

Ladungstransport in Josephson- Kontakten mit ferromagnetischer Ni₃Al- Zwischenschicht

Dissertation
zur Erlangung des Grades eines Doktors
der Naturwissenschaften
der Fakultät für Mathematik und Physik
der Eberhard-Karls-Universität zu Tübingen

vorgelegt von
Dipl.-Phys. Frank Born
aus Soest
2006

Tag der mündlichen Prüfung : 28.07.2006

Dekan : Prof. Dr. P. Schmid

1. Berichterstatter : Prof. Dr. R. Kleiner

2. Berichterstatter : Prof. Dr. M. Siegel

Inhalt

1.	Einleitung	6
2.	Josephson-Kontakte mit normalleitender Zwischenschicht	9
2.1.	Strom-Phasen-Beziehung in Josephson-Kontakten	11
2.2.	Mikroskopische Theorie des Quasiteilchentransportes in SNS-Kontakten	15
2.3.	SNS-Kontakte im Grenzfall des diffusiven Ladungstransportes	18
2.4.	Zusammenfassender Überblick über SNS-Josephson-Kontakte	23
3.	Ladungstransport durch SFS-Josephson-Kontakte unter Einfluss eines Austauschfeldes	24
3.1.	Proximity-Effekt an ferromagnetischen/supraleitenden Grenzflächen	25
3.2.	Josephson-Kontakte mit ferromagnetischer Zwischenschicht	28
3.3.	Ausgewählte Ergebnisse anderer Arbeitsgruppen	32
3.4.	Zusammenfassender Überblick über SFS-Josephson-Kontakte	35
3.5.	Aufgabenstellung der Arbeit	36
4.	Technologische Realisierung von Josephson-Kontakten	38
4.1.	Deposition von SIS-, SINIS- und SIFS-Mehrlagenschichten	39
4.2.	Deposition von Ni ₃ Al-Zwischenschichten mit einem	43

	Schichtdickengradienten	
4.3.	Strukturierungsverfahren zur Untersuchung des schichtdickenabhängigen kritischen Stromes	48
4.4.	Zusammenfassender Überblick über die technologische Realisierung von SIFS-Josephson-Kontakten	55
5.	Ni₃Al im paramagnetischen/ferromagnetischen Grenzbereich	56
5.1.	Simulation des Einflusses des Arbeitsgases und dessen Druck auf die stöchiometrische Zusammensetzung von NiAl-Schichten	57
5.2.	Stöchiometrische Charakterisierung von gesputterten Ni ₃ Al-Schichten	63
5.3.	Magnetische Eigenschaften gesputterter Ni ₃ Al-Schichten	66
5.4.	Zusammenfassender Überblick über den Einfluss des Arbeitsgases auf die magnetischen Eigenschaften gesputterter Ni ₃ Al-Schichten	72
6.	Transportstrommessungen an SIFS-Josephson-Kontakten	73
6.1.	Strom-Spannungs-Kennlinien ausgewählter Josephson-Kontakte	74
6.2.	Abhängigkeit des kritischen Stromes von der Ni ₃ Al-Schichtdicke, gesputtert bei mittlerem Ne-Gasdruck	80
6.3.	Abhängigkeit des kritischen Stromes von der Ni ₃ Al-Schichtdicke, gesputtert bei hohem Ne-Gasdruck	82
6.4.	Zusammenfassender Überblick über Transportstrommessungen an SIFS-Josephson-Kontakten	85
7.	Diskussion der Transportstrommessungen	86
7.1.	Die allgemeine komplexe ferromagnetische Kohärenzlänge	87

7.2.	Vergleich zwischen Theorie und Experiment	93
7.3.	Zusammenfassender Überblick über die Diskussion der Transportstrommessungen	97
8.	Zusammenfassung	99
A1	Green'sche-Funktion	102
A2	Literaturverzeichnis	104

Erstes Kapitel

Einleitung

Aufgrund ihrer Inkompatibilität existieren im Allgemeinen nicht gleichzeitig ferromagnetische Ordnung und supraleitende Kopplung in makroskopischen Systemen. Das ferromagnetische Austauschfeld wirkt ordnend auf die Spins der supraleitenden Ladungsträger, der Cooper-Paare. Diese besitzen im Fall der Singulett-Kopplung entgegengesetzte Spins, demnach zerstören sich diese beiden Ordnungsprozesse gegenseitig, dies ist der so genannte paramagnetische Effekt, vgl. Saint-James et al. [1.1.]. Interessanterweise wurden dennoch kürzlich einige Materialien gefunden, die sowohl ferromagnetisch als auch supraleitend sind. So fanden Aoki et al. [1.2.] für das Material URhGe ferromagnetische Ordnung unterhalb der Curie-Temperatur von 9,5 K. Supraleitende Eigenschaften traten unterhalb von 0,3 K auf. Ursächlich dafür ist vermutlich eine Triplet-Kopplung der Cooper-Paare, welche eine Koexistenz ermöglicht.

Obwohl das gleichzeitige Auftreten von Singulett-Cooper-Paar-Kopplung und Ferromagnetismus in einem Material höchst unwahrscheinlich ist, kann es in supraleitenden/ferromagnetischen (SF) Doppelschichten vergleichsweise einfach erreicht werden. Aufgrund des Proximity-Effektes (vgl. Kapitel 2. und Kapitel 3.) existiert eine endliche Wahrscheinlichkeit dafür, dass Cooper-Paare über eine gewisse Distanz in die ferromagnetische Schicht eindringen. Gleichzeitig kommt es in der supraleitenden Schicht in der Nähe der Grenzfläche zu Beeinträchtigungen aufgrund des Ferromagneten. Somit lassen sich die supraleitenden Eigenschaften unter dem Einfluss eines starken Austauschfeldes untersuchen. Gleichzeitig besteht die Möglichkeit, dessen relative Stärke durch die ferromagnetische Schichtdicke zu beeinflussen.

Wie in den beiden folgenden Kapiteln (Kapitel 2. und Kapitel 3.) ausführlich diskutiert wird, nimmt die Dichte der Cooper-Paare exponentiell gedämpft in dem Ferromagneten ab. Aufgrund des Austauschfeldes erfolgt eine zusätzliche Oszillation der Dichte gegen den Abstand von der SF-Grenzfläche.

Daraus resultieren zahlreiche neue Effekte: räumliche Oszillation der Elektronen-Zustandsdichte, nichtmonotones Verhalten der kritischen Temperatur von Supraleitern in SF-Doppelschichten gegen die ferromagnetische Schichtdicke und die Möglichkeit zur Realisierung von Phasenverschiebungen, so genannten " π -shifts", in SFS-Josephson-Kontakten. Die möglichen Effekte lassen sich ausschließlich für sehr dünne ferromagnetische Schichtdicken im Nanometerbereich beobachten.

Der Tunnelstrom durch einen Josephson-Kontakt ist im einfachsten Fall gemäß des Josephson-Effektes $I_S(\varphi) = I_C \cdot \sin(\varphi)$ vom Sinus der Phasendifferenz der makroskopischen Wellenfunktionen der beiden Supraleiter abhängig. I_C bezeichnet dabei den maximalen Wert, er wird als kritischer Strom bezeichnet. Ein negativer Strom ist demnach mit einer Phasenverschiebung um $\varphi = \pi$ verbunden. SFS-Josephson-Kontakte sollten aufgrund des oszillatorischen Verhaltens der Cooper-Paar-Dichte den kritischen Strom in Abhängigkeit der Zwischenschichtdicke invertieren.

Dieses Phänomen wurde seit längerem, beginnend mit Arbeiten von Bulaevskii et al. [1.3.] theoretisch vorhergesagt. Erste experimentelle Bestätigungen erfolgten jedoch erst kürzlich (ab 2001) durch unterschiedliche Arbeitsgruppen (vgl. Kapitel 3.3.).

Im einfachsten sinusförmigen Fall der Strom-Phasen-Beziehung von SFS-Josephson-Kontakten, ist die freie Energie des Kontaktes durch $E_J(\varphi) = \frac{\hbar I_C}{2e} (1 - \cos(\varphi))$ gegeben.

Der normale SNS-Josephson-Kontakt befindet sich demnach für die Phasendifferenz von $\varphi = 0$ im Grundzustand, für den Fall, dass kein Strom fließt. Der π -Kontakt besitzt für $\varphi = \pi$ ein energetisches Minimum, demnach bewirkt ein solcher Kontakt im Grundzustand eine Phasenverschiebung von π .

Die π -Kontakte finden mögliche Anwendungen als phaseninvertierendes Bauteil in supraleitenden digitalen Schaltkreisen und bieten großes Potential bei Quantencomputern. So schlugen beispielsweise Ioffe et al. [1.4.], Blais, Zagoskin [1.5.] und Zagoskin [1.6.] π -Kontakte als Kandidaten zur Realisierung eines zweiwertigen Quantensystems, auch qubit genannt, vor. Ein qubit stellt das Basiselement eines Quantencomputers dar.

Blatter et al. [1.7.] schlugen eine Struktur vor, welche additiv zu normalen 0-Kontakten auch die π -Kontakte enthalten sollten. Dadurch soll möglichst die Kohärenzzeit der Zustände im qubit verlängert werden.

Das Ziel der vorliegenden Dissertation bestand darin, Josephson-Kontakte herzustellen, bei denen eindeutig sowohl 0-, als auch π -Zustände bestimmt werden konnten. Dabei wurde die Legierung Ni_3Al hinsichtlich ihrer möglichen Anwendung in SFS-Josephson-Kontakten untersucht.

In den ersten beiden Kapiteln (Kapitel 2. und Kapitel 3.) erfolgt zunächst eine ausführliche Schilderung der zugrunde liegenden Theorie.

Im vierten Kapitel wird ausführlich auf die erste Herausforderung dieser Arbeit eingegangen. Die technologischen Anforderungen zur erfolgreichen Realisierung von SFS- π -Kontakten werden hier diskutiert. So muss zum einen die Parameterstreuung deutlich geringer als der eigentlich zu messende Effekt gehalten werden. Zum andern erfordert eine erfolgreiche Bestätigung von oszillierenden Abhängigkeiten des kritischen Stromes gegen

die Schichtdicke möglichst geringe Schichtdickenvariationen. Möglichst viele Messwerte pro definierter Schichtdicke runden diese Anforderungen ab. Im Rahmen dieser Arbeit erfolgte ein Rückgriff auf die bewährte Niob-Aluminium Technologie zur Realisierung von Josephson-Kontakten. Demnach wurde als supraleitendes Material Niob verwendet. Mit Aluminium wurde primär zwischen der Grundelektrode und der ferromagnetischen Schicht eine zusätzliche Oxidbarriere eingefügt, um so größere Kontaktwiderstände erreichen zu können. Dadurch wurde die anschließende Messung erleichtert, bzw. ermöglicht.

Als nächste Herausforderung erwies sich die Deposition einer Ni_3Al -Zwischenschicht mit fest definierten ferromagnetischen Eigenschaften mit Hilfe der Kathoden-Zerstäubung (Sputtern) eines einzigen Targets. Im fünften Kapitel erfolgt die Darstellung dieses Teilaspektes. Motiviert durch Simulationen von E. Hollmann zum Sputtern von Mehrkomponententargets mit Hilfe unterschiedlichen Arbeitsgases erfolgte ein ausführliches Studium der Probenstöchiometrie und ihrer magnetischen Eigenschaften. In dieser Arbeit wurde sowohl Argon, als auch Neon als Arbeitsgas verwendet. Dadurch ergab sich die Möglichkeit, die Ni_3Al -Zwischenschicht gezielt im paramagnetischen, bzw. ferromagnetischen Grenzbereich beeinflussen zu können.

Im sechsten Kapitel wird zunächst anhand von Strom-Spannungs-Kennlinien und der Magnetfeldabhängigkeit des kritischen Stromes der eigentliche SFS-, bzw. SIFS-Josephson-Kontakt charakterisiert. Aufbauend darauf erfolgt die Charakterisierung der Abhängigkeit des kritischen Stromes gegen eine Schichtdickenvariation. Untersucht wurde sowohl eine paramagnetische Ni_3Al -Zwischenschicht als auch eine ferromagnetische. Im ferromagnetischen Grenzbereich konnten erfolgreich zahlreiche $0-\pi$ -Übergänge des kritischen Stromes gegen die Zwischenschichtdicke nachgewiesen werden.

Im siebten Kapitel erfolgt eine ausführliche Diskussion der erzielten Ergebnisse. Wie sich gegen Ende dieser Arbeit zeigt, muss die bisherige Theorie zur Deutung der hier erzielten Ergebnisse erweitert werden. Dies entstand durch intensive Diskussionen mit M.Yu. Kupriyanov. Wie sich im einzelnen zeigt, zeigt Ni_3Al aufgrund dieser Erweiterung erweiterte Perspektiven auf und stellt eine sehr interessante Ergänzung zu den bisher verwendeten Materialien dar.

Eine Zusammenfassung (Kapitel 8.) beendet diese Arbeit.

*Zweites Kapitel***Josephson-Kontakte mit normalleitender
Zwischenschicht**

SNS-Josephson-Kontakte sind Strukturen, die aus zwei supraleitenden Elektroden (S) bestehen, welche durch einen Normalleiter (N) miteinander verbunden sind. Bei einer hinreichend dünnen Zwischenschicht ist ein verlustfreier Ladungsträgeraustausch zwischen den beiden Supraleitern möglich. Als Zwischenschicht werden auch Supraleiter mit geringerer Übergangstemperatur (SS'S, $T_C(S') < T_C(S)$), oder dünne Isolatoren (SIS, I: z.B. thermisch oxidiertes Aluminium) verwendet.

Der Tunnelstrom durch SNS-, bzw. SIS-Strukturen wird durch die Phasendifferenz zwischen den beiden Supraleitern bestimmt. Im ersten Unterkapitel wird intensiv auf die Strom-Phasen-Beziehung eingegangen. Es zeigt sich, dass im einfachsten Fall der maximale verlustfreie Tunnelstrom proportional zum Sinus der Phasendifferenz beider Supraleiter ist. Diese Relation weicht abhängig von zahlreichen Faktoren von dem Idealfall ab.

Die Strom-Phasen-Beziehung ist ein sehr wichtiger Aspekt beim Design und beim Studium von allen analogen und digitalen Bauelementen, die auf Josephson-Kontakten basieren.

Die Josephson-Kontakte werden im weiteren Verlauf danach klassifiziert, bis zu welchem Grad der Ladungstransport durch die Zwischenschicht durch Stöße und Streuungen an Verunreinigungen dominiert wird. Entscheidendes Kriterium ist dabei, in welchem Verhältnis die mittlere freie Weglänge l der Elektronen zu der Kohärenzlänge im Normalleiter ξ_N bzw. zu dem Abstand der beiden Elektroden d_N steht. Unterschieden wird danach, ob der Ladungstransport durch den Normalleiter diffusiv ($l \ll \xi_0, d_N$) oder ballistisch ($l \gg \xi_0, d_N$) ist.

Im Fall des diffusiven Ladungstransportlimits lässt sich der Josephson-Kontakt vergleichsweise gut analytisch, bzw. numerisch behandeln. Im zweiten Unterkapitel erfolgt ein kurzer Abriss der sehr komplexen mikroskopischen Theorie zur Beschreibung des stationären Josephson-Effektes. Die Theorie basiert auf einem quantenfeldtheoretischen Zugang zur Supraleitung unter Benutzung der Methoden der Green'schen Funktionen.

Im dritten Unterkapitel wird ausgehend von der allgemeinen Theorie der für die praktischen Anwendungen relevanteste Fall des Limits des diffusiven Ladungstransportes durch die Josephson-Kontakte behandelt. Es zeigt sich im Fall von zwei Supraleitern, welche durch einen Normalleiter in einem schwachen Kontakt zueinander stehen, eine exponentielle Abhängigkeit des kritischen Stromes gegen die Schichtdicke d_N für

bestimmte feste Temperaturen. Die allgemeine Temperaturabhängigkeit des kritischen Stromes wird anhand des Spezialfalls eines SINIS-Doppelbarrierenkontaktes diskutiert.

2.1. Strom-Phasen-Beziehung in Josephson-Kontakten

Der Josephson-Effekt (Josephson [2.1.]) ist einer der makroskopischen Quanteneffekte der Supraleitung. Der Strom durch zwei Supraleiter, welche in einem schwachen Kontakt durch eine dünne Isolatorschicht stehen (SIS-Josephson-Kontakt), wird nicht durch die Spannung U zwischen ihnen determiniert, sondern ist Abhängig von der Phasendifferenz $\varphi = \chi_1 - \chi_2$. Dabei sind χ_1 und χ_2 die Phasen des Ordnungsparameters Δ in den jeweiligen Supraleitern:

$$\Delta_{1,2} = |\Delta_{1,2}| \exp(i\chi_{1,2}) \quad (2.1.)$$

Im einfachsten Fall ist die Strom-Phasen-Beziehung (SPB) sinusförmig:

$$I_S(\varphi(t)) = I_C \cdot \sin(\varphi(t)), \quad (2.2.)$$

dabei wird die Amplitude des Tunnelstromes als kritischer Strom I_C bezeichnet.

Die Phase φ ist mit der Spannung U über dem Kontakt durch folgende Beziehung verbunden:

$$\frac{d\varphi}{dt} = \frac{2e}{\hbar} U \quad (2.3.)$$

Gleichung (2.3.) lässt sich recht einfach aus der zeitabhängigen Schrödinger-Gleichung

$$\frac{\partial \Psi_{1,2}}{\partial t} = \frac{-i}{\hbar} E_{1,2} \Psi_{1,2} \quad (2.4.)$$

herleiten, falls eine Kopplung durch den dünnen Isolator als zusätzlicher Term in (2.4.) berücksichtigt wird und als Ladungsträger von gepaarten Quasiteilchen (Cooper-Paaren) der Ladung $2e$ ausgegangen wird. Eine ausführliche Herleitung ist in zahlreichen Lehrbüchern gegeben (Buckel, Kleiner [2.2.]).

Ein signifikanter Unterschied der beiden Gleichungen (2.2.) und (2.3.), welche den Josephson-Effekt beschreiben, besteht darin, dass Gleichung (2.2.) eine Näherungslösung darstellt. Weiterführende Arbeiten von z.B. De Gennes [2.3.] und Likharev [2.4.] haben gezeigt, dass der Josephson-Effekt nicht nur für SIS-Tunnelkontakte besteht. Zwei Supraleiter, welche miteinander im schwachen Kontakt stehen (z.B. durch Normalleiter, Halbleiter, Supraleiter mit kleinerer Sprungtemperatur, geometrische Engpässe, usw.) haben ebenfalls eine charakteristische Strom-Phasen-Beziehung. Die jeweiligen SPB'en sind in den seltensten Fällen sinusförmig gemäß (2.2.).

Der kritische Strom I_C aus Gleichung (2.2.) ist im Wesentlichen von der Geometrie und dem Material der Verbindung zwischen den Supraleitern, dem supraleitendem Material, und der Temperatur abhängig.

Dagegen folgt Gleichung (2.3.) direkt aus quantenmechanischen Prinzipien und enthält nur physikalische fundamentale Konstanten (e und \hbar). Die Relation wurde vielfach mit einer großen Genauigkeit experimentell bestätigt (Clarke [2.5.]).

Generell wird der stationäre (dc-) und der nichtstationäre (ac-) Josephson-Effekt unterschieden, abhängig davon, ob die Variablen, insbesondere φ , zeitabhängig sind, oder nicht.

Im Fall konstanter Phase ist die Spannung über den Kontakt gemäß (2.3.) gleich Null. Gleichzeitig kann ein endlicher Suprastrom gemäß (2.2.) über den Kontakt fließen, welcher zeitlich konstant ist (dc-Josephson-Effekt). Im nichtstationären Zustand lässt sich ein Spezialfall besonders hervorheben: im Fall einer konstanten Spannung über den Kontakt steigt die Phasendifferenz gemäß (2.3.) linear in der Zeit an. Der Proportionalitätsfaktor ist dabei ausschließlich durch elementare Konstanten gegeben:

$$\omega_U = \frac{d\varphi}{dt} = \frac{2e}{\hbar} U, \quad f_U = \frac{\omega_U}{2\pi} = \frac{2e}{h} U. \quad (2.5.)$$

Der Suprastrom oszilliert demnach gemäß (2.2.) in der Zeit mit einer direkt zu U proportionalen Frequenz, mit einem Proportionalitätsfaktor von $f_U/U \approx 500 \text{ GHz/mV}$ (ac-Josephson-Effekt).

Die Physik des Josephson-Effektes in SNS-Kontakten lässt sich im Rahmen des Prozesses der Andreev-Reflektion (Andreev [2.6.]) erklären:

Ein im Normalleiter bzw. in dem schwachen Kontakt zwischen zwei Supraleitern (mit angenommener gleicher Fermienergie E_F) lokalisiertes Elektron (elektronenartiges Quasiteilchen im Rahmen der Bogolubov de-Gennes Beschreibung), trifft mit einer Energie E , entsprechend $E_F < E < E_F + \Delta_0$, von einem Normalleiter auf einen Supraleiter mit der Energielücke Δ_0 . Es kann in diesen nicht eindringen, da es keinen freien Zustand findet. Für den Supraleiter wird dabei zunächst angenommen, dass der Ordnungsparameter $\Delta(r)$ räumlich homogen ist: $\Delta(r) = \Delta_0 = \text{konstant}$. Es kommt zu dem Prozess der Andreev-Reflektion. In dem Supraleiter wird ein Cooper-Paar ($k\uparrow, -k\downarrow$) durch ein weiteres Elektron aus dem Normalleiter gebildet. In dem Normalleiter wird also ein Loch mit entgegengesetztem Impuls erzeugt. Dieses Loch wird konsequenterweise an der zweiten Grenzfläche ebenfalls reflektiert. Dabei wird es wiederum zu einem Elektron konvertiert. Der Prozess des verlustfreien Ladungstransportes anhand der Andreev-Reflektion ist schematisch in Bild 2.1. dargestellt.

Auf den Prozess der Andreev-Reflektion insbesondere unter dem Einfluss eines ferromagnetischen Austauschfeldes wird ausführlich im folgenden Kapitel 3.1. eingegangen.

Aufgrund der quantenmechanischen Elektron-Loch-Interferenz zwischen den beiden Potentialwällen der supraleitenden Energielücken ($\Delta_{1,2}$), kommt es zur Ausbildung stehender Wellen. Diese besitzen jeweils quantisierte Energien (E_{AZ}) in dem Normalleiter, bzw. in dem schwachen Kontakt zwischen den Supraleitern. Die zugehörigen Zustände werden mit gebundenen Andreev-Zuständen bezeichnet. Die Physik der gebundenen Andreev-Zustände wurde ausführlich beginnend mit der Arbeit von Kulik [2.7.] diskutiert. Im stationären Fall ist der supraleitende Ladungstransport von der

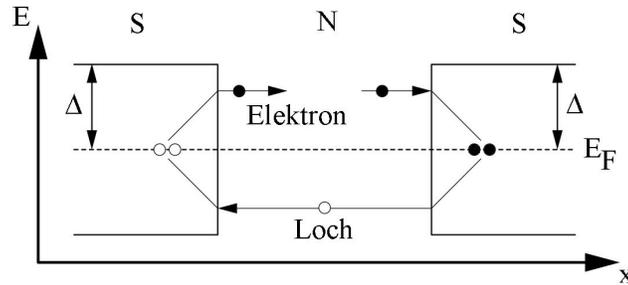


Bild 2.1. Bildung von gebundenen Andreev-Zuständen zum verlustfreien Ladungstransport durch eine SNS-Struktur durch Andreev-Reflexion. Zwei energetisch gleichartige Supraleiter wurden dabei angenommen.

Energieverteilungsfunktion der Elektronen und von den Energieverteilungen der gebundenen Andreev-Zustände abhängig. Letzteres ist dabei von dem räumlichen Abstand d zwischen den Supraleitern und materialspezifischen Transportparametern (Grenzflächenparameter, spezifische Widerstände und Fermi-Geschwindigkeiten) abhängig.

Die freie Energie E_J eines Josephson-Kontaktes ist generell durch die Integration der Strom-Phasen-Beziehung gegeben:

$$E_J(\varphi) = \Phi_0 \int_0^\varphi I_S(\chi) d\chi, \quad (2.6.)$$

mit dem magnetischem Flussquant $\Phi_0 = h/2e = 2,07 \cdot 10^{-15} \text{ Wb}$. Im Fall einer reinen sinusförmigen SPB gemäß (2.2.) lässt sich (2.6.) analytisch angeben:

$$E_J(\varphi) = \Phi_0 I_C (1 - \cos(\varphi)). \quad (2.7.)$$

Gleichung (2.7.) wird auch als 2π -periodisches Waschbrett-Potential bezeichnet.

Der normale Josephson-Kontakt besitzt demnach für $\varphi = 0$ ein energetisches Minimum, falls kein Strom durch den Kontakt fließt.

Unterschiedliche Arten der Strom-Phasen-Beziehung sind in Bild 2.2. dargestellt. Kurve a) ist der normale SIS- oder SNS-Josephson-Kontakt mit einer sinusförmigen SPB. Die Kurven b) und c) stellen SPB'en von Supraleitern dar, welche durch einen schwachen Kontakt miteinander verbunden sind, es lassen sich damit maximale Ströme sowohl für $\varphi_{max} \leq \pi/2$, als auch für $\varphi_{max} \geq \pi/2$ erreichen. So lässt sich beispielsweise die SPB in SNS-Josephson-Kontakten durch die reduzierte Schichtdicke (d_N/ξ , ξ : Kohärenzlänge) über ein breites Spektrum der Phase variieren (Ivanov et al. [2.8.]).

Kupriyanov [2.9.] zeigte, wie sich im Fall von SIS-Josephson-Kontakten die SPB durch die effektive Transparenz der Tunnelbarriere beeinflussen lässt.

In Kurve d) ist die typische SPB eines π -Kontaktes dargestellt, der kritische Strom ist negativ. Der π -Kontakt besitzt gemäß (2.7.) ein energetisches Minimum bei $\varphi = \pi$, er bildet demnach eine Phasenverschiebung von $\Delta\varphi = \pi$ im Grundzustand aus.

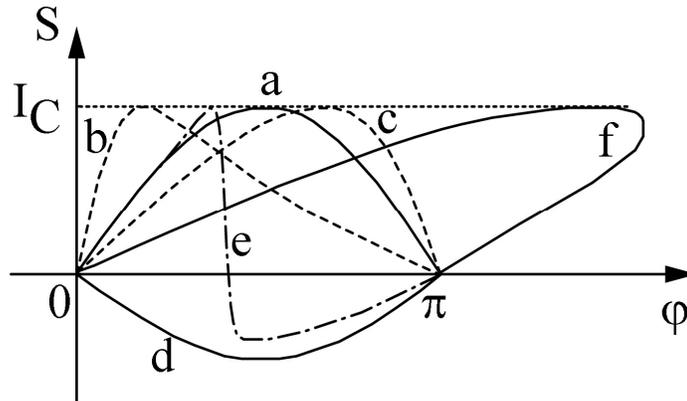


Bild 2.2. Unterschiedliche Arten von Strom-Phasen-Beziehungen: a) Standard sinusförmig; b) und c) Abweichungen von der sinusförmigen, mit b) $\varphi_{max} \leq \pi/2$ und c) $\varphi_{max} \geq \pi/2$; d) π -Kontakt, d.h. negatives Vorzeichen in SPB; e) SPB, dessen Energie-Phasenrelation zwei Minima besitzt, bei $\varphi = 0$ und bei $\varphi = \pi$; f) mehrwertige SPB, lässt sich nicht auf einen einzelnen Josephson Kontakt reduzieren

In einigen Fällen kann die SPB zwischen 0 und π einen Vorzeichenwechsel verzeichnen. Eine solche Relation ist in Bild 2.2. durch Kurve e) dargestellt. In diesem Fall besitzt die Energie-Phasen-Relation zwei Minima, bei $\varphi = 0$ und bei $\varphi = \pi$. Eine weitere SPB ist durch Kurve f) in Bild 2.2. dargestellt. In diesem Fall ist die Relation mehrwertig, $I_S(n\pi) \neq 0$, vgl. Kuprianov et al. [2.10.], Likharev [2.4.].

2.2. Mikroskopische Theorie des Quasiteilchen-Transportes in SNS-Kontakten

Der Formalismus der Green'schen Funktionen hat sich zu einem vielfältig einsetzbaren Werkzeug bei allen Vielteilchen Problemen entwickelt (Abrikosov et al. [2.11.]). Mit Hilfe der Green'schen Funktionen lassen sich thermodynamische - und Ladungstransport - Eigenschaften des Systems ableiten. Im Fall von SNS-Josephson-Kontakten lassen sich dadurch für den Fall des diffusiven Ladungstransportes analytische Näherungen für den kritischen Strom ableiten (Kapitel 2.3.). Näheres zu den Green'schen Funktionen (Gasser, Heiner, Elk [2.12.]) ist im Anhang A1 gegeben.

Green'sche Funktionen:

Bei der Green'schen Funktion handelt es sich um eine mathematische Verknüpfung zweier Operatoren. Im Rahmen der Supraleitung findet die normale und die anomale Green'sche Funktion Anwendung. Die normale Green'sche Funktion G ist eine statistische Mittlung über einen Erzeuger und einen Vernichter:

$$G_{\alpha\beta}(\vec{r}_1, \tau_1; \vec{r}_2, \tau_2) \equiv -i \langle \hat{T} \hat{\Psi}_\alpha(\vec{r}_1, \tau_1), \hat{\Psi}_\beta^+(\vec{r}_2, \tau_2) \rangle, \quad (2.8.)$$

mit dem Zeitordnungsoperator \hat{T} .

Die anomale Green'sche Funktion F verknüpft zwei Erzeuger miteinander und ist im Fall eines Supraleiters (Cooper-Paare) ungleich null:

$$F^+_{\alpha\beta}(\vec{r}_1, \tau_1; \vec{r}_2, \tau_2) \equiv -i \langle \hat{T} \hat{\Psi}_\alpha^+(\vec{r}_1, \tau_1), \hat{\Psi}_\beta^+(\vec{r}_2, \tau_2) \rangle. \quad (2.9.)$$

Gor'kov-Gleichungen:

Die stationären physikalischen Eigenschaften eines Supraleiters gekoppelt mit einem Normalleiter werden durch die Gor'kov-Gleichungen (Gor'kov [2.13.], [2.14.], [2.15.]) beschrieben. Es handelt sich dabei um Bewegungsgleichungen für generalisierte Zustände im Nambu-Raum, welcher eine mathematische Kombination des Partikel- und des Loch-Raumes darstellt (Nambu [2.16.]). Die Bewegungsgleichungen sind durch die normale und die anomale Green'schen Funktionen G und F gegeben:

$$\left\{ i\omega\tau_3 + \frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial \vec{r}_1^2} + \mu + U(\vec{r}_1) + \hat{\Delta}(\vec{r}_1) \right\} \hat{G}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2),$$

$$\hat{\Delta} = \begin{pmatrix} 0 & \Delta \\ -\Delta^* & 0 \end{pmatrix}, \hat{G} = \begin{pmatrix} G & F \\ F^+ & -G \end{pmatrix}. \quad (2.10.)$$

Das supraleitende Paar-Potential Δ wird durch folgende selbstkonsistente Gleichung bestimmt:

$$\Delta(\vec{r}) = -\frac{\lambda}{2} T \sum_{\omega} Sp(\tau_1 + i\tau_2) \hat{G}(\vec{r}, \vec{r}), \quad (2.11.)$$

mit den Pauli-Matrizen τ_i , $i=1, \dots, 3$ und dem elektrischen Potential $U(r)$. Dabei wird in (2.11.) über die Matsubara-Frequenzen $\hbar\omega_n = \pi k_B T(2n+1)$, $n = 0, 1, \dots$ aufsummiert. Der Parameter λ in (2.11.) charakterisiert die Stärke der anziehenden Wechselwirkung. Er ist für den Normalleiter gleich Null, demnach ist das Paarpotential im Normalleiter ebenfalls gleich Null, das Gleichungssystem (2.10.) reduziert sich in diesem Fall auf Bewegungsgleichungen für die normale Green'sche Funktion.

Im Prinzip lassen sich sämtliche Eigenschaften des supraleitenden Systems durch Berechnungen ausgehend von den Gor'kov-Gleichungen lösen. Praktisch sind solche Berechnungen bis auf einen einfachsten Fall extrem schwierig.

Die Lösungen der Gor'kov-Gleichungen oszillieren als eine Funktion der Relativkoordinaten $r_1 - r_2$ auf einer Skala vergleichbar der Fermi-Wellenlänge λ_F . Die charakteristischen Längen bezüglich der typischen supraleitenden Probleme ($\xi_0 = \hbar v_F / \Delta$, $\xi = \hbar v_F / 2\pi k_B T$) sind jedoch deutlich größer als λ_F . Falls weiterhin die räumlichen Längenskalen des Problems größer sind als λ_F , ist es ausreichend, nur die Schwerpunktskoordinaten zu betrachten. Dies führt zu der quasi-klassischen Näherung.

Quasi-klassische Näherung

Eilenberger zeigte, dass sich die höchst komplexen allgemeinen Gor'kov-Gleichungen für den stationären Suprastrom ziemlich stark vereinfachen lassen. Er führte für das Gorkov-Gleichungssystem eine quasi-klassische Näherung durch, er vernachlässigte alle schnell oszillierenden Zeit- und Raumabhängigkeiten (Eilenberger [2.17.]).

Die Gor'kov-Gleichungen (2.10.) lassen sich unter diesen Annahmen dadurch stark Vereinfachen, dass man die Green'schen Funktionen F und G über die Energie integriert:

$$f(\bar{r}, \bar{n}) = \frac{i}{\pi} \iint F_p d\xi, \quad g(\bar{r}, \bar{n}) = \frac{i}{\pi} \iint G_p d\xi. \quad (2.12.)$$

Dabei sind $\xi = p^2/2m - \mu$, $r = (r_1 + r_2)/2$ und n ist der Einheitsvektor normal zu Fermi-Fläche. Die Funktionen F_p und G_p werden wie folgt durch die ursprünglichen Green'schen Funktionen definiert:

$$F_p = \frac{1}{(2\pi)^3} \iint F(\bar{r}_1, \bar{r}_2) \cdot \exp\{i\bar{p}(\bar{r}_1 - \bar{r}_2)/\hbar\} d(\bar{r}_1 - \bar{r}_2), \quad (2.13.)$$

$$G_p = \frac{1}{(2\pi)^3} \iint G(\bar{r}_1, \bar{r}_2) \cdot \exp\{i\bar{p}(\bar{r}_1 - \bar{r}_2)/\hbar\} d(\bar{r}_1 - \bar{r}_2). \quad (2.14.)$$

Die beiden Funktionen f und g erfüllen folgende Normalisierungs- und Symmetriebedingungen:

$$g^2(\bar{r}, \bar{n}) + f^+(\bar{r}, \bar{n})f(\bar{r}, \bar{n}) = 1, \quad (2.15.)$$

$$f^+(\bar{r}, \bar{n}) = f(\bar{r}, -\bar{n}). \quad (2.16.)$$

Weiterhin genügen sie den folgenden Eilenberger-Gleichungen:

$$\bar{v}_F \partial_r \hat{g} + \left[\omega \hat{\tau}_3 + \hat{\Delta} - \frac{1}{\tau} \langle \hat{g} \rangle, \hat{g} \right] = 0, \quad (2.17.)$$

$$\Delta \ln \frac{T}{T_C} - \pi T \sum_{\omega} \left(\frac{\Delta}{\omega} - \langle f \rangle \right) = 0. \quad (2.18.)$$

Dabei ist $\partial_r = \nabla - i(2e/\hbar c)A$, mit dem Vektorpotential A . Weiterhin ist v_F die Fermi-Geschwindigkeit, τ ist die mittlere Streuzeit an Verunreinigungen. Die eckigen Klammern in (2.17.) bedeuten die Anwendung der quantenmechanischen Kommutatorrelation und die Dreiecksklammern symbolisieren eine statistische Mittlung über die Winkel. Die beiden Matrizen $\hat{\Delta}$ und \hat{g} sind wie folgt definiert:

$$\hat{\Delta} = \begin{pmatrix} 0 & \Delta \\ \Delta^* & 0 \end{pmatrix}, \hat{g} = \begin{pmatrix} g & f \\ f^+ & -g \end{pmatrix}. \quad (2.19.)$$

Mit der Funktion g lässt sich ein erster Ausdruck für die elektrische Stromdichte angeben:

$$J = 2eN(0)\pi T \sum_{\omega} \langle \bar{v}_F \text{Im}(g) \rangle. \quad (2.20.)$$

Dabei bedeutet $N(0)$ die Zustandsdichte pro Spin an der Fermi-Kante.

Die quasi-klassische Näherung verliert ihre Gültigkeit in der Nähe atomarer scharfer Grenzflächen, z.B. NS Grenzflächen und an Potentialbarrieren. Daher sind die Eilenberger-Differentialgleichungen (2.17.) durch effektive Randbedingungen zu ergänzen. Zaitsev [2.18.] leitete Randbedingungen ab, welche für beliebige Potentialbarrieren an den Grenzflächen gültig sind.

Diese sehr allgemeine Gleichung für die kritische Stromdichte von SNS-Josephson-Kontakten lässt sich für den Grenzfall des diffusiven Ladungstransportes weiter vereinfachen, so dass sich explizite analytische Ausdrücke ableiten lassen.

2.3. SNS-Kontakte im Grenzfall des diffusiven Ladungstransportes

Von bedeutendem praktischen Interesse ist der Grenzfall des diffusiven Ladungstransportes durch eine normalleitende Schicht zwischen zwei Supraleitern. Der elektrische Transport wird dabei von Streuungen an Verunreinigungen dominiert. Die Zwischenschicht ist in diesem Grenzfall dadurch charakterisiert, dass die elektronische freie Weglänge l wesentlich kleiner ist, als die aufgrund des Proximity-Effektes (Meissner [2.19.]) in den Normalleiter induzierte Kohärenzlänge ξ_N , $l \ll \xi_N$. Die Green'schen Funktionen (2.8.) und (2.9.) sind in diesem Limit nahezu isotrop, sie hängen demnach in erster Näherung nicht von dem Normalenvektor n ab.

Usadel zeigte, dass sich unter diesen Voraussetzungen die Eilenberger-Gleichungen (2.17.) und (2.18.) weiter vereinfachen lassen (Usadel [2.20.]). Er leitete ein Gleichungssystem ab, indem er über die Streuungenmittelte:

$$i\hbar D \partial_r [\hat{G}(r) \partial_r \hat{G}(r)] = [\omega \hat{\tau}_3 + \hat{\Delta}(r), \hat{G}(r)], \quad \hat{\Delta} = \begin{pmatrix} 0 & \Delta \\ \Delta^* & 0 \end{pmatrix}, \quad \hat{G} = \begin{pmatrix} G & F \\ F^* & -G \end{pmatrix}. \quad (2.21.)$$

Dabei ist $D = v_F l / 3$ der Diffusionskoeffizient. Die beiden Green'schen Funktionen der letzten Matrix sind folgenden Normalisierungsbedingungen unterworfen:

$$\hat{G}^2 = 1, \quad G^2 = +FF^* = 1. \quad (2.22.)$$

Das supraleitende Paarpotential Δ wird analog zur Restriktion bei den Eilenberger-Gleichungen (2.18.) durch folgende selbstkonsistente Gleichung determiniert:

$$\Delta \ln \frac{T}{T_c} = \pi T \sum_{\omega} \left(\frac{\Delta}{\omega} - F \right). \quad (2.23.)$$

Die Gleichungen (2.21.) bis (2.23.) werden in der Literatur als Usadel-Gleichungen bezeichnet.

Für den Fall eines homogenen s-Wellen Supraleiters unter Gleichgewichtsbedingungen können für die beiden Funktionen G und F explizite analytische Lösungen angegeben werden:

$$G = \frac{\omega}{\sqrt{\Delta^2 + \omega^2}}, \quad F = \frac{\Delta \exp(i\chi)}{\sqrt{\Delta^2 + \omega^2}}, \quad (2.24.)$$

wobei Δ und χ die Stärke und die Phase des supraleitenden Paarpotentials für eine bestimmte Temperatur T sind.

