

# Physikalische und technologische Limitierungen von SNS-Josephson-Kontakten für hochintegrierbare Tieftemperatur- Supraleiterschaltungen

## **Dissertation**

zur Erlangung des akademischen Grades  
doctor rerum naturalium (Dr. rer. nat.)

vorgelegt dem Rat der Physikalisch-Astronomischen Fakultät  
der Friedrich-Schiller-Universität Jena

von Diplom-Physiker Daniel Hagedorn  
geboren am 07.11.1969 in Osnabrück

### **Gutachter**

1. Professor Dr. Paul Seidel (Friedrich-Schiller-Universität Jena)
2. Professor Dr. F. Hermann Uhlmann (Technische Universität Ilmenau)
3. Professor Dr. Michael Siegel (Universität Karlsruhe)

Tag der letzten Rigorosumsprüfung: 2003-03-19

Tag der öffentlichen Verteidigung: 2003-04-22

für Claudia

## Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung
2. Grundlagen der Josephson-Effekte
  - 2.1. Josephson-Gleichungen
  - 2.2. RCSJ-Modell
  - 2.3. Josephson-Kontakte in Spannungsnormal-Schaltungen
  - 2.4. Josephson-Kontakte in RSFQ-Schaltungen
3. Ladungstransport in SNS-Kontakten
  - 3.1. Proximity-Effekt in SN-Übergängen
  - 3.2. Proximity-Effekt in SNS-Kontakten
  - 3.3. Andreev-Reflexionen in SNS-Kontakten
4. Herstellungstechnologie
  - 4.1. Nb-Rampen
  - 4.2. SNS-Rampenkontakte
  - 4.3. SNS-Serienschaltungen
  - 4.4. SNS-Interferometerschaltungen
5. Charakterisierung von SNS-Rampenkontakten
  - 5.1. Vergleich mit Planarkontakten
  - 5.2. Eigenschaften von Rampenkontakten
  - 5.3. Mehrschicht-Rampenkontakte
6. Integrierte Schaltungen mit SNS-Rampenkontakten
  - 6.1. Josephson-Serienschaltungen
  - 6.2. Interferometerschaltungen
  - 6.3. Logikschaltungen
7. Zusammenfassung und Ausblick
- A. Anhänge
  - A.1. Herstellung von SNS-Einzelkontaktschaltungen
  - A.2. Herstellung von SNS-Serienschaltungen
  - A.3. Herstellung von SNS-Interferometerschaltungen
  - A.4. Entwurfsrandbedingungen für SNS-Schaltungen

Literaturverzeichnis

Danksagung

Erklärung

Lebenslauf

## 1. Einleitung

Künftige Anforderungen an supraleitende mikroelektronische Schaltungen bedingen hohe Integrationsfähigkeit, und damit verbunden kleine Linienbreiten, sowie gleichzeitig hohe erreichbare Datenverarbeitungsgeschwindigkeiten. Der digitalen Supraleitungselektronik wird ein hohes Potential für zukünftige Schaltungsanwendungen prognostiziert [Likharev 1997], [SCENET 2001]. Besondere Bedeutung kommt hier integrierten Schaltungen der Rapid Single Flux Quantum (RSFQ)-Logik in Tieftemperatursupraleitung (TTS)-Implementierung zu. Die Attraktivität von RSFQ-Schaltungen beruht im wesentlichen auf zwei physikalisch-technischen Phänomenen, die von keiner anderen Schaltungstechnologie erreicht werden können: den ultrakurzen Schaltzeiten (ps-Bereich) bei gleichzeitig extrem niedriger Leistungsdissipation ( $<1 \mu\text{W}/\text{gate}$ ) [Likharev 1991]. Sie ermöglichen sehr schnelle digitale Informationsverarbeitung bis in den Subterahertz-Bereich. Schlüsselparameter für die Verarbeitungsgeschwindigkeit ist das Produkt aus der kritischen Stromstärke  $I_C$  und dem normalleitenden Widerstand  $R_N$ . Träger binärer Information sind quantisierte Spannungsimpulse (SFQ-Pulse) von der Größe des magnetischen Flußquants  $\Phi_0 = h/2e = 2,07 \cdot 10^{-15} \text{ Vs}$ . Darüber hinaus bestehen die klassischen Vorteile der Supraleitungs-Schaltungstechnik gegenüber Implementierungen in allen anderen Technologien: praktische Dispersionsfreiheit bei der Signalausbreitung zur Datenverarbeitung und niedriges Rauschniveau bei tiefen Betriebstemperaturen von  $T = 4,2 \text{ K}$ . In Halbleitertechnologie werden für hochintegrierte Anwendungen bis zum Jahr 2013 Taktfrequenzen bis zu etwa 19 GHz prognostiziert [SEMATECH 2001]. Demgegenüber lassen sich in Supraleitungstechnologie (TTS) bereits heute Operationsfrequenzen von bis zu 50 GHz erreichen, wobei für den gleichen Zeitraum der nächsten Dekade eine Steigerung auf bis zu 500 GHz erwartet wird [Likharev 1997], [SCENET 2001].

Die konventionelle Herstellungstechnologie für RSFQ-Schaltungen ist die Supraleiter/Isolator/Supraleiter (SIS)-Technologie, beispielsweise (Nb/ $\text{Al}_x\text{O}_y$ -Al/Nb) mit  $\text{Al}_x\text{O}_y$  als Isolationsbarriere. In dieser Implementierung haben Schaltungen mit mittlerem Komplexitätsgrad (einige Hundert bis einige Tausend Josephson-Tunnelkontakte pro Schaltung) korrekte Funktionalität erwiesen [Wikborg 1999], [Buchholz 1997]. Die Standardschaltelemente sind extern geshuntete Josephson-Kontakte. Die externen Shunt-Widerstände sorgen durch ihre Bedämpfung für hysteresefreies Schaltverhalten der Kontakte. In 4- $\mu\text{m}$ -Nb/ $\text{Al}_x\text{O}_y$ -Al/Nb-Technologie werden standardmäßig Werte für die charakteristische Spannung von  $V_C = I_C R_N = 250 \mu\text{V}$  (charakteristische Frequenz  $f_C = V_C/\Phi_0 = 120 \text{ GHz}$ ) bei

einer nominellen Dichte der kritischen Stromstärke von  $j_C = 1 \text{ kA/cm}^2$  erreicht. Die extern bedämpften Josephson-Kontakte haben den Nachteil, daß für die effektiven Abmessungen der aktiven Elemente unverhältnismäßig große Flächen zur Verfügung gestellt werden müssen. Diese äußere Beschaltung der Josephson-Kontakte bildet daneben Parallelschleifen mit parasitären Induktivitäten, welche die Schaltfunktion bei den höchsten Taktfrequenzen stark beeinträchtigen. Beide Effekte beeinflussen die erreichbaren element-inherenten Schaltzeiten.

Zur Überwindung dieser Restriktionen sind zunehmend Aktivitäten auf internationaler Ebene zur Entwicklung alternativer Technologien zu verzeichnen. Entsprechende Arbeiten konzentrieren sich auf die Implementierung von intern geshunteten Josephson-Kontakten als aktive Schaltelemente. Intern geshuntete Josephson-Kontakte weisen hysteresefreie, bzw. nur gering-hysteretische Strom-Spannungskennlinien auf, wie sie für RSFQ-Logikschaltungen und neue Konzepte programmierbarer Josephson-Spannungsnormale erforderlich sind [Benz 1995]. Im Gegensatz zur SIS-Technologie mit extern geshunteten Josephson-Kontakten lassen sich die aktiven Flächen intern geshunteter Elemente unmittelbar auf ihre physikalischen Kontaktflächen lokalisieren, wodurch diese eine sukzessive Verkleinerung der Linienbreiten ermöglichen. Darüber hinaus können die Einflüsse parasitärer Leitungs-Impedanzen und -Induktivitäten weitgehend reduziert werden. Auf dem gegenwärtigen Stand der TTS-Herstellungstechnologien kommen hierfür drei unterschiedliche Josephson-Kontakttypen in Frage:

Supraleiter/Isolator/Supraleiter (SIS)-Kontakte für den Fall sehr hoher kritischer Stromdichten der Elemente [Chen 1999], [Patel 1999],

Supraleiter/Isolator/Normalleiter/Isolator/Supraleiter (SINIS)-Kontakte [Balashov 1998, 1999], [Behr 1999], [Brinkman 2001], [Capogna 1996], [Cassel 2001], [Kupriyanov 1988, 1999], [Maezawa 1997a], [Schulze 1998a, 1998b], [Sugiyama 1997] und

Supraleiter/Normalleiter/Supraleiter (SNS)-Kontakte [Benz 1995], [Burroughs 1999], [Fritsch 1998, 1999], [Lacquaniti 1999], [Moseley 1999], [Niemeyer 2001], [Sachse 1997].

Im Falle von SIS-Tunnelkontakten mit hohen Dichten der kritischen Stromstärke sind maximale Signalverarbeitungsgeschwindigkeiten in T-Flipflop-Schaltungen bis zu  $f_C = 770 \text{ GHz}$  bei kritischen Stromdichten bis über  $j_C = 250 \text{ kA/cm}^2$  erzielt worden [Chen 1999]. Im Vergleich zu klassischen SIS-Kontakten sind hier die Isolationsbarrieren extrem dünn und somit ihre Transparenz und die resultierenden kritischen Stromdichten sehr hoch. Die für digitale Schaltungen erforderlichen kritischen Stromstärken können daher mit sehr kleinen Kontaktflächen erzeugt werden. Bei diesem Typ von intern geshunteten Josephson-Kontakten sind beträchtliche Verzögerungszeiten der SFQ-Pulsausbreitung zu

berücksichtigen [Songtao 2001]. Dies kann zu erheblicher Reduzierung der erzielbaren Verarbeitungsgeschwindigkeiten in komplexen Strukturen führen. Hochstrom-SIS-Kontakte sind außerdem anfällig für Herstellungsfehler. Ist die nur 1-2 nm dicke Isolationsschicht nicht fehlerfrei, so sind die Kontakte kurzgeschlossen. Wegen der dadurch zu erwartenden Streuung der Kontaktparameter beeinträchtigt dies ihre Einsetzbarkeit in komplexen Schaltungsstrukturen.

SINIS-Kontakte wurden in den letzten Jahren intensiv untersucht und haben ihre Einsetzbarkeit in RSFQ- und Spannungsnormalschaltungen unter Beweis gestellt [Balashov 1998, 1999], [Behr 1999], [Capogna 1996], [Kupriyanov 1988, 1999], [Maezawa 1997a], [Schulze 1998a, 1998b], [Sugiyama 1997]. SINIS-Kontakte stellen sich als eine Kombination von Proximity-Kontakten und Tunnel-Kontakten dar, wobei sie vorteilhafte Eigenschaften beider Kontakttypen aufweisen: auf der einen Seite sind SINIS-Kontakte intern geshuntet (vergleichbar SNS-Kontakten), auf der anderen Seite besitzen sie relativ hohe charakteristische Spannungen bei gleichzeitig moderaten Dichten der kritischen Stromstärke (vergleichbar klassischen extern geshunteten SIS-Kontakten). Auf Grund der Doppelbarrieren-Struktur kann resonantes Tunneln auftreten. In SINIS-implementierten RSFQ-Schaltungen sind vergleichbare Operationseigenschaften wie in konventioneller SIS-Technologie erreicht worden [Balashov 2001], [Khabipov 2001]. In Spannungsnormalschaltungen sind binär unterteilte 1-V-Schaltungen mit 8192 SINIS-Kontakten [Schulze 1999] sowie erste hochkomplexe 10-V-Schaltungen mit etwa 70000 SINIS-Kontakten realisiert worden [Schulze 2000]. Eine Limitierung bei der Einsetzbarkeit von SINIS-Kontakten stellt die physikalische Begrenzung der Kontaktparameter dar. Im Grenzfall verschwindender I-Barrieren geht der SINIS-Kontakt in eine SNS-Konfiguration über. Im Grenzfall einer verschwindenden N-Zwischenschicht geht der SINIS-Kontakt in eine SIS-Konfiguration über, für die in Nb-Technologie durch die Energielücke  $2D \approx 3,2 \text{ meV}$  theoretisch eine maximale charakteristische Spannung von 2,6 mV (maximal erreichbare charakteristische Frequenz etwa 1,3 THz) erreicht werden kann. Diese theoretische Grenze wird auf Grund hysteretischer Effekte in praktischen Schaltungen nicht erreicht.

Im Unterschied zu SIS-Kontakten, bei denen der Cooperpaar-Transport von Tunnelprozessen bestimmt wird, werden in SNS-Kontakten Transportmechanismen wirksam, die auf dem Proximity-Effekt und dem Auftreten von Andreev-Reflexionen beruhen. Der Proximity-Effekt ist dafür verantwortlich, daß die Kohärenz der gepaarten Elektronen über eine gewisse Länge auch in dem normalleitenden Material der Zwischenschicht erhalten bleibt. Im Falle von multiplen Andreev-Reflexionen bilden sich resonante Energiezustände

aus, die zur Erhöhung des Supraströmflusses durch den Kontakt beitragen. In SNS-Kontakten bildet der normalleitende Widerstand den internen Shunt. Nachteilig in Hinblick auf die Erzielung hoher Taktraten in RSFQ-Schaltungen mit SNS-Kontakten wirkt sich der niedrige Widerstand der N-Schicht aus. Dies führt zu charakteristischen Spannungen, die in der Regel deutlich niedriger als im Falle von SIS- oder SINIS-Implementierungen sind. Die vorteilhaften Eigenschaften von SNS-Kontakten liegen in der hohen Stromdichte und der Führung des Herstellungsprozesses, der prinzipiell einfacher und damit unanfälliger gegen Fabrikationsfehler ist. SNS-Kontakte werden erfolgreich für Anwendungen von programmierbaren Josephson-Spannungsnormalen eingesetzt [Benz 1997]. In SNS-Kontakten ist die normalleitende Metallschicht wesentlich dicker als die Isolationsschicht in Tunnelkontakten. Dies hat eine sehr geringe Kurzschlußanfälligkeit der Kontakte und eine technologisch einfacher durchzuführende Reduzierung der Kontaktflächen zur Folge.

Konventionelle SNS-Kontakte besitzen im allgemeinen relativ niedrige Werte für das  $I_C R_N$ -Produkt und hohe Werte für die kritische Stromdichte  $j_C$ ; typische Werte liegen für Nb/PdAu/Nb-Kontakte beispielsweise bei  $I_C R_N = 30 \mu\text{V}$  und  $j_C = 250 \text{ kA/cm}^2$ . Solche Parameterwerte sind für Spannungsnormalanwendungen geeignet (mit relativ niedrigen Treiberfrequenzen und maximalen Ausgangsspannungen von 1 V) [Benz 1997], jedoch für digitale Schaltungsanwendungen auf Grund der sehr niedrigen Informationsverarbeitungs-Geschwindigkeit von etwa 15 GHz nicht attraktiv.

Ziel dieser Arbeit ist es, die physikalischen Eigenschaften von SNS-Josephson-Kontakten zu untersuchen. Es sollen die Limitierungen für hochintegrierbare und sehr schnelle Schaltungsanwendungen bestimmt und sehr kleine Josephson-Kontakte in Basisstrukturen realisiert werden. Einerseits sollen von der physikalischen und der herstellungstechnischen Seite her die Limitierungen für kleinste Abmessungen von Kontakten und Streifenleitungen im Sub-Mikrometerbereich charakterisiert werden. Andererseits sollen von der schaltungstechnischen Seite her die Möglichkeiten untersucht werden, durch Verwendung geeigneter N-Materialien in Verbindung mit einer möglichst weitgehenden Reduzierung der Kontaktfläche hohe Werte des  $I_C R_N$ -Produktes bei vertretbar hohen Stromdichten  $j_C$  zu erzielen.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich wie folgt: In Kapitel 2 werden Grundlagen des Josephson-Effekts mit besonderem Blick auf Spannungsnormal- und RSFQ-Schaltungsanwendungen dargestellt. Kapitel 3 beschreibt unterschiedliche Mechanismen des Ladungstransports in SNS-Kontakten (Proximity-Effekt und Andreev-Reflexionen). In Kapitel 4 sind



die Verfahren zur Fabrikation von neuartigen SNS-Rampenkontakten, sowie von Serienschaltungen und Logikschaltungen ausgeführt. In Kapitel 5 werden die physikalischen Eigenschaften von SNS-Rampenkontakten untersucht. Die Einsetzbarkeit von SNS-Rampenkontakten in Schaltungsanwendungen wird in Kapitel 6 dargestellt. Hierbei werden Josephson-Serienschaltungen, Interferometerschaltungen und digitale Logikschaltungen untersucht.

## 2. Grundlagen der Josephson-Effekte

### 2.1. Josephson-Gleichungen

In einem Supraleiter befinden sich alle Cooperpaare im gleichen quantenmechanischen Zustand, der sich durch die Wellenfunktion

$$\Phi = |\Phi| e^{i\tilde{E}} \quad (2-1)$$

beschreiben läßt. Liegen zwei getrennte, supraleitende Systeme vor (Kopplung: Null), lassen sich diese jeweils durch die zeitabhängige Schrödinger-Gleichung beschreiben:

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

Besteht eine Anordnung, in der beide Supraleiter Cooperpaare austauschen können, sind die zeitlichen Ableitungen der Wellenfunktionen  $\Phi_1$  und  $\Phi_2$  gekoppelt. Eine Konfiguration, in der schwache Kopplung zwischen den beiden Supraleitern besteht, liegt in einem Josephson-Kontakt vor [Josephson 1962]. Zur Realisierung dieser schwachen Kopplung dienen dünne Isolationsschichten, normalleitende Bereiche, Einschnürungen des Supraleiters (weak links) oder auch Punktkontakte zweier Supraleiter.

Im Falle schwacher Kopplung zwischen zwei Supraleitern gleichen Materials (bei symmetrischen Josephson-Kontakten) kann das System charakterisiert werden durch [Feynman 1965]:

$$i\hbar \frac{\partial \Phi_1}{\partial t} = E_1 \Phi_1 + K \Phi_2 \quad \text{und} \quad i\hbar \frac{\partial \Phi_2}{\partial t} = E_2 \Phi_2 + K \Phi_1. \quad (2-3)$$

$E_{1,2}$  sind die Energien der beiden supraleitenden Systeme, die Konstante  $K$  charakterisiert die Stärke des Cooperpaar-Austausches zwischen beiden Supraleitern.

$$\Phi_1 = \sqrt{r_1} e^{i\tilde{E}_1} \quad \text{und} \quad \Phi_2 = \sqrt{r_2} e^{i\tilde{E}_2}, \quad (2-4)$$

$\tilde{E}_{1,2}$  sind die Phasen und  $r_{1,2}$  die Elektronendichten auf beiden Seiten des Kontakts.

Nach diesem Ansatz ergeben sich die Josephson-Gleichungen:

$$j_J = j_C \sin(\mathbf{j}), \quad (2-5)$$

$$\frac{d\mathbf{j}}{dt} = \frac{d\dot{E}_2}{dt} - \frac{d\dot{E}_1}{dt} = \frac{2e}{\hbar} V(t). \quad (2-6)$$

Die erste Josephson-Gleichung (2-5) beschreibt die Dichte des supraleitenden Cooperpaarstromes  $j_J$  in Abhängigkeit von der Phasendifferenz der Wellenfunktionen in den Elektroden  $\mathbf{j} = \mathbf{Q}_2 - \mathbf{Q}_1$ .  $j_C$  ist die Dichte des maximalen supraleitenden Stromes, der durch den Kontakt fließen kann. Die zweite Josephson-Gleichung (2-6) zeigt, daß die Spannung  $V$ , welche über den Kontakt abfällt, der zeitlichen Änderung der Phasendifferenz der beiden Elektroden proportional ist.

Wird an den Kontakt eine konstante Spannung angelegt, so gilt  $V(t) = V(0) = V$ . Integration von Glg. (2-6) unter Berücksichtigung von Glg. (2-5) ergibt eine Beziehung, die das Wechselstromverhalten  $I(t)$  eines Josephson-Kontaktes beschreibt:

$$I(t) = I_C \sin(\omega_J t + \mathbf{j}_0). \quad (2-7)$$

$I_C$  ist die kritische Stromstärke und beschreibt den maximalen DC- bzw. gemittelten Suprastrom, der durch den Kontakt fließen kann.

Die Frequenz des AC-Suprastroms bestimmt sich zu:

$$f_J = \frac{\omega_J}{2\pi} = \frac{V}{\hbar} = \frac{2e}{h} V. \quad (2-8)$$

Der Josephson-Kontakt ist ein hochfrequenter, spannungsgesteuerter Oszillator. Die Gleichspannung, die über einem Josephson-Kontakt abfällt, entspricht der Rate, mit der Flußquanten  $\mathbf{F}_0$  quer zum Kontakt transferiert werden.

Wird mittels eines externen Generators eine Mikrowelle mit der Frequenz  $f_e$  in den Josephson-Kontakt eingekoppelt, so kommt es zu einer Modulation der Josephsonfrequenz, in deren Folge die nichtlineare Strom-Spannungskennlinie des Kontaktes Stufen konstanter Spannung aufweist, die sogenannten Shapiro-Stufen [Shapiro 1963]:

$$V_n = n\hbar f_e. \quad (2-9)$$

$n = 1, 2, 3, \dots$  beschreibt die  $n$ -te Spannungsstufe.  $\Delta I_n$ , der Strombereich über den der Josephson-Oszillator starr mit dem Mikrowellenoszillator gekoppelt ist, wird bei Spannungsspeisung beschrieben durch die Funktion

$$\Delta I_n = 2I_C |J_n(2eV_{\text{rf}} / \hbar \omega_c)|. \quad (2-10)$$

$V_{\text{rf}}$  ist die Spannungsamplitude der eingekoppelten Mikrowelle.  $J_n$  ist die Besselfunktion  $n$ -ter Ordnung. In der metrologischen Praxis wird anstelle von  $F_0$  die Josephson-Konstante  $K_J = (F_0)^{-1} = (h/2e)^{-1}$  verwendet:

$$V_n = \frac{nf}{K_J}. \quad (2-11)$$

Für metrologische Anwendungen ist  $K_J$  seit 1990-01-01, basierend auf zahlreichen vorangegangenen Messungen, international auf  $K_{J-90} \equiv 483597,9 \text{ GHz/V}$  festgelegt.

Die theoretische Unsicherheit der Spannungsstufen wird folglich lediglich durch die Frequenzunsicherheit der eingekoppelten externen Mikrowelle bestimmt [Niemeyer 2001]. Die Unsicherheit moderner Cäsium-Atomuhren, die eine Frequenzstabilität von  $10^{-14}$ -  $10^{-16}$  liefern, läßt sich somit theoretisch auf das Spannungsnormale übertragen. In der metrologischen Praxis lassen sich Spannungswerte mit einer relativen Unsicherheit von bis zu  $10^{-11}$  reproduzieren.

## 2.2. RCSJ-Modell

Im Unterschied zu dem in Kap. 2.1 beschriebenen idealen Josephson-Kontakt stellt ein realer Kontakt die Parallelschaltung eines normalleitenden Widerstands (Kontaktwiderstand  $R_N$ ), einer Kapazität  $C$  und des idealen Josephson-Kontakts dar. Fig. 2.1 zeigt das Stewart-McCumber Modell [Stewart 1968], [McCumber 1969]. Folgende Gleichung charakterisiert bei einem anliegenden äußeren Mikrowellenfeld den Gesamtstromfluß durch diese Schaltung:

$$I_0 + I_1 \sin \omega_c t = I_D + I_R + I_J. \quad (2-12)$$

Hierin bedeuten:

$$I_D = C \frac{dV(t)}{dt}, \quad I_R = \frac{V(t)}{R_N}, \quad I_J = I_C \sin \mathbf{j}. \quad (2-13)$$

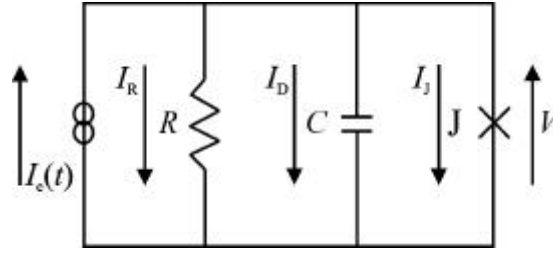


Fig 2.1. Stewart-McCumber Modell: ein realer Josephson-Kontakt wird durch eine Parallelschaltung einer externen Stromquelle, des normalleitenden Widerstands  $R_N$ , der Kapazität  $C$  und des idealen Josephson-Kontakts beschrieben.

$I_0$  ist ein Gleichstrom, der als Vorstrom die Schaltung durchfließt. Unter Berücksichtigung der Josephson-Gleichungen (2-5) und (2-6) ergibt sich die Differentialgleichung:

$$I_0 + I_1 \sin \mathbf{w}_e t = \frac{\hbar C}{2e} \frac{d^2 \mathbf{j}}{dt^2} + \frac{\hbar}{2e R_N} \frac{d\mathbf{j}}{dt} + I_C \sin \mathbf{j} . \quad (2-14)$$

Die Gln. (2-12) – (2-14) beschreiben einen extern angetriebenen, gedämpften Oszillator. Mittels der Normierungen:

$$i_0 = \frac{I_0}{I_C} \quad i_1 = \frac{I_1}{I_C} \quad \dot{U} = \frac{\mathbf{w}_e \hbar}{2e I_C R_N} \quad (2-15)$$

und der Transformation der Zeitskala:

$$t' = \frac{2e}{\hbar} I_C R_N \cdot t \quad (2-16)$$

läßt sich eine dimensionslose Differentialgleichung aufstellen:

$$i_0 + i_1 \sin(\dot{U} t') = \mathbf{b}_C \frac{d^2 \mathbf{j}}{dt'^2} + \frac{d\mathbf{j}}{dt'} + \sin \mathbf{j} . \quad (2-17)$$

Hier ist  $\mathbf{b}_C$  der Stewart-McCumber-Parameter,

$$\mathbf{b}_C = \frac{2\delta R_N^2 I_C C}{\ddot{O}_0} . \quad (2-18)$$

$\mathbf{b}_C^{1/2}$  ist die Güte des Josephson-Resonators und beschreibt die Dämpfung des  $LC$ -Kreises, wobei der Josephson-Kontakt nach

$$L_J = \frac{\dot{\Phi}_0}{2\delta I_C} = \frac{\hbar}{2eI_C} \quad (2-19)$$

eine Induktivität darstellt.  $b_C$  stellt sich durch das Verhältnis der charakteristischen Frequenz  $w_C$  eines Josephson-Kontakts zu dessen Plasmafrequenz  $w_P$  dar und ist ein Maß für den Grad der Hysterese:

$$\sqrt{b_C} = \frac{w_C}{w_P}, \quad w_C = \frac{2\delta I_C R_N}{\dot{\Phi}_0}, \quad w_P = \sqrt{\frac{2\delta I_C}{\dot{\Phi}_0 C}}. \quad (2-20)$$

$w_C$  und  $w_P$  hängen mit der  $RC$ -Zeitkonstanten  $t_{RC} = R_N C$  zusammen gemäß:

$$w_{RC} = \frac{1}{t_{RC}} = \frac{w_P^2}{w_C} \quad (2-21)$$

Für Schaltungsanwendungen sind die folgenden Fälle von Bedeutung:

$b_C \gg 1$ : Eine hohe Kapazität  $C$  und ein großer Widerstand  $R_N$  führen zu einer geringen Dämpfung und somit zu einer ausgeprägten Hysterese in der Strom-Spannungscharakteristik des Josephson-Kontakts. Starke Unterdämpfung ist in ungeschunteten SIS-Josephson-Kontakten ausgeprägt, die in konventionellen Spannungsnormalschaltungen Verwendung finden.

$b_C \ll 1$ : Verschwindende (bzw. sehr geringe) Kapazität und ein geringer Widerstand  $R_N$  resultieren in einer starken Dämpfung und führen zu hystereseffreiem (bzw. nahezu hystereseffreiem) Verhalten. Der Fall starker Überdämpfung liegt in SNS-Kontakten vor.

$b_C \leq 1$ : Dieser Fall liegt bei geschunteten SIS-Kontakten in RSFQ-Schaltungen, sowie bei SINIS-Kontakten in RSFQ- und Spannungsnormal-Schaltungen vor.

### 2.3. Josephson-Kontakte in Spannungsnormal-Schaltungen

Tab. 2.1 zeigt typische Parameterwerte von SIS-, SNS- und SINIS-Josephson-Kontakten, wie sie in Josephson-Spannungsnormalschaltungen zum Einsatz kommen (Daten für SIS und SINIS: [Kohlmann 2001], [Müller 2001], [Niemeyer 2001]; Daten für SNS: [Benz 1997], Kautz [1995a], [Niemeyer 2001]). Diese Spannungsnormalschaltungen verwenden, um eine

homogene Mikrowellenverteilung zu gewährleisten, supraleitende Streifenleitungen, in die die Josephson-Kontakte eingebettet sind.

In der SIS- (Nb/Al-Al<sub>x</sub>O<sub>y</sub>/Nb)-Technologie können, auf dem gegenwärtigen Stand, bis zu 20000 Josephson-Kontakte (Kontaktfläche:  $A = 20 \mu\text{m} \times 50 \mu\text{m}$ ) in Josephson-Spannungsnormal-schaltungen integriert werden, mit denen die Reproduzierung von Spannungswerten

Parameter	SIS	SNS	SINIS
Führung der Mikrowelle in einer	Mikrostreifenleitung	Koplanarleitung	Mikrostreifenleitung
Kapazitätsparameter $b_C$	$10^5$	$\rightarrow 0$	$\leq 1$
Normalleitender Widerstand $R_N$	$15 \Omega$	$2 \text{ m}\Omega$	$100 \text{ m}\Omega$
Charakteristische Spannung $V_C = I_C R_N$	$1,5 \text{ mV}$	$20 \mu\text{V}$	$150 \mu\text{V}$
Kontaktfläche $A$	$20 \mu\text{m} \times 50 \mu\text{m}$	$2 \mu\text{m} \times 2 \mu\text{m}$	$20 \mu\text{m} \times 50 \mu\text{m}$
Dichte der kritischen Stromstärke $j_C$	$10 \text{ A/cm}^2$	$250 \text{ kA/cm}^2$	$150 \text{ A/cm}^2$
Externe Anregungsfrequenz $f_e$	$70 \text{ GHz}$	$16 \text{ GHz}$	$70 \text{ GHz}$
Kapazitiver Widerstand $(w_e C)^{-1}$	$0,06 \Omega$	$\rightarrow \infty$	$0,06 \Omega$
erreichter Komplexitätsgrad	$\approx 20000$	$\approx 30000$	$\approx 70000$
Induktiver Widerstand $wL_J$	$1,3 \Omega$	$0,03 \Omega$	$1,5 \Omega$
Impedanz der Streifenleitung $Z_I$	$5 \Omega$	$150 \Omega$	$5 \Omega$
Aspektverhältnis $w/d$	$50 \mu\text{m} / 2 \mu\text{m}$	$3 \mu\text{m} / 0,365 \mu\text{m}$	$50 \mu\text{m} / 2 \mu\text{m}$
Induktivität $L$	$1,5 \text{ pH}$	$4 \text{ pH}$	$1,5 \text{ pH}$
Kapazität $C_S$	$0,2 \text{ fF}$	$0,3 \text{ fF}$	$0,2 \text{ fF}$
Dämpfung $a$	$0,00012 \text{ dB/Periode}$	$0,0015 \text{ dB/Periode}$	$0,05 \text{ dB/Periode}$
Dämpfung $a$	$0,002 \text{ dB/mm}$	$0,25 \text{ dB/mm}$	$1 \text{ dB/mm}$

Tab. 2.1. Typische Parameterwerte von SIS-, SNS- und SINIS-Josephson-Kontakten, sowie Mikrostreifen- und Koplanarleitungen in Josephson-Spannungsnormal-schaltungen.

von bis zu 10 V möglich ist (Mikrowelleneinkopplung:  $f_e = 70$  GHz), [Müller 2001]. Die Kontakte in diesen Schaltungen sind stark unterdämpft ( $b_C \gg 1$ ) und besitzen eine ausgeprägte Hysterese. Diese Eigenschaften wirken sich im Messbetrieb nachteilig aus: sie erlauben kein schnelles Auswählen einer definierten quantisierten Ausgangsspannung; außerdem ist die Stabilität der Ausgangsspannung auf Grund spontaner Übergänge zwischen überlappenden Shapiro-Stufen stark begrenzt, wobei auch keine automatische Rückkehr zur ursprünglich ausgewählten Spannungsstufe stattfindet [Müller 2001]. Zur Realisierung programmierbarer Spannungsnormale sind daher Josephson-Kontakte in konventioneller, nicht-geshunteter SIS-Implementierung nicht geeignet.

Demgegenüber bieten sich intern geshuntete Josephson-Kontakte in SNS- und SINIS-Technologien für programmierbare Spannungsnormale als sehr vorteilhaft an. Auf Grund ihrer Überdämpfung weisen sie ein hystereseffreies (bzw. ein nahezu hystereseffreies) Verhalten auf ( $C \approx 0$ ,  $b_C \ll 1$  und  $b_C \approx 1$ ). Dadurch ist ein schnelles Umschalten zwischen verschiedenen definierten Spannungsniveaus durch Wahl eines geeigneten Vorstroms (DC-Bias-Strom) möglich; außerdem überlappen die einzelnen Shapiro-Stufen nicht [Kautz 1995a], [Niemeyer 2001]. Bei Mikrowellen-Einkopplung bewirkt der interne Shunt die zur Unterdrückung von chaotischem Verhalten erforderliche Dämpfung. SIS-Kontakte mit externen Shunts zur Unterdrückung der Hysterese eignen sich hierfür weniger, da die parallel geführten parasitären Induktivitäten des Shunts chaotisches Verhalten begünstigen können [Kautz 1995b].

In SNS-Technologie wurden zur Reproduzierung von 1V-Referenzspannungen (Mikrowelleneinkopplung:  $f_e = 16$  GHz) binär geteilte Reihenschaltungen mit 32768 Nb/PdAu/Nb-Kontakten (Kontaktflächen:  $A = 2 \mu\text{m} \times 2 \mu\text{m}$ ) erfolgreich eingesetzt [Benz 1995, 1997]. In SINIS-Technologie wurden zur Erzeugung von 10-V-Referenzspannungen (Mikrowelleneinkopplung:  $f_e = 70$  GHz) 69120 Nb/ $\text{Al}_x\text{O}_y$ /Al/ $\text{Al}_x\text{O}_y$ /Nb-Kontakte (Kontaktflächen:  $A = 20 \mu\text{m} \times 50 \mu\text{m}$ ) integriert [Kohlmann 2001].

Im Gegensatz zur SIS-Technologie mit extern geshunteten Josephson-Kontakten lassen sich intern geshuntete Kontakte unmittelbar auf ihre Kontaktflächen lokalisieren, was gerade in Rampentechnologie (s. Kap. 4.) eine Reduzierung der Linienbreiten der Schaltungen ermöglicht. Für hochkomplexe Schaltungsanwendungen zeichnen sich daher SNS-Kontakte besonders aus. Diese aufgrund ihrer hohen Stromdichten sehr klein zu realisierenden Kontakte ermöglichen eine homogene Verteilung der Phasendifferenz über der Kontaktfläche und vereinfachen eine gleichmäßige Mikrowelleneinkopplung über die gesamte Schaltung.



Um eine metrologisch adäquate Ausgangsspannung zu erzeugen, muß eine gewisse Anzahl von Josephson-Kontakten in Reihe geschaltet werden. Bei einer maximalen Josephson-Referenzspannung von etwa 1 mV pro SIS-Kontakt für eine Mikrowellenfrequenz von  $f_e = 70$  GHz (es wird in der Regel die siebte Spannungsstufe verwendet) werden 1000 Kontakte benötigt, um eine Ausgangsspannung von 1 V zu erzeugen. Um eine minimale Mikrowellendämpfung und eine annähernd gleichmäßig Verteilung der Mikrowellenleistung auf die Kontakte zu gewährleisten, sind die Reihenschaltung der Josephson-Kontakte in ein entsprechendes Streifenleitungs- ( $3\text{-}5\ \Omega$ ) oder Koplanarleitungsdesign ( $50\text{-}150\ \Omega$ ) mit angepaßter Impedanz eingebettet, s. Fig. 2.2. Im Falle von SIS-Kontakten ist die Fehlanpassung zwischen der Impedanz der Leitung und der der Kontakte groß (SIS-Kontakte haben eine große Impedanz). Die Fehlanpassung verhindert große Mikrowellendissipation in den Einzelkontakten, so daß auch am Ende einer relativ langen Reihenschaltung noch hinreichend Mikrowellenleistung zur Verfügung steht, um Spannungsstufen zu erzeugen. Mehrere Tausend Kontakte (bis zu 3500) können so in einer Leitung betrieben werden. Werden mehr Kontakte benötigt, z.B. für eine Ausgangsspannung von 10 V, so werden mehrere Wellenleiter nebeneinander angeordnet. Die einzelnen Wege werden durch angepaßte Lastwiderstände oder Verlustbehaftete Streifenleitungen abgeschlossen und durch DC-Blocks vom RF-Verteilungsnetzwerk getrennt [Niemeyer 2001].

