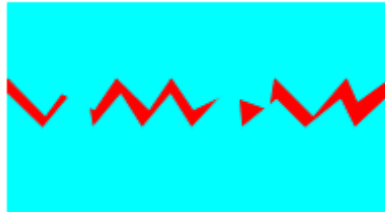


Abbildung 21: Wenn die Aluminiumschicht (rot) der Dreifachlage zu dünn ist, können aufgrund der Niobrauigkeit Kurzschlüsse auftreten

Neben kurzschlussartigem Verhalten der Kontakte, war bei anderen Kontakten zum Teil gar keine elektrische Leitung durch den Kontakt messbar. Wieder andere Kontakte wiesen sowohl bei Raumtemperatur als auch bei 4,2 K sehr hohe Widerstände auf. Hierfür wurden verschiedene Ursachen erkannt und Lösungen dazu erarbeitet.

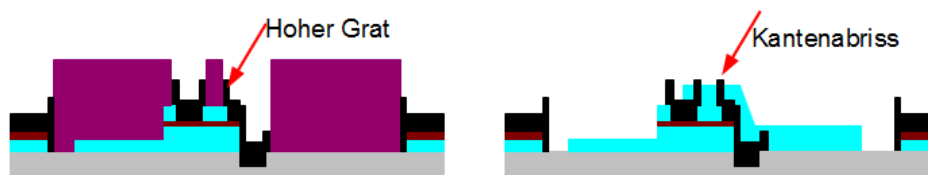


Abbildung 22: Wird SiOx aufgedampft (schwarz) so bleibt das Material teilweise am optischen Lack (violett) haften und es können nach der Lackentfernung hohe Grate an den Strukturränder stehen bleiben. Aufgrund hoher Grate können sogenannte Kantenabrisse auftreten. Die Grate sind wesentlich höher als die aufgedampfte Schichtdicke des Materials. Bei einer aufgedampften SiOx-Schichtdicke von 150nm bilden sich Graten aus, die auch von 350 nm Niob nicht überdeckt werden konnten.

Eine Ursache waren Kantenabrisse der oberen Kontaktelektrode, wie sie in Abb. 22 gezeigt werden. Hier zerschneiden hohe SiOx-Grate die obere Kontaktelektrode. Die obere Kontaktelektrode kontaktiert dann nicht den Josephsonkontakt und es werden $U-I$ -Kennlinien, wie in Abb.fig:T1Kontakt12 gezeigt, gemessen. Eine Nahaufnahme eines Kantenabrisses ist in Abb. 25 zu sehen.

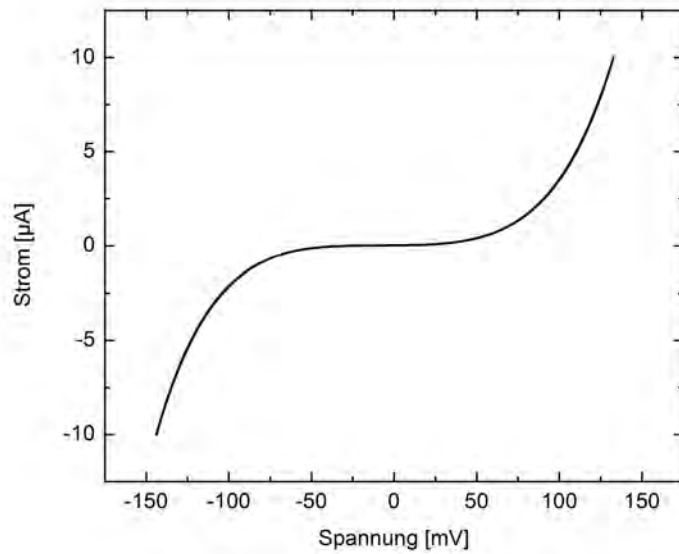


Abbildung 23: Kontakt T1 $10 \times 10 \mu\text{m}^2$. U - I -Kennlinie einer Probe mit einem Kantenabriss wie in Abb. 22 dargestellt. Es ist kein supraleitender Strom erkennbar. In Abb.24 ist eine Elektronenmikroskopaufnahme der Probe zu sehen.

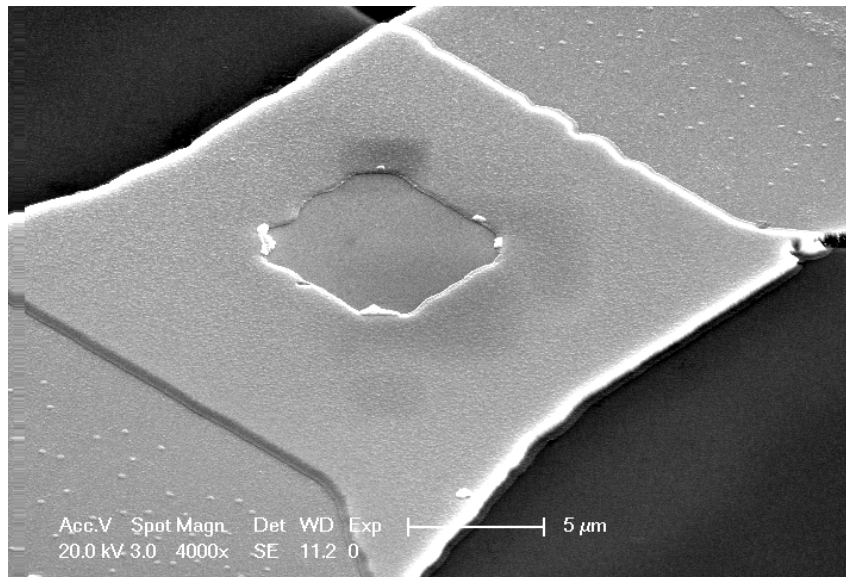


Abbildung 24: Das Bild zeigt den zum Messgraphen der Abb. 23 gehörigen Kontakt der Probe T1. Die obere Kontaktelektrode (Grau) ist hier um 90° gedreht angebracht und verläuft im Bild von links unten nach rechts oben. Die hohen SiO_x -Grate verhindern eine direkte Kontaktierung des Josephsonkontaktes. Eine Nahaufnahme für so einen Fall zeigt Abb. 25

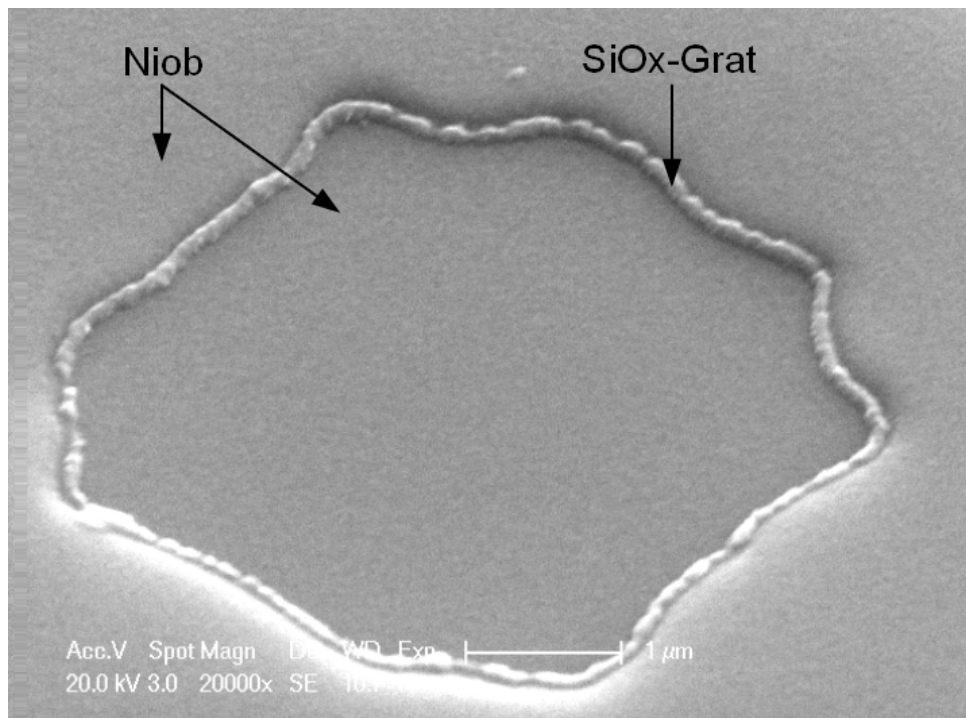


Abbildung 25: Kontakt TA3-15; Eine Elektronenmikroskopaufnahme eines Josephsonkontakts mit Kantenabriss. Die obere Kontaktelektrode überdeckt die SiOx Grate nicht. Die SiOx Schichtdicke beträgt 150nm, die der Kontaktelektrode 350nm. Es besteht kein supraleitender Kontakt zum Josephsonkontakt.

Um zu verhindern, dass Kantenabriss am Josephsonkontakt auftreten, müssen die SiOx-Schichtdicke und die Dicke der oberen Kontaktelektrode geeignet gewählt werden. Die SiOx-Schichtdicke muss ausreichend sein um Kurzschlüsse zu verhindern, während die Schichtdicke der Kontaktelektrode nicht beliebig vergrößert werden kann. Die Form der oberen Kontaktelektrode wird festgelegt, indem vor dem Niobaufdampfen die Probe mit einer Lackstruktur überdeckt wird. Die Bereiche, wo sich die Kontaktelektrode später befindet soll, sind nicht mit Lack überzogen. Nach dem Aufdampfvorgang der optische Lack und das darauf befindliche Niob chemisch entfernt. Dies funktioniert mit dem verwendeten optischen Lack aber nur zuverlässig bis zu einer gewissen Materialdicke von ca. 250 nm, siehe hierzu Abb. 4.2.

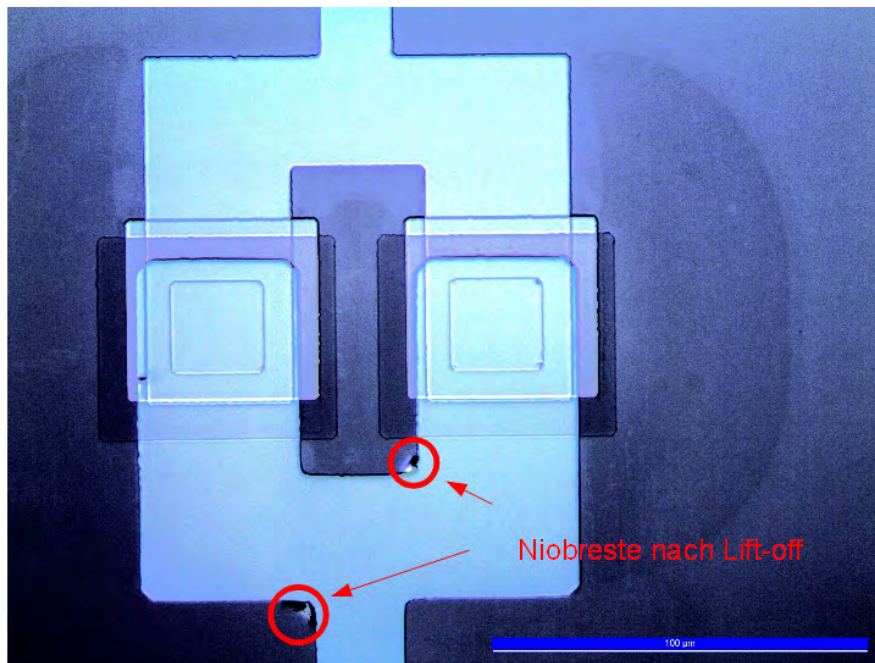


Abbildung 26: DC-Squid; Wie man sieht können bei sehr großen Materialschichtdicken ($\approx 300\text{nm}$), Materialresten an unerwünschten Stellen auf der Probe verbleiben, wie im Text erläutert wurde.

Neben dem eben beschriebenen Kantenabriss kann auch an anderer Stelle ein Kantenabriss auftreten. Zurückgeführt wurde dies auf eine zu lange Ätzzeit im 3. Fertigungsschritt. Beim Herausätzen eines Turms aus der oberen Niobschicht der Dreifachlage wird auch das Substrat teilweise in Mitleidenschaft gezogen. Eine zu lange Ätzzeit führt, dass das Substrat neben der Dreifachlage tief abgetragen wird. Der daraus resultierende Höhenprofil führt dazu, dass die später aufgetragenen oberen Kontaktelektroden unterbrechungen zeigen (siehe hierzu Abb. 27, Abb. 28 und Abb. 29). Diesem Problem wurde durch eine Verkürzung der Ätzzeit und Erhöhung der Niobschichtdicke der oberen Kontaktelektrode auf 250nm begegnet.

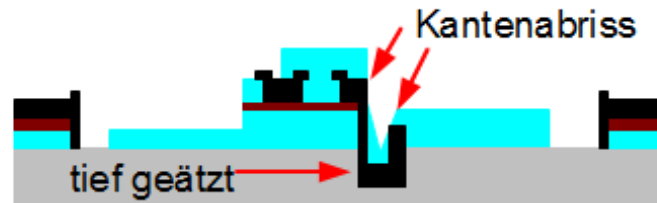


Abbildung 27: Im 3. Schritt wird der Kontakt aus der Dreifachlage herausgeätzt. Dabei wird auch das Substrat teilweise abgetragen. Ist die Ätzzeit übermäßig lange können tiefe Gräben entstehen, die zu Kantenabrissen führen.

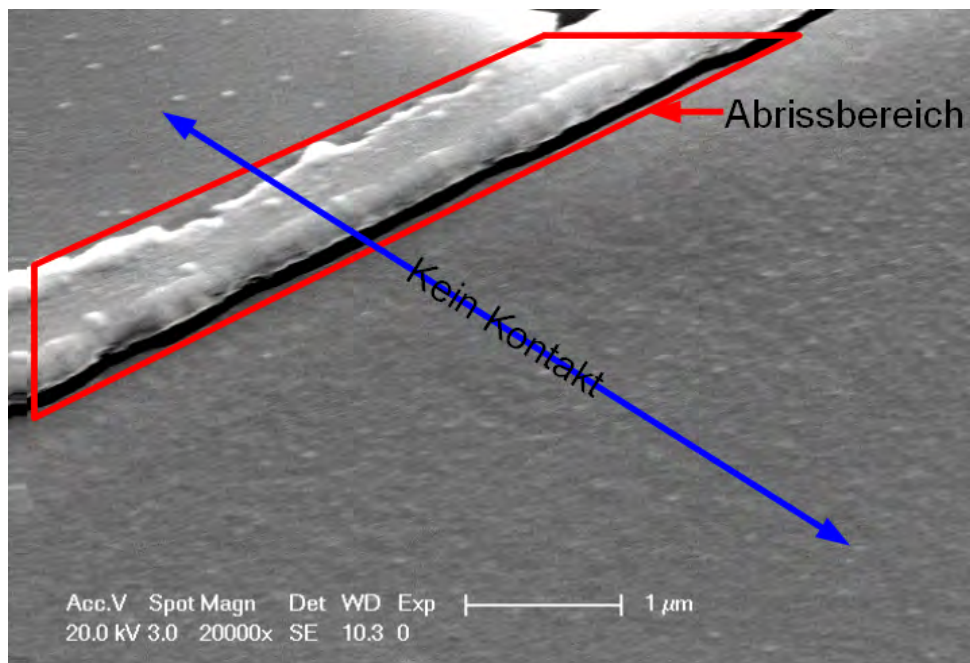


Abbildung 28: Ein Kantenabriss nach dem Schema von Abb. 27

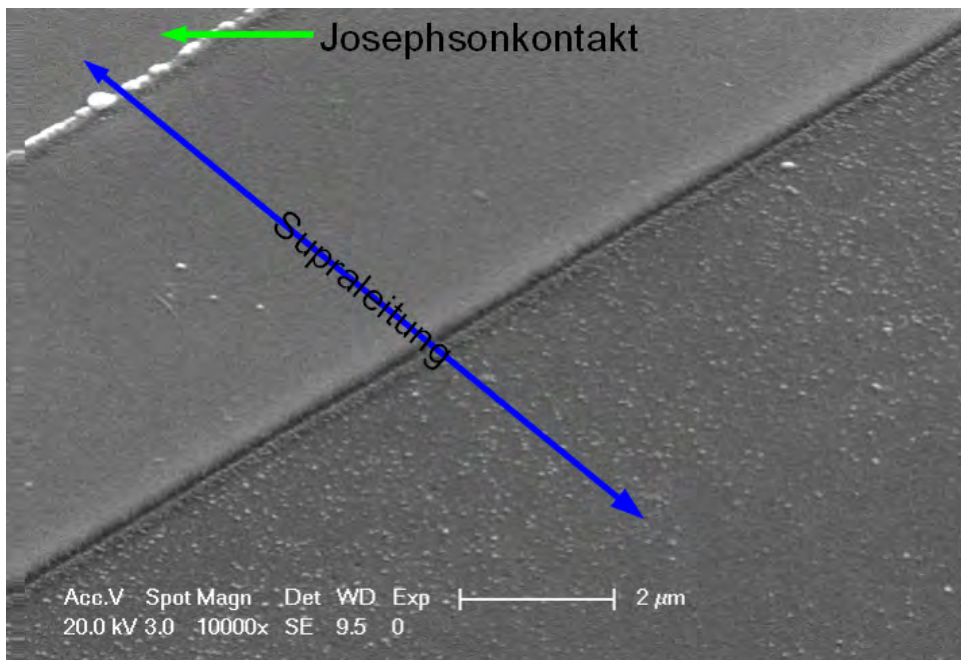


Abbildung 29: Probe B7; Eine gute Topelektrode zum Vergleich zu Abb. 28.

Da sich nach dem Aufdampfen der oberen Kontaktelektrode im Niob Verspannungen bilden, können sich neben den eben beschriebenen Kantenabrissen, an Materialstufen auch Verspannungsbrüche ausbilden. Dies ist in den Abbildungen 30 und 31 gezeigt.

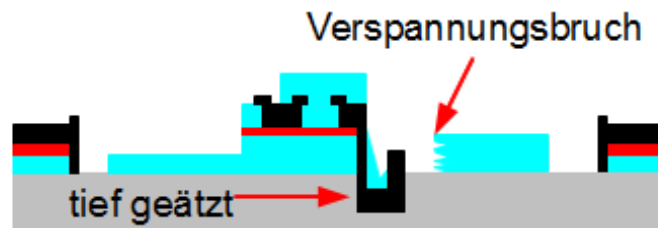


Abbildung 30: Wenn im 3. Schritt aufgrund einer zu langen Ätzzeit das Substrat übermäßig abgetragen wird, kann dies die Topelektrode schädigen. Da sich im Niob nach dem Sputtern Verspannungen bilden, kann es an hohen Kanten zu Verspannungsbrüchen kommen.