Kupriyanov und Lukichev gelang es unter Berücksichtigung des Proximity-Effektes Randbedingungen für die Usadel-Gleichungen an der Grenzfläche zwischen zwei Supraleitern S_1 und S_2 abzuleiten (Kupriyanov, Lukishev [2.21.]). Dabei sind beliebig unterschiedliche Paarpotentiale Δ berücksichtigt, der dabei auftretende Spezialfall des Normalleiters mit $\Delta_{SI} = 0$ ermöglicht weitere Vereinfachungen. Im allgemeinen lauten die Randbedingungen der Differentialgleichungen:

$$\gamma \xi_1 \hat{G}_1 \frac{d}{dx} \hat{G}_1 = \xi_2 \hat{G}_2 \frac{d}{dx} \hat{G}_2, \quad (2.25.)$$

$$\gamma_B \xi_1 \hat{G}_1 \frac{d}{dx} \hat{G}_1 = [\hat{G}_1, \hat{G}_2]. \quad (2.26.)$$

Dabei bezeichnet x die relative Koordinate senkrecht zur Grenzfläche und $\xi_{1,2}$ ist die Kohärenzlänge des jeweiligen Supraleiters $S_{1,2}$ im diffusiven Limit:

$$\xi_{1,2} = \sqrt{\frac{\hbar D_{1,2}}{2\pi k_B T_C}}, \quad (2.27.)$$

mit dem Diffusionskoeffizienten $D = v_F l / 3$ und der jeweiligen supraleitenden Übergangstemperatur T_C .

Die erste Randbedingung (2.25.) beruht auf dem Prinzip der Stromerhaltung auf beiden Seiten der Grenzfläche. Die zweite Randbedingung (2.26.) lässt sich unter Beachtung der Stetigkeitsbedingung des Stromflusses durch die Grenzfläche ableiten.

Bei diesen Randbedingungen tauchen die beiden dimensionslosen Parameter γ und γ_B auf, welche im Wesentlichen die jeweilige Grenzfläche charakterisieren. Zum einen der Unterdrückungsparameter γ_B :

$$\gamma_B = \frac{2}{3} \frac{l_1}{\xi_1} \left\langle \frac{1-Z}{xZ} \right\rangle \equiv \frac{R_B}{\rho_1 \xi_1}. \quad (2.28.)$$

Dabei wird in der eckigen Klammer über die Winkel der Trajektorien $x = p_{F1}/p_{F2}$ gemittelt. Z ist der Transmissionskoeffizient und mit ρ_1 ist der spezifische Widerstand im normalleitenden Zustand gemeint. R_B ist der spezifische Grenzflächenwiderstand (Widerstand multipliziert mit der Fläche) der Struktur. Der Parameter γ_B ist demnach ein Maß über die Stärke einer Potentialbarriere an der Grenzfläche, $\gamma_B = 0$ bedeutet dabei eine vollkommen transparente Barriere, eine ideale Grenzfläche. Endliche Werte von γ_B führen nach (2.26.) zu Unstetigkeiten in der Green'schen Funktion.

Zum andern taucht in den Randbedingungen der Parameter γ auf. Er charakterisiert die Stärke eines Gradienten in der Green'schen Funktion G in der Nähe eines Normalleiters. Aufgrund des Proximity-Effektes zwischen einem Normalleiter und einem Supraleiter wird der Ordnungsparameter in dem Supraleiter in der Nähe zu einem Normalleiter reduziert:

$$\gamma = \frac{\rho_S \xi_S}{\rho_N \xi_N}. \quad (2.29.)$$

In Bild 2.3. ist der Proximity-Effekt schematisch dargestellt. In einem Normalleiter bleibt die supraleitende Phasenkorrelation über eine gewisse Abklinglänge, ξ_N , erhalten. Gleichzeitig wird der supraleitende Ordnungsparameter an der Grenze zum Normalleiter gegenüber seinem Gleichgewichtswert für homogene Supraleiter reduziert. Dies lässt sich im Rahmen des diffusiven Ladungstransportes durch den Parameter γ parametrisieren. Im

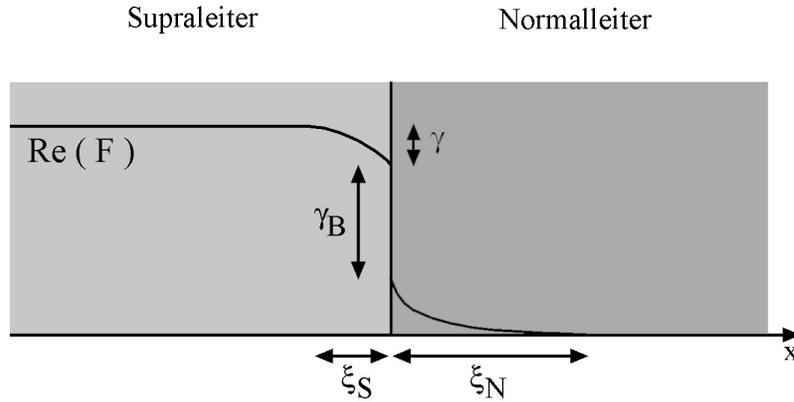


Bild 2.3. Proximity-Effekt zwischen einem Supraleiter und einem Normalleiter: Reduktion des Ordnungsparameters im Supraleiter und Erhalt der Phasenkorrelation über eine gewisse Länge ξ_N im Normalleiter

Fall nicht vollkommen transparenter Grenzflächen (d.h. eine endliche Potentialbarriere zwischen S und N) kommt es zu einer Unstetigkeit in der Green'schen Funktion. Dieser Sprung wird durch den Unterdrückungsparameter γ_B charakterisiert. Die Grenzflächenschicht, bzw. eine Tunnelbarriere, wird durch die beiden Parameter γ_B und γ charakterisiert.

Durch eine hilfreiche Parametrisierungsfunktion Φ ($\Phi G = F\omega$), welche automatisch die Normalisierungsbedingungen erfüllt, lassen sich die Usadel-Gleichung, die selbstkonsistente Gleichung und die Randbedingungen stark vereinfachen:

$$\Phi = \Delta + \frac{D}{2\hbar\omega} \partial_x (G^2 \partial_x \Phi), \quad (2.30.)$$

$$\Delta \ln \frac{T}{T_C} = \pi T \sum_{\omega} \left(\frac{\Delta - \Phi G}{\hbar\omega} \right), \quad (2.31.)$$

$$\xi_2 G_2^2 \partial_x \Phi_2 = \xi_1 G_1^2 \partial_x \Phi_1, \quad (2.32.)$$

$$\xi_2 \gamma_B G_2 \partial_x \Phi_2 = G_1 (\Phi_1 - \Phi_2). \quad (2.33.)$$

Die kritische Stromdichte erhält man abschließend aus folgender Formel (analog zu (2.20.)):

$$J(r) = \pi 2eN(0)DT \sum_{\omega} \text{Im}(G^2 \Phi^* \partial_x \Phi). \quad (2.34.)$$

Die Parametrisierungsfunktion Φ ist für den Fall eines homogenen Supraleiters in deutlicher Distanz zu einem Normalleiter ($\Delta(x) = \text{konst.}$) mit dem Ordnungsparameter Δ identisch. Die Usadel-Gleichung (2.30.) lässt sich für $\Phi \ll \omega$ in erster Näherung linearisieren.

So erhält man im Fall relativ großer Abstände zwischen den Supraleitern (großes d_N) bei endlichen Temperaturen als Lösung der Usadel-Gleichungen (2.30.) bis (2.33.) eine in x -Richtung linearisierte Parametrisierungsfunktion $\Phi(x)$. Diese linearisierte Funktion liefert

nach (2.34.) folgenden wichtigen Ausdruck für die schichtdickenabhängige reduzierte kritische Spannung ($I_C R_N / k_B T_C$):

$$\frac{e I_C R_N}{2 \pi k_B T_C} \propto \frac{d_N}{\xi^*} \exp\left(-\frac{d_N}{\xi^*}\right), \quad d_N \gg \xi^*. \quad (2.35.)$$

Ein exponentieller Abfall in $I_C R_N$ gegen die normalleitende Schichtdicke d_N ist typisch für SNS-Kontakte. Der Proportionalitätsfaktor und die effektive charakteristische Länge ξ^* sind explizit temperaturabhängig. So wurden für den Fall eines symmetrischen SNS-Kontaktes analytische Formeln für den Proportionalitätsfaktor und ξ^* von Zaikin und Zharkov [2.22.] abgeleitet.

In Bild 2.4. ist die Temperaturabhängigkeit des kritischen Stromes einer symmetrischen SINIS-Doppelbarrierenstruktur für unterschiedlich ausgeprägte Grenzflächentransparenzen im diffusiven Ladungstransportlimit dargestellt. Aufgetragen ist die reduzierte kritische Spannung ($I_C R_N / k_B T_C$) gegen die reduzierte Temperatur (T/T_C) in Abhängigkeit von den Unterdrückungsparametern $\gamma_{B1,2}$ der beiden Potentialbarrieren ($I_{1,2}$) an den SN Grenzflächen. Im Fall vollkommen symmetrischer Potentialbarrieren lassen sich die beiden Parameter zu einem effektiven Unterdrückungsparameter, γ_{eff} , zusammenfassen:

$$\gamma_{eff} = \frac{d}{\xi} \frac{\gamma_{B1} \cdot \gamma_{B2}}{\gamma_{B1} + \gamma_{B2}}. \quad (2.36.)$$

Der Einfluss einer Asymmetrie zwischen den beiden Barrieren wurde von unserer Arbeitsgruppe eingehend untersucht (Born et al. [2.23.]).

Die Stromphasenbeziehung einer SINIS-Doppelbarrierenstruktur wurde von Kupriyanov et al. [2.24.] für mehrere Spezialfälle analytisch gelöst. Für den Fall hoher Temperaturen ($T \approx T_C$) kann beispielsweise die selbstkonsistente Gleichung für das Paarpotential für zwei Spezialfälle (kleine und große Werte für γ_{eff}) analytisch gelöst werden. Es wurde gezeigt, dass die SPB in diesen Fällen sinusförmig ist. Die KL-Kurve in Bild 2.4. entspricht den Berechnungen von Kupriyanov und Lukishev [2.21.].

Als weiterer Grenzfall ist die allgemeine AL-Kurve eingezeichnet. Aslamazov und Larkin [2.25.] schlugen 1969 ein theoretisches Modell für große Temperaturen ($T \approx T_C$) vor, welches auf dem Proximity-Effekt beruht. Die allgemeine Strom-Phasen-Beziehung (SPB) nach dem AL-Modell ist eine reine Sinus-Abhängigkeit. Sie ist für die beiden Grenzfälle (diffusiver und ballistischer Ladungstransport) bei großen Temperaturen gültig. Allerdings hängt der Suprastrom nicht von der mittleren freien Weglänge ab.

Kulik und Omelyanchuk [2.26.] leiteten für Punktkontakte im diffusiven Fall einen analytischen Ausdruck für die SPB ab. Anhand dessen lässt sich die allgemeine Temperaturabhängigkeit berechnen. Sie ist als KO1 Kurve ebenfalls in Bild 2.4. enthalten. Ebenfalls ist in dem Bild 2.4. die Temperaturabhängigkeit des SIS-Tunnelkontaktes eingezeichnet. Ambegaokar und Baratoff [2.27.] verallgemeinerten die Berechnungen von Josephson zu endlichen Temperaturen. Die SPB eines idealen SIS-Kontaktes ist gemäß der AB-Theorie sinusförmig.

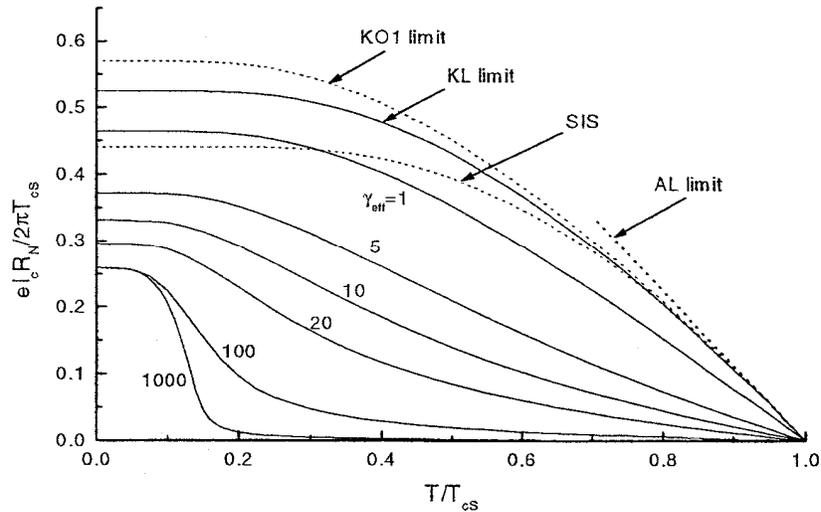


Bild 2.4. Temperaturabhängigkeit der kritischen Spannung in einem Josephson-Kontakt mit symmetrischen Doppelbarrieren (SINIS) im Limit des diffusiven Ladungstransportes für unterschiedliche effektive Unterdrückungsparameter γ_{eff} (nach Kupriyanov et al. [2.24.]). Unterschiedliche theoretische Näherungen: SIS: Ambegoakar-Baratoff, KL: Kupriyanov-Lukishev, KO: Kulik-Omelyanchuk, AL: Aslamazov-Larkin

Im Fall ausgeprägter Potentialbarrieren zwischen den Grenzflächen (γ_{eff} groß) lassen sich drei einzelne Phasen für den gesamten Temperaturbereich ausmachen: Für Temperaturen oberhalb der Übergangstemperatur der Zwischenschicht (z.B. oberhalb von $T_C(Al)$ bei Nb/Al/Nb Kontakten) ist die SPB ebenfalls sinusförmig und die kritische Spannung ist proportional zu γ_{eff}^{-1} . Im Übergangsbereich ($T \approx T_C$ der Zwischenschicht) weicht die Relation deutlich davon ab. Für noch kleinere Temperaturen wird die gesamte SPB vergleichbar mit zwei einzelnen SPB'en zweier SIS-Kontakte in Serie.

2.4. Zusammenfassender Überblick über SNS-Josephson-Kontakte

Das zweite Kapitel befasst sich eingehend mit der Physik des Ladungsstromtransportes von Josephson-Kontakten mit normalleitender oder isolierende Zwischenschicht (SNS, SIS). Der Suprastrom über den Kontakt ist dabei eine Funktion der Differenz der Phasen der beiden Supraleiter. Die Strom-Phasen-Beziehung (SPB) ist im regulären SIS Fall eine rein sinusförmige Abhängigkeit, der Tunnelstrom wird durch die Phasendifferenz der beiden supraleitenden Phasen, φ , definiert: $I_S(\varphi) = I_C \cdot \sin(\varphi)$. Dies ist der dc-Josephson-Effekt. Im Fall des SNS-Kontaktes ist die SPB von zahlreichen Faktoren abhängig, von der normalleitenden Schichtdicke, der Kohärenzlänge, Grenzflächenparametern, Temperatur, usw. Es besteht jedoch nicht die Möglichkeit, eine Invertierung der Relation herbeizuführen, der Strom I ist für kleine $\varphi > 0$ immer positiv.

Im zweiten Unterkapitel wird kurz auf ein allgemeines Verfahren zur theoretischen Beschreibung des stationären Josephson-Effektes eingegangen. Im Rahmen der Methoden der Green'schen Funktionen wurde von Gor'kov ein allgemeines Gleichungssystem zur Beschreibung des makroskopischen Systems abgeleitet. Eine erste Vereinfachung dieses hochkomplexen Gleichungssystems entwickelte Eilenberger im Rahmen einer quasi-klassischen Näherung. Die daraus resultierenden Eilenberger-Gleichungen stellen eine Basis für nachfolgenden Betrachtungen zahlreicher theoretischer Arbeiten dar.

Die SNS-Josephson-Kontakte lassen sich hinsichtlich der Art des Ladungsträgertransportes charakterisieren. Ist die mittlere freie Weglänge wesentlich kleiner als die Länge, über der die Phasenkorrelation im Normalleiter erhalten bleibt, so spricht man von einem diffusiven Ladungsträgertransport. Die Streuungen an Verunreinigungen oder Fehlstellen dominieren in diesem Ladungstransportlimit. In diesem Fall sind zahlreiche weitere Vereinfachungen der Eilenberger-Gleichungen bis hin zu vergleichsweise einfachen linearisierten Differentialgleichungen möglich, dazu Kapitel 2.3.

Als ein wichtiges Ergebnis ergibt sich eine exponentielle Abnahme des kritischen Stromes, $I_C \sim \exp(-d_N/\xi^*)$, mit der normalleitenden Schichtdicke d_N .

Anhand von Josephson-Kontakten mit Doppelbarrierenstruktur (SINIS) wird die allgemeine Temperaturentwicklung der kritischen Spannung ($I_C R_N$) erläutert. Es zeigt sich, dass die Potentialbarrieren ($I_{1,2}$) an den beiden SN Grenzflächen einen entscheidenden Einfluss auf die Transporteigenschaften haben.

Drittes Kapitel

Ladungstransport durch SFS-Josephson-Kontakte unter Einfluss eines Austauschfeldes

In diesem Kapitel wird die bisherige Theorie von SNS-, bzw. SIS-Josephson - Kontakten auf Kontakte mit einer ferromagnetischen Zwischenschicht erweitert.

Aufgrund eines ferromagnetischen Austauschfeldes in der Zwischenschicht wird ein physikalischer Einfluss auf zwei gekoppelte Ladungsträger genommen. Im ersten Teilabschnitt des dritten Kapitels wird ausführlich auf diese physikalischen Prozesse eingegangen. Nachdem bereits im vorherigen Kapitel (Kapitel 2.1.) der Prozess der Andreev-Reflektion zur Erklärung des Josephson-Effektes von SNS-Kontakten angesprochen wurde, erfolgt hier eine ausführlichere Schilderung der Andreev-Reflektion und des Proximity-Effektes als zentrale Prozesse unter Einfluss eines Austauschfeldes.

Im zweiten Unterkapitel wird ausgehend von der mikroskopischen Theorie des Ladungsträgertransportes durch SNS-Josephson-Kontakte der SFS-Josephson-Kontakt diskutiert. Dabei erfolgt hier eine Reduktion auf den Grenzfall des diffusiven Ladungstransportes.

Zahlreiche Arbeitsgruppen haben erfolgreich SFS-Josephson-Kontakte mit unterschiedlichen ferromagnetischen Materialien hergestellt. Dabei ist explizit auch der experimentelle Nachweis von Josephson-Kontakten im π -Zustand gelungen. Der momentane Stand der Ergebnisse anderer Arbeitsgruppen wird im dritten Unterkapitel kurz umrissen.

Eine kurze Zusammenfassung beendet wiederum dieses Kapitel.

In dieser Dissertation wird in Übereinstimmung mit der theoretischen Literatur zu dieser Thematik das ferromagnetische Austauschfeld H mit der Austauschenergie E_{ex} gleichgesetzt. Demnach werden im folgenden konsequenterweise die beiden Parameter μ_0 und μ_B gleich eins gesetzt: $E_{ex} = \mu_B \mu_0 H$.

3.1. Proximity-Effekt an ferromagnetischen / supraleitenden Grenzflächen

An einer supraleitenden/normalleitenden Grenzfläche ist ein aus dem Normalleiter einfallendes Elektron über den Prozess der Andreev-Reflektion mit einem ausfallendem Loch phasenkorreliert. In dem Supraleiter wird dabei ein Cooper-Paar generiert, welches ebenfalls über die Phaseninformation verfügt, vgl. Kapitel 2.1., Bild 2.1. Wie bei der Ableitung der Randbedingungen der linearisierten Usadel-Gleichung in Kapitel 2.3. bereits kurz angesprochen wurde, fällt diese Phasenkorrelation aufgrund des Proximity-Effektes über die Länge ξ_N in einem Normalleiter (eines SN-Systems) exponentiell ab, vgl. Bild 2.3. Im allgemeinen lässt sich der Proximity-Effekt als das Eindringen von paarkorrelierten Elektronen in ein nicht supraleitendes Material verstehen. Die anomale Green'sche Funktion F , die sich als proportional zu der Cooper-Paardichte interpretieren lässt, erstreckt sich auch in den Normalleiter. Gleichzeitig wird ihr Wert in dem Supraleiter nahe der Grenzfläche reduziert, vgl. Kapitel 2.2.

Im Fall einer Singulett-Kopplung des Cooper-Paares haben das Elektron und das mittels Andreev-Reflektion korrelierte Loch entgegengesetzte Spins. Der Prozess der Andreev-Reflektion eines Elektrons an einer NS-Grenzfläche im Fall der Cooper-Paar Singulett-Kopplung ist in Bild 3.1. schematisch dargestellt.

Im folgenden werden Doppelschichten betrachtet, die aus einem halbunendlichen Supraleiter mit festen Eigenschaften (insbesondere räumlich konstanter Wert der anomalen Green'schen Funktion F) und einem nicht supraleitenden Ferromagneten bestehen. Für den Ferromagneten wird dabei angenommen, dass es sich um ein Metall handelt, demnach über

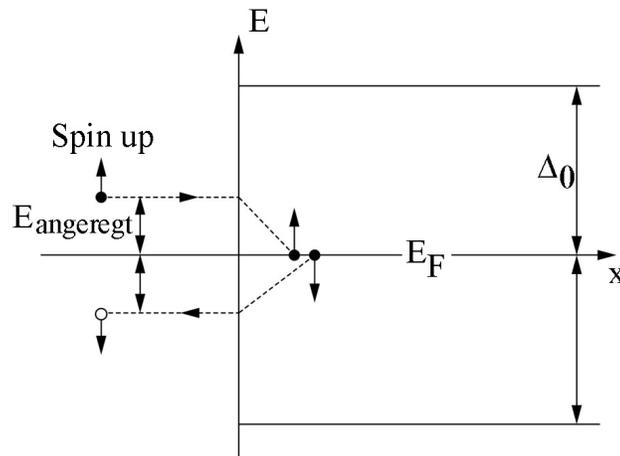


Bild 3.1. Schematische Darstellung des Prozesses der Andreev-Reflektion eines angeregten Elektrons der Energie E , $E_F < E < E_F + \Delta_0$, an einer idealisierten NS-Grenzfläche (beide gleiche Fermi-Energien, vollkommen transparente Grenzfläche) im Fall einer Singulett-Kopplung des Cooper-Paares.

3. Ladungstransport durch SFS-Josephson-Kontakte unter Einfluss eines Austauschfeldes

ein Leitungsband verfügt. Weiterhin wird angenommen, dass er über ein räumlich homogenes Austauschfeld aufgrund von Spins anderer Elektronen verfügt. Für die beiden Materialien wird vereinfacht wieder davon ausgegangen, dass sie dieselbe Fermi-Energie besitzen. Die Transparenz der Grenzfläche ist beliebig.

Im Fall eines Übergangs von einem Supraleiter zu einem ferromagnetischen Normalleiter, im Folgenden mit F bezeichnet, ist der Prozess der Andreev-Reflektion dem Austauschfeld H unterworfen. Ein angeregtes Elektron der Energie E mit $E_F < E < E_F + \Delta_0$ erfährt einen zusätzlichen Energiebeitrag. Die potentielle Energie des Elektrons wird um $E_{ex} = \pm H$ erhöht, bzw. verringert, vgl. Bild 3.2.

Im Fall eines adiabatischen Übergangs von F nach S bleibt die Gesamtenergie erhalten. Demnach muss sich in dem Supraleiter aufgrund fehlenden Austauschfeldes die kinetische Energie des Elektrons, bzw. des Loches um $\pm \Delta p = Q = E_{ex}/v_F$ verändern. Man erhält demnach für die Phasen der Elektronen- bzw. Lochwellenfunktion einen additiven Term proportional zum Austauschfeld:

$$u \sim \exp\{+ikx + iQx + x/2\xi\}, \quad (3.1.)$$

bzw. für die Phase der Lochwellenfunktion:

$$v^* \sim \exp\{-ikx + iQx + x/2\xi\}. \quad (3.2.)$$

Die anomale Green'sche Funktion F ist proportional zu dem Produkt der beiden Wellenfunktionen, demnach erhält man:

$$F \sim uv^* \sim \exp\{+x/\xi + 2iQx\}. \quad (3.3.)$$

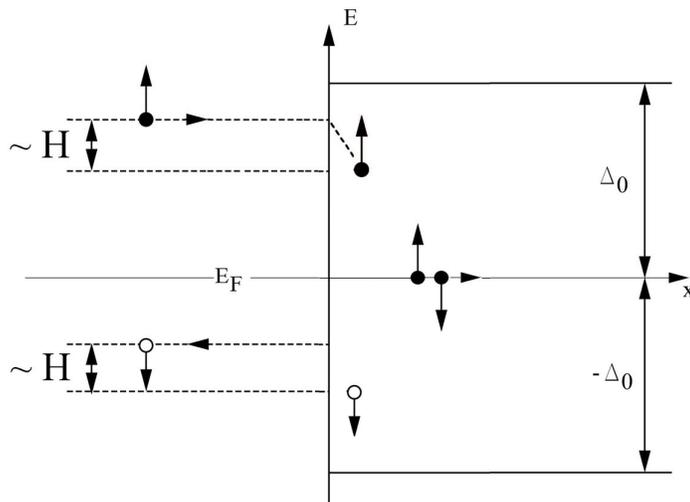


Bild 3.2. Andreev-Reflektion eines einfallenden Elektrons unter Bildung eines Singulett-Cooper-Paares an einer idealisierten FS-Grenzfläche. Der Ferromagnet besitzt ein Austauschfeld der Stärke H .

3. Ladungstransport durch SFS-Josephson-Kontakte unter Einfluss eines Austauschfeldes

Die anomale Green'sche Funktion fällt demnach im Gegensatz zu dem bisher betrachteten Fall eines NS-Systems nicht nur exponentiell über ζ_N ab, sondern sie oszilliert auch in x , dem Abstand von der Grenzfläche in dem Ferromagneten.

Insgesamt ergibt sich somit für den Ferromagneten eine effektive komplexe Kohärenzlänge ζ_F , näheres dazu auch im folgenden Kapitel 3.2. Der Realteil der anomalen Green'schen Funktion oszilliert räumlich mit dem Abstand von der Grenzfläche. Dies ist schematisch in Bild 3.3. dargestellt.

Im Fall zweier durch einen Ferromagneten voneinander separierter Supraleiter kann der Realteil der jeweiligen anomalen Green'schen Funktionen bei hinreichend dünner Zwischenschichtdicke überlappen. Die Phasenkorrelation bleibt demnach zum Teil erhalten. Der schematische Aufbau ist in Bild 3.4. wiedergegeben.

In Abhängigkeit von der ferromagnetischen Schichtdicke ist somit entweder ein konventioneller Josephson-Kontakt (0-Kontakt, $Re(F) > 0$), oder ein Josephson-Kontakt mit invertiertem Suprastrom (π -Kontakt, $Re(F) < 0$), realisierbar.

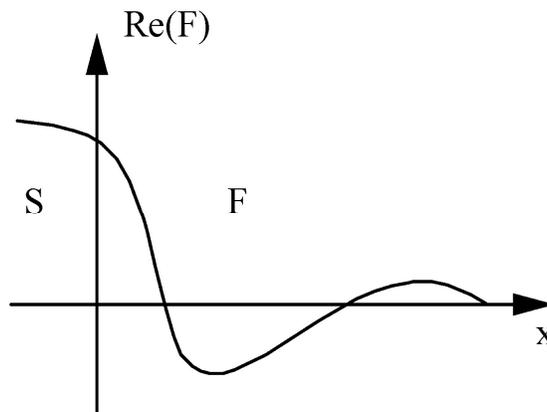


Bild 3.3. Proximity-Effekt an einer vollkommen transparenten SF-Grenzfläche: der Realteil der anomalen Green'schen Funktion F oszilliert exponentiell gedämpft gegen den Abstand von der Grenzfläche in dem Ferromagneten.

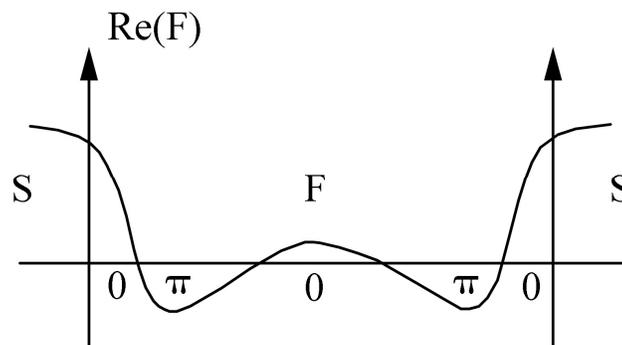


Bild 3.4. Räumliche Abhängigkeit des Realteils der anomalen Green'schen Funktion F im Fall einer SFS-Dreifachschicht.

3.2. Josephson-Kontakte mit ferromagnetischer Zwischenschicht

Im folgenden werden ausschließlich ein Josephson-Kontakte behandelt, in dem der Ladungstransport durch den diffusiven Grenzfall ($l \ll \text{Re}(\xi_F)$) beschrieben werden kann. Die ferromagnetische Kohärenzlänge ξ_F ist dabei, wie oben abgeleitet, eine komplexe Zahl. Im Fall von SFS-Kontakten sind die beiden SF-Grenzflächen magnetisch inaktiv, es ist ein gewisser Übergangsbereich vorhanden, nach dem die ferromagnetische Ordnung einsetzt ("magnetically dead layer", vgl. Kapitel 5.3.). Demnach sind die beiden Grenzflächen analog zu Kapitel 2.3. jeweils durch folgende beiden spinunabhängigen Parameter charakterisiert:

$$\gamma_B = \frac{R_B}{\rho_F \xi_F}, \quad \gamma = \frac{\rho_S \xi_S}{\rho_F \xi_F}. \quad (3.4.)$$

Dabei ist R_B der spezifische Grenzflächenwiderstand einer SF-Grenzfläche, $\rho_{S,F}$ der spezifische Widerstand der supraleitenden Elektroden, bzw. der ferromagnetischen Zwischenschicht. Im diffusiven Limit ist die Kohärenzlänge analog zu Kapitel 2.3. anhand der jeweiligen Diffusionskonstanten $D_{S,F}$ gegeben:

$$\xi_{S,F} = \sqrt{\hbar D_{S,F} / 2\pi k_B T_C}. \quad (3.5.)$$

Dieser Ansatz verliert seine Gültigkeit, falls nicht explizit relativ schwache ferromagnetische Materialien (Austauschfeld in der Größenordnung von 0,1eV) betrachtet werden. Es werden ebenfalls keine spinabhängigen Leitfähigkeiten betrachtet.

Die Situation lässt sich analog zu dem unmagnetischen Fall ausgehend von der Usadel-Gleichung analytisch in bestimmten Grenzfällen lösen. Die Matsubara-Frequenz, nach der die periodischen Green'schen Funktionen entwickelt wurden, muss im ferromagnetischen Fall durch die komplexe Frequenz $\hbar\omega = \hbar\omega + iH$, mit dem Austauschfeld H , ersetzt werden.

Analog zu (2.24.) lassen sich die beiden analytischen Ausdrücke für die beiden Green'schen Funktionen F und G angeben:

$$G_\omega = \frac{\omega}{\sqrt{\omega^2 + \Phi_\omega \Phi_{-\omega}^*}}, \quad F_\omega = \frac{\Phi_\omega}{\sqrt{\omega^2 + \Phi_\omega \Phi_{-\omega}^*}}. \quad (3.6.)$$

Die Usadel-Gleichung und ihre beiden Randbedingungen lauten im ferromagnetischen Fall (vgl. Kapitel 2.3.):

$$\xi_F^2 \frac{\pi T_C}{\omega G_F} \frac{\partial}{\partial x} [G_F^2 \frac{\partial}{\partial x} \Phi_F] - \Phi_F = 0, \quad (\text{mit } \omega = \omega \text{ im Supraleiter}) \quad (3.7.)$$

$$\frac{\xi_S G_S^2}{\omega} \frac{\partial}{\partial x} \Phi_S = \gamma \frac{\xi_F G_F^2}{\omega} \frac{\partial}{\partial x} \Phi_F, \quad (\text{Stromerhaltung}) \quad (3.8.)$$

3. Ladungstransport durch SFS-Josephson-Kontakte unter Einfluss eines Austauschfeldes

$$\gamma_B \frac{\xi_F G_F}{\varpi} \frac{\partial}{\partial x} \Phi_F = G_S \left(\frac{\Phi_S}{\omega} - \frac{\Phi_F}{\varpi} \right). \quad (\text{Stetigkeit}) \quad (3.9.)$$

Dabei wurde wiederum auf die schon bekannte (Kapitel 2.3.) Parametrisierungsfunktion Φ zurückgegriffen, welche im Supraleiter weit entfernt von der SF-Grenzfläche mit dem Ordnungsparameter Δ identisch ist.

Als weitere Näherung lässt sich die Usadel-Differentialgleichung (3.7.) linearisieren ($G_F = I$). Die Gültigkeit dieser Näherung ist ab einer gewissen Distanz zur SF-Grenzfläche in der ferromagnetischen Schicht gewährleistet, also ab einer hinreichenden F-Schichtdicke.

Die Lösung der Parametrisierungsfunktion Φ ist dann gemäß Gleichung (3.7.) von folgender Form (Golubov, Kupriyanov, Ilichev [3.1.]):

$$\Phi(x) \propto \exp\left(-\frac{x}{\xi_F}\right) \propto \exp\left(-\frac{x}{\xi_{F1}} - \frac{ix}{\xi_{F2}}\right), \quad (3.10.)$$

mit der komplexen ferromagnetischen Kohärenzlänge ξ_F :

$$\xi_F = \sqrt{\frac{\hbar D_F}{2(\hbar\omega + iH)}}. \quad (3.11.)$$

Aus (3.10.) lässt sich gemäß (2.34.) ein erstes Ergebnis für den kritischen Suprastrom angeben. Er verhält sich demnach unter den oben genannten Annahmen wie folgt:

$$I_c \propto \exp\left\{-\frac{x}{\xi_F}\right\} = \exp\left\{-\frac{x}{\sqrt{\frac{D}{2}} \sqrt{(\hbar\omega + iH)}}\right\} = \exp\left\{-\frac{x}{\xi_{F1}} - i \frac{x}{\xi_{F2}}\right\}, \quad (3.12.)$$

mit den beiden Real- und Imaginärteilen der komplexen Kohärenzlänge ξ_F :

$$\xi_{F1} = \sqrt{\frac{D\sqrt{2}}{2(\sqrt{\hbar^2\omega^2 + H^2} + \hbar\omega)}}, \quad \xi_{F2} = \sqrt{\frac{D\sqrt{2}}{2(\sqrt{\hbar^2\omega^2 + H^2} - \hbar\omega)}} \quad (3.13.)$$

Die wesentliche Konsequenz der komplexen Kohärenzlänge ist, dass die Parametrisierungsfunktion $\Phi(x)$, demnach auch der kritische Strom $I_C(x)$, mit einer Periode oszilliert, welche durch $\pi \cdot \xi_{F2}$ gegeben ist. Gleichzeitig wird die Amplitude der Oszillationen mit dem Faktor ξ_{F1} gedämpft.

In einem starken Ferromagneten (H von Fe, Co, Ni $\approx 1\text{eV}$) lässt sich die Matsubara-Frequenz ω in (3.13.) gegenüber H vernachlässigen, da $k_B T \ll H$ ist ($\hbar\omega_n = (2n+1)\pi k_B T$, $n = 0, 1, \dots$).

Als Folge erhält man demnach für einen starken Ferromagneten, wo der Ladungstransport diffusiv ist, für ξ_{F1} und ξ_{F2} identische Werte:

$$\xi_{F1} = \xi_{F2} = \sqrt{\frac{\hbar D_F}{H}}. \quad (3.14.)$$

Im Fall schwacher Ferromagneten werden die Temperatur und das Austauschfeld gleichermaßen bedeutend für die Oszillationsperioden definierende Größe ξ_{F2} und die Abklinglänge ξ_{F1} (Ryazanov et al. [3.2], [3.3.]).

3. Ladungstransport durch SFS-Josephson-Kontakte unter Einfluss eines Austauschfeldes

Da in (3.13.) die Temperatur (für $n = 0$ ist $\hbar\omega = \pi k_B T$) mit unterschiedlichen Vorzeichen im Nenner eingeht, wirkt sich ein Temperatureinfluss unterschiedlich auf die beiden Parameter aus. In einem schwachen Ferromagneten ($H \approx k_B T$) wird ζ_{F1} größer mit fallender Temperatur, ζ_{F2} hingegen wird kleiner. Eine Variation der Temperatur ermöglicht so eine Einflussnahme auf die $I_C(d)$ Abhängigkeit (vgl. Kapitel 3.3.).

Aus (3.13.) lässt sich ebenfalls ablesen, dass der Parameter ζ_{F2} im Fall eines verschwindenden magnetischen Austauschfeldes ($H \approx 0$) gegen unendlich strebt. Die Oszillationsperioden werden demnach immer größer, desto geringer das Austauschfeld des Ferromagneten wird.

Der einfachste Fall eines SFS-Kontaktes mit einem vergleichsweise großen spezifischen Widerstand des Ferromagneten (starre Grenzbedingungen an den SF-Grenzflächen) wurde zuerst von Buzdin et al. [3.4.] im Limit des ballistischen Stromtransportes theoretisch behandelt. Er sagte im Jahre 1982 den π -Zustand des kritischen Stromes voraus. Später wurde der Grenzfall des diffusiven Stromtransportes von Buzdin und Kupriyanov [3.5.] theoretisch behandelt. Die von ihnen benutzte Geometrie ist schematisch in Bild 3.5. dargestellt.

Buzdin und Kupriyanov [3.5.] gelang es, unter Annahme eines starken Ferromagneten ($H \gg \pi k_B T_C$) im diffusiven Limit mit starren Randbedingungen bei den Usadel-Gleichungen eine analytische Formel für die kritische Spannung abzuleiten, welche nahe der kritischen Temperatur T_C gültig ist:

$$I_C R_N = \frac{\pi \Delta^2}{4 e k_B T_C} y \frac{\sinh(y) \cos(y) + \cosh(y) \sin(y)}{\sinh^2(y) \cos^2(y) + \cosh^2(y) \sin^2(y)}. \quad (3.15.)$$

In dem Parameter y ,

$$y = \frac{d_F}{\xi_F} \sqrt{\frac{H}{2\pi k_B T_C}}, \quad (3.16.)$$

sind dabei die relevanten Größen zusammengefasst. Die Abhängigkeit des kritischen

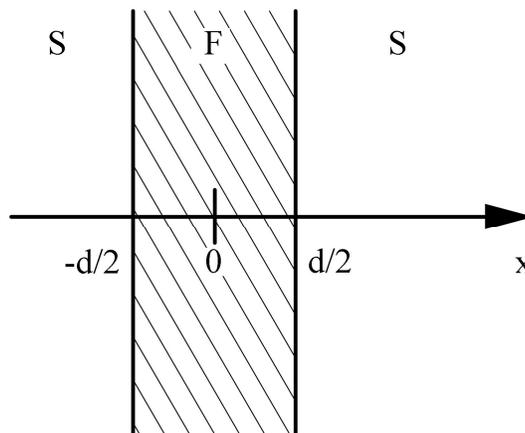


Bild 3.5. Schematische Darstellung eines SFS-Kontaktes zur analytischen Berechnung des kritischen Stromes, nach Buzdin, Kupriyanov [3.5.].

3. Ladungstransport durch SFS-Josephson-Kontakte unter Einfluss eines Austauschfeldes

Stromes (bzw. der kritischen Spannung, $I_C R_N$) ist damit normiert auf die charakteristische Länge, d_F/ξ_F . Dabei wird mit d_F die ferromagnetische Schichtdicke bezeichnet. R_N ist der Kontaktwiderstand und Δ ist der Wert des Paarpotentials des Supraleiters nahe der SF-Grenzfläche.

Das Ergebnis ist graphisch in Bild 3.6. dargestellt. Aufgetragen ist der normierte kritische Strom gegen den Parameter y .

Deutlich ist die gedämpfte Oszillation des Suprastromes mit zunehmendem y zu sehen. Das zweite Maximum erreicht ungefähr 30 % des Wertes von $I_C(y=0)$. Ein drittes Maximum ist nur noch zu einigen Prozent des Anfangswertes zu erkennen. Der kritische Strom oszilliert demnach gedämpft gegen die ferromagnetische Schichtdicke d_F ($y \propto d_F$). Es gilt also für die Real- bzw. Imaginärteile von ξ_F die Relation $\xi_{F1} \ll \xi_{F2}$, die Oszillationsperiode ist vergleichsweise groß, bzw. die Dämpfung ist sehr stark.