Programmierbare Spannungsnormale erlauben im Gegensatz zu den konventionellen SIS-Normalen nur die Verwendung der ersten Shapiro-Stufe. Damit erhöht sich die Zahl der Josephson-Kontakte in SINIS-Serienschaltungen zur Erzielung von einer Referenzspannung von 1 V bei 70 GHz um maximal einen Faktor 7. In der Praxis werden 8192 SINIS-Kontakte für 1 V benötigt.

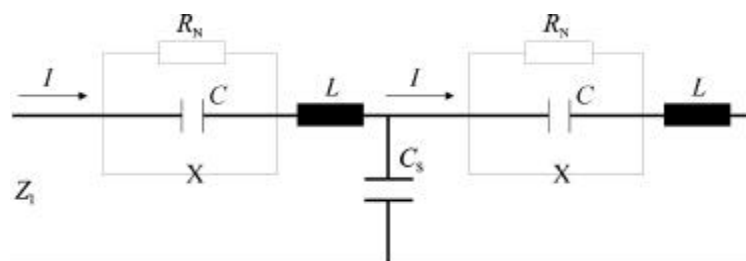


Fig. 2.2. Ausschnitt aus einer periodischen Streifenleitung. Die Amplituden der Ströme können abgeschätzt werden zu:  $I_N \approx V/R_N$ ,  $I_C \approx V\omega C$ ,  $I_J \approx V/\omega L_J$ . Der Grad der Fehlanpassung der Streifenleitungsimpedanz  $Z_1$  zum normalleitenden Widerstand der Josephson-Kontakte  $R_N$  und die Größe der HF-Stromkomponente, die durch  $R_N$  fließt, bestimmen, wieviel Mikrowellenleistung in einen einzelnen Kontakt koppelt. Dies bestimmt auch die Dämpfung der Streifenleitung  $\alpha$ .

Bei SNS-Kontakten wurden in der Praxis wegen der bisher erzielten niedrigen Werte für  $I_C R_N$  als Treiberfrequenz 16 GHz [Benz 1997] verwendet. Daher waren 32768 Kontakte zur Realisierung eines programmierbaren 1-V-Spannungsnormals erforderlich. Die Erzielung einer Ausgangsspannung von 10 V bedeutet wegen der hohen Kontaktzahl ein erhebliches Anwachsen der technologischen Schwierigkeiten. Daher würde eine Erhöhung von  $I_C R_N$  bei SNS-Kontakten die sonstigen Vorteile (kleine Kontaktflächen, kein Kurzschluß wegen dicker N-Schichten) voll zur Geltung bringen. Ein wichtiges Ziel ist die Steuerung des  $I_C R_N$ -Produkts auf Werte von mindestens  $I_C R_N = 100 \mu\text{V}$ , um den Einsatz in Spannungsnormalen bei externen Treiberfrequenzen von etwa 70 GHz zu ermöglichen. Eine Erhöhung des  $I_C R_N$ -Produkts bei SNS-Kontakten ermöglicht es überdies, sie auch für schnelle Logikschaltungen einzusetzen. Auch hier kommt dann der Vorteil der stark erhöhten Integrationsfähigkeit aufgrund der geringen Abmessungen der Kontakte voll zur Geltung.

#### 2.4. Josephson-Kontakte in RSFQ-Schaltungen

Die RSFQ-Logik ist eine digitale Logik, die die Speicherung und den Transfer von magnetischen Flussquanten zur Darstellung und Verarbeitung von digitaler Information nutzt [Likharev 1991]. Als Transferelemente zur Erzeugung, Übertragung und Verarbeitung der Information dienen überdämpfte Josephson-Kontakte ( $b_C = 1$ , hysteresefrei), die magnetische Flussquanten in elektrische Spannungsimpulse wandeln, und umgekehrt, Spannungsimpulse als magnetische Flussquanten an nachgeschaltete Elementarzellen weitergeben [Mukhanov 1985]. Die quantisierten Spannungsimpulse (SFQ-Pulse)  $\int V(t)dt$  sind exakt von der Größe des magnetischen Flussquants  $F_0 = (h/2e)$ .

Die Speicherung der Information erfolgt als Speicherung von magnetischen Flußquanten in SQUID-Interferometerschleifen. Der in einem Flußquant gespeicherte Fluss beträgt  $L \cdot I = F_0$ . Der Wert der Induktivität  $L$  bestimmt die Speicherfähigkeit der Zelle, s. Kap. 6.3. Die Bedingung zur Speicherung eines einzigen Flussquants lautet:  $F_0 \leq L \cdot I_C \leq 2 F_0$ .

Die herausragenden Eigenschaften der RSFQ-Logik sind: ultra-kurze Impulszeiten von wenigen Pikosekunden (hierdurch können die SFQ-Pulse im Subterahertz-Takt transportiert werden), extrem niedriger Leistungsverbrauch ( $1 \mu\text{W/Gatter}$ ), rauscharmer Betrieb in TTS-Implementierung ( $T = 4,2 \text{ K}$ ) sowie weitgehend dispersionsfreier Transport in supraleitenden Transmissionsleitungen. Die RSFQ-Logik ist eine dynamische Logik, bei der die binären Zustände '1' und '0' in logischen Elementarzellen lokal durch das Eintreffen oder Ausbleiben

eines SFQ-Pulses, bzw. durch die An- oder Abwesenheit eines magnetischen Flussquants, definiert sind. Sie unterscheidet sich damit grundsätzlich von der logischen Verarbeitung in Halbleiterschaltungen, in denen binäre Zustände durch Spannungspegel dargestellt werden. Standardmäßig wird in RSFQ-Schaltungen durch einen extern aufgeprägten Takt eine globale Synchronisierung zur Informationsverarbeitung angewendet. Neuerdings werden zur Effizienz in hochkomplexen Schaltungen Konzepte asynchroner Taktgebung entwickelt, z. B. [Maezawa 1997b], sowie lokales Takten unmittelbar aus dem Datenfluß heraus eingesetzt z. B. [Deng 1995, 1997].

### 3. Ladungstransport in SNS-Kontakten

#### 3.1. Proximity-Effekt in SN-Übergängen

Aus physikalischer, aber auch, wie im vorherigen Kapitel beschrieben, aus anwendungsbezogener Sicht, existiert daher grundlegendes Interesse an inhomogenen supraleitenden Systemen, die durch eine Ortsabhängigkeit des Ordnungsparameters  $\mathbf{D}(\mathbf{r})$  charakterisiert werden können. Diese Systeme eignen sich zur Untersuchung von phasenkohärenten Ladungstransportphänomenen, wie sie dem Josephson-Effekt, dem Tunnel-Effekt oder dem Proximity-Effekt zugrunde liegen.

An einem SN-Übergang wird der Ordnungsparameter durch die Kondensationsamplitude

$$F(\mathbf{r}) = \langle \mathbf{Y}_\uparrow(\mathbf{r}) \mathbf{Y}_\downarrow(\mathbf{r}) \rangle \quad (3-1)$$

ausgedrückt [De Gennes 1964].  $F(\mathbf{r})$  stellt ein Maß für den Grad der Supraleitung dar.  $|F(\mathbf{r})|^2$  ist die Wahrscheinlichkeit, am Ort  $\mathbf{r}$  ein Cooperpaar anzutreffen und stellt nach der Ginzburg-Landau-Theorie die superfluide Dichte dar [Clark 1968]. Im Rahmen der Gor'kov-Theorie wird das Paarpotential  $\mathbf{D}(\mathbf{r})$  in einem Supraleiter durch das Produkt

$$\mathbf{D}(\mathbf{r}) = V(\mathbf{r}) F(\mathbf{r}). \quad (3-2)$$

dargestellt, worin  $V(\mathbf{r})$  das Elektron-Elektron-Wechselwirkungspotential bedeutet, wie es in der BCS-Theorie eingeführt wird [Bardeen 1957].  $V(\mathbf{r})$  hat eine, auf den Abstand benachbarter Atome im Supraleiter beschränkte, kurze Reichweite, wodurch an der SN-Grenzfläche ein abruptes Absinken auf  $V \approx 0$  im Normalleiter resultieren sollte [Van Duzer 1999]. Im Modell des Proximity-Effekts stellt der Parameter des Paarpotentials  $\mathbf{D}(\mathbf{r})$  das Analogon zum Parameter der Energielücke  $\mathbf{D}_{\text{gap}}$  nach der BCS-Theorie dar.

In der Nähe eines SN-Übergangs wird die Cooperpaardichte der S-Schicht reduziert, s. Fig. 3.1. Kondensierte Zustände können sich in den Normalleiter hinein ausdehnen, wobei

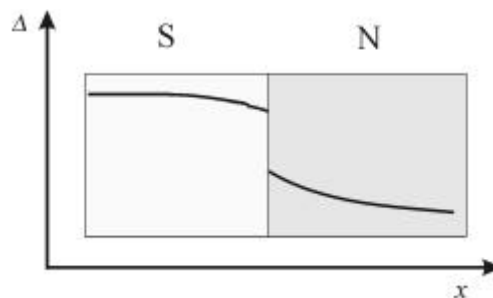


Fig. 3.1. Verlauf des Ordnungsparameters  $\mathbf{D}(x)$  in der Nähe eines SN-Übergangs.

der Wert des Ordnungsparameters  $D$  im Normalleiter exponentiell abfällt. Zu den Eigenschaften eines SN-Übergangs sind zahlreiche experimentelle (u.a. [Meissner 1958, 1960], [Niemeyer 1979]) und theoretische (u.a. [Deutscher 1969], [De Gennes 1965], [Fulde 1965], [McMillan 1968], [Parmenter 1960], [Seidel 1980,1990]) Arbeiten erschienen. Zum Proximity-Effekt wurden auf der Basis von Gor'kovs selbstkonsistenten Gleichungen [Barone 1982], [Gor'kov 1958, 1959] umfangreiche Modelle entwickelt [De Gennes 1963a, 1963b, 1964, 1966], [Werthamer 1963].

Im Falle, daß die mittleren freien Weglängen  $l_{S,N}$  der Elektronen in den S- und N-Schichten deutlich kleiner als die entsprechenden Kohärenzlängen  $\mathbf{x}_{S,N}$  sind,  $l_{S,N} \ll \mathbf{x}_{S,N}$ , ergeben sich die Randbedingungen [De Gennes 1964]:

$$\frac{\ddot{A}_N(0)}{N_N V_N} = \frac{\ddot{A}_S(0)}{N_S V_S}, \quad \frac{\mathbf{x}_N^2}{V_N} \frac{d\ddot{A}_N}{dx} \Big|_0 = \frac{\mathbf{x}_S^2}{V_S} \frac{d\ddot{A}_S}{dx} \Big|_0. \quad (3-3)$$

Die Glgn. (3-3) zeigen, daß das Verhältnis  $D/(NV) = F/N$  an der SN-Grenzfläche kontinuierlich ist. Dies impliziert, daß über die SN-Grenzfläche der Anteil der gepaarten Elektronen erhalten bleibt [De Gennes 1964], [Clark 1968].

Die Abnahme des Ordnungsparameters  $D(\mathbf{r})$  ist auch eine Funktion des Materials und der Temperatur. Die Länge, über die  $D$  auf  $D/e$  abfällt, wird normalleitende Kohärenzlänge oder Abklinglänge  $\mathbf{x}_N$  genannt. Es ist zu beachten, daß sich die Beschreibungen nur auf Kontakte anwenden lassen, deren normalleitende Schichtdicke  $d$  größer als die normalleitende Kohärenzlänge  $\mathbf{x}_N$  ist,  $d > \mathbf{x}_N$ . Diese Bedingung trifft auf die in der vorliegenden Arbeit untersuchten Kontakte zu.

In einem SN-Kontakt reichen die Cooperpaare typischerweise bis zu 100 nm in die normalleitende Schicht hinein. Für die wesentlichen Grenzfälle ist der Proximity-Effekt anwendbar. Um Berechnungen nach De Gennes durchführen zu können, müssen mehrere Bedingungen erfüllt sein. Die Grenzfläche zwischen den Metallschichten muß ideal sauber und damit hochtransparent sein. Tritt an der Grenzschicht Migration der Atome der N-Schicht in die S-Schicht auf, so ändern sich die Eigenschaften des Kontakts, und die kritische Temperatur  $T_C$  des Supraleiters in der Nähe der Grenzschicht verringert sich.

Im Falle sauberer N-Schichten, im sogenannten *clean limit* (Index „C“), ist die mittlere freie Weglänge  $l_{NC}$  im Vergleich zur Kohärenzlänge im Normalleiter  $\mathbf{x}_{NC}$  groß ( $l_{NC} \gg \mathbf{x}_{NC}$ ). In diesem Grenzfall ist die Kondensationsamplitude  $F(x)$  exponentiell abfallend, und die Funktion

$$F(x) = \hat{I}(x) \exp(-\mathbf{x}_{\text{NC}}|x|), \quad |x| \gg \mathbf{x}_{\text{N}}^{-1}. \quad (3-4)$$

ist eine Lösung für Glg. (3-2). Die Funktion  $\mathbf{X}(x)$  variiert nur schwach mit  $x$ . Die Kohärenzlänge im Normalleiter im *clean limit* ist

$$\mathbf{x}_{\text{NC}} = \frac{\hbar \mathbf{u}_{\text{N}}}{2\delta k_{\text{B}} T} = \mathbf{t}_{\text{T}} \mathbf{u}_{\text{N}}. \quad (3-5)$$

$v_{\text{N}}$  ist die Fermi-Geschwindigkeit im Normalleiter, und  $\mathbf{t}_{\text{T}} = \hbar/2\pi k_{\text{B}} T = (1,22 \text{ ps K}) / T$  ist die Dekohärenzzeit. Es gilt die Annahme, daß in der N-Schicht keine Elektron-Elektron-Wechselwirkung auftritt. Nähert sich die Temperatur dem absoluten Nullpunkt, so fällt  $F$  nicht exponentiell ab, sondern ändert sich nur noch wenig.

Im Falle verschmutzter N-Schichten, im sogenannten *dirty limit* (Index „D“),  $l_{\text{N}} < \mathbf{x}_{\text{ND}}$ , bleiben Details der Struktur der Grenzflächen weitgehend unberücksichtigt und der Fluß der Cooperpaare in der N-Schicht wird durch einen Diffusionsprozess beschrieben [Andreev 1964], [Van Duzer 1999]. Der Diffusionskoeffizient  $D_{\text{N}}$  wird für Elektronen auf Fermiveau und im normalleitenden Zustand definiert zu:

$$D_{\text{N}} = \frac{1}{3} \mathbf{u}_{\text{N}} l_{\text{N}}. \quad (3-6)$$

Es gilt auch hier die Annahme, daß keine Wechselwirkungen zwischen den Elektronen in der N-Schicht stattfinden. In diesem Grenzfall gilt für die normalleitende Kohärenzlänge  $\mathbf{x}_{\text{ND}}$ :

$$\mathbf{x}_{\text{ND}} = \sqrt{\mathbf{t}_{\text{T}} D_{\text{N}}} = \sqrt{\frac{\hbar D_{\text{N}}}{2\delta k_{\text{B}} T}} = \sqrt{\frac{\hbar \mathbf{u}_{\text{N}} l_{\text{N}}}{6\delta k_{\text{B}} T}} = \sqrt{\frac{\mathbf{x}_{\text{NC}} l_{\text{N}}}{3}}. \quad (3-7)$$

### 3.2. Proximity-Effekt in SNS-Kontakten

In der Aueinanderfolge eines SN- und eines NS-Kontakts entsteht ein SNS-Kontakt. Die Kopplungsstärke ist durch den Überlapp der Wellenfunktionen  $\mathbf{Y}_{1,2}$  der supraleitenden Elektroden bestimmt, deren Abschwächung durch die normalleitenden Kohärenzlängen  $\mathbf{x}_{\text{N}}$  ausgedrückt wird. Die Eigenschaften der N-Schicht hängen u.a. von der Wechselwirkung mit den angeschlossenen supraleitenden Elektroden ab. Bei einem SNS-Kontakt ergibt sich die Energielücke  $D_{\text{gap}}$  aus dem Minimum des Cooperpaar-Potentials  $D_{\text{min}}$  in der Mitte des

Kontakts (der N-Schicht) in Relation zum ungestörten Cooperpaar-Potential in den Elektroden  $D_S$ , s. Fig. 3.2.

Im *dirty limit* gilt für die kritische Stromstärke  $I_C$  in Abhängigkeit von der Dicke der N-Schicht  $d$  und der normalleitenden Kohärenzlänge  $\mathbf{x}_{ND}$  die folgende Beziehung:

$$I_C(T, d) = \frac{B_1(T)}{eR_N} \frac{d}{\mathbf{x}_{ND}(T)} \exp\left(-\frac{d}{\mathbf{x}_{ND}(T)}\right), \quad (3-8)$$

wobei sich der Faktor  $B_1(T)$  nach verschiedenen theoretischen Ansätzen wie folgt darstellt,

nach [De Gennes 1964]: 
$$B_1(T) = \frac{\delta |\ddot{A}_1|^2}{2k_B T}, \quad (3-8a)$$

nach [Zaikin 1986]: 
$$B_1(T) = \frac{64 \delta k_B T}{3 + 2\sqrt{2}}, \quad (3-8b)$$

nach [Likharev 1976, 1979] / [Kupriyanov 1982]: 
$$B_1(T) = \frac{4 |\ddot{A}_S|^2}{\delta k_B T}, \quad (3-8c)$$

nach [Kupriyanov 1999] / [Zaikin 1981]: 
$$B_1(T) = 64 \delta k_B T C_0^2(0, T), \quad (3-8d)$$

$$C_0^2(0, T) = \ddot{A}^2 / \left( \delta k_B T + \ddot{A}^* + \sqrt{2 \ddot{A}^* (\delta k_B T + \ddot{A}^*)} \right)^2, \quad \ddot{A}^* = \sqrt{(\delta k_B T)^2 + \ddot{A}^2}. \quad (3-8d')$$

Der Ansatz nach Glg. (3-8a) gilt in unmittelbarer Nähe der kritischen Temperatur  $T_C$ ; hier ist  $D_1$  der Ordnungsparameter des Supraleiters an der Grenzschicht, s. Fig. 3.2. Die Ansätze nach Glgn. (3-8b) bis (3-8d) gelten in einem größeren Temperaturbereich bis hinab zu etwa  $0,3 T_C < T < T_C$ . In Glg. (3-8c) ist  $D_S$  die theoretische Energielücke. In Glg. (3-8d') bedeutet  $D$  die halbe theoretische Energielücke,  $D = D_S/2$ .

Mit dem Ansatz nach [De Gennes 1964] - Glg. (3-8a) - wird angenommen, daß der Gesamtwiderstand eines Kontakts ausschließlich durch den Widerstand der N-Schicht

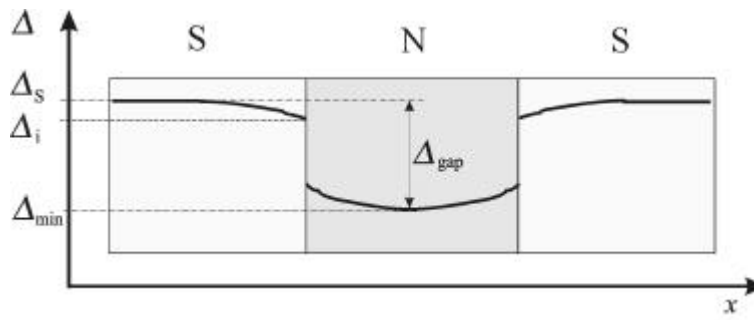


Fig. 3.2. Verlauf des Ordnungsparameters  $D(x)$  in einem SNS-Kontakt.

bestimmt wird und der Beziehung:  $R_N = r_N \cdot d/A$  folgt.  $r_N$  ist der spezifische Widerstand der N-Schicht,  $A$  ist die Fläche des Kontakts. Somit ist  $I_C$  bei konstanter Temperatur im wesentlichen eine exponentielle Funktion der N-Schichtdicke  $d$ . Die Temperaturabhängigkeit des Kontakts ist durch  $\kappa_N(T)$  und den Vorfaktor  $B_1(T)$  bestimmt.

Der unter der Annahme eines kontinuierlichen Verlaufs des Ordnungsparameters angegebene Ausdruck für  $I_C$  nach [Likharev1976, 1979] / [Kupriyanov 1982] - Glg. (3-8c) – unterscheidet sich nur geringfügig von der De Gennes Formulierung.

Für ideale Metall-Metall-Übergänge ist die (quantenmechanische) Transparenz  $|Q|^2 = 1$ ; bei realen SN-Übergängen ist  $|Q|^2 \approx 1$ . Jedoch können extrinsische Effekte, wie Verunreinigungen, Oxidationen, chemische Reaktionen, Diffusionsprozesse und unterschiedliche Fermi-Geschwindigkeiten der Metalle zu einer nicht zu vernachlässigenden Streuung am SN-Übergang oder zum Vorhandensein einer isolierenden Schicht „I“ zwischen den Metallen führen. Weiterhin ist die Rauigkeit der Kontaktfläche zu berücksichtigen, die die Streuung der Ladungsträger an den Grenzflächen beeinflusst [Shafranjuk 2002]. In diesem Falle wird  $|Q|^2$  kleiner, und die Absenkung des Ordnungsparameters in der S-Schicht verringert sich, s. Fig. 3.3 [McMillan 1968]. Es resultieren ideale Grenzbedingungen insofern, als der Ordnungsparameter  $D$  bis an die Grenzschicht nahezu konstant bleibt (für  $d_N, l_N < \kappa_N$ ).

In einem SIS-Tunnelkontakt ist die kritische Stromstärke proportional zur Transparenz der Isolationsschicht,  $I_C \propto |Q|^2$  [Barone 1982]. Betrachtet man in einem SNS-Kontakt die Kontaktstellen SN und NS als zwei isolierende Barrieren I, folgt  $I_C \propto (|Q|^2)^2$ , wie im Falle von SINIS-Kontakten, s. Fig. 3.3. Gilt  $d > \kappa_N$ , so muß wegen des Verlustes der Kohärenz in der N-Schicht die Abhängigkeit gemäß  $\exp(-d/\kappa_N)$  beachtet werden. In SINIS-Kontakten wird zur Berücksichtigung des Einflusses der beiden isolierenden Barrieren zur Bestimmung der kritischen Stromstärke  $I_C$  ein Grenzflächen-Parameter  $g$  eingeführt, welcher über den spezifischen Grenzflächen-Widerstand  $R_b$  definiert wird [Kupriyanov 1988]:

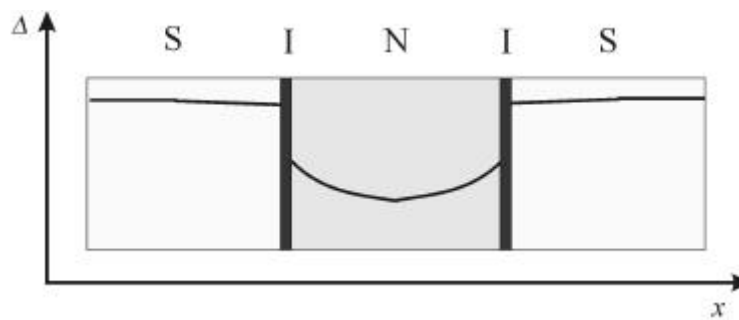


Fig. 3.3. Verlauf des Ordnungsparameters  $D(x)$  in einem SINIS-Kontakt.



$$\mathbf{g}_b = \frac{R_b}{\mathbf{r}_N \mathbf{x}_{ND}(T_C)}. \quad (3-9)$$

$R_b$  charakterisiert den Gesamtwiderstand beider Grenzflächen und verhält sich zur Transparenz reziprok,  $R_b \propto |Q|^{-2}$ . Unter den Annahmen  $\mathbf{r}_N \mathbf{x}_N(T_C) < 0,01 \Omega \mu\text{m}^2$  und  $R_b > 0,01 \Omega \mu\text{m}^2$  läßt sich  $\mathbf{g}_b$  abschätzen,  $\mathbf{g}_b > 1$ , [Delin 1996]. Die Stärke des kritischen Stroms  $I_C$  läßt sich demnach im *dirty limit* für  $d \gg \mathbf{x}_{ND}(T_C)$  beschreiben als:

$$I_C(T, d) = \left( \frac{4\delta c_0 k_B T}{\Delta_s} \right)^2 \left( 1 + \frac{2R_b}{\mathbf{r}_N d} \right) \left( \frac{4|\dot{A}_s|^2}{\delta k_B T} \right) \left( \frac{1}{e R_N \mathbf{x}_{ND}(T)} \exp\left( -\frac{d}{\mathbf{x}_{ND}(T)} \right) \right), \quad (3-10)$$

wobei  $R_N = (\mathbf{r}_N d + 2R_b)/A$ . Glg. (3-10) entspricht im wesentlichen der Darstellung von De Gennes und Likharev, Glgn. (3-8), (3-8a,c). Der erste Faktor beschreibt den Einfluß der Streuung an der Grenzfläche auf die kritische Stromstärke  $I_C$ , wobei die Konstante  $c_0$  von Materialeinflüssen, der kritischen Temperatur und der Energielücke in den ungestörten supraleitenden Elektroden abhängt. Er ist im Bereich  $0,5 T_C < T < T_C$  nur schwach temperaturabhängig (etwa 10%) und läßt sich für SINIS-Kontakte im *dirty limit* wie folgt abschätzen:

$$\left( c_0 \frac{4\delta k_B T}{\dot{A}_s} \right)^2 \cong \frac{1}{\mathbf{g}_b^2}. \quad (3-11)$$

Der zweite Faktor in Glg. (3-10) beschreibt den Grenzflächen-Widerstand durch Einführung des Faktors  $R_b$ . Das Produkt des dritten und des vierten Faktors ist identisch mit dem Ausdruck (3-8)/(3-8c) und beschreibt die Abhängigkeit des kritischen Stroms  $I_C$  von der Dicke der N-Schicht  $d$  und der normalleitenden Kohärenzlänge im *dirty limit*  $\mathbf{x}_{ND}$ . Hieraus wird deutlich, daß für einen vorgegebenen Wert von  $d / \mathbf{x}_N(T_C)$  die Funktionsverläufe von  $I_C(T, d)$  für SNS- und SINIS-Kontakte bis auf schwach temperaturabhängige Faktoren im wesentlichen miteinander übereinstimmen [Delin 1996]. Da der Grenzflächenwiderstand in der Regel im relevanten Temperaturregime nur geringfügig temperaturabhängig ist, ist  $\exp(-d/\mathbf{x}_N)$  der dominierende Faktor, solange die Bedingung  $d \gg \mathbf{x}_N$  erfüllt ist.

In neueren Arbeiten ist das Modell des Grenzflächen-Parameters zur Charakterisierung der internen Grenzflächen von SINIS-Kontakten verfeinert worden durch die Einführung des effektiven Suppressionsparameters  $\mathbf{g}_{\text{eff}}$  [Kupriyanov 1999], [Balashov 2000], [Brinkman 2001], [Cassel 2001], [Kupriyanov 1999],

$$\mathbf{g}_{\text{eff}} = \frac{\mathbf{g}_{b1} \cdot \mathbf{g}_{b2}}{\mathbf{g}_{b1} + \mathbf{g}_{b2}} \frac{d}{\mathbf{x}_{\text{ND}}}, \quad \mathbf{g}_{b1,2} = \frac{R_{b1,2}}{\mathbf{r}_N \mathbf{x}_{\text{ND}}}. \quad (3-12)$$

Der Parameter  $\mathbf{g}_{\text{eff}}$  charakterisiert die Unterdrückung des Suprastroms durch den Kontakt und beschreibt den effektiven Gesamtwiderstand des Stromflusses über alle Grenzflächen der Struktur [Balashov 2000], [Kupriyanov 1999].  $\mathbf{g}_{\text{eff}}$  enthält die Widerstände  $R_{b1}$  und  $R_{b2}$ , der einzelnen internen Grenzflächen, wodurch eine Beschreibung des Stromtransports für unterschiedliche Transparenzen der Grenzschichten ermöglicht wird.

Hinsichtlich der Beschaffenheit der N-Metall-Schichten in SINIS-Kontakten wurde gezeigt, daß beide Reinheitsfälle, sowohl eine verschmutzte ( $l < d$ ,  $\mathbf{x}_{\text{ND}}$ ), [Balashov 2000], [Brinkman 2001], [Cassel 2001], [Kupriyanov 1999], als auch eine saubere N-Schicht ( $l \gg d$ ,  $\mathbf{x}_{\text{NC}}$ ) [Brinkman 2000], durch den gleichen Parameter  $\mathbf{g}_{\text{eff}}$  charakterisiert werden können.

Zur Beschreibung der stationären Eigenschaften von SINIS-Kontakten konnte das Modell weitgehend experimentell bestätigt werden [Balashov 2000], [Brinkman 2001], [Cassel 2001], [Kupriyanov 1999].  $\mathbf{g}_{\text{eff}}$  stellt ein direktes Maß für das erreichbare  $I_C R_N$ -Produkt dar. Durch Vergleich von experimentellen Daten verschiedener Laboratorien wurden für  $\mathbf{g}_{\text{eff}}$  Werte in einem Bereich zwischen 5000 und 80 ermittelt [Balashov 2000], [Kupriyanov 1999], [Capogna 1997], [Nevirkovets 1997]. Für Werte von  $\mathbf{g}_{\text{eff}} < 100$  sind die Kontakte attraktiv zur Implementierung in RSFQ-Schaltungen. Niedrigste Werte sind derzeit mit  $\mathbf{g}_{\text{eff}} \approx 80$  erzielt [Balashov 2000], [Balashov 2001] und in RSFQ-Schaltungen realisiert worden, wobei Werte für die kritische Stromstärke  $j_C \approx 1 \text{ kA/cm}^2$  und für das  $I_C R_N$ -Produkt  $V_C \approx 200 \mu\text{V}$  erreicht wurden [Balashov 2001], [Khabipov 2001]. Das Modell läßt sich theoretisch für Werte von  $\mathbf{g}_{\text{eff}}$  bis hinab zu  $\mathbf{g}_{\text{eff}} \approx 10$  anwenden; die maximal erreichbaren Werte für  $I_C R_N$  liegen bei  $V_C \approx 1 \text{ mV}$ . Die Transparenzen der Doppelbarrieren sind dann so niedrig einzustellen, daß kritische Stromdichten von über  $10 \text{ kA/cm}^2$  (evtl. auch weitaus höher) verifiziert werden müssen, eine Anforderung, die jedoch die derzeitigen standardmäßigen SINIS-Herstellungverfahren überfordert.

Bei der Herstellung der Grenzflächen können auch bei nominell gleichen Herstellungsparametern ( $\text{O}_2$ -Exposition, Morphologie der Schichten, Konditionierung der Oxidationskammer), Asymmetrien im Aufbau der Isolationsbarrieren auftreten. Eine unterschiedliche Transparenz der Grenzflächen kann auch bei den im Rahmen dieser Arbeit behandelten Rampenkontakten, insbesondere aufgrund der Unterbrechung des Abscheidungsprozesses, angenommen werden.

Daher weisen reale SNS-Kontakte grundsätzlich eine  $SI_1NI_2S'$ -Konfiguration mit zwei Isolationsbarrieren unterschiedlicher Transparenzen zwischen den supraleitenden Bereichen und dem normalleitenden Bereich auf. Im Rahmen dieser Arbeit werden die hergestellten SNS-Kontakte auf harmonische Strukturen unterhalb der Energielücke untersucht, deren Auftreten einen Hinweis auf die Existenz der isolierenden Barrieren gibt. Das nachstehende Kapitel führt die Herangehensweise weiter aus.

### 3.3. Andreev-Reflexionen in SNS-Kontakten

In hochtransparenten Josephson-Kontakten lassen sich die Transportmechanismen des elektrischen Ladungstransfers auch auf der Basis von Andreev-Reflexionen beschreiben [Andreev 1964]. Im Falle von sauberen N-Schichten in SNS- und SINIS-Kontakten ( $l_N \gg \xi_N$ ) wird ein Suprastrom durch den Kontakt durch phasenkohärente Andreev-Reflexionen an der SN- und der NS-Grenzfläche erzeugt. Fig. 3.4 verdeutlicht diesen Prozess. Ein Cooperpaar, das aus der S-Schicht auf die (linke) SN-Grenzfläche trifft, wird vernichtet. Es entstehen zwei Quasiteilchen (angeregte Elektronen). Während ein Elektron in der S-Schicht verbleibt, durchdringt das andere Elektron die SN-Grenzschicht und setzt seinen Weg in der N-Schicht in einer ballistischen Bewegung fort. Nach Durchdringung der (rechten) NS-Grenzschicht rekombiniert es in der supraleitenden Gegenelektrode innerhalb des suprafluiden Kondensats zu einem Cooperpaar. Bei diesem Rekombinationsprozess entsteht im Rahmen der Ladungs- und Impulserhaltung ein Loch, welches seinerseits durch die N-Schicht zurück zur linken Elektrode wandert. Dort vereinigt es sich mit dem zurückgebliebenen Elektron des ursprünglichen Cooperpaars. Dieser Prozess bewirkt einen kohärenten Ladungstransfer von

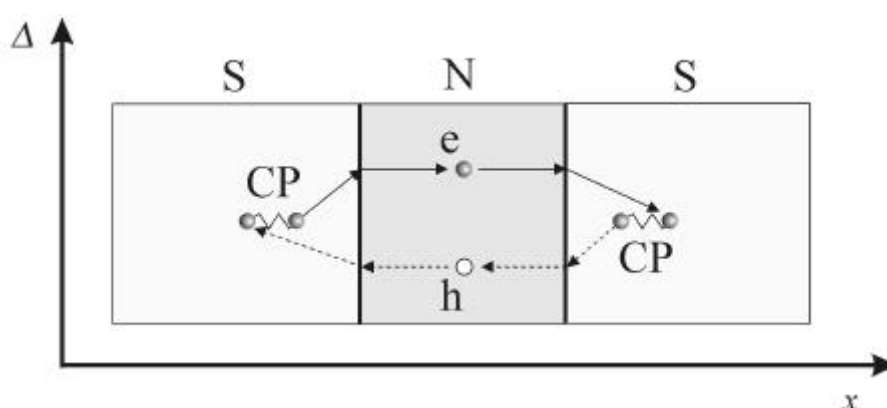


Fig. 3.4. Darstellung der Andreev-Reflexion in einem SNS-Kontakt mit definierten Grenzflächen zwischen den supraleitenden Elektroden und der normalleitenden Zwischenschicht.

Cooperpaaren über die N-Schicht, in der selbst keine Cooper-Paare existieren können. Der eigentlich auftretende Proximity-Effekt wird hier vernachlässigt, bzw. pauschal über den Verlauf des Paar-Potentials  $D(x)$  erfaßt.

Interferenz zwischen den einfallenden Elektronen und den zurückreflektierten Löchern führt zur Ausbildung von quantisierten Energiezuständen  $E_N < D(x)$ , den gebundenen Andreev-Zuständen (Andreev Bound States, ABS) [Beenakker 1991], [Kulik 1969]. Scharfe ABS-Energieniveaus entstehen bei endlichen Energien  $E_n \leq D(x)$ , wenn die effektive Breite der Quantenstruktur  $d_m \geq x_{\text{BCS}}$  beträgt.  $x_{\text{BCS}}$  ist hier die intrinsische Kohärenzlänge, für die nach der BCS-Theorie [Bardeen 1957], [Van Duzer 1999] gilt:  $x_{\text{BCS}} = 0,18 \hbar v_F / k_B T_C$ . Ist der Potentialtopf breiter ( $d_m \gg x_{\text{BCS}}$ ), so liegen die ABS-Niveaus energetisch niedriger ( $E_n \ll D(x)$ ), während sie bei schmalerem Potentialtopf ( $d_m \geq x_{\text{BCS}}$ ) höher liegen und sich auflösen [Nevirkovets 2000]. Besteht der Josephson-Kontakt aus zahlreichen Schichtenfolgen (z.B. in SNSNS-Vielschichtsystemen) können sich die ABS-Niveaus in Unterniveaus des Quasiteilchen-Anregungsspektrums aufspalten [Shafranjuk 1996]. Die Resonanzen der ABS-Zustände erzeugen Singularitäten in der Elektronenzustandsdichte.

In einem realen SNS-Kontakt treten, da sich in der Praxis zwischen den S- und N-Schichten stets eine Grenzschicht ausbildet, sowohl die Andreev-Reflexion, wie auch der Tunneleffekt auf. Für hochtransparente Grenzschichten ( $|Q|^2 \approx 1$ ) überwiegen die Andreev-Reflexionen, für niedrige Transparenzen ( $|Q|^2 \ll 1$ ) ist vornehmlich der Tunneleffekt für den Ladungstransport verantwortlich und die Andreev-Reflektion wird unterdrückt. In SINIS-Kontakten, deren gezielt hergestellte I-Schichten eine geringere Transparenz als die Grenzflächen von realen SNS-Kontakten aufweisen, ist der Anteil des Ladungstransfers durch den Tunneleffekt im Vergleich zu SNS-Kontakten größer.