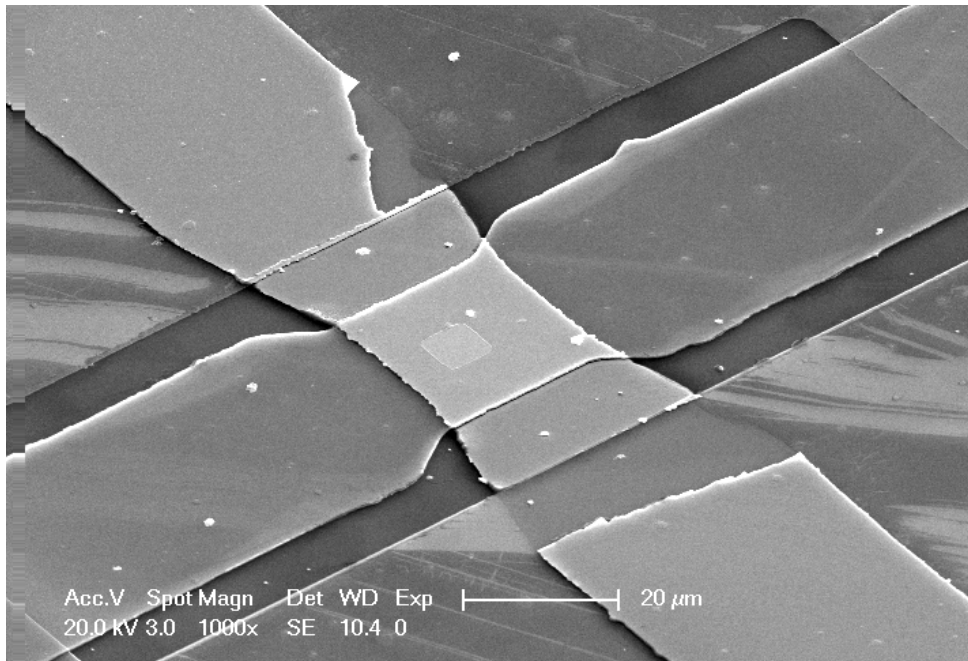


Abbildung 31: Ein Beispiel für einen Verspannungsbruch auf der Probe 5.1 nach Schema von Abb.30

Zum Ende dieses Abschnittes wird noch der Prozessschritt zum Abtrag von Nioboxiden kurz betrachtet werden (siehe hierzu auch Abb. 32 und 33). Zwischen den einzelnen Prozessschritten oxidieren die aufgetragenen Niobschichten an der Raumluft. Um einen Supraleitenden Kontakt zwischen den einzelnen Schichten zu gewährleisten, muss das oberflächliche Nioboxid in der Prozesskammer entfernt werden. Dies geschieht mit einer Ion-Gun, die Argonionen auf die Probe beschleunigt. Es stellte sich heraus, dass die in der Prozesskammer vorhandene Ion-Gun nur einen sehr kleinen Wirkungsbereich hat. Eine Probe hat eine Größe von $10 \times 6 \text{ mm}^2$, auf der sich mehrere Josephsonkontakte befinden. Es wurde beobachtet, dass zum Teil nur Kontakte aus einer Region der Probe einwandfrei funktionierten, was auf den kleinen Wirkungsbereich zurückgeführt wurde, der unter $10 \times 10 \text{ mm}^2$ liegt. Eine Lösung hierfür war ein Verfahren der Probenposition während des Ionkanon-Prozesses.

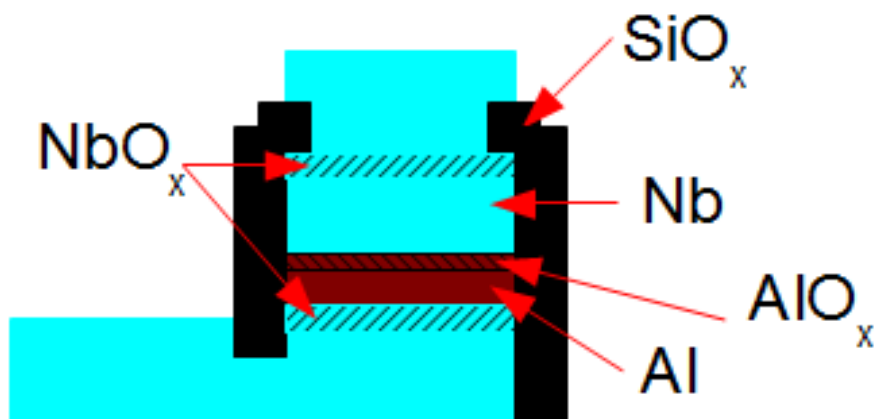


Abbildung 32: Nioboxidreste aufgrund unzureichender Ion-Gun Behandlung

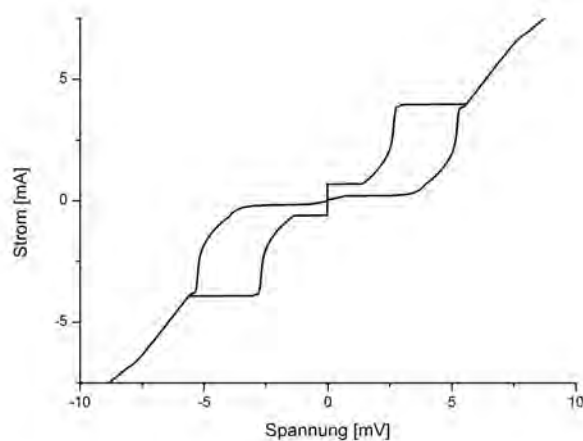


Abbildung 33: Probe B6: Durch unzureichenden Oxidabtrag hat sich zwischen dem Josephsonkontakt und oberer Kontaktelektrode ein weiterer Josephsonkontakt mit einem kleinen I_c gebildet. Andere Kontakte auf der gleichen Probe zeigten auch normaleitendes Verhalten oder Josephsonverhalten. Nb/NbO_x/Nb-Josephsonkontakte lassen sich allerdings nicht kontrolliert herstellen, da zu große Probleme mit der Kontrolle der NbO_x-Isolationsbarriere gibt.

5 Messtechnik

Für die Charakterisierung der Josephson-Kontakte sind mehrere verschiedene Messungen erforderlich. Um zu zeigen, dass es sich um einen Josephson-Kontakt handelt, ist eine Messung des kritischen Stroms in Abhängigkeit eines äußeren magnetischen Feldes erforderlich. Hieraus lässt sich auch der maximale kritische Strom bestimmen und daraus Josephson-Kopplungsenergie sowie die Josephson-Eindringtiefe. Aus der Aufnahme der Strom-Spannungs-Kennlinie, kann die Energielücke und der normaleitende Widerstand bestimmt werden. Nimmt man Strom-Spannungskennlinien in Anwesenheit eines Magnetfeldes auf, so kann man Fiskestufen beobachten. Aus der Position dieser Stufen kann die Kapazität des Kontakts berechnet werden.

Die Sprungtemperatur, der auf der Probe aufgetragenen Niobschichten, liegt bei 8,5 K. So können schon bei einer Temperatur von 4,2 K, die der Temperatur von flüssigem Helium entspricht, Messungen an den Josephsonkontakten vorgenommen werden. Für eine genauere Charakterisierung der Josephsonkontakte wurden die meisten Messungen jedoch bei 500 mK vorgenommen.

Im vorliegenden Kapitel soll kurz auf den Messaufbau eingegangen werden. Zunächst wird die Kryotechnik erläutert, danach wird die Konstruktion der Probenstäbe erläutert. Abschließend wird auf die Elektronik zur Aufnahme der verschiedenen Messkurven eingegangen.

5.1 Kryotechnik

Die ersten Josephsonkontakte wurden in einem mit flüssigem Helium gefüllten Dewar vermessen (siehe Abb.34). In dem Dewar befindet sich eine fest installierte Spule mit der $I_c(B)$ -Messungen gemacht werden können. Das Dewar ist zur magnetischen Abschirmung von einem Mumetallschild umgeben und befindet sich zusätzlich in einer Abschirmkammer, die elektromagnetische Wechselfelder teilweise abschirmt. Batterierbetriebene Stromquellen und Spannungsverstärker befinden sich ebenfalls in der Abschirmkammer, um sie gegen äußere Felder abzuschirmen. Von den funktionierenden Josephsonkontakten wurden nur die ersten beiden Proben B1 und B2 hier vermessen. Danach wurde zu 500 mK Messungen in einem anderen Kryostaten übergegangen, der im folgendem erläutert wird. Bei 500 mK erhält man genauere Messergebnisse, da bei solchen Temperaturen näherungsweise keine thermisch aktivierten Quasiteilchenanregungen im Niob vorliegen, wohingegen bei 4,2 K etwa 6% der Cooperpaare zu Quasiteilchen aufgebrochen sind.



Abbildung 34: Messaufbau für 4,2K-Messungen. Unter der Holzverkleidung befindet sich ein Dewar, in das ^4He einkondensiert werden kann. Links neben der Holzverkleidung sieht man batteriebetriebene Messgeräten. Die Computergestützte Auslese- und Ansteuerungselektronik befindet sich links außerhalb der Abschirmkammer.

Ein Beispiel für eine Änderung der Eigenschaften von Josphonkontakten bei tiefen Temperaturen, befindet sich in Abb. 35. Hier wurde die Abhängigkeit des kritischen Stroms vom externen Magnetfeld bei 500 mK und 4,2K aufgenommen. Für tiefere Temperaturen erhält man ein um ca. 20% höheres I_c . Beide Messungen wurden direkt hintereinander im sogenannten 500 mK-Kryostaten gemacht.

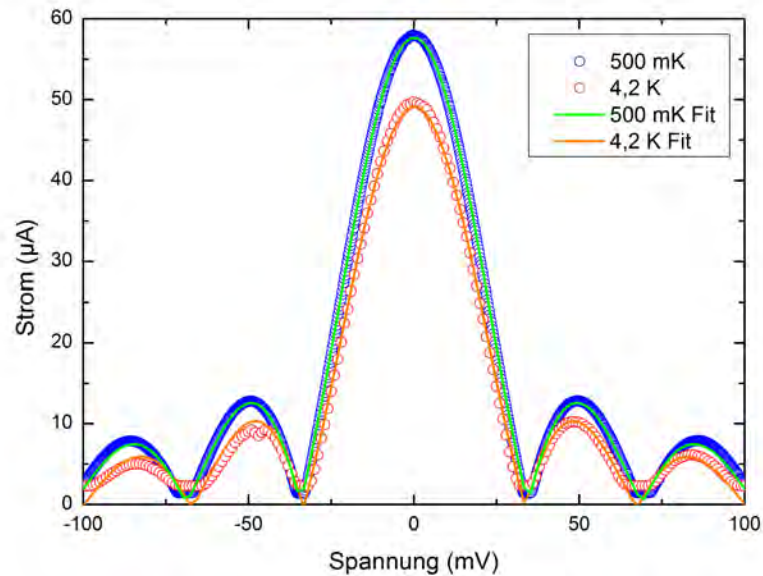


Abbildung 35: Die $I_c(B)$ Messkurven (Kreise) eines Josephsonkontaktes bei 500 mK und 4,2K. Die durchgezogenen Linien stellen jeweils die Theorie dar (siehe Gl. 2.62). Man sieht eine deutliche Erhöhung von I_c bei tieferen Temperaturen. Es handelt sich um den Kontakt NA-10-3C1-14. Die Kontaktfläche beträgt $49 \mu\text{m}^2$. Der kritische Strom beträgt $58,0 \mu\text{A}$ bzw. $49,7 \mu\text{A}$. Dies entspricht einer Stromdichte von 118 A/cm^2 bzw. 101 A/cm^2 .

Der schematische Aufbau des sog. 500mK-Kryostaten ist in Abb. 5.1 gezeigt. Die Funktionsweise des Kryostaten stellt sich zusammengefasst folgendermaßen dar: Zunächst wird der kryostaz Messaufbau mit flüssigem ^4He auf 4,2 Kelvin vorgekühlt. Dann wird mithilfe von ^4He -Expansionkühlung ^3He in der Probenkammer einkondensiert. Durch Drucker-niedrigung über dem flüssigen ^3He und die daraus resultierende Verdampfung von ^3He kann die Probe im hier verwendeten Messaufbau auf bis zu 500 mK abgekühlt werden. Am Probenstab befindet sich ein zylindrisches Probenvolumen (11) mit $d = 10 \text{ mm}$ und $h = 55 \text{ mm}$. Die Messleitungen enden oben am Probenstab in Steckverbindungen (6).

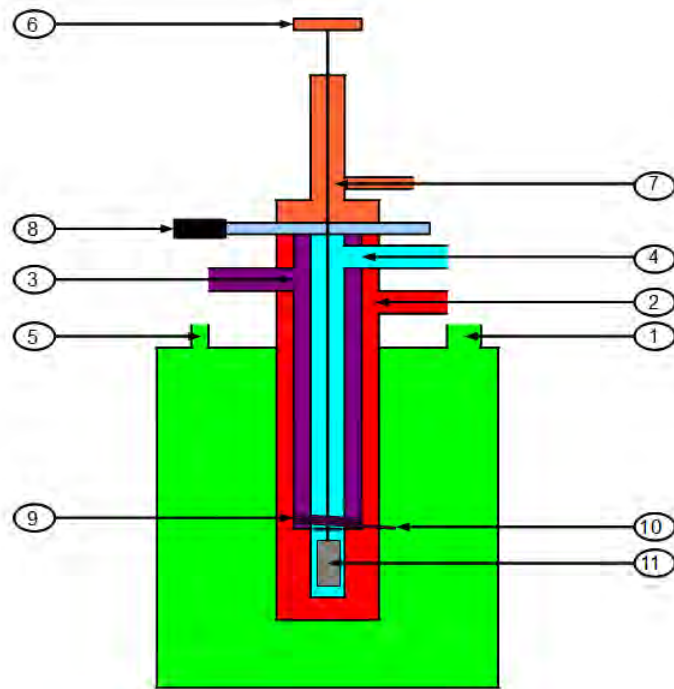


Abbildung 36: Schematischer Aufbau des 500mK Kryostaten

Der Kryostat besteht aus vier ineinander geschichteten Kammern. Oben auf den Kryostaten kann ein Probenstab (7) aufgef lanscht werden und in die innerste Kammer herabgelassen werden. Zum Einlassen in den Kryostat sitzt oben auf der vierten Kammer ein Plattenventil (8). Bevor der Probenstab eingelassen wird, wird zunächst alle Luft aus dem Bereich über dem Plattenventil abgepumpt (8).

Die äußerste Kammer (1) besteht aus einem Dewargefäß das mit flüssigem ^4He gefüllt wird, um den ganzen Kryostaten auf 4,2K abzukühlen. Hierzu wird ^4He über eine Leitung (5) in den Kryostaten eingelassen.

Die zweite (2) Kammer dient dazu, die inneren beiden Kammern (3)/(4) thermisch an das mit ^4He gefüllte Dewar an und wieder abzukoppeln. Zu Beginn des Einkühlvorgangs wird in diese Kammer etwas ^4He als Austauschgas zur thermischen Ankopplung der inneren Kammern geleitet. Sobald der gesamte Kryostat auf 4,2K abgekühlt ist und das äußere Dewar mit ^4He gefüllt ist, wird dieses Austauschgas wieder abgepumpt um das Kryostateninnere thermisch von der ersten Kammer zu entkoppeln.

In inneren der (2) Kammer befinden sich die dritte (3) und vierte (4) Kammer. Hierbei ragt die vierte Kammer etwa 30 cm aus der dritten Kammer nach unter heraus. In die innerste vierte Kammer soll ^3He einkondensiert werden. Hierzu wird in der dritten Kammer ein Unterdruck erzeugt und ^4He aus der äußersten Kammer durch eine dünne Kapillare eingelassen (10). Durch die so verursachte adiabatische Expansion (9) kühlt sich das ^4He -Gas ab. So können im Messaufbau Temperaturen bis 1,5K erreicht werden. In die vierte, innerste Kammer kann gasförmiges ^3He aus einem Vorratsbehälter eingelassen werden. Da der obere Bereich der innersten Kammer von der dritten Kammer auf 1,5K abgekühlt

wird, kondensiert das ^3He in der innersten Kammer. Ist alles ^3He einkondensiert kann der Druck in der vierten Kammer mit einer Pumpe erniedrigt werden und was zur Verdampfung von ^3He führt. Die Verdampfungswärme wird hierbei der Umgebung entzogen, wodurch sich im unteren Bereich (11) der vierten Kammer Temperaturen bis zu 500 mK realisieren lassen. Das abgepumpte ^3He wird zurück in den Voratsbehälter geleitet. Hierbei durchläuft das Gas einen stickstoffgekühlten Aktivkohlefilter um Verunreinigungen aus dem Gas zu entfernen. Bei längeren Messreihen muss das ^3He eventuell zweimal einkondensiert werden, da teilweise bis zu 100 mA Messstrom durch die Josephsonkontakte fließen und an Zuleitungen so erhebliche thermische Lasten auftreten. Ist am Ende einer Messreihe noch flüssiges ^3He vorhanden, so kann dies über einen Heizwiderstand in der vierten Kammer verdampft werden.

Das ^4He -Dewar ist von einer Mumetallabschirmung umgeben. Zusätzlich kann der ganze Kryostat in eine Abschirmkammer eingebracht werden, die gegen elektromagnetische Wechselfelder abschirmt. Dort kann auch ein Teil der Messelektronik untergebracht werden.



Abbildung 37: Foto des 500 mK-Kryostaten. Im Hintergrund sieht man die Abschirmkammer, in die der Kryostat für Messungen verbracht wird

5.2 Probenstäbe

Bevor die Proben in einen Probenstab eingebaut werden können, klebt man die Proben auf Probenhalter auf, die mit Kupferelektroden versehen sind. An die Kupferelektroden sind Drähte angelötet die an Steckverbindungen enden. Zur Kontaktierung der Kupferelektroden und der auf dem Chip vorhandenen Niobelektroden werden dünne Aluminiumdrähte verwendet. Die Drähte werden mit einem Bonder (siehe Abb. 38) auf den Elektroden befestigt. Beim Bonden werden die Aluminiumdrähte auf die Elektroden gepresst und durch Ultraschallpulse befestigt.