Weiterhin ist gemäß diesen theoretischen Ansatzes die Stärke des ferromagnetische Austauschfeldes H von Bedeutung, $y \propto \sqrt{H}$. Die gemäß (3.15.) negativen kritischen Ströme (in Bild 3.6. sind sie betragsmäßig dargestellt) zwischen $y = 2,4$ und $y = 5,5$ entsprechen einem π -Kontakt.

Für verhältnismäßig dicke ferromagnetische Zwischenschichten fällt der kritische Strom in Übereinstimmung mit (3.12.) exponentiell mit $I_C \propto \exp(-d_F/\xi_{F1})$ und oszilliert mit einer Periode von $2\pi\xi_{F2}$.

Für beliebige Temperaturen und großes d_F lässt sich ein analytischer Ausdruck für die SPB angeben. Buzdin und Kuprianov [3.5.] bzw. Buzdin et al. [3.6.] fanden unter diesen Annahmen eine sinusförmige Relation.

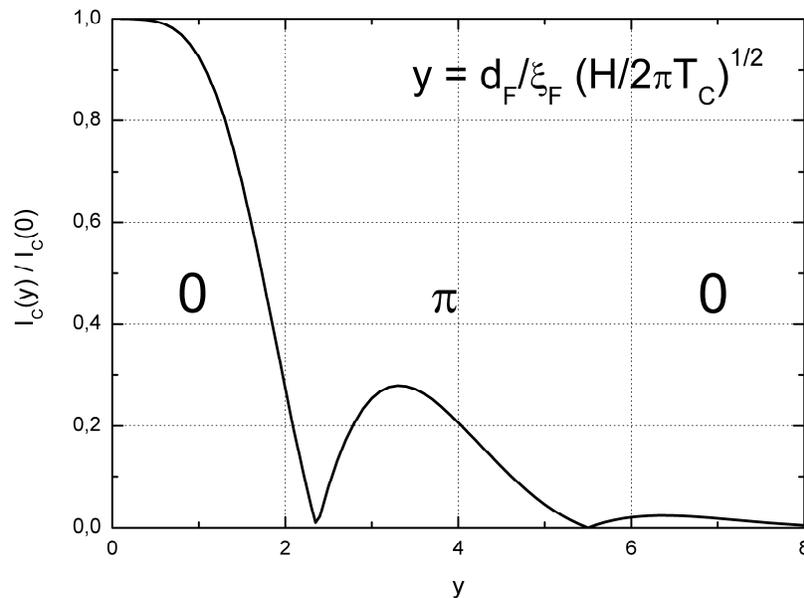


Bild 3.6. Betragsmäßige Abhängigkeit des normierten kritischen Stromes im diffusiven Ladungstransportlimit von der charakteristischen Länge y , nach (3.15.), gemäß Buzdin, Kupriyanov [3.5.].

3.3. Ausgewählte Ergebnisse anderer Arbeitsgruppen

Zahlreiche theoretische und experimentelle Arbeiten beschäftigen sich mit dem Thema des verlustfreien Stromtransportes durch SFS-Josephson-Kontakte. Dabei wurden unterschiedlichste Teilaspekte untersucht.

Ryazanov et al. [3.2.] gelang 2001 ein erster indirekter Nachweis eines π -Kontaktes mit dem ferromagnetischen Material $\text{Cu}_{0,48}\text{Ni}_{0,52}$. Bei einer Zwischenschichtdicke des Nb/ $\text{Cu}_{0,48}\text{Ni}_{0,52}$ /Nb-Josephson-Kontaktes von 22 nm konnte an zwei unterschiedlichen Kontakten durch eine Temperaturvariation ein 0- π -Übergang indirekt nachgewiesen werden. Gemäß Kapitel 3.2., Gleichung (3.13.), sind der Real- und der Imaginärteil der komplexen Kohärenzlänge ζ_F unterschiedlich von der Temperatur abhängig. Dadurch lässt sich mit einer festen Zwischenschichtdicke d_F ein 0- π -Übergang durch Variation der Temperatur realisieren.

Das entsprechende Ergebnis ist in Bild 3.7. dargestellt. Die Modulationen des kritischen Stromes durch ein äußeres Magnetfeld bleiben von dem 0- oder π -Zustand unbeeinflusst, dies ist ebenfalls in Bild 3.7. enthalten.

Golubov et al. [3.7.] berechneten, wie sich die SPB beeinflussen lässt, bzw. wie sie von den geometrischen Gegebenheiten des Kontaktes abhängt. Sie betrachteten den speziellen Fall einer Einschnürung der ferromagnetischen Zwischenschicht. Es handelt sich demnach um einen SFS-Punktkontakt, bei dem die F-Zwischenschicht eine Einschnürung aufweist.

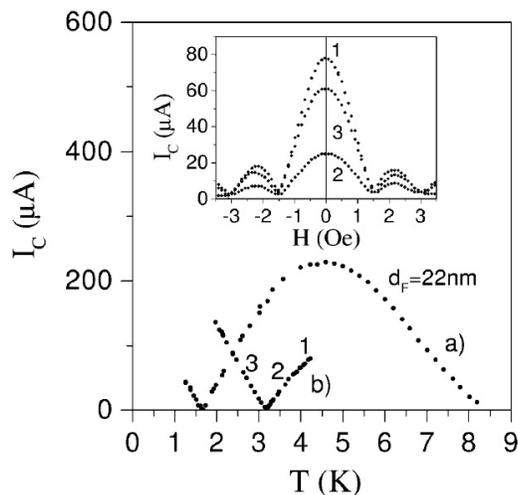


Bild 3.7. Kritischer Strom I_c als eine Funktion der Temperatur für zwei Nb/ $\text{Cu}_{0,48}\text{Ni}_{0,52}$ /Nb-Josephson-Kontakte mit einer Zwischenschichtdicke von $d_F = 22$ nm. Teilbild: I_c gegen magnetisches Feld H für unterschiedliche Temperaturen: (1) $T = 4,19$ K, (2) $T = 3,45$ K, (3) $T = 2,61$ K, nach Ryazanov et al. [3.2.].

3. Ladungstransport durch SFS-Josephson-Kontakte unter Einfluss eines Austauschfeldes

Die SPB weist unter bestimmten geometrischen Annahmen im Grenzfall des diffusiven Ladungstransportes eine nicht-sinusförmige Abhängigkeit auf, wie in Bild 3.8. dargestellt ist.

Von entscheidender Bedeutung ist in diesem Fall die Stärke des ferromagnetischen Austauschfeldes H . Nur in einigen Bereichen ist eine π -Kopplung zu erreichen. Der Phasenübergang lässt sich gezielt durch H steuern.

Der Einfluss eines ferromagnetischen Austauschfeldes auf die supraleitende Sprungtemperatur T_C wurde von zahlreichen Gruppen für unterschiedliche Materialien untersucht. So fanden beispielsweise Schöck et al. [3.8.] bei einer Variation der Schichtdicke von Pd_{1-x}Fe nicht nur einen exponentiellen Abfall von T_C des Niob, sondern auch erste Hinweise auf eine mögliche Oszillation. Pd_{1-x}Fe ordnet ferromagnetisch ab einer Palladium Konzentration von $x = 0,13$. Rusanov et al. [3.9.] verwendeten $\text{Cu}_{1-x}\text{Ni}_x$ im Bereich von $x = 0,52$ bis $0,59$. Im Fall von $x = 0,52$ lässt sich keine Oszillation messen, jedoch bei einer größeren Nickel Konzentration von $x = 0,59$ erfolgt gegen die Schichtdicke ein Abfall gefolgt von einem Anstieg der Sprungtemperatur von Niob.

Ryazanov et al. [3.10.] erzielte ein ähnliches Ergebnis für $\text{Cu}_{0,43}\text{Ni}_{0,57}$. Die Ergebnisse sind in Bild 3.9. gezeigt.

Der Nachweis einer Oszillation des kritischen Suprastromes gegen die ferromagnetische Zwischenschichtdicke bei SFS-Josephson-Kontakten gelang mehreren Gruppen.

Ein erster ausgesprochen schöner Nachweis eines $0-\pi$ -Übergangs des kritischen Stromes gegen die Schichtdicke von $\text{Pd}_{0,9}\text{Ni}_{0,1}$ (mit etwa 12 % Nickel) gelang Kontos et al. [3.11.]. Sie konnten nach einem deutlichen Abfall von $I_C R_N$ bei $\approx 6,5$ nm einen Anstieg mit einem Maximum bei ≈ 9 nm messen. Der Wert von $I_C R_N$ erreichte bei ihnen etwa 25 % des ersten Maximalwertes. Das Ergebnis dieser Gruppe ist in Bild 3.10. dargestellt.

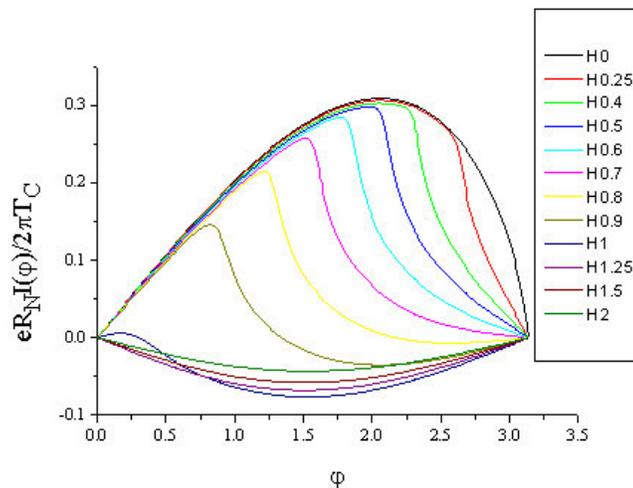


Bild 3.8. Strom-Phasen-Relation eines SFS-Punktkontaktes mit einer geometrischen Einschnürung der F-Schicht gemäß Golubov et al. [3.7.]. Aufgetragen ist die SPB für unterschiedlich stark ausgeprägte Austauschfelder H . In diesem Bild gilt $k_B = 1$.

3. Ladungstransport durch SFS-Josephson-Kontakte unter Einfluss eines Austauschfeldes

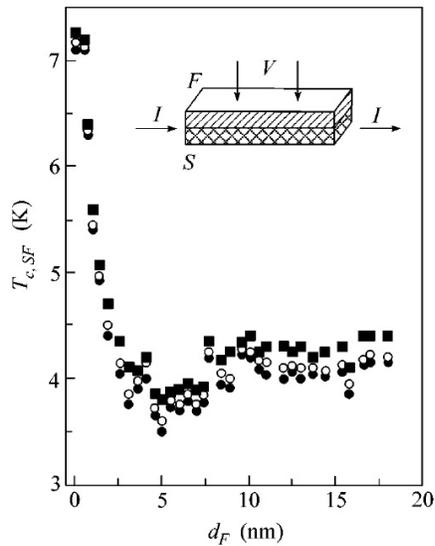


Bild 3.9. Einfluss einer ferromagnetischen Schichtdicke von $\text{Cu}_{0,43}\text{Ni}_{0,57}$ auf die Sprungtemperatur T_C von Niob, nach Ryazanov et al. [3.10].

Ein zweifacher Übergang von I_C gegen die Schichtdicke von Nickel konnte von Blum et al. [3.12.] gemessen werden.

Weitere Schichtdicken- und Temperaturabhängige $0-\pi$ -Übergänge wurden in den Arbeiten [3.13.] bis [3.16.] nachgewiesen.

Weiterführende Arbeiten, speziell auch zahlreiche theoretischen Ergebnisse sind in den drei ausführlichen Zusammenfassungen von Golubov, Kupriyanov, Il'ichev [3.1.], Buzdin [3.17.] und von Bergeret, Volkov, Efetov [3.18.] und deren Literaturverweisen zu finden.

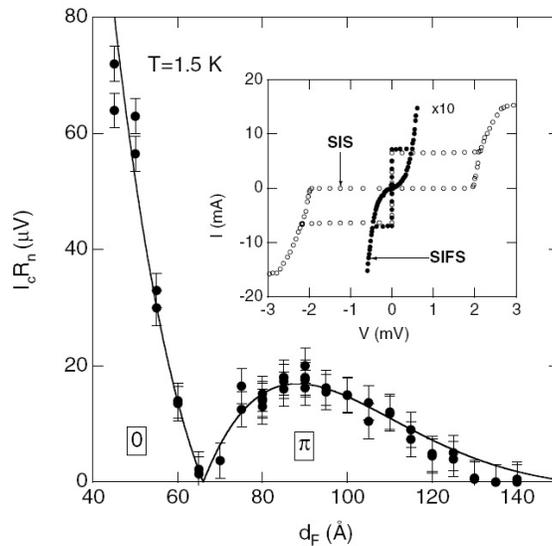


Bild 3.10. Einfluss der Schichtdicke von $\text{Pd}_{0,9}\text{Ni}_{0,1}$ auf die kritische Spannung I_{cR_N} bei $T = 1,5 \text{ K}$, nach Kontos et al. [3.11.]

3.4. **Zusammenfassender Überblick über SFS-Josephson-Kontakte**

Der Austausch einer normalleitenden gegen eine ferromagnetischen Zwischenschicht bewirkt eine drastische Änderung der Transporteigenschaften eines SFS-Josephson-Kontaktes. Das ferromagnetische Austauschfeld führt bei zwei gekoppelten Ladungsträgern unterschiedlichen Spins zu einem zusätzlichen endlichen Impuls.

Der Ladungstransport durch eine SF-Doppelstruktur mittels der Andreev-Reflektion erzeugt in dem Ferromagneten ein Elektronen-Loch Paar, welches im Fall einer Singulett Kopplung des erzeugten Cooper-Paares entgegen gesetzte Spins besitzt. Demnach wird ein Ladungsträger von dem Fermi-Niveau aus angeregt, der andere wird, da energetisch kleiner als E_{Fermi} , in dessen Richtung verschoben. Aus diesem zusätzlichen Energiebeitrag (proportional zum doppeltem Austauschfeld) ergibt sich ein additiver Term in den Phasen der Elektron-Loch Wellenfunktionen. Daraus resultiert eine komplexe Kohärenzlänge, die anomale Green'sche Funktion (proportional zu der Cooper-Paardichte) fällt nicht nur exponentiell gegen die Entfernung einer SF-Grenzfläche in F ab (Dämpfung durch Realteil der komplexen Kohärenzlänge ζ_F), sondern sie oszilliert auch. Die Periode ist dabei durch den Imaginärteil von ζ_F charakterisiert.

Demnach lassen sich im Fall einer hinreichend dünnen F-Zwischenschichtdicke Tunnelkontakte realisieren, die eine Oszillation des kritischen Stroms gegen die Schichtdicke aufweisen. Buzdin und Kupriyanov leiteten für den diffusiven Grenzfall des Ladungstransportes eine analytische Formel des kritischen Stromes ab, welche für große Temperaturen $T \approx T_C$ gültig ist.

Die Berechnungen von Buzdin und Kupriyanov stützen sich auf die im vorherigen Kapitel angedeutete quasi-klassische Näherung und der daraus unter gewissen Annahmen gültigen Usadel-Gleichungen.

Unterschiedliche experimentelle Arbeiten zeigten erfolgreich SIFS-, bzw. SFS-Josephson-Kontakte, welche eindeutig die Oszillation des I_C nachwiesen.

3.5. Aufgabenstellung der Arbeit

Aus den beiden vorangegangenen Kapiteln lassen sich zusammenfassend folgende Teilaspekte für die erfolgreiche Realisierung von Josephson- π -Kontakte ableiten.

Zunächst besteht ein natürliches Interesse daran, auf eine erfolgreiche Supraleitungstechnologie zur Erzeugung reproduzierbarer "normaler" Josephson-Kontakte zurückgreifen zu können. Deshalb wurde im Rahmen dieser Dissertation auf die vielfach bewährte Niob/Aluminium Technologie zurückgegriffen, die in unserer Arbeitsgruppe ebenfalls gut beherrscht wurde. Zahlreiche Arbeitsgruppen erzeugten durch Magnetron-Sputtern homogene Tieftemperatur Josephson-Kontakte mit einem großen Spektrum kritischer Stromdichten, vgl. Kapitel 4.1.

Uns erschien es aus zweifacher Hinsicht sinnvoll, eine vergleichsweise dünne Al-Oxidbarriere unter der ferromagnetische Zwischenschicht einzufügen. Damit sollte zum einen der Kontaktwiderstand erhöht werden. Weiterhin konnte so zumindest eine der beiden SF-Grenzflächenschichten, die gemäß Kapitel 2.3. einen sehr bedeutsamen Einfluss auf die Kontakteigenschaften haben, kontrolliert werden. Die Deposition der ferromagnetischen Zwischenschicht konnte so immer auf vergleichsweise reproduzierbare Al_2O_3 -Grenzflächen erfolgen.

Aus der Nb/Al-Technologie ergab sich ebenfalls eine erste Richtung des zu verwendenden ferromagnetischen Materials. Ni_3Al enthält selbst auch Aluminium, so dass es allein aus dem Aspekt des Magnetron-Sputterns sinnvoll erschien, mit diesem Material zu beginnen. Die Sputtererfahrung unserer Arbeitsgruppe mit der Nb/Al-Technologie konnte so erfolgreich mit vergleichsweise geringen Änderungen der Parameter übertragen werden, dazu mehr in Kapitel 4.1. und Kapitel 4.2.

Ni_3Al als ferromagnetische Zwischenschicht wurde weiterhin deshalb ausgewählt, da im Rahmen dieser Dissertation ein Ferromagnet mit möglichst geringen Curie-Temperaturen zum Einsatz kommen sollte. Das Austauschfeld sollte möglichst gering sein, da damit gemäß Kapitel 3 ein $0-\pi$ -Übergang von I_C bezüglich der Zwischenschichtdicke besser beherrschbar sein sollte. Ni_3Al wurde von zahlreichen Arbeitsgruppen bezüglich ihrer magnetischen Eigenschaften sehr präzise untersucht und charakterisiert, vgl. Kapitel 5. und erschien demnach sehr geeignet.

Durch den Einsatz von Ni_3Al als ferromagnetische Zwischenschicht erschien zusätzlich im Rahmen dieser Dissertation erstmals auch die Möglichkeit greifbar, das Austauschfeld direkt und gezielt beeinflussen zu können. Die ferromagnetischen Eigenschaften der Legierung sind sehr stark von der Ni-Konzentration in einem sehr engen Bereich um $\approx 76\%$ Nickel abhängig. Durch die gezielte Variation des Arbeitsgases und dessen Druck wurde als sekundäres Ziel verfolgt, die Ni-Atomkonzentration in der Probe gezielt variieren zu können, um so letztendlich das Austauschfeld direkt, ohne die Schichtdickenvariation, beeinflussen zu können. Das Austauschfeld hat gemäß

3. Ladungstransport durch SFS-Josephson-Kontakte unter Einfluss eines Austauschfeldes

Kapitel 3.1., Kapitel 3.2. den entscheidenden Einfluss auf die Eigenschaften der SFS-Josephson-Kontakte.

An die Technologie selbst wurden folgende Anforderungen gestellt:

Zunächst erfordert die erfolgreiche Realisierung von $0-\pi$ -Übergängen (primäres Ziel) in SIFS-Kontakten eine sehr genaue Bestimmung der ferromagnetischen Zwischenschichtdicke. Eine ferromagnetische Zwischenschicht mit festen magnetischen Eigenschaften sollte mit möglichst fein definierten Schichtdickenunterschieden zwischen zwei supraleitende Nb-Elektroden gesputtert werden. Dabei sollte der bedeutende Einfluss der Grenzflächen über den Einsatz der Oxidbarriere hinaus möglichst für alle Kontakte gleich gehalten werden. Im Rahmen dieser Dissertation wurde das Ziel verfolgt, möglichst viele SIFS-Kontakte in einem einzigen Vakuumzyklus zu sputtern. Dabei musste die Zwischenschichtdicke während des Sputterns variiert werden können, dazu Kapitel 4.2.

Ein weiterer Aspekt dabei war, für jede definierte Zwischenschichtdicke mehr als einen Kontakt messen zu können, damit eine gewisse statistische Aussage möglich wurde. Dazu wurde ein mehrstufiger Strukturierungsprozess entwickelt, vgl. Kapitel 4.3.

Die reproduzierbare Deposition von Ni_3Al -Zwischenschichten mit bekannten magnetischen Eigenschaften war im Rahmen dieser Dissertation eine weitere Teilaufgabe. Eine ausführliche Charakterisierung des paramagnetischen bzw. ferromagnetischen Übergangsbereiches war für das weitere Vorgehen unerlässlich. Dies wird ausführlich in Kapitel 5 diskutiert.

*Viertes Kapitel***Technologische Realisierung von Josephson-Kontakten**

Im Rahmen dieser Dissertation erfolgte ein Rückgriff auf die bewährte Nb/Al/Nb-Technologie zu Erzeugung reproduzierbarer SIS-, SNS- und SINIS-Josephson-Kontakte.

Im ersten Teil dieses Kapitels wird ausführlich auf die Deposition von SIS-, SINIS- und SIFS-Mehrlagenschichten eingegangen. Dabei wird auch kurz die erfolgreiche Realisierung von SIS-, bzw. SINIS-Josephson-Kontakten angesprochen.

Eine Herausforderung dieser Arbeit bestand darin, ein Verfahren zu entwickeln, mit dem sich Ni_3Al in-situ zwischen zwei Supraleiter sputtern lässt. Dabei sollte ein möglichst linearer und reproduzierbarer Schichtdickengradient des Ferromagneten über die Substratfläche erzielt werden. Dadurch wurde das Ziel verfolgt, möglichst kleine Parameterstreuungen, ΔI_C , und kleine Schichtdickenvariationen, Δd_F , zu bekommen. Im zweiten Unterkapitel erfolgt eine Schilderung der Sputtertechnik, die eine keilförmige Ni_3Al -Deposition ermöglicht. Dazu wird das Target in der Position über dem Substrat sukzessive variiert. Dieses Verfahren wurde in abgewandelter Form von unterschiedlichen Arbeitsgruppen erfolgreich angewandt, Weides et al. [4.1.].

Im letzten Teil erfolgt eine detaillierte Darstellung der SIFS-Probenstrukturierung. Die Anforderung bestand darin, aus einem 2"-Wafer mit SIFS-Vielfachschicht für eine Statistik hinreichend viele SIFS-Josephson-Kontakte zu strukturieren, wobei der Schichtdickengradient des Ni_3Al reproduzierbar ausgenutzt werden sollte. Es erwies sich ein recht aufwendiges, mehrgliedriges Strukturierungsverfahren zum Erreichen dieser Ziele als notwendig.

4.1. Deposition von SIS-, SINIS- und SIFS-Mehrlagenschichten

In der vorliegenden Arbeit dienen ausschließlich Si-Wafer als Substrat, welche thermisch bis zu einer Dicke von 1000 μm zu SiO_2 oxidiert wurden. Um das Kontaktlayout und den Depositions- und Oxidationsprozess zu testen, erfolgte auch die Herstellung von SIS- und SINIS-Kontakten. Im Rahmen dieser Arbeit wurde auf die sehr gut bekannte und beherrschbare Nb/Al/Nb-Technologie zur Erzeugung supraleitender Tunnelkontakte zurückgegriffen. Als ferromagnetisches Material wurde die Legierung Ni_3Al verwendet, die aus einem Target der relativen Atomkonzentration $\text{Ni}_{76}\text{Al}_{24}$ gesputtert wurde.

Die Deposition der Vielfachschichten, bzw. der Legierung Ni_3Al , erfolgte in einer Z400 RF-Magnetron Sputteranlage der Firma Leybold. Die Anlage verfügt über die drei oben genannten Materialien als Target. Diese drei Targets sind drehbar auf einem gemeinsamen Teller angeordnet und werden wahlweise über das Substrat gedreht. Weiterhin konnte das Sputtergas in dem Rezipienten wahlweise zwischen Argon und Neon gewechselt werden, damit gelang eine gezielte Beeinflussung der magnetischen Eigenschaften, näheres dazu in Kapitel 5. Zudem verfügte die Anlage über eine Schleuse, um den Rezipienten möglichst wenig zu verunreinigen. Dadurch sollten die Grenzflächen möglichst scharf hergestellt werden. Der Hintergrunddruck in der Anlage lag bei weniger als $3 \cdot 10^{-6}$ mbar.

Die Grundelektrode aller Vielfachschichten bestand aus Nb/Al/Nb/Al. Zwischen das Niob wurde eine dünne Al-Zwischenschicht zur Reduzierung der Oberflächenrauigkeit eingesetzt. Diese Zwischenschicht beeinflusst aufgrund des starken Proximity-Effektes in Verbindung mit der relativ geringen Al-Schichtdicke (im Vergleich zu der des Niob) die supraleitenden Eigenschaften nicht, die Sprungtemperatur lag bei 9,2 K. Die gesamte Grundelektrode wurde in einer Argon Atmosphäre gesputtert. 30 nm Niob wurden bei einem Druck von $6 \cdot 10^{-3}$ mbar bei einer DC-Leistung von 300 V und 0,71 A (≈ 200 W) gesputtert. Daraus resultierte eine Sputterrate von ≈ 2 nm/s. Anschließend erfolgte die Deposition von 10 nm Aluminium bei einem Druck von $15 \cdot 10^{-3}$ mbar, bei einer Rate von 0,7 nm/s (DC Leistung: 500 V, 0,2 A, 100 W). Nachfolgend wurden 60 nm Niob und 10 nm Aluminium in-situ gesputtert.

Die obere Al-Schicht wurde anschließend in der Schleuse oxidiert. Die Oxidationsparameter Zeit und Druck betragen im Fall der SIFS-Jontakte 2 min und 0,1 mbar, also $p \cdot t = 0,2$ min·mbar. Die Schleuse wurde dazu ebenfalls mit einer separaten kleinen Turbopumpe evakuiert. Die Oxidation fand dann während eines Sauerstoffflusses statt.

Im Fall von SINIS-Kontakten wurde dieser Oxidationsprozess nach einer weiteren Deposition von Aluminium wiederholt. Das Aluminium konnte dabei aufgrund der Oxidation in der Schleuse auf eine vergleichsweise scharfe Grenzfläche gesputtert werden. Mit den gewählten Oxidationsparametern wurde eine kritische Stromdichte bei SIS-Tunnelkontakten von ungefähr 5 kA/cm^2 erzielt. In Bild 4.1. sind frühere Ergebnisse

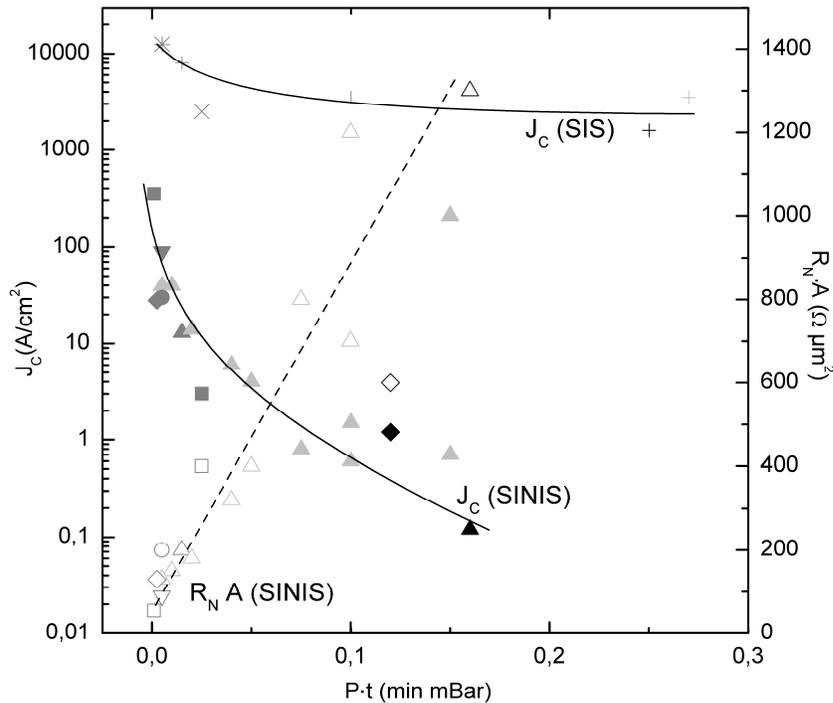


Bild 4.1. Einfluss der Parameter Druck und Zeit während der thermischen Oxidation von Aluminium auf die Stromdichte und den Widerstand von SIS- und SINIS-Josephson-Kontakten, nach Born [2.23].

bezüglich des Zusammenhangs zwischen Oxidationsparameter und Stromdichte, bzw. Flächenwiderstand unserer Arbeitsgruppe für SIS- und SINIS-Josephson-Kontakte dargestellt. Erkennbar ist eine deutliche Zunahme der kritischen Stromdichte für abnehmende Oxidationszeit bzw. für geringeren Sauerstoffgasdruck. So lässt sich die kritische Stromdichte von SINIS-Kontakten von $\approx 0,1 \text{ A/cm}^2$ über mehrere Größenordnungen bis hin zu $\approx 0,5 \text{ kA/cm}^2$ durch transparentere Barrieren steigern.

Im Fall der SIFS-Kontakte wurde Ni_3Al anschließend wahlweise mit Argon oder mit Neon bei unterschiedlichem Druck gesputtert. Der zusätzliche Parameter Gasdruck hatte während der Deposition einen großen Einfluss auf die magnetischen Eigenschaften der gesputterten Schicht. Darauf wird ausführlich in dem folgenden Kapitel 5 eingegangen.

Im Fall von Argon als Arbeitsgas wurde der Druck von 0,4 Pa bis 4 Pa ($4\text{-}40 \cdot 10^{-3} \text{ mbar}$) und im Fall von Neon von 2 Pa bis 8 Pa variiert.

Eine nachfolgende 30 nm dicke Nb-Schicht beendete den Prozess der Deposition von SIS-, SINIS-, bzw. SIFS-Vielfachschichten. Diese Schicht diente zum Schutz der Tunnelbereiche vor natürlicher Oxidation in den nachfolgenden Strukturierungsschritten und natürlich als erster Teil der Deckelektrode.

In Bild 4.2. ist eine typische Nb/Al/Al₂O₃/Nb-Tunnelkennlinie (SIS), gemessen bei $T = 4,2 \text{ K}$, zu sehen. Der Kontakt zeigt einen verlustfreien Stromtransport von maximal $155 \mu\text{A}$. Bei größeren Strömen ($I > I_C$) springt die Kennlinie in den spannungsbehafteten

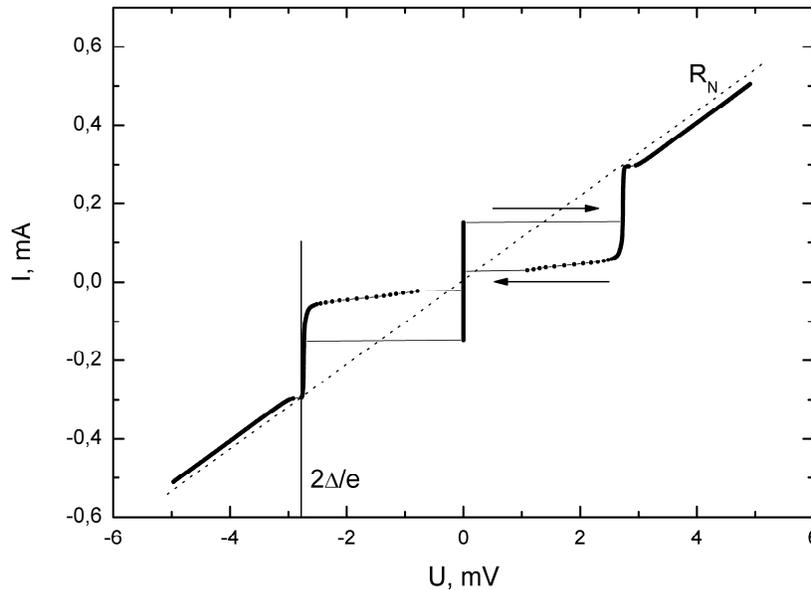


Bild 4.2. Typische Strom-Spannungs-Kennlinie eines Nb/Al/Al₂O₃/Nb- (SIS-) Josephson-Kontaktes, gemessen bei $T = 4,2$ K.

Bereich. Aufgrund der großen Zustandsdichte am Rand der Energielücke Δ tragen sehr viele Quasiteilchen zum Stromtransport bei. Daraus resultiert der steile Anstieg des Stromes bei einer angelegten Spannung von $U = 2\Delta/e \approx 2,8$ mV. Bei größeren Strömen verläuft die Strom-Spannungs-Kennlinie entlang der Ohmschen Graden R_N . Eine anschließende Reduzierung des Stromes führt zu der Hysteresekurve, die Kennlinie springt nicht wieder zurück in den verlustfreien Bereich, sondern es bildet sich der untere Bereich, dargestellt in Bild 4.2. durch den unteren Pfeil. Ursächlich dafür ist, dass der Stromtransport durch Quasiteilchen dominiert bleibt. Der kleine Knick, bzw. die kleine Abweichung der Kennlinie von der R_N -Graden lässt sich mittels des Proximity-Effektes erklären: die Tunnelbarriere besteht nicht nur aus Aluminiumoxid, sondern auch noch aus nicht oxidiertem Aluminium. Der Kontakt lässt sich komplett mittels eines SNIS-Modells erklären.

Eine deutliche Abweichung der Strom-Spannungs-Kennlinie ist im Fall eines SINIS-Doppelbarrierenkontaktes zu erkennen (Born et al. [2.23.], Born [4.2.]). In Bild 4.3. ist eine typische hysteresefreie Kennlinie eines SINIS-Kontaktes zu sehen. Der Kontakt besitzt vergleichsweise transparente Barrieren. Daraus resultiert eine für SINIS-Kontakte recht große Stromdichte von $J_C = 380$ A/cm². Die asymptotische Gerade zeigt sich ausgesprochen temperatursensibel (Born [4.2.]). Mit steigender Temperatur nähert sie sich der R_N -Graden an, vgl. Bild 4.2. Dieser additive temperaturabhängige Widerstand fällt innerhalb der normalleitenden Zwischenschicht an und wird mit "subgap resistance" bezeichnet.

Die fehlende Hysterese lässt sich im Rahmen des RSJ-Ersatzmodells (Barone, Paterno [4.3.]) durch den Mc Cumber-Parameter β_C (Mc Cumber [4.4.]),

$$\beta_C = \frac{2\pi I_C R_N^2 C}{\Phi_0}, \quad (4.1.)$$

$$\Phi_0 = h/2e = 2 \cdot 10^{-15} \text{ Wb},$$

erklären. Demnach ist eine Kennlinie für einen Parameter kleiner 0,8 hysteresefrei und mit entsprechend größeren Werten tritt in der Kennlinie eine Hysterese auf.

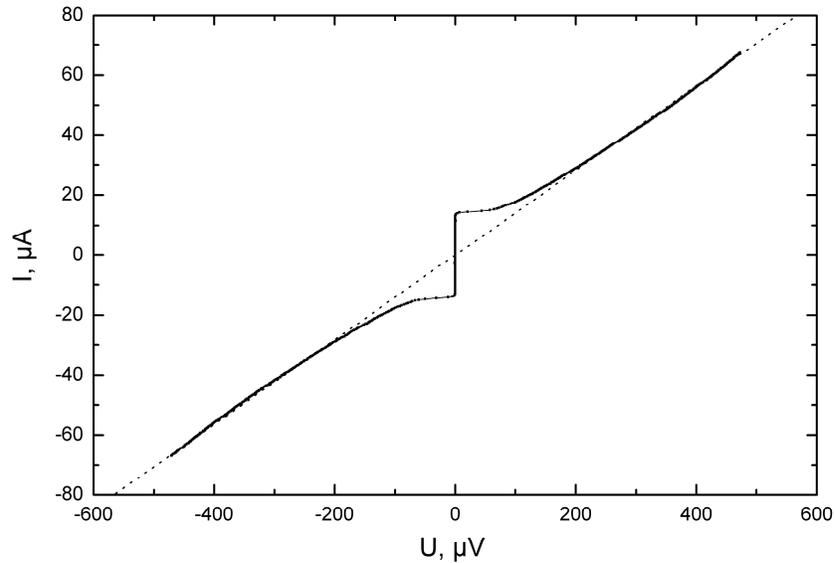


Bild 4.3. Strom-Spannungs-Kennlinie eines $4 \mu\text{m}$ großen SINIS-Kontaktes mit transparenten Barrieren ($J_C = 380 \text{ A/cm}^2$) bei $T = 4,2 \text{ K}$. Widerstand der Asymptote: $7,08 \Omega$.

4.2. Deposition von Ni_3Al -Zwischenschichten mit einem Schichtdickengradienten

Bei der Deposition der SIFS-Tunnel-Kontakte wurde mittels einer im folgenden zu beschreibenden Drehtechnik ein Ni_3Al -Schichtdickengradient in-situ gesputtert. Durch die auf einem Teller drehbar angeordneten Targets ergab sich die Möglichkeit, die Position der Ni_3Al -Legierung über dem Substrat während gezündetem Plasmas zu variieren. Ausführliche Tests ergaben erfolgreiche Realisierungen unter Verwendung von vier unterschiedlichen und fest definierten Positionen des Targets über dem Substrat. Die erste Einstellung wurde dabei so gewählt, dass nur ein geringer Teil des Substrates überdeckt war, die letzte Position wurde mittig über der Probe zentriert.

Der schematische Aufbau des Rezipienten mit den jeweiligen Positionen des Ni_3Al -Legierungstargets ist in Bild 4.4. dargestellt.

Außer dieser geometrischen Anordnung liefert weiterhin die natürliche Inhomogenität des Plasmas während des Sputterprozesses unterschiedliche Raten auf dem Substrat. Diese natürliche Inhomogenität wurde ebenfalls ergänzend ausgenutzt. Dazu wurde insbesondere Wert darauf gelegt, dass das Target über einen längeren Zeitraum vorgesputtert wurde, um reproduzierbare Oberflächenkonzentrationen von Nickel bzw. Aluminium zu gewährleisten. Der erforderliche Zeitrahmen wurde anhand der Plasmakennlinien bestimmt. Nach einer Zeit von ungefähr einer Minute bis zu 3 Minuten hatte sich ein Strom-Spannungs-Gleichgewicht zwischen Target und Masse (Rezipient) eingestellt. Die Abweichungen in der Zeit waren abhängig von dem Zeitraum, über die ein gesputtertes Target im Ruhezustand relaxierte. In allen folgenden Proben wurde demnach eine doppelt so lange Vorsputterzeit von 6 Minuten gewählt, um bezüglich diesen Aspektes reproduzierbare Ergebnisse zu gewährleisten.

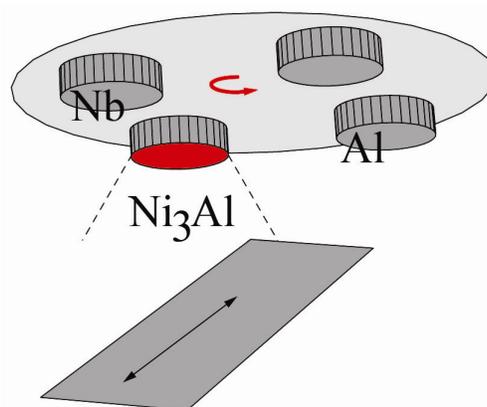


Bild 4.4. Schematischer Aufbau des Rezipienten mit einer angedeuteten Schleuse zum beladen. Die Targets Niob, Aluminium und Ni_3Al sind drehbar angeordnet.

Um eine reproduzierbare Deposition möglichst dünner ferromagnetischer Schichten zu erleichtern, wurde während der Entwicklung dieses Prozesses darauf geachtet, eine möglichst geringe Ni_3Al Sputterrate zu erzielen, bei der das Plasma des verwendeten Sputtergases (Argon, Neon, vgl. Kapitel 5) noch stabil brennt. Weiterhin versprochen wir uns davon geringere Oberflächenrauigkeiten. Alle in dieser Arbeit hergestellten Ni_3Al -Schichten wurden mit einer Rate von ungefähr 0,4 nm/s gesputtert.

Eine erste Überprüfung der erzielten Schichtdickenabhängigkeit bezüglich der relativen Position auf dem 2"- SiO_2 -Wafer wurde mittels "atomic force microscopy" (AFM) vorgenommen. In einem Negativprozess wurde eine Lackstruktur vor dem sputtern auf das Substrat aufgebracht. Dadurch wurde der 2"-Wafer in fest definierte Bereiche (500 μm breite Streifen im Abstand von jeweils 1500 μm , vgl. Kapitel 4.3.) strukturiert. Eine Charakterisierung der Schichtdickenabhängigkeit nach erfolgtem sputtern und anschließendem Lift-Off-Prozess mittels AFM wurde so ermöglicht.