Das resonante Tunneln durch ein ABS-Energieniveau kann zu einem Anstieg der Anzahl der Quasiteilchen und des kritischen Stroms führen [Gogadze 1998]. Ein solches Verhalten ist experimentell nachgewiesen worden [Nevirkovets 1999b]. Wenn die Transparenz des Kontakts nicht zu groß ist ( $|Q|^2 < 1$  und  $d_m > x_{\text{BCS}}$ ), sind die ABS in der Nähe der Energielücke  $E_n \approx D$  lokalisiert. Scharfe ABS-Niveaus wurden von [Nevirkovets 2000] beobachtet. Die zuvor genannten Grenzfälle für Kontakte mit sehr hoher ( $|Q|^2 \approx 1$ ) und sehr niedriger ( $|Q|^2 \ll 1$ ) Transparenz sind gegenwärtig recht gut untersucht. Zur Charakterisierung von SNS- und SINIS-Kontakten in realen Spannungsnorm- und RSFQ-Schaltungen ist für die Transparenz der internen Grenzflächen jedoch ein mittlerer Bereich anzusetzen. Die Übertragung des Modells auf die schaltungstechnisch relevanten Bereiche ist

derzeit Gegenstand von Untersuchungen [Kupriyanov 1999], [Nevirkovets 1999b]. In einem Andreev-Reflexionsprozess wird zusätzliche Ladung transportiert. Hieraus resultiert ein Excess-Strom. Als Folge läuft die Extrapolation des normalleitenden Astes der Strom-Spannungskennlinie nicht durch den Ursprung des Koordinatensystems [Octavio 1978], [Klapwijk 1982].

Eine Charakterisierung experimenteller Untersuchungen an SNS-Kontakten mittels eines SINIS-Ansatzes wird in [Nevirkovets 1999a] vorgeschlagen. Im allgemeinen bestimmt die Qualität der Grenzfläche (z. B. Rauigkeit), die Bias-Spannung über den Kontakt und die Temperatur das Anregungsspektrum der Elektronen. Im sauberen Fall ( $l \gg \lambda_N$ ), aber auch für den Fall, daß die mittlere freie Weglänge vergleichbar der normalleitenden Kohärenzlänge ist ( $l \approx \lambda_N$ ), weisen die Energiespektren von SINIS-Kontakten scharfe ABS-Niveaus  $E_n$  auf. Die genannten Mechanismen des Ladungstransports (Tunneln und Andreev-Reflexion) arbeiten in ihrem eigenen Parameterbereich ( $I(j)$ ,  $C$ ,  $R_N$ ), der die statischen und dynamischen Charakteristiken der Josephson-Kontakte bestimmt.

Die Ausbildung der ABS-Energieniveaus führt zu einer Änderung in der elektronischen Zustandsdichte im N-Metall, die durch Messungen der differentiellen Leitfähigkeit  $dI_N(V) / dV$  bestimmt werden kann [Ilhan 1998].

Im Tunnelfall läßt sich ein Strom von einem Metall 1 zu einem Metall 2 bei Anlegen einer Potentialbarriere  $eV$  beschreiben durch [Tinkham 1996]:

$$I_{1 \rightarrow 2} = A \int_{-\infty}^{\infty} |C|^2 N_1(E) f(E) N_2(E + eV) [1 - f(E + eV)] dE. \quad (3-13)$$

Das hier zu Grunde liegende sogenannte Halbleiter-Modell gilt unter der Annahme unabhängiger Teilchen.  $V$  ist die angelegte Spannung,  $N_{1,2}$  stellt die Zustandsdichten dar, wobei  $N_1 f$  die Anzahl der besetzten Zustände und  $N_2 (1-f)$  die Anzahl der unbesetzten Zustände angibt,  $f$  ist hier die Fermiverteilungsfunktion.  $A$  ist eine Proportionalitätskonstante,  $C$  ist ein als konstant angenommenes Tunnelmatrixelement. Ist eines der Metalle supraleitend, so kann der Tunnelstrom durch den SN-Kontakt beschrieben werden als:

$$I_{SN} = \frac{G_{NN}}{e} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{N_{IS}(E)}{N_1(0)} [f(E) - f(E + eV)] dE. \quad (3-14)$$

$G_{NN} \equiv A |C|^2 N_1(0) N_2(0) / V$  ist die Leitfähigkeit des SN-Kontakts im normalleitenden Zustand,  $N_1$  und  $N_{IS}$  sind die Zustandsdichten des Supraleiters im normalleitenden und im

supraleitenden Falle. Für  $T = 0$  K existiert kein Tunnelstrom für  $e|V| < D$ , da die chemische Potentialdifferenz erst genügend Energie bereitstellen muß, um im Supraleiter angeregte Zustände zu erzeugen. Die Stromstärke ist unabhängig vom Vorzeichen von  $V$ , da Elektronen- und Löcheranregungen gleiche Energien besitzen. Für endliche Temperaturen  $T > 0$  K sind angeregte Zustände bereits vorhanden und Tunnelprozesse ereignen sich schon bei Energien unterhalb der Energielücke  $eV = D$ .

Ein direkterer Vergleich zwischen Theorie und Experiment ist möglich, wenn die differentielle Leitfähigkeit als Funktion der Spannung  $V$  geschrieben wird,

$$G_{\text{SN}} = \frac{dI_{\text{SN}}}{dV} = G_{\text{NN}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{N_{\text{IS}}(E)}{N_1(0)} \left[ -\frac{\partial f(E+eV)}{\partial(eV)} \right] dE. \quad (3-15)$$

$[-\partial f(E+eV)/\partial(eV)]$  ist eine glockenförmige Wichtungsfunktion mit ihrem Maximum bei  $E = -eV$  und mit einer Breite von  $\sim 4k_{\text{B}}T$ . Für  $k_{\text{B}}T \rightarrow 0$  gilt:

$$G_{\text{SN}} \Big|_{T=0} = \frac{dI_{\text{SN}}}{dV} \Big|_{T=0} \quad (3-16a), \quad \frac{G_{\text{SN}}}{G_{\text{NN}}} \Big|_{T=0} = \frac{N_{\text{IS}}(e|V|)}{N_1(0)}. \quad (3-16b)$$

In diesem Grenzfall liefert die differentielle Leitfähigkeit ein direktes Maß für die Zustandsdichte. Bei endlichen Temperaturen ist die differentielle Leitfähigkeit als Folge der Breite der Wichtungsfunktion über einen Energiebereich von etwa  $\pm 2k_{\text{B}}T$  verschmiert. Wegen der exponentiellen Ausläufer der Wichtungsfunktion ist die  $G_{\text{SN}}$  bei  $V = 0$  exponentiell von der Breite der Energielücke abhängig. Im Grenzfall  $k_{\text{B}}T \ll D$  gilt:

$$\frac{G_{\text{SN}}}{G_{\text{NN}}} \Big|_{T=0} = \sqrt{\left( \frac{2\delta\ddot{A}}{k_{\text{B}}T} \right)} \exp\left( \frac{\ddot{A}}{k_{\text{B}}T} \right). \quad (3-17)$$

Im Falle des Auftretens von Andreev-Reflexion wird in [Blonder 1982] der Ansatz gemacht:

$$I_{\text{SN}} = 2N(0) eV_{\text{F}} A \int_{-\infty}^{\infty} [f_0(E-eV) - f_0(E)] [1 + A(E) - B(E)] dE. \quad (3-18)$$

worin  $[1+A(E)-B(E)]$  den Transmissionkoeffizient für den elektrischen Strom durch den SN-Kontakt darstellt. Der Term  $B(E)$  beschreibt die klassische Reflexion an den Potentialbarrieren und reduziert den Stromfluss, wogegen der Term  $A(E)$ , der die Andreev-Reflexion beschreibt, zur Erhöhung des Stromflusses beiträgt.

In [Klapwijk 1982] wird deutlich, daß das Modell die beiden Transportmechanismen des Tunneleffekts und der Andreev-Reflexion als Grenzfälle enthält. Das Auftreten von Vielfachreflexionen untersucht [Octavio 1983]. Zwischen Normalleiter und Supraleiter wird eine  $\delta$ -funktionsförmige Potentialbarriere angenommen. In diesem Fall kann ein einfallendes Elektron auch als Elektron reflektiert werden. Bei  $T = 0$  K werden verschiedene Transparenzen untersucht. Im Falle hoher Transparenz (für den SNS-Grenzfall) ist die Leitfähigkeit  $dI/dV$  bis zum Erreichen der Energielücke  $D$  maximal und von der angelegten Spannung unabhängig. Ab Erreichen der Energielücke fällt die Leitfähigkeit auf etwa ihren halben Wert ab. Im Falle niedriger Transparenz (für den SIS-Grenzfall) ist die Leitfähigkeit bis zum Erreichen der Energielücke Null, steigt an der Energielücke steil auf einen maximalen Wert an und fällt unmittelbar oberhalb der Energielücke auf einen festen Wert ab.

## 4. Herstellungstechnologie

### 4.1. Nb-Rampen

Im Rahmen dieser Arbeit waren diverse Prozessabläufe physikalisch zu verstehen und gezielt einzurichten, die es gestatten, hochintegrationsfähige Josephson-Elemente herzustellen [Pöpel 2000b]. Technologischer Kern der Produktion ist die Erzeugung von Rampenstrukturen. Solche Strukturen sind im Bereich der Hochtemperatur-Supraleiter zu einem gewissen Grad untersucht worden [Horstmann 1998], [Jia 1999], [Smilde 2001], teilweise auch in TTS-Strukturen [Broom 1980], [Fromknecht 1998]. Die Herstellung von SNS-Rampenkontakten in  $\text{MgB}_2$ -Technologie wird aktuell auch in [Mijatovic 2002] berichtet.

Der für die Erzeugung von Nb-Kontaktrampen für SNS Josephson-Elemente im sub-Mikrometerbereich notwendige Ätzschritt besteht in einem Lackreduktionsverfahren und stellt große Ansprüche an die Qualität der Nb-Basisschicht und im besonderen an die Kante

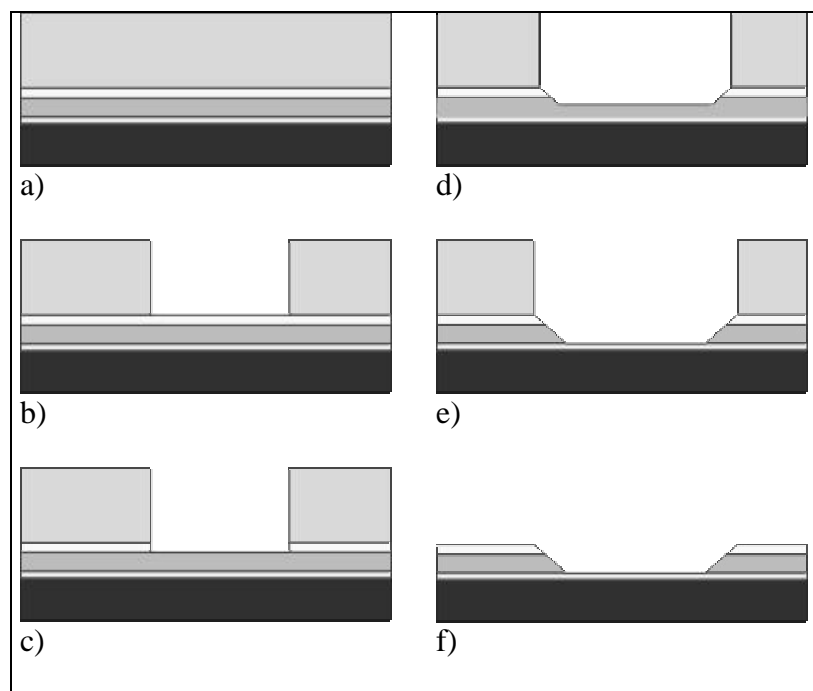


Fig. 4.1. Rampenherstellung im Lackreduktionsverfahren,

- Oxidierter Si-Wafer mit 30 nm  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -Ätzstoppschicht, 80 nm Nb-Verdrahtung und -Elektrodenschicht, 50 nm  $\text{SiO}_2$ -Isolationsschicht und AZ-Photolack,
- Photolack strukturiert,
- $\text{SiO}_2$ -Isolationsschicht mit Ammoniumfluorid-Ätzmischung geätzt,
- Zustand nach rund 50% des Ätzvorgangs: die Rampe im  $\text{SiO}_2$  und im Nb ist klar zu erkennen.
- Von den freibelichteten Flächen ist das Nb entfernt worden. Der Ätzprozess ist beendet. Es haben sich Rampen im  $\text{SiO}_2$  und im Nb gebildet.
- Lack wurde entfernt, Herstellung der Nb-Rampen beendet.



des Photolacks. Um eine an den relevanten Stellen geradlinige, nicht abgerundete und unbeschädigte Lackkante zu erzeugen, ist der Einsatz einer kontaktfreien Belichtung unumgänglich. Diesen Anforderungen wurde durch den Einsatz eines Wafersteppers entsprochen. Mit einer Auflösung von 800 nm und einer Justiergenauigkeit von besser als 100 nm lassen sich Lackkanten der erforderlichen Qualität reproduzierbar herstellen. Der Prozess wurde daraufhin ausgerichtet, eine Rampenlänge von 200 nm herzustellen. Die Qualität und die Länge der Rampen wurden elektronenmikroskopisch untersucht. Nur Proben mit ausgewählten und dem Augenschein nach „guten“ Rampen wurden weiter prozessiert.

Als Trägersubstanz werden thermisch oxidierte 3-Zoll Siliziumwafer verwendet, wie sie standardmäßig in der Halbleiterindustrie zum Einsatz kommen. Unter Verwendung der Oxidschicht als Hartmaske werden topographische Justiermarken hergestellt. Diese Marken sind auch nach mehreren Beschichtungs- und Ätzprozessen noch verwendbar.

Als erster Prozessschritt in der Produktion der Nb-Rampen werden eine 30 nm dicke  $\text{Al}_x\text{O}_y$ -Ätzstoppschicht, eine 80 nm dicke Nb-Basiselektrodenschicht und eine 50 nm dicke  $\text{SiO}_2$ -Isolationsschicht spannungsarm aufgestäubt (gesputtert) [Booi 1991], [Dolata 1993], [Imamura 1992], [Knappe 1995], [Sasserath 1990]. Das thermische  $\text{SiO}_2$  des Wafers wird reaktiv ähnlich schnell geätzt, wie das Nb der Rampe. Es wurde im Rahmen dieser Arbeit deutlich, daß ohne Aufstäuben einer zusätzlichen  $\text{Al}_x\text{O}_y$ -Schicht die Nb-Rampe von schlechterer Qualität ist.

In einem ersten lithographischen Schritt wird die Lackmaske (AZ-Photolack) zur Herstellung der Basiselektrode strukturiert, s. Fig. 4.1 a) und b). Die  $\text{SiO}_2$ -Isolation wird an den freigelegten Stellen naßchemisch mittels einer Ammonium-Fluorid Ätzmischung entfernt, Fig. 4.1 c). Die Rampen an den Kanten der Basiselektroden (die aktiven Kontaktflächen) werden in einem reaktiven Ionen-Ätzprozess (RIE-Prozess) erzeugt. Diese Prozessphase ist in Fig. 4.1 d) - e) dargestellt. Dem Ätzgas  $\text{CF}_4$  wird ein Anteil Sauerstoff zugefügt. Durch den Sauerstoff im Ätzplasma zieht sich der Photolack gleichmäßig in allen Dimensionen zurück. Freigelegtes  $\text{SiO}_2$  und Nb ist nun dem  $\text{CF}_4/\text{O}_2$ -Gemisch ausgesetzt und wird entfernt. An der ursprünglichen Lackkante liegende Stellen sind länger dem Ätzplasma ausgesetzt als solche, die erst gegen Ende des Ätzprozesses freigelegt werden. Dieser Effekt ist die Grundlage der Rampenbildung. Über die Einstellung des Sauerstoffgehalts läßt sich die Geschwindigkeit der Lackreduzierung festlegen [Broom 1980], [Fromknecht 1988]. Ein höherer Sauerstoffanteil bedeutet eine schnellere Abnahme der Lackdicke, wodurch eine längere und flachere Rampe erzeugt wird. Um eine Rampe mit der Länge von 200 nm zu erzeugen, wird bei einem Durchfluß von 30 sccm  $\text{CF}_4$  und 5 sccm  $\text{O}_2$  ein Druck des Gasgemisches von 45 Pa eingestellt

(sccm: Standard Cubic Centimeters per Minute). Der Photolack wird hiernach in Azeton gelöst. Lackreste werden mit Hilfe von Ultraschall oder eines Lack-Removers entfernt, s. Fig. 4.1 f).

## 4.2. SNS-Rampenkontakte

Die Nb-Rampen dienen in den herzustellenden Josephson-Kontakten als Basiselektroden. Bei konstanter Rampenlänge (200 nm) werden für jeden Kontakt die Kontaktflächen durch die Breite  $w$  der Gegenelektrode bestimmt, solange die Bedingung  $w < 4I_J$  erfüllt ist und eine homogene Verteilung der Stromstärke im Kontakt gewährleistet ist, [Kautz 1995b]. Zur Vervollständigung der Kontakte wird zunächst die natürliche Oxidschicht entfernt, die sich auf den Nb-Rampen ausgebildet hat, da der Wafer zur Entfernung des Photolacks nach dem Rampenätzschritt der Umgebungsluft ausgesetzt wurde, s. Kap. 4.1. Dann werden die N-Schicht und die Nb-Schicht für die supraleitende Gegenelektrode in-situ aufgesputtert. Fig. 4.2 zeigt die schematische Darstellung eines SNS-Rampenkontaktes im Querschnitt.

Drei unterschiedliche normalleitende Materialien in verschiedenen Schichtenfolgen und mit unterschiedlichen Schichtdicken kommen im Rahmen der Arbeit zum Einsatz: HfTi, PdAu und Al. Die hergestellten Schichtdicken liegen im Bereich zwischen 15 und 50 nm. Die Schichtdicke der Nb-Gegenelektrode beträgt in der Regel jeweils 100 nm. Der Rampenprozess bedingt, daß die Position des Josephson-Kontakts auf dem realen Chip nicht identisch mit der Position der Lackkante ist. Dies muß während des Entwurfs der Schaltung berücksichtigt werden, s. Anh. A.4. Die Gegenelektroden müssen eine bestimmte Überdeckung (500 nm) gewährleisten.

Die Gegenelektrode mit Linienbreiten von 4 µm bis 150 nm wird mit Hilfe eines Elektronenstrahlschreibers hergestellt. Die zur Justierung notwendigen Marken werden in dem vorangehenden lithographischen Schritt zur Rampenherstellung in die SiO<sub>2</sub>/Nb-Struktur

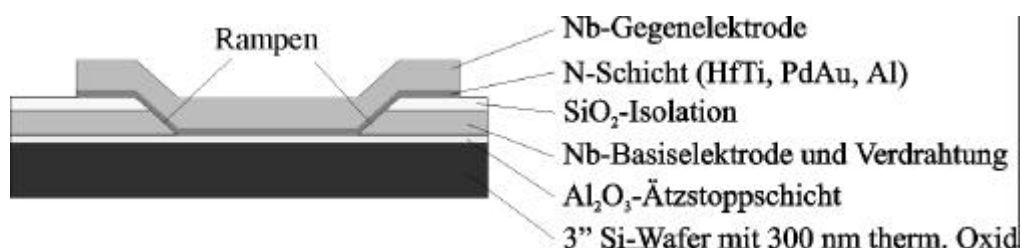


Fig. 4.2. Aufbau zweier Rampenkontakte in Serie.

geschrieben. Eine Polymethylmethacrylat-Schicht (PMMA-Schicht) dient als Lift-off Maske für die eigentliche Cr-Ätzmaske, da der eingesetzte elektronen-sensitive PMMA-Lack keine hinreichende Ätzbeständigkeit aufweist. Cr ist als Anti-Ferromagnet geeignet, die Supraleitung des Niobs zu unterdrücken. Versuche haben jedoch gezeigt, daß Rückstände der Ätzmaske von einigen wenigen Nanometern Dicke keinen erkennbaren Einfluß auf die kritische Stromstärke oder die kritische Temperatur der Kontakte haben.

Nach erfolgtem Lift-off der Cr-Maske in einem Azetonbad bei gleichzeitiger Entfernung der PMMA-Reste wird die Nb-Gegenelektrode reaktiv mit  $\text{CF}_4$ , und die normalleitende Schicht physikalisch mittels eines neutralisierten Ar-Ionenstrahls geätzt. Der RIE-Ätzschritt ist hinreichend selektiv, so daß die Cr-Maske nur geringfügig angegriffen wird. Demgegenüber ist der physikalische Ätzschritt wenig selektiv. Die Dicke der Cr-Maske wird deswegen stets der Dicke der zu ätzenden N-Schicht angepaßt. Die üblichen Kontakte mit einer Dicke der N-Schicht von 20 nm HfTi wurden mit 30 nm dicken Cr-Masken erzeugt. Aufgrund der niedrigen Selektivität ist die Dicke der Cr-Maske nach Abschluß der Herstellung sehr gering. Im idealen Fall ist die Cr-Schicht vollständig entfernt worden.

Um einen möglichen Einfluß der Cr-Schicht auf die elektrischen Parameter der Kontakte beurteilen zu können, wurden von einigen Proben nach der ersten Messung des kritischen Stroms  $I_C$  die verbleibenden Cr-Reste naß-chemisch mittels einer Cr-Ätzlösung entfernt. Eine Veränderung der Kontaktparameter konnte nicht festgestellt werden. In die Oberfläche der Nb-Schichten eingedrungene Cr-Atome werden auf diese Weise nicht entfernt. Vergleiche zwischen Proben, die mittels einer Cr-Maske und einer Lackmaske hergestellt wurden, zeigen ebenfalls keine erkennbaren Unterschiede in den kritischen Strömen [Pöpel 2000b].

Neben Cr wurden weitere Materialien wie Ge oder Ti als mögliche Hartätzmasken

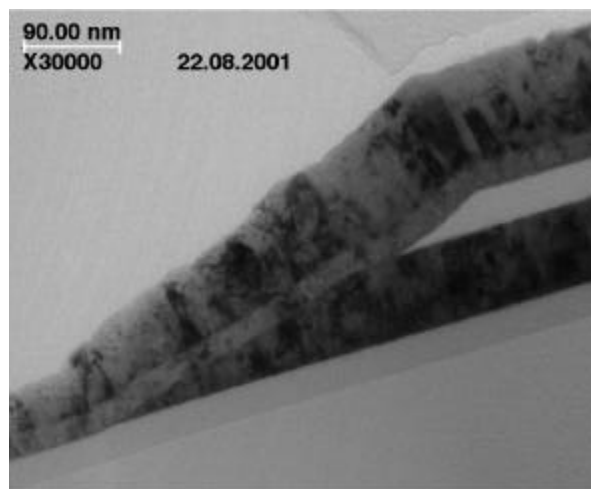


Fig. 4.3. TEM-Aufnahme eines Nb-HfTi-Nb-Rampenkontakts.

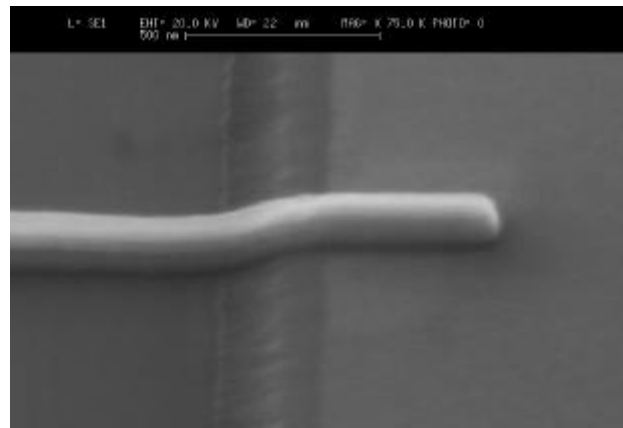


Fig. 4.4. REM-Aufnahme eines 150 nm breiten SNS-Rampenkontakts, Kontaktfläche:  $0,03 \mu\text{m}^2$ .

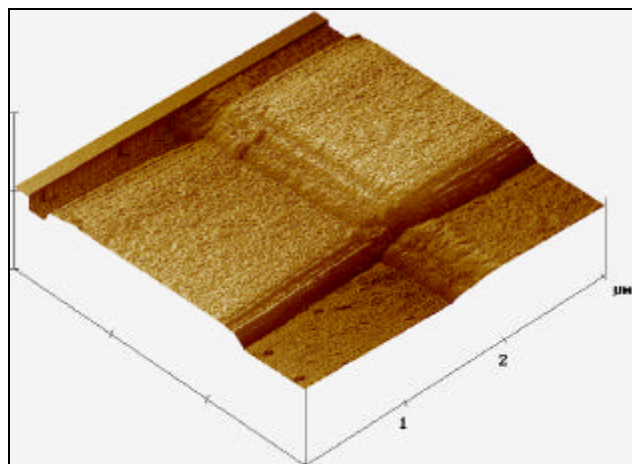


Fig. 4.5. AFM-Aufnahme eines SNS-Rampenkontakts.

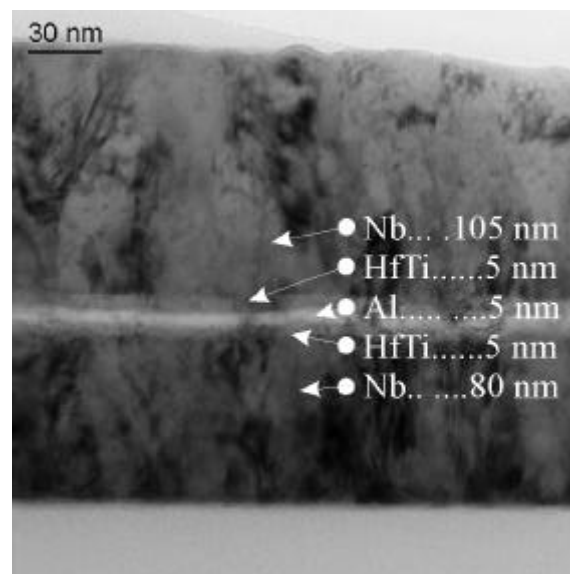


Fig. 4.6. TEM-Aufnahme einer Schichtenfolge aus 80 nm Nb, 5 nm HfTi, 5 nm Al, 5 nm HfTi und 105 nm Nb auf Si-Substrat zur optischen Kontrolle der Geschlossenheit dünner gesputterter Schichten.

untersucht. Die Ätzresistenz dieser Materialien lag jedoch unter derjenigen von Cr, so daß andere Materialien für harte Ätzmasken nicht verwendet wurden. Abschließend werden die Anschlußflächen vergoldet, um eine sichere elektrische Verbindung zu den CuBe-Kontaktfedern der Probenhalterung zu gewährleisten. Die einzelnen Chips von der Größe  $10 \times 10 \text{ mm}^2$  werden mittels einer speziellen Wafersäge aus dem Wafer geschnitten.

Fig. 4.3 zeigt eine Transmissions-Elektronenmikroskop (TEM)-Aufnahme eines Rampenkontakts, welche die Schichtenfolge erkennen läßt. Die Ursache für die Abnahme der Dicke der oberen Nb-Schicht liegt in der Präparationsmethode zur Herstellung der TEM-Proben. Da eine Zielpräparation nicht möglich war, wurden zur Realisierung dieser Aufnahme eigens Rampenkontakt-Gitter mit dem beschriebenen Schichtaufbau hergestellt. Es zeigte sich, daß die Ätzparameter eine Abhängigkeit von dem Schaltungsentwurf aufweisen [Coburn 1979]. In den Gitter-Strukturen mit Abständen von  $1,5 \mu\text{m}$  zwischen den Gitterlinien ändert sich das Ätzverhalten, so daß eine Erhöhung des  $\text{O}_2$ -Anteils im RIE-Plasma um 10% vorgenommen werden mußte. Als direkte Folge hiervon beträgt die Rampenlänge  $300 \text{ nm}$ .

Fig. 4.4 zeigt die Raster-Elektronenmikroskop (REM)-Aufnahme eines Rampenkontakts. Deutlich zu erkennen ist die  $200 \text{ nm}$  lange Nb-Rampe. Auf der Nb-Rampe liegt – ebenfalls rampenartig – die  $\text{SiO}_2$ -Isolationsschicht. Die N-Schicht und die Nb-Verdrahtung haben eine Breite von  $150 \text{ nm}$ . Daraus ergibt sich eine Kontaktfläche von  $A = 0,03 \mu\text{m}^2$ .

Fig. 4.5 zeigt eine Raster-Kraft-Mikroskop (AFM)-Aufnahme eines Rampenkontakts. In dieser Aufnahme sind die Profilinformationen enthalten, die in der REM-Aufnahme nicht zu erkennen sind. Deutlich ist auch auf dem eigentlichen Kontakt die kleine Versetzung zwischen Nb-Rampe und  $\text{SiO}_2$ -Rampe zu erkennen.

Eine TEM-Aufnahme ermöglicht, nach Kalibrierung des TEMs an dem (100)-Gitter des Si-Wafers, eine sehr genaue Messung (Genauigkeit ca.  $0,1 \text{ nm}$ ) der Schichtdicken und demzufolge eine Aussage über die Maßhaltigkeit der Dicke der gesputterten Schichten.

Um die Qualität sehr dünner gesputterter Schichten optisch überprüfen zu können, wurde eine Schichtenfolge aus den in der Produktion verwendeten Materialien hergestellt, s. Fig. 4.6. Es ist wichtig festzustellen, daß Abscheidungen von lediglich  $5 \text{ nm}$  Dicke noch eine geschlossene Schicht bilden, oder ob das spezifische Schichtwachstum die Bildung einer geschlossenen Schicht erst ab größeren Dicken erlaubt. Die gewählte Abscheidungsmethode, das spannungsarme Kathodenstrahl-Stäuben, erlaubt wegen der hohen Teilchenimpulse und der geringen Substrattemperatur ( $< 100^\circ \text{ C}$ ) kein ideales Kristallwachstum. Alle hergestellten und im TEM untersuchten Schichten zeigen trotzdem geschlossene Strukturen. Zur besseren

Sichtbarmachung wurde zwischen zwei 5 nm dicken HfTi-Schichten eine ebenfalls 5 nm dicke Al-Schicht eingefügt.

Mit dieser Untersuchung ist jedoch ein Nachweis der Fehlerfreiheit nicht zu erreichen. Bei SIS- oder SINIS-Isolationsschichten, die aus rund 10–20 Atomlagen eines Materials bestehen, können Einschlüsse von Fremdatomen oder Fehlstellen im Kristallgitter Kurzschlüsse zur Folge haben. Solche Effekte dürften jedoch bei den untersuchten SNS-Kontakten im Gegensatz zu SIS- oder SINIS-Kontakten wegen der deutlich größeren Dicke  $d$  der N-Schicht eine untergeordnete Rolle spielen. Zusätzlich ist die deutlich kleinere effektive gesamte Kontaktfläche der SNS-Kontakte bei vorgegebener Kontaktzahl hilfreich bei der Herstellung von Schaltungen hoher Integrationsdichte. In SNS-Reihenkontaktschaltungen mit 10000 Kontakten wurde die fehlerfreie Funktion aller Kontakte bei Einstrahlung einer Mikrowelle mit einer Frequenz von 1,5 GHz nachgewiesen.

Das hauptsächlich verwendete N-Material HfTi ist ein sogenanntes „schmutziges“ Metall. Es wurde ein Mischungsverhältnis von 50 Gewichtsprozent gewählt (20 at% Hf). Hier ist der spezifische Widerstand  $r$  nahezu maximal [Landolt Börnstein 1985]. Störstellen unterstützen diese Eigenschaft, wobei jedoch stets auf die Reproduzierbarkeit der elektrischen Eigenschaften geachtet werden muß.

Im Anhang A.1. ist der Technologieprozess zur Fertigung von SNS-Einzelkontakten in Rampenkonfiguration im Detail dargestellt.

### 4.3. SNS-Serienschaltungen

Die hergestellten Chips enthalten neben Einzelkontakten verschiedener Kontaktflächen ( $A = 0,8 - 0,3 \mu\text{m}^2$ ) ebenfalls jeweils ein lineares Array mit 16 Kontakten.

Um die Einsatzfähigkeit der entwickelten SNS-Rampenkontakte in hochintegrierten Spannungsnormalschaltungen zu untersuchen, wurden Josephson-Reihenschaltungen mit unterschiedlicher Komplexität (mit 1000, 10000 und 512000 Kontakten) hergestellt. Hierzu wurden die Ätzeigenschaften von Nb-Kontaktinseln mit geringem Abstand untersucht. Es zeigt sich, daß sich die Anforderungen an die Haftung des Photolacks, die Belichtung, die Entwicklung des Photolacks und den Ätzprozess mit der Packungsdichte der Nb-Kontaktinseln stetig erhöhen.

In dieser Erkenntnis wurden zwei Produktionsserien hergestellt. Jede der Produktionsserien enthielt jeweils eine binär geteilte Schaltung mit 1024 Kontakten, sowie je zwei Schaltungen mit 1000 Kontakten mit Abgriffen an den Enden, die  $90^\circ$  zueinander ausgerichtet sind, s. Fig. 4.7 und Fig. 4.8. Der Abstand der Nb-Inseln wurde von  $3 \mu\text{m}$  im ersten Entwurf auf  $4 \mu\text{m}$  im zweiten erhöht. Die Fläche der Nb-Inseln wurde von  $3 \times 4 \mu\text{m}^2$  auf  $4 \times 5 \mu\text{m}^2$  vergrößert. Der Überlapp der Gegenelektrode wurde um  $500 \text{ nm}$  verlängert, um die veränderliche Reduktion der Kontaktrampen auszugleichen. Der zweite Entwurf zeigte ein deutlich größeres Fenster der Produktionsparameter. Die Serienschaltungen zeigten die erwarteten Parameter. Die Herstellung der Josephson-Kontakte erfolgt analog zu der in den Kapiteln 4.1 und 4.2 beschriebenen Methode.

Bei Arrays mit 10000 und 512000 Kontakten wurde auch die Gegenelektrode photolithographisch mittels des optischen Wafersteppers strukturiert. Aufgrund der

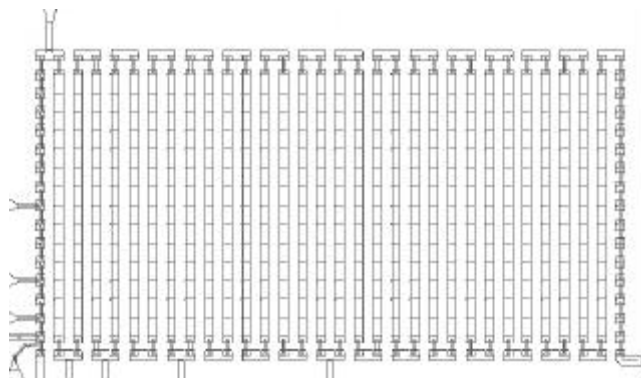


Fig. 4.7. CAD-Entwurf einer binär geteilten SNS-Rampen-Serienschaltung mit 1024 Kontakten.

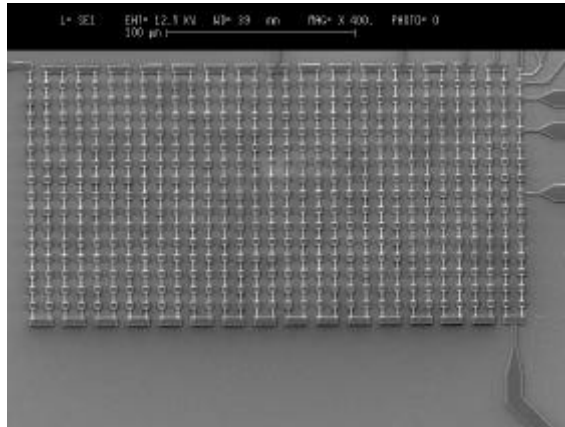


Fig. 4.8. Binär geteiltes Array mit 1024 Josephson-Kontakten.

entsprechend großen Schreibzeit des Elektronenstrahl-Schreibers (Schreibzeit: einige Stunden bis einige Tage) wurde hier auf die Geschwindigkeitsvorteile der optischen Lithographie gesetzt. Es wurde der ätzresistente AZ-Photolack eingesetzt; auf die Anwendung einer Cr-Hartmaske konnte verzichtet werden.

Es wurden Serienschaltungen mit 512000 Kontakten hergestellt, die für einen Mikrowellenbetrieb bei niedrigen Frequenzen vorgesehen waren. Um bei einem entsprechend niedrigen  $I_C R_N$ -Produkt einen angemessenen kritischen Strom  $I_C$  zu realisieren, war es notwendig, eine größere Kontaktfläche als die reine Rampe zu realisieren. Dies wurde erreicht, indem auf die  $\text{SiO}_2$ -Isolationsschicht oberhalb der Basiselektrode verzichtet wurde. Der gesamte Bereich des Überlapps der Basiselektrode mit der Gegenelektrode stellt hierbei den Josephson-Kontakt dar.

Im Anhang A.2. ist der Technologieprozess zur Fertigung von Serienschaltungen mit SNS-Rampenkontakten im Detail dargestellt.