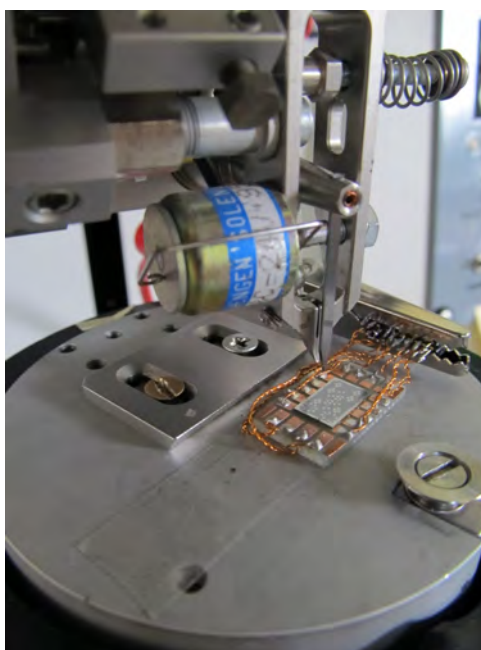


Abbildung 38: Der verwendete Bonder, zum Verbinden von den Kupferelektroden auf dem Probenboard und den Niobelektroden auf der Probe

Abhängig vom verwendeten Kryostaten wurden zwei verschiedene Probenstäbe für die Messungen verwendet. Die ersten erfolgreichen Messungen wurden wie oben schon erwähnt mit einem selbst umgebauten Probenstab gemacht (siehe Abb. 5.2). In einen bestehenden Probenstab wurde hierzu ein zusätzlicher Thermalisierungsanker auf 4,2K zur Verminderung thermischen Rauschens in den Messleitungen angebracht und die Messleitungen an Steckverbindungen angelötet. Dadurch können die neuen Probenträger einfach ein- und ausgebaut werden. Mithilfe einer im Dewar vorhandenen Spule konnten auch $I_c(B)$ -Kurven aufgenommen werden.

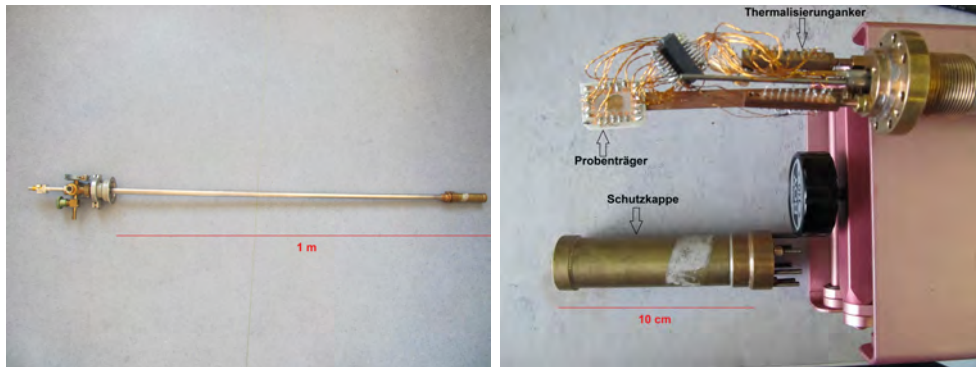


Abbildung 39: Ein modifizierter Probenstab, mit dem U-I-Kennlinien und Fraunhofermuster bei 4,2K aufgenommen wurden. Zum mechanischen Schutz des Probenträgers kann eine Messingkappe aufgeschraubt werden.

Für Messungen im 500 mK-Kryostaten wurde ein bereits vorhandener Probenstab verwendet. Insgesamt laufen 16 Paarweise verdrehte Kupferleitungen zu einer Steckverbindung am unteren Ende des Messstabes. Zusätzlich gibt es noch Drähte zum Anschluss einer Spule für $I_c(B)$ -Messungen, sowie zwei Widerstandsthermometer. Am oberen Teil des Probenstabs sind die Messleitungen an Steckverbindungen angelötet.

Da keine geeignete Spule vorhanden war, war es erforderlich für $I_c(B)$ -Messungen, ei-

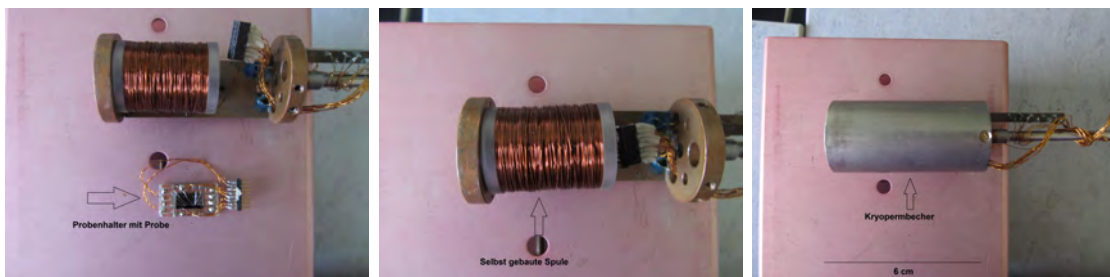


Abbildung 40: Der Probenstab für den 500 mK-Kryostaten samt Probenhalter, Spule und Abschirmungsbecher aus Kryoperm

ne neue Spule herzustellen. Dabei musste berücksichtigt werden, dass die thermische Last, die durch die Spule im flüssigem ^3He verursacht wird, klein gehalten wird. Daher wurde supraleitender Niobtitandraht verwendet. Allerdings gibt durch die Zuleitungen und Lötverbindungen thermische Lasten, die sich nicht vermeiden lassen. Um große Feldstärken mit wenig Stromfluss zu erreichen, wurde die Spule mit so vielen Windungen wie möglich konzipiert. Limitiert ist man hierbei durch die Größe der Probenkammer im Messstab. Berechnungen im Vorwege ergaben, dass mit 100 mA Spulenstrom etwa ein magnetischen Fluss von einem Flussquant in einem kleinen Josephsonkontakt ($2,5 \times 2,5 \mu\text{m}^2$) erzeugen wird. Diese Annahmen wurden im Nachhinein durch Messungen bestätigt. Der SIS-Übergang eines Josephson-Kontaktes ist parallel auf dem Substrat aufgebaut. Die Probenhalter können in die Spule eingeschoben werden, so dass das magnetische Feld parallel zur Probe ist, um $I_c(B)$ -Kurven oder Fiskestufen aufzunehmen. Die Probenhalter wurden ebenfalls neu hergestellt, so dass Spule und Probenhalter aufeinander abgestimmt

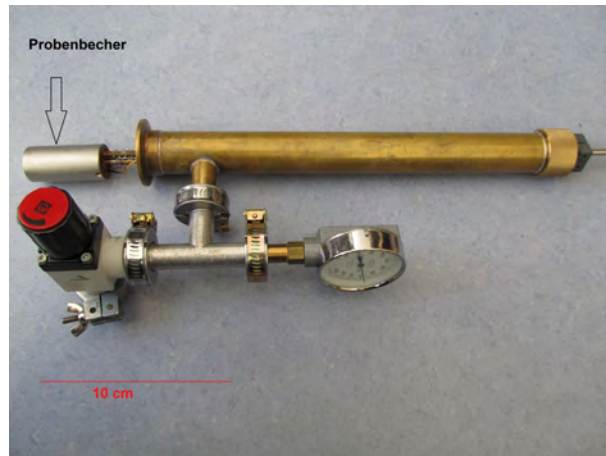


Abbildung 41: Der Probenstab für den 500 mK Kryostaten.

sind. Die Probenhalter haben 16 Anschlüsse, um vier Josephsonkontakte mit Vierpunkt-messungen pro Kühldurchlauf vermessen zu können. Die Probenhalter wurden so klein wie möglich gestaltet, um eine möglichst vielen Windungen auf die Spule wickeln zu können. Da die Spule aus supraleitendem Draht besteht, führen nur die Zuleitungen zu einer Wärmeentwicklung. Daher ist es sinnvoll eine Spule mit vielen Windungen zu verwenden, da dadurch der benötigte Spulenstrom klein gehalten werden kann und damit auch die auftretende thermische Last.



Abbildung 42: Der Probenstab des 500 mK Kryostaten kann auch in einem Transportgefäß für flüssiges Helium benutzt werden. Es ist eine technisch sehr einfache Möglichkeit schnell tiefe Temperaturen zu erreichen. Man kann den Probenstab auf einen großen Absperrhahn aufflanschen und dann die Probe langsam in das flüssige Helium herabgelassen. Verdampfendes Helium wird über eine separate Leitung aus der Kanne abgeführt. Das Runterkühlen des Probenstabes auf 4,2 K dauert etwa 10 Minuten. Es wurde beobachtet, dass das Abkühlen des Probenstabes und mehrere Stunden lange Messungen etwa 10l flüssiges Helium verdampfen lassen. Diese Messmethode kann für eine Vorcharakterisierung der Probe verwendet werden.

5.3 Messaufbau

In diesem Unterkapitel wird kurz die Aufnahme von Strom-Spannungskennlinien, Fiskestufen und Frauenhofermustern erklärt werden. Die Verdrahtung des Messaufbaus ist in Abb. 43 und Abb. 44 schematisch dargestellt. Die Messungen werden computergesteuert durchgeführt. Multimeter und Spannungsquellen sind über GBIB-Bus an einen PC angeschlossen und können über ein Labviewprogramm ausgelesen, beziehungsweise angesteuert werden. Zur Aufnahme von Strom-Spannungskennlinien wird der Strom schrittweise verändert und parallel dazu die über dem Josephsonkontakt dazu Spannung gemessen. Der Strom wird hier mittels einer Spannungsgesteuerten Stromquelle (6) durchfahren. Diese Quelle liefert einen Strom der proportional zu einer Steuerungsspannung ist. Dieses Steuerungssignal wird von einem Agilent 33250A (3) erzeugt, das vom PC aus angesteuert werden kann. Die über dem Kontakt abfallende Spannung wird zunächst von einem Stanford SR 560 Vorverstärker verstärkt (5) und dann von einem HP 34401 (2) ausgelesen. In den Strom- und Spannungs-Messleitungen sitzen zusätzlich noch Tiefpassfilter zur Rauschverminderung. Zusätzlich wird noch ein Widerstandsthermometer, das unten am Probenstab befestigt ist, von einem weiteren HP 34401 (1) ausgelesen. Um das hysteretische Verhalten von Josephsonkontakten aufzunehmen, durchfährt man die Strom-Spannungskennlinie in beide Richtungen. Das Messprogramm bietet hier die Möglichkeit die Steuerungsspannung in einer Messung von einem Startwert zunächst schrittweise auf einen Zielwert zu verfahren und wieder zurück. Start und Zielwert sowie Schrittweite sind frei wählbar. Die hier gezeigten Messkurven haben typischerweise 2000-4000 Messpunkte. Zur Aufnahme von Fiskestufen wird zusätzlich ein konstantes Magnetfeld an den Kontakt angelegt (4). Die Position der Fiskestufen ist magnetfeldunabhängig, während ihre Höhe vom angelegten Magnetfeld abhängt.

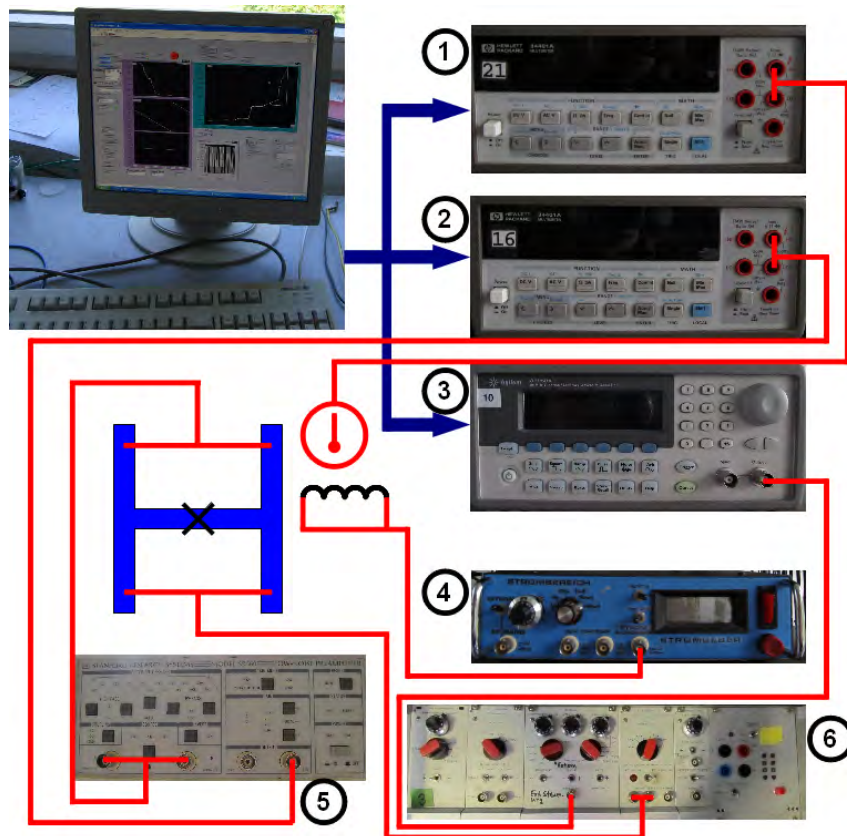


Abbildung 43: Verdrahtung zur Messung von U - I -Kennlinien mit und ohne Magnetfeld. Mit dem Spannungsgeber (3) steuert man den Strom, den die Stromquelle (6) durch die Probe fließen lässt. Die über der Probe abfallende Spannung, wird zunächst vorverstärkt (5) und dann mit einem Multimeter (2) gemessen. Ein weiteres Multimeter (1) liest das Widerstandsthermometer aus. Mittels eines Computers kann der Spannungsgeber (3) gesteuert werden, sowie zeitgleich die Multimeter (2) und (3) zur Spannungs- und Temperaturmessung ausgelesen werden. Zur Aufnahme von Fiskestufen, wird an der Probe ein konstantes Magnetfeld erzeugt(4).

Zur Messung des kritischen Stroms in Abhängigkeit des Magnetfeldes ist neben einer Stromquelle im Gerät Nr. (6) noch eine „Detekt“-Schaltung integriert. Schaltet man das Gerät in den Detektmodus so erzeugt die Quelle erzeugt einen Sägezahnstrom. Der Strom wird bis zu dem Wert hochgefahren, bei dem eine Spannung über dem Josephsonkontakt abfällt. Hierzu wird die Spannung vom Vorverstärker an einen Komparator im Gerät Nr.6 ausgegeben. Der Wert des Maximalstroms, der supraleitend durch den Josephsonkontakt fließen kann wird vom Gerät Nr.6 als Spannungssignal an ein HP 34401 Multimeter (2) ausgegeben. Zur Aufnahme von $I_c(B)$ -Kurven wird das gleiche Messprogramm wie für die Strom-Spannungskennlinien verwendet. Mit dem Agilent 33250A (3) wird die Stromquelle der Spule (4) angesteuert, um das Magnetfeld schrittweise zu verfahren. Dabei wird der Wert des supraleitenden Maximalstroms über das HP 34401 Multimeter (2) ausgelesen und zusätzlich auch wieder das Widerstandsthermometer am Probenstab ausgelesen(1).

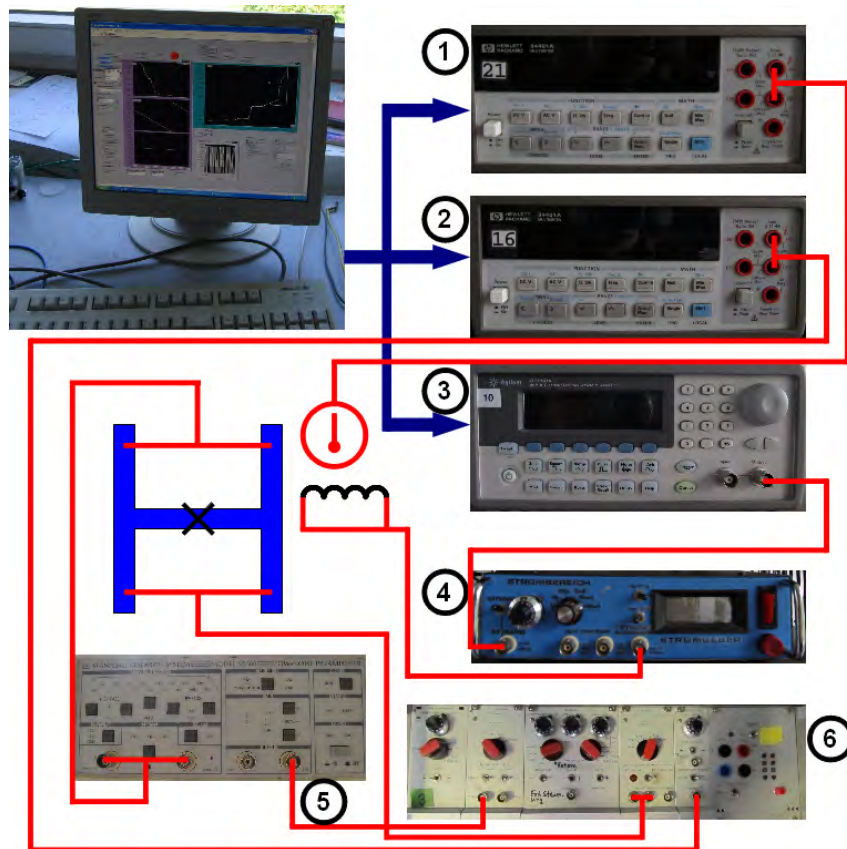


Abbildung 44: Verdrahtung zur Aufnahme von $I_c(B)$ -Messungen oder DC-SQUID Oszillationen. Das Gerät Nr.(6) verfährt den Strom der durch die Probe fließt, bis zu einem Maxiamlwert, ab dem ein Spannung über der Probe abfällt. Hierzu misst der Vorverstärker (5) die Abfallende Spannung an der Probe und gibt diesen Wert an einen Komperator im Gerät Nr.6 weiter. Den Stromwert (I_c) bis zu dem keine Spannung über der Probe abfällt, gibt das Gerät Nr.6 an ein Multimeter (2) aus. Hierzu erzeugt die Stromquelle eine Spannung die proportional zu kritischen Strom ist. Das Multimeter (1) liest das Widerstandthermometer aus. Mit dem Stromgeber (3) kann die Stromquelle der Spule (4) angesteuert werden. Zur Aufnahme einer $I_c(B)$ -Kurve, kann über einen Computer der Stromgeber (3) angesteuert werden und zeitgleich die Multimeter (1) und (2) ausgelesen werden, um die Abhängigkeit des kritischen Stroms vom Magnetfeld aufzunehmen. DC-SQUID Oszillationen können mit dieser Schaltung eben falls gemessen werden. Hierzu wird eine andere Spule verwendet, die ein Magnetfeld senkrecht zum Squidring erzeugt.