Bild 4.5. zeigt Messergebnisse einer Probe für eine Sputterzeit von $t = 30$ s pro Einstellung. Es handelt sich dabei um einen 2"- SiO_2 -Wafer auf den die Legierung Ni_3Al ohne weitere Materialien gesputtert wurde.

Deutlich zu erkennen ist eine annähernd lineare Schichtdickenabnahme gegenüber dem Rand bzw. der Position des ersten Streifens. Die erzielte Keilstruktur lieferte einen Gradienten von 0,66 nm/mm. Ausgehend von diesen Resultaten erfolgte eine Extrapolation hin zu kürzeren Sputterzeiten je Targeteinstellung über dem Substrat. Die Ergebnisse

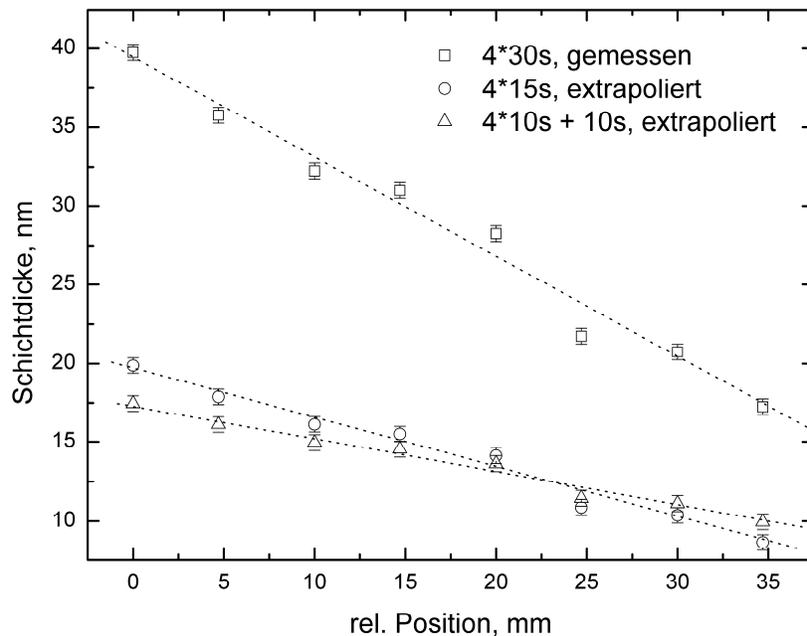


Bild 4.5. Ni_3Al -Schichtdicke in Abhängigkeit von der relativen Position auf einem 2"- SiO_2 -Wafer für eine Sputterzeit von $t = 30$ s je Einstellung. Dargestellt sind Messergebnisse von AFM-Messungen an gelifteten Flanken (Quadrate) und extrapolierte Ergebnisse für kürzere Sputterzeiten je Einstellung.

dieser Extrapolationen sind ebenfalls in Bild 4.5. dargestellt. Eine allgemeine Verkürzung plus eine additive Verlängerung der Sputterzeit in der letzten Einstellung liefert einen geringeren Schichtdickengradienten von 0,23 nm/mm.

Eine Charakterisierung dünnerer Schichten erwies sich als recht schwierig, da das AFM Ni_3Al -Flanken benötigt. Diese wurden in unserem Fall mittels des Lift-Off-Prozesses aus Lackstrukturen erzeugt. Dadurch bestand immer die Gefahr, an Stellen zu messen, die lokale Inhomogenitäten aufgrund unsauberer Lackentfernung oder ähnliches aufwiesen. Weiterhin konnte nicht ausgeschlossen werden, dass die Sputterraten gerade an den relevanten Rändern der durch Lack definierten Gräben durch eben diese beeinflusst wurden. Es stellte sich außerdem die Frage, wie sauber in den Gräben der Lack durch den verwendeten AZ400-Entwickler entfernt wurde und so zu eventuellen Verfälschungen führte. Eine alternative Erzeugung von Ni_3Al -Flanken mittels geeigneter Ätzverfahren war nicht praktikabel, da unterschiedlich tief in das SiO_2 des Wafers geätzt wurde. Um dann zu geeigneten Aussagen zu kommen, müssten absolut konstante Ätzraten für den verwendeten SiO_2 -Wafer angenommen werden.

Mittels dem "Rutherford backscattering spectroscopy-" (RBS-) Messverfahren ließen sich all diese Nachteile umgehen, da die Ni_3Al -Legierung auf einen unbehandelten Wafer gesputtert und anschließend charakterisiert werden konnte. Bild 4.6. zeigt ein typisches RBS-Spektrum für eine nur wenige nm dünne Ni_3Al -Schicht, gesputtert auf reines Si. Ein

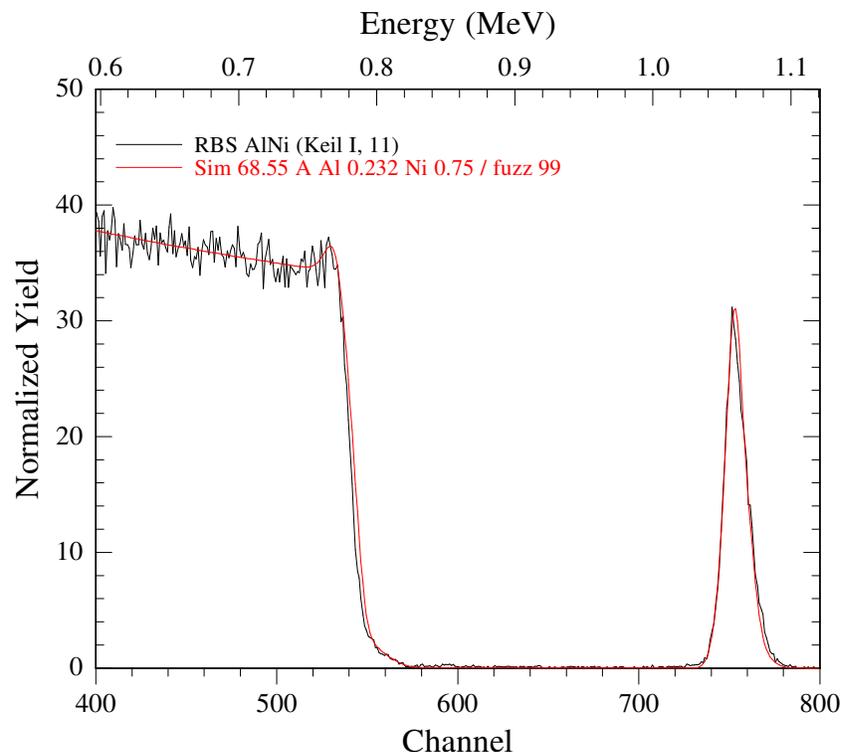


Bild 4.6. Spektrum einer RBS-Messung an einer dünnen Ni_3Al -Schicht, gesputtert auf Si, zur Bestimmung der entsprechenden Schichtdicke.

theoretischer Fit zeigt eine ausgesprochen gute Annäherung an die Messkurve.

Die Probe wurde dazu in 3 mm breite Streifen zerteilt und jeweils mit hochenergetischen He^+ -Ionen beschossen. Bei der Auswertung wurde dabei wie folgt vorgegangen: Ein erster theoretischer Fit an die gemessenen Spektren erfolgte bezüglich der Zusammensetzung der Legierung. Anschließend wurde mit dieser Einstellung nur der Parameter Schichtdicke unter Konstanz aller anderen Parameter gefittet.

In Bild 4.7. ist eine Auswertung zahlreicher RBS-Messungen zur Bestimmung der Schichtdickenabhängigkeit dargestellt. Die Einstellungen der Sputterzeiten betragen 10 s je Einstellung, zuzüglich 10 s in der letzten Position des Targets über dem Substrat.

Es ist eine ausgeprägte Linearität des Schichtdickengradienten zu erkennen. Über eine Länge von 35 mm verringert sich die Ni_3Al -Schichtdicke linear von 11,8 nm auf 6 nm, der Gradient beläuft sich demnach auf 0,17 nm/mm. Die RBS-Messungen stimmen mit den extrapolierten Werten aus AFM-Messungen von dickeren Schichten im Bereich der Fehlergrenzen überein.

Durch die Variation der Targetposition über dem Substrat während des sputterns von Ni_3Al -Schichten gelang demnach die reproduzierbare Erzeugung eines zumindest in einer Achse linearen Schichtdickengradienten von $\approx 0,2$ nm/mm über die gesamte Fläche eines 2"-Wafers.

In Bild 4.8. ist abschließend ein schematischer Querschnitt der gesputterten SIFS-Vielfachschicht vor der nachfolgenden Strukturierung dargestellt. Der Ni_3Al -

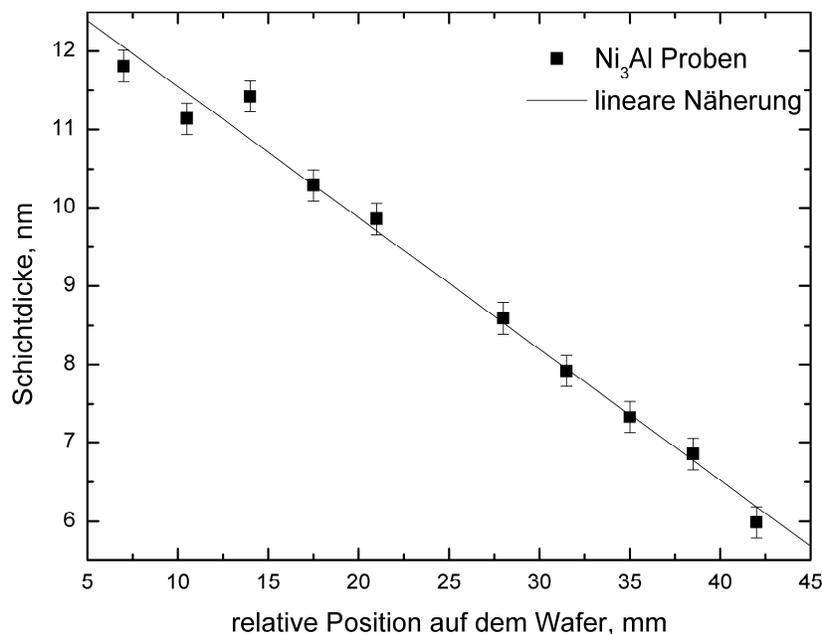


Bild 4.7. Abhängigkeit der Ni_3Al -Schichtdicke bezüglich der Position auf einem 2"-Wafer, bestimmt mittels der RBS-Messmethode. Eine etwa zwei Angstrom großer Fehler ergibt sich aus unterschiedlichen Simulationsansätzen.

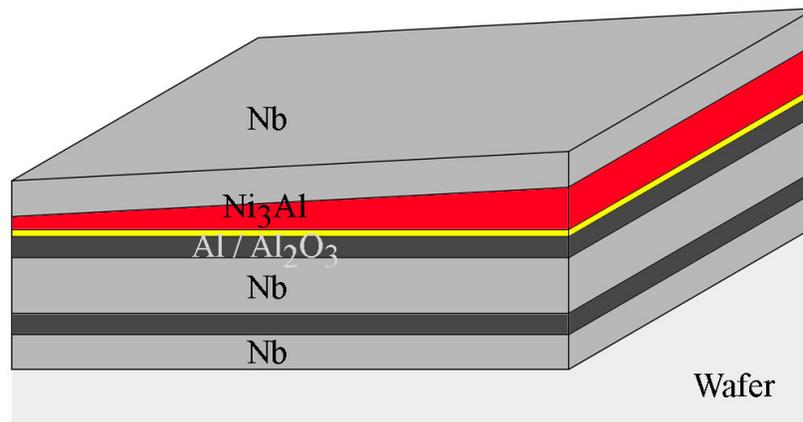


Bild 4.8. Schematischer Querschnitt einer typischen SIFS-Vielfachschicht unter Verwendung einer keilförmigen Depositionstechnik für die Ni₃Al-Zwischenschicht.

Schichtdickengradient von $\approx 0,2$ nm/mm bewegt sich in der Fläche entlang einer Achse. Bezüglich der zweiten Achse wird die gesputterte Ni₃Al-Schichtdicke als konstant angenommen, vgl. dazu auch Kapitel 6.

4.3. Strukturierungsverfahren zur Untersuchung des schichtdickenabhängigen kritischen Stromes

Nachdem eine keilförmige SIFS-Vielfachschicht in-situ auf einen SiO₂-Wafer gesputtert wurde (vgl. Kapitel 4.1. und Kapitel 4.2.), erfolgte in einem vierstufigen Strukturierungsprozess die Herstellung einzelner SIFS-Josephson-Kontakte. Die Herausforderung bestand zum einen darin, möglichst viele Messpunkte einer Schichtdickenabhängigkeit des kritischen Stromes ($I_C(d_F)$ -Abhängigkeit) zu bekommen. Anderweitig sollten pro F-Schichtdicke d_F möglichst zahlreiche Josephson-Kontakte gemessen werden können, damit eine gewisse notwendige statistische Aussage gemacht werden konnte. Eine weitere Herausforderung bei der Entwicklung eines Strukturierungsprozesses lag darin, die SIFS-Vielfachschicht aus Gründen der Reproduzierbarkeit auf einen unbehandelten Wafer zu sputtern. Aus den oben genannten Gründen (eventuelle Lackrückstände, Lackgräben, Randeffekte in diesen, usw.) wäre eine möglichst gute Reproduzierbarkeit eventuell beeinflusst worden, falls die Oberfläche des Wafers vor dem Sputtern strukturiert worden wäre. Schließlich musste beachtet werden, dass strukturierte Flanken nicht mittels einer anodischen Oxidation der Ni₃Al-Legierung isoliert werden konnten. Erste Tests dazu schlugen fehl.

Unter Beachtung dieser Anforderungen wurde folgender Strukturierungsprozess entwickelt.

Sämtliche Belackungs- und Belichtungsarbeiten, Lift-Off-Prozess-Schritte und Ultraschallarbeiten zur Reinigung der Proben erfolgten in einem Reinraum der Klasse 100.

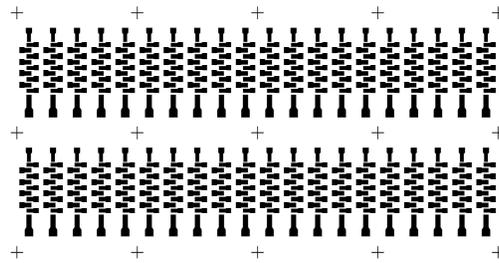
Die zur Realisierung der Josephson-Kontakte notwendigen optischen Lithographiemasken sind in Bild 4.9. dargestellt. Die schwarzen Bereiche verdeutlichen die Chrom-Strukturen auf den Glaträgern. Demnach bleiben bei einem Positiv-Prozess in den nachfolgenden Strukturierungen die Vielfachschichten entsprechend den schwarzen Bereichen stehen.

Prozessschritt I, Grundstruktur:

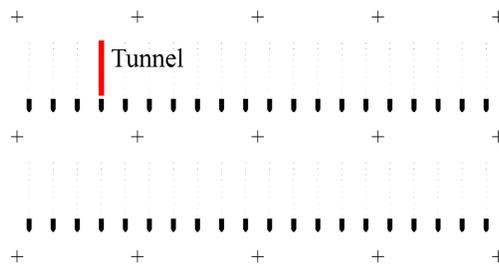
Die Multilagen wurde mittels optischer Lithographie unter Verwendung der Maske "Grundstruktur", Bild 4.9., in einzelne Streifen der Breite 500 µm im Abstand von jeweils 1500 µm strukturiert. Die jeweiligen Streifen sind dabei so angeordnet, dass sie orthogonal zu dem F-Schichtdickengradienten verlaufen.

Als Lack wurde von der Firma Hoechst AZ5214 mit einer resultierenden Schichtdicke von 1,4 µm verwendet. Er wurde im positiven Prozess mit einer Wellenlänge von 365 nm belichtet, so dass der Lack dort erhalten blieb, wo die Maskenstrukturen vorhanden waren. Nachfolgend wurde der belichtete 2"-Wafer in einer Ionenstrahl-Ätzanlage (IBE) von Oxford-Technologies mit Ar⁺-Ionen bis in das SiO₂-Substrat geätzt. Die Probe wurde dazu

"Wiring" - Maske:



"Tunnel" - Maske:



"Grundstruktur" - Maske:

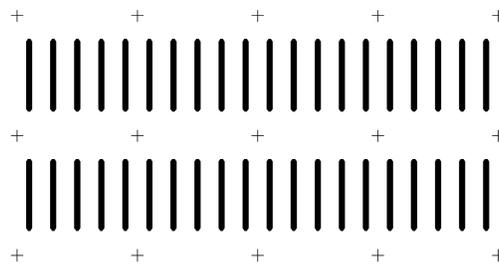


Bild 4.9. Die zur Realisierung einzelner SIFS-Josephson-Kontakte mit F-Schichtdickenvariation benötigten optischen Masken. Die schwarzen Bereiche verdeutlichen Chrom auf Glaträgern. Jedes durch vier kleine Kreuze angedeutete Quadrat entspricht einer Probenfläche von 1 cm^2 . Die jeweiligen Tunnelkontakte der Maske "Tunnel" sind aufgrund ihrer relativen geringen Größe nicht zu erkennen. Im Bereich des beispielhaft rot markierten Balkens liegen 10 einzelne Kontakte senkrecht angeordnet.

auf einen wassergekühlten titanbeschichteten Kupferblock aufgebracht, um die Hitzeentwicklung während des Ätzens zu minimieren. Aufgrund der Ni_3Al -Keilstruktur wurde unterschiedlich tief in das SiO_2 geätzt, der Unterschied betrug jedoch nur einige wenige 10 nm. Um die Auswirkungen gewisser Strahlinhomogenitäten zu minimieren, wurde die Probe mit einer geringen Frequenz während des Ätzvorganges gedreht. Mittels eines angeschlossenen Massenspektrometers wurden die zu ätzenden Materialien kontrolliert, so dass sichergestellt war, dass die einzelnen Streifen voneinander separiert waren.

Anschließend an den Ätzprozess wurden die freigelegten Flanken mit 300 nm SiO_2 isoliert. Dazu wurde SiO_2 mittels eines Elektronenstrahls verdampft, während sich die Probe orthogonal über dem Schmelztiegel drehte. Ein anschließender Lift-Off-Prozess beendete diesen ersten Strukturierungsschritt.

In Bild 4.10.a) und b) ist der erste Prozessschritt schematisch dargestellt. In Bild 4.10.a) ist ein Querschnitt der SIFS-Keilstruktur mit aufgesetzter Lackstruktur nach der ersten optischen Lithographie gemäß Maske "Grundstruktur", Bild 4.9. zu erkennen. In Bild b) sind die freigelegten Streifen (Lift-Off) mit den isolierten Flanken eingezeichnet (Tunnel bereits enthalten, vgl. Prozessschritt II).

Durch diesen ersten Strukturierungsschritt wurden insgesamt zwei Streifenreihen a 20 Einzelstreifen strukturiert. Jeder einzelne Streifen besteht gegen Ende des Strukturierungsprozesses, wie nachfolgende geschildert wird, aus 10 einzelnen Josephson-Kontakten.

Prozessschritt II, Tunneldefinition:

In einem zweiten optischen Lithographieschritt (positiv Prozess) wurden anschließend die entsprechenden Tunnelkontakte der jeweiligen Streifen definiert. Dazu wurde die Maske "Tunnel", vgl. Bild 4.9. in Kombination mit einem dünneren Lack (AZ 5206, resultierende 600 nm Lackschichtdicke) verwendet. Die einzelnen Tunnel sind in Bild 4.9. aufgrund ihrer geringen Größe nicht zu erkennen, sie liegen für den einen Kontaktstreifen in dem beispielhaft rot eingefärbten Bereich.

Die auf jedem Streifen definierten Tunnelstrukturen sind in Bild 4.10.b) zu erkennen. Im Rahmen dieser Arbeit wurden dafür zwei unterschiedliche Chrommasken entworfen, die sich in der Tunnelgeometrie voneinander unterschieden. Es wurden zum einen runde Kontaktflächen unterschiedlicher Größe von $5\text{-}1000\ \mu\text{m}^2$ (Maskenset I) strukturiert. Dadurch bestand die Möglichkeit, in den anschließenden Messungen zusätzlich eine Flächenskalierung des kritischen Stromes zu überprüfen. Zum andern wurden auch gleichgroße rechteckige Tunnel (Maskenset II) der Größe $1000\ \mu\text{m}^2$ strukturiert.

Auf jeden einzelnen der 2 Streifenreihen wurden längs mittig 10 Tunnelkontakte definiert (Maskenset I oder II). Ein zusätzlicher deutlich größerer Tunnel (Fläche im Bereich mm^2) diente in nachfolgenden Messungen als supraleitender Kontakt zur Grundlektrode. Dieser große Tunnelkontakt ist in Bild 4.8., Maske "Tunnel" deutlich zu erkennen. Der kritische

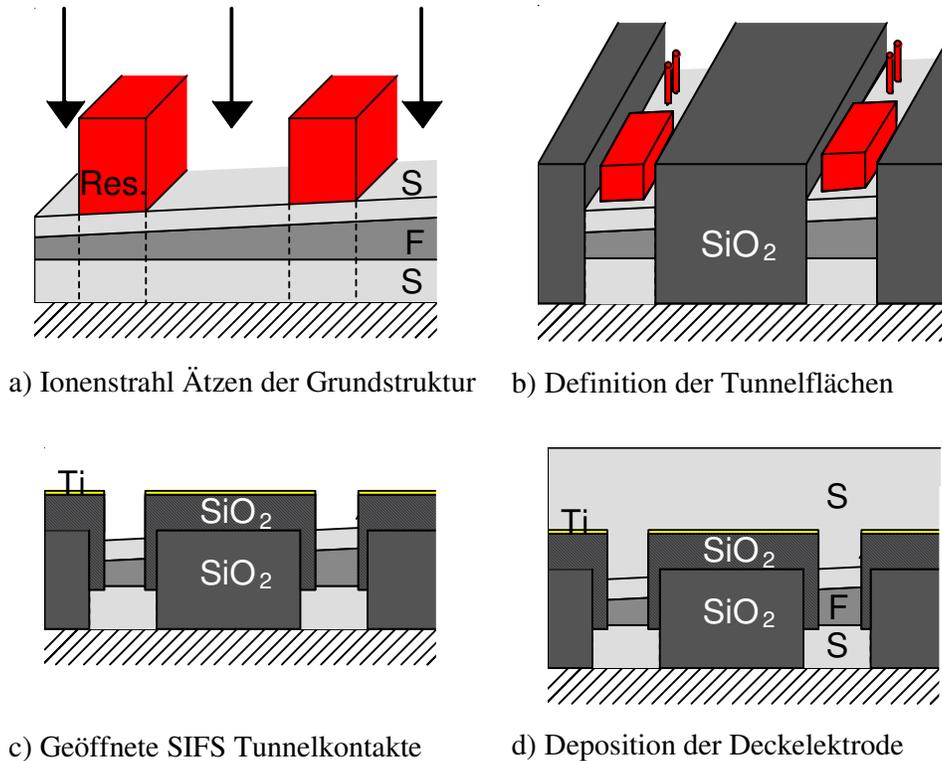


Bild 4.10. Schematischer Ablauf des mehrstufigen Strukturierungsprozesses zur Herstellung von bis zu 200 einzelnen SIFS-Josephson-Kontakten mit jeweils fest definierter F-Schichtdicke.

Strom liegt entsprechend mehrere Größenordnungen über den Spannungsabfällen über den Tunnelkontakten. Dieser große Tunnelkontakt ist deutlich in Bild 4.10.b) eingezeichnet.

In einem zweiten IBE-Schritt wurde sowohl die obere Nb-Schicht, als auch die darunter liegende Ni_3Al -Schicht geätzt. Das Niob und das Ni_3Al wiesen vergleichbare Ätzzraten auf. Somit führten die wenige nm Ni_3Al -Schichtdickenunterschied (Keilstruktur) nur zu unwesentlich weit geätzten Nb-Grundelektroden. Diese wurden in ihrer Funktion nicht beeinträchtigt, die Tunnelkontakte zeigten bei $T = 9,2$ K einen Übergang zur Supraleitung. Das im ersten Prozess-Schritt aufgedampfte SiO_2 (zur Flankenisolation) wurde ebenfalls deutlich geätzt. Aufgrund einer Schichtdicke von 300 nm blieb jedoch hinreichend Isolator erhalten. Hier lag eine besondere Herausforderung in der Abstimmung der beteiligten Parameter. Die Dicke der aufgedampften Isolatorschicht sollte so gewählt werden, dass nach erfolgtem Ätzschrift eine möglichst planare Oberfläche zwischen SiO_2 und der verbleibenden Grundelektrode bestand.

In Bild 4.11. ist die Probenstrukturierung in diesem Stadium schematisch als Querschnitt dargestellt.

Um die freiliegenden Bereiche (Oberflächen der Nb/Al/Nb-Grundelektrode) zu isolieren, wurde in einem zweiten Isolationsschritt erneut 170 nm SiO_2 aufgedampft. Direkt anschließend an die SiO_2 Verdampfung wurde eine 10 nm dünne Ti-Schicht aufgedampft.

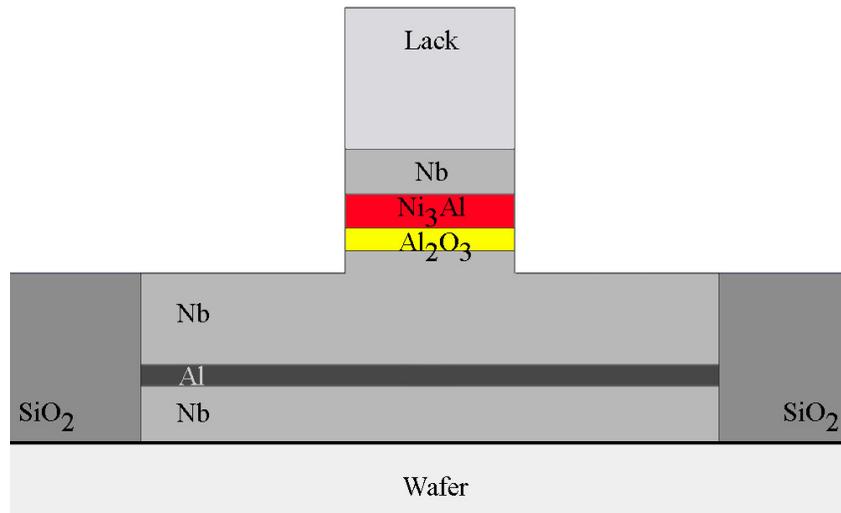


Bild 4.11. Schematischer Querschnitt einer SIFS-Probe nach dem zweiten IBE-Strukturierungsschritt vor dem nachfolgendem zweiten aufdampfen von 170 nm SiO₂ und 10 nm Titan.

Das Titan diente in dem nachfolgendem Schritt (sputtern der Topelektrode, Wiring) als Haftverbesserung.

Erst anschließend wurde in einem zweiten Lift-Off-Prozess der Lack entfernt. Es blieben somit nur die durch Maske "Tunnel" definierten Flächen geöffnet, vgl. Bild 4.10,c).

Der zweistufige Isolationsprozess erwies sich als notwendig, da eine einfache Isolation mit dem Lack der Tunnelmaske nicht möglich war. Die Tunnelflächen ließen sich mit einem nur wenige 10 nm dickerem SiO₂ nicht mehr öffnen. Anderweitig waren die nach dem ersten Ätzen freiliegenden Flanken um die 150 nm dick. Hier war eine vergleichbare SiO₂ Dicke (170 nm) nicht ausreichend, um eine Isolation zu gewährleisten. Nach erfolgtem Ätzen der Tunnel waren immer noch rund 100 nm freiliegende Nb/Al/Nb-Vielfachschicht zu isolieren. Erste Tests ergaben, dass eine hinreichende Isolation mit einem Isolationsschritt nicht gewährleistet werden konnte.

Prozessschritt III, Wiring:

Die Strukturierung der oberen Elektrode inklusive der erforderlichen Kontaktierungsbereiche erfolgte mithilfe einer dritten optischen Lithographie. Im Negativ-Prozess wurde unter Verwendung der Maske "Wiring" eine im Vergleich zu den schwarzen Bereichen in Bild 4.9.oben) inverse Lackschicht auf den 2"-Wafer aufgebracht. Dazu wurde der Lack AZ5214 mit der Chrommaske kurze Zeit belichtet, anschließend für einige Minuten bei hoher Temperatur gebacken und zuletzt erneut ohne Maske belichtet. Dadurch invertierte sich die Polymerverkettung.

In einer zweiten Z400 RF-Sputteranlage von Leybold wurden die geöffneten Bereiche für einige 10 s mit Argon-Ionen geätzt, damit das während der bisherigen Strukturierung

entstandene Nb-Oxid auf dem Schichtstapel entfernt wurde. Dabei musste insbesondere darauf geachtet werden, dass nicht ebenfalls die obere Ti-Schicht entfernt wurde.

Anschließend wurden insgesamt 300 nm Niob in mehreren Zyklen gesputtert. Dabei wurden wiederholt Pausen eingelegt, damit die damit verbundene Wärmeentwicklung hinreichend relaxieren konnte.

Ein erneuter Lift-Off-Prozess beendete diesen dritten Strukturierungsschritt.

Ein Querschnitt der Proben in diesem Strukturierungsstadium ist in Bild 4.10.d) dargestellt.

Prozessschritt IV, Titan Entfernung und Fertigstellung:

Das in Prozessschritt II aufgedampfte Titan wurde in den Zwischenbereichen in diesem Strukturierungsschritt entfernt, um die vollständige elektrische Isolation zwischen den Streifen zu gewährleisten. Ebenfalls sollte ein mögliches "shunten", also ein parallel zu dem Tunnel verlaufender Normalleiter, durch das Titan in den Zwischentunnelbereichen unterbunden werden.

Dazu wurde in einem vierten optischen Lithographieschritt die Maske "Wiring", vgl. Bild 4.9., verwendet. In einem positivem Prozess wurden die relevanten Bereiche mit Lack abgedeckt, die schwarzen Bereiche verblieben als Lack auf dem Wafer. Sämtliche Zwischenbereiche blieben somit geöffnet.

In einem anschließenden Ätzschritt (IBE) wurde die wenige nm dünne Ti-Schicht in den Zwischenbereichen entfernt. Da die Nb-Deckelektrode eine Stärke von 300 nm aufwies, war dieser Schritt recht unkritisch.

Abschließend wurde der 2"-Wafer in 10·10 mm² große Proben zerteilt. In Bild 4.12. ist

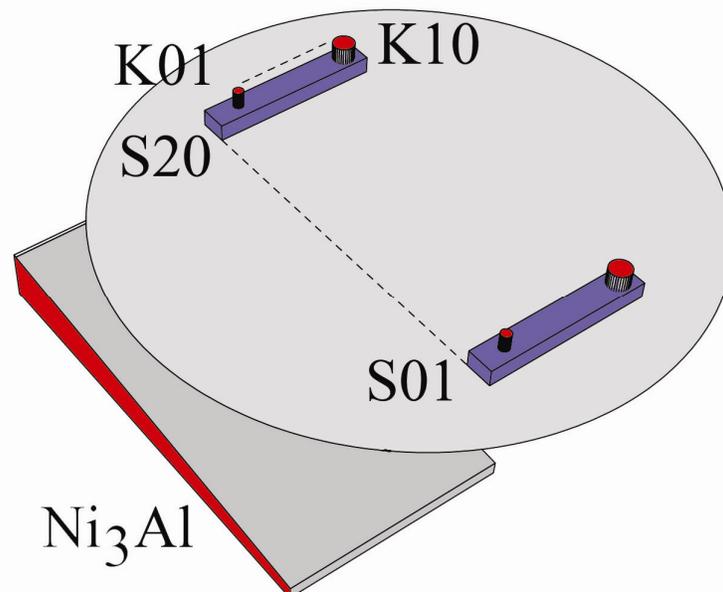


Bild 4.12. Schematischer Aufbau einer Streifenreihe (Streifen S01 bis S20) mit jeweils 10 einzelnen Josephson-Tunnelkontakten (K10 bis K01). Jeder Wafer enthielt nach Fertigstellung zwei einzelne Streifenreihen.

schematisch die Strukturierung der gesputterten SIFS-Vielfachschicht in eine Reihe von zwanzig einzelnen Streifen der Nummern S01 bis S20 dargestellt. Die 10 definierten Josephson-Kontakten pro Streifen werden mit K01 bis K10 durchnummeriert, sie sind ebenfalls in Bild 4.12. enthalten. Sie sind dort allerdings stark vergrößert dargestellt. Der Ni_3Al -Schichtdickengradient verläuft in der von den Streifen aufgespannten Ebene, wie in Bild 4.12 ebenfalls zu erkennen ist.

Da der Ni_3Al -Schichtdickengradient sehr gering ist ($\approx 0,2 \text{ nm/mm}$), konnte der jeweilige Bereich unter den relevanten Tunneln als konstant angesehen werden. Die größten runden Kontakte besaßen bei einer Fläche von $1000 \mu\text{m}^2$ einen Durchmesser von $17 \mu\text{m}$.

4.4. Zusammenfassender Überblick über die technologische Realisierung von SIFS-Josephson-Kontakten

In diesem Kapitel wird eingehend die technologische Herstellung von SIFS-Mehrlagenschichten mit anschließender Strukturierung der Tunnelkontakte diskutiert.

Auf einen thermisch oxidierten 2"-Si-Wafer wurde in einem einzigen Vakuumzyklus die gesamte SIFS-Vielfachschicht gesputtert. Durch die in-situ-Deposition der gesamten Vielfachschicht konnte der relative Einfluss der Grenzflächen zwischen den Kontakten minimiert werden.

Zunächst erfolgte die Deposition einer Nb/Al/Nb/Al-Grundelektrode, welche anschließend in einer an die Sputteranlage angebrachten Schleuse oxidiert wurde. Ohne Unterbrechung des Vakuums erfolgte anschließend das Sputtern der Ni₃Al-Zwischenschicht und einer oberen Nb-Deckschicht. Dabei wurden wahlweise zwei unterschiedliche Arbeitsgase (Argon, Neon) verwendet, näheres dazu im folgenden Kapitel 5.

Die für die beabsichtigte Untersuchung der Schichtdickenabhängigkeit des kritischen Stromes notwendige Variation der Ni₃Al-Zwischenschichtdicke wurde durch eine Keilstruktur realisiert. Durch eine sukzessive Variation der Position des Ni₃Al-Targets über dem Substrat während des Sputterprozesses gelang die Realisierung eines fast idealen linearen Schichtdickengradienten entlang einer Achse in der Waferfläche. Die realisierte Keilstruktur wurde mittels AFM und RBS überprüft.

In einem nachfolgenden mehrstufigen Strukturierungsprozess wurden entlang des linearen Schichtdickengradienten 20 einzelne Kontaktstreifen mit jeweils 10 unterschiedlichen Josephson-Kontakten definiert. Dazu war viermal der Prozess der optischen Lithographie notwendig. Weiterhin wurde dreimal mithilfe einer Ionenstrahlätzanlage unterschiedliches Material geätzt. Die Isolation erfolgte unter zweimaligem aufdampfen von SiO₂.

Dadurch bestand die Möglichkeit, den linearen Schichtdickengradienten an 20 regelmäßig verteilten Positionen zu messen. Zusätzlich erlaubte das entwickelte Strukturierungsverfahren die Messung für eine definierte Schichtdicke an bis zu 10 Josephson-Kontakten durchzuführen. Die Tunnelflächen konnten ebenfalls leicht in ihrer Geometrie variiert werden.

*Fünftes Kapitel***Ni₃Al im paramagnetischen / ferromagnetischen
Grenzbereich**

In diesem Kapitel wird der Zusammenhang zwischen Sputterbedingungen und magnetischen Eigenschaften der intermetallischen Legierung Ni₃Al eingehend behandelt. Ni₃Al ist unter mehrfacher Hinsicht, von Sputtereigenschaften im Zusammenhang mit einer Nb/Al Technologie bis hin zu möglicher Oxidation, ein viel versprechender Kandidat für die Verwendung in ferromagnetischen Tunnelkontakten (Kupriyanov, Golubov, Siegel [5.1.]). Eine möglichst exakte und reproduzierbare Beherrschung des paramagnetischen/ferromagnetischen Übergangsbereiches ist für die erfolgreiche Realisierung von SIFS-Tunnelkontakten von entscheidender Bedeutung. Die Ni_xAl_{1-x} Legierung ordnet sich im Bereich von $x = 0,735-0,76$ in der Cu₂Au-Kristallstruktur und zeigt bemerkenswerte magnetische Eigenschaften (De Boer et al. [5.2.], Buis et al. [5.3.]). Im Bereich von $x = 0,735$ bis $x = 0,746$ sind ausschließlich paramagnetische Eigenschaften zu beobachten. Darüber hinaus ansteigende Ni-Konzentrationen resultieren in stetig ansteigenden magnetischen Momenten mit sehr geringen Curie-Temperaturen von wenigen 10 K (Dahr et al. [5.4.]).

Es zeigt sich erstmalig, dass die Ni-Konzentration ausgehend von einem Ni_{0,76}Al_{0,24}-Legierungstarget durch eine Variation des Sputtergases und dessen Druck gezielt beeinflussen lassen.

Der Einfluss des Sputtergases und dessen Druck werden im ersten Unterkapitel eingehend diskutiert. Ausgehend von einer statistischen Simulation des Ablöseprozesses und des Teilchenflusses beim Sputtern eines NiAl-Targets mit Argon und Neon lassen sich die stöchiometrischen Zusammensetzungen ableiten. Die zentralen Berechnungen wurden dabei von Herrn Dr. E. Hollmann durchgeführt.

Im zweiten und dritten Teil erfolgt eine ausführliche Diskussion der experimentellen Ergebnisse gesputterter Ni₃Al-Legierung. Mittels RBS wird in Kapitel 5.2. die Stöchiometrie gesputterter Ni₃Al-Schichten bestimmt.

Das Kapitel 5.3. umfasst die gesamte magnetische Charakterisierung der Legierung. Dabei zeigt sich, dass Ni₃Al, gesputtert mit Argon, ausschließlich paramagnetische Eigenschaften hat. Mit Ne-Gas jedoch lässt sich eine Legierung mit variablen ferromagnetischen Eigenschaften sputtern. Anhand des Ne-Gasdruckes ist eine gezielte Variation der magnetischen Eigenschaften über eine große Bandbreite möglich.

Die Ergebnisse dieses Kapitels sind gesondert zur Veröffentlichung eingereicht (Born et al. [5.5.]).

5.1. Simulation des Einflusses des Arbeitsgases und dessen Druck auf die stöchiometrische Zusammensetzung von NiAl-Schichten

Die Sputterdeposition dünner Schichten lässt sich in drei einzelne Phasen unterteilen. In einer ersten Phase werden die gewünschten Atome (hier: Nickel, Aluminium) mit Hilfe des jeweiligen Arbeitsgases aus dem Target gelöst. Energiereiche Primärteilchen (Neon, Argon) treffen auf die Legierungsoberfläche und führen zu einer billardähnlichen Stoßkaskade. In unserem Fall sind die Energien der Primärteilchen vergleichsweise gering (kleiner 1 keV). Daher dominiert der Einzelteilchenstoß den Emissionsprozess. Dabei werden zum Großteil neutrale Ni- bzw. Al-Atome emittiert (Heinrich [5.6.]).

Der Fluss der gesputterten Teilchen vom Target zum Substrat lässt sich in einer zweiten Phase zusammenfassen. Dabei kommt es wiederholt zu Stößen zwischen den gesputterten Atomen und dem entsprechenden Arbeitsgas.

Die dritte Phase schließlich besteht aus dem eigentlichen Filmwachstum. Die gesputterten Atome formieren sich unter Abgabe ihrer jeweiligen kinetischen Energien an das Phonongitter des Wafers zu mehr oder weniger homogenen Filmen.

Wie sich im Folgenden zeigt, kommt der zweiten Phase die entscheidende Bedeutung zu. Die Zusammensetzung des Teilchenflusses (Nickel, Aluminium) lässt sich durch eine Variation des Arbeitsgases und dessen Druck beeinflussen. Um ein besseres Verständnis und aussagefähige Prognosen zu bekommen, führten wir numerische Simulationen durch.

Der Simulationsprozess beschreibt den Emissionsprozess einzelner Ni- bzw. Al-Atome aus dem Target und den Teilchentransport vom Target zum Substrat. Die Simulationen fundieren auf einer statistischen Näherungsmethode (Monte-Carlo Simulation, MC im weiteren Verlauf) mit zahlreichen Parametern. In unserem Fall wurden 7 einzelne Parameter ($\xi_i, i = 1, \dots, 7$) definiert.