#### 4.4. SNS-Interferometerschaltungen

Zur Untersuchung, ob sich die entwickelten SNS-Rampenkontakte in logische Schaltungen implementieren lassen, wurden Interferometerschaltungen entworfen und hergestellt. In RSFQ-Schaltungen dienen diese Schaltungsstrukturen als Speicherelemente binärer Informationen. Fig. 4.9 zeigt den CAD-Entwurf einer solchen Schaltung, Fig. 4.10 die REM-Aufnahme einer hergestellten Schaltung.

Auf einem 3-Zoll Si-Wafer wird eine  $\text{Al}_x\text{O}_y$ -Ätzstoppschicht und eine 150 nm dicke Nb-Schicht abgeschieden, welche zu einer supraleitenden Grundplatte mit den jeweiligen Anschlußkontakten strukturiert wird. Die Grundplatte wird elektro-chemisch anodisiert. Die Anodisierungsspannung beträgt 24 V, wobei eine  $\text{Nb}_x\text{O}_y$ -Isolationsschicht von 50 nm erzeugt wird. Auf der anodisierten Grundplatte wird eine 200 nm dicke  $\text{SiO}_2$ -Isolationsschicht abgeschieden. Die Verwendung beider Isolationsschichten ermöglicht es, die Anzahl der Kurzschlüsse niedrig zu halten.

Im Unterschied zu den in SIS- und SINIS-Technologien an der PTB etablierten Herstellungsverfahren, [Dolata 1995] und [Balashov 1999], kann hier in der Grundplatte auf eine zusätzliche Al-Ätzstoppschicht verzichtet werden, da die Schicht nur durch einen Ätzschritt belastet wird. Die Kanten der Grundplatte werden zu Rampen strukturiert. Die Rampen weisen eine Steigung von  $30^\circ$  auf und können von der Nb-Verdrahtungsschicht überquert werden, ohne daß die nur 80 nm dicke Schicht abreißt.

Auf der Doppelisolation mit einer Gesamtdicke von 250 nm wird sofern erforderlich ein Cr-Pt-Cr-Mehrschichtsystem (Cr: 15 nm, Pt: 86 nm, Cr: 15 nm) abgeschieden [Dolata 1998].

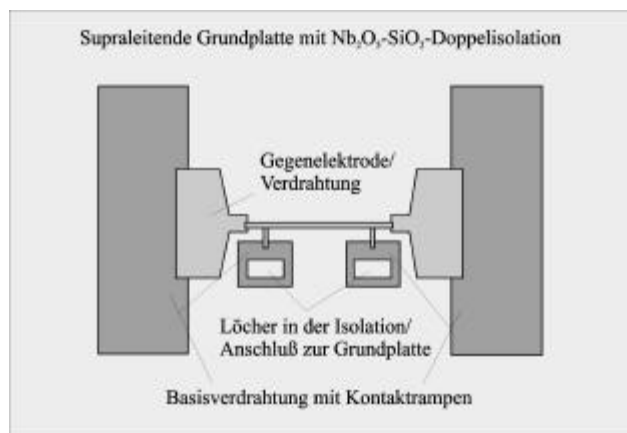


Fig. 4.9. CAD-Entwurf einer Interferometerschaltung mit SNS-Rampenkontakten.

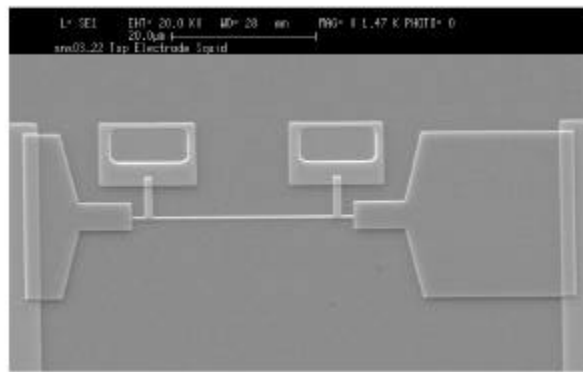


Fig. 4.10. REM-Aufnahme einer Interferometerschaltung mit einer 540 nm breiten Nb-Leiterbahn.

Mittels eines Ar-Strahl-Ätzprozesses werden hieraus die Anschluß- und Stromverteilungswiderstände mit einem Schichtwiderstand  $R_S$  von  $1 \Omega$  hergestellt.

Im nächsten Schritt werden Kontaktlöcher zur Verbindung der Gegenelektrode mit der Grundplatte in die Isolationsschicht geätzt und die Isolation von den Anschlußkontakten entfernt. Dies geschieht in einem  $\text{CHF}_3$ -RIE-Prozess. Auf der  $\text{SiO}_2$ -Isolationsschicht der anodisierten Grundplatte werden, wie unter 4.1 und 4.2 beschrieben, SNS-Rampenkontakte hergestellt.

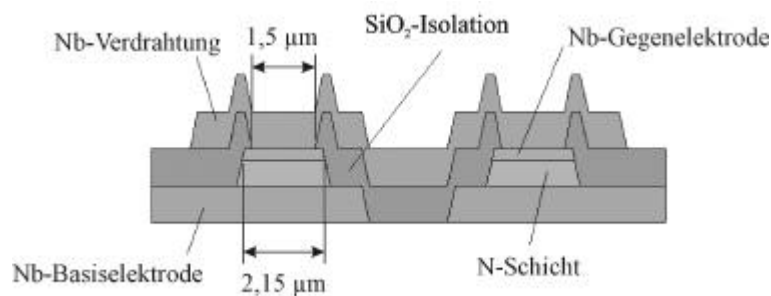
Im Anhang A.3. ist der Technologieprozess zur Fertigung von Interferometerschaltungen mit SNS-Rampenkontakten im Detail dargestellt.

Im Anhang A.4. sind die Entwurfsrandbedingungen für SNS-Schaltungen dargestellt.

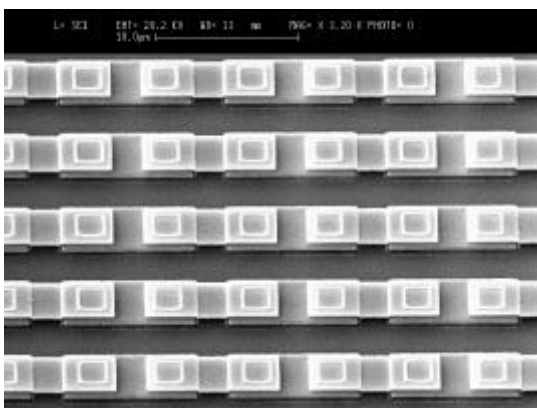
## 5. Charakterisierung von SNS-Rampenkontakten

### 5.1. Vergleich mit Planarkontakten

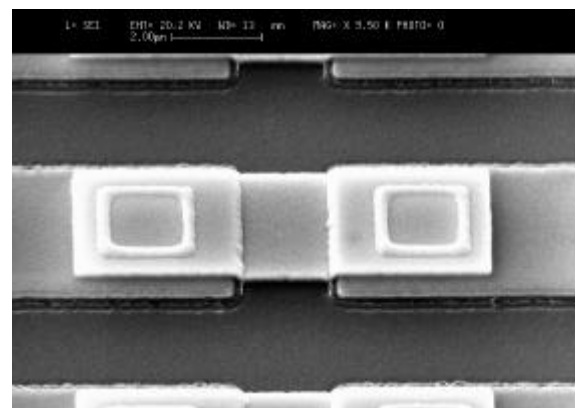
Die hergestellten Rampenkontakte (s. Kap. 4) weisen im Vergleich zu klassischen Fensterkontakten in planarer Herstellungstechnologie wesentliche Unterschiede auf. Das Design der Kontakte erfordert in beiden Fällen eine jeweils unterschiedliche geometrische Konfiguration im Kontaktaufbau. Seitens der Herstellung besteht eine unterschiedliche Prozessführung: anders als bei Rampenkontakten werden für Planarkontakte die internen Kontaktflächen in-situ als Dreischichtsystem (Trilayer) abgeschieden. Fig. 5.1 zeigt planare Fensterkontakte, a) schematisch im Querschnitt, b) und c) als REM-Aufnahmen in Reihenschaltung. Zur Untersuchung der Einflüsse der unterschiedlichen Gegebenheiten wurden beide Kontaktvarianten hergestellt und vermessen. Um weitgehend gleiche Bedingungen zu schaffen, wurden jeweils Kontakte mit N-Barrieren aus PdAu und mit nominell gleicher N-



a)



b)



c)

Fig. 5.1. SNS-Fensterkontakte in planarer Technologie. Im Gegensatz zur SNS-Rampentechnologie werden die Lagen der die Josephson-Kontakte in-situ abgeschieden,  
a) Querschnitt (nicht maßstabsgetreu),  
b) REM-Aufnahme zweier Josephson-Kontakte,  
c) REM-Aufnahme einer Serienschaltung mit Fensterkontakten.

	SNS-Planarkontakte	SNS-Rampenkontakte	$r$
Größe	Wert (PK)	Wert (RK)	Verhältnis (PK/RK)
$I_C$ [mA]	4,8	0,68	7,1
$R_N$ [mΩ]	4,3	31,9	0,135
$I_C R_N$ [μV]	20,5	21,6	0,95
$j_C$ [kA/cm <sup>2</sup> ]	104	210	0,5
$A$ [μm <sup>2</sup> ]	4,62	0,325	14,2

Tab. 5.1. Vergleich der Kontaktparameter von SNS-Planar und –Rampenkontakten (N-Schicht in beiden Fällen: PdAu, N-Schichtdicke  $d = 40$  nm PdAu).

Schichtdicke von  $d = 40$  nm untersucht.

Tab. 5.1 zeigt die experimentell bestimmten Kontaktparameter. Zum Vergleich der Daten gibt  $r$  das Verhältnis der Parameterwerte für beide Kontakttypen (“PK“, “RK“) an. In beiden Fällen sind die ermittelten Werte des  $I_C R_N$ -Produkts nahezu gleich,  $r = 0,95$ . Die Verhältnisse der kritischen Stromstärken  $I_C$  und der normalleitenden Widerstände  $R_N$  betragen  $r = 7,1$  für  $I_C$  und  $r = 0,135$  ( $= 1/7,4$ ) für  $R_N$ . Hinsichtlich der verschiedenen Flächengrößen beider Kontakttypen weist dies zunächst auf einen gemeinsamen Skalierungsfaktor ( $\approx 7$ ) hin. Hingegen ergibt sich ein Verhältnis beider Kontaktflächen von  $r = 14,2$ . Für die Dichten der kritischen Stromstärke ergibt sich ein Verhältnis von  $r = 0,5$  (Planarkontakte:  $j_C = 104$  kA/cm<sup>2</sup>, Rampenkontakte:  $j_C = 210$  kA/cm<sup>2</sup>).

Die unterschiedlichen Werte für die Stromdichten lassen sich auf die besonderen geometrischen Verhältnisse und technologischen Herstellungsbedingungen des Kontaktrampen-Aufbaus zurückführen, der in Fig. 5.2 verdeutlicht ist. Die Ebene der Nb-Kontaktrampe schließt mit der des Sputtertargets einen Winkel von  $15^\circ$  ein. Die auf der

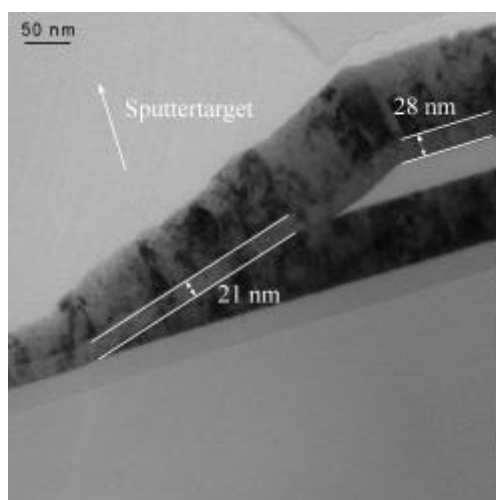


Fig. 5.2. TEM-Aufnahme eines SNS-Rampenkontakts im Querschnitt. Der Pfeil gibt die Richtung zu den jeweiligen Sputtertargets an. Die Nb-Kontaktrampe schließt mit der Ebene des Targets einen Winkel von  $15^\circ$  ein. (Die Aufnahme ist identisch der in Fig. 4.3.)

schrägen Rampe abgeschiedene N-Schicht ist aufgrund dieser Gegebenheit dünner ausgebildet als die unter identischen Bedingungen auf planaren Nb-Elektroden abgeschiedene Schicht. Der in Fig. 5.2 gezeigte Rampenkontakt wurde mit einer nominellen Dicke der HfTi-N-Schicht von  $d = 30$  nm hergestellt. Die mit Hilfe einer TEM-Aufnahme im oberen Bereich (oberhalb der Nb/SiO<sub>2</sub>-Schicht) bestimmte Dicke beträgt  $d = 28$  nm. Über der Nb-Kontaktrampe bestimmt sich die Dicke der N-Schicht zu lediglich  $d = 21$  nm. Das Verhältnis beider Schichtdicken beträgt 4:3. Dieser Verhältniswert für senkrecht beschichtete Flächen im Vergleich zu geneigten Flächen wurde durch Untersuchungen an weiteren ähnlichen Proben bestätigt. Dies bedeutet, daß sich unter den gegebenen Bedingungen eine um 25% dünnere N-Schicht auf der Rampe ausbildet.

Um diesen Gegebenheiten beim Vergleich der Daten in Tab. 5.1 Rechnung zu tragen, ist zu berücksichtigen, daß aus der Formierung einer real dünneren N-Schicht auf der Kontakt-rampe eine entsprechende höhere kritische Stromstärke  $I_C$  resultiert. Eine Abschätzung des Verhältnisses der kritischen Stromstärken nach Gl. (3-8) – (3-9) liefert:

$$\frac{I_C(d_1)}{I_C(d_2)} = \frac{d_1}{d_2} \exp\left(\frac{d_2 - d_1}{x_N}\right), \quad (5-1)$$

wobei berücksichtigt ist, daß im betreffenden N-Schichtdickenbereich keine nennenswerte Abhängigkeit des Normalwiderstandes  $R_N$  experimentell bestimmt wurde, s. Fig. 5.13. Der Vergleich der Daten bei gleichen N-Schichtdicken, bezogen auf den Wert der nominellen N-Schichtdicke von  $d = 40$  nm der Planarkontakten, erfordert für die Rampenkontakte eine Reduzierung der kritischen Stromstärke, die nach verschiedenen Ansätzen für die normalleitende Kohärenzlänge  $x_N$  unterschiedlich hoch ausfällt. Die zu treffende Reduzierung von  $I_C$  ergibt für  $x_N = 5,4$  nm einen Faktor von  $0,21 \pm 0,03$ ; für  $x_N = 7,4$  nm einen Faktor von  $0,34 \pm 0,03$  und für  $x_N = 17,3$  nm einen Faktor von  $0,75 +0,08/-0,02$ . Die angegebenen Unsicherheiten beziehen sich auf eine Unsicherheit von  $\pm 1$  nm in der Bestimmung der N-Schichtdicken-Differenz (Werte für  $x_N$  in PdAu: [Pöpel 2000a]). Den jeweiligen Werten von  $x_N$  liegen theoretische Ansätze nach [Zaikin 1986], [Kupriyanov 1999]/[Zaikin 1981] und [Likharev 1979] zugrunde.

## 5.2. Eigenschaften von Rampenkontakten

Zur Erzielung höherer Werte für das  $I_C R_N$ -Produkt wurden zwei sich ergänzende Wege beschritten. Zum einen wurde nach einem N-Material gesucht, das einen höheren spezifischen Widerstand  $r_S$  besitzt und damit in einem Josephson-Kontakt mit vorgegebener Fläche  $A$  zu einem höheren normalleitenden Widerstand  $R_N$  führt. Zum anderen wurden die Schichtdicken der jeweils verwendeten N-Materialien reduziert, um durch den exponentiellen Anstieg der kritischen Stromstärke  $I_C$  zu kleineren N-Schichtdicken hin höhere Werte für  $I_C R_N$  zu erreichen, s. Glg. (3-8). Als alternatives normalleitendes Material wurde eine Legierung aus Hf und Ti (Gewichtsverhältnis 1:1) mit hohem spezifischem Widerstand  $r_N$  [Landolt Börnstein 1985] ausgewählt.

Fig. 5.3 zeigt die kritische Stromstärke  $I_C$  von typischen SNS-Rampenkontakten in Abhängigkeit von der Kontaktfläche  $A$ . Bis zu einer Fläche von etwa  $A = 0,1 \mu\text{m}^2$  (Linienbreite der Gegenelektrode  $w = 500 \text{ nm}$ , Länge der Kontaktrampen  $l = 200 \text{ nm}$ ) fällt die Stromdichte erwartungsgemäß linear mit der Kontaktfläche ab. Bei kleineren Flächen ( $w < 500 \text{ nm}$ ,  $l = 200 \text{ nm}$ ), ist ein starker Abfall der kritischen Stromstärke festzustellen. Eine Kontaktbreite von 500 nm entspricht - unter Berücksichtigung des Eindringens des Magnetfeldes von beiden Seiten - nur etwa der dreifachen London'schen Eindringtiefe (85 nm für Nb). Unter der Annahme, daß die auf Grund des selbstinduzierten Magnetfelds auftretenden Abschirmströme keine Abhängigkeit von den Breite der Kontakte aufweisen, nimmt ihr Anteil am Gesamtstromfluß mit abnehmender Breite  $w$  zu. Dieser Effekt kann eine überlineare Abnahme des Nettostromflusses, also des kritischen Stroms  $I_C$  erklären. (Es ist zu beachten, daß die Dicke der Nb-Leiterbahnen  $d_{Nb}$  ebenfalls im Bereich  $I_L$  liegt, jedoch für alle untersuchten Proben konstant ist, und  $d_{Nb}$  somit keinen unmittelbaren Einfluß auf die

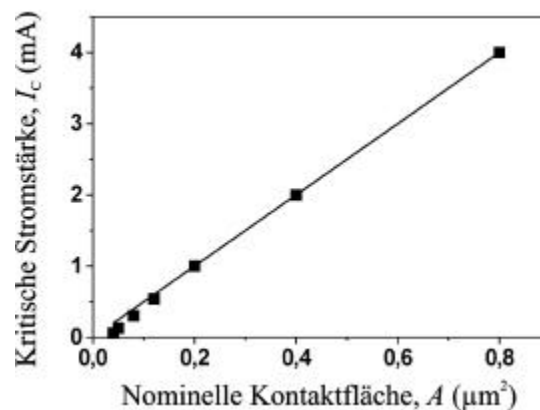


Fig. 5.3. Abhängigkeit der kritischen Stromstärke  $I_C$  von der nominellen Kontaktfläche  $A$  eines SNS-Rampenkontaktes mit einer normalleitenden Schicht aus HfTi, Schichtdicke:  $d = 15 \text{ nm}$ .

Änderung des kritischen Stroms hat.)

Um zu überprüfen, ob nicht schon die Nb-Verdrahtung unter Berücksichtigung der Herstellungstechnologie die Eigenschaften des Kontakts bei Linienbreiten unter 500 nm bestimmt, wurde die Stromtragfähigkeit einer 200 nm breiten Nb-Leiterbahn untersucht, s. Fig. 5.4. Angeschlossen werden die Leiterbahnen mittels großer Josephson-Kontakte, deren kritische Stromstärke wesentlich größer als diejenige der supraleitenden Nb-Leiterbahnen ist. Die Messungen der kritischen Stromstärke dieser Leitbahnen ergaben, daß diese Strukturen einen etwa um den Faktor 10 größeren Strom tragen können, als Josephson-Kontakte mit 0,15 oder 0,25  $\mu\text{m}$  breiten Nb-Elektroden. Die kritischen Stromstärken der hergestellten 200 nm breiten Leiterbahnen liegen im Mittel bei etwa  $I_C = 0,1 \text{ mA}$ , die der Kontakte im Bereich von 10-20  $\mu\text{A}$ . Demzufolge ist die Stromtragfähigkeit der Nb-Verdrahtung in dem verwendeten Schaltungsentwurf nicht die den Strom begrenzende Größe. Allerdings ist der kritische Strom  $I_C$  der in dieser Technologie hergestellten Nb-Leiterbahnen (Dicke der Nb-Schicht: 100 nm) bei einer Breite von  $w = 200 \text{ nm}$  mit 100  $\mu\text{A}$  bereits zu gering, um sinnvoll in RSFQ-Schaltungsanwendungen eingesetzt zu werden. Nach den PTB-Designregeln für RSFQ-Schaltungen beträgt die minimal anzusetzende Stromstärke (für die kleinsten Kontakte) 125  $\mu\text{A}$ , damit dieser Strom sich um etwa einen Faktor von  $10^2$  aus dem Rauschen hervorhebt. Der Designbereich für die kritische Stromstärke erstreckt sich in 8 äquidistanten Stufen entsprechend linear anwachsenden Kontaktflächen bis zu 375  $\mu\text{A}$ . Die geringste Breite der Nb-Leiterbahnen wurde deswegen auf  $w_{\text{min}} = 500 \text{ nm}$  festgelegt. In diesem Bereich ist weiterhin die Nichtlinearität des Verhältnisses zwischen der kritischen Stromstärke und der Kontaktfläche gering.

Die langen schmalen Nb-Leiterbahnen erwiesen sich als relativ schwer herzustellen. Werden die Chips beim letzten Ätzschritt, dem Ar-Strahl-Ätzen „überätzt“, so werden die Nb-

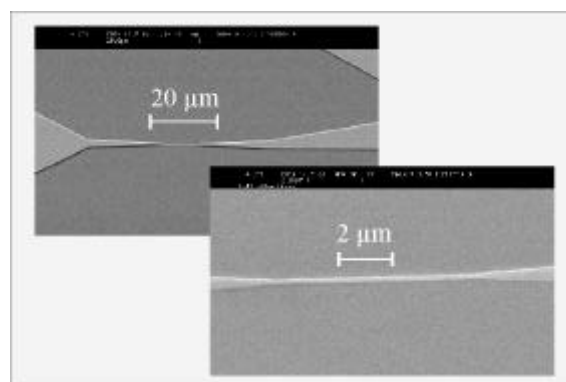


Fig. 5.4. REM-Aufnahmen einer 200 nm breiten Nb-Leiterbahn zur Untersuchung der Stromtragfähigkeit schmalere Streifenleitungen (vorderes Bild: Ausschnittsvergrößerung).

Leiterbahnen beschädigt oder zerstört. Es hat sich herausgestellt, daß, wenn die schmalen Leiterbahnen unbeschädigt bleiben, dann auch die kleinen Einzelkontakte nicht beschädigt werden. Der Zustand der 200 nm breiten Nb-Leiterbahn dient demzufolge als ein Indikator für die erfolgreiche Herstellung der Rampenkontakte.

Fig. 5.5a) zeigt die Strom-Spannungscharakteristik eines SNS-Kontakts mit einer nominellen Dicke der normalleitenden Schicht aus HfTi von 15 nm. Der Kontakt weist im Bereich des kritischen Stroms eine Hysterese auf, die für SNS-Rampenkontakte mit hohen kritischen Stromdichten gemessen wurde. Die Bestimmung der Kapazität aus der Hysterese mittels des Stewart-McCumber-Parameters  $b_C$  nach [Likharev 1987] ergibt einen Wert von  $C = 7,6 \cdot 10^{-16}$  As/V. Wird die Flächenkapazität des Kontakts unter Berücksichtigung des Überlapps der Gegenelektrode über der Basiselektrode abgeschätzt, so errechnet sich ein Wert, der um etwa drei Größenordnungen größer ist. Eine Flächenkapazität ist folglich nicht der Grund der Hysterese. Die Hysterese läßt sich auf die starke Erwärmung des Kontakts im normalleitenden Zustand zurückführen. Unterstützt wird diese Erklärung durch die Tatsache, daß bei weiterer Erhöhung des Vorstroms  $I_C$  (um einen Faktor von 2-3) eine zweite Hysterese zu erkennen ist, Fig. 5.5b. Diese Hysterese ist ebenfalls thermischen Ursprungs und markiert den Bereich, in dem die Nb-Elektroden in der Nähe des Kontakts ihre supraleitenden Eigenschaften verlieren (Nb ist als Supraleiter ein schlechter Wärmeleiter, so daß die Wärme

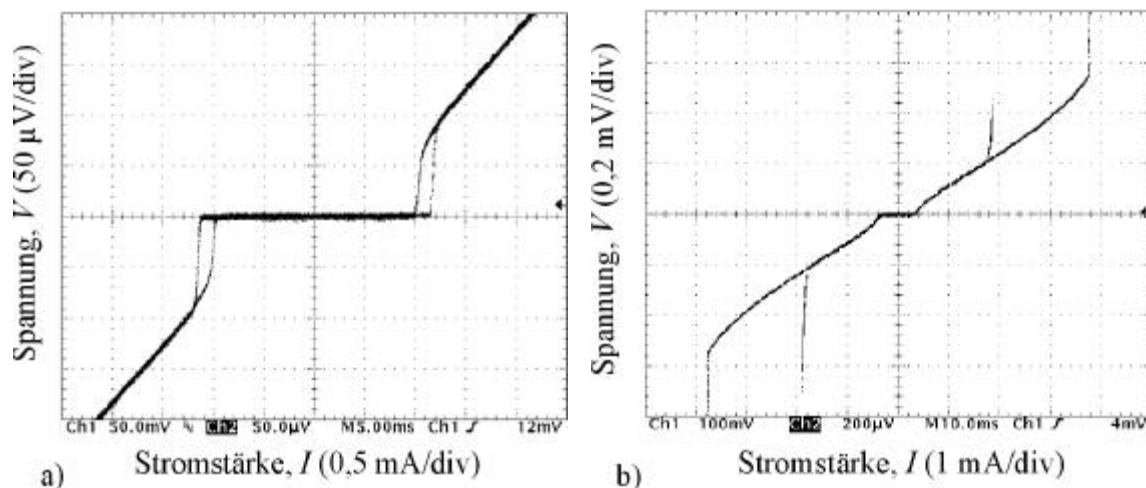


Fig. 5.5. Strom-Spannungskennlinien,

a) Strom-Spannungskennlinie eines SNS-Rampenkontakts mit einer normalleitenden Schicht aus HfTi, Schichtdicke:  $d = 15$  nm. Die charakteristische Spannung beträgt  $V_C = 107 \mu\text{V}$ , die kritische Stromdichte  $j_C = 575 \text{ kA/cm}^2$ . Der Kontakt weist im Bereich des kritischen Stroms eine thermische Hysterese auf, die auf die Erwärmung des Kontakts zurückzuführen ist,

b) Strom-Spannungskennlinie eines SNS-Rampenkontakts mit einer normalleitenden Schicht aus HfTi, Schichtdicke:  $d = 19$  nm. Die charakteristische Spannung beträgt  $V_C = 50 \mu\text{V}$ , die kritische Stromdichte  $j_C = 200 \text{ kA/cm}^2$ . Dieser Kontakt weist im Bereich des kritischen Stroms wegen der dickeren N-Schicht keine Hysterese auf. Ein deutliche Steigerung des Widerstands ist im Bereich von  $I = 3,8 \text{ mA}$  zu erkennen. An diesem Punkt verliert die Nb-Elektrode ihre supraleitenden Eigenschaften. Im Bereich von  $1,8 \text{ mA}$  wird die Elektrode wieder supraleitend.



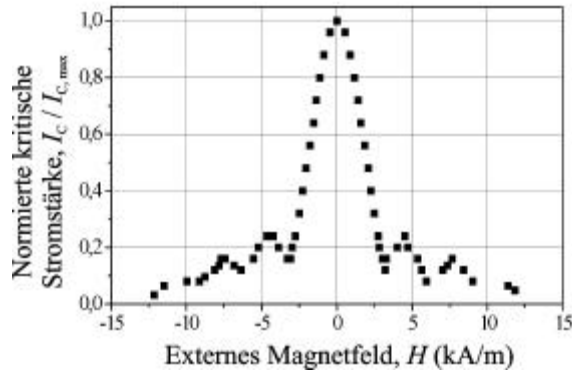


Fig. 5.6. Abhängigkeit der kritischen Stromstärke eines typischen SNS-Rampenkontakts mit 15 nm HfTi als normalleitende Barriere von einem äußeren Magnetfeld.

des Kontakts durch das Metall kaum abgeführt wird) und der normalleitende Widerstand des Niobs zum Gesamtwiderstand in der Strom-Spannungscharakteristik beiträgt.

Über einen Kontakt mit der Fläche  $A = 0,2 \mu\text{m}^2$  fällt (am Ort des Sprungs der Nb-Elektroden in der Strom-Spannungscharakteristik) eine Leistung in der Größenordnung von  $P \approx 1 \mu\text{W}$  ab. Wird die Tatsache berücksichtigt, daß aufgrund der Geometrie des Kontaktes und der geringen Wärmeleitung des Niobs die Fläche, welche primär die Wärme an das flüssigen Helium (LHe) abgibt, nur geringfügig größer als die reine Kontaktfläche ist (gerechnet wurde mit einem Faktor 10), läßt sich die Leistungsdichte  $q$  (Wärmestromdichte) abschätzen zu  $q \approx 0,1 \mu\text{W}/\mu\text{m}^2$  ( $\approx 10 \text{ W}/\text{cm}^2$ ). Der Sprung der Nb-Elektroden in die Normalleitung erfolgt bei einer dissipierten Leistung von etwa  $0,1 \mu\text{W}/\mu\text{m}^2$ . Untersuchungen haben gezeigt, daß LHe bei einem Druck von  $10^5 \text{ Pa}$  (Normaldruck) und einer Temperaturdifferenz zwischen dem die Wärme abgebenden Körper und dem LHe in der Größenordnung  $\Delta T = 1-10 \text{ K}$  siedet (Filmsieden) [Fastowski 1970].

Rampenkontakte mit einer niedrigeren Dichte der kritischen Stromstärke (einer dickeren normalleitenden Schicht) weisen keine Hysterese auf. Aufgrund des niedrigeren kritischen Stromes ist die Wärmedissipation geringer ( $q < 0,1 \mu\text{W}/\mu\text{m}^2$ ), und die Wärme kann an das flüssige Helium abgegeben werden. Bei gleicher N-Schichtdicke weisen Kontakte unterschiedlicher Kontaktfläche ein - auf die Kontaktfläche und die kritische Stromstärke bezogenes - gleiches Hystereseverhalten auf.

Zur weitergehenden Charakterisierung von SNS-Rampenkontakten mit normalleitenden Schichten aus HfTi wurden Kontakte mit einer N-Schichtdicke von  $d = 15 \text{ nm}$  und einer Kontaktfläche von  $A = 0,2 \mu\text{m}^2$  untersucht. Typische Dichten der kritischen Stromstärke von  $j_c \approx 490 \text{ kA}/\text{cm}^2$  weisen eine Streuung über einen 3-Zoll Wafer von  $\pm 20\%$  auf. Dabei werden

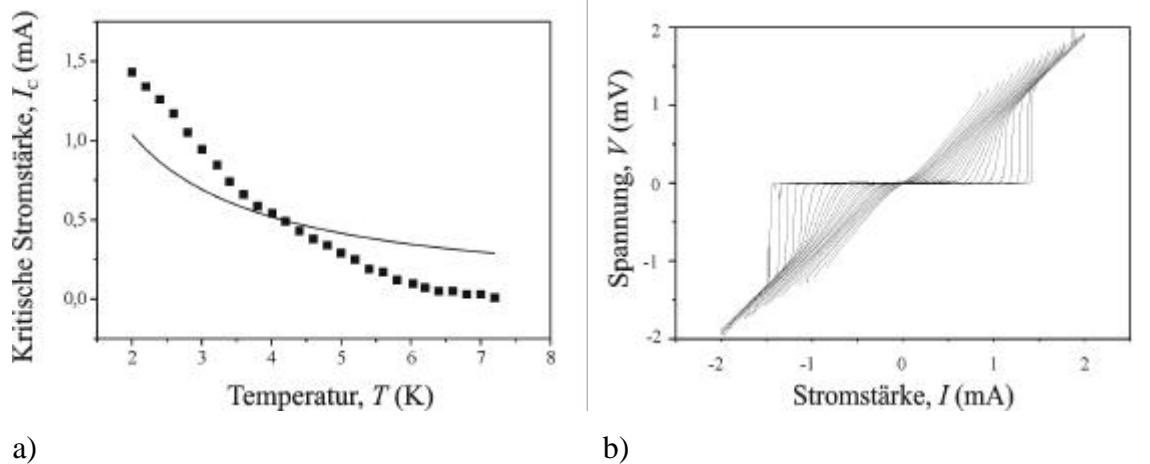


Fig. 5.7. Temperaturabhängigkeit der kritischen Stromstärke eines Nb/HfTi/Nb-Rampenkontakts mit 15 nm HfTi als normalleitender Barriere,  
 a) kritische Stromstärke  $I_C$  als Funktion der Temperatur  $T$ . Die Messdaten sind aus b) übernommen. Die durchgezogene Linie gibt die theoretische Näherung nach Glg. (3-8), (3-8b) an und ist auf die kritische Stromstärke bei  $T = 4,2$  K normiert; Fit-Parameter ist die normalleitende Kohärenzlänge  $\lambda_{ND}$ .  
 b) Schar von Strom-Spannungskennlinien im Temperaturbereich von 2 K bis 8 K.

charakteristische Spannungen von  $V_C \approx 108 \mu\text{V}$  erreicht. Die Streuung dieser Werte liegt bei  $\pm 17\%$ .

Fig. 5.6 zeigt die Abhängigkeit der normierten kritischen Stromstärke  $I_C$  von einem externen Magnetfeld. Aufgrund der geringen Größe und der hohen kritischen Stromdichten der Kontakte sind zur Unterdrückung des Suprastroms große Magnetfelder notwendig. Die Erwärmung der Magnetspule bei einem notwendigen Spulenstrom von  $I_{\text{Spule}} > 1$  A läßt das flüssige Helium siedeln, so daß nicht mehr als die ersten zwei Nebenmaxima aufgelöst werden konnten.

Deutlich zu sehen ist, daß sowohl im ersten, wie auch im zweiten Minimum der Suprastrom durch das magnetische Feld nicht vollständig unterdrückt wird. Ein solches Verhalten wird auch bei Hochtemperatursupraleiter-Kontakten in Rampentechnologie gefunden und kann auf die Existenz eines Excess-Stroms sowie die besondere Geometrie der Kontaktrampen zurückgeführt werden [Heinsohn 2001]. Eine vollständige Unterdrückung des Suprastromflusses ist insbesondere für den Fall nicht möglich, daß sich während des  $\text{SiO}_2$ -Ätzprozesses die Isolation auf der Nb-Rampenelektrode zurückgezogen hat und neben der Kontaktrampe auch ein Stück der Verdrahtung freigelegt wurde und es somit die Möglichkeit für zwei Stromflußrichtungen gibt, s. Fig. 4.4 und 4.5.

Weiterhin ist zu erkennen, daß die Maxima eine sägezahnähnliche Charakteristik aufweisen und nach innen verschoben sind. Vergleichbare Ergebnisse konnten für Nb/PdAu/Nb-Rampenkontakte gefunden werden [Heinsohn 2001].

Fig. 5.7a) zeigt die Temperaturabhängigkeit der kritischen Stromstärke  $I_C$ . Die dargestellten Werte wurden jeweils durch die Aufnahme einer Strom-Spannungscharakteristik im Temperaturintervall zwischen 2 K und 8 K ( $\Delta T = 0,2$  K) ermittelt, s. Fig. 5.7b). Eine einfache exponentielle Abhängigkeit der kritischen Stromstärke von der Temperatur (s. Glg 3-8) ist wegen der Grenzflächeneinflüsse nicht zu erwarten. Die Messung zeigt wie erwartet keinen rein exponentiellen Verlauf, sondern weist schwach ausgeprägte Strukturen auf, welche auf das Vorhandensein von Grenzflächeneinflüssen auf den Stromtransport in dem Josephson-Kontakt hindeuten. Aus der Temperaturabhängigkeit des kritischen Stromes wurde die normalleitende Kohärenzlänge  $\lambda_{ND}$  nach Glg. (3-8) bestimmt zu  $\lambda_{ND} = 3,8$  nm (Dicke der N-Schicht: 20 nm HfTi). Die Stärke des kritischen Stroms ist bei einer Temperatur von nur 7 K annähernd Null. Dies wird auf die vergleichsweise dünnen Nb-Leiterbahnen ( $d \approx 100$  nm) und auf eine nicht vollständige magnetische Abschirmung der Messapparatur zurückgeführt.

Fig. 5.8 zeigt die Strom-Spannungscharakteristik eines Nb/HfTi/Nb-Kontakts unter Einstrahlung einer Mikrowelle mit einer Frequenz von  $f_e = 10$  GHz. Shapiro-Stufen mit einem Abstand von etwa  $20 \mu\text{V}$  bilden sich aus. Die Breite der Stufen beträgt etwa  $120 \mu\text{A}$ . Die charakteristische Frequenz dieses Kontakts beträgt  $f_C = (2e/h) \cdot V_C = 51$  GHz. Das Verhältnis  $W = f_e / f_C$  beträgt 0,2. Im Bereich der Hysterese ist die Andeutung der ersten und der zweiten Stufe zu erkennen, welche der Grundfrequenz der Mikrowelle und der ersten Harmonischen entsprechen.