6 Experimentelle Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der experimentellen Charakterisierung der im Rahmen dieser Diplomarbeit hergestellten Nb/AlO_x/Nb-Josephsonkontakte dargestellt. Diese geben sowohl Aufschluss über die Qualität der einzelnen Kontakte, als auch über die des Herstellungsprozesses.

6.1 Stromspannungskennlinien und $I_c(B)$ -Messungen einzelner Josephson-Kontakte

Zunächst werden die Kennlinien von zwei typischen Josephson-Kontakten vorgestellt. Mit $A = 380 \mu\text{m}^2$ und $A = 4 \mu\text{m}^2$ stellen sie die Bandbreite der regelmäßig hergestellten Kontaktgrößen dar.

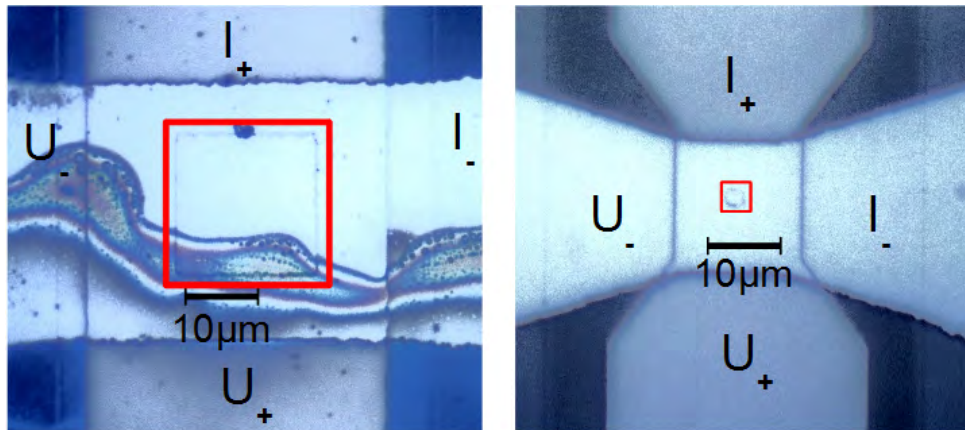


Abbildung 45: Optische Mikroskopaufnahmen von zwei Josephson-Kontakten (rot umrandet). Links ist der Kontakt B2-11 mit $A = 380 \mu\text{m}^2$, rechts der Kontakt B7-16 mit $A = 4 \mu\text{m}^2$ zu sehen.

Anhand von optischen Aufnahmen (siehe Abb. 45) kann die Größe der Josephsonkontakte bestimmt werden. Beim Lithographieprozess entspricht die Größe der entwickelten Lackstruktur nicht der nominellen Größe auf der Lithographiemaske. Die Strukturen werden aufgrund von Streulicht oder übermäßigem Lackabtrag durch den Entwickler etwas verkleinert. Aus der Auswertung mehrerer optischer Aufnahmen wird eine systematische Verkleinerung der Kontaktbreite um $0,5 \mu\text{m}$ ermittelt. In die Kontaktfläche geht dieser Verlust quadratisch ein, was sich vor allem bei den kleinsten Kontakten bemerkbar macht. $2,5 \times 2,5 \mu\text{m}^2$ -Josephsonkontakte sind also in Wirklichkeit nur $4 \mu\text{m}^2$ groß, was einer Flächenreduktion von 33 % entspricht. Bei der Datenauswertung wird im Folgendem immer die korrigierte Größe verwendet.

Einer der ersten hergestellten Josephsenkontakte ist B2-11. Die Aluminiumschicht wurde für 3 Stunden bei 0.1 mbar O_2 oxidiert. Der Kontakt B7-16 wurde für 4,5 Stunden bei 0.1 mbar O_2

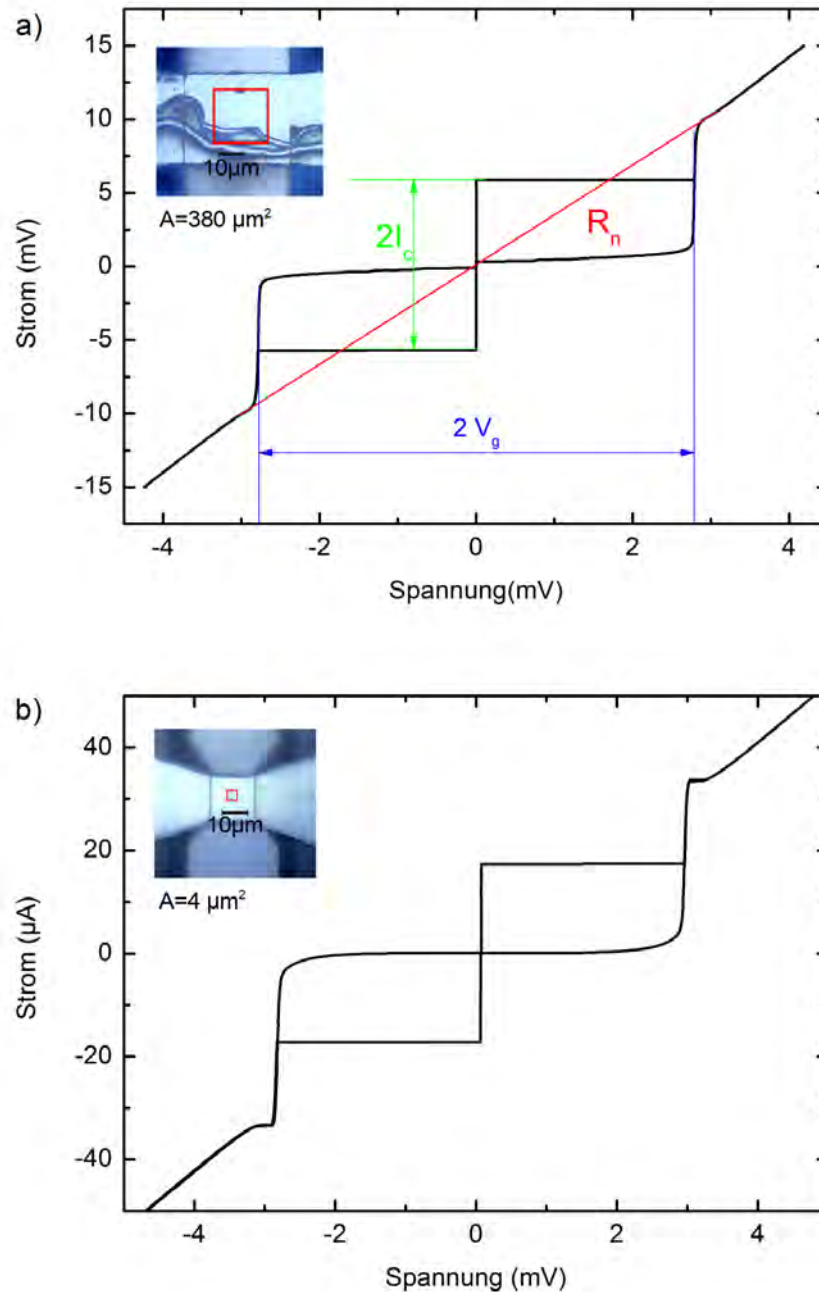


Abbildung 46: a) Strom-Spannungs-Kennlinie vom $380 \mu\text{m}^2$ -Josephsonkontakt B2-11, gemessen bei 4.2 K. Rot: normaleleitender Widerstand; Grün: kritischer Strom; Blau Gapspannung.

b) Josephsonkontakt B7-16 mit $A = 4 \mu\text{m}^2$

Aus den U - I -Kennlinien (siehe Abb. 6.1) lassen sich die Energielücke und der normalleitende Widerstand bestimmen. Für $I > I_c$ springt die Spannung auf $V_c = 2\Delta/e$ (2.19). Dieser Wert wird häufig auch Gapspannung genannt. Aus dem Graphen 6.1a liest man eine Gapspannung von 2,79 mV ab, was nur leicht vom Theoriewert von 2,91 mV abweicht [21]. Knapp oberhalb des hysteretischen Kurvenbereiches wird der normalleitende Widerstand R_n abgelesen, wie es in Abb. 6.1 eingezeichnet ist. Der wesentlich kleinere Kontakt B7-16 (Abb.6.1b) unterscheidet sich von B2-11 vor allem durch seinen viel geringeren kritischen Strom, sonst zeigen sie ähnliches Verhalten, wie einen im Vergleich zu I_c kleinen Rücksprungstrom und eine ausgeprägte Gapspannung bei ca 3mV

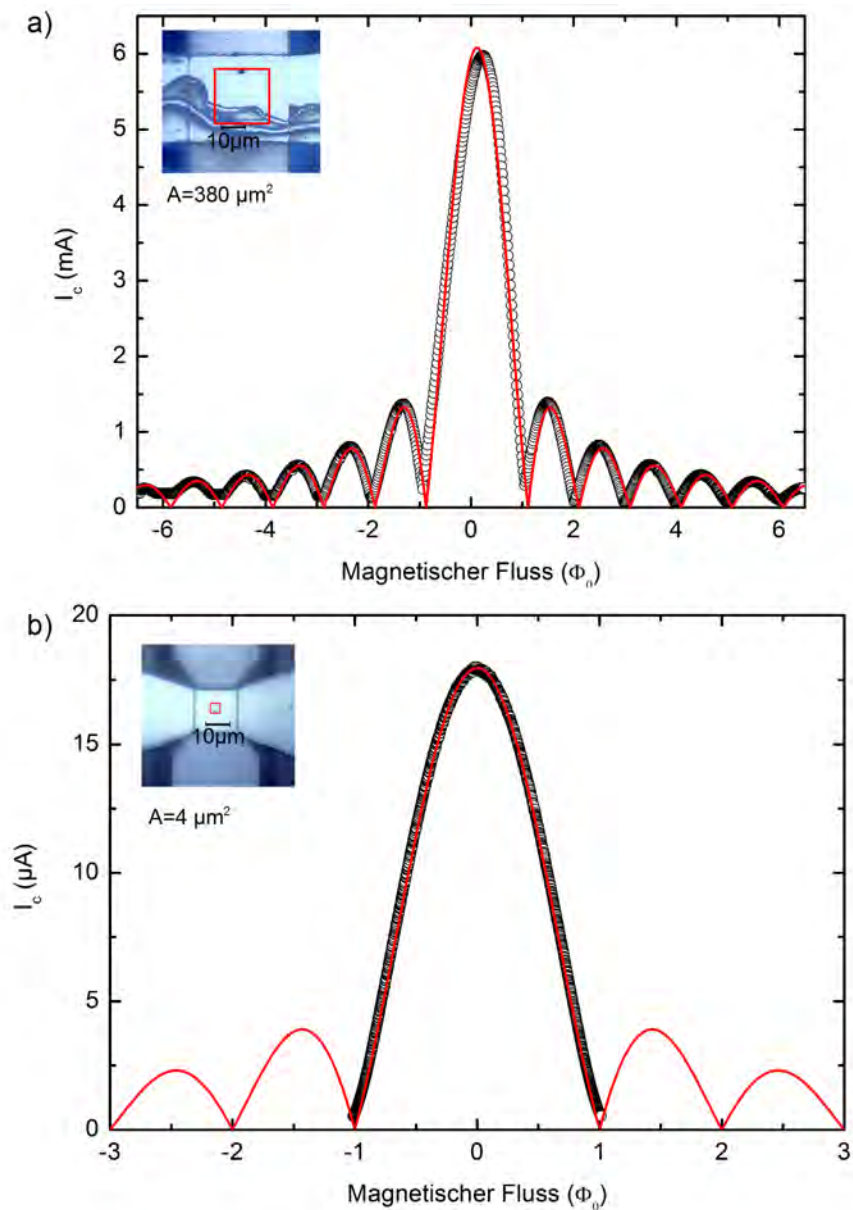


Abbildung 47: Abhängigkeit des kritischen Stroms vom externen Fluss für die Kontakte B2-11 (a) und B7-16 (b). Messdaten jeweils schwarz, Theoriefit rot (vgl. Gl. 2.62).

In einem in der Ebene der Isolationsschicht angelegten Magnetfeld moduliert der kritische Strom eines Josephsonkontakts in Form eines Fraunhofermusters. Dies lässt sich in Abb. 47 leicht beobachten. Die gute Übereinstimmung mit der Theorie, ist zudem ein Hinweis auf eine sehr homogene Isolationsbarriere. Aus dem zentralen Maximum wird das I_c der Josephsonkontakte bestimmt. Beim Kontakt B7-16 (Abb. 47b) kann nur das zentrale Maximum aufgenommen werden. Um nicht das Kryoperm des Messaufbaus aufzumagnetisieren, ist man bei Messungen auf ca. 5 mT Flussdichte limitiert. Dass es sich um das zentrale Maximum handelt ist aus der Breite der Messkurve und dem $I_c R_n$ -Produkt erkennbar. Aus der Messkurve der Abb. 47a liest man $I_c = 5,97 \text{ mA}$ ab, was einer kritischen Stromdichte von $j_c = 1565 \frac{\text{A}}{\text{cm}^2}$ entspricht. Eine leichte Asymmetrie bezüglich $\Phi = 0$ ist erkennbar. Ursache hierfür ist die lange Relaxationszeit der Messspule. Bei Verwendung einer neuen, selbstgebauten Spule mit kleinerer Induktivität, verringert sich diese Asymmetrie. Eine Änderung des kritischen Stroms wird jedoch nicht beobachtet. Aufgrund der kleinen Kontaktbreite der Probe B7-16 kann in dem Messaufbau nur das zentrale Maximum der $I_c(B)$ -Kurve aufgenommen werden (siehe Abb. 47b). Die längere Oxidation führt zu einer gegenüber dem Kontakt B2-11 reduzierten kritischen Stromdichte von $j_c = 450 \frac{\text{A}}{\text{cm}^2}$ ($I_c = 18 \mu\text{A}$).

Alle Messdaten zu Kontakten B2-11 und B7-16 sind in der Tabelle 1 zu finden. Beim Kontakt B2-11 wurde die Kapazität aus der Aufnahme von Fiskestufen bestimmt (vgl. Kap. 6.2). Bei B7-16 ist eine solche Messung nicht möglich, da aufgrund der geringen Kontaktbreite hier keine Fiskestufen auftreten, siehe Gl. (2.77).

Kontakt	B2-11	B7-16
Messtemperatur	4,2 K	500 mK
Oxidationsparameter	3 h · 0.1 mbar O ₂	4,5 h · 0.1 mbar O ₂
A	380 μm^2	4 μm^2
I_c	5,97 mA	18,0 μA
j_c	1560 A/cm ²	450 A/cm ²
R_n	0,303 Ω	96,6 Ω
$I_c R_n$	1,80 mV	1,74 mV
V_c	2,79 mV	2,89 mV
λ_J	9,7 μm	18,1 μm
\bar{c}	8,5 · 10 ⁶ m/s	
C	23,6 pF	
C_s	59,1 fF/ μm^2	
β_C	39	110

Tabelle 1: Übersicht über die Messdaten der Josephsonkontakte B2-11 und B7-16.

6.2 Fiskestufen und die Kapazität von Josephsonkontakten

Fiskestufen treten auf, wenn im Josephsonkontakt stehende Mikrowellen angeregt werden. Dies ist dann der Fall, wenn die örtliche Änderung der eichinvarianten Phasendifferenz gerade der Änderung der Phase der Mikrowellenmode entspricht (oder ganzzahligen Vielfachen davon). Die eichinvariante Phasendifferenz wird experimentell durch ein Magnetfeld in der Ebene der Isolationsschicht beeinflusst [Gl. (2.60)]. Aus den Fiskestufen lässt sich insbesondere nach Gleichung (2.78) die Kapazität der Josephsonkontakte bestimmen.

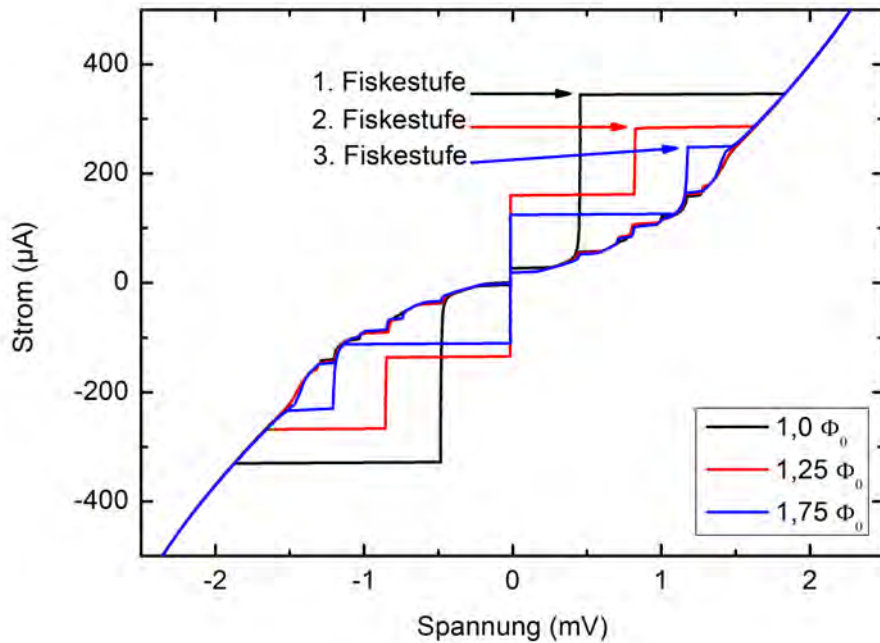


Abbildung 48: U - I -Kennlinien des Kontakts NA10-15C1-11 mit $A = 380 \mu\text{m}^2$ in Anwesenheit verschieden starker Magnetfelder. In den Kennlinien sind die ersten drei Fiskestufen deutlich zu erkennen. Sie treten nur näherungsweise äquidistant bei $V_1 = 0,47 \text{ mV}$, $V_2 = 0,85 \text{ mV}$, $V_3 = 1,19 \text{ mV}$ auf. Solch nichtlineares Verhalten wurde bereits in [16] beobachtet. Die Modenfrequenzen entsprechen idealerweise ganzzahligen Vielfachen der Grundfrequenz $\omega_1 = \frac{2eV_1}{\hbar}$ (vgl. Gl. (2.76))

Abb. 48 zeigt Fiskestufen für den $A = 380 \mu\text{m}^2$ Kontakt NA10-15C1-11. Im allgemeinen können Stufen in U - I -Kennlinien von Josephsonkontakten eine Reihe verschiedener Ursachen haben. Zur Verifizierung, dass es sich um Fiskestufen handelt, kann die Höhe der Fiskestufe in Abhängigkeit vom Magnetfeld aufgenommen werden (siehe Abb. 49). Das gemessene Verhalten stimmt mit Ergebnissen aus anderen Quellen [34] [35] überein und lässt sich durch die Theorie von I. O. Kulik [36] beschreiben. Weitere Kenndaten zum hier gezeigten Josephsonkontakt sind in Tabelle 2 zusammengefasst.