Erste Phase:

Die Anfangsenergie eines Teilchens, welches durch Ionen-Bombardierung aus einem Metallverbund herausgelöst wird, lässt sich durch folgende differentielle Verteilungsfunktion charakterisieren, auch Thompson-Verteilung genannt (Thompson [5.7.]):

$$\frac{dJ}{dE} \propto \frac{E}{(E + E_B)^3}. \quad (5.1.)$$

Dabei bezeichnet E die kinetische Energie der gesputterten Atome und E_B die Oberflächenbindungsenergie. Die Wahrscheinlichkeit, $P(E)$, ein emittiertes Atom mit einer anfänglichen kinetischen Energie von E zu haben, ergibt sich aus Integration von (5.1.).

Der erste Simulationsparameter, ξ_1 , determiniert die anfängliche kinetische Energieverteilung und berücksichtigt die materialspezifischen Größen:

$$E = \frac{E_B \cdot \xi_1^{1/2}}{(\kappa \cdot E_{bom} + E_B) / (\kappa \cdot E_{bom}) - \xi_1^{1/2}}, \quad (5.2.)$$

mit $\kappa = 4M_{bom}M_{larg}/(M_{bom}+M_{larg})^2$. E_{bom} , M_{bom} und M_{larg} bezeichnen dabei die Energie und die Masse des ionisierten Arbeitsgases bzw. die Masse der Targetatome. Eine hinreichend große Anzahl simulierter Anfangssätze resultiert in der Thompson-Verteilung (5.1.).

Die anfängliche Winkelverteilung der gesputterten Teilchen ist bei typischen Sputterenergien von 250-1000 eV, bei rauen Oberflächen und bei Raumtemperatur durch ein cos-Gesetz gegeben:

$$\frac{dJ}{d\theta} = J_0 \cdot (\cos \theta_0)^n, \quad (5.3.)$$

mit $n \approx 1$. θ_0 bezeichnet dabei den polaren Winkel zwischen der Trajektorie des gesputterten Atoms und der normalen der Targetoberfläche. Die Anzahl der Atome, die pro Zeiteinheit anfänglich normal zur Oberfläche emittiert werden, wird mit J_0 bezeichnet.

Der zweite und dritte Monte-Carlo-Simulationsparameter determiniert die anfängliche Winkelverteilung, näheres dazu in Hollmann et al. [5.8.].

Zweite Phase:

Die MC-Simulation berücksichtigt bezüglich der zweiten Phase einer Schichtendeposition drei Unterpunkte:

- (i) Ableitung bzw. Bestimmung der jeweiligen Streupartner
- (ii) Bestimmung einer mittleren freien Weglänge bis zum nächsten Streuprozess
- (iii) Definition des Stoßprozesses unter Berücksichtigung eines Energietransfers und des Stoßwinkels

Während des Partikeltransportes vom Target zum Substrat werden nur Kollisionen gesputterter Atome (Nickel, Aluminium) an neutralen Atomen des jeweiligen Arbeitsgases berücksichtigt. Dies ist insoweit gerechtfertigt, als dass zum einen die Konzentration des ionisierten Gases bzw. ihrer entsprechenden Elektronen einen recht geringen Anteil von 10^{-3} hat. Zum andern ist die kinetische Energie neutraler Atome (im Bereich $k_B T$, also kleiner 0,1 eV) deutlich geringer, als von ionisierten Teilchen, welche durch die angelegte Spannung beschleunigt werden. Wie im Folgenden geschildert wird, nimmt der Streuquerschnitt mit steigender Energie ab, resultierend in einer geringeren Streuwahrscheinlichkeit. Im folgenden wird ein monoenergetisches Arbeitsgas bei den Simulationen verwendet, eine Maxwell-Verteilung der Energie ändert nur minimal etwas am Ergebnis.

Der vierte Simulationsparameter orientiert sich an der Gasdichte und an den entsprechenden Streuquerschnitten. Er parametrisiert demnach die Streuwahrscheinlichkeit.

Die entstehenden Kollisionen werden ausschließlich im Rahmen des elastischen Stoßes behandelt. Dies stellt eine vernünftige Näherung dar, da die typischen kinetischen Energien gesputterter Atome mit weniger als 10 eV unterhalb der typischen Ionisierungsenergien der

verwendeten Arbeitsgase liegen (erste Ionisierungsenergie Helium: 24,6 eV, von Argon: 15,8 eV). Dem Stoßprozess liegt ein erweitertes "Hard-Sphere"-Modell (HS) zugrunde, das so genannte Quasi-HS-Modell (QHS). Bei dem allgemeinen HS-Modell für den elastischen Stoß ist der starre mikroskopische Streuquerschnitt σ gegeben durch

$$\sigma = \pi(R_{za} + R_g)^2. \quad (5.4.)$$

Dabei bedeuten R_{za} und R_g die beiden Radien des gesputterten Atoms und des Arbeitsgases. Durch die starre Restriktion $r_{min}=R_1+R_2$ und durch die fehlende Energieabhängigkeit ist die Aussagekraft unter Beachtung dieses Modells vergleichsweise gering.

Das von uns verwendete QHS-Modell berücksichtigt explizit die energetische Abhängigkeit des Streuquerschnittes. Eine ausführlichere Ableitung des QHS-Modells ist in Vol'payas et al. [5.9.] gegeben.

Der mikroskopische Streuquerschnitt unter Verwendung des QHS-Modells hängt von der Relativenergie E_r der beteiligten Kollisionspartner ab:

$$\sigma_{qhs} = \pi \cdot r_{min}^2 (E_r) \quad (5.5.)$$

Dabei wird mit r_{min} die minimale Distanz im Fall eines zentralen elastischen Stoßes (Aufprallparameter = 0) bezeichnet. Diese Größe ist von der Relativenergie zwischen den beiden Kollisionspartnern abhängig. Unter Verwendung des Born-Mayer Wechselwirkungspotentials (Born, Mayer [5.10.]) für interatomare Abstände r ,

$$U_{BM}(r) = A_{BM} (Z_1 \cdot Z_2)^{3/4} \exp(-r/b_{BM}(Z_1, Z_2)), \quad (5.6.)$$

ist der energieabhängige minimale Abstand gegeben durch:

$$r_{min} = -b_{BM}(Z_1, Z_2) \cdot \ln \frac{E_C}{A_{BM}(Z_1 \cdot Z_2)^{3/4}}. \quad (5.7.)$$

Z_1 und Z_2 entsprechen dabei den Atomzahlen, A_{BM} und b_{BM} sind unterschiedliche Konstanten, vgl. Vol'payas [5.9.] und Born, Mayer [5.10.].

Demnach ist die mittlere freie Weglänge gesputterter Atome in einem Gas unter Beachtung des QHS-Modells durch

$$\lambda_{qhs} = \frac{1}{N\pi \cdot r_{min}^2 (E_C)} \quad (5.8.)$$

gegeben. N ist die Dichte des beteiligten Sputtergases.

Die Wahrscheinlichkeit eines elastischen Stoßes nach zurückgelegter Wegstrecke λ wird durch einen der sieben Parameter in die numerischen Simulationen implementiert.

Eine höhere relative Energie der beteiligten Stoßpartner resultiert demnach im Rahmen des QHS-Modells in einem geringeren minimalen Abstand, nach (5.7.). Dadurch reduziert sich entsprechend (5.5.) der Streuquerschnitt. Zusätzlich wird durch eine höhere relative Energie gemäß (5.8.) ebenfalls die mittlere freie Weglänge überproportional erhöht. Zusammenfassend resultiert demnach eine große relative Energie in einer deutlich verminderten Stoßwahrscheinlichkeit.

Unter Ausnutzung des Energie- und Impulserhaltungssatzes bei dem elastischen Stoß lässt sich der Stosswinkel und dessen Parametrisierung bezüglich der MC-Simulation ableiten. Eine ausführliche Ableitung ist in Hollmann et al. [5.8.] und in Vol'payas [5.9.] dargestellt. Aufgrund der Erhaltungssätze lässt sich ebenfalls der Betrag des Energietransfers definieren. In erster Näherung erhält man im Rahmen des QHS-Modells für die Differenz der kinetischen Energie eines gestreuten Atoms vor dem Stoß und nach dem Stoß

$$\Delta E = \frac{2M_1M_2}{(M_1 + M_2)^2}, \quad (5.9.)$$

mit M_i , $i = 1, 2$, den jeweiligen atomaren Massen der an dem Stoß beteiligten neutralen Atome.

Durch die einzelnen Parameter wird der Teilchenfluss simuliert. Dabei werden die entsprechenden Stoßprozessen für jedes Atom so lange wiederholt, bis es entweder das Substrat (bzw. als Teil dessen die simulierte Probenfläche), oder den Rezipienten erreicht. Dabei wird für jedes einfallende Atom angenommen, dass es nicht wieder von den entsprechenden Oberflächen reflektiert wird.

Ein Vergleich der beiden von uns genutzten Arbeitsgase Argon und Neon zeigt Unterschiede im Energietransfer aufgrund unterschiedlicher atomarer Massen:

Im Fall von Argon (relative Atommasse: 39,9 g/mol) erhält man aus (5.9.) für die Kollision Ar/Al (Aluminium: 27 g/mol) einen Energietransfer von $\Delta E_{Al/Ar} = 0,481$. Der Wert im Fall einer Kollision von Nickel (Nickel: 58,7 g/mol) mit Argon weicht mit $\Delta E_{Ni/Ar} = 0,482$ nur minimal vom ersten ab. Der relative Energietransfer im Fall von Argon ist bei den beiden beteiligten gesputterten Atomen Nickel und Aluminium ungefähr gleich.

Bild 5.1. zeigt Ergebnisse der MC-Simulation für das Arbeitsgas Argon. Dargestellt ist der relative Anteil an Aluminium bzw. Nickel in einer simulierten 1 cm² großen Probe, mittig zentriert auf dem Substrat, gegen eine Variation des Druckes um eine Größenordnung. Es wurden die einzelnen Trajektorien von 10⁸ bis 10⁹ Partikel berechnet. Dadurch wurde sichergestellt, dass wenigstens 10⁴ Ni- bzw. Al-Atome auf der relevanten Probenfläche ankamen. Der statistische Fehler ($\sim 1/\sqrt{n}$) war demnach kleiner als 0.1 %.

Deutlich zu erkennen ist der Abfall der beider Raten gegen einen höheren Gasdruck. Aufgrund einer höheren Gasdichte nimmt mit steigendem Druck gemäß (5.8.) die mittlere freie Weglänge zwischen zwei Stößen ab, es steigt die Stoßwahrscheinlichkeit, der Teilchenfluss nimmt ab. Aufgrund fast gleicher relativer Energietransfers kommt es nur minimal zu einer Veränderung der relativen Konzentration zwischen Aluminium und Nickel in der simulierten Schicht.

Deutlich unterschiedlich fällt die Simulation im Fall von Neon als Arbeitsgas aus.

In Bild 5.2. ist das Ergebnis dargestellt. Mit steigendem Ne-Gasdruck nimmt die relative Rate an Al-Atomen analog zu dem Fall des Argon ab. Der relative Anteil an Ni-Atomen in der simulierten Schicht bleibt allerdings bei einer Druckvariation über eine Größenordnung nahezu konstant.

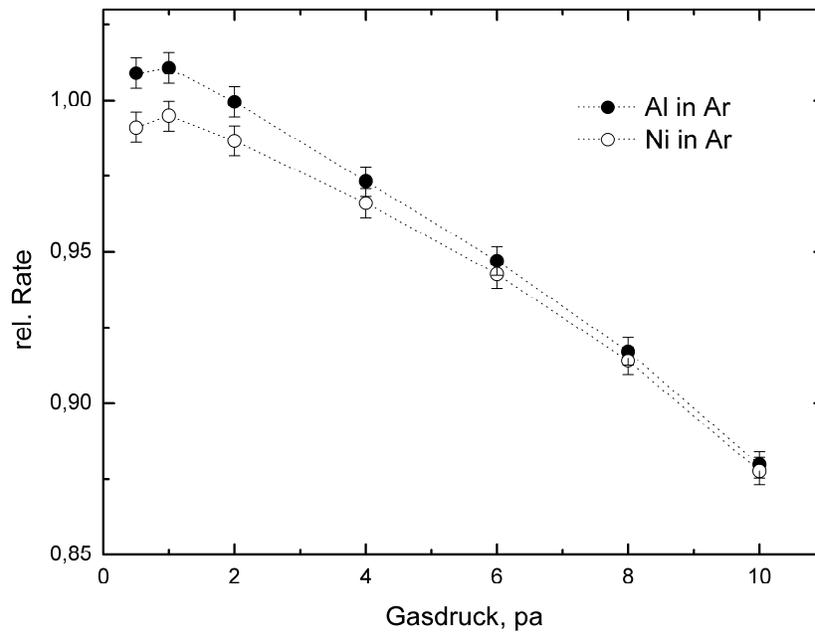


Bild 5.1. Relative Ni- und Al-Rate in einer simulierten 1 cm² großen Probe gegen den Arbeitsgasdruck von Argon.

Gemäß (5.9.) erhält man bei einer Stoßkonstellation Ne/Al (Neon: 20,2 g/mol) einen relativen Energietransfer von $\Delta E_{Al/Ne} = 0,489$. Der Betrag im Fall von Ne/Ni fällt

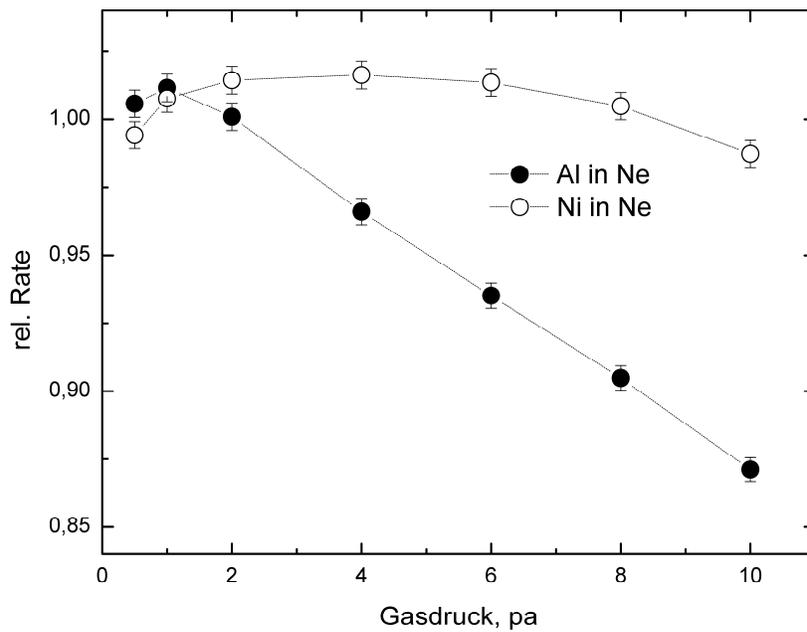


Bild 5.2. Relative Ni- und Al-Rate in einer simulierten 1 cm² großen Probe gegen den Arbeitsgasdruck von Neon.

dahingegen deutlich geringer aus: $\Delta E_{\text{Ni/Ne}} = 0,378$. Die kinetische Energie der gestoßenen Ni-Atome wird demnach verhältnismäßig weniger stark reduziert, als die des Aluminiums. Im Rahmen des QHS-Modells bedeutet eine verhältnismäßig stark reduzierte kinetische Energie eine Zunahme der Stoßwahrscheinlichkeit. Aluminium nimmt demnach deutlich öfter an Stoßprozessen teil als Nickel, welches nach den ersten Stößen über eine hohe kinetische Energie verfügt. Als Resultat reduziert sich der Al-Teilchenfluss im Vergleich zu dem des Nickel.

Ein zusammenfassender Vergleich ist in Bild 5.3. dargestellt. Hier ist der simulierte relative Ni-Anteil in einer 1 cm² großen Probe aus dem Sputtern eines NiAl-Targets unter Verwendung der Arbeitsgase Argon und Neon unterschiedlichen Druckes dargestellt. Im Fall von Argon bleibt die Konzentration weitestgehend unbeeinflusst von einer Druckerhöhung (kleiner 1 %), bei Neon steigt die relative Konzentration des Nickels deutlich an. Eine Druckerhöhung von einer Größenordnung bewirkt eine Zunahme der relativen Ni-Konzentration um ca. 7 % in einer gesputterten Probe.

Im Fall des Sputterns eines Ni₃Al-Targets wird dieser Effekt aufgrund der geringeren Al-Konzentration in dem Partikelfluss deutlich geringer ausfallen. Grob geschätzt wird er sich um den Faktor 3 reduzieren, wobei allerdings nicht von einer Linearität ausgegangen werden kann da die obigen Gleichungen nicht linear in erster Ordnung bezüglich der relevanten Größen sind.

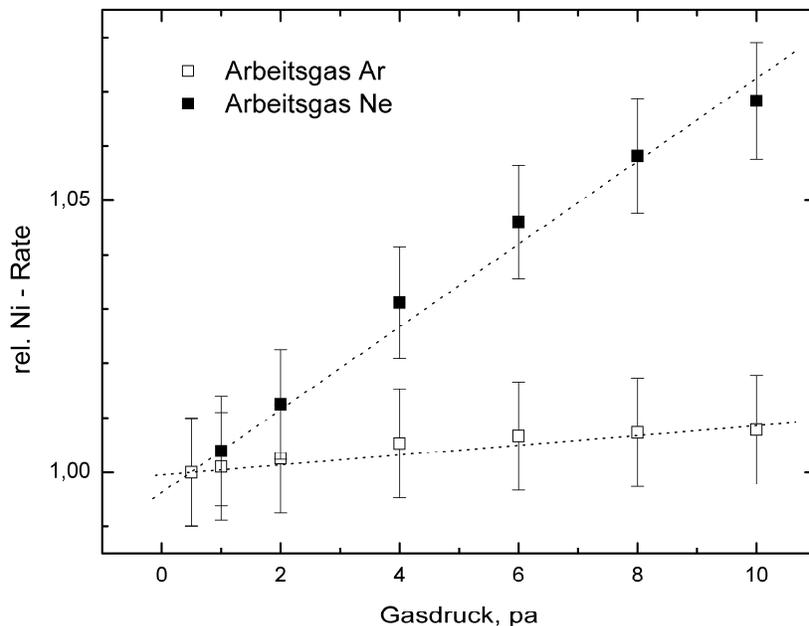


Bild 5.3. Monte-Carlo-Simulation: relative Ni-Konzentration in einer 1 cm² großen Probe durch Sputtern eines NiAl-Targets gegen den Gasdruck von Argon und Neon.

5.2. Stöchiometrische Charakterisierung von gesputterten Ni₃Al-Schichten

Die relative atomare Zusammensetzung gesputterter Ni₃Al-Proben wurde mittels RBS untersucht. Es wurden dazu unterschiedliche Ni₃Al- bzw. Nb/Ni₃Al/Nb-Probenreihen analog zu Kapitel 4.1., allerdings ohne Erzeugung eines Schichtdickengradienten, hergestellt.

Das Niob unterhalb und oberhalb der Ni₃Al-Schicht diente zum Schutz vor der bei Normalbedingungen stattfindenden natürlichen Oxidation der Oberfläche, vgl. Rosenhahn et al. [5.11.]. Erste magnetische Messungen bestätigten dies, vgl. Kapitel 5.3. Die mittels Ar-Gas gesputterten Proben, welche durch RBS charakterisiert wurden, waren reine Ni₃Al-Schichten. Für die RBS-Charakterisierung ist dies jedoch relativ unerheblich, da die charakteristischen Energien beim Rückstoß von Helium an Niob bzw. Nickel und Aluminium deutlich voneinander abwichen.

Die Probenreihen unterschieden sich primär durch das verwendete Arbeitsgas, Argon und Neon. Die einzelnen Proben der jeweiligen Reihen wurden mit unterschiedlichen Gasdrücken hergestellt. Der Gasdruck wurde durch einen Flussregler bei voller Turbopumpenleistung eingestellt.

Im Fall von Argon wurde der Gasdruck von 0,3 Pa bis 4 Pa um eine Größenordnung erhöht. Dabei entsprach der Gasdruck 0,3 Pa dem kleinsten noch vertretbarem Gasdruck für ein konstant brennendes Plasma bei mittlerer angelegter Spannung.

Der Ne-Gasdruck konnte nicht über eine komplette Größenordnung variiert werden, da ein Mindestdruck von 2 Pa eingestellt werden musste. Bei kleineren Drücken ließ sich das Gas mit den von uns maximal angelegten Spannungen von bis zu 1 kV nicht ionisieren. Eine zweite Limitierung bezüglich des Gasdruckes war dadurch gegeben, dass der Rezipient während des Sputterns nicht von der Turbopumpe isoliert werden konnte. Entsprechend wurde ein maximaler Ne-Gasdruck von 8 Pa verwendet.

Die so hergestellten Probenreihen wurden mittels RBS bezüglich ihrer Stöchiometrie analysiert. Das Rückstreupektrum beschleunigter hochenergetischer Helium-Ionen (≈ 1 MeV) wurde dazu gemessen. Der primäre Helium Ionen Fluss lag in einer Größenordnung von ungefähr 10 nA. Dieser Fluss resultierte nach einer angemessenen Messzeit (≈ 10 min) in mindestens 4500 einzelnen Zählungen pro Energieintervall. Daraus ergab sich ein statistischer Fehler von ungefähr 1,5 %. Dieser Fehler wäre theoretisch durch jeweils längere Messzeiten minimierbar gewesen. Deutlich längere Messzeiten waren jedoch aus zweifacher Hinsicht nicht möglich: Zum einen war die uns zur Verfügung gestellte Messzeit nicht lang genug für die zahlreichen Proben. Zum andern konnte die Konstanz der Ionenquelle, bzw. ihrer Beschleunigungsspannung über einen sehr langen Zeitraum nicht eindeutig gewährleistet werden. Daraus würde dementsprechend ein weiterer systematischer Fehler resultieren.

In Bild 5.4. ist ein typisches RBS-Spektrum einer 110 nm dicken Ni₃Al Schicht, gesputtert

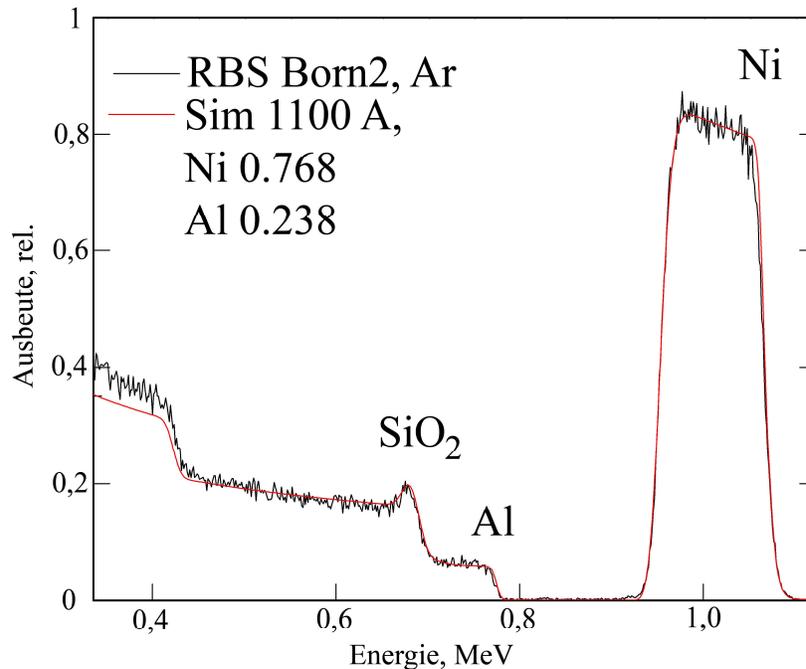


Bild 5.4. Typisches RBS-Spektrum einer 110 nm dicken Ni₃Al-Probe, gesputtert auf SiO₂ bei einem Argon Gasdruck von 0,3 Pa. Rot: Theoretischer Fit.

auf einen SiO₂-Wafer, zu sehen. Die Legierung wurde bei einem Druck von 0,3 Pa mit dem Arbeitsgas Argon gesputtert. Deutlich zu erkennen sind die beiden Elemente Nickel und Aluminium mit ihren jeweiligen charakteristischen Energien eines Primärstoßes bei $\approx 1,15$ MeV (Nickel) und $\approx 0,75$ MeV (Aluminium). Die Auswertung erfolgte mit einer speziellen Software (XRUMP), welche als Modell den elastischen Stoß an einem Coulomb-Zentralpotential nutzt, ein entsprechender Verweis auf die Internetseite ist unter [5.12.] gegeben.

Da die Dichte der gesputterten Legierung nicht hinreichend bekannt war, wurde die Schichtdicke separat mittels AFM oder DEKTAK bestimmt. Dadurch konnte in der Analyse der Parameter Schichtdicke festgelegt werden und die Anpassung an die entsprechenden Spektren durch die Konzentrationen erfolgen.

Die Auswertung zweier Probenreihen ist in Bild 5.5. dargestellt. Sowohl für Argon als auch für Neon als Arbeitsgas ist die relative Atomkonzentration mehrere Proben gegen ihren jeweiligen Gasdruck dargestellt.

Die Stöchiometrie der jeweiligen Proben ist annähernd konstant. Sie liegt mit 24 % Aluminium und 76 % Nickel im Rahmen der Targetzusammensetzung. Genauere Tendenzen der Legierungszusammensetzung sind hier aufgrund der relativen statistischen Fehlerbereiche (1,5 %) nicht abzuleiten.

Als wichtiges Ergebnis ergibt sich hier, dass wir in der Lage sind, die Legierung in der von uns angestrebten Zusammensetzung zu erzeugen. Das Sputtern eines Ni_{0,76}Al_{0,24}-Targets mit Hilfe ionisierter Ne- oder Ar- Atome ermöglicht die Deposition dünner Schichten mit

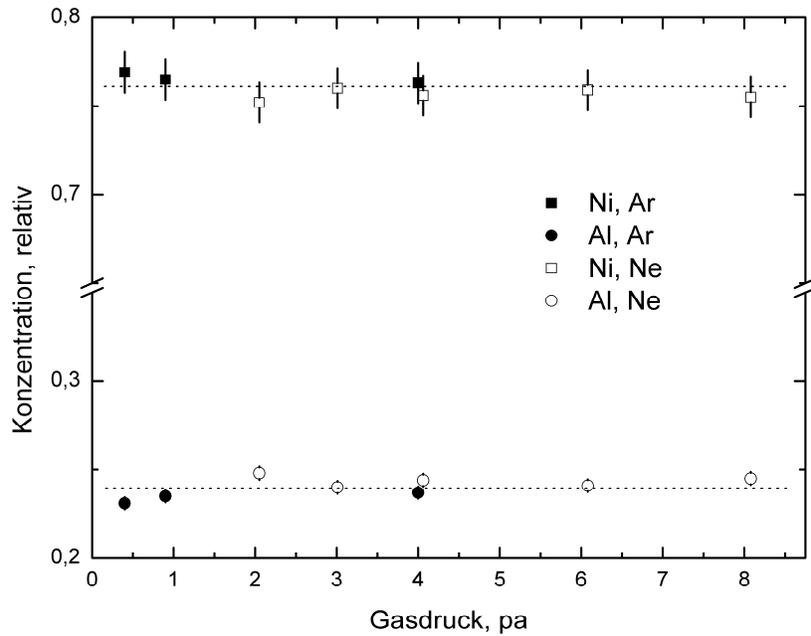


Bild 5.5. Relative Atomkonzentration von gesputterten Ni₃Al-Proben in Abhängigkeit des Arbeitsgasdruckes von Argon und von Neon.

ähnlichen stöchiometrischen Zusammensetzungen wie das Target selbst. Wir mussten demnach nicht den Umweg über die Zerstäubung zweier separater einzelner Targets gehen. Weiterhin konnte durch die Methode des RBS eine Bandbreite möglicher Konzentrationsänderungen abgesteckt werden. Stöchiometrische Variationen der gesputterten Legierung sollten sich in einem Rahmen von maximal 1 bis 1,5 % abspielen.

5.3. Magnetische Eigenschaften gesputterter Ni₃Al-Schichten

Die wesentliche magnetische Charakterisierung der Ni₃Al-Schichten wurde mit einem "SQUID"-Magnetometer der Firma QuantumDesign (Typ: MPMS7) vorgenommen. Die magnetischen Eigenschaften sind in der vorliegenden Arbeit von zentraler Bedeutung.

Die 1 cm² großen Nb/Ni₃Al/Nb-Schichten (außer die Schicht in Bild 5.6.) wurden zuerst in 3·10 mm² kleine Streifen gedrittelt. Danach wurden die jeweils drei Streifen einer Probe unter Beachtung etwaiger Magnetisierungsrichtungen zu einem Stapel zusammengefügt und auf den Probenstab, ein spezieller Kunststoff mit minimiertem magnetischen Restsignal, geklebt. Anschließend wurden die Proben in einem Nullfeld bis auf 10 K, knapp oberhalb der Sprungtemperatur des Niob, abgekühlt.

Es wurden sowohl Hysteresekurven der Magnetisierung (magnetisches Signal gegen äußeres Feld) als auch die Temperaturabhängigkeit der Remanenz (magnetisches Signal gegen Temperatur) gemessen. Um letzteres zu messen, wurden die Proben bei 10 K durch ein parallel zur Oberfläche angelegtes Feld einer Flussdichte von 2000 G (0,2 Tesla) in Sättigung gebracht. Anschließend wurde das Feld langsam bis zu einer Flussdichte von 50 G zurückgenommen. Somit wurde in einer anschließenden gleichmäßigen Temperaturerhöhung die obere Remanenz (einige wenige % darüber) gemessen.

Sämtliche Proben, die mit dem Arbeitsgas Argon gesputtert wurden, zeigten ausschließlich paramagnetisches Verhalten. Als maximale Schichtdicke wurde dabei eine Probe mit 300 nm Ni₃Al gesputtert. Eine Variation des Ar-Gasdruckes blieb somit auf die magnetischen Eigenschaften der gesputterten Legierung ohne messbaren Einfluss.

Im Gegensatz dazu zeigten sämtliche Proben, die mit Neon gesputtert wurden, ab einer gewissen Schichtdicke ein mehr oder weniger stark ausgeprägtes ferromagnetisches Verhalten.

In Bild 5.6. ist die Hysteresekurve einer 770 nm dicken Ni₃Al-Probe zu sehen. Diese Probe wurde ohne eine Nb-Ummantelung in einer 8 Pa He-Atmosphäre mit einer vergleichsweise hohen Depositionsrate von 1,43 nm/s auf einen oxidierten Si Wafer gesputtert. Bei 4,2 K wurde langsam von Null aus eine äußere magnetische Flussdichte von bis zu 2000 G angelegt (innerer Pfeil). Die Flussdichte wurde daraufhin sukzessive bis zu -2000 G reduziert (oberer Pfeil) und anschließend wieder bis auf 2000 G erhöht (unterer Pfeil). In den gemessenen Signalen ist ein paramagnetisches Signal additiv enthalten. Der Paramagnetismus der Legierung bzw. des Wafers (und des Probenstabes) steigt linear mit dem äußeren magnetischen Fluss an. Er ist anhand der beiden Asymptoten an die gesättigten Signale charakterisiert und wird in dem nachfolgenden Bild 5.7. herausgerechnet. Deutlich zu erkennen ist die Hysterese aufgrund eines vorhandenen Ferromagnetismus. Nachdem die Legierung einmal in Sättigung gebracht wurde (innerer Pfeil) verbleibt bei einem Vorzeichenwechsel der angelegten äußeren Flussdichte eine Remanenz von $\approx 8 \cdot 10^{-5}$ EMU, oberer Pfeil. Die Legierung ordnet demnach

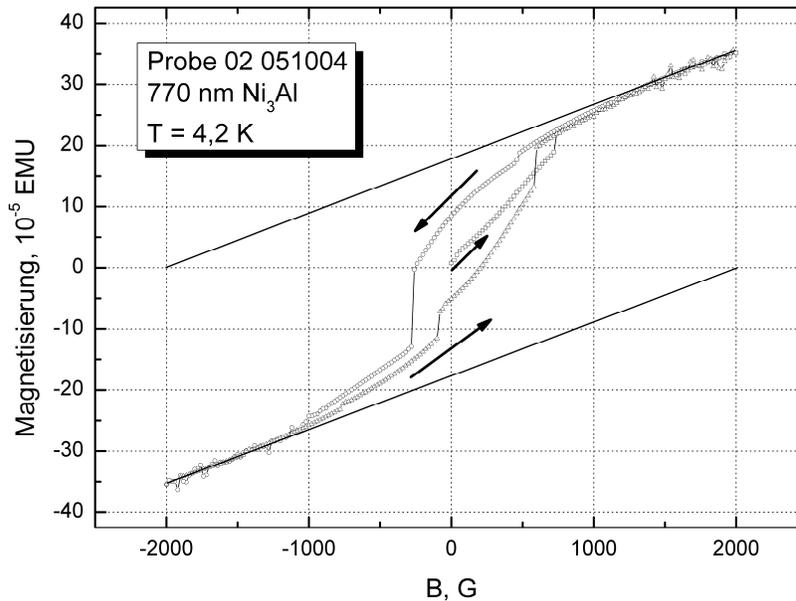


Bild 5.6. Eine bei 4,2 K gemessene Hystereseurve der Magnetisierung einer reinen 770 nm dicken Ni₃Al-Probe, gesputtert mit Neon auf einen oxidierten Si-Wafer. Arbeitsgasdruck während des Sputterns: 8 Pa.

ferromagnetisch. Die Hystereseurve weist deutliche Abweichungen bezüglich zweier Symmetrien auf: So ist zum einen die untere Remanenz mit $\approx 5 \cdot 10^{-5}$ EMU mehrere 10 % geringer als die obere. Zum andern ist die Probe bei einer äußeren Flussdichte von 650 G bereits in Sättigung, jedoch bei negativem Fluss erst bei ≈ 1000 G. Weiterhin sind bei unterschiedlichen Flussdichten ausgeprägte Sprünge in der Magnetisierung zu verzeichnen. Wir führten dies auf die natürliche Oxidation des Nickels bzw. des Aluminiums bei Normalbedingungen zurück, vgl. Rosenhahn [5.11.]. Lokale Inhomogenitäten der natürlichen Oxidschicht fungierten demnach als unterschiedlich stark ausgeprägte Störstellen bzw. Haftzentren bei einer Ausrichtung der jeweiligen Domänen. Dieser Aspekt wurde jedoch nicht weiter untersucht, vielmehr wurde die natürliche Oxidation durch ein in-situ-Deposition einer Nb-Deckschicht vermieden.

Bild 5.7. zeigt die Hysteresekurven zweier Nb/Ni₃Al/Nb-Proben, welche bei 10 K gemessen wurden. Die Ni₃Al-Legierung wurde dabei mit 5 Pa (offene Symbole) bzw. mit 8 Pa Neon gesputtert. Beide Hysteresekurven zeigen eine ausgeprägte Symmetrie, sowohl hinsichtlich ihrer Remanenzen, als auch hinsichtlich ihrer Sättigungsmagnetisierungen. So liegen beispielsweise die beiden Koerzitivfelder der "8 Pa"-Probe bei ± 85 G, die der "5 Pa"-Probe bei ± 170 G. Somit lässt sich von einem zumindest in einer Richtung homogenen Ferromagneten ausgehen. Sowohl die Remanenzen, als auch die Sättigungsmagnetisierungen der "8 Pa"-Probe sind deutlich größer, als die entsprechenden Werte der "5 Pa"-Probe.

In Bild 5.8. ist das Verhalten der Remanenz dreier unterschiedlicher Nb/Ni₃Al/Nb-Proben

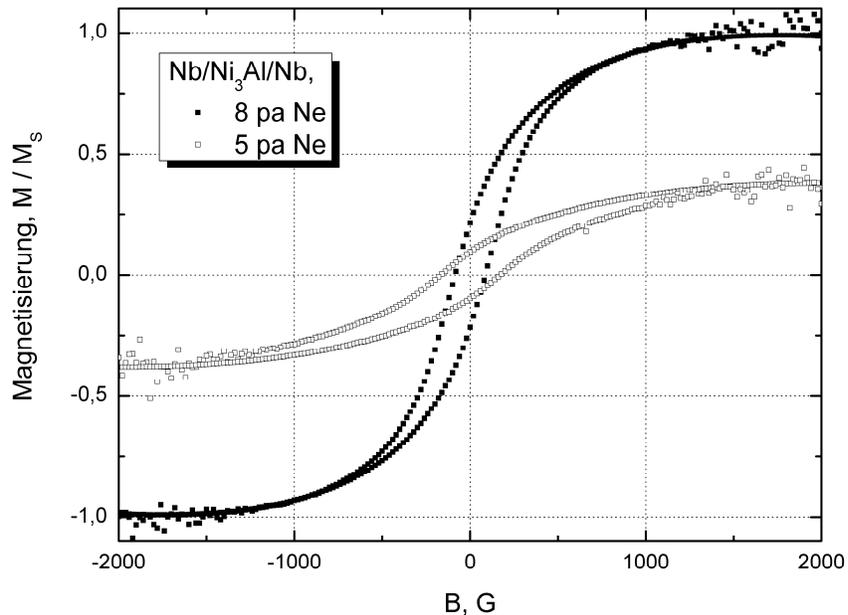


Bild 5.7. Magnetisierung normiert auf die Sättigung (der 8 Pa-Probe) zweier Nb/Ni₃Al/Nb-Proben, gesputtert mit Neon bei unterschiedlichem Druck gegen äußeren magnetischen Fluss, gemessen bei 10 K.

gegen die Temperatur dargestellt. Die jeweiligen 250 nm dünnen Ni₃Al-Zwischenschichten wurden mit Neon bei unterschiedlichen Drücken gesputtert: von 3 Pa über 5 Pa bis zu 8 Pa. Eine Erhöhung des Ne-Gasdruckes resultiert in einer Zunahme der Remanenz. Der ferromagnetische/paramagnetische Phasenübergang ist ebenfalls abhängig vom Sputtergasdruck. Die Curie-Temperaturen, deren grobe Ableitungen sich aus den im Teilbild dargestellten Extrapolationen ergibt, steigen mit einer Zunahme des Sputtergasdruckes an.

Die Ne-Druckabhängigkeit der Curie-Temperatur ist zusammen mit der jeweiligen Remanenz der Proben bei 10 K in Bild 5.9. zusammenfassend dargestellt. Die Ableitung der Curie-Temperaturen aus den jeweiligen Temperaturabhängigkeiten der Remanenz ist ein eher grobes Verfahren, demnach sind in Bild 5.9. entsprechend große Fehlerbalken berücksichtigt. Ein starker und eindeutiger Anstieg der Remanenzen und der Curie-Temperaturen mit zunehmenden Druckes des Arbeitsgases Neon während des Sputterns der Ni₃Al-Zwischenschicht ist zu beobachten. Über einen Druckbereich von einer halben Größenordnung steigen die Remanenzen deutlich mehr als eine Größenordnung an. Die Curie-Temperatur steigt von ≈ 54 K um etwa 50 % auf ≈ 80 K an. Es lässt sich demnach eine klare Tendenz ableiten: Die ferromagnetischen Eigenschaften sind bei einer größeren Ne-Gasdichte deutlich ausgeprägter.