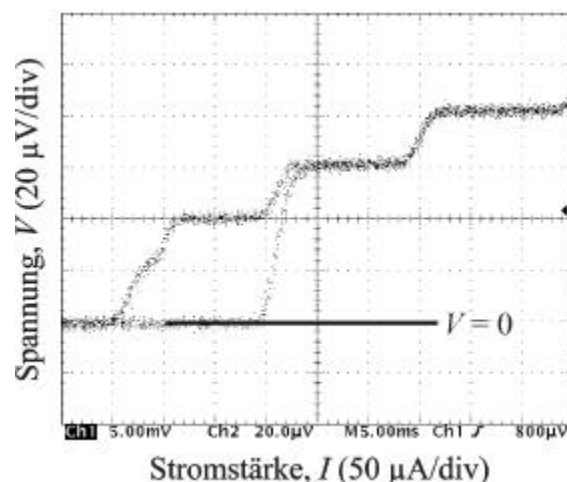


Fig. 5.8. Shapiro-Stufen: Strom-Spannungskennlinie eines typischen SNS-Rampenkontakts mit 15 nm HfTi als normalleitender Barriere unter Mikrowelleneinkopplung ( $f_e = 10$  GHz).

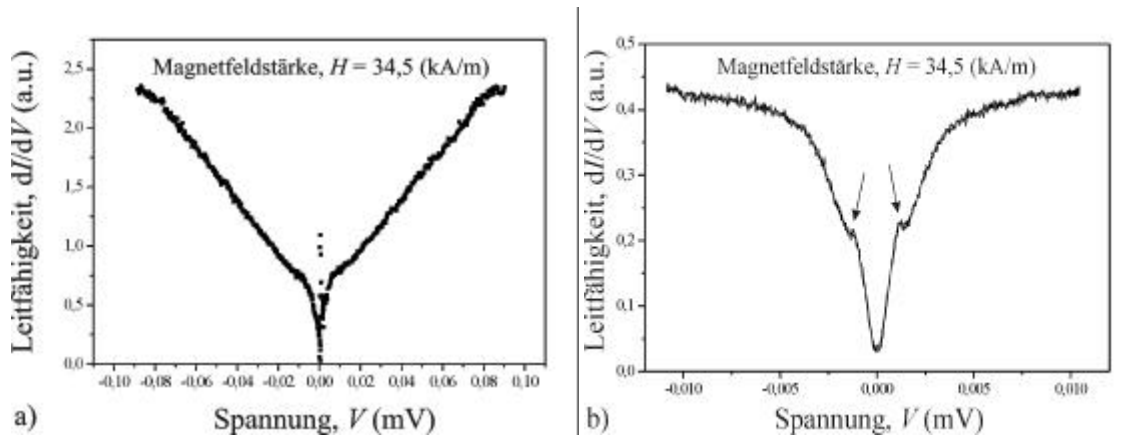


Fig. 5.9. Differentielle Leitfähigkeit eines typischen SNS-Rampenkontakts mit 15 nm HfTi als normalleitende Barriere, a) maximaler Messbereich, b) Messung mit höherer Auflösung des zentralen Bereiches. Die Pfeile markieren Singularitäten im Verlauf der differentiellen Leitfähigkeit, die auf die Existenz von gebundenen Andreev-Zuständen deuten.

Fig. 5.9 zeigt die differentielle Leitfähigkeit eines Nb/HfTi/Nb-Rampenkontakts gegen die über dem Kontakt abfallende Spannung. Die Supraleitung des Kontakts wurde mittels eines externen Magnetfelds unterdrückt, so daß die normalleitenden Eigenschaften des Kontakts erkennbar werden. Der Messpunkt entspricht dem ersten Minimum der Auftragung des kritischen Stroms über einem externen Magnetfeld, s. Fig. 5.6. Aufgrund der großen Wärmeerzeugung der Sub-Mikrometer-Rampenkontakte war es nicht möglich, eine Spannung zu erreichen, die der Energielücke entspricht. Qualitativ kann festgestellt werden, daß im erfaßbaren Teil der Kurve Strukturen zu erkennen sind, die auf die Existenz von gebundenen Andreev-Zuständen hinweisen [Klapwijk 1982], [Octavio 1983]. Vergleichbare Singularitäten wurden von verschiedenen Gruppen mit unterschiedlichen Messmethoden gefunden und ebenfalls als gebundene Andreev-Zustände identifiziert [Gorelik 1995], [Hoss 2000], [Kvon 2000], [Levi 1998], [Ludolph 2000], [Vinet 2001].

Fig. 5.10 zeigt die Dichte der kritischen Stromstärke als Funktion der Dicke der normalleitenden HfTi-Schicht. Die normalleitende Kohärenzlänge für das *dirty limit*  $\mathbf{x}_{ND}$  für Nb/HfTi/Nb-Rampenkontakte wurde nach der Funktion [Kuprianov 1999]:

$$j_C(d) = c_{Fii} \left( 490 \frac{\text{kA}}{\text{cm}^2} \right) \frac{d}{\mathbf{x}_N} \exp\left( -\frac{d}{\mathbf{x}_N} \right) \quad (5-2)$$

und der Bedingung:

$$\mathbf{x}_{ND} = \mathbf{x}_N \cdot \sqrt{\frac{T}{T_C}} \quad (5-3)$$

gefittet. Nach den Gln. (5-2) und (5-3) lassen sich die Kohärenzlängen zu  $x_N = 4,4$  nm und  $x_{ND} = 3,0$  nm bestimmen. Der letztere Wert unterscheidet sich wenig von dem zuvor genannten - aus der Temperaturdifferenz bestimmten - Wert von  $x_{ND} = 3,8$  nm. Die Konstante  $c_{Fit}$  bestimmt sich zu 8,3 und enthält neben dem normalleitenden Widerstand auch die Einflüsse der Grenzflächen.

Für Betrachtungen im Rahmen der Suche nach aktiven Elementen für supraleitende Logikschaltungen ist die Kenntnis des Unterdrückungs-Parameters  $g$  von Bedeutung. Dieser Parameter beschreibt das Verhältnis von normalleitenden Elektronen, die pro Zeiteinheit von der N-Schicht in die supraleitende Elektrode wechseln, zu denjenigen, die von der Elektrode in die N-Schicht wechseln [Kuprianov 1999]:

$$g = \frac{r_S x_S}{r_N x_{ND}}. \quad (5-4)$$

Mit den Werten für den spezifischen Widerstand von Nb im normalleitenden Zustand  $r_S = 2 \mu\Omega$  cm bei  $T = 4,2$  K, der Kohärenzlänge in Nb  $x_S = 10$  nm, dem spezifischen Widerstand von HfTi  $r_N = 100,7 \mu\Omega$  cm bei  $T = 4,2$  K und der Kohärenzlänge in HfTi  $x_{ND} = 3,8$  nm berechnet sich der Parameter zu  $g = 0,05$ . Ein solcher Zahlenwert ist für Kontakte dieser Art zu erwarten; vergleichbare Werte für Nb/PdAu/Nb-Kontakte finden sich bei [Kuprianov 1999].

Für die nachstehenden Betrachtungen wurden im Rahmen dieser Dissertation zahlreiche Josephson-Kontakte mit normalleitenden Barrieren aus HfTi, PdAu, Al oder Schichtenfolgen mit Kombinationen dieser Materialien hergestellt. Die Dicken der N-Schichten lagen dabei in

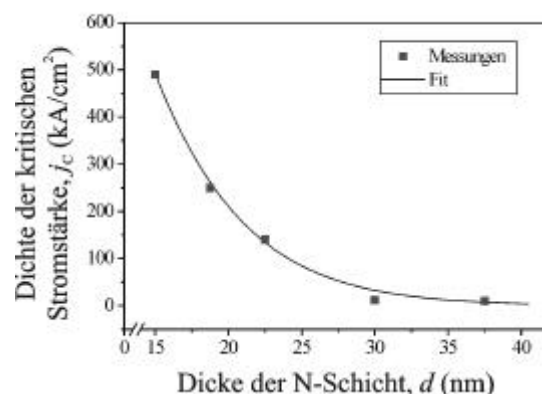


Fig. 5.10. Fit an die Funktion der Dichte der kritischen Stromstärke  $j_c$  in Abhängigkeit von der Dicke der normalleitenden Schicht  $d$ . Die Quadrate stellen die Messpunkte dar, die Kurve entspricht dem Fit nach Glg. (5-2). Es ergibt sich eine normalleitende Kohärenzlänge von  $x_N = 4,4$  nm,  $x_{ND} = 3,0$  nm.

einem Bereich von  $d = 45$  nm bis zu 11,3 nm. Ausgangspunkt der Untersuchungen waren die im Vergleich zwischen SNS-Kontakten in Fenstertechnologie und solcher in Rampentechnologie ermittelten Eigenschaften. Kontakte mit einer normalleitenden Schicht von  $d = 40$  nm aus PdAu weisen eine charakteristische Spannung  $V_C \approx 20$   $\mu$ V auf. Für den Einsatz in RSFQ-Schaltungen sind solch niedrige Werte der charakteristischen Spannung nicht attraktiv, und es war das Ziel, diesen Wert zu erhöhen.

Fig. 5.11 zeigt die Abhängigkeit der charakteristischen Spannung  $V_C$  von der Dicke der normalleitenden Schicht  $d$  für die N-Materialien HfTi, PdAu und Al, sowie für die Vielschichtsysteme HfTi/Nb/HfTi, sowie HfTi/Al/HfTi und Al/HfTi/Al.  $V_C$  weist einen exponentiellen Anstieg mit abnehmender Schichtdicke auf. Für die Legierung PdAu konnte die charakteristische Spannung von dem Ausgangswert  $V_C \approx 20$   $\mu$ V für Kontakte mit einer N-Schichtdicke von  $d = 30$  nm auf  $V_C \approx 100$   $\mu$ V für eine N-Schichtdicke von  $d = 15$  nm gesteigert werden. Gleichzeitig steigt die Dichte der kritischen Stromstärke  $j_C$  von etwa 200  $\text{kA}/\text{cm}^2$  für  $d = 30$  nm auf über 600  $\text{kA}/\text{cm}^2$  für  $d = 15$  nm an, s. Fig. 5.12. Der normalleitende Widerstand  $R_N$  fällt zu kleineren Schichtdicken  $d$  nicht linear, s. Fig. 5.13. Dieses Verhalten weist auf den in Kap. 3.2 diskutierten Einfluß der Grenzschichten zwischen den S- und N-Materialien hin. Fig. 5.13 läßt erkennen, daß diesem eine dominierende Rolle zufällt.

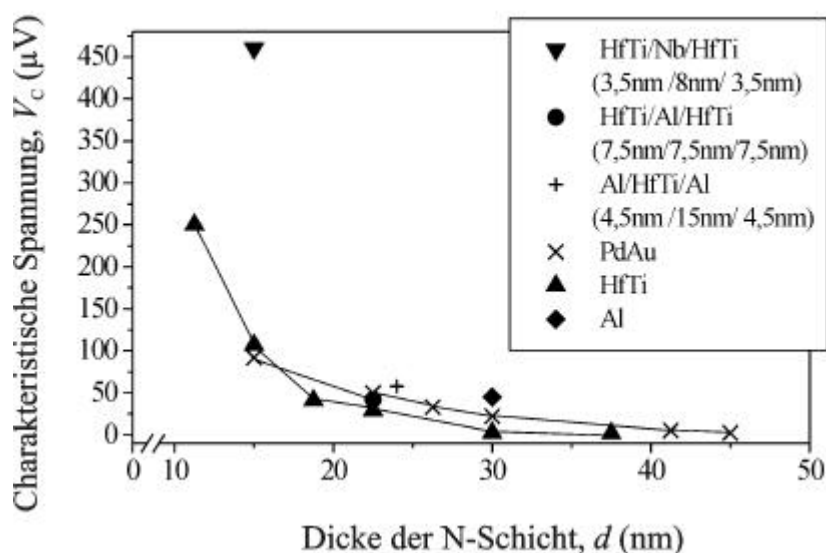


Fig. 5.11. Charakteristische Spannung  $V_C$  als Funktion der Dicke der normalleitenden Schicht  $d$ . Dargestellt sind Meßergebnisse für SNS-Rampenkontakte mit N-Schichten aus PdAu, HfTi und Al, sowie mit den Vielschichtsystemen HfTi/Nb/HfTi, HfTi/Al/HfTi und Al/HfTi/Al. Alle Kontakte haben eine Fläche von  $A = 0,2$   $\mu\text{m}^2$ .

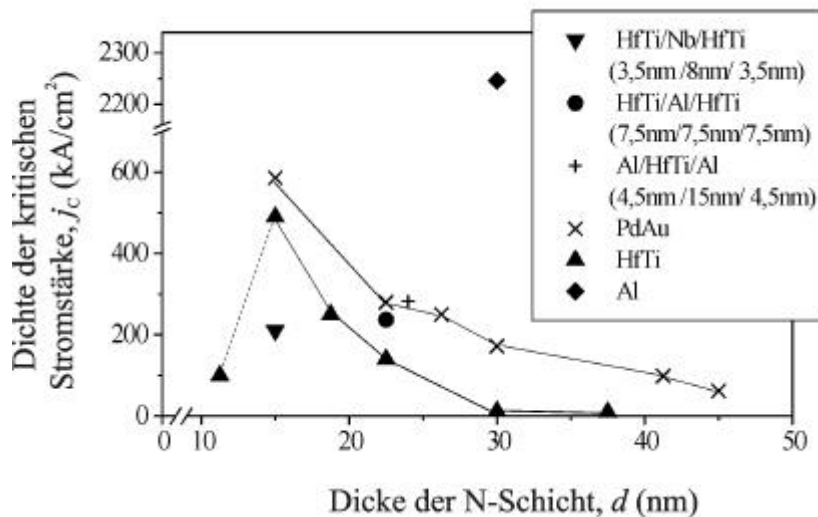


Fig. 5.12. Dichte der kritischen Stromstärke  $j_c$  als Funktion der Dicke der normalleitenden Schicht  $d$ . Dargestellt sind Meßergebnisse für SNS-Rampenkontakte mit N-Schichten aus PdAu, HfTi und Al, sowie mit den Vielschichtsystemen HfTi/Nb/HfTi, HfTi/Al/HfTi und Al/HfTi/Al. Alle Kontakte haben eine Fläche von  $A = 0,2 \mu\text{m}^2$ .

SNS-Kontakte mit HfTi als normalleitender Barriere wurden im Bereich der N-Schichtdicken von  $d = 38 \text{ nm}$  bis zu  $d = 11 \text{ nm}$  untersucht. Die charakteristische Spannung  $V_C$  steigt hierbei von etwa  $2,3 \mu\text{V}$  ( $d = 38 \text{ nm}$ ) auf  $250 \mu\text{V}$  ( $d = 11 \text{ nm}$ ). Die gemessene Steigerung von  $V_C$  für Kontakte mit einer N-Schichtdicke von  $d = 11 \text{ nm}$  HfTi liegt im Rahmen der erwarteten Größe. Die Stromdichte  $j_c$  steigt von  $j_c \approx 10 \text{ kA/cm}^2$  ( $d = 38 \text{ nm}$ ) auf etwa  $j_c \approx 490 \text{ kA/cm}^2$  ( $d = 15 \text{ nm}$ ). Für  $d = 11 \text{ nm}$  fällt  $j_c$  auf etwa  $115 \text{ kA/cm}^2$ . Dieses Verhalten wurde an zwei unterschiedlichen Wafern bestätigt. Der Proximity-Effekt kann dieses Verhalten der Stromdichte nicht beschreiben.

Der Einsatz von HfTi als alternatives N-Material gegenüber PdAu zeigt ein so nicht erwartetes Ergebnis. Ein SNS-Kontakt mit einer N-Schichtdicke von  $30 \text{ nm}$  HfTi weist mit  $V_C \approx 2,3 \mu\text{V}$  eine um eine Größenordnung geringere charakteristische Spannung auf, als ein Kontakt mit PdAu als N-Material mit gleicher N-Schichtdicke ( $V_C \approx 20 \mu\text{V}$ ), s. Fig. 5.11.

Fig. 5.13 zeigt die Abhängigkeit des normalleitenden Widerstands  $R_N$  von der Dicke der N-Schicht  $d$  in halblogarithmischer Darstellung.  $R_N$  wurde mittels eines asymptotischen Fits an den normalleitenden Ast der Strom-Spannungskennlinie ermittelt. Es ist deutlich zu erkennen, daß der normalleitende Widerstand der untersuchten Kontakte mit einer N-Schicht aus HfTi nahezu unabhängig von der Schichtdicke im Bereich von  $R_N \approx 0,1 \Omega$  liegt. Kontakte mit PdAu zeigen ein vergleichbares Verhalten, ihr normalleitender Widerstand ist jedoch etwas niedriger (bei einer Schichtdicke von  $30 \text{ nm}$  etwa um einen Faktor 2). Geringe Abweichungen

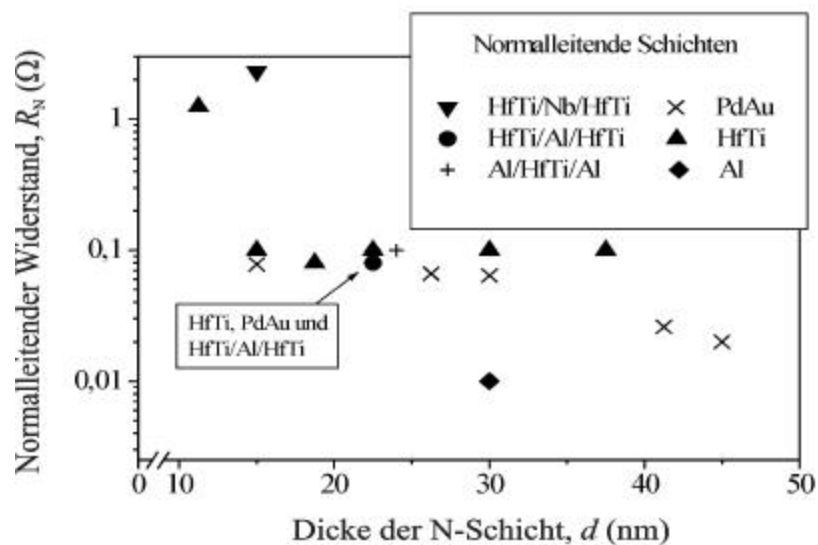


Fig. 5.13. Normalleitender Widerstand  $R_N$  als Funktion der Dicke der normalleitenden Schicht  $d$ . Dargestellt sind Meßergebnisse für SNS- Rampenkontakte mit N-Schichten aus PdAu, HfTi und Al, sowie mit den Vielschichtsystemen HfTi/Nb/HfTi, HfTi/Al/HfTi und Al/HfTi/Al. Alle Kontakte haben eine Fläche von  $A = 0,2 \mu\text{m}^2$ .

zeigen PdAu-Kontakte mit einer Dicke der N-Schicht von 41 nm und 45 nm. Kontakte mit Al und HfTi/Nb/HfTi (sowie die Kontakte mit 11 nm HfTi) weichen von den anderen um jeweils eine Größenordnung zu niedrigerem, bzw. höherem Widerstand ab. Al besitzt einen sehr niedrigen spezifischen Widerstand.

Nb/Al/Nb-Rampenkontakte mit einer N-Schichtdicke von  $d = 30 \text{ nm}$  weisen eine charakteristische Spannung von  $V_C \approx 50 \mu\text{V}$  bei einer Stromdichte von  $j_C \approx 2250 \text{ kA/cm}^2$  auf. Zwar ist die charakteristische Spannung etwa 2,5 mal größer, als bei PdAu-Kontakten der gleichen Schichtdicke, wegen ihrer extrem hohen Stromdichte sind Al-Kontakte jedoch für supraleitende Schaltungen auch in sub-Mikrometer Rampenkontaktkonfiguration, u.a. wegen der begrenzten Suprastromtragfähigkeit der Nb-Leiterbahnen, nicht geeignet.

In Tab. 5.2 sind experimentell bestimmte Widerstandswerte von SNS-Rampenkontakten

Material	Normalleitender Widerstand $R_N$ in $\text{m}\Omega$	Schichtwiderstand $r_\epsilon$ in $\Omega$		Spezifischer Widerstand $r_s$ in $\mu\Omega \text{ cm}$	
		300 K	4,2 K	300 K	4,2 K
$\text{Pd}_{68}\text{Au}_{32}$	65	10,9	7,6	44	30
$\text{Hf}_{50}\text{Ti}_{50}$	115	37,1	27,7	148,5	100,7
Al	10	1,3	0,7	5,1	2,8

Tab. 5.2. Normalleitender Widerstand  $R_N$ , Schichtwiderstand  $r$  und spezifischer Widerstand  $r_s$  von gesputterten PdAu-, HfTi- und Al-Schichten. Der normalleitende Widerstand wurde aus dc-Kennlinien der Kontakte bestimmt, der Schichtwiderstand und der spezifische Widerstand wurden an „van der Pauw-Strukturen“ gemessen. Die Dicke der N-Schichten beträgt in allen Fällen 30 nm.



zusammengestellt. Für PdAu-, HfTi- und Al-Schichten werden die normalleitenden Widerstände  $R_N$  mit den jeweiligen Schicht- und spezifischen Widerständen  $r_\epsilon$  und  $r_S$  verglichen. Grob korrespondieren die Verhältnisse der gemessenen Werte von  $R_N$ , von  $r_S$  (Messung an „van der Pauw-Strukturen“) und von  $r_\epsilon$  für die verschiedenen N-Materialien. Der normalleitende Widerstand  $R_N$  der HfTi-Proben ist von der gleichen Größenordnung wie derjenige von Proben mit einer PdAu-Zwischenschicht gleicher Schichtdicke und Kontaktfläche. Die Werte von  $R_N$  sind für die standardmäßig untersuchten Kontakte mit einer Fläche von  $A = 0,2 \mu\text{m}^2$  für HfTi-Kontakte durchschnittlich etwa doppelt so groß wie für PdAu-Kontakte.

### 5.3. Mehrschicht-Rampenkontakte

Josephson-Kontakte mit Mehrschichtstrukturen zwischen den Nb-Elektroden (Nb/HfTi/Nb/HfTi/Nb, Nb/HfTi/Al/HfTi/Nb und Nb/Al/HfTi/Al/Nb) wurden mit der Absicht hergestellt - vergleichbar SINIS-Kontakten - weitere Grenzflächen in den Kontakt einzubringen und somit die charakteristische Spannung durch eine Steigerung des Widerstands der Kontakte zu erhöhen (im Unterschied zur Vorgehensweise im vorstehenden Kapitel, wo die Erhöhung der charakteristische Spannung durch eine Verringerung der Dicke der N-Schicht erreicht wurde). Die charakteristischen Spannungen und die Dichten der kritischen Stromstärke der Mehrschichtsysteme Nb/HfTi/Al/HfTi/Nb (N-Schichtdicken HfTi: 7,5 nm, Al: 7,5 nm, HfTi: 7,5 nm) und Nb/Al/HfTi/Al/Nb (N-Schichtdicken Al: 4,5 nm, HfTi: 15 nm, Al: 4,5 nm) liegen bei  $V_C \approx 50 \mu\text{V}$  und  $j_C = 237 \text{ kA/cm}^2$ , respektive  $V_C \approx 60 \mu\text{V}$  und  $j_C = 282 \text{ kA/cm}^2$ . Diese Werte sind vergleichbar mit denen eines Nb/PdAu/Nb-Kontaktes mit einer PdAu-Schicht von  $d = 22,5 \text{ nm}$ . Durch den Einsatz von Al-Zwischenschichten in der N-Barriere ist der Wert der kritischen Stromstärke etwa um einen Faktor 2 gestiegen, während der normaleitende Widerstand in vergleichbarer Größe gesunken ist. Die hier zusätzlich eingefügten Grenzflächen innerhalb der normaleitenden Metalle haben keinen wesentlichen Einfluß auf die Höhe der charakteristischen Spannung der Kontakte gezeigt.

Unter den untersuchten Mehrschicht-Kontakten fiel besonders das Materialsystem Nb/HfTi/Nb/HfTi/Nb auf. Wie die Nb/HfTi/Nb-Kontakte haben auch die Nb/HfTi/Nb/HfTi/Nb-Kontakte (N-Schichtdicken HfTi: 3,5 nm, Nb: 8 nm, HfTi: 3,5 nm) eine Kontaktfläche von  $A = 0,2 \mu\text{m}^2$ . Für die Summe der Schichtdicken zwischen den supraleitenden Elektroden wurde  $d = 15 \text{ nm}$  gewählt, so daß diese Mehrschichtkontakte mit Nb/HfTi/Nb-Kontakten gleicher N-Schichtdicke verglichen werden können.

Typische kritische Stromstärken zwischen 0,4 mA und 0,9 mA weisen eine Streuung über einen 3-Zoll Wafer von etwa  $\pm 50\%$  auf. Dabei werden charakteristische Spannungen zwischen  $400 \mu\text{V}$  und  $470 \mu\text{V}$  erreicht. Die Streuung dieser Werte über den ganzen Wafer beträgt  $\pm 30\%$ . Eingeschlossen in diese Werte ist eine systematische Abweichung, die dadurch entsteht, daß durch die Inhomogenität des Rampen-Ätzprozesses eine Verlängerung der Kontaktrampe auftritt, was zu einer Vergrößerung der Josephson-Kontaktflächen führt. Als intra-Chip Streuungen lassen sich deutlich niedrigere Werte erreichen, s. Kap. 6. Die charakteristische Spannung der Mehrschichtkontakte ist damit um einen Faktor von bis zu 4,5 größer, als diejenige von Nb/HfTi/Nb-Kontakten, s. Kap. 5.2.

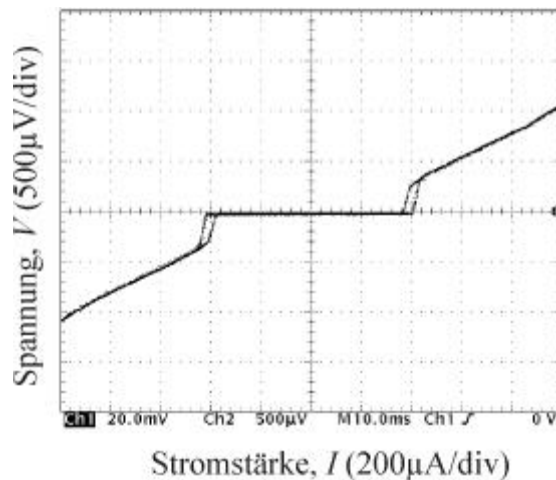


Fig. 5.14. Strom-Spannungskennlinie eines typischen SNSNS-Rampenkontakts mit 3,5 nm HfTi, 8 nm Nb, 3,5 nm HfTi als normalleitender Barriere (charakteristische Spannung:  $V_C = 460 \mu\text{V}$ , Dichte der kritischen Stromstärke:  $j_C = 210 \text{ kA/cm}^2$ ).

Aus der eingefügten supraleitenden Zwischenschicht folgt für den Gesamtkontakt eine Absenkung der Energielücke  $D_{\text{gap}}$  (resultierend aus einer Erhöhung von  $D_{\text{min}}$ , s. Fig. 3.2). Dies sollte eine Erhöhung des kritischen Stroms zur Folge haben [Nevirkovets 1999a, 1999b, 2000], [Miller 2001]. Unter der Annahme, daß der Widerstand eines SNS-Josephson-Kontakts primär durch die Grenzflächenwiderstände bestimmt wird, hat das Einfügen einer supraleitenden Zwischenschicht keinen nennenswerten Einfluß auf  $R_N$  [Freericks 2002]. Dies gilt unter der Annahme, daß die zusätzlichen Grenzflächen keine Rolle spielen. Die Messwerte hingegen verdeutlichen, daß die in den Kontakt zusätzlich eingebrachten Grenzflächen starken Einfluß auf  $R_N$  nehmen, die, im Vergleich zur SNS-Struktur, in einer Abnahme der kritischen Stromdichte sowie in einem Ansteigen des normalleitenden Widerstandes resultieren. Der normalleitende Widerstand der Nb/HfTi/Nb/HfTi/Nb-Kontakte liegt im Bereich zwischen  $R_N = 0,7 \Omega$  und  $R_N = 1,15 \Omega$ , und ist damit um etwa eine Größenordnung höher, als der normalleitende Widerstand von Nb/HfTi/Nb-Kontakten gleicher Schichtdicke  $d$ .

Fig. 5.14 zeigt die Strom-Spannungskennlinie eines Nb/HfTi/Nb/HfTi/Nb-Kontakts. Die Kennlinie zeigt eine Hysterese von etwa 10%. Wenige Kontakte, die einen niedrigeren kritischen Strom aufweisen, sind nahezu hysteresefrei. Wie auch bei Nb/HfTi/Nb-Kontakten, steigt der Widerstand der Kontakte bei einem Biasstrom, der etwa das dreifache des kritischen Stromes überschreitet, steil an. An diesem Punkt wird ebenfalls eine Leistung von etwa  $P = 1 \mu\text{W}$  dissipiert. Die Extrapolation des normalleitenden Astes der Strom-Spannungskennlinie weist auf die Existenz eines Excess-Stroms hin.

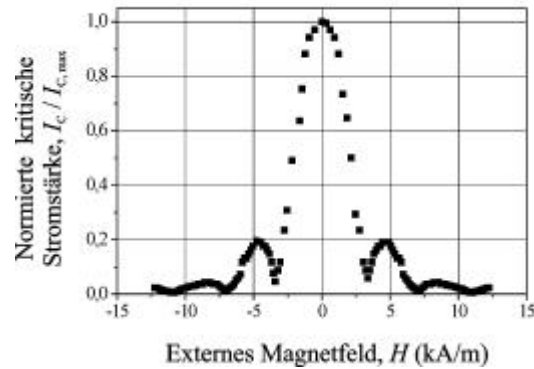


Fig. 5.15 Abhängigkeit der kritischen Stromstärke eines typischen SNS-Rampenkontakts mit 3,5 nm HfTi, 8 nm Nb, 3,5 nm HfTi als normalleitender Barriere von einem äußeren Magnetfeld.

Fig. 5.15 zeigt die Abhängigkeit der normierten kritischen Stromstärke  $I_C$  von einem externen Magnetfeld. Auch hier konnten nur die ersten drei Minima aufgelöst werden. Im ersten Minimum bei etwa 3,5 kA/m ist die Supraleitung nicht vollständig unterdrückt. In einem höherem Magnetfeld (7 kA/m und 10,5 kA/m) hingegen ist sie vollständig unterdrückt, und es fließt lediglich ein normalleitender Strom. Stärker als bei Nb/HfTi/Nb-Kontakten sind die Maxima nach innen verschoben. Die Abweichung von der idealen Form des Fraunhofer-Musters weist auf Inhomogenitäten in der Verteilung der kritischen Stromdichte über die Kontaktfläche hin.

Fig. 5.16a) zeigt die Abhängigkeit der kritischen Stromstärke von der Temperatur. Diese

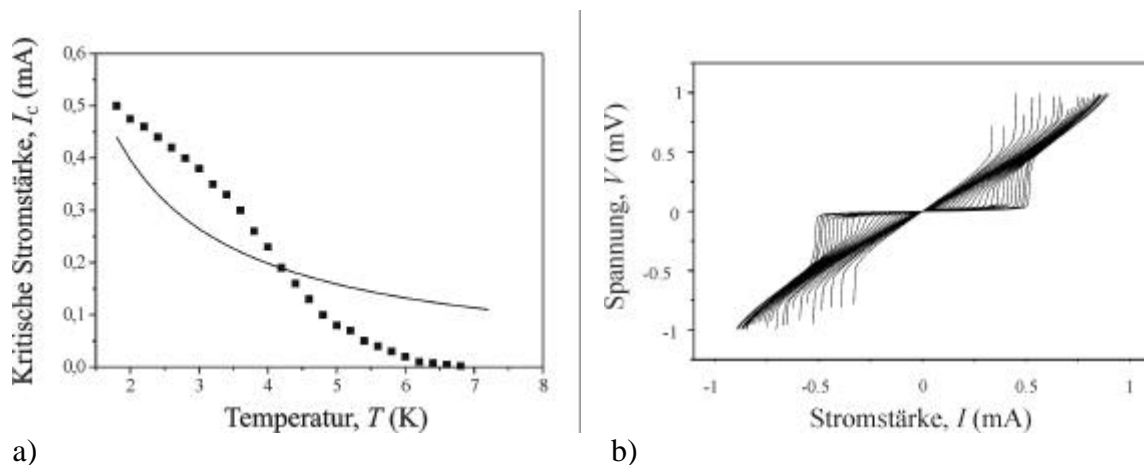


Fig. 5.16. Temperaturabhängigkeit der kritischen Stromstärke eines Nb/HfTi/Nb/HfTi/Nb-Mehrschichtkontakts mit 3,5 nm HfTi, 8 nm Nb, 3,5 nm HfTi als normalleitender Barriere,  
a) kritische Stromstärke  $I_C$  als Funktion der Temperatur  $T$ . Die Messdaten sind aus b) übernommen. Die durchgezogene Linie gibt die theoretische Näherung nach Glg. (3-8), (3-8b) an und ist auf die kritische Stromstärke bei  $T = 4,2$  K normiert; Fit-Parameter ist die normalleitende Kohärenzlänge  $\lambda_{ND}$ ,  
b) Schar von Strom-Spannungskennlinien im Temperaturbereich von 2 K bis 8 K. Zu erkennen sind die Punkte, an denen die supraleitenden Nb-Elektroden normalleitend werden.

Daten wurden aus den Messungen, welche Fig. 5.16b) zugrunde liegen, gewonnen. Die Kurve zeigt keinen einfachen exponentiellen Abfall wie er in der theoretischen Näherung nach Glg. (3-8) angenommen wird. Im Verlauf dieser Kurve ist eine Struktur zu erkennen, die auf den Einfluß der vier Grenzflächen zurückgeführt wird. Aus der Temperaturabhängigkeit des kritischen Stroms wurde nach Glg. (3-8) eine effektive normalleitende Kohärenzlänge  $\lambda_{\text{ND,eff}}$  bestimmt zu  $\lambda_{\text{ND,eff}} = 4,9 \text{ nm}$  [Kupriyanov 1999]. Fig. 5.16b) zeigt eine Schar von Strom-Spannungskennlinien, die im Temperaturintervall von  $T = 2 \text{ K}$  bis  $T = 8 \text{ K}$  aufgenommen wurden ( $\Delta T = 0,2 \text{ K}$ ). Deutlich zu erkennen sind hier der plötzliche, steile Anstieg der über dem Kontakt abfallenden Spannung. Hier werden die supraleitenden Nb-Elektroden normalleitend. Auch für den Fall des Mehrschicht-Kontakts ist die Stärke des kritischen Stroms bei einer Temperatur von nur  $7 \text{ K}$  annähernd Null. Dies wird ebenfalls auf die mit etwa  $d = 100 \text{ nm}$  vergleichsweise dünnen Nb-Leiterbahnen und eine nicht vollständige magnetische Abschirmung der Messapparatur zurückgeführt.

Fig. 5.17 zeigt die Strom-Spannungscharakteristik eines Nb/HfTi/Nb/HfTi/Nb-Kontakts unter Einstrahlung einer Mikrowelle mit einer Frequenz von  $f_e = 20 \text{ GHz}$ . Shapiro-Stufen mit einem Abstand von etwa  $40 \mu\text{V}$  bilden sich aus. Die Breite der Stufen beträgt etwa  $80 \mu\text{A}$ . Die charakteristische Frequenz  $f_C$  dieses Kontakts beträgt  $f_C = (2e/h) \cdot V_C = 230 \text{ GHz}$ . Das Verhältnis  $W = f_e/f_C$  beträgt etwa  $0,1$ . Dies hat zur Folge, daß sich die Stufen überlappen [Kautz 1995b]. Aus dem Anstieg der Untergrundkurve der Strom-Spannungskennlinie unter Mikrowelleneinstrahlung nahe  $V = 0$  bestimmt sich der normalleitende Widerstand zu  $R_N = 0,6 \Omega$ . Dieser Wert ist niedriger als derjenige, der sich aus der Extrapolation des

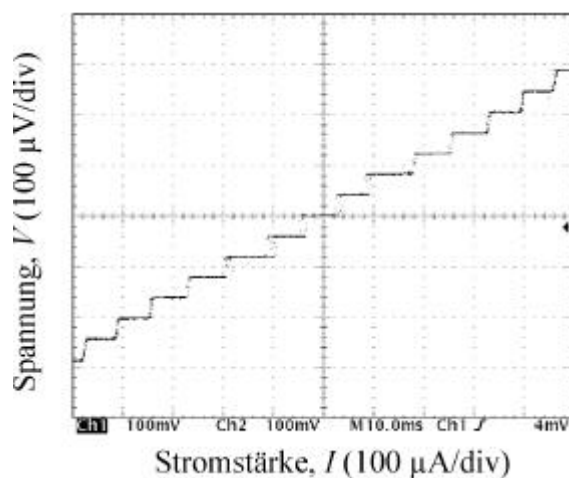


Fig. 5.17. Shapiro-Stufen: Strom-Spannungskennlinie eines SNS-Rampenkontakts mit  $3,5 \text{ nm}$  HfTi,  $8 \text{ nm}$  Nb,  $3,5 \text{ nm}$  HfTi als normalleitende Barriere unter Mikrowelleneinkopplung ( $f_e = 20 \text{ GHz}$ ).