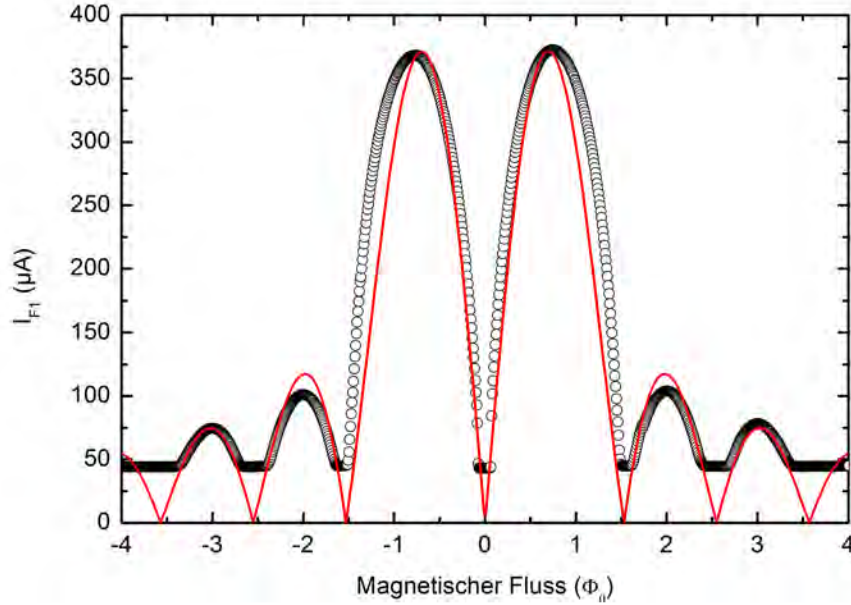


Abbildung 49: Die Höhe der ersten Fiskestufe aus Abb. 48 (bei 0,47 mV) in Abhängigkeit vom Magnetfeld. Die Messdaten (schwarz) stimmen mit einer theoretischen Näherungsformel (rot) überein [38]. Die Aufnahme erfolgte mit dem gleichen Messaufbau, wie zur Aufnahme einer $I_c(B)$ -Messkurve. Verschwindet die Resonanz oder wird die Amplitude der Resonanz sehr klein, misst man den Stromwert des Rückfahrrastes bei $V = V_1$ (vgl. Abb. 48). Daraus resultiert das Plateau bei $40 \mu\text{A}$ im Messgraphen.

Kontakt NA10-15C1-11	
Messtemperatur	500 mK
Oxidationsparameter	15 h · 10 mbar O ₂
A	$380 \mu\text{m}^2$
I_c	1,05 mA
j_c	276 A/cm^2
R_n	$0,303 \Omega$
$I_c R_n$	1,62 mV
V_c	2,85 mV
λ_J	$23,0 \mu\text{m}$
\bar{c}	$8,8 \cdot 10^6 \text{ m/s}$
C	21,5 pF
C_s	$56,5 \text{ fF}/\mu\text{m}^2$
β_C	165

Tabelle 2: Übersicht über die Messdaten vom Josephsonkontakt NA10-15C1-11.

Zur Berechnung der Kapazität nach Gleichung (2.78) ist neben der Position der Fiskeresonanz auch die magnetische Dicke des Kontakts relevant. Als Londonsche Eindringtiefe

werden hierzu nach [25] und [26] 86 nm angenommen. Die relativ große Londonsche Eindringtiefe für das Niob rührt daher, dass es sich um gesputtertes Niob handelt. So ergibt sich für den oben gezeigten Josephsonkontakt eine Kapazität von 21,5 pF, was einer spezifischen Kapazität von $56,5 \frac{\text{fF}}{\mu\text{m}^2}$ entspricht. Die Kapazität des Josephsonkontaktes kann als Plattenkondensator, wobei d der Dicke der Aluminiumoxidschicht entspricht. Da die kritische Stromdichte eines Josephsonkontaktes mit $\exp(-\kappa d)$ skaliert, die Kapazität des Kontakts jedoch mit $1/d$, ist es gerechtfertigt, alle gemessenen Kapazitäten zu mitteln, unabhängig vom j_c der einzelnen Kontakte. Es ergibt sich hierbei eine spezifische Kapazität von $C_s = 53,4 \pm 1,7 \frac{\text{fF}}{\mu\text{m}^2}$. Vergleichswerte für Nb/AlO_x/Nb-Josephsonkontakte von $C_s = 53 \frac{\text{fF}}{\mu\text{m}^2}$ [22] sowie $C_s = 50 \frac{\text{fF}}{\mu\text{m}^2}$ [24] stimmen hiermit gut überein. Ein weiterer Vergleichsparameter ist die Swihartgeschwindigkeit [23]. Sie beträgt im Mittel $\bar{c} = \frac{2\pi\omega_1}{L} = 9,35 \pm 0,5 \cdot 10^6 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ (siehe Abb. 50), die Vergleichswerte von $\bar{c} = 9,9 \cdot 10^6 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ [16] und $\bar{c} = 11 \cdot 10^6 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ [34] liegen etwas höher.

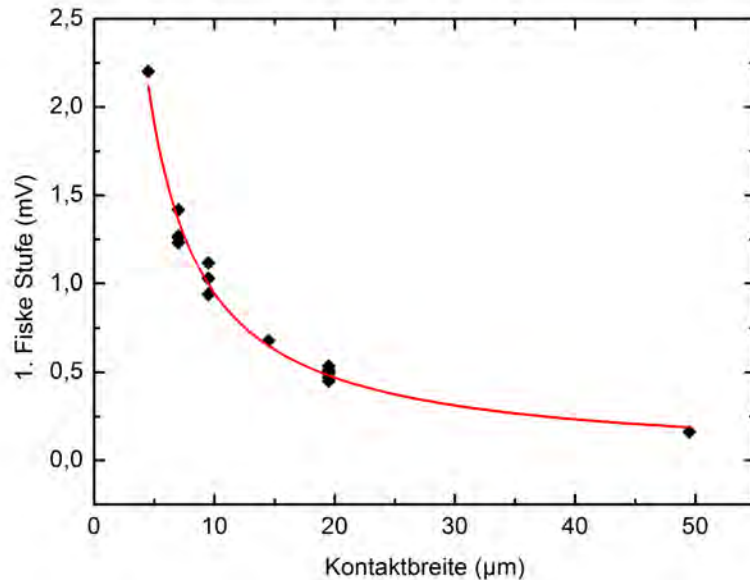


Abbildung 50: Position der ersten Fiskestufe in Abhängigkeit von der Kontaktbreite für alle gemessenen Kontakte. Die Daten zeigen eine gute Übereinstimmung mit der erwarteten Abhängigkeit von $V_1 = \frac{\Phi_0 \bar{c}}{2L}$ (rote Kurve).

6.3 Qualität der Josephsonkontakte

Bei Temperaturen von 500 mK gilt für Niob $\Delta \approx \Delta(T = 0)$, weswegen man eine Gapspannung von $V_c = 3,0 \text{ mV}$ erwartet. Über alle Kontakte gemittelt ergibt sich eine Gapspannung von $V_c = 2,86 \text{ mV}$, Höchstwerte betragen $V_c = 2,93 \text{ mV}$. Die Gapspannung kann durch Verunreinigungen des Niobs vermindert werden. Verunreinigungen können hierbei aus dem Rohmaterial stammen, das eine Reinheit von 99,95 % aufweist, sowie aus einem schlechten Vakuum der Sputterkammer und Ausgasungen des Photolacks während des Sputterprozesses. Vergleiche mit Ergebnissen aus anderen Quellen liefern Werte von $2,9 \text{ mV}$ [22] und bis zu $2,95 \text{ mV}$ [28], weswegen die erzielte Gapspannung in den hergestellten Josephsonkontakten als sehr gut anzusehen ist.

Ein weiterer Qualitätsparameter für Josephsonkontakte ist das $I_c R_n$ -Produkt, das idealerweise mit dem theoretisch vorhergesagten Wert der Ambegaokar-Baratoff-Relation [Gl.(2.27)] übereinstimmt. Für eine Gapspannung von $V_c = 2,9 \text{ mV}$ erhält man für 500 mK einen Theoriewert von $I_c R_n = 2,28 \text{ mV}$. Niedrigere Werte können einerseits durch Messeffekte wie frühzeitiges Springen des Josephsonkontaktes in den Spannungszustand aufgrund von Rauschen in den Messleitungen auftreten und andererseits können Barrierendefekte, die beim Oxidationsprozess der Aluminiumschicht entstehen, das I_c des Kontaktes senken. Desweiteren ist in der Theorie eine vollkommen glatte Oberfläche der Isolationsschicht vorausgesetzt, was ebenfalls in der Realität nicht gegeben ist. Typische $I_c R_n$ -Produkte für Nb/AlO_x/Nb-Kontakte sind $I_c R_n \geq 1,8 \text{ mV}$ [22] [32]. Gemessen wurden bei den hergestellten Josephsonkontakten $I_c R_n$ -Werte zwischen $1,5$ und $2,1 \text{ mV}$ (siehe Abb. 51 und Abb. 52). Hierbei scheint die Länge der Oxidationszeit das $I_c R_n$ -Produkt zu verschlechtern. Betrachtet man nur Josephsonkontakte mit kurzen Oxidationszeiten ($t < 5 \text{ h}$) erhält man einen Durchschnittswert von $I_c R_n = 1,97 \pm 0,10 \text{ mV}$, was einen sehr guten Wert darstellt. Erklärt werden kann dieses Verhalten mit dem verstärkten Einbau von Fremdatomen in die Isolationsschicht bei zunehmender Oxidationszeit. Ein Zusammenhang mit dem Oxidationsdruck ist hingegen nicht erkennbar.

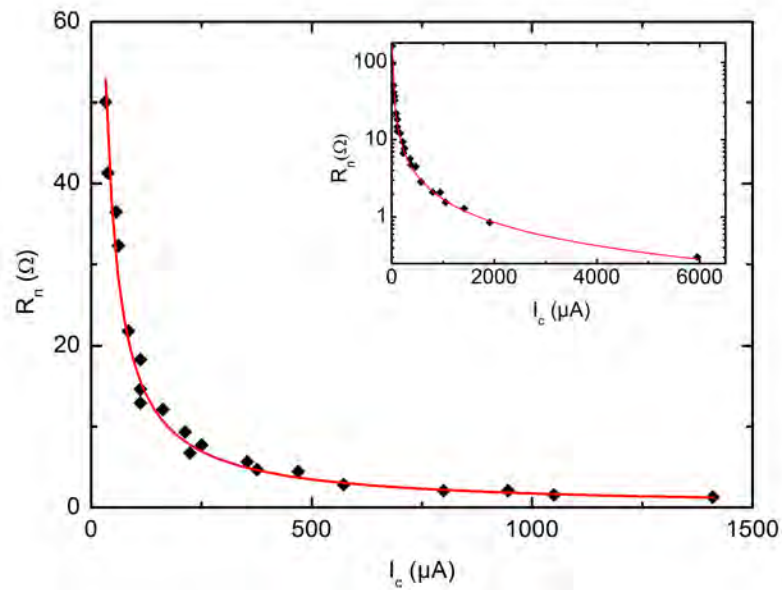


Abbildung 51: $I_c - R_n$ -Abhängigkeit aller gemessenen Kontakte. Nach der Ambegaokar-Baratoff-Relation erwartet man eine Abhängigkeit von $R_n \propto \frac{1}{I_c}$, wie sie durch die rote Kurve gefittet ist.

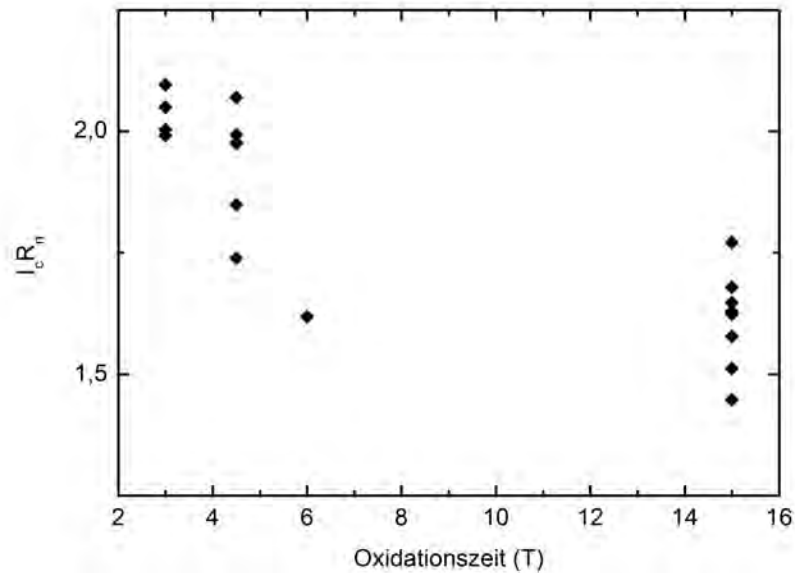


Abbildung 52: Abhängigkeit des $I_c R_n$ -Produkts von der Oxidationszeit der Aluminiumschicht für alle gemessenen Kontakte. Mit zunehmender Oxidationszeit verschlechtert sich das $I_c R_n$ -Produkt, was auf zunehmende Barrierendefekt zurückgeführt wird.

Ein weiterer Parameter, der etwas über die Qualität des Josephsonkontaktes aussagt, ist der Widerstand des Rückfahrstes in der Strom-Spannungs-Kennlinie für $V < V_c$. Er wird mit R_{sg} (Subgap-Voltage) bezeichnet und bei 2 mV abgelesen. Treten Leckströme durch Löcher und Defekte in der Isolationsbarriere auf oder finden inelastische Tunnelprozesse durch die Barriere statt, führt dies zu niedrigen R_{sg} -Werten. Als Vergleichsparameter werden das $\frac{R_{sg}}{R_n}$ -Verhältnis und das $R_{sg}I_c$ -Produkt verwendet. Gute Werte von $\frac{R_{sg}}{R_n} = 55$ bis 137 bzw. $R_{sg}I_c = 95$ bis 272 mV wurden bei Proben mit geringen Stromdichten ($j < 400$ A/cm²) und geringen Oxidationszeiten ($t < 4,5$ h) gemessen. Proben mit langer Oxidationszeit (15 h) oder hohen Stromdichten (1,5 kA/cm²), weisen nur Werte von $\frac{R_{sg}}{R_n} = 3$ bis 10 bzw. $R_{sg}I_c = 4$ bis 20 mV auf. Für längere Oxidationszeiten nehmen Barrierendefekte durch Einbau von Fremdatomen zu, während für hohe Stromdichten der Stewart-McCumberparameter (vgl. Kap. 6.4) sinkt und infolge dessen der Rücksprungstrom steigt und damit R_{sg} . Neuere Quellen [22] [29] erreichen bei vergleichbaren Stromdichten ähnliche bis schlechtere $\frac{R_{sg}}{R_n}$ bzw. $R_{sg}I_c$ -Werte.

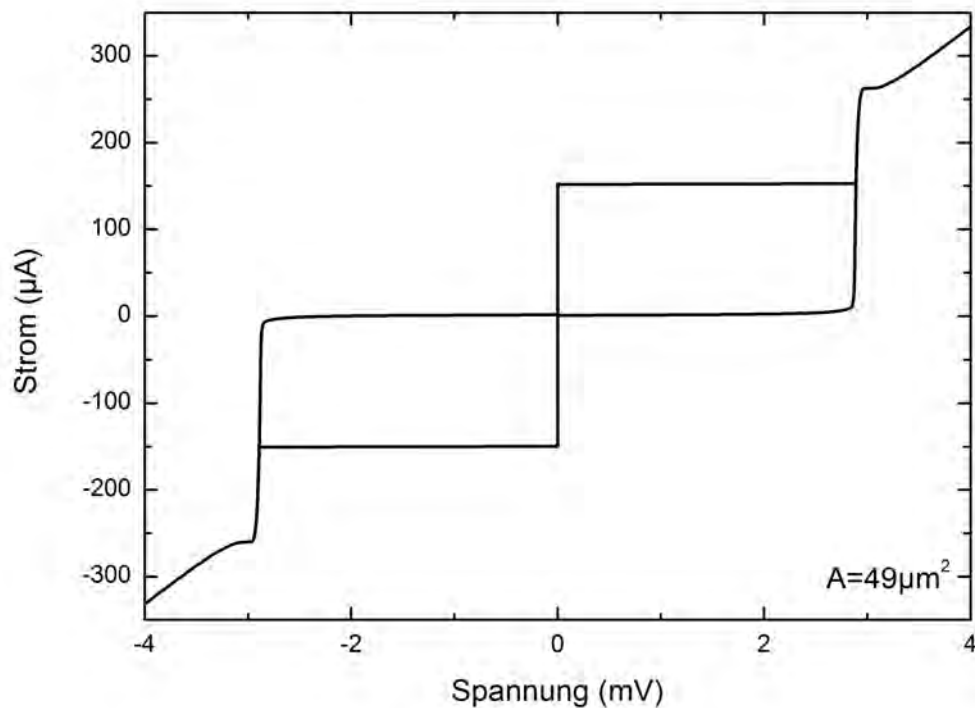


Abbildung 53: $U - I$ -Kennlinie des Kontaktes B5-14 mit $A = 49 \mu\text{m}^2$. Der Kontakt zeichnet sich durch seinen sehr niedrigen Subgapstrom aus. Es berechnet sich $\frac{R_{sg}}{R_n} = 137$ und $R_{sg}I_c = 272$ mV. Auch das $I_c R_n$ Produkt von 1,98 ist sehr gut.

6.4 Dämpfungsverhalten

Das Dämpfungsverhalten von Josephsonkontakten wird über den Stewart-McCumberparameter $\beta_C = \frac{2\pi}{\Phi_0} I_c R_n^2 C$ [Gl.(2.46)] ausgedrückt. Die in diesem Kapitel gezeigten U - I -Kennlinien weisen alle eine ausgeprägte Hysterese auf, wie sie typisch für stark unterdämpfte Josephsonkontakte ist. Dieses Verhalten korrespondiert mit $\beta_C \gg 1$. Insgesamt wiesen die hergestellten Josephsonkontakte β_C -Werte zwischen 20 und 1350 auf. Wie der Abb. 54 zu entnehmen ist, skaliert der McCumberparameter mit $1/j_c$. Das $I_c R_n$ -Produkt entspricht idealerweise der Ambegaokar-Baratoff-Relation und ist nur von Temperatur und Energielücke des Supraleiters abhängig. Die Kapazität pro Fläche variiert kaum mit j_c , wodurch sich eine Abhängigkeit von $\beta_C \propto \frac{A}{R_n} \propto 1/j_c$ ergibt.