Die abgeleiteten magnetischen Eigenschaften erlauben unter Berücksichtigung bisheriger Ergebnisse, Dahr et al. [5.4.], zum Einfluss der Ni-Konzentration in Ni_xAl_{1-x}-Legierungen

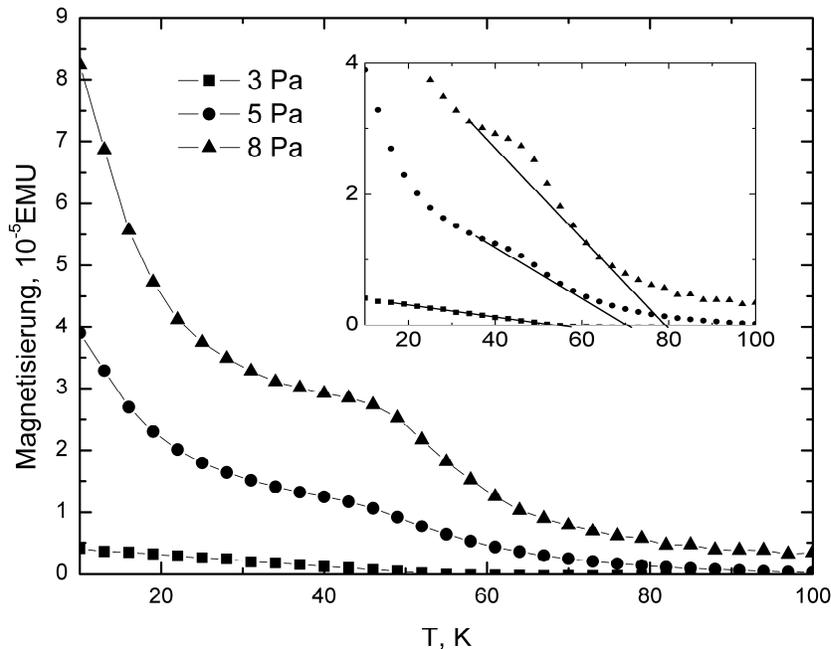


Bild 5.8. Magnetisierung gegen Temperatur dreier Nb/Ni₃Al/Nb-Proben. Die 250 nm Ni₃Al-Zwischenschicht wurde mit Neon bei einem Druck von 3 Pa, 5 Pa und 8 Pa gesputtert. Teilbild: Vergrößerung mit asymptotischer Ableitung der Curie-Temperaturen.

auf ihre Curie-Temperaturen eine grobe Abschätzung unserer Ni-Konzentration. Eine Steigerung der Curie - Temperaturen von 54 K auf 80 K geht demnach mit einer ungefähren Ni-Erhöhung der relativen Ni-Atomkonzentration in der Legierung von 0,5 % einher.

Abschließend wurde der Einfluss der Grenzflächen auf die magnetischen Eigenschaften untersucht. Dazu wurden zwei Probenreihen gesputtert, die sich durch zusätzliche 10 nm Aluminium an den Grenzflächen zwischen der Ni₃Al-Legierung und Niob unterscheiden: Nb/Ni₃Al/Nb bzw. Nb/Al/Ni₃Al/Al/Nb. Somit wurde der Übergangsbereich charakterisiert, in dem noch keine ferromagnetische Ordnung stattfindet: der so genannte "magnetically dead layer" Bereich. Dadurch konnte eine Aussage bezüglich der effektiven magnetischen Schichtdicke getätigt werden, bzw. der Bereich eines relevanten Schichtdickengradienten eingegrenzt werden.

Bei jeder einzelnen Probenreihe wurde die Ni₃Al-Zwischenschicht in ihrer Dicke variiert. In Bild 5.10. sind die Ergebnisse für sechs einzelne Proben dargestellt. Die Ni₃Al-Zwischenschicht wurde dabei mit einem Ne-Gasdruck von 8 Pa gesputtert. Deutlich zu erkennen ist sowohl ohne, als auch mit Aluminium in dem Nb/Ni₃Al-Übergangsbereich eine lineare Abhängigkeit des magnetischen Signals gegen die Schichtdicke. Neben den symmetrischen Hysteresen (Bild 5.7.) offenbart sich hier ein weiteres Indiz für einen homogenen Ferromagneten. Eine Extrapolation ergibt eine beginnende ferromagnetische

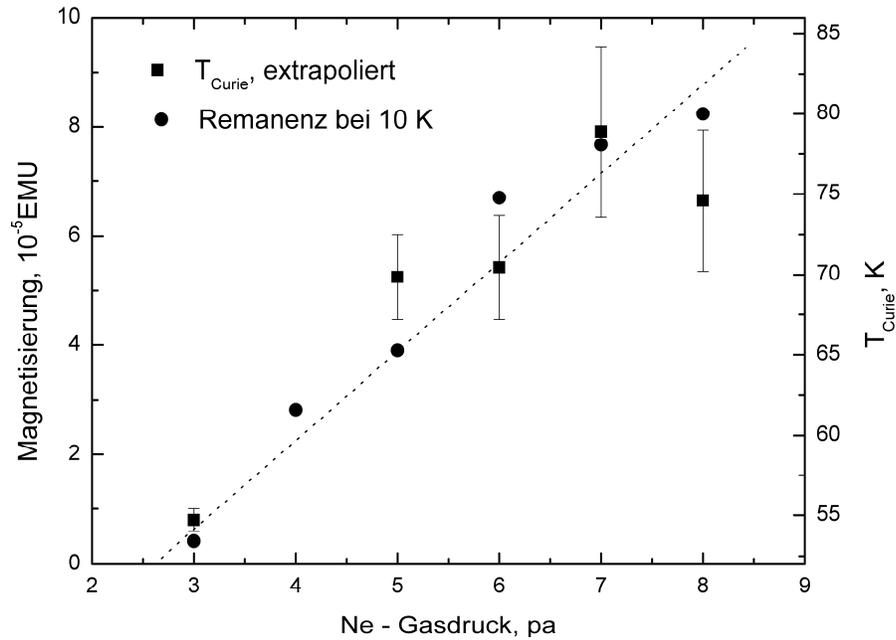


Bild 5.9. Ferromagnetische Remanenz bei 10 K und extrapolierte Curie-Temperaturen unterschiedlicher Nb/Ni₃Al/Nb-Proben. Die jeweils 250 nm dünne Ni₃Al-Zwischenschicht wurde mit Neon bei unterschiedlichen Drücken gesputtert.

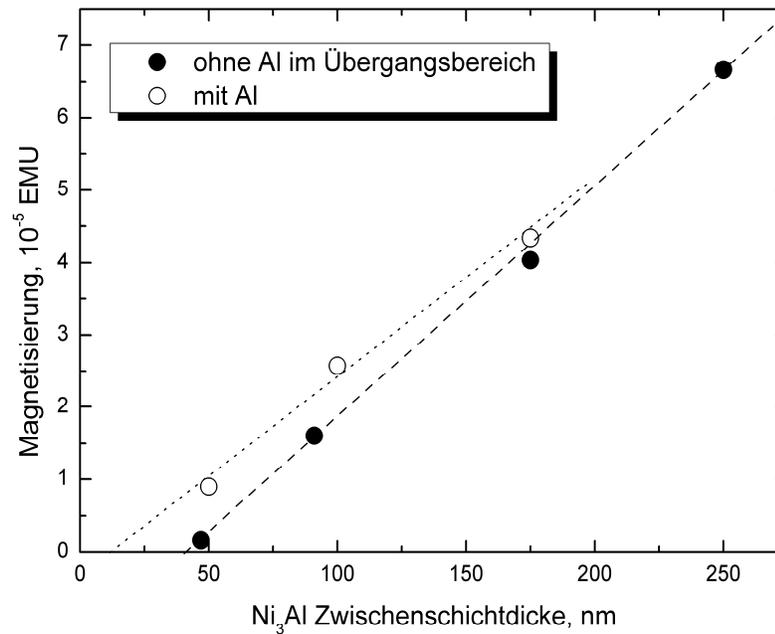


Bild 5.10. Remanenz bei 10 K unterschiedlich dünner Ni₃Al-Schichten, gesputtert mit Neon bei 8 Pa zwischen Nb/Ni₃Al/Nb- und Nb/Al/Ni₃Al/Al/Nb-Vielfachschichten.

Ordnung im Fall von zusätzlichem Aluminium ab ≈ 12 nm bis 13 nm. Bei reinen Nb/Ni₃Al-Grenzflächen beginnt der Ferromagnetismus in etwa bei 40 nm bis 42 nm. Durch zusätzliches Aluminium zwischen den beiden Nb- und Ni₃Al-Grenzflächen wird somit der nichtmagnetische Übergangsbereich deutlich auf etwa 12 nm reduziert. Dabei ist jedoch keine Aussage darüber möglich, welche Grenzfläche welchen Einfluss hat, ob also der nichtmagnetische Übergangsbereich symmetrisch auf die beiden Grenzflächen verteilt ist.

Wir führen die deutliche Reduktion auf eine Glättung der unteren Nb-Schicht durch das Aluminium zurück.

5.4. Zusammenfassender Überblick über den Einfluss des Arbeitsgases auf die magnetischen Eigenschaften gesputterter Ni₃Al-Schichten

In diesem Kapitel wurde gezeigt, dass sich die Legierung Ni₃Al im ferromagnetischen/paramagnetischen Grenzbereich gezielt mit den gewünschten magnetischen Eigenschaften aus einem einzigen Target mit Neon als zusätzliches Arbeitsgas sputtern lässt. Als einziger zusätzlicher Parameter taucht bei der Sputterdeposition supraleitender/ferromagnetischer Tunnelstrukturen der Gasdruck von Neon auf.

Mit statistischen Simulationen haben wir gezeigt, dass sich aufgrund des Unterschiedes in den atomaren Massen der beteiligten Elemente (Nickel, Aluminium, Argon, Neon) die Konzentration von Aluminium bzw. die relative Konzentration von Nickel in dem Teilchenfluss vom Target bis zum Substrat durch die Wahl des Arbeitsgases beeinflussen lassen. Dadurch wird ebenfalls Einfluss auf die Stöchiometrie in den jeweiligen Proben genommen. Durch Argon als Arbeitsgas lässt sich eine Schicht sputtern, deren stöchiometrische Zusammensetzung in etwa der des Targets entspricht. Mit Neon hingegen lässt sich der relative Ni-Anteil in der Probe erhöhen. Durch eine Ne-Druckvariation ist eine weitere sukzessive Erhöhung der Ni-Konzentration möglich.

Kombinierte Messmethoden (RBS und SQUID) haben gezeigt, dass die Variationen im Fall von Neon als Arbeitsgas in der Ni-Konzentration im Bereich von 0,5 % bis 1,5 % liegen. Anhand der RBS-Messmethode konnte nachgewiesen werden, dass sich die Ni-Konzentration um maximal 1,5 % ändert, falls der Sputtergasdruck über eine Größenordnung (Argon) bzw. eine halbe (Neon) variiert wurde. Die experimentell abgeleiteten Konzentrationsänderungen stehen in guter Übereinstimmung mit den simulierten Änderungen.

Die relativ geringe Änderung der Ni-Konzentration in der Probe manifestiert sich in einer deutlichen Variation der magnetischen Eigenschaften. Bei Verwendung von Argon lässt sich ausschließlich eine paramagnetische Legierung sputtern. Neon ermöglicht hingegen Schichten mit ferromagnetischen Eigenschaften. Die Remanenz lässt sich um mehr als eine Größenordnung variieren, die Curie-Temperatur lässt sich im Bereich von 54 K bis zu 80 K reproduzierbar einstellen.

Damit wird eine komplett neue Herangehensweise zu den ferromagnetischen Tunnelstrukturen ermöglicht. Erstmals besteht nun die Möglichkeit, die ferromagnetischen Eigenschaften durch einen zweiten Parameter, den Sputtergasdruck, zu beeinflussen. Bisher konnte auf die magnetischen Eigenschaften immer nur durch eine Schichtdickenvariation Einfluss genommen werden. Dabei wurde immer ein lineares Austauschfeld angenommen. Beide Herangehensweisen stehen additiv und ergänzend zur Verfügung.

*Sechstes Kapitel***Transportstrommessungen an SIFS-Josephson-Kontakten**

In diesem Kapitel werden ausführlich die Ergebnisse von supraleitenden Ladungstransportmessungen an SIFS-Kontakten in flüssigem Helium bei 4,2 K diskutiert. Im ersten Teil dieses Kapitels wird kurz auf die Modulation des kritischen Stromes in einem angelegtem homogenen Magnetfeld und die Flächenskalierung der Kontakte eingegangen. Weiterhin erfolgt die ausführliche Betrachtung ausgewählter Strom-Spannungs-Kennlinien unterschiedlicher Josephson-Kontakte. Dabei werden gezielt Josephson-Kontakte von zwei unterschiedlichen SIFS-Vielfachschichten diskutiert. Diese beiden Vielfachschichten unterscheiden sich hinsichtlich der Ni_3Al -Zwischenschicht. So gelang es durch die Wahl des Arbeitsgasdruckes, vgl. Kapitel 5, das Ni_3Al einmal im ferromagnetischen und einmal im ausschließlich paramagnetischen Grenzbereich zu betrachten.

Im zweiten Teilkapitel erfolgt die Diskussion der Abhängigkeit des kritischen Stromes von der Zwischenschichtdicke des Ni_3Al im paramagnetischen Grenzbereich. Dazu wurde auf einen einzigen Wafer gemäß Kapitel 4 eine $\text{Nb}/\text{Al}/\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Ni}_3\text{Al}/\text{Nb}$ -Vielfachschicht mit einem Ni_3Al -Schichtdickengradienten von $\approx 0,2$ nm/mm gesputtert und in zahlreiche einzelne Kontaktstreifen (S01-S20) strukturiert. Dadurch ergab sich die Möglichkeit, SIFS-Josephson-Kontakte mit F-Schichtdicken zwischen 10 nm und 18 nm an 20 unterschiedlich ausgeprägten Schichtdicken zu messen.

Das dritte Teilkapitel befasst sich mit der Abhängigkeit des kritischen Stromes für den Fall, dass die Zwischenschicht ferromagnetisch ordnet. Der wesentliche Unterschied zwischen dem im zweiten Teilkapitel und dem im dritten Teilkapitel diskutierten Proben bestand in dem Gasdruck während des Sputterns von Ni_3Al mit Neon, zum einen 5 Pa (Kapitel 6.2.) und zum andern 8 Pa (Kapitel 6.3.).

6.1. Strom-Spannungs-Kennlinien ausgewählter Josephson-Kontakte

Die Strom-Spannungs-Kennlinien der SIFS-Josephson-Kontakte wurden mittels einer Vierpunktmessung aufgenommen. Die Probe selbst befand sich in einem Messstab in flüssigem Helium und wurde durch einen Bleimantel gegen äußere elektromagnetische Felder abgeschirmt. Um möglichst keine parasitären Netzschwankungen zu haben, wurde eine batteriebetriebene Stromquelle benutzt. Der Spannungsabfall U über dem Kontakt wurde gemessen, zeitlich gemittelt und mittels einer analog/digital-Karte und eines Rechners aufgezeichnet. Um das Rauschen zu reduzieren, wurden rauscharme Verstärker verwendet und weitere analoge Filter zwischengeschaltet. Daraus ergab sich eine resultierende Ungenauigkeit von weniger als $0,5 \mu\text{A}$, bei einer Bandbreite von 100 Hz (Reuter [6.1.]). Die Daten wurden mit einer speziellen Software von E. Goldobin [6.2.] aufgenommen.

Weiterhin wurden die Magnetfeldabhängigkeiten des kritischen Stromes fast aller Kontakte gemessen. Dazu wurde in den Messstab innerhalb der Bleiabschirmung eine Kupferspule eingebaut. Durch einen dc-Strom konnte ein Magnetfeld in gewünschter Stärke angelegt werden. Die Probe befand sich in dem Bereich der homogenen Feldverteilung, die Oberfläche der Probe war dabei parallel zu den Induktionslinien orientiert.

Geringer Sputtergasdruck:

Im folgenden werden SIFS-Kontakte eines Wafers diskutiert, bei dem in der Nb/Al/Nb/Al/Al₂O₃/Ni₃Al/Nb-Vielfachschicht das Ni₃Al mit Neon bei einem Gasdruck von 5 Pa gesputtert wurde.

In Bild 6.1. ist eine typische Modulation des kritischen Stromes gegen ein äußeres homogenes Magnetfeld zu sehen. Es handelt sich dabei um einen $1000 \mu\text{m}^2$ großen quadratischen Josephson Kontakt des Steges S18/K10 (vgl. Kapitel 4.3.). Es zeigt sich eine ausgesprochen gute Übereinstimmung der Messergebnisse mit dem theoretischem Fit aufgrund einer Fraunhofer Funktion,

$$I_c(\Phi) = I_c(0) \cdot \left| \frac{\sin\left(\pi \frac{\Phi}{\Phi_0}\right)}{\pi \frac{\Phi}{\Phi_0}} \right|, \quad (6.1.)$$

mit dem magnetischen Flussquant $\Phi_0 = 2 \cdot 10^{-15} \text{ Wb}$.

Gleichung (6.1.) lässt sich aus der Quantenkohärenz unter Annahme eines räumlich homogenen Stromflusses durch eine Barriere eines Josephson Kontaktes herleiten (Buckel, Kleiner [2.2.]).

Demnach lässt sich von einer homogenen Stromverteilung über die Kontaktfläche

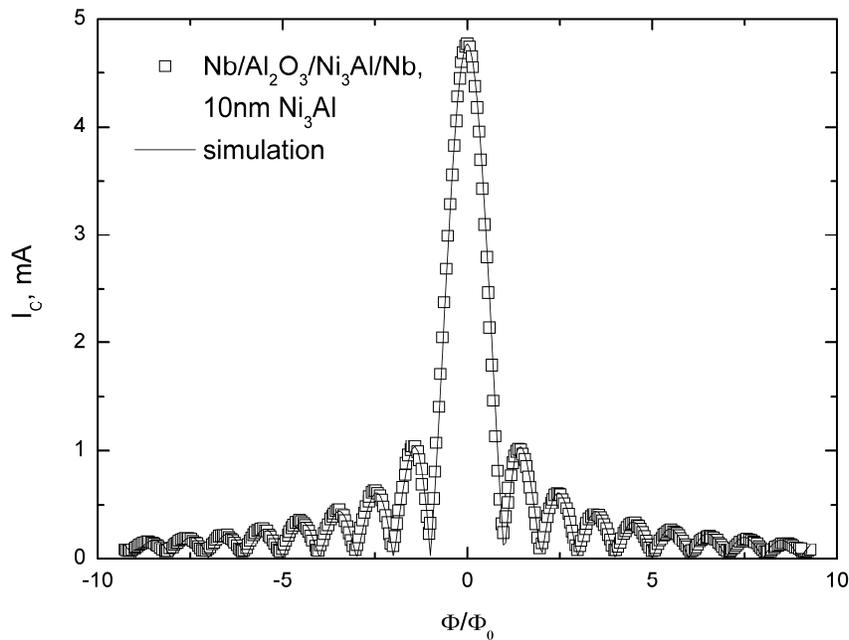


Bild 6.1. Fraunhofer Muster eines $1000 \mu\text{m}^2$ großen rechteckigen SIFS-Josephson-Kontaktes, gemessen bei 4,2 K. Die durchgezogene Linie resultiert aus einer Fraunhofer-Funktion.

ausgehen. Die durch thermische Oxidation von Aluminium hergestellte Tunnelbarriere ist räumlich homogen, zumindest bezüglich der Tunnelfläche. Das Strukturierungsverfahren gemäß Kapitel 4.3. beeinflusst diese Homogenität nicht.

In Bild 6.2. ist eine typische Strom-Spannungs-Kennlinie eines $1000 \mu\text{m}^2$ großen rechteckigen Nb/Al/Nb/Al/Al₂O₃/Ni₃Al/Nb-Josephson-Kontaktes dargestellt. Zu sehen ist eine vollständig hysteresefreie Kennlinie mit einer kritischen Stromdichte von 120 A/cm^2 ($I_C = 1,2 \text{ mA}$) Oberhalb dieses Stromes fällt eine Spannung gemäß eines Widerstandes von $61 \text{ m}\Omega$ (gestrichelte Asymptote) ab. Damit ergibt sich eine kritische Spannung von $7,3 \text{ mV}$.

Die Ni₃Al-Zwischenschicht hat einen wesentlichen Einfluss auf die Charakteristik der Strom-Spannungs-Kennlinie. Die in Bild 6.2. dargestellte Kurve weicht deutlich von der einer SIS-Kennlinie ab, vgl. Kapitel 4.1.

In Bild 6.3. ist eine typische Schar einzelner Strom-Spannungs-Kennlinien eines anderen Kontaktstreifens desselben Wafers dargestellt. Die einzelnen Josephson-Kontakte waren $1000 \mu\text{m}^2$ groß und wurden bei 4,2 K gemessen. Deutlich zu erkennen ist die minimale Streuung der kritischen Ströme und der Widerstände für größere Ströme als I_C . Die einzelnen Kennlinien weichen nur marginal voneinander ab. In Kombination mit den Fraunhofer-Mustern (Bild 6.1.) kann demnach auf eine ausgeprägte räumliche Homogenität der Oxidbarriere zumindest im Bereich der Tunnelflächen geschlossen werden.

Die Auswertung der gesamten Kontaktstreifenschar erfolgt in Kapitel 6.2.

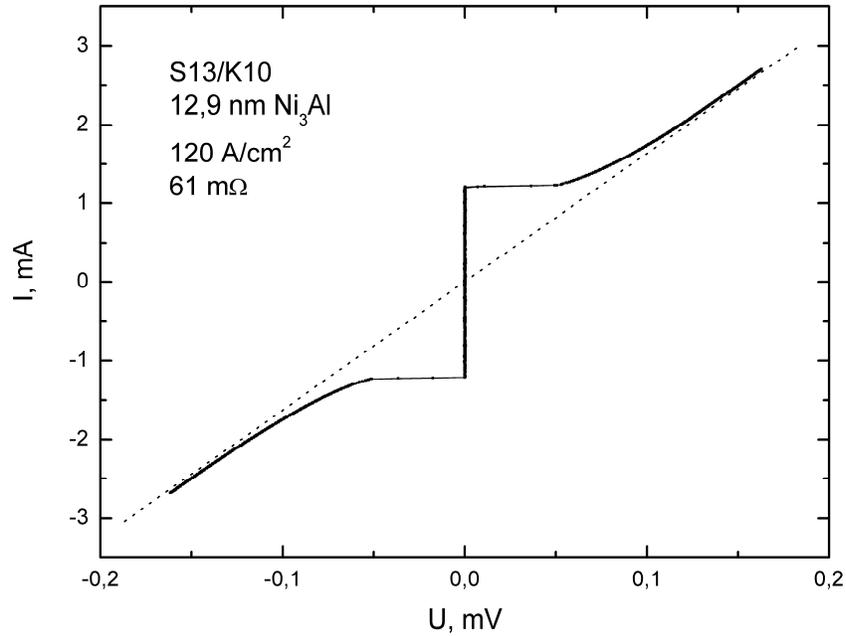


Bild 6.2. Strom-Spannungs-Kennlinie eines $1000 \mu\text{m}^2$ großen, rechteckigen Josephson-Kontaktes mit paramagnetischer Ni_3Al -Zwischenschicht, gemessen bei 4,2 K.

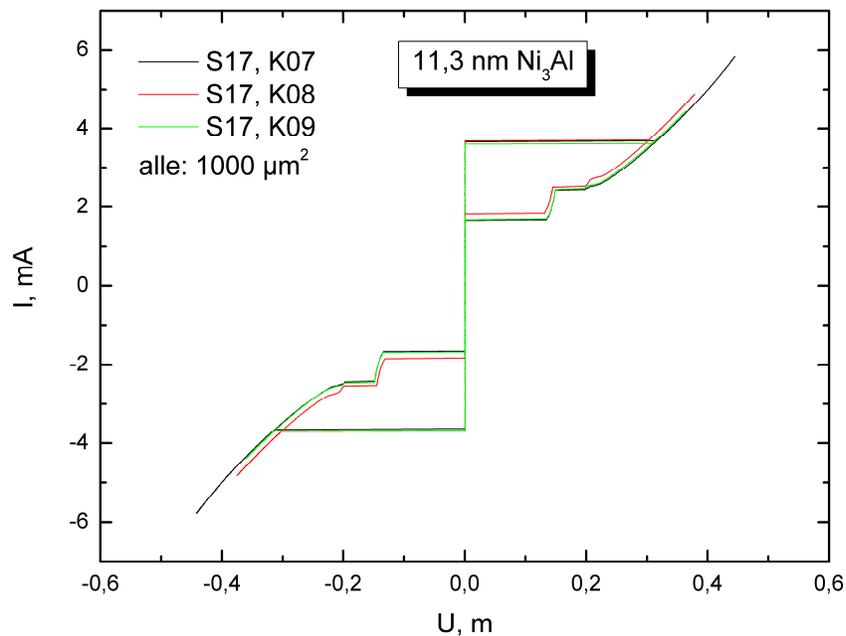


Bild 6.3. Strom-Spannungs-Kennlinien dreier einzelner rechteckiger, $1000 \mu\text{m}^2$ großer SIFS-Josephson-Kontakte eines einzigen Kontaktstreifens mit einer $11,3 \text{ nm}$ dicken Ni_3Al -Zwischenschicht, gemessen jeweils bei 4,2 K.

Hoher Sputtergasdruck:

In Bild 6.4. ist eine Strom-Spannungs-Kennlinie eines SIFS-Josephson-Kontaktes einer anderen Nb/Al/Nb/Al/Al₂O₃/Ni₃Al/Nb-Vielfachschicht zu sehen. Die Ni₃Al-Zwischenschicht dieses Schichtstapels wurde dabei mit Neon bei einem Gasdruck von 8 Pa gesputtert.

Aus diesem Schichtstapel wurden etwa 80 einzelne Kontakte gemessen, um die Abhängigkeit des kritischen Stromes gegen die ferromagnetische Schichtdicke zu charakterisieren, vgl. Kapitel 6.3.).

Die Kennlinie ist wie im obigen Fall ebenfalls keine typische SIS-Tunnelkennlinie, sondern die Kennlinie eines schwachen Kontaktes zwischen den beiden Supraleitern. Die Ni₃Al-Zwischenschicht hat demnach einen maßgeblichen Einfluss auf die Charakteristik des SIFS-Josephson-Kontaktes. Die Steigung der asymptotischen Geraden des SIFS-Kontaktes weist eine Steigung von 9 mΩ auf. Die Oxidbarriere ist demnach vergleichsweise transparent.

Typische Grenzflächenwiderstände (z.B. Nb/CuNi, Oboznov et al., [3.16.]) bewegen sich im Bereich von einigen 10 μm²mΩ. Unter der Annahme, dass die hier verwendete obere Ni₃Al/Nb-Grenzfläche einen ähnlichen Flächenwiderstand aufweist, lässt sich der Spannungsabfall an der Barriere Al₂O₃ abschätzen: Als Gesamtflächenwiderstand erhält man aus Bild 6.4. ≈ 10⁴ μm²mΩ, einen um vier Zehnerpotenzen größeren Wert. Der Widerstand des Kontaktes wird demnach maßgeblich durch die Oxidbarriere dominiert. Es handelt sich demnach um einen Tunnelkontakt, wobei die Charakteristik der Kennlinie wie oben angesprochen durch die F-Schicht dominiert wird.

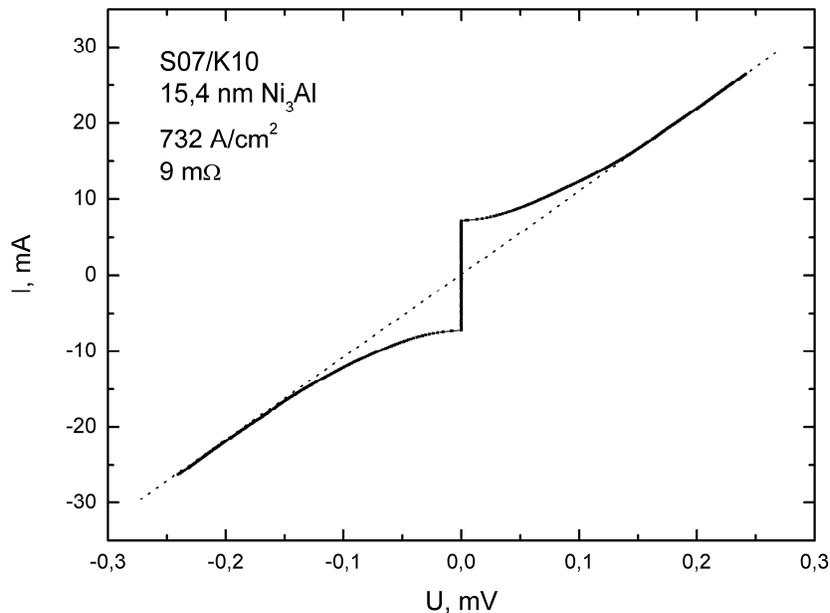


Bild 6.4. Strom-Spannungs-Kennlinie eines 1000 μm² großen SIFS-Josephson-Kontaktes mit einer 15,4 nm dicken Ni₃Al-Zwischenschicht, gemessen bei 4,2 K. Stromdichte: $J_C = 732 \text{ A/cm}^2$.

In Bild 6.5. ist eine Strom-Spannungs-Kennlinie eines weiteren SIFS-Josephson-Kontaktes dargestellt. Es handelt sich dabei um eine Probe des selben Wafers, wie in Bild 6.4. Die Kennlinie dieser Probe weist eine Hysterese von etwa 50 % auf. Der hysteresefreie Kontakt hat zwar einen größeren Absolutstrom, jedoch einen deutlich geringeren Widerstand, welcher quadratisch gemäß (4.1.) in den McCumber Parameter β_C eingeht. Bei ungefähr gleich großer Kapazität C der beiden Kontakte hat der hysteresefreie einen um etwa 1,5 Größenordnungen geringeren Wert von β_C , als der Kontakt, welcher eine Hysterese aufweist.

In Bild 6.6. ist eine typische Schar von Strom-Spannungs-Kennlinien, normiert auf ihre jeweiligen Tunnelflächen, von einem einzigen Kontaktstreifen, S14, aufgetragen. Die jeweiligen Strom-Spannungs-Kennlinien skalieren auch bei dieser Vielfachschicht wiederum bis auf einige Prozent sehr gut mit ihrer jeweiligen Tunnelfläche, welche in diesem Fall im Gegensatz zu denen in Bild 6.3. über eine Größenordnung variiert wurden. Weiterhin wird hier eine laterale Homogenität des Ni_3Al -Schichtdickengradienten sichtbar. Die Kontakte des Streifens sind einige mm voneinander entfernt. Die ausgeprägte Flächenskalierung deutet demnach darauf hin, dass der Ni_3Al -Schichtdickengradient nur in x-Richtung vorhanden ist, vgl. Kapitel 4.2. In y-Richtung liegt über relativ große Bereiche Konstanz der Schichtdicke vor. Die Skalierung wird weiterhin durch die jeweils gleich stark ausgeprägte Hysterese der vier Kennlinien untermauert. Die Werte von β_C sind jeweils nahezu identisch.

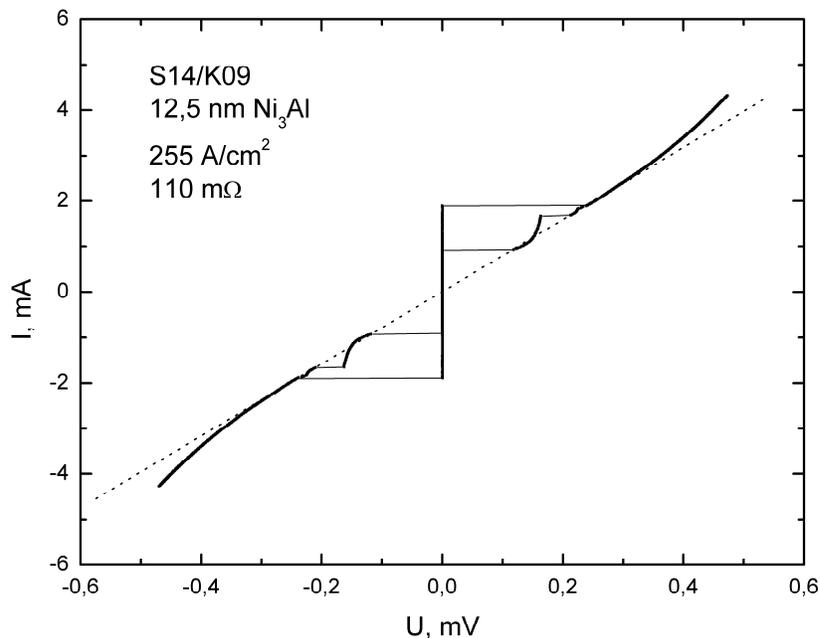


Bild 6.5. Strom-Spannungs-Kennlinie eines $750 \mu\text{m}^2$ großen SIFS-Josephson-Kontaktes mit einer 12,5 nm dicken Ni_3Al -Zwischenschicht, gemessen bei 4,2 K. Stromdichte: $J_C = 255 \text{ A}/\text{cm}^2$.

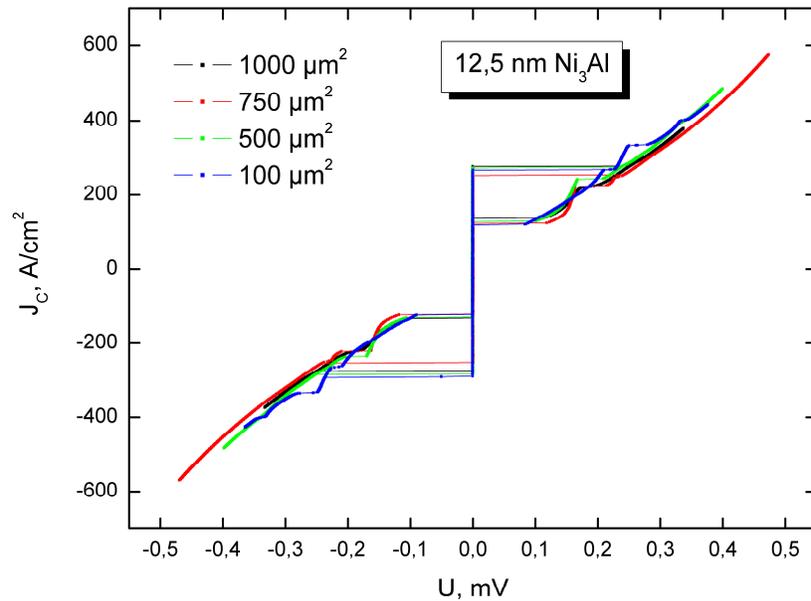


Bild 6.6. Stromdichte-Spannungs-Kennlinien von vier unterschiedlich großen SIFS-Josephson-Kontakten eines Kontaktstreifens mit einer festen Ni_3Al -Schichtdicke von 12,5 nm, gemessen bei 4,2 K.

Auffallend ist, dass die kritische Stromdichte des Kontaktes mit der dickeren Ni_3Al -Schicht von 15,4 nm (Bild 6.4.) in etwa dreimal so groß ist, wie die des Kontaktes mit der dünneren Schicht von 12,5 nm (Bild 6.5. und Bild 6.6.). Gemäß Kapitel 2.3. sollte jedoch eine dickere Zwischenschicht in einem geringeren Tunnelstrom resultieren. Hier zeigt sich demnach bereits ein erster Hinweis auf eine mögliche Oszillation des kritischen Stromes, bzw. der kritischen Stromdichte. Die Auswertung hinsichtlich der Ni_3Al -Schichtdickenabhängigkeit der hier diskutierten SIFS-Vielfachschicht erfolgt in Kapitel 6.3.

6.2. Abhängigkeit des kritischen Stromes von der Ni_3Al -Schichtdicke, gesputtert bei mittlerem Ne-Gasdruck

In diesem Teilkapitel werden die Ergebnisse eines Wafers diskutiert, auf den eine SIFS-Schichtfolge gemäß Kapitel 4.1. gesputtert wurde. Die Ni_3Al -Zwischenschicht wurde dabei in einer 5 Pa Ne-Atmosphäre gesputtert.

Bei der anschließenden Strukturierung wurde das Maskenset II verwendet. Damit wurden 20 Kontaktstreifen mit jeweils fünf gleichgroßen ($1000 \mu\text{m}^2$) und fünf jeweils kleineren Kontakten strukturiert (vgl. Kapitel 4.3.). Die Tunnelbarriere wurde durch Oxidation bei einem Druck von 0,1 mBar für 120 s erzeugt.

Die zusammenfassende Auswertung dieser in zahlreiche Kontakte strukturierten Vielfachschicht ist im nachfolgenden Bild 6.7. zu sehen. Aufgetragen ist die jeweilige maximale kritische Stromdichte gegen die Schichtdicke der Ni_3Al -Zwischenschicht. Dabei wurden in jedem einzelnen Punkt die kritischen Ströme von bis zu fünf einzelnen Josephson-Kontakten gemittelt und als Fehler die einfache Standardabweichung ermittelt. Insgesamt wurden von diesem Wafer die Strom-Spannungs-Kennlinien und die jeweiligen Fraunhofer-Muster von 32 einzelnen Josephson-Kontakten gemessen. Bei den Strom-Spannungs-Kennlinien wurde insbesondere durch eine manuelle Magnetfeldvariation

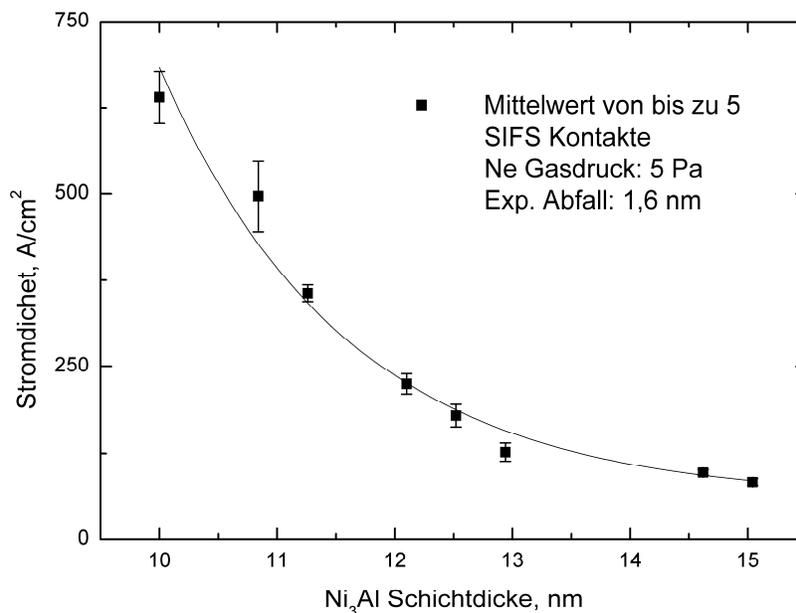


Bild 6.7. Mittelwert der kritischen Stromdichte von bis zu fünf einzelnen Josephson-Kontakten in Abhängigkeit von der Schichtdicke der Ni_3Al -Zwischenschicht, gemessen bei 4,2 K. Die durchgezogene Linie ist ein Fit mit einer exponentiell abnehmenden Funktion.

darauf geachtet, dass sie jeweils den maximalen Suprastrom aufzeigen. Deutlich zu erkennen ist eine exponentielle Abnahme des kritischen Stromes mit zunehmender Schichtdicke. Es liegt demnach ein relativ eindeutiges SNS Verhalten unter gewissen Annahmen vor, vgl. Kapitel 2. Gemäß Gleichung (2.35.) (Kapitel 2.3.) nimmt der kritische Strom im Limit des diffusiven Ladungstransportes für eine feste effektive Kohärenzlänge ab einem gewissen Abstand von der Grenzfläche exponentiell gegen die Zwischenschichtdicke d_N ab. Als charakteristische Größe des exponentiellen Abfalls erhält man aus Bild 6.7. einen vergleichsweise kleinen Wert von $\zeta_N = 1,6$ nm. Die Phaseninformation der gepaarten Ladungsträger geht also über eine relativ geringe Distanz verloren. Daraus lässt sich schließen, dass der Stromtransport durch das diffusive Limit dominiert wird.

Obwohl die Ni_3Al -Schicht, welche mit 5 Pa gesputtert wurde, eine ausgeprägte magnetische Hysterekurve bildet (Kapitel 5.3.), lässt sich hier kein oszillatorisches Verhalten des kritischen Stromes gegen die Schichtdicke d feststellen. Zu beachten ist dabei jedoch, dass eine magnetische Hysterese bei einer vergleichsweise dicken Schicht von 250 nm festgestellt wurde. Die Schicht, welche magnetische Ordnungstendenzen zeigte, ist also etwa 15 mal dicker, als die Zwischenschicht auf diesem Wafer. Damit ist die Zwischenschicht dieses Wafers wohl zu dünn, bzw. die Ni-Konzentration nicht ausreichend (vgl. Kapitel 5.), als dass sich im Bereich der Tunnelflächen makroskopische magnetisch geordnete Bereiche bilden können. Eventuell wird auch ein vorhandenes minimales ferromagnetisches Austauschfeld durch einen inversen Proximity-Effekt soweit unterdrückt, dass keine Auswirkungen mehr zu messen sind. Die vergleichsweise dicke supraleitende Deckelektrode (300 nm) reduziert dabei das Austauschfeld in ihrer Nähe (Bergeret, et al. [3.18.]).

Weiterhin bleibt hier anzumerken, dass die festgestellte exponentielle Abhängigkeit einen weiteren eindeutigen Beleg dafür liefert, dass die nach dem Drehverfahren hergestellte Keilstruktur einen linearen Schichtdickengradienten liefert. Im Falle willkürlich auftretender Stufen oder Inhomogenitäten wäre eine deutliche Abweichung von dem exponentiellen Verlauf aufgetreten.