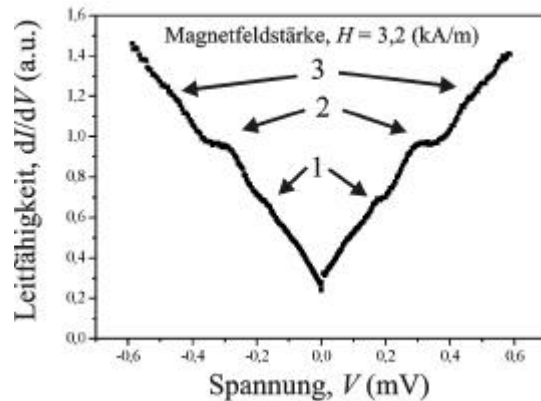


Fig. 5.18. Differentielle Leitfähigkeit eines typischen SNS-Rampenkontakts mit 3,5 nm HfTi, 8 nm Nb, 3,5 nm HfTi als normalleitende Barriere. Die Pfeile markieren Singularitäten im Verlauf der differentiellen Leitfähigkeit, die auf die Existenz von gebundenen Andreev-Zuständen deuten.

normalleitenden Astes der Strom-Spannungskennlinie von Fig. 5.14 mit  $R_N = 1,1 \Omega$  ergibt. Die Abweichung kann auf die Existenz eines Excess-Stroms hinweisen. Es ist allerdings zu beachten, daß, wegen der niedrigen Stromtragfähigkeit der Nb-Leiterbahnen aus der asymptotische Näherung, bei der Bestimmung des normalleitenden Widerstands Abweichungen in Kauf genommen werden müssen.

Fig. 5.18 zeigt die differentielle Leitfähigkeit eines Nb/HfTi/Nb/HfTi/Nb-Rampenkontakts. Die Supraleitung des Kontakts wurde mittels eines externen Magnetfeldes unterdrückt, so daß die normalleitenden Eigenschaften des Kontakts erkennbar werden. Der Meßpunkt entspricht dem ersten Minimum der Auftragung des kritischen Stroms über einem externen Magnetfeld, s. Fig. 5.15. Aufgrund der Tatsache, daß ab einem gewissen Biasstrom der Widerstand der Kurve extrem ansteigt (s. Kap. 5.2) war es nicht möglich, eine Spannung zu erreichen, die der Energielücke entspricht. (Bei etwa 40% der Spannung der Energielücke steigt der Widerstand steil an - in Fig. 5.18 nicht zu sehen, weil dieses Verhalten die Lock-In-Messung beeinflusst und eine Detailauflösung unmöglich macht). Bei den Punkten 1 - 3 sind Sub-Gap-Strukturen zu erkennen, die als gebundene Andreev-Zustände identifiziert werden können [Klapwijk 1982], [Octavio 1983], [Gorelik 1995], [Hoss 2000], [Kvon 2000], [Levi 1998], [Ludolph 2000], [Vinet 2001]. Im Falle dieses Mehrschichtsystems sind drei Strukturen zu erkennen. Zwei sind deutlich ausgeprägt (1, 2), eine Struktur ist andeutungsweise erkennbar (3). Der Abstand dieser Strukturen ist in etwa gleich, was die Annahme unterstützt, daß es sich um gebundene Andreev-Zustände handelt.

## 6. Integrierte Schaltungen mit SNS-Rampenkontakten

### 6.1. Josephson-Serienschaltungen

Für einen stabilen und chaosfreien Betrieb von Spannungsnormalschaltungen ist es wichtig, eine gleichmäßige Verteilung der Phasendifferenz  $\mathbf{j}$  über die Fläche der Josephson-Kontakte zu erreichen. Als charakteristisches Maß für die Dimensionierung der Kontakte ist die Josephson-Eindringtiefe  $I_J$  zu beachten,

$$I_J = \sqrt{\frac{\hbar}{2e\mathbf{m}_0 j_C (d + 2I_L)}}. \quad (6-1)$$

Hierin bedeuten  $j_C$  die kritische Stromdichte,  $d$  die Dicke der normalleitenden Schicht und  $I_L$  die London'sche Eindringtiefe. Bei einem Schaltungslayout ohne supraleitende Grundplatte ergibt sich mit Nb/HfTi/Nb-Kontakten ( $j_C \approx 550 \text{ kA/cm}^2$ ,  $d = 15 \text{ nm}$ ,  $I_L = 85 \text{ nm}$ ) für die Josephson-Eindringtiefe ein Wert von  $I_J \approx 710 \text{ nm}$ .

Für den Fall  $l, w < I_J$  ( $l$ : Länge,  $w$ : Breite des Kontakts) skaliert die kritische Stromstärke  $I_C$  proportional zur Kontaktfläche  $A = l \cdot w$  gemäß  $I_C = A \cdot j_C$ . Zur Erzeugung von Shapiro-Stufen maximaler Breite beträgt nach [Kautz 1995b] die optimale Länge des Kontakts  $l \leq 4 \cdot I_J$ . In diesem Fall ist, bei geeigneter Wahl von  $w$  ( $w \leq 4 \cdot I_J$ ), die im Kontakt dissipierte Leistung  $P_J$  nicht wesentlich höher als  $P_J = I_C \cdot (f_e / F_0)$  anzusetzen. In Spannungsnormalschaltungen ist die charakteristische Frequenz  $f_C = (2e/h) \cdot V_C$  so zu wählen, daß sie der eingestrahnten Mikrowellenfrequenz  $f_e$  entspricht. Für den Fall  $W = f_e / f_C \approx 1$  entspricht die Breite der nullten und der ersten Stufe ungefähr der halben Breite der kritischen Stromstärke  $I_C$ . Schon für  $W = 1$  überlappen sich die Stufen nicht mehr. (Zur Definition der normierten Frequenz  $W$  s. Kap. 2.2.)

Die größten hergestellten Kontakte wurden mit Abmessungen von  $3 \times 3 \mu\text{m}^2$  dimensioniert. Damit sind – unter Berücksichtigung der durch den Rampenprozess bedingten Änderung der Abmessungen während des Herstellungsprozesses (welche im Rahmen von wenigen 100 nm liegt) - in allen hergestellten Serienschaltungen die Längen- und Breitenabmessungen der Kontakte  $l$  und  $w$  jeweils kleiner als das vierfache der Josephson-Eindringtiefe gehalten. Somit kann über die Kontaktbreite  $w$  von einer homogenen Stromverteilung ausgegangen werden. Jedoch ist wegen der geometrischen Konfiguration der Rampenkontakte über die Kontaktlänge  $l$  eine gleichförmige Verteilung nicht zu erreichen, wie es in den Magnetfelduntersuchungen deutlich wurde, s. Kap. 5.

Um die Einsatzfähigkeit der realisierten Rampenkontakte unter Hochintegrationsbedingungen zu testen, wurden Serienschaltungen mit unterschiedlicher Komplexität hergestellt und untersucht. Für die Realisierung komplexer Schaltungen mit mehreren Tausend Kontakten ist eine extrem niedrige Ausfallrate einzelner Kontakte notwendig. Eine mit 1 024 Nb/HfTi/Nb Rampenkontakten hergestellte und binär geteilte Serienschaltung wurde auf entsprechende Fehler hin untersucht, indem in den einzelnen Teilabschnitten die kritische Stromstärke  $I_C$  und der normalleitende Widerstand  $R_N$  gemessen wurden. Fig. 6.1 zeigt die Schaltung, a) den Schaltungsentwurf, b) eine Mikrophotographie und c) die Messwerte. Der Schaltungsentwurf ist zum Vergleich in Fig. 4.7 dargestellt.

Jeder Teilabschnitt der Schaltung zeigt die entsprechenden Vielfachen des normalleitenden Widerstands eines Einzelkontakts  $R_N$ , ( $R_N = 0,117 \Omega$ ). Die für  $I_C$  gemessenen Werte sind jeweils konstant,  $I_C = 0,9 \text{ mA}$ ; die kritische Stromdichte beträgt  $j_C = 450 \text{ kA/cm}^2$ , die charakteristische Spannung  $V_C = I_C \cdot R_N = 105 \mu\text{V}$ . Der Verlauf des gemessenen Widerstands (linke Ordinate) mit steigender Anzahl  $n$  der Kontakte zeigt in der doppelt-logarithmischen Darstellung von Fig. 6.1c) lineares Verhalten. Für  $n = 1024$  Kontakte wird ein Gesamtwiderstand von  $R_{\text{total}} = 96,8 \Omega$  gemessen. Zur Verdeutlichung der entsprechenden Spannungswerte ist auf der rechten Ordinate das Produkt  $V = I_C \cdot (n \cdot R_N)$  aufgetragen.

Die bei der Bestimmung von  $R_N$  geschätzte Standardabweichung liegt bei  $\pm 4\%$  (resultierend aus jeweils  $\pm 3\%$  Unsicherheit bei den Messungen von Stromstärke und Spannung per Oszillograph-Ablesungen). Damit liegen die Unsicherheiten (Standardabweichungen), wieviele Kontakte zu den experimentell bestimmten Werten von  $R_N$  beitragen, bei der Bestimmung beispielsweise von  $R_N$  ( $n = 1024$ ) bei  $\Delta n = \pm 42$ , von  $R_N$  ( $n = 32$ ) bei  $\Delta n = \pm 1,3$ . Damit lassen die Messunsicherheiten dieses Experimentes nur für

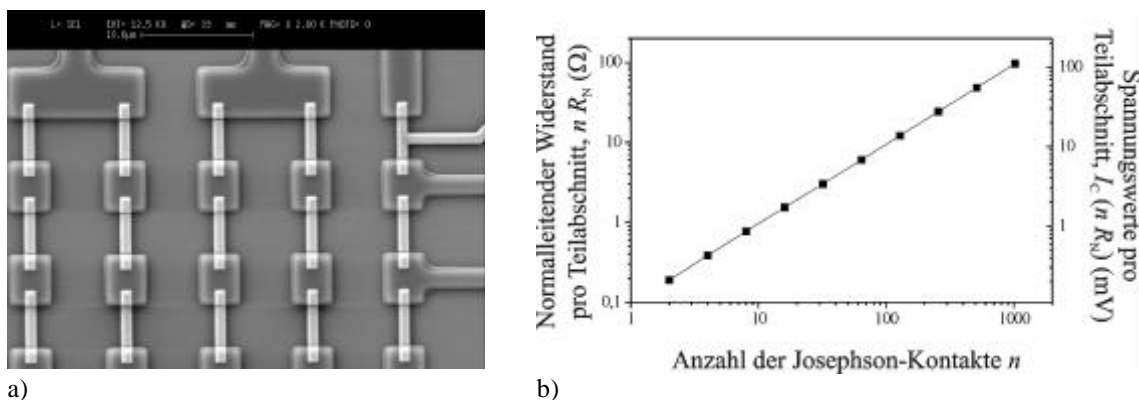


Fig. 6.1. Binär geteilte Reihenschaltung mit  $n = 1024$  SNS-Rampenkontakten, a) REM-Photographie, b) normalleitender Widerstand  $R_N$  (linke Ordinate) und korrespondierende Werte für  $I_C \cdot n \cdot R_N$  (rechte Ordinate)



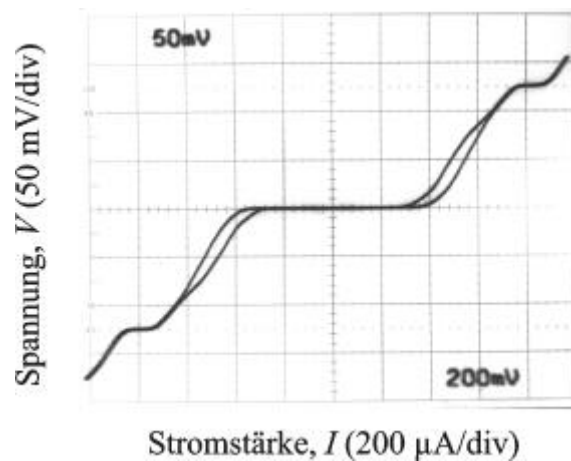


Fig. 6.2. Strom-Spannungskennlinie einer Reihenschaltung mit 1024 SNS-Rampenkontakten unter Einstrahlung einer Mikrowelle ( $f_e = 59,19$  GHz). Die Spannung der ersten Stufe beträgt  $V = 125,34$  mV. Alle 1024 Kontakte tragen zu diesem Spannungswert bei.

die niedrigsten 5 Bit der Schaltung (bis zu  $n = 16$ ) die Schlussfolgerung zu, daß sämtliche in die Reihenschaltung integrierten Kontakte gleichermaßen zum experimentell bestimmten Gesamtwiderstand beitragen. Um die Qualität solcher Reihenschaltungen beurteilen zu können, sind Präzisionsmessungen erforderlich.

Fig. 6.2 zeigt die Strom-Spannungs-Charakteristik einer Serienschaltung mit 1024 Kontakten mit einer Kontaktfläche von  $A = 0,2 \mu\text{m}^2$  ( $l = 0,2 \mu\text{m}$ ,  $w = 1 \mu\text{m}$ ). Die charakteristische Spannung eines Einzelkontakts (Dicke der HfTi N-Schicht: 15 nm) beträgt  $V_C = 105 \mu\text{V}$ , die kritische Stromstärke  $I_C = 0,9$  mA, die Stromdichte  $j_C = 450 \text{ kA/cm}^2$ . Unter Einstrahlung einer Mikrowelle mit einer Frequenz von  $f_e = 59,19$  GHz bilden sich Shapiro-Stufen aus. Mittels einer Spannungs-Präzisionsmessung konnte der Beitrag aller Kontakte zur Gesamtspannung der Shapiro-Stufe von  $V = 125,34$  mV ( $\pm 0,02$  mV) nachgewiesen werden.

Die Kontakte weisen eine Hysterese von 20% auf, wie sie auch bei Einzelkontakten auftritt. Die resultierenden Shapiro-Stufen sind nicht exakt horizontal ausgebildet, was auf eine ungleichmäßige Verteilung der Mikrowelle aufgrund ungünstiger Einkopplung in die Serienschaltung hinweist; die Schaltung ist nicht in einen Mikrowellenleiter eingebettet.

Fig. 6.3 zeigt Strom-Spannungskennlinien einer Reihenschaltung höherer Komplexität mit 10 000 Nb/HfTi/Nb-Rampenkontakten ( $w = 1,3 \mu\text{m}$ ,  $l = 0,25 \mu\text{m}$ ,  $d_{\text{HfTi}} = 30$  nm), a) ohne, und b) mit Mikrowelleneinstrahlung ( $f_e = 1,5$  GHz). Die charakteristische Spannung beträgt  $V_C = 2,4 \mu\text{V}$ , die Stromdichte  $j_C = 10 \text{ kA/cm}^2$ . Hier ist die Wellenlänge so groß, daß eine gleichmäßige Mikrowelleneinkopplung möglich ist. Durch eine Präzisionsmessung der Stufenspannung konnte gezeigt werden, daß bei eingestrahelter Mikrowelle stabile Spannungsstufen erzeugt und daß alle Kontakte an der erzeugten Spannung beteiligt sind.

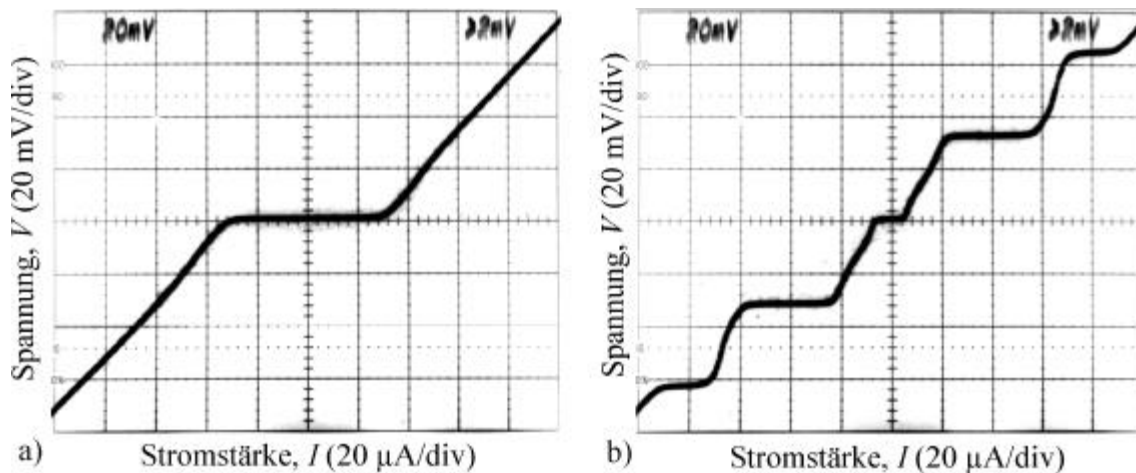


Fig. 6.3. Strom-Spannungskennlinien einer Reihenschaltung mit 10000 SNS-Rampenkontakten mit einer HfTi-Schicht mit einer Dicke von  $d = 40$  nm, a) ohne Mikrowelleneinstrahlung, b) unter Einstrahlung einer Mikrowelle ( $f_c = 1,5$  GHz).

Diese Ergebnisse verdeutlichen für hochintegrierte Schaltungsentwicklungen entscheidend vorteilhafte Eigenschaften der SNS-Technologie gegenüber anderen Technologien in SIS- und SINIS-Implementierungen. Die Erfahrungen der Arbeit im Reinraumzentrum der PTB zeigen, daß in SIS-Technologie mit extern geshunteten Josephsonkontakten niedriger kritischer Stromdichten bei komplexen Spannungsnormalschaltungen mit einer Ausfallrate von ca. 10 Kontakten pro 10 000 gerechnet werden muß. In SINIS-Technologie, auf der Basis von intern geshunteten Kontakten, konnte diese Ausfallrate auf etwa 3 Kontakte pro 10 000 reduziert werden. Die SNS-Technologie bietet die Möglichkeit, die Fehlerrate unter den vorliegenden Reinraumbedingungen weiter zu senken, auf ein Niveau von nahezu verschwindender Fehlerrate. Eingedenk der Tatsache, daß der gesamte Herstellungsprozess

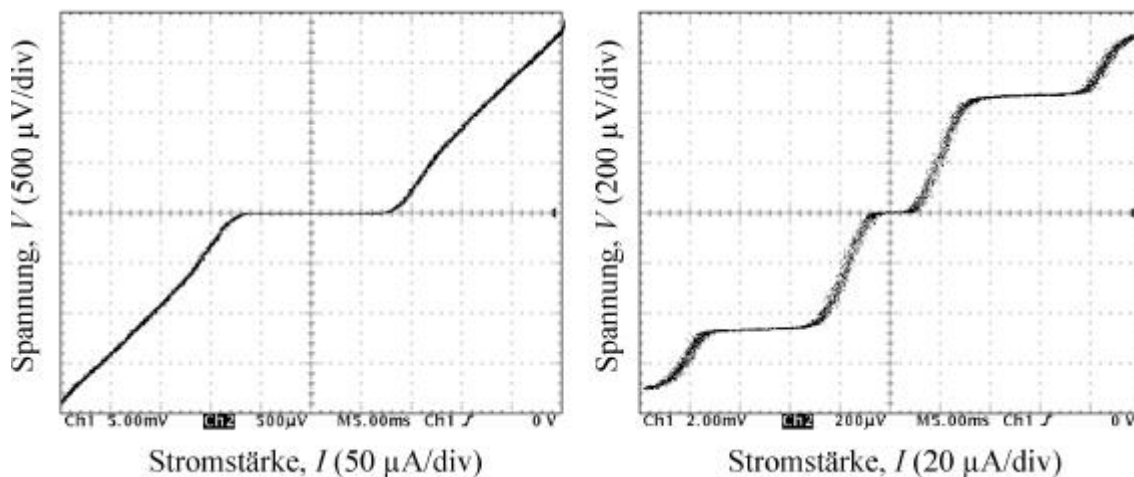


Fig. 6.4. Strom-Spannungskennlinien einer Reihenschaltung mit 1000 SNS-Kontakten. Die Reihenschaltung ist Bestandteil einer Schaltung mit 512000 Kontakten, a) ohne Mikrowelleneinstrahlung, b) unter Einstrahlung einer Mikrowelle ( $f_c = 0,235$  GHz).

einfacher geführt werden kann, bietet die SNS-Technologie für zukünftige Hochintegrationsanforderungen ein vielversprechendes Potential.

Um die Herstellbarkeit von Schaltungen mit mehreren Hunderttausend Kontakten zu untersuchen, wurden Serienschaltungen mit 512 000 Kontakten entwickelt und hergestellt. Um den zuvor genannten Bedingungen ( $l, w \leq 4 \cdot I_J$ ) zur Erreichung möglichst breiter Shapirostufen weitgehend zu entsprechen, wurde in Abwandlung des Standardprozesses auf die isolierende  $\text{SiO}_2$ -Schicht verzichtet und die Kontakte mit optimalen Abmessungen von  $3 \times 3 \mu\text{m}^2$  dimensioniert. Um ein Abreißen der normalleitenden Schicht und der Nb-Verdrahtung der Gegenelektrode zu verhindern, wurden auch bei diesen Schaltungen die Kanten der Kontaktinseln dem Rampenprozess entsprechend abgeschrägt. Die Rampe selber macht lediglich etwa 7% der Länge  $l$  der Kontakte aus, so daß hier eine weitgehend homogene Stromverteilung über die Dimensionen  $w$  und  $l$  der Kontakte angenommen werden kann. Die Serienschaltungen mit 512 000 Kontakten sind in Viertelabschnitte unterteilt, wobei jede Reihe aus 1 000 Kontakten besteht und die erste Reihe einzeln abgegriffen werden kann. Die Funktion von maximal 256 000 Kontakten konnte bestätigt werden. Fig. 6.4a), Fig.6.4b) zeigen Strom-Spannungskennlinien von 1 000 Kontakten und Fig.6.5 von 256 000 Kontakten.

Bei der Herstellung von großen Arrays mit 512 000 Kontakten ist der Grad der Reinheit der Produktionsumgebung der begrenzende Faktor. Bei üblichen Testschaltungen beträgt die Schaltungsfläche weniger als 0,01% der Chipfläche. Die gesamte aktive Fläche der Kontakte ist darüber hinaus noch um  $10^1$  bis  $10^3$  mal kleiner (z.B. bei Testschaltungen mit Einzelkontakten oder Interferometern), sodaß hier ein Verhältnis zwischen aktiver Fläche und Chipfläche von  $10^{-5}$  bis  $10^{-7}$  vorliegt.

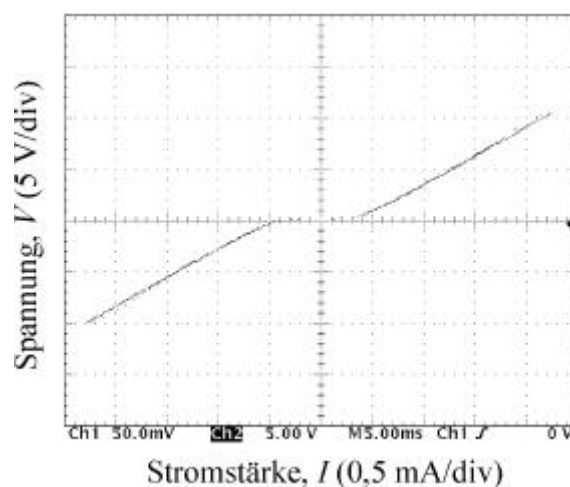


Fig. 6.5. Strom-Spannungscharakteristik einer Reihenschaltung mit 256 000 SNS-Kontakten. Die Reihenschaltung ist Bestandteil einer Schaltung mit 512 000 Kontakten.

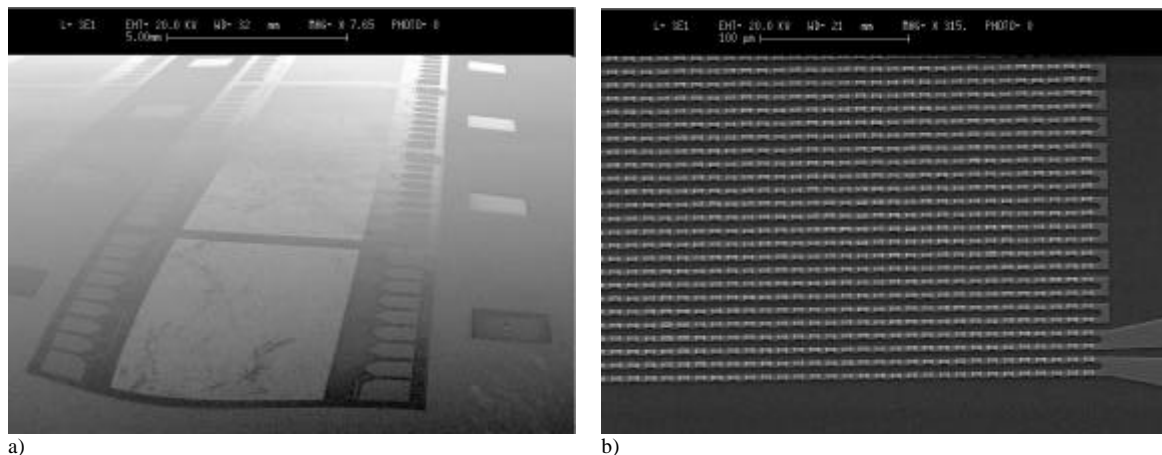


Fig. 6.6. a) REM-Photographie eines Wafers mit  $10 \times 10 \text{ mm}^2$  großen Chips. Die helle Fläche zwischen den Kontaktierungsflächen ist die Reihenschaltung mit 512000 Kontakten. b) REM-Photographie eines Ausschnitts der Reihenschaltung.

Hier können wenige Fehlerstellen oder Verunreinigungen auf der Chipoberfläche (Einschlüsse in den gesputterten Schichten oder Polymerisierungen im Photolack (Größenordnung  $1\text{-}10 \mu\text{m}$ ), Staub auf der Maske oder dem Lack (Größenordnung  $10\text{-}100 \mu\text{m}$ ) pro Produktionsschritt und Chip toleriert werden. Die Wahrscheinlichkeit, daß die Fehler einen Einfluß auf die Funktion der Schaltung haben, ist sehr gering. Im Falle von 512 000 Kontakten beträgt die Schaltungsfläche 56% der Chipfläche, s. Fig. 6.6a), und die aktive Fläche der Kontakte ca. 9% der Gesamtfläche der Schaltung, s. Fig. 6.6b).

Die Strukturen und die Abstände zwischen den Strukturen liegen im Bereich von  $3 \mu\text{m}$ . Demzufolge führt jede einzelne Verunreinigung auf den Photomasken oder im Photolack zu einem Kurzschluß oder einer Unterbrechung der Reihenschaltung. Statistisch müssen pro Chip und Prozeßschritt ein bis zwei Ereignisse von Verunreinigungen durch die Handhabung einkalkuliert werden (Lack auftragen, ein- und ausbauen in/aus Beschichtungs- und Ätzanlagen). Durch besondere Maßnahmen und Vorrichtungen konnte die Zahl der Verunreinigungen durch die Filterung des Photolacks während des Auftrags auf den Wafer (Filtergröße  $0,2$  und  $0,45 \mu\text{m}$ ) und, wenn notwendig, durch eine Wiederholung der Belackung/Belichtung des Wafers auf ein Minimum gedrückt werden. Im Durchschnitt waren nach der Produktion weniger als 5 Fehler pro Chip zu erkennen, so daß Abschnitte mit 256 000 Kontakten ohne erkennbare Fehler hergestellt werden konnten.

## 6.2. Interferometerschaltungen

Um die Werte der Induktivitäten und Flächeninduktivitäten von Interferometern und Nb-Mikrostreifenleitungen zu bestimmen, wurden Interferometerschaltungen mit unterschiedlichen Leitungsbreiten entwickelt und hergestellt. Um die fabrikations- und schaltungstechnischen Bedingungen für den Betrieb von logischen integrierten Schaltungen zu schaffen, wurden die Interferometerschaltungen über einer supraleitenden Grundplatte hergestellt. In der Literatur sind Werte für Flächeninduktivitäten  $L_{\bar{y}}$  bis in den Bereich einiger Mikrometer zu finden [Van Duzer 1981]. Um im Linienbereich um  $1\ \mu\text{m}$  die Flächeninduktivitäten von Nb-Mikrostreifenleitungen zu ermitteln, wurden Schaltungen mit Leitungsbreiten von  $w = 1,5\ \mu\text{m}$ ,  $1\ \mu\text{m}$  und  $0,54\ \mu\text{m}$  entwickelt und untersucht. Die Herstellung der Interferometerschaltungen oder SQUIDs (Superconducting Quantum Interference Devices) erfolgte nach der in Kap. 4.4 beschriebenen Methode in SNS-Rampentechnologie.

Die entwickelten Interferometerschaltungen sind sogenannte  $\pi$ -Schaltungen und enthalten zwei Josephson-Kontakte mit identischen Design-Parametern sowie eine Induktivität  $L_1$ . Die Gegenelektroden der Josephson-Elemente sind an die Nb-Verdrahtung, deren Induktivität gemessen wird, angeschlossen; die Basiselektrode ist über die Grundplatte kontaktiert. Fig. 6.7a) zeigt das Prinzipschaltbild, Fig. 6.7b) eine REM-Aufnahme einer Interferometerschaltung.

Die Induktivitäten werden bestimmt, indem ein Vorstrom  $I_M$  durch die Josephson-Kontakte fließt, dessen Stärke bei den vorliegenden Experimenten etwas geringer als die kritische Stromstärke  $I_C$  der Kontakte gewählt worden ist. Dem Vorstrom  $I_M$  wird ein dreiecksförmiger Wobbelstrom  $I_W$  überlagert, mit dem durch die Induktivität  $L_1$  in der Interferometerschleife

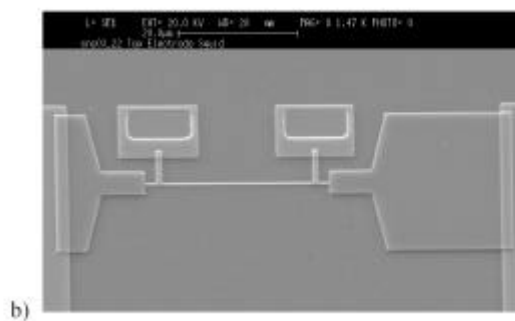
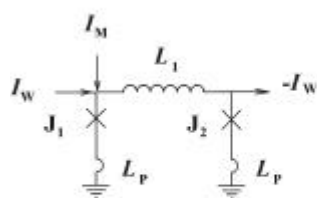


Fig. 6.7. a) Prinzipschaltbild und b) REM-Aufnahme einer Interferometerschaltung mit SNS-Rampenkontakten (Kontaktflächen:  $A = 0,2\ \mu\text{m}^2$ ) und einer Streifenleitung (Leitungsbreite:  $w = 0,54\ \mu\text{m}$ ).

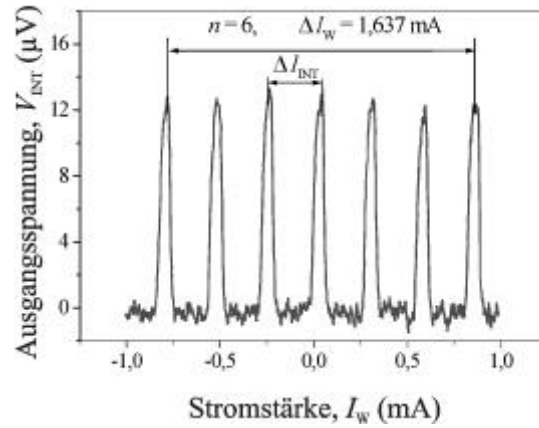


Fig. 6.8. Charakteristik einer Interferometerschaltung: Abhängigkeit der Ausgangsspannung  $V_{\text{INT}}$  vom Wobbelstrom  $I_W$ ; experimentell bestimmte Induktivität:  $L_{\text{INT}} = n \cdot F_0 / \Delta I_W = F_0 / \Delta I_{\text{INT}} = 7,3 \text{ pH}$ .

ein magnetischer Fluss  $\mathcal{F} = I_W \cdot L_1$  induziert wird. Auf der Stromskala  $I_W$  wird aus den Abständen mehrerer Spannungsmaxima der resultierenden Spannungsmodulation als Antwort der Josephson-Kontakte die Größe  $\Delta I_{\text{INT}} = \Delta I_W / n$  (Anzahl der Maxima:  $n + 1$ ) bestimmt, s. Fig. 6.8. Eine Messunsicherheit von etwa 1% wird erreicht, wenn mehrere Maxima (in Fig. 6.8: 7 Maxima,  $n = 6$ ) zur Bestimmung der Messwerte für  $\Delta I_{\text{INT}}$  herangezogen werden. Die gemessene Induktivität  $L_{\text{INT}}$  des Interferometers ergibt sich aus der Beziehung:

$$L_{\text{INT}} = \frac{\ddot{O}_0}{\Delta I_{\text{INT}}}. \quad (6-2)$$

$L_{\text{INT}}$  gibt die Induktivität der gesamten Schaltung an und umfasst neben der Induktivität der Streifenleitung  $L_S$  außerdem parasitär auftretende Induktivitäten  $L_P$ , die insbesondere in den Verbindungen der Josephson-Kontakte zur Mikrostreifenleitung auftreten. Um die Induktivitätswerte der Nb-Mikrostreifenleitung ohne Einfluss parasitärer Anteile zu bestimmen, wurden zwei Interferometer (INT1 und INT2) mit Josephson-Kontakten identischen Designs vermessen. Ihre Mikrostreifenleitungen haben jeweils gleiche Breite  $w$ , jedoch unterschiedlichen Längen  $l_1$  und  $l_2$ . Aus der Differenz der Messwerte  $\Delta L_S = L_{\text{INT1}} - L_{\text{INT2}}$  ergibt sich die Induktivität  $\Delta L_S$  der Nb-Mikrostreifenleitung der Länge  $\Delta l = l_1 - l_2$  zu:

$$\Delta L_S = \ddot{O}_0 \left( \frac{1}{\Delta I_{\text{INT1}}} - \frac{1}{\Delta I_{\text{INT2}}} \right). \quad (6-3)$$

Hierdurch wird der Einfluss der parasitären Induktivitäten weitgehend eliminiert [Henkels 1978]. Die herstellungsbedingten Standardabweichungen betragen bei Linienbreiten von 25  $\mu\text{m}$  etwa 0,5% und für Linienbreiten von 0,54  $\mu\text{m}$  etwa 3% (Anzahl der Messwerte: ungefähr 40) London'sche Eindringtiefe  $I_L$  wurde durch Iteration berechnet gemäß der Beziehung:

$$\Delta L_S = m_0 d_{\text{iso}} \frac{\Delta l}{w} k \left( 1 + \frac{\ddot{e}_L / d_{\text{iso}}}{\tanh(\ddot{e}_L / d_1)} + \frac{\ddot{e}_L / d_{\text{iso}}}{\tanh(\ddot{e}_L / d_2)} \right), \quad (6-4)$$

worin  $d_1$  und  $d_2$  die Dicken der jeweiligen supraleitenden Schichten darstellen. Für breite Streifenleitungen ( $w = 25 \mu\text{m}$ ) wurde  $I_L$  bestimmt zu  $I_L = 75 \text{ nm}$ . Die Flächeninduktivitäten werden bestimmt mittels:

$$L_{\dot{y}} = \Delta L(w/l). \quad (6-5)$$

Tab. 6.1 zeigt die experimentell bestimmten Werte der Flächeninduktivitäten im Vergleich zu theoretischen Werten, die mit unterschiedlichen Induktivitätsprogrammen ermittelt wurden, mit „Lmeter“ [Bunyk http] und „LL“ [Khapaev http]. Ausgehend von  $L_{\dot{y}}$  lassen sich die Abmaße aller Induktivitäten einer Schaltung berechnen und in das entsprechende Schaltungslayout einpassen.

Die experimentellen Ergebnisse zeigen, daß die Stärke des magnetischen Feldes mit abnehmender Leitungsbreite überproportional fällt. Der Grund für dieses Verhalten ist das sog. *Fringing*, resultierend aus den schmalen Abmessungen der Leitungen, bei denen sich das magnetische Feld an den Rändern auswirkt [Van Duzer 1981]. Der Fringe-Effekt hängt von

Breite der Linien $w$ in $\mu\text{m}$	Flächeninduktivität $L$ in pH		
	Gemessen	Berechnet mit Lmeter	Berechnet mit LL
25	$0,534 \pm 0,003$	0,532	0,531
2,5	$0,422 \pm 0,005$	0,384	0,404
1,5	$0,382 \pm 0,009$	0,318	0,354
1,0	$0,340 \pm 0,005$	0,263	0,311
0,54	$0,293 \pm 0,008$	0,172	0,244

Tab. 6.1. Flächeninduktivitäten  $L$  von Mikrostreifenleitungen, Vergleich von experimentell bestimmten Werten mit berechneten Werten.