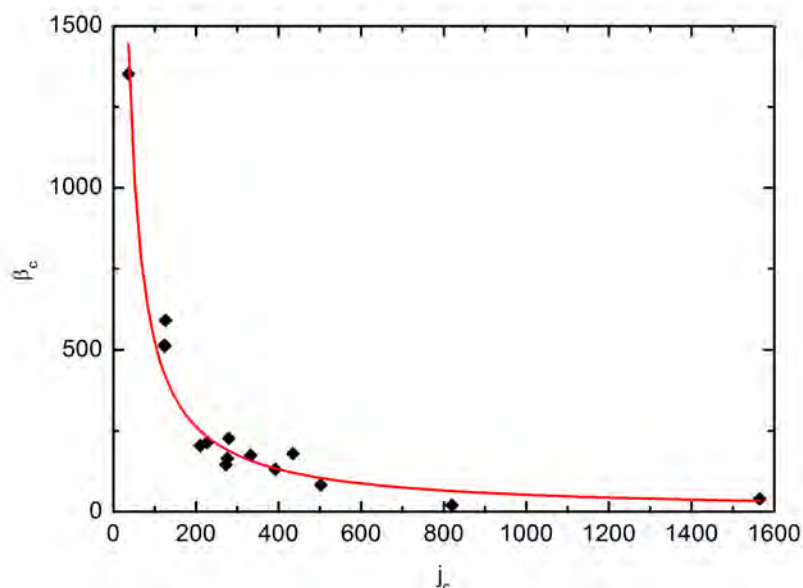


Abbildung 54: Abhängigkeit des Stewart-McCumberparameters von der kritischen Stromdichte. Die rote Kurve stellt einen $1/j_c$ -Fit dar.

6.5 L-Produktabhängigkeit der Stromdichte.

Als L -Produkt wird das Produkt aus Oxidationszeit und Oxidationsdruck bezeichnet, die zur Formung der Aluminiumoxidschicht verwendet werden. Generell sollte die Oxidschicht mit wachsendem L -Produkt dicker werden und analog dazu die kritische Stromdichte abnehmen. Eine gute Übersicht hierzu liefert [33]. Bei den im Rahmen dieser Arbeit hergestellten Kontakten ist zwar die erwartete Abhängigkeit der kritischen Stromdichte vom L -Produkt erkennbar, jedoch gibt es erhebliche Schwankungen (siehe Abb. 55). Als Ursache hierfür wird eine unterschiedliche Proben temperatur während des Oxidationsprozesses angenommen. Ein Beleg hierfür ist die stark unterschiedliche Stromdichte von zwei zeitgleich prozessierten Proben. Probe A war hierbei in einen metallischen Probenhalter

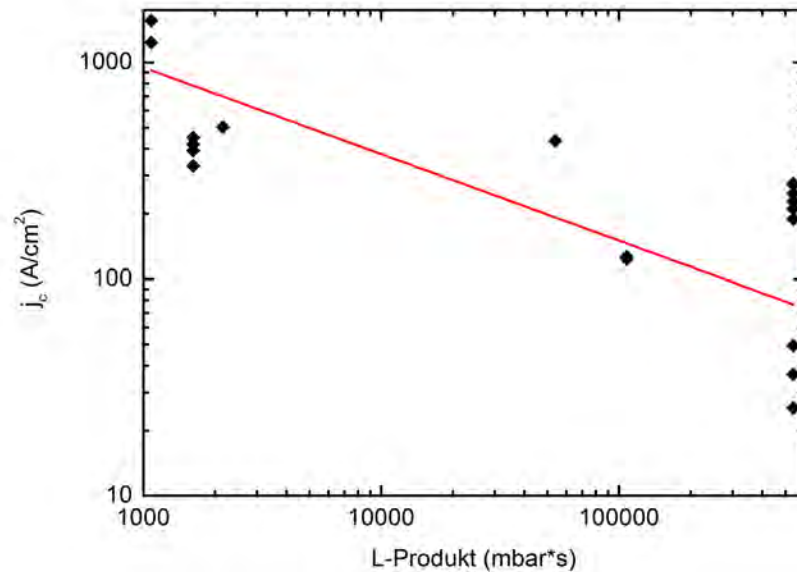


Abbildung 55: Der Graph zeigt eine generelle Abnahme des kritischen Stroms mit zunehmenden L-Produkt. Schwankungen werden in erster Linie auf die fehlende Temperaturstabilisierung während des Oxidationsprozesses zurückgeführt.

eingefasst, während Probe B mit doppelseitigem Kunststoffklebeband auf den Probenhalter aufgeklebt war. Während des Sputterprozesses erwärmen sich die Proben zunächst deutlich. Der Probenhalter stellt hierbei ein Kältereservoir dar und erlaubt durch die gute thermische Ankopplung an Probe A eine schnelle Wärmeabfuhr. Probe B war aufgrund des Kunststoffklebebands nur schlecht thermisch an den Probenhalter angekoppelt und demzufolge nach dem Sputterprozess und bei der darauffolgenden Oxidation wärmer. Dies bewirkt eine stärkere Oxidation von Probe B gegenüber Probe A. Probe B weist entsprechend eine Stromdichte von $50 \frac{\text{A}}{\text{cm}^2}$ auf, während die Stromdichte von Probe A mit $250 \frac{\text{A}}{\text{cm}^2}$ deutlich höher liegt. Für reproduzierbare Ergebnisse ist daher eine Temperaturkontrolle notwendig. Außerdem lassen sich geringe Stromdichten am besten durch schlechte thermische Ankopplung bei einer relativ kurzen Oxidationszeit erreichen.

6.6 DC-Squid-Messungen

Eine einfache Anwendung für Josephsonkontakte ist ein DC-SQUID. Es besteht aus zwei Josephsonkontakten in einem supraleitendem Ring. Das I_c eines DC-SQUID ist direkt abhängig vom magnetischen Fluss durch den Ring. $I_s^{max} = 2I_c |\cos(\frac{\pi\Phi}{\Phi_0})|$ (2.67).

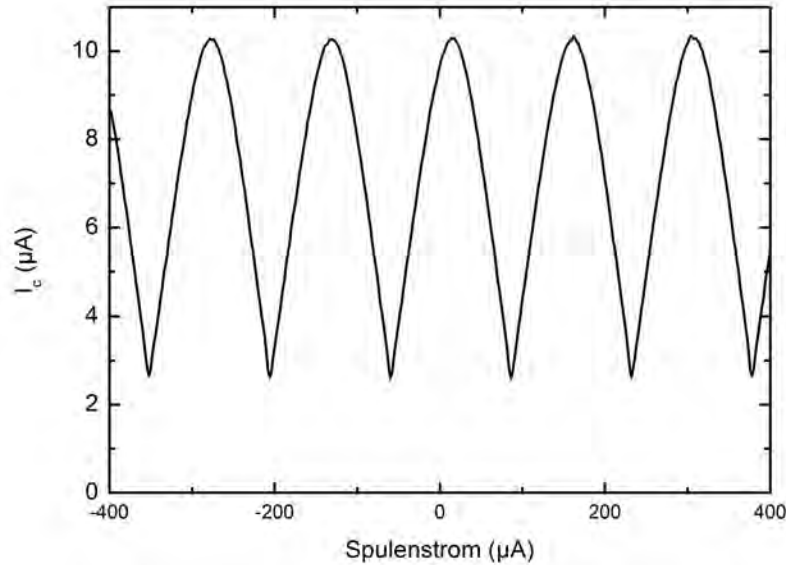


Abbildung 56: Probe SQ1. Abhängigkeit des Kritischen Stroms vom Magnetfeld. Die Größe des Squidrings beträgt $54 \times 36 \mu m^2$ die Größe des Josephsonkontakte jeweils $20 \mu m^2$

In Abb. 56 ist die Kennlinie des im Rahmen dieser Diplomarbeit hergestellten SQUIDS SQ1 zu sehen. Die Größe des Squidrings beträgt $54 \times 36 \mu m^2$ und das maximale I_c ist $10,3 \mu A$. Dies entspricht einem $j_c = 25 \frac{A}{cm^2}$. Aus dem Graphen ist erkennbar, dass das SQUID nicht komplett bis $I_c = 0$ durchmoduliert. Durch den Kreisstrom im SQUID wird ein magnetischer Fluss erzeugt, der das SQUID teilweise gegen das externe Magnetfeld abschirmt. Wie in Kapitel 2.2.4 erläutert, ist für eine volle Modulation des DC-SQUID $\beta_L < \frac{2}{\pi} = 0,64$ erforderlich. Berechnungen ergeben für den Squidring $L_{Ring} = 1,32 \cdot 10^{-10} H$. Damit geribt sich $\beta_L = \frac{2L_{Ring}I_c}{\Phi_0} = 0,87$. Für $\beta_L = 1$ moduliert ein DC-Squid bis $0,5 I_C$ [30]. Im vorliegenden Fall liest man eine Modulation bis $0,25 I_c$ ab. Insgesamt folgt für das betrachtete DC-SQUID, dass $0,64 < \beta_L < 1$. Dies stimmt mit der Berechnung von β_L überein.

Vom angelegten Magnetfeld erzeugter magnetischer Fluss in den einzelnen Josephsonkontakte des SQUIDS spielt bei der hier gezeigten SQUID-Oszillation keine Rolle. Einerseits ist die Magnetfeldorientierung im Bezug auf die Kontakte ungeeignet, um magnetischen Fluss in Richtung der Kontaktebene zu erzeugen, andererseits ist auch die Fläche des SQUIDS-Rings wesentlich größer als die effektive Fläche eines Josephsonkontaktes. Im vorliegenden Fall erhält man ein Flächenverhältnis von $\frac{A_{Squid}}{A_J} \approx 2200$.

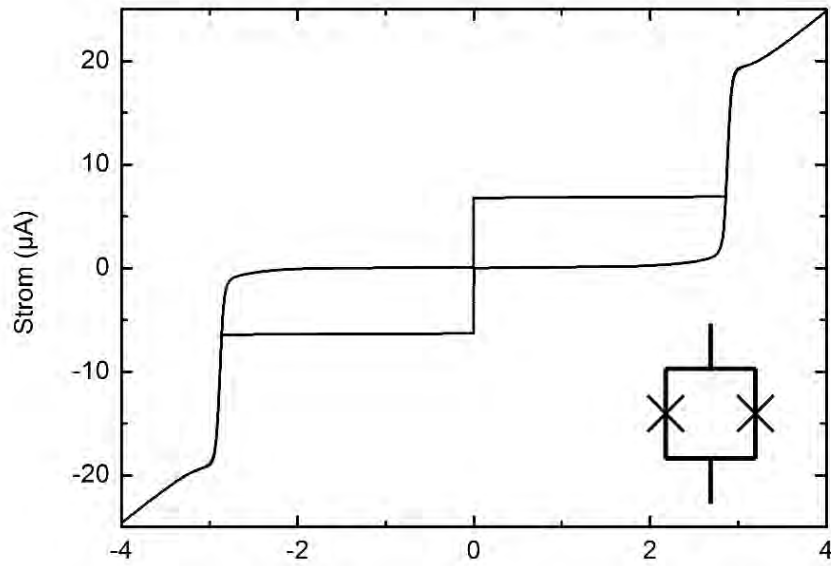


Abbildung 57: U - I -Kennlinie des DC-SQUIDs aus Abb. 56 sieht im Wesentlichen so aus, wie die eines einzelnen Josephsonkontaktes. Am niedrigen I_C sieht man, dass sich im Ring magnetischer Fluss befindet

Die Abb. 57 zeigt die U - I -Kennlinie des DC-SQUIDs SQ1. Das SQUID zeigt wie auch die einzelnen in dieser Arbeit hergestellten Josephsonkontakte ein stark unterdämpftes Verhalten und sehr geringe Subgapströme. Die aus den Messgraphen zu SQ1 bestimmten Physikalischen Größen finden sich in Tabelle 3

DC-SQUID SQ1	
Messtemperatur	500 mK
Oxidationsparameter	15 h · 10 mbar O ₂
A	$2 \times (20 \mu\text{m}^2)$
I_c	10,3 mA
j_c	25 A/cm ²
R_n	163 Ω
$I_c R_n$	1,7 mV
V_c	2,88 mV
λ_J	85 μm
β_C	900
β_L	0,87

Tabelle 3: Übersicht über die Messdaten vom SQUID SQ1. Zur Berechnung vom Stewart McCumberparameter β_C wurde die in Kap. 6.2 an Josephsonkontakten bestimmte Kapazität $C_s = 53,4 \frac{\text{fF}}{\mu\text{m}^2}$ benutzt.

7 Zusammenfassung und Ausblick

Ziel dieser Arbeit war es Niob-Josephson-Kontakte zum Einsatz in Quantenschaltkreisen zu entwickeln. Dieses Ziel kann als erreicht angesehen werden. Zu Beginn wurden Probleme mit löcherigen Isolationsbarrieren und defekten Kontaktelektroden erfolgreich gelöst. Danach waren 96% der charakterisierten Kontakte Josephson-Kontakte, was die Zuverlässigkeit des Prozesses demonstriert. Auch ist so eine Anwendung in Strukturen, die mehrere Josephson-Kontakte beinhalten möglich. Betrachtet man das $I_c R_n$ -Produkt oder den Subgapwiderstand R_{sg} als Qualitätsparameter, so stellt man fest, dass Kontakte hoher Qualität hergestellt werden konnten. In diesem Zusammenhang wurde festgestellt, dass sich lange Oxidationszeiten negativ auf diese Qualitätsparameter auswirken. Eine lange Oxidationszeit führt zu einer steigenden Anzahl an Barrierendefekten, was zu erhöhten Leckströmen im Subgapbereich führt. Eine Strategie für die Zukunft sollte daher sein, die Prozessanlage so zu modifizieren, dass höhere Oxidationsdrücke möglich sind. Mit einem höheren Oxidationsdruck lässt sich im Gegenzug die Oxidationszeit senken, wodurch sich eine noch höhere Qualität erreichen lässt. Andererseits könnten mit höheren Oxidationsdrücken auch Josephson-Kontakte mit noch niedrigeren Stromdichten hergestellt werden. Die bisher erzielten Stromdichten decken einen weiten Bereich von 1500 bis 25 A/cm² ab. Bei allen Stromdichten zeigen die Kontakte stark unterdämpftes Verhalten und damit einhergehend geringe Rücksprungströme I_r . Mit den erzielten Stromdichten ist es nun möglich mit rein optischer Lithographie Kontakte mit einem $I_c = 1\mu\text{A}$ herzustellen, wie es für Anwendungen in großen supraleitenden Ringen erforderlich ist. Eine Möglichkeit Kontakte mit noch kleineren kritischen Strömen herzustellen ist Elektronenstrahlolithographie, da hier kleinere Kontaktflächen als mit optischer Lithographie realisiert werden können. Hierbei gilt es aber zu bedenken, dass solche Kontakte nicht bei 4,2 K charakterisiert werden können, da hierbei nicht $E_J \ll k_B T$ gegeben ist und thermische Anregungen im Josephsonkontakt auftreten. Zur vollständigen Charakterisierung der Josephsonkontakte wurden Fiskestufen aufgenommen und daraus die Kapazität der Kontakte bestimmt. Ein natürlicher Anwendungsbereich für die hergestellten Josephson-Kontakte sind Quantenschaltkreise mit Mikrowellenresonatoren auf Niobbasis. So können Hybridtechnologien mit Aluminiumkontakten vermieden werden und so weit möglich, Vorcharakterisierungen von Schaltkreisen bei relativ hohen Temperaturen von 4,2 K vorgenommen werden. Dies ist mit einem geringeren Messaufwand verbunden als bei Aluminiumkontakten, die Temperaturen von deutlich unter 1 K erfordern. Ein besonderer Anreiz besteht auch darin, dass der Einbau in Resonatorstrukturen keine Prozessumstellungen beinhaltet. Bei der Resonatorherstellung wird der Resonator aus einem Niobfilm herausgeätzt. Dies ist exakt das gleiche Vorgehen wie es bei der Herstellung von unteren Kontaktelektroden für einzelne Josephsonkontakte und DC-SQUIDS in dieser Arbeit angewandt wurde. Daher kann die Herstellung der Resonatoren in den bestehenden Herstellungsprozess nahtlos integriert werden und es sind keine zusätzlichen Prozessschritte erforderlich. So sollte sich der in dieser Arbeit vorgestellte Schaltkreis zur steuerbaren Resonatorkopplung zeitnah herstellen und vermessen lassen. Hierzu liegt bereits eine Lithographiemaske vor, die auf Grundlage der in Kapitel 3 diskutierten Berechnungen und Simulationen entworfen wurde. Auf dieser Lithographiemaske befindet sich auch ein Resonator mit verstimmbarer Resonanzfrequenz. Dies wird durch die Integration eines DC-SQUIDS einen Resonato-

rinnenleiter erreicht. Durch ein externes Magnetfeld kann die eichinvariante Phasendifferenz in den Josephson-Kontakten des DC-SQUIDs und damit auch die Induktivität der Josephson-Kontakte gesteuert werden. Eine Änderung der Induktivität führt wiederum zu einer Änderung der Resonanzfrequenz des Resonators. Da bereits DC-SQUIDs in dieser Diplomarbeit hergestellt wurden, sollte sich dieses Experiment leicht bewerkstelligen lassen.

8 Appendix

8.1 Herstellungsverfahren

Alle Strukturen in dieser Arbeit wurden mittels optischer Lithographie und aufdampfen verschiedener Materialien hergestellt. In diesem Kapitel sollen die einzelnen Prozessschritte nacheinander dargestellt werden. Die Tabellen, auf die im Text verwiesen wird befinden sich am Ende des Kapitels.