6.3. **Abhängigkeit des kritischen Stromes von der Ni₃Al-Schichtdicke, gesputtert bei hohem Ne-Gasdruck**

In diesem Kapitel wird die Schichtdickenabhängigkeit des kritischen Stromes für eine SIFS-Schichtfolge untersucht, wobei die Ni₃Al-Zwischenschicht mit Neon bei einem Gasdruck von 8 Pa gesputtert wurde.

Bei der Strukturierung der jeweiligen Josephson-Kontakte wurde diesmal das Maskenset I mit 10 unterschiedlich großen, runden Kontakten pro Streifen verwendet. Dadurch konnte eine Skalierung des kritischen Stromes gegenüber der Kontaktflächen überprüft werden. Die Magnetfeldabhängigkeit des maximalen Suprastromes ergibt im Fall runder Kontaktflächen eine etwas andere Form als in Bild 6.1. dargestellt. Die Stromverteilung ist im Fall einer räumlichen Homogenität nicht durch Gleichung (6.2.) gegeben, sondern durch eine Bessel-Funktion. Dadurch waren die Nebenmaxima etwas weniger stark ausgeprägt. Insgesamt skalierten von 63 einzelnen Josephson-Kontakten die Modulationen des kritischen Stromes gegen ein äußeres Magnetfeld gemäß einer Bessel-Funktion und gingen demnach in die nachfolgende Statistik ein.

In Bild 6.8. sind zusammenfassend die absoluten kritischen Ströme aller 63 einzelnen SIFS-Josephson-Kontakte aufgetragen. Sie sind dabei bezüglich ihrer jeweiligen Kontaktflächen unterschieden. Im Fall eines hohen Gasdruckes während des Sputterns von Ni₃Al als Zwischenschicht, zeigt sich eine drastische Änderung des Verhaltens von I_C gegen d_F gegenüber Kapitel 6.2. Der gedämpfte Abfall von I_C wird durch ein eindeutig oszillatorisches Verhalten ergänzt. Der charakteristische Verlauf von I_C gegen d_F wird in Bild 6.9. noch deutlicher. Dort sind die kritischen Ströme entsprechend ihrer Flächen als Stromdichten gegen d_F aufgetragen.

Bei einer Schichtdickenvariation von ungefähr 8 nm sind sechs einzelne Minima des kritischen Stromes mit anschließenden Anstiegen lokalisierbar. Zwei benachbarte Minima liegen im Mittel $\Delta d = 1,4$ nm voneinander entfernt, näheres dazu im folgenden Kapitel 7. Der gleichmäßige Abstand zwischen den Minima, bzw. den Maxima bestätigt wiederum die Linearität des Ni₃Al-Schichtdickengradienten. Weiterhin deutet dies auf eine Homogenität des Austauschfeldes, zumindest in die Richtung orthogonal zur Schichtfläche hin.

Die Amplituden der Oszillationen fallen gemäß der in Bild 6.10. dargestellten Auswertung exponentiell mit einer charakteristischen Länge von $4,6 \pm 0,6$ nm ab. Dazu wurden die jeweiligen maximalen kritischen Stromdichten der einzelnen Perioden halblogarithmisch gegen die ferromagnetische Schichtdicke d_F aufgetragen. Anschließend wurden die Werte linear gefittet.

Im Bereich der Tunnelkontakte liegt demnach ein ausreichend starkes ferromagnetisches Austauschfeld vor, das ursächlich ist, für die aufgetretenen Oszillationen.

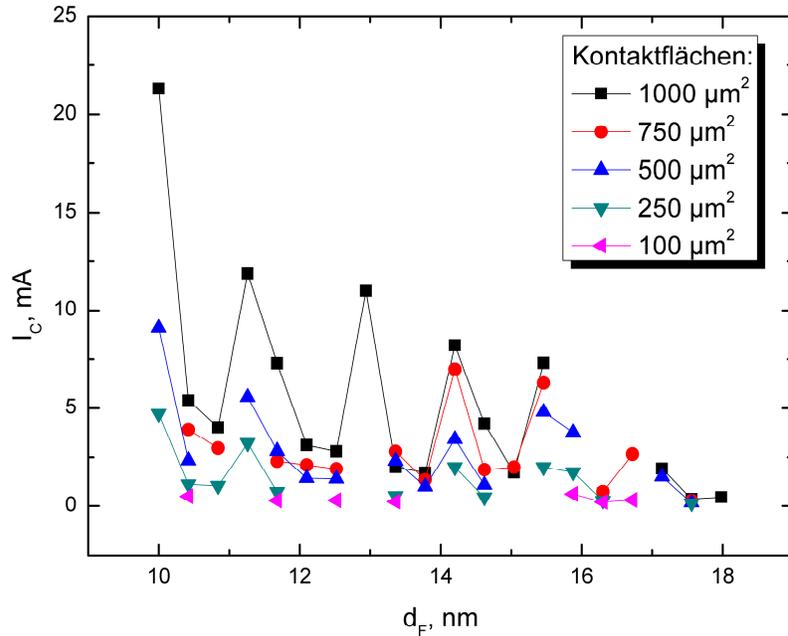


Bild 6.8. Absolute kritische Ströme von 63 SIFS-Josephson-Kontakten gegen die Ni_3Al -Schichtdicke aufgeteilt nach den jeweiligen Kontaktflächen, gemessen bei 4,2 K. Ni_3Al wurde in einer Ne-Atmosphäre bei 8 Pa gesputtert. Die Striche zwischen den Messpunkten dienen nur der Orientierung.

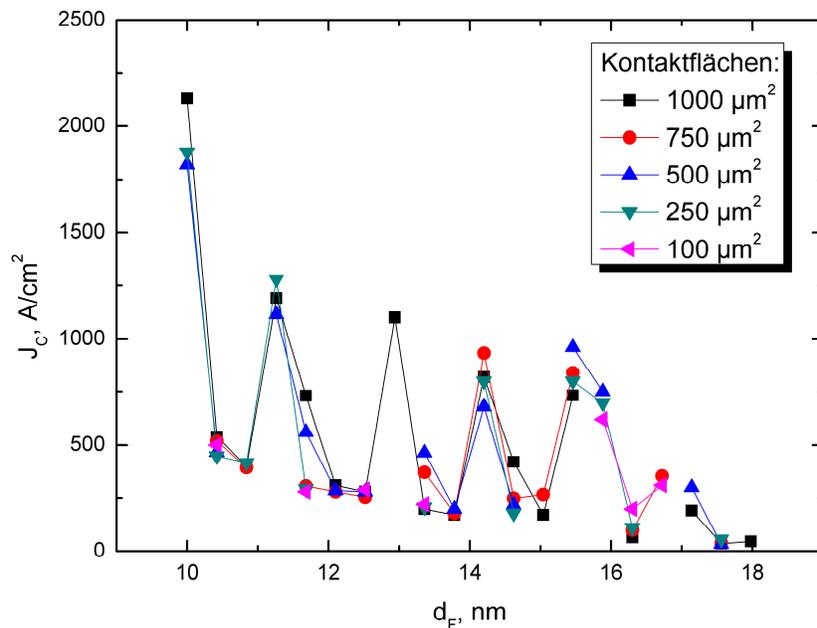


Bild 6.9. Kritische Stromdichten von 63 SIFS-Josephson-Kontakten in Abhängigkeit von der Ni_3Al -Schichtdicke, aufgeteilt nach den jeweiligen Kontaktflächen, gemessen bei 4,2 K. Ni_3Al wurde mit Neon bei 8 Pa gesputtert, Striche nur zur Orientierung.

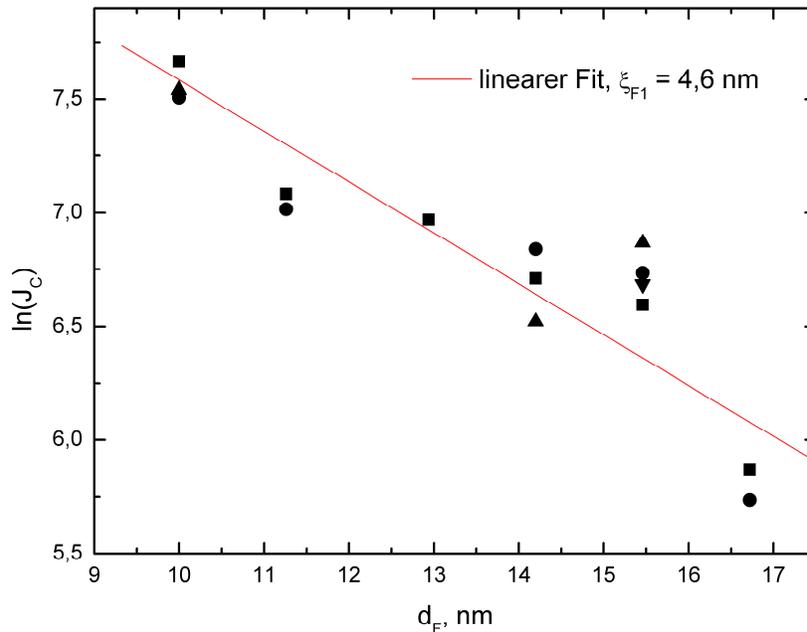


Bild 6.10. Halblogarithmische Auftragung der kritischen Stromdichte J_C der jeweiligen Maxima der Oszillation in Abhängigkeit von der Zwischenschichtdicke, mit einem linearen Fit.

Der nicht-ferromagnetisch ordnende Übergangsbereich an den Grenzflächen liegt im Bereich einiger 5 nm (vgl. Kapitel 5.3.). Folglich wurde von uns die Ni_3Al -Zwischenschicht erst ab einer Grunddicke von 10 nm in ihrer Dicke variiert (hier: 10 nm bis 18 nm). Es lässt sich nicht mit Sicherheit sagen, ob das erste Maximum bei einer Schichtdicke von 10 nm liegt, bzw. ob dort der Maximalwert erreicht ist. Weiterhin sind die absoluten Zahlen der Ni_3Al -Schichtdicke generell einer gewissen Ungenauigkeit unterworfen, da zahlreiche Schwierigkeiten bei ihrer Bestimmung auftraten (vgl. Kapitel 4.). Diese Punkte sind hier allerdings eher zweitrangig, da nur die relativen Abstände von Bedeutung sind (Verhältnis zwischen der Periodenlänge und der charakteristischen Länge des exponentiellen Abfalls, vgl. Kapitel 7). Dafür ist die wiederholt gezeigte Linearität des Schichtdickengradienten maßgeblich.

Eine marginale Erhöhung des Gasdruckes während des Sputterns der Ni_3Al -Zwischenschicht von 5 Pa auf 8 Pa bewirkt offensichtlich eine ausreichende Erhöhung der Ni-Atomkonzentration, um den Übergang von SINS- zu SIFS-Josephson-Kontakten zu bewirken. Damit zeigt sich an dieser Stelle eindrucksvoll die Bedeutung des zusätzlichen Parameters Sputtergasdruck für die Untersuchung und Realisierung von ferromagnetischen Josephson-Kontakten.

Eine ausführliche Diskussion der abgeleiteten Ergebnisse, insbesondere bezüglich der Relation Periodenlänge/exponentieller Abfall erfolgt im folgenden Kapitel 7.

6.4. Zusammenfassender Überblick über Transportstrommessungen an SIFS-Josephson-Kontakten

In diesem Kapitel wurde gezeigt, dass sich der SIFS-Josephson-Kontakt im Wesentlichen nicht wie ein einfacher SIS-Tunnelkontakt verhält. Die Strom-Spannungs-Kennlinien weisen nicht den für SIS-Kontakte üblichen Verlauf auf, sondern es zeigt sich ein typisches RSJ-artiges-Verhalten.

Die einzelnen Josephson-Kontakte zeigen eine ausgeprägte Skalierung des kritischen Stromes mit der Kontaktfläche. Die Stromdichte bleibt bei einer Flächenvariation über eine Größenordnung konstant. Weiterhin deuten die Modulationen des kritischen Stromes gegen ein äußeres Magnetfeld auf eine räumlich homogene Stromdichte hin. Es lassen sich nahezu ideale Fraunhofer-Muster messen. Die Oxidbarriere ist demnach im Bereich der Tunnelkontakte homogen über die Fläche ausgebildet. Weiterhin lässt sich eine laterale Homogenität des Ni_3Al -Schichtdickengradienten ableiten. Die einzelnen Kontakte sind auf einem Kontaktstreifen über mehrere mm voneinander entfernt und skalieren mit der Fläche. Eine Variation der Schichtdicke seitlich zu dem Gradienten würde dieses Skalierung deutlich beeinflussen.

Der Gasdruck während des Sputterns von Ni_3Al mit Neon hat einen gravierenden Einfluss auf die gesamte Charakteristik der jeweiligen Kontaktschar.

So verhalten sich Kontakte von $\text{Nb}/\text{Al}/\text{Nb}/\text{Al}/\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Ni}_3\text{Al}/\text{Nb}$ -Vielfachschichten, bei der die Ni_3Al -Zwischenschicht mit 5 Pa gesputtert wurde, wie konventionelle SINS-Josephson-Kontakte. Der kritische Strom I_C fällt exponentiell mit zunehmender Ni_3Al -Zwischenschichtdicke d ab. Die charakteristische Länge des exponentiellen Abfalls beträgt $\xi_N = 1,6$ nm ab. Es lässt sich durch eine Schichtdickenvariation von 10 nm auf 18 nm keinerlei Anzeichen einer möglichen Oszillation feststellen. Dazu wurden insgesamt über 30 einzelne Josephson-Kontakte für 8 verschiedene Ni_3Al -Schichtdicken gemessen.

Eine Erhöhung des Ne-Gasdruckes beim Sputtern von Ni_3Al während der Deposition von $\text{Nb}/\text{Al}/\text{Nb}/\text{Al}/\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Ni}_3\text{Al}/\text{Nb}$ -Vielfachschichten von 5 Pa auf 8 Pa manifestiert sich in deutlich ausgeprägten Oszillationen von I_C gegen d_F , die an 63 einzelnen Josephson-Kontakten (mit 20 unterschiedlichen Ni_3Al -Zwischenschichtdicken) dieser Probenschar gemessen wurde. So lassen sich insgesamt 6 einzelne Minima mit anschließenden Anstiegen von I_C lokalisieren. Die Schichtdicke wurde ebenfalls von 10 nm auf 18 nm variiert. Die Oszillationen haben eine annähernd konstante, sehr kurze Periodenlänge von 1,4 nm und ihre Amplituden sind mit zunehmendem d_F exponentiell mit einer charakteristischen Länge von 4,6 nm gedämpft.

Ein solches Verhalten wurde international erstmalig in dieser Arbeit gefunden.

Siebtes Kapitel

Diskussion der Transportstrommessungen

Die aus dem vorherigen Kapitel 6.3. abgeleiteten Ergebnisse bezüglich der charakteristischen exponentiellen Dämpfung und der Periodenlänge lassen sich gemäß Kapitel 3 als die ferromagnetische Kohärenzlänge $\xi_F = \xi_{F1} + i\xi_{F2}$ zusammenfassen.

In dem hier gemessenen Fall oszilliert die kritische Stromdichte (kritische Strom) gedämpft mit folgenden charakteristischen Längen:

$$\xi_{F1} = 4,6 \text{ nm} \quad (\text{exponentielle Dämpfung})$$

$$\xi_{F2} = 0,45 \text{ nm} \quad (\text{Oszillationsperiode } \Delta_{dF} = \pi \xi_{F2} = 1,4 \text{ nm})$$

Im Rahmen des diffusiven Transportlimits sagt die Theorie für die Real- und Imaginärteile gewisse Restriktionen und Abhängigkeiten voraus. Durch unsere Messergebnisse konnten diese Relationen nicht bestätigt werden, wir erhielten eine vollkommen andere Beziehung zwischen den beiden charakteristischen Längen.

Im Kapitel 7.1. wird ausführlich auf die allgemeine komplexe ferromagnetische Kohärenzlänge und die limitierende Restriktion eingegangen. Dabei werden allgemeine Abhängigkeiten der in beiden Grenzfällen (diffusiv, ballistisch) vorkommenden charakteristischen Längen abgeleitet. Die gesamten Berechnungen dieses ersten Teilkapitels gehen auf Herrn M. Yu. Kupriyanov zurück.

Im zweiten Teil dieses Kapitels erfolgt eine ausführliche Diskussion der hier abgeleiteten charakteristischen Längen (ξ_{F1} , ξ_{F2}). Durch intensive Beratungen mit Herrn M. Yu. Kupriyanov gelang eine physikalisch sinnvolle Einordnung der experimentellen Ergebnisse im Rahmen einer erweiterten theoretischen Beschreibung. Ausgehend von den gemessenen Längen erfolgt die Ableitung einiger physikalischer Größen der gesputterten Ni₃Al-Legierung. Ein abschließendes Bild der gemessenen ferromagnetischen Schichtdicken-abhängigkeit der kritischen Stromdichte zusammen mit einem theoretischen Fit beendet dieses Teilkapitel.

Die abgeleiteten Ergebnisse sind zusammen mit dem zentralen Messergebnis aus Kapitel 6.3. gesondert unter Born et al. [7.1.] zur Veröffentlichung eingereicht.

7.1. Die allgemeine komplexe ferromagnetische Kohärenzlänge

Diffusiver Ladungstransport:

Im Limit des diffusiven Ladungstransportes oszilliert der kritische Strom I_C für SFS-Strukturen mit relativ großen Zwischenschichtdicken d_F exponentiell gedämpft und lässt sich gemäß Kapitel 3. durch folgende Formel ausdrücken:

$$I_c \propto I_c(d_0) \frac{\left| \sin\left(\frac{d_F - d_1}{\xi_{F2}}\right) \right|}{\sin\left(\frac{d_1 - d_0}{\xi_{F2}}\right)} \exp\left\{-\frac{d_F - d_0}{\xi_{F1}}\right\}. \quad (7.1.)$$

Mit d_1 wird dabei die Position des ersten Minimums bezeichnet, mit der Größe d_0 berücksichtigt man den magnetisch irrelevanten Bereich. Die Kohärenzlänge ξ_F ist dabei eine komplexe Größe ($\xi_F = \xi_{F1} + i\xi_{F2}$).

Sie wird analytisch aus der linearisierten Usadel-Gleichung abgeleitet, vgl. (3.12.). Für ξ_F , bzw. dessen Real- und Imaginärteil wurde gemäß Kapitel 3.2. folgender Ausdruck angegeben:

$$\xi_F = \sqrt{\frac{D_F}{2(\hbar\omega + iH)}}, \quad (7.2.)$$

$$\xi_{F1} = \sqrt{\frac{D_F \sqrt{2}}{2(\sqrt{\hbar^2 \omega^2 + H^2} + \hbar\omega)}}, \quad \xi_{F2} = \sqrt{\frac{D_F \sqrt{2}}{2(\sqrt{\hbar^2 \omega^2 + H^2} - \hbar\omega)}}, \quad (7.3.)$$

mit der Diffusionskonstanten D_F und dem Austauschfeld H . Die Matsubara-Frequenz ω wird für den einfachsten Fall $n = 0$ zu $\hbar\omega = \pi k_B T$. Damit gilt bei endlichen Temperaturen $T \neq 0$ folgende Relation:

$$\xi_{F1} < \xi_{F2}. \quad (7.4.)$$

Die Oszillationsperioden $\Delta d = \pi \xi_{F2}$ sind demnach unter der Annahme einer linearisierten Usadel-Gleichung stets größer, als die charakteristische Länge der exponentiellen Dämpfung der Amplituden, $\propto \exp(-d/\xi_{F1})$. Die exponentielle Dämpfung stellt eine untere Grenze für die Periodenlänge dar, vgl. Kapitel 6.3.

In Bild 7.1. sind drei numerische Berechnungen eines oszillierenden kritischen Stromes gegen die ferromagnetische Zwischenschichtdicke d_F nach Gleichung (7.1.) aufgetragen. Entsprechend unserer Ergebnisse wurde eine Periodenlänge von 1,4 nm angenommen. Daraus resultiert für ξ_{F2} ein Wert von 0,45 nm. Die drei verschiedenen Kurven spiegeln unter Beachtung der Restriktion (7.4.) unterschiedliche Relationen zwischen den beiden charakteristischen Längen wieder, der Wert von ξ_{F1} wurde für konstantes ξ_{F2} über eine Größenordnung variiert.

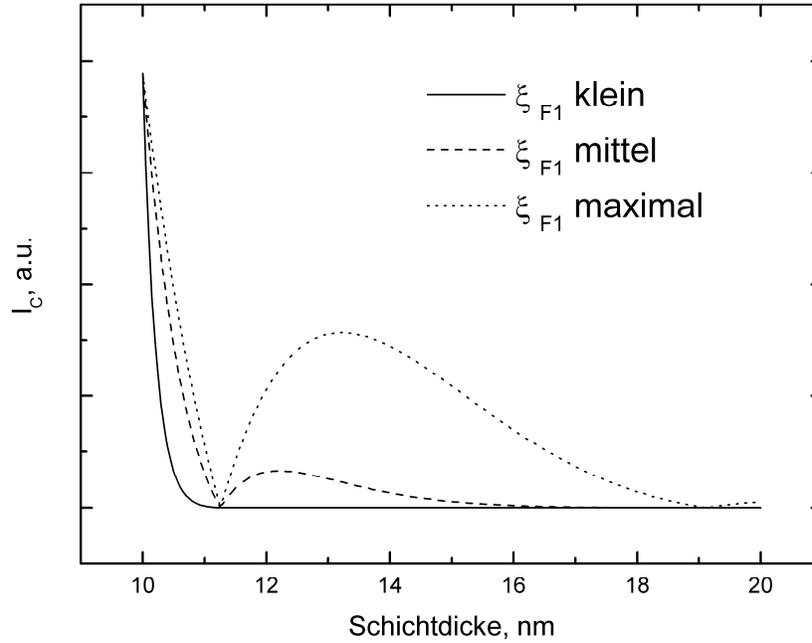


Bild 7.1. Simulierte Abhängigkeit des kritischen Stromes im Limit des diffusiven Ladungstransportes von der ferromagnetischen Schichtdicke für unterschiedliche Relationen zwischen ξ_{F1} und ξ_{F2} gemäß (7.1.).

Im Rahmen der Theorie des diffusiven Ladungstransportes lässt sich demnach keine Übereinstimmung zwischen der theoretischen und der experimentell gemessenen Abhängigkeit des kritischen Stromes von der ferromagnetischen Schichtdicke erzielen: Die hier ermittelten Perioden sind eine Größenordnung zu klein im Vergleich zu der relativ großen charakteristischen Abklinglänge von $\xi_{F1} = 4,6$ nm.

Ballistischer Ladungstransport:

Im ballistischen Grenzfall verliert die Usadel-Gleichung ihre Gültigkeit. Der kritische Suprastrom muss in diesem Fall direkt aus den Eilenberger-Gleichungen (Kapitel 2.2.) bestimmt werden. Die Restriktion (7.4.) ist demnach im ballistischen Limit aufgehoben. Die Kohärenzlänge ist im ballistischen Limit nicht mehr durch die Diffusionskonstante bestimmt, sondern es gilt für die charakteristischen Größen (folgen direkt aus den Eilenberger-Gleichungen):

$$\xi_F = \frac{\hbar v_F}{2(\hbar\omega + iH)}, \quad (\text{allgemeine Größe im ballistischen Grenzfall}) \quad (7.5.)$$

$$\xi_0 = \xi_{F1} = \frac{v_F}{2\omega}, \quad (\text{Kohärenzlänge}) \quad (7.6.)$$

$$\xi_H = \xi_{F2} = \frac{\hbar v_F}{2H}, \quad (\text{charakteristische ferromagnetische Länge}) \quad (7.7.)$$

mit der Fermi-Geschwindigkeit v_F und dem Austauschfeld H .

Der Ausdruck für den diffusiven Grenzfall ist nur gültig, falls sowohl die charakteristische magnetische Länge ξ_H , als auch die mittlere freie Weglänge l wesentlich kleiner sind als die Kohärenzlänge ξ_0 : $\xi_H, l \ll \xi_0$. Die Gleichheitszeichen ($\xi_0 = \xi_{F1}$ und $\xi_H = \xi_{F2}$) sind nur in diesem Grenzfall gültig.

Bisher untersuchte Materialien, wie z.B. $\text{Cu}_{1-x}\text{Ni}_x$ oder $\text{Pt}_{1-x}\text{Ni}_x$, an denen der $0-\pi$ -Übergang gezeigt wurde, besitzen gerade im relevanten Bereich um $x \approx 0,44$ bis $0,5$ einen recht großen spezifischen Widerstand und demnach eine geringe mittlere freie Weglänge l .

Allgemeiner Fall:

Im folgenden wird abgeleitet, in welchem Verhältnis die jeweiligen charakteristischen Längen im Allgemeinen zueinander stehen, Born et al. [7.1.].

Die Eilenberger-Gleichungen (vgl. Kapitel 2) lassen sich für vergleichsweise dicke ferromagnetische Schichten (größer als ξ_0) linearisieren:

$$2f(x, \theta) + \frac{v_F \cos \theta}{\hbar \omega + iH} \frac{d}{dx} f(x, \theta) = \frac{\langle f(x, \theta) \rangle - f(x, \theta)}{\tau(\hbar \omega + iH)}, \quad (7.8.)$$

$$\langle f(x, \theta) \rangle = \int_0^\pi f(x, \theta) \sin \theta d\theta.$$

Dabei ist $\tau = v_F/l$ die Streurrate und θ der Winkel zwischen der Richtung der Fermi-Geschwindigkeit und der Grenzflächennormalen.

Die allgemeine Lösung der Differentialgleichung (7.8.) lautet (Kupriyanov [7.2.]):

$$f(x, \theta) = C(\theta) \exp\left\{-\frac{x}{\xi_{eff}}\right\}, \quad \xi_{eff}^{-1} = \xi_{F1}^{-1} + i\xi_{F2}^{-1}, \quad (7.9.)$$

wobei die effektive Abklinglänge ξ_{eff} von θ unabhängig ist.

Durch Einsetzen von (7.9.) in (7.8.) erhält man folgende Ausdrücke für die Integrationskonstante C und erste Abhängigkeiten für ξ_{eff} , l , ξ_H und ξ_0 :

$$C(\theta) = \eta \frac{\langle C \rangle}{1 - k^2 \cos^2 \theta}, \quad \eta = \frac{\ell^{-1}}{\xi_0^{-1} + \ell^{-1} + i\xi_H^{-1}}, \quad k = \frac{\xi_{eff}^{-1}}{\xi_0^{-1} + \ell^{-1} + i\xi_H^{-1}}. \quad (7.10.)$$

Die Integration von (7.10.) über die Winkel θ resultiert in einer transzendenten Gleichung für ξ_{eff} :

$$\tanh \frac{\ell}{\xi_{eff}} = \frac{\xi_{eff}^{-1}}{\xi_0^{-1} + \ell^{-1} + i\xi_H^{-1}}, \quad (7.11.)$$

bzw. in folgendem nichtlinearen Gleichungssystem:

$$\begin{aligned} \ell \xi_{F1}^{-1} &= (1 + \ell \xi_0^{-1}) \tanh(\ell \xi_{F1}^{-1}) + (\ell \xi_{F2}^{-1} \tanh(\ell \xi_{F1}^{-1}) - \ell \xi_H^{-1}) \tan(\ell \xi_{F2}^{-1}), \\ \ell \xi_{F2}^{-1} &= \ell \xi_H^{-1} \tanh(\ell \xi_{F1}^{-1}) + (1 + \ell \xi_0^{-1} - \ell \xi_{F1}^{-1} \tanh(\ell \xi_{F1}^{-1})) \tan(\ell \xi_{F2}^{-1}). \end{aligned} \quad (7.12.)$$

In der transzendenten Gleichung (7.11.) sind beide asymptotischen Grenzfälle enthalten:

Für $\xi_{eff}^{-1} \ll \xi_0^{-1} + \ell^{-1} + i\xi_H^{-1}$ reduziert sich (7.11.) zu:

$$\xi_{\text{eff}}^{-2} = 3 \frac{\ell^{-1} \xi_0^{-1} + i \ell^{-1} \xi_H^{-1}}{1 + \ell \xi_0^{-1} + i \ell \xi_H^{-1}}. \quad (7.13.)$$

Weiterhin vereinfacht sich dieser Ausdruck (7.13.) im Grenzfall $l \ll \xi_0, \xi_H$, also im diffusiven Fall, zu (7.2.), bzw. (7.3.).

Im anderen Grenzfall ($l \gg \xi_0, \xi_H$) vereinfacht sich die transzendente Gleichung (7.11.) zu den Ausdrücken (7.5.) bis (7.7.).

Mit zunehmender Stärke des Austauschfeldes H nimmt die magnetische Länge ξ_H immer weiter ab. Falls sie kleiner als die mittlere freie Weglänge l wird, lässt sich der Formalismus des diffusiven Ladungstransportes nicht mehr anwenden, das Verhältnis zwischen exponentiellem Abfall und der Oszillationsperiode (ξ_{F1}, ξ_{F2}) muss numerisch gemäß (7.12.) bestimmt werden. Im folgenden sind diese numerischen Lösungen des allgemeinen Gleichungssystems (7.12.) angegeben.

In Bild 7.2. ist die berechnete Abhängigkeit der exponentiellen Abklinglänge (Kohärenzlänge des diffusiven Limits) ξ_{F1} von der magnetischen Länge ξ_H und der Kohärenzlänge (des ballistischen Limits) ξ_0 dargestellt. Aufgetragen sind die jeweiligen reziproken Werte, multipliziert mit der mittleren freien Weglänge l . Ein Anstieg des ferromagnetischen Austauschfeldes H resultiert in kleineren Werten für ξ_H und demnach bei einem konstanten Wert für l in großen Werten für l/ξ_H . Die charakteristische Abklinglänge ξ_{F1} zeigt bei Systemen mit einer vergleichsweise großen Kohärenzlänge ξ_0 , bzw. kleinen mittleren freien Weglänge l (demnach l/ξ_0 klein), eine deutliche Abhängigkeit von dem Austauschfeld, so steigt die schwarze Linie etwa um den Faktor drei in dem betrachteten Intervall an. Dies steht im Einklang mit den bisher vertretenen Ansichten, dass ein starkes Austauschfeld die Phasenkorrelation der Ladungsträger

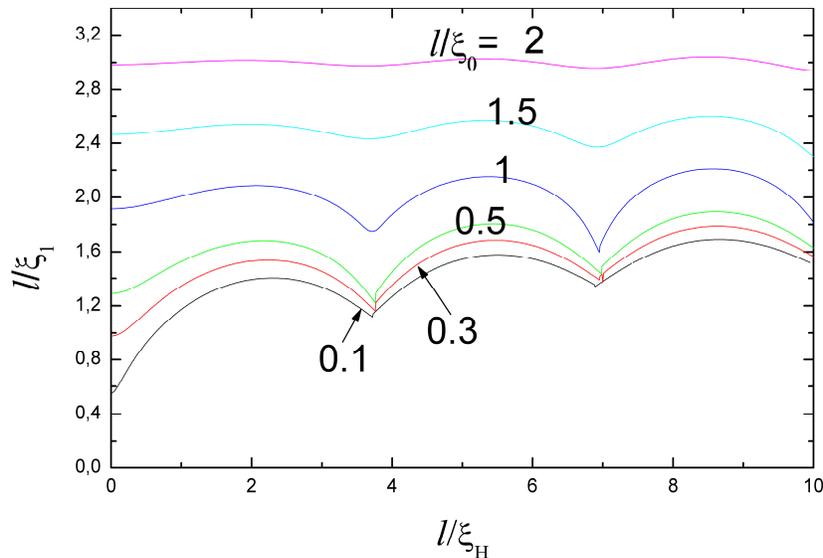


Bild 7.2. Abhängigkeit der inversen Abklinglänge l/ξ_{F1} gegen die inverse magnetische Länge l/ξ_H für unterschiedliche Verhältnisse von l/ξ_0 .

deutlich reduziert. Dieser Einfluss verringert sich jedoch sukzessive in Abhängigkeit der Wertepaare l und ζ_0 . So reduziert sich die Kohärenzlänge bei $l/\zeta_0 \approx 1$ (oder größer) durch ein stärkeres Austauschfeld nicht mehr.

In Bild 7.3. sind die entsprechenden Ergebnisse für den Imaginärteil, ζ_{F2} , dargestellt. Das Verhältnis von l/ζ_{F2} nimmt mit steigender Austauschfeldstärke H (bei gleich bleibendem l) zu. Die Oszillationsperiode $\pi \cdot \zeta_{F2}$ wird demnach für steigende ferromagnetische Kopplung immer kleiner. Dieses Ergebnis wird auch von der analytischen Formel für ζ_{F2} im diffusiven Ladungstransportlimit (7.3.) bestätigt: Für verschwindendes H geht der Nenner gegen Null, die Oszillationsperiode $\pi \cdot \zeta_{F2}$ wird demnach immer größer. Der Einfluss der Kohärenzlänge ζ_0 ist dabei im Vergleich zu Bild 7.2. geringer, jedoch ist aus Bild 7.3. abzulesen, dass sich die errechnete Abhängigkeit ζ_2 (ζ_0, ζ_H) für große Werte von l/ζ_0 linearisiert. In Systemen, mit im Vergleich zu der Kohärenzlänge ζ_0 kleinen mittleren freien Weglängen l , dominieren periodische Unstetigkeiten.

Die charakteristische Abklinglänge ζ_{F1} verringert sich demnach vergleichsweise gering mit zunehmendem Austauschfeld. Die Periode ($\pi \cdot \zeta_{F2}$) verringert sich hingegen deutlich mit zunehmendem Austauschfeld. Von entscheidender Bedeutung ist demnach, wie sich das Verhältnis verändert.

Die allgemeine Abhängigkeit des Verhältnisses ζ_{F1} zu ζ_{F2} von der inversen magnetische Länge ist in Bild 7.4. aufgetragen. Dargestellt sind demnach die physikalisch sinnvollen Konstellationen der das System charakterisierenden Parameter. Im allgemeinen nimmt das Verhältnis von ζ_{F2}/ζ_{F1} stark mit zunehmendem Verhältnis l/ζ_H ab. Die charakteristische Abklinglänge ζ_{F1} wird demnach größer und die Periode $\pi \cdot \zeta_{F2}$ kleiner mit zunehmender

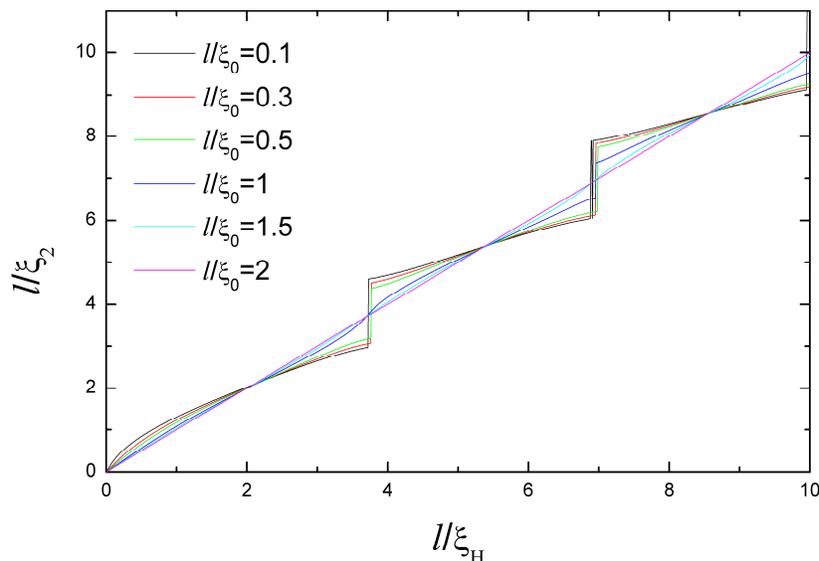


Bild 7.3. Abhängigkeit der inversen Perioden definierenden Länge l/ζ_{F2} gegen die inverse magnetische Länge l/ζ_H für unterschiedliche Verhältnisse von l/ζ_0 .

Austauschfeldstärke. Dabei überwiegt jedoch stark die Änderung von ζ_{F2} , da ζ_{F1} vergleichsweise gering variiert wird.

In einem System, in dem nicht die mittlere freie Weglänge l die kleinste charakteristische Länge im Vergleich zu ζ_0 und ζ_H ist, lassen sich demnach Oszillationsperioden erzielen, die deutlich geringer sind, als die charakteristische Abklinglänge.

In Bild 7.4. lassen sich die Bereiche der beiden Grenzfälle des diffusiven und des ballistischen Ladungstransportes durch die ferromagnetische Zwischenschicht lokalisieren. Der diffusive Grenzfall ist dadurch gekennzeichnet, dass die kleinste Länge des Systems die mittlere freie Weglänge l ist: $l \ll \zeta_0, \zeta_H$. Es ist demnach der Bereich, der für Wertepaare mit $x < 1$ auf der x-Achse gilt. Weiterhin sind in diesem Limit nur die Wertepaare unterhalb der dunkelblauen Kurve ($l < \zeta_0$) gültig. Hier zeigt sich in Übereinstimmung mit der analytisch abgeleiteten Restriktion (7.4.), dass in diesem Limit nur Verhältnisse von $\zeta_{F2} > \zeta_{F1}$ zu erreichen sind ($\zeta_{F2}/\zeta_{F1} > 1$).

Der ballistische Grenzfall ist dadurch gekennzeichnet, dass das System durch die Kohärenzlänge ζ_0 als kleinste Länge dominiert wird (dann gilt auch $\zeta_{F1} = \zeta_0$). Diese Relation ist oberhalb der dunkelblauen Kurve erfüllt, $l > \zeta_0$. In diesem Grenzfall ist das diskutierte Verhältnis von ζ_{F1} und ζ_{F2} keinen Restriktionen unterworfen, es lassen sich auch Wertepaare für kleine Oszillationsperioden erfüllen: $\zeta_{F2} < \zeta_{F1}$.

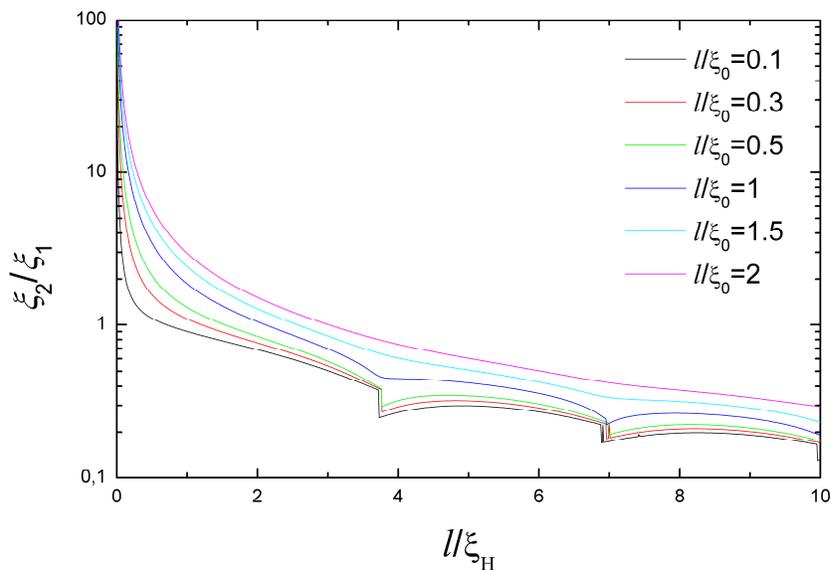


Bild 7.4. Allgemeines Verhältnis zwischen Perioden definierender Länge ζ_{F2} und charakteristischer Abklinglänge ζ_{F1} gegen die inverse ferromagnetische Länge ζ_H für unterschiedliche Verhältnisse l/ζ_0 .