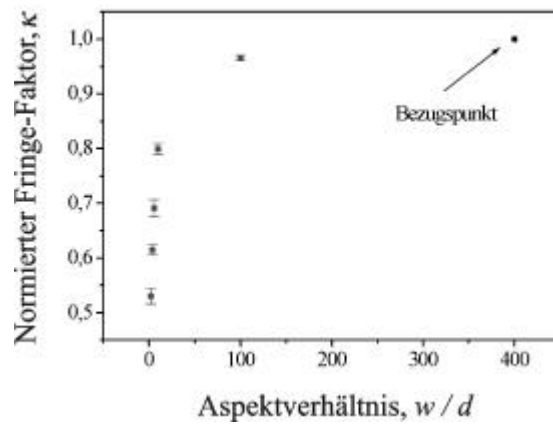


Fig. 6.9. Normierter Fringe-Faktor  $\kappa$  in Abhängigkeit vom Aspektverhältnis  $w/d$ .

der Breite der Streifenleitung, der Dicke der Isolationsschicht und der Dicke der Metallschichten ab [Henkels 1978]. Die effektive Dicke der Isolation zwischen der Grundplatte und den Streifenleitungen beträgt 270 nm (200 nm ( $\text{SiO}_2$ ), 50 nm ( $\text{Nb}_2\text{O}_5$ , Anodisation) und 20 nm (HfTi-N-Schicht)). Das nominelle Aspektverhältnis liegt für die untersuchten Strukturen zwischen Werten von  $w/d = 100$  (25/0,27) und  $w/d = 2$  (0,54/0,27). Messwerte des Aspektverhältnisses bis zu  $w/d \approx 6$  sind zum Beispiel in [Van Duzer 1981] dargestellt. Die berechneten Daten werden für die vorliegenden Isolationsschichtdicken mit einer Unsicherheit von etwa 2% angegeben.

Für Leitungsbreiten bis zu  $w = 25 \mu\text{m}$  stimmen die Werte für gemessene und berechnete Daten im Rahmen der Messunsicherheiten überein. Hier kann der Fringe-Effekt vernachlässigt werden. Für die Leitungsbreiten  $w = 2,5 \mu\text{m}$ ,  $w = 1,5 \mu\text{m}$ ,  $w = 1,0 \mu\text{m}$  und  $w = 0,54 \mu\text{m}$  wurden Abweichungen zwischen den gemessenen und den nach „Lmeter“ [Bunyk http] und „LL“ [Khapaev http] berechneten Werten gefunden, die deutlich über die Messunsicherheiten hinausgehen. Fig. 6.9 zeigt den Verlauf des Fringe-Faktors  $\kappa$  in Abhängigkeit des Aspektverhältnisses  $w/d$ .

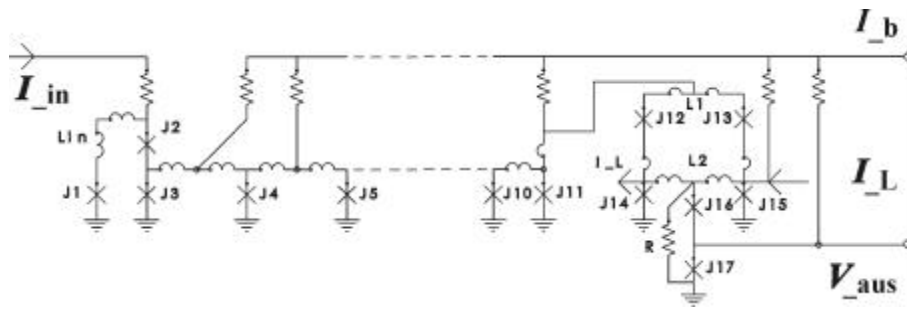


### 6.3 Logikschaltungen

Mit der Realisierung von Rampenkontakten als Transferelemente für Flussquanten und von Interferometerzellen als Speicherzellen einzelner Flussquanten konnten Grundlagen für einen SNS implementierten Technologieprozess für RSFQ-Schaltungen geschaffen werden, der die Entwicklung miniaturisierter Schaltungsstrukturen ermöglicht.

Eine RSFQ Basis-Konverterschaltung wurde nach den erstellten Entwurfsrandbedingungen für SNS-Schaltungen (s. Anhang A.4.) entworfen. Als Basis dient die SNS-Rampentechnologie. Die Schaltungen bestehen aus einem DC/SFQ-Konverter, einer Übertragungsstrecke (Josephson-Transmissionsleitung) sowie einem T-Flipflop mit integrierten SFQ/DC-Konverter, s Fig. 6.10, a) Prinzipschaltbild, b) REM-Aufnahme. Alle Schichten unterhalb der eigentlichen Josephson-Kontakte wurden nach den Design-Regeln der PTB hergestellt, wie sie für SIS- und SINIS-Schaltungen gelten. Lediglich die Grundplatte wurde modifiziert. Auf eine Al-Ätzstoppschicht konnte aufgrund der unter Kap. 2.4 geschilderten Vorteile des SNS-Rampenprozesses verzichtet werden. Die Überdeckungsgenauigkeit dieser Schichten beträgt etwa  $1\ \mu\text{m}$ . Folglich wurde die minimale Distanz zwischen den Strukturen auf  $2\ \mu\text{m}$  festgelegt. Unter Berücksichtigung der Verwendung von sub-Mikrometer-Kontakten hat dies einen Anstieg der parasitären Induktivitäten im Vergleich mit herkömmlichen SIS- und SINIS-Schaltungen zur Folge. Trotzdem konnten nach Optimierungsschritten mit den Entwurfsprogrammen PSCAN und COWBOY [Polonski 1997] Operationsfenster von etwa  $\pm 27\%$  für T-Flipflop Schaltungen und etwa  $\pm 24\%$  für Konverterschaltungen erzielt werden. Die Bias-Ströme werden den Kontakten über Cr-Pt-Cr Verteilerwiderstände zugeleitet. Diese haben eine Breite von  $5\ \mu\text{m}$ . Um die Schaltung mit der supraleitenden Grundplatte zu verbinden, wurden Löcher mit minimalen Abmaßen von  $5\ \mu\text{m}^2$  in die Isolationsschichten geätzt. Der kleinste eingesetzte Kontakt hat eine Linienbreite von  $0,5\ \mu\text{m}$  (Fläche:  $A = 0,1\ \mu\text{m}^2$ ) und eine charakteristische Spannung von etwa  $20\ \mu\text{V}$ .

Fig. 6.10a) zeigt das Prinzipschaltbild der Konverterschaltung. Dieser Schaltungstyp hat zum Funktionsnachweis von RSFQ-Schaltungen grundlegende Bedeutung, da die integrierten Konverter-Baugruppen den Nachweis der Generierung und der Detektion von SFQ-Einzelpulsen ermöglichen. Das Design der Schaltung wurde von bewährten Standard-Designs der PTB in SIS- und SINIS-Technologie [Khabipov 1995, 1999] übertragen.

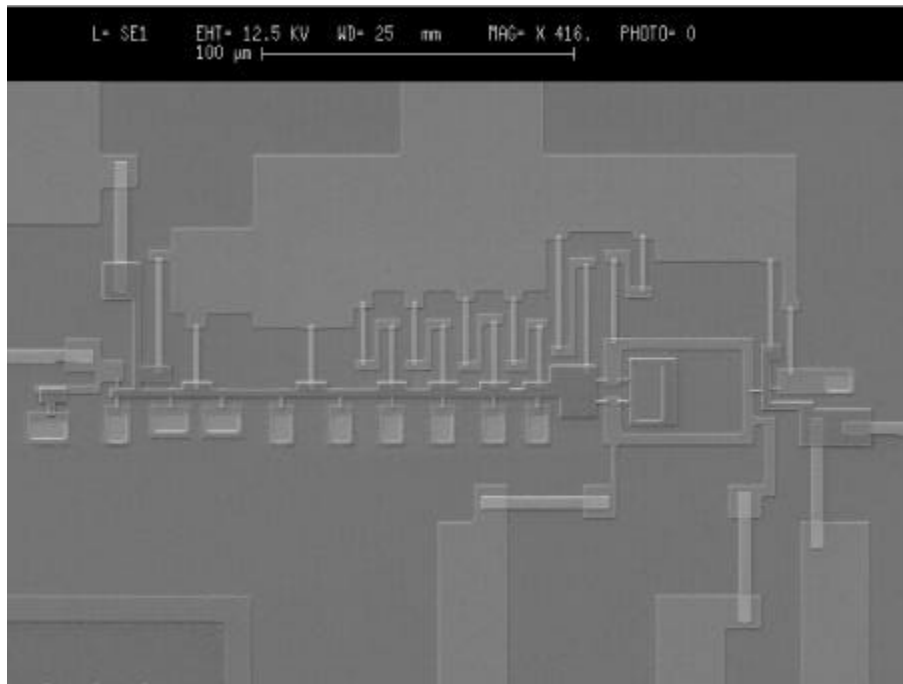


a)

DC/SFQ-  
Konverter

Josephson-  
Transmissionsleitung

T-Flipflop mit SFQ/DC-  
Konverter



b)

Fig. 6.10. RSFQ-Basischaltung in SNS-Rampenkontakttechnologie. Die Schaltung besteht aus einem DC/SFQ-Konverter, einer Josephson-Transmissionsleitung und einem T-Flipflop mit einem SFQ/DC-Konverter, a) Prinzipschaltbild, b) REM-Aufnahme des Entwurfs.

Schaltungsparameter:  $J_1$ :  $I_C = 625 \mu\text{A}$ ,  $J_2$ :  $I_C = 219 \mu\text{A}$ ,  $J_3 - J_{10}$ :  $I_C = 250 \mu\text{A}$ ,  $J_{11}$ :  $I_C = 375 \mu\text{A}$ ,  $J_{12}, J_{13}$ :  $I_C = 175 \mu\text{A}$ ,  $J_{14}$ :  $I_C = 275 \mu\text{A}$ ,  $J_{15}$ :  $I_C = 263 \mu\text{A}$ ,  $J_{16}, J_{17}$ :  $I_C = 131 \mu\text{A}$ ,  $L_{in} = 4 \text{ pH}$ ,  $L_1 = 2.9 \text{ pH}$ ,  $L_2 = 10 \text{ pH}$ ,  $R = 1 \Omega$  ( $J_1 \dots J_{17}$ : Josephson-Kontakte).

Die Schaltung wurde mit PSCAN [Polonski 1997] optimiert.

Die eingangsseitig als niederfrequentes Signal vorliegende Information (Eingangsstromstärke  $I_{in}$ ) wird im DC/SFQ-Konverter (Josephson-Kontakte:  $J_1, J_2, J_3$ ; Induktivität:  $L_{in}$ ) in SFQ-Pulse gewandelt. Die generierten SFQ-Pulse durchlaufen die Josephson-Transmissionsleitung (Josephson-Kontakte:  $J_4$  bis  $J_{11}$ , sowie die jeweils verbindenden Induktivitäten) in Richtung T-Flipflop. Dieses besteht aus zwei Interferometerschleifen. Die erste Schleife (Josephson-Kontakte:  $J_{12}, J_{13}$ ; Induktivitäten:  $L_1, L_2$ ) ist nicht speichernd. Demgegenüber ist die zweite Schleife (Josephson-Kontakte:  $J_{14}, J_{15}$ ; Induktivität:  $L_2$ ) speichernd und dient als Memory der jeweiligen T-Flipflop-Zustände. Die ankommenden SFQ-Pulse bewirken ein

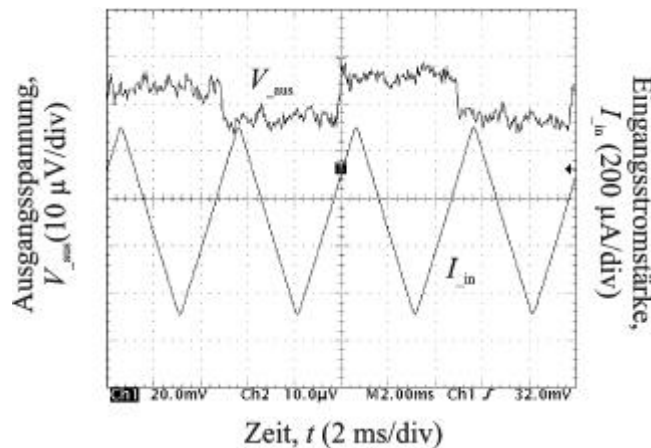


Fig. 6.11. Schaltverhalten einer RSFQ-Konverterschaltung; obere Spur: Ausgangsspannung  $V_{\text{aus}}$ , untere Spur Eingangsstromstärke  $I_{\text{in}}$ .

sukzessives Hin- und Rückschalten zwischen den beiden stabilen Zuständen im T-Flipflop. Diese Schaltvorgänge bewirken ihrerseits ein Hin- und Rückschalten des SFQ/DC-Konverters (Josephson-Kontakte:  $J_{16}$ ,  $J_{17}$ ; Widerstand:  $R$ ) zwischen dessen Spannungszustand und dessen supraleitenden Zustand; die Ausgangsspannung  $V_{\text{aus}}$  verläuft rechteckförmig.

Der Vorstrom  $I_b$  für die Josephson-Kontakte wird über einen Widerstandsteiler eingestellt, der dafür sorgt, daß jeder der Josephson-Kontakte mit einem Strom von etwa 70% seiner jeweiligen kritischen Stromstärke versorgt wird. Zur Einstellung des T-Flipflops auf einen maximalen Operationsbereich kann ein zusätzlicher Vorstrom der Stärke  $I_L$  durch die Induktivität  $L_2$  geführt werden. Mit  $I_L$  kann die Magnetfeldstärke im T-Flipflop auf einen optimalen Betriebswert eingestellt werden.

Erste Messungen an den hergestellten Konverterschaltungen ergaben, daß die angestrebten kritischen Stromdichten von  $j_C = 150 \text{ kA/cm}^2$  bei einer Temperatur von  $T = 4,2 \text{ K}$  unterschritten wurden. Daher wurde die Schaltung auf eine Temperatur von  $T = 1,2 \text{ K}$  abgekühlt, um hierdurch zu höheren Werten von  $j_C$  zu gelangen. Die sich bei dieser Temperatur ergebenden Stromdichten von  $j_C = 250 \text{ kA/cm}^2$  entsprechen den Entwurfsdaten.

Fig. 6.11 zeigt das Schaltverhalten der Konverter und dokumentiert die Generierung und die Detektion einzelner SFQ-Pulse im zeitlichen Verlauf mit anwachsender dreieckförmiger Eingangsstromstärke  $I_{\text{in}}$  am eingangsseitigen DC/SFQ-Konverter sowie der Ausgangsspannung  $V_{\text{aus}}$  am ausgangsseitigen SFQ/DC-Konverter. In jeder Periode wird beim Ansteigen der Eingangsstromstärke ein Ein- oder ein Ausschalten des SFQ/DC-Konverters registriert; während jeder einzelnen Periode wird ein SFQ-Einzelpuls erzeugt, korrekt verarbeitet und detektiert.

## 7. Zusammenfassung und Ausblick

Die vorliegende Arbeit untersucht die physikalischen und technologischen Eigenschaften von SNS-Josephson-Kontakten in Hinblick auf ihre Limitierungen in hochintegrierbaren Tieftemperatursupraleitungs-Schaltungen. Die entwickelten SNS-Kontakte wurden in Nb-Technologie hergestellt und auf ihre Eignung zur Implementierung in Schaltungsanwendungen untersucht, wie sie im Fachbereich „Quantenelektronik“ der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt entwickelt werden und zum Einsatz kommen. Mögliche Anwendungen betreffen das Josephson-Spannungsnormale und, damit in Zusammenhang stehend, RSFQ-Schaltungen. Für diese Anwendungen sollte eine charakteristische Spannung der Kontakte von  $100 \mu\text{V}$  erzielt werden.

In SNS-Josephsonkontakten bildet die normalleitende (N)-Barriere einen internen Shunt. Im Gegensatz zu extern geschunteten Josephson-Kontakten in SIS-Technologie lassen sich SNS-Kontakte als aktive Schaltelemente in integrierten Schaltungen im wesentlichen auf ihre physikalischen Kontaktflächen lokalisieren, wodurch eine sukzessive Verkleinerung der Linienbreiten möglich wird. Es wurde ein Technologieprozess entwickelt, durch den die Josephson-Kontakte in Rampen-Konfiguration ausgelegt sind, und mit dem sich Kontaktflächen im Sub-Mikrometerbereich verifizieren lassen. Es wurden sehr kleine SNS-Rampenkontakte mit Kontaktflächen bis hinunter zu  $A = 0,03 \mu\text{m}^2$  realisiert. Bei den entwickelten Kontakten skaliert die kritische Stromstärke  $I_C$  bei festgehaltener N-Schichtdicke proportional zur Kontaktfläche gemäß  $I_C = A \cdot j_C$  bis hinunter zu Kontaktflächen von  $A = 0,2 \mu\text{m}^2$  ( $0,2 \mu\text{m} \times 1 \mu\text{m}$ ).

Zur Steigerung der üblicherweise bei SNS-Kontakten sehr niedrigen charakteristischen Spannung  $V_C$  wurden Josephson-Rampenkontakte mit verschiedenen normalleitenden (N)-Materialien (PdAu, HfTi, Al) zwischen den Nb-Elektroden untersucht, wobei die N-Materialien mit verschiedenen Schichtdicken (11 nm - 45 nm) und in unterschiedlichen Schichtfolgen hergestellt wurden. Für SNS- (Nb/HfTi/Nb)-Kontakte (Kontaktfläche:  $A = 0,2 \mu\text{m}^2$ , N-Schichtdicke  $d = 15 \text{ nm}$ ) wurde eine charakteristische Spannung von  $V_C \approx 108 \mu\text{V}$  bei einer kritischen Stromdichte  $j_C \approx 490 \text{ kA/cm}^2$  erreicht. Zum Vergleich mit konventionellen SNS-(Nb/PdAu/Nb)-Kontakten mit einer N-Schichtdicke von  $d = 30 \text{ nm}$ : hier liegen die entsprechenden Kontaktparameter bei  $V_C \approx 20 \mu\text{V}$  und  $j_C \approx 200 \text{ kA/cm}^2$ . Bei Reduzierung der N-Schichtdicke in Nb/PdAu/Nb-Kontakten auf  $d = 15 \text{ nm}$  wird eine charakteristische Spannung von  $V_C \approx 92 \mu\text{V}$  bei einer Stromdichte von  $j_C \approx 600 \text{ kA/cm}^2$  erreicht. Damit kann mit Nb/HfTi/Nb- und Nb/PdAu/Nb-Kontakten eine für die oben

genannten Anwendungen ausreichende charakteristische Spannung mit einer einfachen normalleitenden Schicht erzielt werden. Nb/Al/Nb-Kontakte lassen sich wegen ihrer zu hohen Stromdichte nicht einsetzen.

Eine weitere Steigerung der charakteristischen Spannung  $V_C$  wurde mit Rampenkontakten gleicher Kontaktfläche  $A = 0,2 \mu\text{m}^2$  in SNSNS- (Nb/HfTi/Nb/HfTi/Nb)-Mehrschichtfolge erreicht (Schichtenfolge zwischen den Nb-Elektroden: HfTi (3,5 nm), Nb (8 nm), HfTi (3,5 nm)). Es wurden Werte von  $V_C \approx 470 \mu\text{V}$  bei kritischen Stromdichten von  $j_C \approx 400 \text{ kA/cm}^2$  erzielt. Diese neuartigen Josephson-Mehrschichtkontakte bieten eine vielversprechende Variante zur Implementierung in sehr schnelle digitale Supraleitungsschaltungen. Die gewonnenen Daten an Nb/HfTi/Nb- und Nb/HfTi/Nb/HfTi/Nb-Kontakten wurden mit den relevanten Theorien verglichen. Insbesondere das Verhalten der Nb/HfTi/Nb/HfTi/Nb-Kontakte zeigt, daß der Einfluß der Grenzflächen bestimmend für die Größe der charakteristischen Spannung ist, jedoch durch die Theorie nicht vollständig beschrieben wird.

Es konnte an Serienschaltungen mit bis zu 256000 Kontakten gezeigt werden, daß Rampenkontakte für Höchstintegration geeignet sind, wobei beachtet werden muß, daß bei Linienbreiten unterhalb von 200 nm die Suprastromtragfähigkeit der Leiterbahnen in die Nähe der kritischen Ströme der Kontakte rücken. Somit erscheinen kleinere Linienbreiten bei dem jetzigen Stand der Nb-Technologie nicht sinnvoll. Um in RSFQ-Schaltungen einen hinreichend hohen Signal-Rauschabstand zu gewährleisten, müssen minimale kritische Stromstärken der Kontakte von  $125 \mu\text{A}$  vorliegen, wodurch die Linienbreiten der Leiterbahnen nicht unterhalb von 500 nm gewählt werden sollten.

Es wurden Speicherzellen für magnetische Flussquanten auf der Basis von Nb/HfTi/Nb-Josephson-Rampenkontakten realisiert und untersucht. Hierzu wurden Interferometerschaltungen über einer supraleitenden Nb-Grundplatte entwickelt und die Induktivitäten von Speicherzellen und Nb-Streifenleitungen für Streifenleitungsbreiten bis in den Sub- $\mu\text{m}$  Bereich hinab bestimmt. Bei einer Isolationsschichtdicke von  $d = 250 \text{ nm}$  oberhalb der Grundplatte wurden für Leitungsbreiten  $w$  von  $1,5 \mu\text{m}$ ,  $1 \mu\text{m}$  und  $0,54 \mu\text{m}$  Induktivitätswerte  $L$  von  $0,382 \pm 0,009 \text{ pH}$ ,  $0,340 \pm 0,005 \text{ pH}$  und  $0,293 \pm 0,008 \text{ pH}$  experimentell bestimmt.

Aus den gewonnenen Daten wurden Design und Layout einer RSFQ-Konverterschaltung in SNS-Rampentechnologie auf einer supraleitenden Grundplatte erstellt. Die Schaltungen wurden hergestellt und ihre korrekte Funktion bei einer Temperatur von  $1,2 \text{ K}$  nachgewiesen. Es ist erstmals gelungen, eine RSFQ-Grundschialtung auf der Basis von SNS-Josephson-

Rampenkontakten und in Tieftemperatursupraleitungs-Implementierung zu realisieren und ihre korrekte Funktion nachzuweisen.

Weiterführende grundlegende Untersuchungen sind vor allem auf die detailliertere Bestimmung der Transportmechanismen in SNS-Josephson-Kontakten zu richten, die neben dem Proximity-Effekt auftreten, um die Einflüsse der internen Grenzflächen und Isolationsbarrieren quantitativ erfassen zu können. Hier sind vor allem im Fall hochtransparenter Grenzschichten die Andreev-Relexionen, und im Fall niedriger Transparenzen Tunnelprozesse zu untersuchen.

Zukünftige Forschungs- und Entwicklungsarbeiten haben zu zeigen, in wieweit das Potential der SNS-Technologie hinsichtlich hoher und höchster Integrationsfähigkeit in reale Schaltungsanwendungen weiter umgesetzt werden kann. Für Serienschaltungen zum Einsatz in programmierbaren Josephson-Spannungsnormalen ist vorrangig zu prüfen, ob fehlerfreie, bzw. nahezu fehlerfreie hochkomplexe Schaltungsarchitekturen zu realisieren sind, wobei Treiberfrequenzen von 70 GHz anzustreben sind. Für RSFQ-Schaltungen ist zu untersuchen, in wieweit die Geschwindigkeit der Quanteninformationsverarbeitung in digitalen supraleitenden Schaltungen zu steigern ist, insbesondere unter Implementierung der neuartigen Josephson-Mehrschichtkontakte.

## A. Anhänge

### A.1. Herstellung von SNS-Einzelkontaktschaltungen

Prozessschritt	Beschreibung	Parameter
0	Grundlage ist ein 3 Zoll Si-Wafer	(100) Si-Wafer, 300 nm therm. Oxid, einseitig poliert, p-dotiert, Widerstand > 40 $\mu\Omega/\text{cm}$
1	Sputtern der Ätzstoppschicht, die verhindert, daß beim Rampenätzprozess in die therm. Oxidschicht des Wafers geätzt wird und sich so eine Stufe vor der Rampe bildet	$\text{Al}_2\text{O}_3$ , Dicke: 30 nm
2	Sputtern der Nb-Basiselektrode	Sputtern in Ar-Plasma, Schichtdicke: 80 nm Nb: Druck: 0,5 Pa, Leistung 300 W
3	Sputtern der Isolationsschicht	$\text{SiO}_2$ , Dicke: 50 nm
4	Aufbringen der ersten Lackmaske zur optischen Belichtung: der erwärmte Wafer wird für fünf Minuten mit einem Haftvermittler bedampft. Der Photolack wird aufgesponnen und ausgebacken.	Haftvermittler: Hexa-Methyl-Di-Silizan (HMDS), 5 min bedampfen, AZ-Photolack aufspinnen bei $2500 \text{ min}^{-1}$ , Dauer: 20 s, 3 min bei $90^\circ \text{C}$ ausbacken
5	Belichten mit Waferstepper AÜR 2, Strukturierung der ersten Lackmaske für die Basis/Rampenstruktur	Lichtmenge pro Chip: 2000 lm
6	Entwickeln des Photolacks	AZ-Developer, zwei Teile AZ-Entwickler, ein Teil DI-Wasser Dauer: 30-40 s, Entwickler abspülen mit DI-Wasser und trockenschleudern
7	Ätzen der Isolationsschicht	50 nm $\text{SiO}_2$ ätzen mit Ammoniumfluorid-Ätzmischung, Dauer: 20 s
8	Reaktives Ionenätzen (RIE) der Nb-Basis und Herstellung der Rampen mittels Lackreduktionsverfahren	Ätze: 30 sccm* $\text{CF}_4$ und 5 sccm* $\text{O}_2$ , Druck: 45 Pa, Dauer: ca. 5-6 Minuten
9	Ablösen des Photolacks	Azeton über Nacht, 5 min Ultraschall; wahlweise REZI 38 Remover + $\text{H}_2\text{O}_2$ (Mischung: 21:1) bei ca. $35^\circ \text{C}$ , Dauer: ca. 15 Minuten
10	Plasmareinigung der Rampen und Entfernung der natürlichen Oxidschicht, sputtern der N-Schicht und der Gegenelektrode in-situ	Reinigung: Ar-Plasma, Druck: 1 Pa, Leistung: 700 W, Dauer: 2-6 Minuten N-Schicht: Sputtern in Ar-Plasma, Schichtdicke: 15-50 nm, Material: PdAu: Druck: 0,7 Pa, Leistung: 300 W; HfTi: Druck: 1 Pa, Leistung 50 W; Al: Druck: 1,6 Pa, Leistung 150 W, S-Schicht: Sputtern in Ar-Plasma, Schichtdicke: 100 nm Nb: Druck: 0,5 Pa, Leistung 300 W
11	Aufbringen der zweiten Lackmaske zur Elektronenstrahlbelichtung	Elektronenlack: PMMA Erste Schicht: 950K, Umdrehungen: $3500 \text{ min}^{-1}$ , Dauer: 90 s Ausbacken: 600 s; Zweite Schicht: 200 K, Umdrehungen: $3500 \text{ min}^{-1}$ , Dauer: 90 s Ausbacken: 600 s
12	Strukturieren der PMMA-Lackmaske, die als Lift-off Maske dient, da der Lack nicht hinreichend ätzstabil ist	Entwicklung: Glasgower Entwickler und AR600-60-Stopper 600, Entwicklungszeit ca. 60 s, Stoppzeit ca. 30 s
13	Aufdampfen der Chrom Ätzsicht	40 nm Cr, Rate: 0,2 nm/s
14	Lift-off der Chrommaske	Lift-off in Azeton über Nacht, 5 min Ultraschall
15	Ätzen der Gegenelektrode/Verdrahtungsschicht	RIE-Ätzen mit $\text{CF}_4$ , Druck: 15 Pa, Dauer: ca. 6 Minuten
16	Ätzen der N-Schicht	Ar-Strahl ätzen. Dauer: ca. 5 Minuten
(17)	Aufbringen der Photolackmaske zur Beschichtung der Kontakt Flächen mit Chrom (Haftvermittler) und Gold	Aufspinnen von AZ-Lack: s. Punkt 4
(18)	Bedampfen mit Cr und Au	5 nm Cr, Rate: 0,2 nm/s, 50 nm Au, Rate: 0,2 nm/s
(19)	Lift-off der Kontaktschicht	Lift-off in Azeton über Nacht, 5 min Ultraschall
20	Heraussägen der 16 10*10 mm großen Chips aus dem Wafer	

\* sccm: Standard Cubic Centimeters per Minute

## A.2. Herstellung von SNS-Serienschaltungen

Prozessschritt	Beschreibung	Parameter
0	Grundlage ist ein 3 Zoll Si-Wafer	(100) Si-Wafer, 300 nm therm. Oxid, einseitig poliert, p-dotiert, Widerstand > 40 $\mu\Omega/\text{cm}$
1	Sputtern der Ätzstoppschicht, die verhindert, daß beim Rampenätzprozess in die therm. Oxidschicht des Wafers geätzt wird und sich so eine Stufe vor der Rampe bildet	$\text{Al}_2\text{O}_3$ , Dicke: 30 nm
2	Sputtern der Nb-Basiselektrode	S-Schicht: Sputtern in Ar-Plasma, Schichtdicke: 100 nm Nb: Druck: 0,5 Pa, Leistung 300 W
3	Sputtern der Isolationsschicht	$\text{SiO}_2$ , Dicke: 50 nm
4	Aufbringen der ersten Lackmaske zur optischen Belichtung: der erwärmte Wafer wird für fünf Minuten mit dem Haftvermittler HMDS bedampft. Der AZ-Photolack wird aufgesponnen und ausgebacken.	Haftvermittler: Hexa-Methyl-Di-Silizan (HMDS), fünf Minuten bedampfen, AZ-Photolack aufspinnen bei $2500 \text{ min}^{-1}$ , Dauer: $30 \text{ s}^{-1}$ 3 min bei $90^\circ \text{ C}$ ausbacken.
5	Belichten mit Waferstepper AÜR 2, Strukturierung der ersten Lackmaske für die Base/Rampenstruktur	Lichtmenge pro Chip: 2000 lm
6	Entwickeln des Photolacks	AZ-Developer, zwei Teile AZ-Entwickler, ein Teil DI-Wasser Dauer: 30-40 s, Entwickler abspülen mit DI-Wasser und trockenschleudern
7	Ätzen der Isolationsschicht	50 nm $\text{SiO}_2$ ätzen mit Ammoniumfluorid-Ätzmischung, Dauer: 15-20 s
8	Reaktives Ionenätzen (RIE) der Nb-Basis und Herstellung der Rampen mittels Lackreduktionsverfahren	Ätzgase: $30 \text{ sccm}^* \text{ CF}_4$ und $5 \text{ sccm}^* \text{ O}_2$ , Druck: 45 Pa, Dauer: ca. 5-6 Minuten
9	Ablösen des Photolacks	Azeton (über Nacht), 5 min Ultraschall, wahlweise REZI 38 Remover + $\text{H}_2\text{O}_2$ (21:1 Teile) bei ca. $35^\circ \text{ C}$ , Dauer: ca. 15 Minuten
10	Plasmareinigung der Rampen und Entfernung der natürlichen Oxidschicht, sputtern der N-Schicht und der Gegenelektrode in-situ	Reinigung: Ar-Plasma, Druck: 1 Pa, Leistung: 700 W, Dauer: 2-6 Minuten N-Schicht: Sputtern in Ar-Plasma, Schichtdicke: 15-50 nm, Material: HfTi: Druck: 1 Pa, Leistung 50 W; S-Schicht: Sputtern in Ar-Plasma, Schichtdicke: 100 nm, Nb: Druck: 0,5 Pa, Leistung 300 W
11	Aufbringen der zweiten Lackmaske zur Elektronenstrahlbelichtung	Elektronenlack: PMMA Erste Schicht: 950K, Umdrehungen: $3500 \text{ min}^{-1}$ , Dauer: 90 s, Ausbacken: 600 s; Zweite Schicht: 200K, Umdrehungen: $3500 \text{ min}^{-1}$ , Dauer: 90 s, Ausbacken: 600 s
12	Strukturieren der PMMA-Maske im Elektronenstrahlreiber EBPG-4HR, die als Lift-off Maske dient, da der Lack nicht hinreichend ätzstabil ist	Entwicklung: Glasgower Entwickler und AR600-60-Stopper 600, Entwicklungszeit ca. 60 s, Stoppzeit ca. 30 s
13	Aufdampfen der Chrom Ätzsicht	40 nm Cr, Rate: 0,2 nm/s
14	Lift-off der Chrommaske	Lift-off in Azeton über Nacht mit Ultraschallunterstützung
15	Ätzen der Gegenelektrode/Verdrahtungsschicht	RIE-Ätzen mit $\text{CF}_4$ , Druck: 15 Pa, Dauer: ca. 6 min
16	Ätzen der N-Schicht	Ar-Strahl ätzen. Dauer: ca. 5 min
(17)	Aufbringen der Photolackmaske zur Beschichtung der Konkakt Flächen mit Chrom (Haftvermittler) und Gold	Aufspinnen von AZ-Lack: s. Punkt 4
(18)	Bedampfen mit Cr und Au	5 nm Cr, Rate: 0,2 nm/s, 50 nm Au, Rate: 0,2 nm/s
(19)	Lift-off der Kontaktschicht	Lift-off in Azeton über Nacht mit Ultraschallunterstützung
20	Heraussägen der 16 10*10 mm großen Chips aus dem Wafer	

\* sccm: Standard Cubic Centimeters per Minute



### A.3. Herstellung von SNS-Interferometerschaltungen

Prozessschritt	Beschreibung	Parameter
0	Grundlage ist ein 3 Zoll Si-Wafer	(100) Si-Wafer, 300 nm therm. Oxid, einseitig poliert, p-dotiert, Widerstand > 40 $\mu\Omega/\text{cm}$
1	Sputtern der Ätzstoppschicht, die verhindert, daß beim Rampenätzprozess in die therm. Oxidschicht des Wafers geätzt wird und sich so eine Stufe vor der Rampe bildet	$\text{Al}_2\text{O}_3$ , Dicke: 30 nm
2	Sputtern der Nb-Schicht für die supraleitende Grundplatte	S-Schicht: Sputtern in Ar-Plasma, Schichtdicke: 150 nm Nb, Druck: 0,5 Pa, Leistung 300 W
4	Aufbringen der ersten Lackmaske zur optischen Belichtung: der erwärmte Wafer wird für fünf Minuten mit einem Haftvermittler bedampft. Der AZ-Photolack wird aufgesponnen und ausgebacken.	Haftvermittler: Hexa-Methyl-Di-Silizan (HMDS), 5 min bedampfen AZ-Photolack aufspinnen bei 2500 $\text{min}^{-1}$ , Dauer 20 s, 3 min bei 90° C ausbacken.
5	Belichten mit SÜSS-Kontaktbelichter, Strukturierung der ersten Lackmaske für die Grundplatte, die Nb-Strukturen sind miteinander verbunden, um eine naßchemische Anodisation zu ermöglichen	Lampenleistung: rund 275 W, Belichtungsdauer: 8 s, Softkontakt-Modus
6	Entwickeln des Photolacks	AZ-Developer, ein Teil AZ-Entwickler, ein Teil DI-Wasser, Dauer: 30-40 s, Entwickler abspülen mit DI-Wasser und trockenschleudern.
8	Reaktives Ionenätzen (RIE) der Nb-Grundplatte mit Rampenkanten mittels Lackreduktionsverfahren	Ätzgase: 30 $\text{sccm}^*$ $\text{CF}_4$ und 5 $\text{sccm}^*$ $\text{O}_2$ , Druck: 45 Pa, Dauer: ca. 7-8 Minuten
9	Ablösen des Photolacks	Azeton (über Nacht), 5 min Ultraschall, wahlweise REZI 38 Remover + $\text{H}_2\text{O}_2$ (Mischung: 21:1) bei ca. 35° C, Dauer: ca. 15 Minuten
10	Anodisation der Nb-Grundplatte, Erzeugung von ca. 50 nm $\text{Nb}_2\text{O}_5$ -Isolationsschicht	Anlegen einer Spannung von 24 V bei einem Strom von 20 mA in Anodisierlösung
11	Sputtern einer $\text{SiO}_2$ -Isolationsschicht	RF-Sputtern bei 2,5 kV und 1 A, Schichtdicke: 200 nm
12	Sputtern der Widerstandsschicht mit einem nominellen Flächenwiderstand von 1 $\Omega$	Cr-Pt-Cr-Widerstände Cr: 15 nm Pt: 86 nm Cr: 15 nm
13	Strukturieren der Widerstände, Aufbringen der Lackmaske (s. 4), Belichten mit Waferstepper AÜR 2	Lichtmenge: 2000 lm
14	Entwickeln des Photolacks	AZ-Developer, zwei Teile AZ-Entwickler, ein Teil DI-Wasser, Dauer: 30-40 s, Entwickler abspülen mit DI-Wasser und trockenschleudern.
15	Ätzen der Widerstände	Ar-Strahl ätzen. Dauer: ca. 12 Minuten
16	Ablösen des Photolacks	Azeton (über Nacht) mit Ultraschallunterstützung, wahlweise REZI 38 Remover + $\text{H}_2\text{O}_2$ (Mischung 21:1) bei ca. 35° C, Dauer: ca. 15 min
17	Ätzen der Löcher in die Isolationsschichten, Aufbringen der Lackmaske (s. 4), Belichten mit Waferstepper AÜR 2	Lichtmenge: 2000 lm
18	Ätzen der $\text{SiO}_2$ - und $\text{Nb}_2\text{O}_5$ -Isolationsschichten	Ätzgase: 20 $\text{sccm}^*$ $\text{CHF}_3$ und 2 $\text{sccm}^*$ $\text{O}_2$ , Druck: 15 Pa Dauer: ca. 7-8 Minuten
19	Ablösen des Photolacks	Azeton (über Nacht) mit Ultraschallunterstützung, wahlweise REZI 38 Remover + $\text{H}_2\text{O}_2$ bei ca. 35° C, Dauer: ca. 15 Minuten
20	Sputtern der Nb-Basiselektrode und der $\text{SiO}_2$ -Kontakt Isolation	Nb-Schicht: Sputtern in Ar-Plasma, Schichtdicke: 80 nm Nb: Druck: 0,5 Pa, Leistung 300 W $\text{SiO}_2$ , Dicke: 50 nm
21	Aufbringen der ersten Lackmaske zur optischen Belichtung: der erwärmte Wafer wird für fünf Minuten mit einem Haftvermittler bedampft. Der AZ-Photolack wird aufgesponnen und ausgebacken.	Haftvermittler: Hexa-Methyl-Di-Silizan (HMDS), fünf Minuten bedampfen AZ-Photolack aufspinnen bei 2500 $\text{min}^{-1}$ , Dauer: 20 s, 3 min bei 90° C ausbacken.
22	Belichten mit Waferstepper AÜR 2, Strukturierung der ersten Lackmaske für die Base/Rampenstruktur	Lichtmenge pro Chip: 2000 lm.
23	Entwickeln des Photolacks	AZ-Developer, zwei Teile AZ-Entwickler, ein Teil DI-Wasser Dauer: 30-40 s, Entwickler abspülen mit DI-Wasser und trockenschleudern.
24	Ätzen der Isolationsschicht	50 nm $\text{SiO}_2$ ätzen mit Ammoniumfluorid-Ätzmischung, Dauer: 15-20 s
25	Reaktives Ionenätzen (RIE) der Nb-Basis und Herstellung der Rampen mittels Lackreduktionsverfahren	Ätzgase: 30 $\text{sccm}^*$ $\text{CF}_4$ und 5 $\text{sccm}^*$ $\text{O}_2$ , Druck: 45 Pa, Dauer: ca. 5-6 Minuten
26	Ablösen des Photolacks	Azeton (über Nacht), 5 min Ultraschall, wahlweise REZI 38 Remover + $\text{H}_2\text{O}_2$ (Mischung 21:1) bei ca. 35° C, Dauer: ca. 15 Minuten