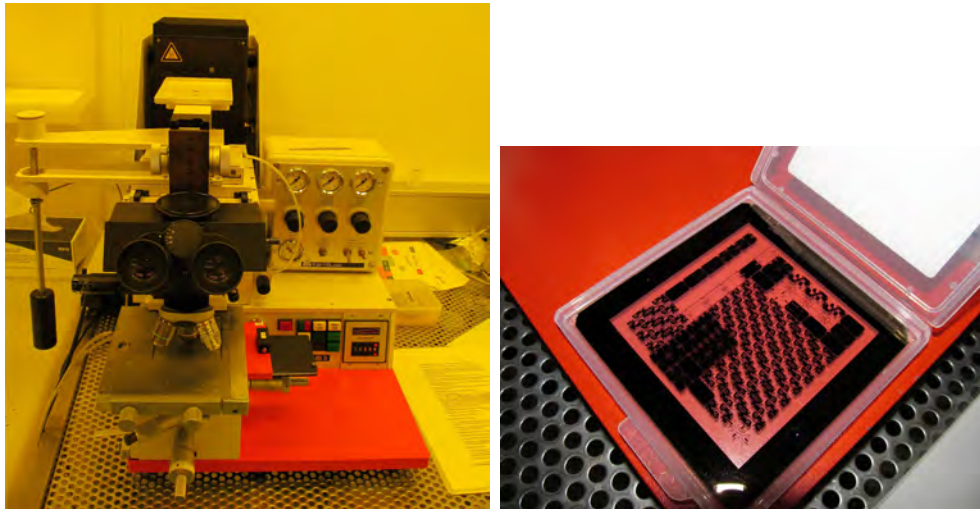


Abbildung 58: Der Süss Maskaligner zur Belichtung von Lackstrukturen am WMI und eine der verwendeten optischen Masken

Bei der Herstellung wird der Josephsonkontakt aus einer vertikalen geschichteten Nb/ AlO_x /Nb Dreifachlage hergestellt. Zur Kontaktierung benötigt man noch zwei Kontaktelektroden (ebenfalls aus Niob) und eine Siliziumoxidschicht um Kurzschlüsse zu vermeiden.

Der Herstellungsprozess umfasst vier Schritte:

1. Aufbringen von Niob zur Kontaktierung der unteren Schicht der Dreifachlage
2. Aufbringen der Niob/Aluminiumoxid/Niob Dreifachlage
3. Teilweises Entfernen der oberen Niobschicht der Dreifachlage um die Kontaktgröße festzulegen und Aufbringen von Siliziumoxid zur Vermeidung von Kurzschlüssen.
4. Kontaktierung der oberen Niobschicht der Dreifachlage mit einer Niobelektrode

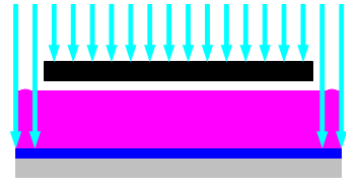
1. Untere Kontaktelektrode aufbringen

Als Substrat wurde thermisch oxidiertes Silizium verwendet. Hierbei ist die Oxidschicht etwa 50 nm dick. Für den ersten Schritt wird das Substrat zunächst gereinigt (30 min Aceton technisch bei 70°C + Reinigung nach Tab.4) und dann komplett mit einer 50 nm dicken Niobschicht bedampft (siehe Tab.5).

Danach wird die Probe einem weiteren Reinigungsschritt unterzogen (Tab.4) und danach mit AZ 5214E Lack beschichtet. Hierzu wird Lack auf die Probe getropft und die Probe dann in einer Schleuder für 40s mit 4000 Umdrehungen pro Minute gedreht (Programm 2). Danach wird der Lack für 70s auf 110°C erhitzt, um die im Lack enthaltenen Lösungsmittel zu verdampfen.



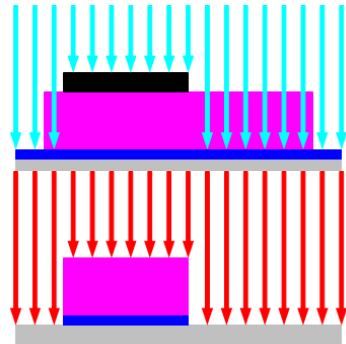
Beim Aufschleudervorgang bildet sich am Rand der Probe ein Randwall aus Lack aus. Um kleine Strukturen genau herzustellen muss dieser Randwall entfernt werden, da mit zunehmenden Abstand zwischen Probe und Lithographiemaske die mögliche Auflösung abnimmt. Hierzu wird der Lack am Rand mit einer Quecksilberdampfampe belichtet, ca. 150mJ/cm² der 365nm Linie. Der belichtete Lack lässt sich Kieselsäure entfernen (30s AZ Developer).



Danach wird die eigentliche Struktur belichtet 36mJ/cm² und entwickelt (1:15 AZ Developer).



Während eines Ätzprozesses wird das Niob dort entfernt, wo sich kein Photolack befindet. Der Ätzprozess wurde mit einem Plasmalab 80 Plus von Oxford Instruments durchgeführt. Hierbei wird in der Prozesskammer mittels eines RF Generators ein Plasma aus SF₆ sowie Argon gezündet und mit einer angelegten Spannung auf die Probe beschleunigt. (42s Programm TurmAetzen, siehe Tabelle 8, Abb. 63).



Am Ende wird der verbliebene Lack in einem warmen Acetonbad entfernt. (30 min Aceton technisch bei 70°C + Reinigung nach Tab.4)



2. Dreifachlage aufbringen

Im folgenden Schritt soll eine Dreifachlage aus Niob/AlOx/Niob so aufgebracht werden, so dass sie ganz oder teilweise mit den unteren Kontaktelektroden überlappt. Hierbei wird zunächst der Lack (AZ 5214E) strukturiert und danach wird der Chip mit Metall bedampft. Um runde Materialkanten auf der Probe zu erhalten und hochstehende Grate an den Rändern der Struktur zu vermeiden, wird der Lack so behandelt, dass sich ein (umgedrehtes) T-Profil bildet.

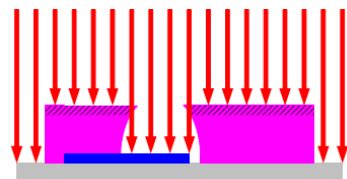
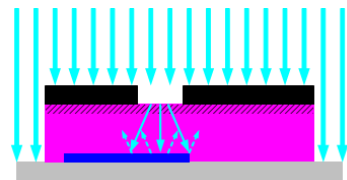
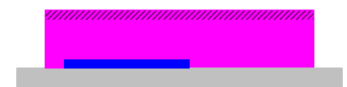
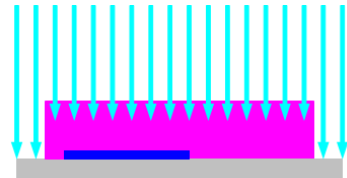
Zunächst wird die Probe gereinigt (Tab 4) und wie im vorherigen Schritt der Lack aufgebracht sowie der Randwall entfernt.

Dann wird der Lack kurz überall belichtet ($3\text{mJ}/\text{cm}^2$) und danach für 120s auf 130°C erhitzt. Dies führt zu einer chemischen Vernetzung der oberen Lackschichten. Dies führt dazu, dass sie unempfindlicher gegenüber UV-Licht und Entwickler werden, als die unvernetzten unteren Lackschichten.

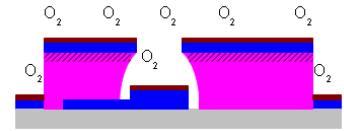
Bei der Belichtung ($42\text{mJ}/\text{cm}^2$) wird das UV Licht einerseits an der Maske gebeugt und andererseits von der Probe reflektiert. Zusammen mit der Quervernetzung der oberen Schichten erhält man nach der Entwicklung (6 Minuten AZ Developer) ein sogenanntes (umgedrehtes) T-Profil (Hier nur im relevanten Bereich dargestellt). Ohne Quervernetzung würde sich ein V-förmiges oder grades Profil herausbilden. Bei einer anschließenden Metallbedampfung, könnten sich so an den Strukturkanten hochstehende vertikale Grate entlang des Lackes bilden.

Vor dem Aufdampfen der Dreifachlage wird die Probe in der Aufdampfanlage mit Argonionen beschossen um die Nioboxidschicht auf der unteren Elektrode abzutragen (siehe Tab.6). Ohne Ion-Gun Behandlung könnte sich hier ein Nb/NbOx/Nb Josephsonkontakt oder auch ein normalleitender Bereich bilden. Da es viele verschiedene Nioboxide mit unterschiedlichen Eigenschaften gibt, lassen sich keine Nb/NbOx/Nb Josephsonkontakte mit reproduzierbaren Eigenschaften herstellen.

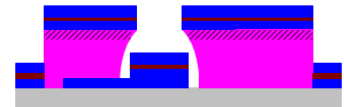
Die Dreifachlage kann nach der Ion-Gun Behandlung, ohne das Vakuum zu brechen, in der gleichen Prozesskammer aufgedampft werden. Zunächst wird eine Lage aus 85 nm Niob aufgebracht und anschließend eine Lage aus 3,6nm Aluminium. (Sputterparameter siehe Tabelle 5) Die erforderliche Dicke der Aluminiumschicht ist hierbei, durch die Rauigkeit der Nioblage bestimmt. Bei einer zu dünnen Alluminiumschichtdicke kann es sonst Kurzschlüsse zwischen oberer und unterer Niobschicht geben.



Anschließend wird Sauerstoff in die Kammer eingeleitet um das Aluminium oberflächlich zu oxidieren. Bei Raumtemperatur bilden sich mehr als 0,5nm Aluminiumoxid [20].



Nachdem der Sauerstoffs abgepumpt worden ist, kann abschließend eine 50nm dicke Schicht Niob aufgedampft werden. (Sputterparameter siehe Tabelle 5).

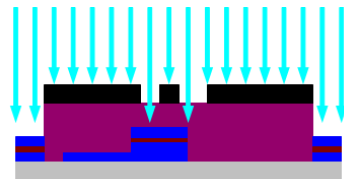


Am Ende wird wieder der verbliebene Lack in einem warmen Acetonbad entfernt. (30 min Aceton technisch bei 70°C + Reinigung nach Tab 4)



3. Turm rausätzen und Isolierung anbringen

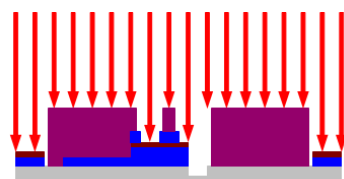
Im Dritten Schritt wird aus der oberen Schicht der Dreifachlage ein freistehender Niobturm herausgeätzt und eine Isolierung aus Siliziumoxid angebracht. Zunächst wird die Probe gereinigt (Tab 4) und dann mit AZ 6612 Lack beschichtet (Programm 2, 70s bei 110°C, Randwallentfernung). Dieser Lack kann mit einem Sauerstoffplasma abgetragen werden, was später in diesem Prozessschritt benutzt wird.



Im Bereich der Dreifachlage wird ein Fenster im Lack geöffnet mit einem Lackpunkt darin. Das Fenster sollte dabei an den Stellen über die Dreifachlage hinausragen, von wo aus später die obere Kontaktelektrode auf die Dreifachlage zuläuft. Mit dem Lackpunkt im Fenster auf der Dreifachlage wird die Kontaktgröße festgelegt. Der Lack wird mit 60mJ/cm² belichtet und 30 Sekunden mit AZ MIF entwickelt.

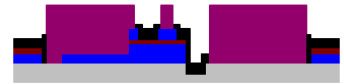


Die Probe wird anschließend einem Ätzprozess in der RIE unterzogen (42s Programm TurmÄtzen, siehe Tabelle 8, Abb. 63) und anschließend mit einem Sauerstoffplasma behandelt (180s Programm TurmAshen, siehe Tabelle 8). Da Aluminium beim Ätzprozess sehr viel langsamer als Niob abgetragen wird, erhält man nach dem Ätzen einen Niobturm auf einem Aluminiumplateau. Durch das anschließende Sauerstoffplasma

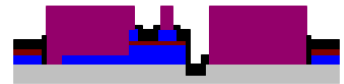


wird der Lack in nm Bereich abgetragen, sodass die Ränder des Niobturms nicht mehr mit Lack bedeckt sind.

Beim bedampfen der Proben mit 50nm Siliziumoxid (Tab.7), wird durch den vorherigen Lackabtrag eine gute Kantenabdeckung und so elektrische Isolierung erreicht. Hervorzuheben ist hierbei dass durch den hohen Prozessdruck beim Aufdampfen eine Kantenabdeckung erreicht wird, obwohl die zu bedeckenden Kanten teilweise mehr als 150nm hoch sind.

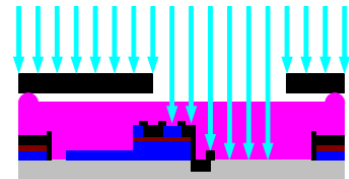


Nach dem SiO_x -Aufdampfen wird der Lack entfernt, was deutlich mehr Zeit in Anspruch nimmt als in den vorherigen Prozessschritten. (60 min Aceton technisch bei 70°C +12h Aceton technisch Raumtemperatur + Reinigung nach Tab.4)

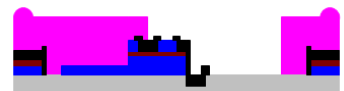


4.Obere Kontaktelektrode aufdampfen

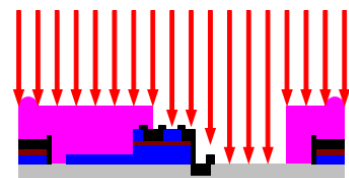
Der letzte Schritt besteht darin, eine obere Kontaktelektrode zur Kontaktierung des Turms aufzubringen. Hierzu wird die Probe zunächst gereinigt (Tab.4) und belackt (AZ5514 Pr.2, 70s 110°C ausbacken). Vor dem Belichten ($42\text{mJ}/\text{cm}^2$) der Struktur wird diesmal auf eine Randwallentlackung verzichtet, da in diesem Schritt keine hohe Lithographiepräzision erforderlich ist.



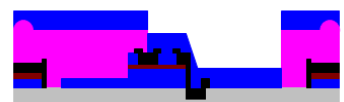
Die Entwicklungszeit ist ebenfalls etwa erhöht (1:30 AZ DEV), da eine Überentwicklung aufgrund des Lithografie-maskendesigns sich nicht schädlich auswirkt.



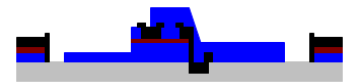
Anschließend wird in der Aufdampfanlage zunächst die Nioboxidschicht auf dem Turm mit Argonionen entfernt (Tab.6).



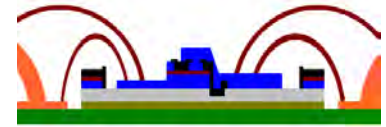
Die Probe wird mit 250nm Niob bedampft (Tab.5).



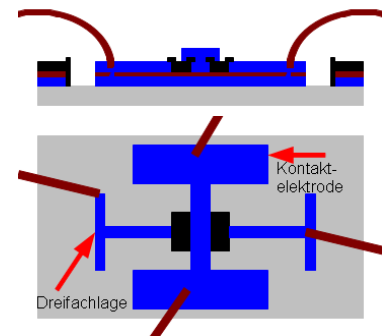
Zum Schluss wird wie gehabt der Lack entfernt (30 min Aceton technisch bei 70°C + Reinigung nach Tab) 4).



Fertige Proben werden zum Vermessen auf Kunststoffprobenhalter aufgeklebt. Auf den Probenhaltern befinden sich Kupferelektroden mit angelöteten Kupferdrähten. Die Kupferelektroden und der Josephsonkontakt werden mit dünnen, aufgebondeten Aluminiumdrähten verbunden. Beim Bonden wird der Aluminiumdrahtdraht auf die Elektrode gepresst und ein Ultraschallpuls angelegt. Die daraus resultierende Verbindung ist so stabil, dass beim Ablösen von Bonddrähten häufig Teile der Niobelektrode mit abgelöst werden. Pro Josephsonkontakt werden 4 Bonddrähte für eine Vierpunktmessung angebracht.



Häufig wurde auch ein Kreuzdesign verwendet. Hier wurde die Obere Kontaktelektrode um 90° gedreht angebracht. Auf eine Untere Elektrode kann verzichtet werden. Stattdessen wird die Dreifachlage ausgedehnt. An den Überstand der Dreifachlage kann direkt gebondet werden. Hierbei wird die Dreifachlage an der Bondstelle zerstört, so dass keinen Josephsonkontakt im Messabgriff vorhanden ist. Dieses Design hat den großen Vorteil, dass der erste Lithographieschritt wegfällt.



Chemikalie	Zeit	Ultraschallstufe
Aceton technisch	2 min	2
Aceton p. a.	2 min	2
Isopropanol p. a.	2 min	2

Tabelle 4: Zur Reinigung werden die Proben hintereinander mit verschiedenen Chemikalien und zeitgleich mit Ultraschall behandelt. Das Isopropanol wird am Ende mit Stickstoff von den Proben abgeblasen.



Abbildung 59: Eine Arbeitsbank im Reinraum. In der Mitte ist die Lackschleuder zu sehen, links und rechts davon zwei kleine abdeckbare Herdplatten



Abbildung 60: Niob/Aluminium Aufdampfanlage mit Ion Gun

Material	Prozessgas	Druck	Leistung	Rate
Nb	10sccm Ar	2.75 μ bar	200 W	0.48nm/s
Al	10sccm Ar	2.75 μ bar	40 W	0.12nm/s

Tabelle 5: Einstellungen an der Niob/Aluminium Aufdampfanlage

Prozessgas	Druck	Filamentstrom	Emissionsstrom	Beschleunigungsspannung
Ar	$4 \cdot 10^{-6}$ mbar	2.73A	30mA	1kV

Tabelle 6: Einstellungen an der Ion Gun. Die Ion Gun hat nur einen sehr kleinen Wirkungsbereich (≈ 10 mm) in dem Nioboxid effektiv abgetragen wird. Daher muss die Probe aus mehreren Positionen mit der Ion Gun behandelt werden. Jeweils für 2 Minuten bei einer Rotationseinstellung von $187^\circ/197^\circ/207^\circ$. Die Longitudinaleinstellung beträgt 200°



Abbildung 61: SiOx Aufdampfanlage

Prozessgas	Druck	Leistung	Sputterrate
Ar	0.02 mbar	57W	0.27nm/s

Tabelle 7: Einstellungen an der SiOx Aufdampfanlage



Abbildung 62: Reaktiver Ionenäetzer

Programmname	Gasfluss	Druck	RIE Leistung	ICP Leistung
TurmÄtzen	10 sccm Ar + 20 sccm SF ₆	15mtorr	100 W	50 W
TurmAshen	50 sccm O ₂	60mtorr	100 W	0 W

Tabelle 8: Rieprogramme

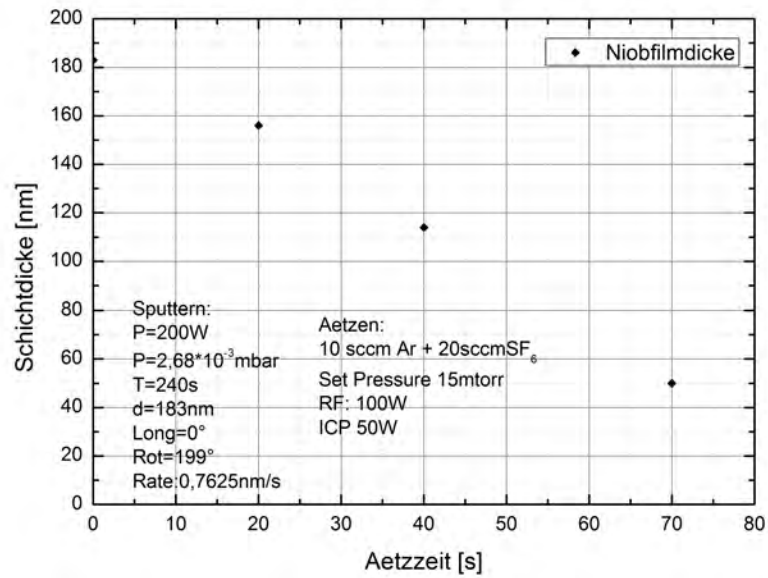


Abbildung 63: Graph über die Ätzrate des verwendeten Rieprogramms. Hierzu wurden zunächst mehrere Siliziumsubstrate gemeinsam mit Niob bedampft und anschließend für unterschiedlich lange Zeiten in der RIE geätzt.