7.2. Vergleich zwischen Theorie und Experiment

Experimentell bestimmte Kohärenzlänge ζ_F :

Aus den in Kapitel 6.3. gemessenen Oszillationen des kritischen Stromes I_C (bzw. J_C) gegen die ferromagnetische Schichtdicke d_F ergaben sich folgende Werte für die Kohärenzlänge ζ_F :

$$\zeta_{F1} = 4,6 \text{ nm} \quad (\text{exponentieller Abfall erster Ordnung der Maxima}) \quad (7.14.)$$

$$\zeta_{F2} = 0,45 \text{ nm} \quad (\text{konstante Oszillationsperiode } \Delta d = \zeta_{F2} \cdot \pi = 1,4 \text{ nm}) \quad (7.15.)$$

Das Verhältnis der beiden abgeleiteten Längen ist demnach:

$$\zeta_{F2}/\zeta_{F1} \approx 0,1. \quad (7.16.)$$

Damit ergibt sich gemäß Bild 7.4. (Kapitel 7.1.) ein Verhältnis von mittlerer freier Weglänge l und charakteristischer magnetischer Länge ζ_H von:

$$l/\zeta_H \approx 10 \text{ (oder größer: } \approx 20). \quad (7.17.)$$

Mittlere freie Weglänge l :

Mit diesem Verhältnis (7.17.) und den beiden aus der direkten Messung abgeleiteten Längen (7.14.) und (7.15.) lässt sich gemäß Kapitel 7.1. die mittlere freie Weglänge l ableiten. Dabei lässt sie sich zum einen ausgehend von ζ_{F1} (Bild 7.2.) und zum andern ausgehend von ζ_{F2} (Bild 7.3.) unabhängig voneinander ableiten. Die auf diese beiden unterschiedlichen Wege ermittelten mittleren freien Weglängen, mit l_1 und l_2 bezeichnet, müssen übereinstimmen.

Für l_1 erhält man aus Bild 7.2. in Abhängigkeit von dem Verhältnis l/ζ_0 (hier zunächst angenommen: 0,1) einen Wert von:

$$l_1 \approx 1,5 \cdot \zeta_{F1} = 1,5 \cdot 4,5 \text{ nm} = 6,75 \text{ nm}. \quad (7.18.)$$

Für l_2 ergibt sich aus Bild 7.3. ein Wert von 9,1 - 11,1 nm (Bandbreite in Bild 7.3. für die schwarze Kurve). Im folgenden wird 11,1 nm genommen:

$$l_2 \approx 11,1 \cdot \zeta_{F2} = 1,5 \cdot 4,5 \text{ nm} = 5 \text{ nm}. \quad (7.19.)$$

Damit liegen die Werte im selben Bereich relativ nah beieinander.

Aufgrund der unterschiedlichen Steigungen für ζ_{F1} und ζ_{F2} gegen ζ_H (Bild 7.2. und Bild 7.3.) gleichen sich diese Werte immer weiter an, für $l/\zeta_H \approx 20$ ergibt sich ein gemeinsamer Wert von:

$$l \approx 9,5 \text{ nm}. \quad (7.20.)$$

Charakteristische ferromagnetische Länge ζ_H :

Aus der abgeleiteten mittleren freien Weglänge l (7.20.) ergibt sich in Abhängigkeit der verwendeten Relation l/ζ_H (7.17.) folgender Wert für die magnetische Länge:

$$\zeta_H \approx 0,5 \text{ nm.} \quad (7.21.)$$

Anmerkung: Falls für $l \approx 9,5 \text{ nm}$ angenommen wird, muss auch die Relation $l/\zeta_H \approx 20$ verwendet werden. Die Länge $l \approx 5 \text{ nm}$ hingegen folgte aus der Relation $l/\zeta_H \approx 10$. Somit ist die Ableitung für ζ_H stringent bezüglich der Annahmen bei der Ableitung von l .

Damit wird auch eine nachträgliche Bestätigung für die Relation

$$l/\zeta_0 < 1 \quad (7.22.)$$

gegeben. Die allgemeinen Abhängigkeiten von $\zeta_{F1}(\zeta_0, \zeta_H)$ und $\zeta_{F2}(\zeta_0, \zeta_H)$, vgl. Bild 7.2. und Bild 7.3., ergeben mit einer magnetischen Länge von $\zeta_H < 1$ ein möglichst kleines Verhältnis von l/ζ_0 . Dies folgt mit $\zeta_{F1} = 4,5 \text{ nm}$ und $\zeta_{F2} = 0,45 \text{ nm}$ aus den unterschiedlichen Abhängigkeiten von ζ_0 für gegebenes $\zeta_H < 1$.

So folgt aus Bild 7.3., dass für ein gegebenes l die Perioden definierende Länge ζ_{F2} im allgemeinen (l/ζ_0 beliebig) vergleichbar zu ζ_H ist. Dagegen ist ein Einfluss von l/ζ_0 auf das Verhältnis bei der $\zeta_{F1}(\zeta_H)$ Abhängigkeit deutlich ausgeprägt (vgl. Bild 7.2.). Die hier gemessenen Längen ζ_{F1} und ζ_{F2} erlauben demnach nur ein Verhältnis von $l/\zeta_0 < 1$.

Kohärenzlänge im Limit des ballistischen Ladungstransportes, ξ_0 :

Mit der oben abgeleiteten mittleren freien Weglänge (7.20.) und der Relation von l/ζ_0 (7.22.) lässt sich ein ungefähre Wert für ζ_0 für die hier verwendete ferromagnetische Legierung Ni_3Al ableiten:

$$l/\zeta_0 \approx 0,1 \text{ bis } 0,5 \Rightarrow \zeta_0 \approx 19 \text{ bis } 95 \text{ nm.} \quad (7.23)$$

Demnach lässt sich für ζ_0 ein ungefähre Wert von 50 nm ableiten.

Zwischenergebnis:

Die magnetische Länge ζ_H ist die mit Abstand kleinste Länge im Vergleich zu l und ζ_0 . Sie dominiert demnach die Eigenschaften des Systems. Die gemessenen Resultate der Oszillation des kritischen Stromes gegen die Schichtdicke lassen sich nicht mehr im Limit des diffusiven Ladungstransportes erklären. Dieses Limit ist dadurch gekennzeichnet, dass die mittlere freie Weglänge l die kleinste Größe des Systems ist. Die Ergebnisse sind aber auch weit entfernt von dem reinen ballistischen Limit. Dieses ist durch eine verhältnismäßig große mittlere freie Weglänge gekennzeichnet. Hier ist zwar die kleinste Länge ζ_H eine gute Größenordnung kleiner als l , die Kohärenzlänge ζ_0 des ballistischen Limits ist jedoch sehr viel größer als l .

Austauschfeld H :

Die bisher abgeleiteten Größen erlauben eine ungefähre Abschätzung der Stärke des ferromagnetischen Austauschfeldes H .

Zunächst lässt sich gemäß Gleichung (7.6.) mit (7.23.) die Fermi-Geschwindigkeit v_F für den einfachsten Fall ($n = 0$, Matsubara-Frequenz $\hbar\omega = \pi \cdot k_B T$) ableiten:

$$\xi_0 = \frac{\hbar}{2\pi k_B T} v_F = 2,7 \cdot 10^{-13} \text{ s} \cdot v_F \Rightarrow v_F \approx 1,9 \cdot 10^5 \text{ m/s}. \quad (7.24.)$$

Aus (7.7.) erhält man demnach mit (7.21.) und (7.24.) folgenden Wert für das ferromagnetische Austauschfeld H :

$$\xi_H = \frac{\hbar v_F}{2k_B H} = 3,6 \cdot 10^{-12} \text{ s} \cdot K \cdot \frac{v_F}{H} \Rightarrow H \approx 1370 \text{ K} = 0,12 \text{ eV}. \quad (7.25.)$$

Ergebnis:

Zusammenfassend lässt sich demnach aus den von uns gemessenen Werten für die komplexe Kohärenzlänge ξ_F folgendes ableiten:

Der kritische Strom I_C oszilliert mit einer Periodenlänge von $\Delta d = \pi \cdot \xi_{F2} = 1,4 \text{ nm}$ ($\xi_{F2} = 0,45 \text{ nm}$). Die einzelnen Amplituden werden exponentiell mit einer charakteristischen Länge von $\xi_{F1} = 4,6 \text{ nm}$ gedämpft.

Als weitere Parameter lassen sich ausgehend von den linearisierten Eilenberger-Gleichungen folgende Längen ableiten:

Die mittlere freie Weglänge l beträgt 5 - 10 nm. Sie ist damit etwas größer als der Wert von reinem gesputtertem Nickel. Blum et al. [3.12.] ermittelten für $l_{Ni} \approx 4,8 \text{ nm}$, Shelukhin et al. [7.7.] verwendete für Nickel einen Wert von $l_{Ni} \approx 2,8 \text{ nm}$. Ausgehend von einem geschätzten Verhältnis zwischen dieser mittleren freien Weglänge und der Kohärenzlänge des ballistischen Ladungsträgerlimits (l/ξ_0) von < 1 lässt sich eine Fermi-Geschwindigkeit von $1 - 2 \cdot 10^5 \text{ m/s}$ ableiten. Damit erhält man für die Stärke des ferromagnetischen Austauschfeldes H Werte von 0,07 bis 0,11 eV. Die charakteristische ferromagnetische Länge ξ_H ist sehr klein und liegt mit 0,5 nm in der gleichen Größenordnung wie ξ_{F2} .

Die mittels Sputtern von Ni_3Al hergestellte Zwischenschicht besitzt demnach sehr ausgeprägte ferromagnetische Eigenschaften. Das Austauschfeld erreicht knapp die Stärke von $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$, wie in nachfolgender Tabelle 7.1. ersichtlich ist.

Tabelle 7.1. Übersicht über charakteristische Größen von unterschiedlichen ferromagnetischen Materialien bei SFS-Kontakten.

Lit.	ξ_{F1} (nm)	ξ_{F2} (nm)	F-Material	v_F (m/s)	H (meV)
[3.15.]	1,2	1,6	$\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$	$2,2 \cdot 10^5$	135
[3.11.]	1,8	2	$\text{Pd}_{0,9}\text{Ni}_{0,1}$	$2 \cdot 10^5$	35
[3.16]	1,3	3,5	$\text{Cu}_{0,47}\text{Ni}_{0,53}$	k.A.	73
[3.14.]	k.A.	k.A.	$\text{Cu}_{0,52}\text{Ni}_{0,48}$	k.A.	6-12
[3.13.]	1,7	1	Ni	$2,8 \cdot 10^5$	200
diese Arbeit	4,6	0,45	Ni_3Al	$1,9 \cdot 10^5$	≈ 100

Aufgrund des vergleichsweise starken Ferromagneten mit relativ großer Kohärenzlänge ξ_{F1} lassen sich demnach bis zu sechs einzelne Oszillationen messen und theoretisch mit physikalisch sinnvollen Parametern fitten. Jeweils drei einzelne 0- π -, bzw. π -0-Übergänge sind zu beobachten.

Bis auf die kürzlich erschienene Arbeit von Shelukhin et al. [7.7.], vgl. Tabelle 7.1., sind sämtliche bisherigen Studien zu SFS-Josephson-Kontakten zu dem Ergebnis gekommen, dass die Kohärenzlänge ξ_{F1} kleiner als die Perioden definierende Länge ξ_{F2} ist. Alle bisherigen Arbeiten bewegten sich ausschließlich im diffusiven Ladungstransportlimit.

In Bild 7.4. sind zusammenfassend die gemessenen kritischen Stromdichten mit einem theoretischen Fit nach (6.3.) gegen die Dicke der ferromagnetischen Zwischenschicht Ni₃Al aufgetragen.

Der theoretische Fit nach (6.3.) berücksichtigt folgende Werte:

- $d_0 = 10,6 \text{ nm}$ (Position des ersten Minimums)
- $dI = 10,0 \text{ nm}$ (Parallelverschiebung aufgrund nichtmagnetischen Übergangsbereiches)
- $\xi_{F1} = 4,6 \text{ nm}$ (exponentielle Dämpfung der Amplituden)
- $\xi_{F2} = 0,45 \text{ nm}$ (Oszillationsperiode / π)

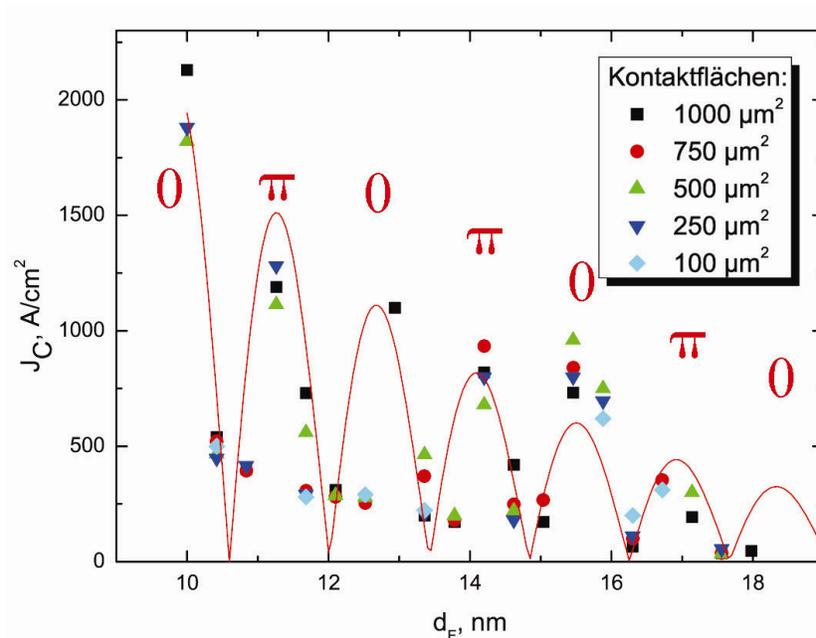


Bild 7.4. Kritische Stromdichte gegen die F-Zwischenschichtdicke von 63 einzelnen SIFS-Josephson-Kontakten mit theoretischem Fit nach (6.3.). Die Proben wurden bei 4,2 K gemessen.

7.3. Zusammenfassender Überblick über die Diskussion der Transportstrommessungen

Motiviert durch die in Kapitel 6.3. abgeleitete charakteristische Länge der Dämpfung des kritischen Stromes gegenüber der F-Schichtdicke, ζ_{F1} , und der Perioden definierenden Länge, ζ_{F2} , bzw. ihres Verhältnisses, erfolgte in diesem Kapitel eine allgemeine Betrachtung dieser Längen.

Im ersten Teilkapitel wurde zunächst intensiv darauf eingegangen, dass sich im diffusiven Ladungstransportlimit nur Oszillationen ergeben können, welche eine größere Periodenlänge haben, als durch die charakteristische Dämpfungslänge ζ_{F1} vorgegeben wird. Innerhalb dieses Limits ist der Imaginärteil ζ_{F2} der komplexen Kohärenzlänge ζ_F für endliche Temperaturen $T > 0$ stets größer als der Realteil ζ_{F1} .

Ausgehend von den im Rahmen der quasi-klassischen Näherung allgemein gültigen Eilenberger-Gleichungen (vgl. Kapitel 2. und Kapitel 3.) erfolgte eine generelle Betrachtung der effektiven komplexen Kohärenzlänge ζ_F und des Verhältnisses ihres Real- und Imaginärteiles.

Auf der Basis der quasi-klassischen Näherung führte M.Yu.Kupriyanov allgemeine numerische Berechnungen für ζ_{F1} und ζ_{F2} durch. Dabei berücksichtigte er insbesondere die Abhängigkeiten von ζ_{F1} und ζ_{F2} von den bei den Eilenberger-Gleichungen vorkommenden Parametern ζ_0 und ζ_H . Im ballistischen Grenzfall ist ζ_0 die Kohärenzlänge und mit ζ_H wird die effektive ferromagnetische Länge bezeichnet, wobei ζ_H umgekehrt proportional zu der Stärke des Austauschfeldes H ist.

Diese $\zeta_{F1}(\zeta_0, \zeta_H)$ und $\zeta_{F2}(\zeta_0, \zeta_H)$ Abhängigkeiten resultieren zusammengefasst in allgemeinen ζ_{F2}/ζ_{F1} Relationen. Dabei erwiesen sich die beiden Spezialfälle (diffusiv und ballistisch) in nur sehr engen Grenzen als gültig. Im allgemeinen sind durchaus Relationen von $\zeta_{F2} < \zeta_{F1}$ möglich.

Im zweiten Teilkapitel erfolgte die Einordnung der in Kapitel 6.3. abgeleiteten Ergebnisse in die allgemeine Theorie. Ausgehend von den abgeleiteten Werten von ζ_{F1} und ζ_{F2} ließen sich physikalisch sinnvolle Eigenschaften der Ni₃Al-Legierung ableiten.

Wie in Kapitel 7.2. ausführlich diskutiert wurde, ist die hier auftretende Besonderheit, dass das System nicht durch die mittlere freie Weglänge l als kleinste Länge charakterisiert wird. Dies war die notwendige Voraussetzung für die Gültigkeit des diffusiven Ladungstransportlimits. Vielmehr erwies sich die ferromagnetische Länge ζ_H als die mit Abstand kleinste Länge des hier betrachteten physikalischen Systems.

Die hier mit einem vergleichsweise hohen Ne-Gasdruck gesputterte Ni₃Al-Zwischenschicht verfügte demnach über ein vergleichsweise starkes ferromagnetisches Austauschfeld. Gleichzeitig war die Kohärenzlänge ζ_{F1} (und die mittlere freie Weglänge l) vergleichsweise groß. Daher ließ sich eine so große Anzahl an Oszillationen des kritischen Stromes in Abhängigkeit von der ferromagnetischen Schichtdicke messen.

Die gemessenen Oszillationen des kritischen Stromes ließen sich im Rahmen der aus den Eilenberger-Gleichungen abgeleiteten allgemeinen Relationen ausgesprochen gut theoretisch anpassen.

Achtes Kapitel

Zusammenfassung

In dieser Dissertation wurde das Ziel verfolgt, den Ladungstransport in SIFS-Josephson-Kontakten zu untersuchen. Es sollten gezielt und reproduzierbar Josephson-Kontakte hergestellt werden, wobei einzelne $0-\pi$ -, bzw. $\pi-0$ -Übergänge realisiert werden sollten. Dabei wurde eingehend die intermetallische Legierung Ni_3Al hinsichtlich ihrer Eignung als ferromagnetische Zwischenschicht in supraleitenden/ferromagnetischen Josephson-Kontakten untersucht.

Es wurde ein mehrstufiger Strukturierungsprozess entwickelt, wodurch unterschiedliche Ziele verwirklicht werden konnten.

Die primäre Herausforderung bestand darin, supraleitende/ferromagnetische Josephson-Kontakte zu strukturieren, welche es ermöglichten, die Abhängigkeit des kritischen Stromes von der Zwischenschichtdicke des Ni_3Al zu messen. Demnach wurde eine möglichst feine Dickenvariation der Ni_3Al -Schicht während des Sputterprozesses benötigt. Weiterhin wurde das Ziel verfolgt, möglichst in einem Vakuumzyklus ein ganzes Set unterschiedlicher Kontakte zu realisieren, die ausschließlich in der Zwischenschichtdicke variieren sollten. Damit würde ausgeschlossen, dass die kritischen Ströme durch unterschiedliche Grenzflächeneigenschaften beeinflusst würden. Die Parameterstreuung muss deutlich kleiner sein, als der zu messende Effekt.

Realisiert wurden diese Anforderungen durch eine in-situ Sputterdeposition einer SIFS-Vielfachschicht auf 2"-Si-Wafer. Die Ni_3Al -Zwischenschicht wurde als Keilstruktur gesputtert. Durch sukzessive Variation der Targetposition während des Sputterns gelang die Realisierung eines ausschließlich in einer Richtung linearen Schichtdickengradienten. Die Dicke von Ni_3Al konnte linear um einige wenige Zehntel nm/mm variiert werden. Erst nachfolgend erfolgte die Strukturierung in zahlreiche einzelne SIFS-Josephson-Kontakte.

Die in dieser Dissertation hergestellten Josephson-Kontakte wiesen eine sehr geringe Parameterstreuung und ausgesprochen homogene Tunnelbarrieren auf: Die Modulation des kritischen Stromes mit einem äußeren Magnetfeld entsprachen sehr genau dem Muster einer Fraunhofer-Funktion. Der kritische Strom skalierte sehr genau mit der jeweiligen Kontaktfläche, die kritische Stromdichte war für zahlreiche Kontakte mit gleicher Ni_3Al -Zwischenschichtdicke nahezu konstant.

Die magnetischen Eigenschaften der Legierung Ni_3Al wurden in dieser Arbeit intensiv studiert. Dabei gelang es uns, die Legierung nicht nur mit reproduzierbaren

ferromagnetischen Eigenschaften zu sputtern, wir konnten diese zusätzlich über einen gewissen Bereich gezielt beeinflussen. Ni_3Al , gesputtert aus einem Target der Komposition $\text{Ni}_{0,76}\text{Al}_{0,24}$, ordnet unter Verwendung von Argon als Sputtergas nicht ferromagnetisch. Es konnte ausschließlich paramagnetisches Verhalten gemessen werden. Die Verwendung von Neon als weiteres Sputtergas führte jedoch zu ferromagnetischer Ordnung mit Curie-Temperaturen von 50 bis 80 K. Motiviert durch eine Simulation des Partikeltransportes vom Target zum Substrat und dessen Beeinflussung durch den Arbeitsgasdruck erfolgte eine ausführliche Charakterisierung der ferromagnetischen Eigenschaften von mit Neon unterschiedlichen Druckes gesputterten Ni_3Al -Schichten. Dabei zeigte sich in Übereinstimmung mit den Simulationen, dass die Ni-Konzentration in den Proben über einen gewissen Bereich variiert werden konnte. Ursächlich dafür ist der Unterschied in den relativen Massen der jeweiligen Stossprozesse des verwendeten Arbeitsgases mit den beiden vorzugsweise neutralen Elementen Nickel und Aluminium. Dadurch wurde jeweils ein unterschiedlich großer Teil ihrer kinetischen Energien an den Stoßpartner abgegeben, was wiederum in unterschiedlichen Stoßwahrscheinlichkeiten und letztendlich in unterschiedlichen Teilchenstromdichten resultierte.

Die unterschiedliche Ni-Konzentration in den gesputterten Ni_3Al -Schichten bewirkte im direkten Zusammenhang eine Änderung der ferromagnetischen Eigenschaften: Eine höhere Ni-Konzentration resultierte in höheren Curie-Temperaturen und in deutlich größeren ferromagnetischen Remanenzen. Somit konnte der für die Oszillation des kritischen Stromes ursächliche Ferromagnetismus unabhängig voneinander in zweifacher Hinsicht variiert werden: Einmal durch die Schichtdicke und zum andern direkt durch den Parameter Ne-Gasdruck während des Sputterns.

Es konnten erfolgreich Abhängigkeiten des kritischen Stromes von der Ni_3Al -Schichtdicke von zahlreichen Nb/Al/Nb/Al/ Al_2O_3 / Ni_3Al /Nb-Josephson-Kontakten gemessen werden. Dabei konnte aufgrund des Parameters Sputtergasdruck die Ni_3Al -Legierung sowohl im paramagnetischen, als auch im ferromagnetischen Bereich untersucht werden.

Im paramagnetischen Bereich der Legierung zeigte der kritische Strom I_C in Übereinstimmung mit den theoretischen Erwartungen eine einfache exponentielle Abhängigkeit gegen die Zwischenschichtdicke d . Der kritische Strom I_C wurde mit einer charakteristischen Länge von $\xi_N = 1,6$ nm exponentiell gedämpft.

Im ferromagnetischen Grenzfall konnten sechs einzelne Oszillationen bei der $I_C(d)$ -Abhängigkeit lokalisiert werden. Dazu wurden von einer Nb/Al/Nb/Al/ Al_2O_3 / Ni_3Al /Nb-Vielfachschicht 63 einzelne Josephson-Kontakte an 20 unterschiedlichen Ni_3Al -Zwischenschichtdicken gemessen. Die Schichtdicke des Ni_3Al wurde dabei von 10 nm auf 18 nm stetig und linear erhöht. Der kritische Strom oszillierte mit einer Periode von $\pi \cdot \xi_{F2} = 1,4$ nm und wurde exponentiell mit der charakteristischen Länge von $\xi_{F1} = 4,6$ nm gedämpft.

Damit konnte für die ferromagnetische Legierung Ni_3Al ein neuartiges Resultat bezüglich der komplexen Kohärenzlänge nachgewiesen werden: Der Imaginärteil der komplexen Kohärenzlänge, ζ_{F2} , war um eine Größenordnung kleiner, als der Realteil.

Dieses Ergebnis konnte so erstmals an einer ferromagnetischen Legierung nachgewiesen werden. Bei allen bisher untersuchten Materialien waren die für die Charakteristik einer $I_C(d_F)$ -Abhängigkeit relevanten Längen, ζ_{F1} und ζ_{F2} , entweder gleich groß, oder die Perioden definierende Länge ζ_{F2} war deutlich größer als ζ_{F1} .

Das Verhältnis der in dieser Dissertation abgeleiteten charakteristischen Längen ζ_{F1} und ζ_{F2} konnte im Rahmen des diffusiven Ladungstransportlimits nicht begründet werden. In diesem Limit ist der exponentielle Abfall stets kleiner, als die Perioden definierende Länge.

Es zeigte sich, dass die im Rahmen des diffusiven Ladungstransportlimits gemachten Näherungen und Annahmen zur Vereinfachung der Eilenberger-Gleichungen im Fall der Ni_3Al -Legierung nicht gültig sind. Die Näherungen sind nur gültig, falls die kleinste Länge des Systems die mittlere freie Weglänge ist. In dem hier untersuchten Fall ist jedoch die magnetische Länge sehr viel kleiner. Ni_3Al besitzt die erstaunliche Eigenschaft, dass ein vergleichsweise starker Ferromagnet (demnach sehr kleine ferromagnetische Länge) über eine deutlich größere Kohärenzlänge verfügt, als die Perioden definierende Länge. Eine Erhöhung der Stärke des ferromagnetischen Austauschfeldes korreliert demnach nicht gleichzeitig auch mit einer Reduzierung der ferromagnetischen Kohärenzlänge.

Die Tatsache, dass sich eine vergleichsweise große Abklinglänge mit einer sehr viel kleineren Oszillationsperiode verbinden lässt, erscheint im Hinblick möglicher Anwendungen von SFS Josephson - Kontakte ausgesprochen attraktiv.

In unserem Fall konnten Josephson-Kontakte hergestellt werden, bei denen der kritische Strom in dem π -Zustand gegenüber dem 0-Zustand kaum reduziert war. So wurden im π -Zustand kritische Stromdichten von bis zu 1300 A/cm^2 erreicht. Das Produkt aus kritischem Strom und Kontaktwiderstand lag bei einer Temperatur von $4,2 \text{ K}$ im Bereich von $50 \mu\text{V}$ bis $300 \mu\text{V}$. Die Streuung der Kontaktparameter für eine gegebene Dicke der ferromagnetischen Zwischenschicht lag im einstelligen Prozentbereich. Diese Eigenschaften machen die in dieser Arbeit vorgestellten π -Kontakte sehr viel versprechend für den Einsatz in supraleitenden Schaltkreisen.

A1 Green'sche Funktionen

Die Greenschen Funktionen stellen statistische Mittelungen über einzelne Operatoren dar. Im einzelnen handelt es sich um eine mathematische Verknüpfung zweier Operatoren, wobei eine statistische Mittelung über alle Zustände ausgeführt wird. Die allgemeine Green'sche Funktion $G(t_1, t_2)$ zweier Operatoren zu den jeweiligen Zeitpunkten lautet:

$$G(t_1, t_2) = \langle\langle A(t_1); B(t_2) \rangle\rangle = -\frac{i}{\hbar} \Theta(t_1 - t_2) \langle [A(t_1), B(t_2)]_{\eta} \rangle, \quad \Theta(x) = \begin{cases} 1 \forall x > 0 \\ 0 \forall x < 0 \end{cases}, \quad (\text{A1.1.})$$

mit

$$[A, B]_{\eta} = [A, B]_{\mp} = \begin{cases} AB - BA, \eta = +1 \\ AB + BA, \eta = -1 \end{cases} \quad (\text{A1.2.})$$

Die statistische Mittelung erfolgt dabei im Rahmen des großkanonischen Ensembles:

$$\langle [A(t_1), B(t_2)] \rangle = \frac{1}{Q} \text{sp} \{ \exp \{ -\beta H [A(t_1), B(t_2)] \} \}, \quad Q = \text{sp} \{ \exp(-\beta H) \}, \quad (\text{A1.3.})$$

mit $\beta = 1/(k_B T)$ und $H = H_0 - \mu N$. Dabei ist H_0 der Hamiltonian des gesamten Systems, μ das elektrochemische Potential und N der Teilchenzahloperator. Weiterhin ist die Greensche Funktion nur von Zeitdifferenzen abhängig:

$$\langle A(t_1) B(t_2) \rangle = \langle A(t_1 - t_2) B \rangle = \langle AB(t_2 - t_1) \rangle. \quad (\text{A1.4.})$$

Die Green'sche Funktion lässt sich mittels der Fourier-Transformation in ein Spektrum einzelner Funktionen transformieren:

$$G(t_1 - t_2) = \langle\langle A(t_1); B(t_2) \rangle\rangle = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{2\pi} e^{-i\omega(t_1 - t_2)} G(\omega). \quad (\text{A1.5.})$$

Die inverse Transformation lautet:

$$G(\omega) = \langle\langle A; B \rangle\rangle_{\omega} = \int_{-\infty}^{\infty} dt_2 e^{i\omega t_1} G(t_1). \quad (\text{A1.6.})$$

Das quantisierte Feld beschreibt den Zustand des Systems und ist charakterisiert durch Erzeuger $\hat{\Psi}_{\alpha}(r)$ und Vernichter $\hat{\Psi}_{\alpha}^{\dagger}(r)$, welche ein Quasiteilchen mit Spin α und Ortskoordinate r dem Feld zum Zeitpunkt t hinzufügen oder entziehen. Die normale Green'sche Funktion G charakterisiert dabei ein Metall in einem Normalzustand, ihre Definition ist:

$$G_{\alpha\beta}(\vec{r}_1, \tau_1; \vec{r}_2, \tau_2) \equiv -i \langle \hat{T} \hat{\Psi}_{\alpha}(\vec{r}_1, \tau_1), \hat{\Psi}_{\beta}^{\dagger}(\vec{r}_2, \tau_2) \rangle, \quad (\text{A1.7.})$$

wobei \hat{T} der Zeitordnungsoperator ist.

Die Fourier-Transformierte Green'sche Funktion lautet für den Fall zweier Fermionen:

$$G_{\alpha\beta}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \tau_2 - \tau_1) = T \sum_{n=0}^{\infty} G_{\alpha\beta}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, i\omega_n) e^{-i\omega_n \tau}, \quad (\text{A1.8.})$$

mit der Matsubara - Frequenz $\hbar\omega_n = (2n+1)\pi k_B T$, $n=0, 1, \dots$ und mit der Temperatur T .

Im Fall des Supraleiters wird zusätzlich die anormale Green'sche Funktion verwendet. Sie lässt sich interpretieren als eine statistische Mittelung über das Produkt von zwei Erzeugern, welches für den Fall eines Supraleiters aufgrund der Existenz von Cooper-Paaren ungleich Null ist. Sie ist formal definiert als:

$$F^+_{\alpha\beta}(\vec{r}_1, \tau_1; \vec{r}_2, \tau_2) \equiv -i \langle \hat{T} \hat{\Psi}_\alpha^+(\vec{r}_1, \tau_1) \hat{\Psi}_\beta^+(\vec{r}_2, \tau_2) \rangle, \quad (\text{A1.9.})$$

A2 Literaturverzeichnis:

Kapitel 1:

- [1.1.] D.Saint-James, D.Sarma, E.J.Thomas, Type II Superconductivity, Pergamon, New York, 1969
- [1.2.] D.Aoki, A.Huxley, E.Ressouche, D.Braithwaite, J.Flouquet, J.-P.Brisson, E.Lhotel, C.Paulsen, Nature **413**, 613 (2001)
- [1.3.] L.N.Bulaevskii, V.V.Kuzii, A.A.Sobyanin, JETP Lett. **25**, 290 (1977)
- [1.4.] L.B.Ioffe, V.B.Geshkenbein, M.V.Feigelman, A.L.Fauchere, G.Blatter, Nature **398**, 679 (1999)
- [1.5.] A.Blais, A.M.Zagoskin, Phys. Rev. A **61**, 042308 (2000)
- [1.6.] A.M.Zagoskin, Physica C **368**, 305 (2002)
- [1.7.] G.Blatter, V.B.Geshkenbein, L.B.Ioffe, Phys. Rev. B **63**, 174511

Kapitel 2:

- [2.1.] B.D.Josephson, Phys. Lett. **1**, 251 (1962)
- [2.2.] W.Buckel, R.Kleiner, WILEY-VCH (2004)
- [2.3.] P.G.de Gennes, Benjamin, New York
- [2.4.] K.K.Likharev, Rev. Mod. Phys. **51**, 101 (1979)
- [2.5.] J.Clarke, Phys. Rev. Lett. **21**, 1566 (1968)
- [2.6.] A.F.Andreev, Sov. Phys. JEPT **19** (1964)
- [2.7.] I.O.Kulik, Sov. Phys. JEPT **30**, 944 (1969)
- [2.8.] Z.G.Ivanov, M.Yu.Kupriyanov, K.K.Likharev, S.V.Meriakri, O.V.Snigirev, Sov. J. Low Temp. Phys. **7**, 274 (1981)
- [2.9.] M.Yu.Kupriyanov, Sov. Phys. JEPT **56**, 399 (1992)

- [2.10.] M.Yu.Kupriyanov, K.K.Likharev, L.A.Maslova, in Proceedings of the 14th International Conference on Low Temperature Physics, Otaniemi, Finland (North Holland, Amsterdam), p. 104 (1975)
- [2.11.] A.A.Abrikosov, L.P.Gor'kov, I.E.Dzyaloshinski, Dover, New York (1975)
- [2.12.] W.Gasser, E.Heiner, K.Elk, WILEY-VCH (2001)
- [2.13.] L.P.Gor'kov, Sov. Phys. JEPT **7**, 505 (1958)
- [2.14.] L.P.Gor'kov, Sov. Phys. JEPT **9**, 1364 (1959)
- [2.15.] L.P.Gor'kov, Sov. Phys. JEPT **10**, 593 (1959)
- [2.16.] Y.Nambu, Phys. Rev. **117**, 648 (1960)
- [2.17.] G.Eilenberger, Z. Phys. **214**, 196 (1968)
- [2.18.] A.V.Zaitsev, Sov. Phys. JEPT **59**, 1015 (1984)
- [2.19.] H.Meissner, Phys. Rev. **109**, 686 (1958)
- [2.20.] K.D.Usadel, Phys. Rev. Lett. **25**, 507 (1970)
- [2.21.] M.Yu.Kupriyanov, V.F.Lukishev, Sov. Phys. JETP **67**, 1163 (1988)
- [2.22.] A.D.Zaikin, G.F.Zharkov, Sov. Phys. JETP **54**, 944 (1981)
- [2.23.] F.Born, D.Cassel, K.Ilin, A.M.Klushin, M.Siegel, A.Brinkman, A.A.Golubov, M.Yu.Kupriyanov, H.Rogalla, IEEE Trans. Appl. Supercond. **13**, 1079 (2003)
- [2.24.] M.Yu.Kupriyanov, A.Brinkman, A.A.Golubov, M.Siegel, H.Rogalla, Physica C, **326 - 327**, 16 (1999)
- [2.25.] L.G.Aslamazov, A.I.Larkin, Sov. Phys. JEPT **9**, 87 (1969)
- [2.26.] I.O.Kulik, A.N.Omelyanchuk, Sov. Phys. JEPT **21**, 96 (1975)
- [2.27.] V.Ambegaokar, A.Baratoff, Phys. Rev. Lett. **10**, 486 (1963)

Kapitel 3:

- [3.1.] A.A.Golubov, M.Yu.Kupriyanov, E.II'ichev, Rev. Mod. Phys. **76**, 411 (2004).
- [3.2.] V.V.Ryazanov, V.A.Oboznov, A.Yu.Rusanov, A.V.Veretennikov, A.A.Golubov, J.Aarts, Phys. Rev. Lett. **86**, 2427 (2001)
- [3.3.] V.V.Ryazanov, V.A.Oboznov, A.Yu.Rusanov, A.V.Veretennikov, A.A.Golubov, J.Aarts, Sov. Phys. Usp. **44**, 13 (2001)
- [3.4.] A.I.Buzdin, L.N.Bulaevskii, S.V.Panyukov, JEPT Lett. **35**, 178 (1982)
- [3.5.] A.I.Buzdin, M.Yu.Kupriyanov, JEPT Lett. **53**, 321 (1991)
- [3.6.] A.I.Buzdin, B.Vujicic, M.Yu.Kupriyanov, Sov. Phys. JEPT **74**, 124 (1992)
- [3.7.] A.A.Golubov, M.Yu.Kupriyanov, Ya.V.Fominov, JETP Lett. **75**, 709 (2002)
- [3.8.] M.Schöck, C.Sürgers, H.v.Löhneysen, Eur. Phys. J. B **14**, 1 (2000)
- [3.9.] A.Rusanov, R.Boogaard, M.Hesselberth, H.Sellier, J.Aarts, Physica C **369**, 300 (2002)
- [3.10.] V.V.Ryazanov, V.A.Oboznov, A.S.Prokof'ev, S.V.Dubonos, JETP Lett. **77**, 39 (2003)
- [3.11.] T.Kontos, M.Aprili, J.Lesueur, .Genet, B.Stephanidis, R.Boursier, Phys. Rev. Lett. **89**, 137007 (2002)
- [3.12.] Y.Blum, A.Tsukernik, M.Karpovski, A.Palevski, Phys. Rev. Lett. **89**, 187004 (2002)
- [3.13.] V. Shelukhin, A. Tsukernik, M. Karpovski, Y.Blum, K.B.Efetov, A.F.Volkov, T.Champel, M.Eschrig, T.Löfwander, G.Schön, A.Palevski, cond.-mat. 0512593 (2006)
- [3.14.] H.Sellier, C.Baraduc, F.Lefloch, R.Calemczuk, Phys. Rev. **B** 68, 054531 (2003)
- [3.15.] C.Bell, R.Loloe, G.Burnell, M.G.Blamire, Phys. Rev. B **71**, 180501 (2005)

- [3.16.] V.A.Oboznov, V.V.Bol'ginov, A.K.Feofanov, V.V.Ryazanov, A.I.Buzdin, cond.-mat. 0508573 (2005)
- [3.17.] A.I.Buzdin, Rev. Mod. Phys. **77**, 935 (2005)
- [3.18.] F.S.Bergeret, A.F.Volkov, K.B.Efetov, Rev. Mod. Phys. **77**, 1321 (2005)

Kapitel 4:

- [4.1.] M.Weides, K.Tillmann, H.Kohlstedt, cond.-mat. 0511546 (2005)
- [4.2.] F.Born, Diplomarbeit, Universität zu Köln (2003)
- [4.3.] A.Barone, G.Paterno, Verlag John Wiley & Sons (1982)
- [4.4.] D.E.McCumber, J. Appl. Phys. **39**, 3113 (1971)

Kapitel 5:

- [5.1.] M.Yu.Kupriyanov, A.A.Golubov, M.Siegel, to be published in Proc. SPIE September 2006
- [5.2.] F.R.De Boer, C.J.Schinkel, J.Biesterbos, S.Proost, J. Appl. Phys. **40**, 1049 (1969)
- [5.3.] N.Buis, J.J.M.Franse, P.E.Bromer, Physica B&C **106B**, 1 (1981)
- [5.4.] S.K.Dahr, K.A.Gschneider Jr.,L.L.Miller, D.C.Johnston, Phys. Rev. B **40** (1989)
- [5.5.] F.Born, M.Siegel, E.Hollmann, H.Braak, M.Yu.Kupriyanov, V.Vol'pyas, to be published in Europhys. Lett. (2006)
- [5.6.] R.Heinrich, Dissertation Uni Essen (2001)
- [5.7.] M.W.Thompson, Physics Reports **69**, 335 (1981)
- [5.8.] E.K.Hollmann, V.A.Vol'pyas, R.Wördenweber, Physica C **425**, 101 (2005)
- [5.9.] V.A. Vol'pyas, E.K.Gol'man, Technical Physics **45**, 13 (2000)

[5.10.] M.Born, J.E.Mayer, Z.Phys. **75**, 1 (1932)

[5.11.] A.Rosenhahn, J.Schneider, C.Becker, K.Wandelt, Applied Surface Science **142** (1999)

[5.12.] Link: www.genplot.com

Kapitel 6:

[6.1.] W.Reuter, Diplomarbeit, FZ Jülich (1993)

[6.2.] E.Goldobin, Link: www.geocities.com/SiliconValley/Heights/7318/

Kapitel 7:

[7.1.] F.Born, M.Siegel, E.K.Hollmann, H.Braak, A.A.Golubov, D.Yu.Gusakova, M.Yu.Kupriyanov, cond.-mat. 0604277 (2006)

[7.2.] M.Yu.Kupriyanov, Sov. J. Low Temp. Phys. **7**, 342 (1981)