8.2 Resonatorkopplungssimulationen

W	G	delta y	Delta x	I_c	g_g	$\frac{g_{RK}}{2}$	$B_{ext}[\text{mT}]$
7	10	100	100	7.32E-07	10.26	27.02	2.06E-04
7	10	100	150	5.99E-07	11.30	49.73	1.37E-04
7	10	100	200	5.09E-07	12.34	75.09	1.03E-04
7	10	100	250	4.37E-07	13.09	100.85	8.22E-05
7	10	100	300	3.86E-07	14.01	128.10	6.85E-05
7	10	100	350	3.46E-07	14.93	156.28	5.87E-05
7	10	100	400	3.12E-07	16.11	184.18	5.14E-05
7	10	100	450	2.84E-07	16.77	212.01	4.57E-05
7	10	100	500	2.62E-07	17.68	241.41	4.11E-05
7	10	150	100	5.94E-07	6.53	21.91	1.37E-04
7	10	150	150	4.88E-07	7.14	40.56	9.14E-05
7	10	150	200	4.16E-07	7.89	61.35	6.85E-05
7	10	150	250	3.64E-07	8.36	83.96	5.48E-05
7	10	150	300	3.92E-07	9.10	130.25	4.57E-05
7	10	150	350	4.23E-07	9.84	191.11	3.92E-05
7	10	150	400	3.84E-07	10.56	226.86	3.43E-05
7	10	150	450	3.52E-07	11.10	263.35	3.05E-05
7	10	150	500	3.26E-07	11.73	300.92	2.74E-05
7	10	200	100	7.23E-07	4.57	26.67	1.03E-04
7	10	200	150	5.96E-07	5.03	49.49	6.85E-05
7	10	200	200	5.13E-07	5.49	75.74	5.14E-05
7	10	200	250	4.50E-07	5.95	103.77	4.11E-05
7	10	200	300	4.04E-07	6.40	134.23	3.43E-05
7	10	200	350	3.68E-07	6.86	166.15	2.94E-05
7	10	200	400	3.37E-07	7.31	199.20	2.57E-05
7	10	200	450	3.11E-07	7.86	232.55	2.28E-05
7	10	200	500	2.89E-07	8.20	267.05	2.06E-05
13	14	100	100	1.46E-06	25.55	49.91	2.06E-04
13	14	100	150	1.12E-06	27.02	85.99	1.37E-04
13	14	100	200	9.13E-07	28.46	124.76	1.03E-04
13	14	100	250	7.70E-07	30.35	164.32	8.22E-05
13	14	100	300	6.70E-07	31.46	205.88	6.85E-05
13	14	100	350	5.94E-07	32.92	248.53	5.87E-05
13	14	100	400	5.34E-07	34.30	291.82	5.14E-05
13	14	100	450	4.84E-07	36.40	334.51	4.57E-05
13	14	100	500	4.44E-07	37.39	378.91	4.11E-05
13	14	150	100	1.10E-06	16.82	37.53	1.37E-04
13	14	150	150	8.69E-07	17.79	66.79	9.14E-05
13	14	150	200	7.26E-07	18.76	99.18	6.85E-05
13	14	150	250	6.23E-07	19.70	133.04	5.48E-05
13	14	150	300	5.50E-07	20.70	168.96	4.57E-05
13	14	150	350	4.93E-07	21.68	206.17	3.92E-05

W	G	delta y	Delta x	I_c	g_g	$\frac{g_{RK}}{2}$	$B_{ext}[\text{mT}]$
13	14	150	400	4.47E-07	22.64	244.24	3.43E-05
13	14	150	450	4.08E-07	23.83	282.17	3.05E-05
13	14	150	500	3.77E-07	24.61	321.63	2.74E-05
13	14	200	100	8.80E-07	12.03	30.06	1.03E-04
13	14	200	150	7.14E-07	12.65	54.88	6.85E-05
13	14	200	200	6.07E-07	13.32	82.88	5.14E-05
13	14	200	250	5.29E-07	14.01	112.88	4.11E-05
13	14	200	300	4.70E-07	14.84	144.55	3.43E-05
13	14	200	350	4.26E-07	15.39	178.12	2.94E-05
13	14	200	400	3.89E-07	16.09	212.57	2.57E-05
13	14	200	450	3.58E-07	16.78	247.62	2.28E-05
13	14	200	500	3.32E-07	17.65	283.07	2.06E-05
19	18	100	100	1.69E-06	45.13	55.61	2.06E-04
19	18	100	150	1.28E-06	46.82	94.85	1.37E-04
19	18	100	200	1.04E-06	48.83	136.59	1.03E-04
19	18	100	250	8.72E-07	50.71	179.52	8.22E-05
19	18	100	300	7.54E-07	52.73	223.56	6.85E-05
19	18	100	350	6.67E-07	54.37	269.21	5.87E-05
19	18	100	400	5.98E-07	56.41	315.21	5.14E-05
19	18	100	450	5.42E-07	58.32	361.51	4.57E-05
19	18	100	500	4.96E-07	60.28	408.44	4.11E-05
19	18	150	100	1.26E-06	30.46	41.54	1.37E-04
19	18	150	150	9.82E-07	31.80	72.82	9.14E-05
19	18	150	200	8.16E-07	32.87	107.59	6.85E-05
19	18	150	250	6.99E-07	34.24	143.84	5.48E-05
19	18	150	300	6.12E-07	35.59	181.50	4.57E-05
19	18	150	350	5.46E-07	36.89	220.44	3.92E-05
19	18	150	400	4.95E-07	37.91	260.73	3.43E-05
19	18	150	450	4.51E-07	39.31	301.15	3.05E-05
19	18	150	500	4.16E-07	40.59	342.33	2.74E-05
19	18	200	100	1.01E-06	22.00	33.25	1.03E-04
19	18	200	150	8.05E-07	22.97	59.64	6.85E-05
19	18	200	200	6.79E-07	23.79	89.54	5.14E-05
19	18	200	250	5.89E-07	24.64	121.30	4.11E-05
19	18	200	300	5.22E-07	25.65	154.71	3.43E-05
19	18	200	350	4.69E-07	26.65	189.46	2.94E-05
19	18	200	400	4.27E-07	27.57	225.27	2.57E-05
19	18	200	450	3.93E-07	28.34	262.25	2.28E-05
19	18	200	500	3.64E-07	29.29	299.67	2.06E-05
25	22	100	100	1.90E-06	66.59	61.31	2.06E-04
25	22	100	150	1.42E-06	68.62	103.20	1.37E-04
25	22	100	200	1.15E-06	70.98	148.12	1.03E-04
25	22	100	250	9.60E-07	73.26	193.97	8.22E-05
25	22	100	300	8.30E-07	75.53	241.46	6.85E-05
25	22	100	350	7.32E-07	77.59	289.89	5.87E-05

W	G	delta y	Delta x	I_c	g_g	$\frac{g_{RK}}{2}$	B_{ext} [mT]
25	22	100	400	6.56E-07	79.71	339.07	5.14E-05
25	22	100	450	5.94E-07	82.03	388.82	4.57E-05
25	22	100	500	5.43E-07	84.27	439.00	4.11E-05
25	22	150	100	1.41E-06	46.03	45.53	1.37E-04
25	22	150	150	1.09E-06	47.61	78.94	9.14E-05
25	22	150	200	8.95E-07	49.16	115.68	6.85E-05
25	22	150	250	7.62E-07	50.54	154.00	5.48E-05
25	22	150	300	6.67E-07	52.09	194.07	4.57E-05
25	22	150	350	5.94E-07	53.46	235.30	3.92E-05
25	22	150	400	5.37E-07	54.87	277.43	3.43E-05
25	22	150	450	4.89E-07	56.42	320.27	3.05E-05
25	22	150	500	4.50E-07	57.93	363.67	2.74E-05
25	22	200	100	1.13E-06	33.86	36.40	1.03E-04
25	22	200	150	8.86E-07	34.95	64.44	6.85E-05
25	22	200	200	7.42E-07	36.14	95.92	5.14E-05
25	22	200	250	6.40E-07	37.33	129.34	4.11E-05
25	22	200	300	5.66E-07	38.44	164.62	3.43E-05
25	22	200	350	5.08E-07	39.24	201.24	2.94E-05
25	22	200	400	4.62E-07	40.24	238.90	2.57E-05
25	22	200	450	4.24E-07	41.38	277.39	2.28E-05
25	22	200	500	3.92E-07	42.45	316.56	2.06E-05

Tabelle 9: Gesamte simulierte Resonatorkopplungen mit Slotlineresonatoren mit einer Länge von $9122\mu\text{m}$; W=Breite des Innenleiters; G=Abstand zum Außenleiter; Δy =Abstand der Resonatoren; Δx = Kopplungsstrecke; I_c Kritischer Strom des Josephsonkontakts unter Berücksichtigung $\beta_{RF} = 1$; g_g =Geometrische Kopplung der Resonatoren; g_{RK} =Beamsplitterkopplung; B_{ext} =Entspricht der externen Magnetfeldstärke die ein Flussquant im RF-Squidring erzeugt

9 Literaturverzeichnis

Literatur

- [1] François Mallet et al. Single-shot qubit readout in circuit quantum electrodynamics; *Nature Physics* 5, 791 - 795 (2009)
- [2] E. Menzel et al. Dual-path state reconstruction scheme for propagating quantum microwaves and detector noise tomography; *PRL* 105, 100401 (2010)
- [3] John Clarke, Frank K. Wilhelm; Superconducting quantum bits, *Nature* 453, 1031-1042 (19 June 2008)
- [4] A. A. Houck, J. A. Schreier et al. Controlling the Spontaneous Emission of a Superconducting Transmon Qubit *Phys. Rev. Lett.* 101, 080502
- [5] B.D. Josephson, *Phys. Lett.* 1, 251 (1961)
- [6] R. Feynman, R. Shor, P. W. Shor; *Simulating Physics with Computers*, *SIAM Journal on Computing*, 26: 1484-1509, 1982
- [7] Fabrication technology of and symmetry breaking in superconducting quantum circuits, T Niemczyk et al.; *Supercond. Sci. Technol.* 22 (2009) 034009 (12pp)
- [8] Jens Koch et al.; Charge insensitive qubit design derived from the Cooper pair box; arXiv:cond-mat/0703002v2 [cond-mat.mes-hall] 26 Sep 2007
- [9] M. Jerger et al.; Spectroscopy of a Qubit Array via a Single Transmission Line; arXiv:1102.0404v1 [cond-mat.supr-con] 2 Feb 2011
- [10] MARTIN VOLKER Göppel, *Engineering Quantum Electronic Chips - Realization and Characterization of Circuit Quantum Electrodynamics Systems*, Dissertation ETH Zürich 2009
- [11] Alexander Theodor Baust; *Characterization of Flux-driven Josephson Parametric Amplifiers*; Diplomarbeit Technische Universität München 2010
- [12] John David Jackson, *Klassische Elektrodynamik*, Walter de Gruyter Verlag, Berlin, ISBN 3-11-0178970-4
- [13] B. D. Josephson, *Phys. Lett.* 1, 251 (1962)
- [14] V. Ambegaokar, A Baratoff, *Phys. Rev. Lett* 10, 486 (1963)
- [15] V. Ambegaokar, A Baratoff, *Phys. Rev. Lett* 11, 104 (1963)

- [16] Judith Pfeiffer, Fractional vortices in Josephson tunnel junctions with a ferromagnetic interlayer, Dissertation, Eberhard-Karls-Universität zu Tübingen 2010
- [17] Jeyran Amirloo Abolfathi; Quantum Coherence in Electrical Circuits; Masterthesis University of Waterloo, Ontario Canada (2010)
- [18] J. Bourassa et al. Ultrastrong coupling regime of cavity QED with phase-biased flux qubits; PHYSICAL REVIEW A 80, 032109 (2009)
- [19] R. Gross, A. Marx, Applied Superconductivity: Josephson Effect and Superconducting Electronics, Manuskript to the Lecture during WS 2005/2006 and 2006/2007 and WS 2007/2008 an der TU München
- [20] Ultra-thin Tunnel Barrier Control of Al/Al₂O₃/Al (Superconducting) Tunnel Junctions, Robbert van der Scheer, HTS Rotterdam/Delft University of Technology (1998)
- [21] Ch Kaiser et al., High-Quality Submicron Nb/Al-AlO_x/Nb Josephson Junctions for Quantum Devices, arXiv:1009.0167v2 [cond-mat.supr-con] 3 Sep 2010
- [22] Ch Kaiser High Quality Nb/Al-AlO_x/Nb Josephson Junctions-Technological Development and Macroscopic Quantum Experiments; Dissertation, KIT 2010
- [23] JAMES C. SWIHART, Field Solution for a Thin-Film Superconducting Strip Transmission Line; JOURNAL OF APPLIED PHYSICS VOLUME 32. NUMBER 3 MARCH. 1961
- [24] M. G. Castellano et al.; Switching dynamics of Nb/AlO_x/Nb Josephson junctions: Measurements for an experiment of macroscopic quantum coherence; J. Appl. Phys. 80 (5), 1 September 1996
- [25] G. Benz, S. Wünsch, T.A. Scherer, M. Neuhaus, W. Jutzi; Measured temperature dependence of intermodulation product of coplanar waveguides with s- and d-wave superconductors, Physica C 356 (2001) 122-128
- [26] H. Kohlstedt, A V. Ustinov, and F. Peter; Double Barrier Long Josephson Junctions with a Contact to the Intermediate Superconducting Layer, IEEE TRANSACTIONS ON APPLIED SUPERCONDUCTIVITY, VOL. 5, NO. 2, JUNE 1995
- [27] Cristiano et al., Nb-based Josephson junction devices for nuclear radiation detection: Design and preliminary experimental results, J. Appl. Phys., Vol. 75, No. 1 Q, 15 May 1994
- [28] M. Kusunoki, H. Yamamori, A. Fujimaki, Y. Takai and H. Hayakawa. High-Quality Nb/AlO_x-Al/Nb Josephson Junctions with Gap Voltage of 2.95 mV. Japanese Journal of Applied Physics, 32, L1609 (1993).

- [29] J Du, A D M Charles, K D Petersson and 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 (2007) S350-S355
- [30] The SQUID Handbook
- [31] (IEEE TRANSACTIONS ON APPLIED SUPERCONDUCTIVITY, VOL. 5, NO. I, MARCH 1995), (J. Appl. Phys., Vol. 75, No. 1 Q, 15 May 1994 Cristiano et al. 5217)
- [32] R. Cristiano et al., Nb-based Josephson junction devices for nuclear radiation detection: Design and preliminary experimental results; J. Appl. Phys. 75 (10), 15 May 1994
- [33] Alan W. Kleinsasser, Ronald E. Miller, and William H. Mallison; Dependence of Critical Current Density on Oxygen Exposure in Nb-AlO_x-Nb Tunnel Junctions; IEEE TRANSACTIONS ON APPLIED SUPERCONDUCTIVITY, VOL. 5, NO. I, MARCH 1995
- [34] M. P. Lisitskiy, M. V. Fistul; Fiske steps and Abrikosov vortices in Josephson tunnel junctions; PHYSICAL REVIEW B 81, 184505 (2010)
- [35] M. Cirillo, N. Gronbech-Jensen, M. R. Samuelsen, G. Verona Rinati; Fiske modes and Eck steps in long Josephson junctions: Theory and experiments, PHYSICAL REVIEW B VOLUME 58, NUMBER 18 1 NOVEMBER 1998-II
- [36] I. O. Kulik, Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. 2, 134 (1965) (JETP Lett. 2, 84 (1965)).
- [37] M. Jerger, S. Poletto et al., Spectroscopy of a Qubit Array via a Single Transmission Line, arXiv:1102.0404v1 [cond-mat.supr-con] 2 Feb 2011
- [38] Georg Wild, Josephson Junctions with Ferromagnetic Interlayer, Dissertation Technische Universität München/Walther Meißner Institut 2011
- [39] W.Buckel, Die Supraleitung, Wiley-VCH Verlag
- [40] Borja Peropadre; Beam splitter Hamiltonian in the (ultra?)strong coupling regime, private Kommunikation.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allem Danken die mich unterstützt haben und zu dieser Arbeit beigetragen haben.

Prof. Rudolf Gross möchte ich dafür danken, dass er es mir diese interessante Diplomarbeit am WMI ermöglicht hat.

Dr. Achim Marx gebürt Dank für das viele vermittelte Wissen über Josephsonkontakte und dem Kampf für meine

Rechtschreibung. Bei *Dr. Frank Deppe* möchte ich mich für die gute Betreuung und seine stets offenen Ohren bedanken.

Einer der wohl wichtigsten Menschen am WMI die zum Gelingen meiner Diplomarbeit beigetragen haben ist *Thomas Brenninger*, der alle Anlagen in Schuss hält.

Elisabeth Hoffman hat sich durch mein häufiges Erscheinen in ihrem Büro nie aus der Ruhe bringen lassen und war bei vielen praktischen Fragen ein Quell des Wissens.

Ohne *Tomasz Niemczyk* wäre ich vielleicht gar nicht am WMI gelandet, denn er war es der mich für Qubits und Quantenschaltkreis begeistert hat.

Beim Kampf gegen die Reflektometrie stand mir *Matthias Althammer* stets hilfreich zur Seite gestanden.

Vorallem aber möchte ich mich bei Familie und Freunden bedanken, die mir den nötigen Rückhalt gaben und halfen den wieder Kopf frei von Phis, Jottce und Niob zu bekommen.

Erklärung

Mit der Abgabe der Diplomarbeit versichere ich, dass ich die Arbeit selbständig verfasst und keine anderen, als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