Prozessschritt	Beschreibung	Parameter
27	Plasmareinigung der Rampen und Entfernung der natürlichen Oxidschicht, Sputtern der HfTi-Schicht und der Nb-Gegelektrode in-situ	Reinigung: Ar-Plasma, Druck: 1 Pa, Leistung: 700 W, Dauer: 2-6 Minuten N-Schicht: Sputtern in Ar-Plasma, Schichtdicke: 15-50 nm Material: HfTi: Druck: 1 Pa, Leistung 50 W; S-Schicht: Sputtern in Ar-Plasma, Schichtdicke: 100 nm Nb: Druck: 0,5 Pa, Leistung 300 W
28	Aufbringen der zweiten Lackmaske zur Elektronenstrahlbelichtung	Elektronenlack: PMMA Erste Schicht: 950K, Umdrehungen: 3500 s <sup>-1</sup> , Dauer: 90 s Ausbacken: 600 s Zweite Schicht: 200K, Umdrehungen: 3500 s <sup>-1</sup> , Dauer: 90 s Ausbacken: 600 s
29	Strukturieren der PMMA-Maske im Elektronenstrahlenschreiber EBPG-4HR, die als Lift-off Maske dient, da der Lack mit hinreichend ätzstabil ist	Entwicklung: Glasgower Entwickler und AR600-60-Stopper 600, Entwicklungszeit ca. 60 s, Stoppzeit ca. 30 s
30	Aufdampfen der Chrom Ätzschrift	40 nm Cr, Rate: 0,2 nm/s
31	Lift-off der Chrommaske	Lift-off in Azeton über Nacht mit Ultraschallunterstützung
32	Ätzen der Gegenelektrode/Verdrahtungsschicht	RIE-Ätzen mit CF <sub>4</sub> , Druck: 15 Pa, Dauer: ca. 6 Minuten
33	Ätzen der N-Schicht	Ar-Strahl ätzen. Dauer: ca. 5 Minuten
(34)	Aufbringen der Photolackmaske zur Beschichtung der Kontakt Flächen mit Chrom (Haftvermittler) und Gold	Aufspinnen von AZ-Lack: s. Punkt 4
(35)	Bedampfen mit Cr und Au	5 nm Cr, Rate: 0,2 nm/s, 50 nm Au, Rate: 0,2 nm/s
(36)	Lift-off der Kontaktschicht	Lift-off in Azeton über Nacht mit Ultraschallunterstützung
37	Heraussägen der 16 10*10 mm großen Chips aus dem Wafer	

\* sccm: Standard Cubic Centimeters per Minute

#### A.4. Entwurfsrandbedingungen für SNS-Schaltungen

Supraleitende Grundplatte:

Dicke: 170 nm Nb

Anodisierung bis 24 V, Ausbildung einer ca. 50 nm dicken Nb<sub>2</sub>O<sub>5</sub>-Isolationsschicht

Zweite Isolationsschicht: 200 nm SiO<sub>2</sub>

Basis-Elektrode der Rampen:

Für Strukturen und Abstände zwischen den Strukturen:

Minimale Maße  $\geq 4 \mu\text{m}$

Lithographische Genauigkeit (Überdeckung):  $\pm 0,5 \mu\text{m}$

Dicke der Basiselektrode 80 nm

Dicke der SiO<sub>2</sub>-Isolation: 50 nm

Rampenlänge 230 nm, angestrebte Toleranz  $\pm 10\%$

Gegenelektrode:

Für Strukturen:

Minimale Maße  $w_{\min} = 0,5 \mu\text{m}$

Lithographische Genauigkeit (Überdeckung):  $\pm 0,1 \mu\text{m}$

Für Abstände zwischen den Strukturen:

Minimale Maße  $> 2 \mu\text{m}$

Lithographische Genauigkeit (Überdeckung):  $\pm 0,1 \mu\text{m}$

Dicke: 100 nm (Nb),

25 nm N-Schicht (+5 nm / - 10 nm)

## Literaturverzeichnis

- A.F. Andreev, „Electron spectrum of the intermediate state of superconductors,“ *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **49**, pp. 655-660, 1965; *Sov. Phys. JETP* **19**, pp. 1128-1133, 1964.
- D. Balashov, F.-Im. Buchholz, H. Schulze, M.I. Khabipov, W. Kessel, J. Niemeyer, „Superconductor-insulator-normalconductor-insulator-superconductor (Nb/AlxOy/Al/AlxOy/Nb) process development for integrated circuit applications,“ *Supercond. Sci. Technol.* **11**, pp. 1401-1407, 1998.
- D. Balashov, M.I. Khabipov, F.-Im. Buchholz, W. Kessel, J. Niemeyer, „SINIS fabrication process for realizing integrated circuits in RSFQ impulse logic,“ *Ext. Abstr. ISEC'99, Claremont*, pp. 238-240, 1999; and: *Supercond. Sci. Technol.* **12**, pp. 864-867, 1999.
- D. Balashov, F.-Im. Buchholz, H. Schulze, M.I. Khabipov, R. Dolata, M.Yu. Kupriyanov, J. Niemeyer, „Stationary properties of SINIS double barrier Josephson junctions,“ *Supercond. Sci. Technol.* **13**, pp. 244-250, 2000.
- D. Balashov, M. Khabipov, F.-Im. Buchholz, J. Niemeyer, „SINIS Process Development for Integrated Circuits with Characteristic Voltages Exceeding 250  $\mu$ V,“ *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **11** (1), pp. 1070-1073, 2001.
- J. Bardeen, L.N. Cooper, J.R. Schrieffer, „Theory of Superconductivity,“ *Phys. Rev.* **108**, pp. 1175-1204, 1957.
- A. Barone, G. Paterno, „Physics and Applications of the Josephson Effect,“ *John Wiley & Sons*, ISBN 0-471-01469-9, 1982.
- C.W.J. Beenakker, H. van Houten, „Josephson current through a superconducting quantum point contact shorter than the coherence length,“ *Phys. Rev. Lett.* **66**, pp. 3056-3059, 1991.
- R. Behr, H. Schulze, F. Müller, J. Kohlmann, I. Krasnopolin, J. Niemeyer, „Microwave coupling of SINIS Junctions in a Programmable Josephson Voltage Standard,“ *Proc. ISEC'99, Extended Abstracts*, pp. 128-130, 1999a.
- S.P. Benz, „Superconductor-normal-superconductor junctions for programmable voltage standards,“ *Appl. Phys. Lett.* **67** (18), pp. 2714-2716, 1995.
- S.P. Benz, C.A. Hamilton, C.J. Burroughs, T.E. Harvey, „Stable 1 volt programmable voltage standard,“ *Appl. Phys. Lett.* **71**, pp. 1866-1868, 1997.
- G.E. Blonder, M. Tinkham, T.M. Klapwijk, „Transition from metallic to tunneling regimes in superconducting microbridges: excess current, charge imbalance, and supercurrent conversion,“ *Phys. Rev. B* **25**, pp. 4515-4532, 1982.
- P.A.A. Booi, C.A. Livingston, S.P. Benz, „Intrinsic stress in dc sputtered Niobium,“ *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **3** (2), pp. 3029-3031, 1991.
- A. Brinkman, A.A. Golubov, „Coherence effects in double-barrier Josephson junction,“ *Phys. Rev. B* **61**, pp. 11297-11300, 2000.
- A. Brinkman, D. Cassel, A.A. Golubov, M.Yu. Kupriyanov, M.Siegel, H. Rogalla, „Double-Barrier Josephson Junctions: Theory and Experiments,“ *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **11** (1), pp. 1146-1149, 2001.
- R.F. Broom A. Oosenbrug, W. Walter „Josephson Junctions of small area form on the edges of niobium films,“ *Appl. Phys. Lett.* **37** (2), pp. 237-239, 1980.
- F.-Im. Buchholz, W.Kessel, M.I. Khabipov, R. Dolata, J. Niemeyer, A. Yu. Kidiyarova-Shevchenko, „Measurement of RSFQ pulse propagation by specially designed shift registers,“ *Inst. Phys. Conf. Ser. No.* **158**, pp. 433-436, 1997.
- P. Bunky: L-Meter: <http://pavel.physics.sunysb.edu/~paul/lmeter/lmeter.html>.
- C. J. Burroughs, S. P. Benz, C. A. Hamilton, T. E. Harvey, J. R. Kinard, T. E. Lipe, H. Sasaki, „Thermoelectric transfer difference of thermal converters measured with a Josephson source,“ *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **48** (2), pp. 279-281, 1999.

- L. Capogna, M.G. Blamire, „Superconducting proximity effect through high-quality high-conductance tunnel barriers,“ *Phys. Rev. B* **53**, pp. 5683-5687, 1996.
- L. Capogna, G. Burnell, M.G. Blamire, „Electronic Cooling in Nb/AlO<sub>x</sub>/Al/AlO<sub>x</sub>/Nb Double Tunnel Junctions,“ *IEEE Trans Appl. Supercond.* **7**, pp. 2415-2418, 1997.
- D. Cassel, G. Pickartz, M. Siegel, E. Goldobin, H.H. Kohlstedt, A. Brinkman, A.A. Golubov, M.Yu. Kuprijanov, H. Rogalla, „Influence of the transparency of tunnel barriers in Nb/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Al/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Nb junctions on transport properties,“ *Physica C* **350**, pp. 276-290, 2001.
- W. Chen, A.V. Rylyakov, Vijay Patel, J.E. Lukens, K.K. Likharev, „Rapid Single Flux Quantum T-Flip Flop Operating up to 770 GHz,“ *IEEE Trans. Appl Supercond.* **9** (2), pp. 3212-3215, 1999.
- J. Clark, „The proximity effect between superconducting and normal thin films in zero field,“ *Journal de Physique, Colloque C2*, **2-3** (29), pp. C 2-3 – 2-16, 1968.
- J.W. Coburn, H. F. Winders, „Plasma etching – A discussion of mechanisms,“ *J. Vac. Sci. Tech.* **16** (2), pp. 391-403, 1979.
- P.G. De Gennes, „Superconductivity in „normal“ metals,“ *Phys. Lett.* **3**, pp. 168-169, 1963a.
- P.G. De Gennes, „Self-consistent calculation of the Josephson current,“ *Phys. Lett.* **5**, pp. 22-24, 1963b.
- P.G. De Gennes, „Boundary effects in Superconductors,“ *Rev. Mod. Phys.* **36**, pp. 225-237, 1964.
- P.G. De Gennes, S. Mauro, „Excitation spectrum of superimposed normal and superconducting films,“ *Solid State Comm.* **3**, pp. 381-384, 1965.
- P.G. De Gennes, „Superconductivity of metals and alloys,“ *Benjamin*, New York, 1966.
- K.A. Delin, A.W. Kleinsasser, „Stationary properties of high-critical-temperature proximity effect Josephson junctions“, *Supercond. Sci. Tech.* **9**, pp. 227-269, 1996.
- J.Z. Deng, S.R. Whiteley, T. van Duzer. „Data-driven self-timing of RSFQ digital integrated circuits,“ *Ext. Abstr. 1995 Internat. Supercond. Electron. Conf. ISEC'95, Nagoya, Japan*, **7-2**, pp. 189-191, 1995.
- J.Z. Deng, N. Yoshikawa, S.R. Whiteley, T. van Duzer. „Data-Driven Self-Timed RSFQ Digital Integrated Circuit and System,“ *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **7** (2), pp. 3634-3637, 1997.
- G. Deutscher, P.G. De Gennes, „Proximity Effect,“ *Superconductivity*, R.D. Parks, Ed: Dekker, pp. 1005-1034, 1969.
- R. Dolata, „Laser-Reflexionsmessungen zur Optimierung technologischer Prozesse bei der Herstellung integrierter Supraleiterschaltungen,“ Dissertation, *VDI Fortschrittberichte, Reihe 8*, Nr. **439**, ISBN 3-18-343908-5, 1993.
- R. Dolata, M.I. Khabipov, F.-Im. Buchholz, W. Kessel, J. Niemeyer, „Nb/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-Al/Nb process development for the fabrication of fast-switching circuits in RSFQ logic,“ *Applied Superconductivity 1995*, Proc. of the 2nd Europ. Conf. on Appl. Supercond. EUCAS'95, Edinburgh, Scotland; *Inst. Phys. Conf. Ser. No.* **148**, **2**, pp. 1709-1712, IOP Publishing Ltd. Bristol and Philadelphia, 1995.
- R. Dolata, D. Balashov, „Platinum thin film resistors with Cr under- and overlayers for Nb/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Nb technology,“ *Physica C* **295**, pp. 247-250, 1998.
- W.G. Fastowski, J.W. Petrowski, A.E. Rowinski, „Kryotechnik,“ Akademie-Verlag GmbH, VEB Druckhaus Maxim Gorki, Best. Nr. 5744 ES 18 B 4, 20 C 3, 1970.
- R.P. Feynman, R.B. Leighton, M. Sands, „The Feynman Lectures on Physics,“ *Addison-Wesley*, 1965.
- P. Fulde, K. Maki, „Gapless superconductivity induced by metallic contacts,“ *Phys. Rev. Lett.* **15**, pp. 675-677, 1965.
- J.K. Freericks, „Optimizing the speed of a Josephson junction with dynamical mean field theory,“ *Int. J. Mod. Phys. B* **16**, pp. 531-561, 2002.

- L. Fritsch, M. Schubert, G. Wende, H.-G. Meyer, „Superconductor-normal metal-superconductor Josephson junctions with Ti interlayer,“ *Appl. Phys. Lett.*, **73**, pp. 1583-1585, September 1998.
- L. Fritsch, H. Elsner, M. Schubert, H.-G. Meyer, „SNS and SIS Josephson junctions with dimensions down to the sub-micron region prepared by a unified technology,“ *Ext. Abstr. ISEC '99*, PI5.10, pp. 256-258, 1999.
- R. Fromknecht, „Trockenätzen von Niobschichten mit  $CF_4/O_2$ - und  $SF_6/O_2$ -Plasmen,“ Dissertation, 1988.
- G.A. Gogadze, A.M. Kosevich, „Quantum levels and quasilocal states in SINIS structures,“ *Sov. Low Temperature Physics* **24**, pp. 716-720, 1998.
- L.Y. Gorelik, V.S. Shumeiko, R.I. Shekhter, G. Wendin, M. Jonson, „Microwave-Induced „Somersault Effect“ in Flow of Josephson Current through a Quantum Constriction,“ *Phys. Rev. B* **75** (6), pp. 1162-1165, 1995.
- L.P. Gor'kov, „On the energy spectrum of superconductors,“ *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **34**, pp. 735-739, 1958. *Sov. Phys. JEPT* **34**, pp. 505-508, 1958.
- L.P. Gor'kov, „Microscopic derivation of the Ginzburg-Landau equations in the theory of superconductivity,“ *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **36**, pp. 1918-1923, 1959; *Sov. Phys. JETP* **36**, pp. 1364-1367, 1959.
- C.A. Hamilton, C.J. Burroughs, R.L. Kautz, „Josephson D/A Converter with Fundamental Accuracy,“ *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **44**, pp. 223-225, 1995.
- J.-K. Heinsohn, R. Dittmann, J. Rodriguez, E. Goldobin, A.M. Klushin, M. Siegel, D. Hagedorn, R. Pöpel, R. Dolata, F.-Im. Buchholz, J. Niemeyer, „Effect of the magnetic-field orientation on the modulation period of the critical current of ramp-type Josephson junctions“, *J. Appl. Phys.* **90** (9), pp. 4623-4631, Nov. 2001.
- W.H. Henkels, „Accurate measurement of small inductances or penetration depths in superconductors,“ *Appl. Phys. Lett.* **32** (12), pp. 829-831, 1978.
- C. Horstmann, P. Leinenbach, A. Engelhardt, R. Gerber, J.L. Jia, R. Dittmann, U. Memmert, U. Hartmann, A.I. Braginski, „Influence of Ramp Shape and Morphology on the Properties of  $YBa_2Cu_3O_{7-d}$  Ramp-Type Junctions,“ *Physica C* **302**, pp. 176-182, 1998.
- T. Hoss, C. Strunk, T. Nussbaumer, R. Huber, U. Staufer, C. Schönenberger, „Multiple Andreev reflection and giant excess noise in diffusion superconductor/normal metal/superconductor junction,“ *Phys. Rev. B* **62** (6), pp. 4079-4085, 2000.
- H. T. Ilhan, H. V. Demir, P.F. Bagwell, „Andreev-level spectroscopy and Josephson-current switching in a three-terminal Josephson junctions,“ *Phys. Rev. B* **58** (22), pp. 15120-15127, 1998.
- T. Imanura, T. Shiota, S. Hasuo, „Fabrication of High Quality Nb/ $AlO_x$ -Al/Nb Josephson junctions – sputtered NB films for junction electrodes,“ *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **2** (1), pp. 1-14, 1992.
- Q.X. Jia, Y. Fan, C. Kwon, C. Mombourquette, D. Reagor, R. Cantor, J.P. Zhou, Y. Gim, C. Jones, J.T. McDevitt, J.B. Goodenough, „Development of Ramp-Edge SNS Junctions Using Highly Stable Normal-Metal Barrier Materials,“ *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **9** (2), pp. 3374-3377, 1999
- B.D. Josephson, „Possible new effects in superconductive tunneling,“ *Phys. Lett.* **1**, pp. 251-253, 1962.
- R.L. Kautz, S.P. Benz, „Metallic-barrier junctions for programmable Josephson voltage standards,“ *Inst. Phys. Conf. Ser. No.* **148**, pp. 1407-1410, 1995a.
- R.L. Kautz, „Shapiro steps in large area metallic-barrier Josephson junctions,“ *J. Appl. Phys.* **78** (9), pp. 5811-5819, 1995b.

- M. Khabipov, R. Dolata, F.-Im. Buchholz, W. Kessel, J. Niemeyer, „Experimental Investigations of RSFQ Logic Circuits Realized by a Nb/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-Al/Nb Technology Process,“ *Ext. Abstr. ISEC'95*, pp. 31-33, 1995.
- M. Khabipov, D.V. Balashov, F.-Im. Buchholz, W. Kessel, J. Niemeyer, „RSFQ Circuitry Realization in a SINIS Technology Process,“ *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **9** (4), pp. 4682-4687, 1999.
- M. Khabipov, D. Balashov, F.-Im. Buchholz, J. Niemeyer, „High-frequency Performance of RSFQ Circuits Realized in SINIS Technology,“ *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **11** (1), pp. 1074-1077, 2001.
- M. Khapaev: LL: <http://cmc.cs.msu.su/dep/vm/sotr/vmhap>.
- T.M. Klapwijk, G.E. Blonder, M. Tinkham, „Explanation of subharmonic energy gap structure in superconducting contacts,“ *Physica* **109** & **110B**, pp. 1657-1664, 1982.
- S. Knappe, C. Elster, C. Aßmann, „Einsatz von Methoden der Versuchsplanung am Beispiel der Herstellung von Nb-Dünnschichten,“ *PTB-Bericht EW-7*, Braunschweig und Berlin, 1995.
- J. Kohlmann, H. Schulze, R. Behr, F. Müller, J. Niemeyer, „10 V SINIS Josephson Junction Series Arrays for Programmable Voltage Standards,“ *IEEE Trans. Inst. Meas.* **30** (2), pp. 192-194, 2001.
- I.O. Kulik, „Macroscopic quantization and the proximity effect in S-N-S junctions,“ *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **57**, pp. 1745-1759, 1969.
- M.Yu. Kupriyanov, V.F. Lukichev, „The influence of the proximity effect in the electrodes on the stationary properties of S-N-S Josephson structures,“ *Fiz. Nizk. Temp.* **8**, pp. 1045-1048, 1982; *Sov. J. Low. Temp. Phys.* **8**, pp. 526-529, 1982.
- M.Y. Kupriyanov, V.F. Lukichev, „Influence of boundary transparency on the critical current of „dirty“ SS'S structures,“ *Sov. Phys. JETP* **67** (6), pp. 1163-1168, 1988.
- M. Yu. Kupriyanov, A. Brinkman, A.A. Golubov, M. Siegel, H. Rogalla, „Double-barrier Josephson structures as the novel elements for superconducting large-scale integrated circuits,“ *Physica C* **326-327**, pp. 16-45, 1999.
- Z.D. Kvon, T.I. Baturina, R.A. Donaton, M.R. Baklanov, K. Maex, E.B. Olshanetsky, A.E. Plotnikov, J.C. Portal, „Proximity effects and Andreev reflection in a mesoscopic SNS junction with perfect NS interfaces,“ *Phys. Rev. B* **61** (17), pp. 11340-11343, 2000.
- V. Lacquaniti, S. Gonzini, S. Maggi, E. Monticone, R. Steni, D. Andreone, „Nb-based SNS Junctions with Al and TaOx barriers for a Programmable Josephson Voltage Standard,“ *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **9** (2), pp. 4245-4258, 1999.
- Landolt Börnstein, Gruppe III: Kristall- und Festkörperphysik, Band **15**, Metalle: Elektronische Transportphänomene, Teilband **b**, 1985.
- Y. Levi, O. Millo, N.D. Rizzo, D.E. Prober, L.R. Motowidlo, „Scanning tunneling microscope studies of the superconductor proximity effect,“ *Phys. Rev. B* **58** (22), pp. 15128-15134, 1998.
- K.K. Likharev, „The relation  $j_s(j)$  for SNS bridges of variable thickness,“ *Pis. Zh. Tekh. Fiz.* **2**, pp. 29-37, 1976; *Sov. Tech. Phys. Lett.* **2**, pp. 12-14, 1976.
- K.K. Likharev, „Superconducting weak links,“ *Rev. Mod. Phys.* **51**, pp. 101-159, 1979.
- K.K. Likharev, O.A. Mukhanov, V.K. Semenov, „Resistive Single Flux Quantum Logics for the Josephson- Junction Digital Technology,“ *SQUID'85 – Superconducting Quantum Interference Devices and their Applications*, Walter de Gruyter, Berlin, pp. 1103-1108, 1985.
- K.K. Likharev, „Dynamics of Josephson Junctions and Circuits,“ *Gordon and Breach, Science Publishers*, 1987.
- K.K. Likharev, V. Semenov, „RSFQ logic/memory family: a new Josephson junction technology for sub-terahertz clock frequency digital systems,“ *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **1**, pp. 3-28, 1991.

- K.K. Likharev, „Ultrafast superconductor Digital Electronics: RSFQ Technology Roadmap,“ *Intl. Conf. on Low Temp. Phys.* **LT21**, Prag, 1996; und: K.K. Likharev, „Recent Progres and Prospects of Superconductor Digital Technology“, *FED Report*, 1997.
- B. Ludoph, N. van der Post, E.N. Bratus, E.V. Bezuglyi, V.S. Shumeiko, G. Wendin, J.M. van Ruitenbeek, „Multiple Andreev reflection in single-atom niobium junctions,“ *Phys. Rev. B* **61** (12), pp. 8561-8569, 2000.
- M. Maezawa, A. Shoji, „Overdamped Josephson junctions with Nb/AlO<sub>x</sub>/Al/AlO<sub>x</sub>/Nb structure for integrated circuit application,“ *Appl. Phys. Lett.*, **70** (26), pp. 3603-3605, 1997a.
- M. Maezawa, I. Kurosawa, M. Aoyagi, H. Nakagawa, „Rapid Single-Flux-Quantum Dual-Rail Logic for Asynchronous Circuits,“ *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **7** (2), pp. 2705-2708, 1997b.
- D.E. McCumber, „Effect of AC impedance on DC voltage current characteristics of superconductor weak link junctions,“ *J. Appl. Phys.* **39**, pp. 3113-3118, 1969.
- W.L. McMillan, „Tunneling model of the superconductive proximity effect,“ *Phys. Rev.* **175**, pp. 537-542, 1968.
- H. Meissner, „Measurements on superconducting contacts,“ *Phys. Rev.* **109**, pp. 686-694, 1958.
- H. Meissner, „Superconductivity of contacts with interposed barriers,“ *Phys. Rev.* **117**, pp. 672-680, 1960.
- D. Mijatovic, A. Brinkman, I. Oomen, G. Rijnders, H. Hilgenkamp, H. Rogalla, D.H.A. Blank, „Magnesium-diboride ramp-type Josephson junctions,“ *Appl. Phys. Lett.* **80** (12), pp 2141-2143, 2002
- P. Miller, J.K. Freericks, „Microscopic self-consistent theory of Josephson junctions including dynamical electron correlations,“ *J. Phys: Condens. Matter* **13**, pp. 3187-3213, 2001.
- R.W. Moseley, A. J. Bennett, W. E. Booij, E. J. Tarte, M. G. Blamire, „Fabrication of Josephson superconductor-normal metal-superconductor series arrays using a focused ion beam,“ *Supercond. Sci. Tech.* **12** (11), pp. 871-873, 1999.
- F. Müller, H. Schulze, R. Behr, J. Kohlmann, J. Niemeyer, „The Nb-Al technology at PTB – a common base for different types of Josephson voltage standards,“ *Physica C* **354**, pp. 66-70, 2001.
- O.A. Mukanov, V.K. Semenov, „A Novel Way of Digital Information Processing in the Josephson Circuit,“ preprint, Dept. Phys., Moscow State University, **9**, 1985.
- I.P. Nevirkovets, „Modification of current-voltage characteristics of double-barrier junctions under the influence of quasiparticle extraction,“ *Phys. Rev. B* **56**, pp. 832-837, 1997.
- I.P. Nevirkovets, S.E. Shafranjuk, „Resonant Josephson tunneling in SIS'IS multilayered devices,“ *Phys. Rev. B* **59**, pp. 1311-1317, 1999a.
- I.P. Nevirkovets, J.B. Ketterson, S. Lomatch, „Anomalous critical current in double-barrier Nb/Al-AlO<sub>x</sub>-Al-AlO<sub>x</sub>-Nb devices,“ *Appl. Phys. Lett.* **74**, pp. 1624-1626, 1999b.
- I.P. Nevirkovets, J.B. Ketterson, S.E. Shafranjuk, „Phase coherence between external electrodes in double-barrier Nb/Al-AlO<sub>x</sub>-Al-AlO<sub>x</sub>/Nb tunnel junctions,“ *Physica B* **248-288**, pp. 1834-1835, 2000.
- J. Niemeyer, „Einfluß von Verunreinigungen in der Normalleiterschicht in Supraleiter-Normalleiter-Supraleiter-Josephsonkontakten,“ Dissertation, Universität Göttingen, 1979.
- J. Niemeyer, „Josephson Voltage Standard,“ *Encyclopedia of Materials: Science and Technology*, ISBN 0-08-043152-6, pp. 4351-4356, 2001.
- M. Octavio, W.J. Skocpol, M. Tinkham, „Nonequilibrium-enhanced supercurrents in short superconducting weak links,“ *Phys. Rev. B* **17** (1), pp. 159-169, 1978.
- M. Octavio, M. Tinkham, G.E. Blonder, T.M. Klapwijk, „Subharmonic energy-gap structure in superconducting constrictions,“ *Phys. Rev. B* **27** (11), pp. 6739-6746, 1983.



- R.H. Parmenter, „Theory of superconducting contact,“ *Phys. Rev.* **118**, pp. 1174-1182, 1960.
- V. Patel and J. E. Lukens, „Self-shunted Nb/AlO<sub>x</sub>/Nb Josephson junctions,“ *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **9** (2), pp. 3247-3250, 1999.
- S. Polonski, P. Shevchenko, A. Kirichenko, D. Zinoviev, A. Rylyakov, „PSCAN'96: New Software for Simulation and Optimization of Complex RSFQ Circuits,“ *IEEE Trans. Appl. Superconduct.* **7** (2), pp. 2685-2689, 1997.
- R. Pöpel, D. Hagedorn, F.-Im. Buchholz, J. Niemeyer, „SNS ramp-type Josephson junctions for highly integrated superconducting circuit applications,“ *Inst. Phys. Conf. Ser. No.* **167**, pp. 277-280, 2000a.
- R. Pöpel, D. Hagedorn, T. Weimann, F.-Im. Buchholz, J. Niemeyer, „Superconductor-normal metal-superconductor process development of the fabrication of small Josephson junctions in ramp-type configuration,“ *Supercond. Sci. Technol.* **13**, pp. 148-153, 2000b.
- H. Sachse, R. Pöpel, T. Weimann, F. Müller, G. Hein, J. Niemeyer, „Properties of PdAu Barriers of SNS Junctions for Programmable Voltage Standards,“ *J IOP Publ. Ltd: Bristol Inst. Phys. Conf. Ser.* **158**, pp. 555-558, 1997.
- J.N. Sasserath and J. Vivalda, „Sloped Niobium etching using CF<sub>4</sub> and O<sub>2</sub>,“ *J. Sci. Technol.* **A8** (6), pp. 3914-3919, 1990.
- „SCENET Roadmap for Superconductor Digital Electronics,“ Veröffentlichung in Vorbereitung: *Physica C*. Version 2.2, 2001.
- H. Schulze, F. Müller, R. Behr, J. Kohlmann, J. Niemeyer, D. Balashov, „SINIS Josephson Junctions for Programmable Josephson Standard Circuits,“ *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **9**, pp. 9241-9243, 1998a.
- H. Schulze, R. Behr, F. Müller, J. Niemeyer, „Nb/Al/AlO<sub>x</sub>/Al/AlO<sub>x</sub>/Al/Nb Josephson junctions for programmable voltage standards,“ *Appl. Phys. Lett.* **73**, pp. 996-998, 1998b.
- H. Schulze, F. Müller, R. Behr, J. Kohlmann, J. Niemeyer, D. Balashov, „SINIS Josephson junctions for programmable Josephson voltage standard circuits,“ *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **9**, pp. 4241-4244, 1999.
- H. Schulze, R. Behr, J. Kohlmann, F. Müller, J. Niemeyer, „Design and fabrication of 10-V SINIS Josephson arrays for programmable voltage standards,“ *Supercond. Sci. Technol.* **13**, pp. 1293-1295, 2000.
- P. Seidel, J. Richter, „Theoretical Investigation of the Current-Voltage Characteristics of Superconducting Niobium-Lead Tunnel Junctions,“ *Phys. Stat. Sol. (b)* **98**, pp. 189-197, 1980.
- P. Seidel, M. Turtenwald, T. Büschel, „Temperature Dependence of the Structures in the Tunneling Characteristics of High-T<sub>C</sub> Junctions,“ *Phys. Stat. Sol. (a)* **122**, pp. 645-650, 1990.
- SEMATECH, „International Technology Roadmap for Semiconductors,“ <http://www.sematech.org/public/index.htm>, 2001.
- S.E. Shafraniuk, T. Yamashita, „Minisubbands in electron excitation spectra of layered short-coherence length superconductors,“ *Phys. Rev. B* **54**, pp. 15380-15387, 1996.
- S. Shafraniuk, private communications, 2002.
- S. Shapiro, „Josephson currents in superconducting tunneling. The effect of microwaves and other observations,“ *Phys. Rev. Lett.* **11**, pp. 80-82, 1963.
- H.J.H. Smilde, H. Hilgenkamp, G.J. Gerritsma, D.H.A. Blank, H. Rogalla, „Realization and properties of ramp-type YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-δ</sub>/Au/Nb junctions,“ *Physica C* **350**, pp. 269-275, 2001.
- X. Songtao, C.A. Mancini, M.J. Feldman, „Delayed pulses from high-transparency Josephson junctions,“ *Appl. Phys. Lett.* **78** (20), pp. 3100-3102, 2001.

- W.C. Stewart, „Current-voltage characteristics of Josephson junctions,“ *Appl. Phys. Lett.* **12**, pp. 270-280, 1968.
- H. Sugiyama, A. Yanada, M. Ota, A. Fujimaki, H. Hayakawa, „Characteristics of Nb/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Al/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Nb junctions based on the proximity effect,“ *Jpn. J. Appl. Phys.* **36**, pp. 1157-1160, 1997.
- M. Tinkham, „Introduction to Superconductivity,“ McGraw-Hill, Inc. ISBN 0-07-064878-6, 1996.
- T. Van Duzer, C.W. Turner, „Principles of Superconductive Divices and Circuit,“ Elsevier North Holland, Inc., ISBN 0-7131-3432-1, 1981.
- T. Van Duzer, C. Turner, „Principles of Superconductive Devices and Circuits,“ Second Edition, *Prentice Hall PTR*, ISBN 0-13-262742-6, 1999.
- T. Van Duzer, private communication 2001.
- M. Vinet. C. Chapelier, F. Lefloch, „Spatially resolved spectroscopy on superconducting proximity nanostructures,“ *Phys. Rev. B* **63**, 165420, 2001.
- N.R. Werthamer, „Theory of the superconducting transition temperature and energy gap function of superposed metal films,“ *Rev. Phys.* **132**, pp. 2440-2445, 1963.
- E.B. Wikborg, V.K. Semenov, K.K. Likharev, „RSFQ Front-end for a Software Radio Receiver,“ *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **9**, pp. 3615-3618, 1999.
- A.D. Zaikin, „Nonequilibrium superconductivity,“ ed. V.L. Ginzburg, New York: *Nova Science Publ.*, pp 57-136, 1986.
- A.D. Zaikin, G.F. Zharkov, „Theory of wide dirty SNS junctions,“ *Fiz. Nizk. Temp.* **7**, pp. 375, 1981; *Sov. J. Low Temp. Phys.* **7**, pp. 184, 1981.

**Teile dieser Arbeit wurden veröffentlicht in:**

- R. Pöpel, D. Hagedorn, F.-Im. Buchholz, J. Niemeyer, „SNS ramp-type Josephson junctions for highly integrated superconducting circuit applications,“ *Inst. Phys. Conf. Ser. No. 167*, pp. 277-280, 2000a.
- R. Pöpel, D. Hagedorn, T. Weimann, F.-Im. Buchholz, J. Niemeyer, „Superconductor-normal metal-superconductor process development for the fabrication of small Josephson junctions in ramp-type configuration,“ *Supercond. Sci. Technol.* **13**, pp. 148-153, 2000b.
- D. Hagedorn, R. Dolata, R. Pöpel, F.-Im. Buchholz, J. Niemeyer, „Development of Sub-micron SNS Ramp-type Josephson Junctions,“ *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **11** (1), pp. 1134-1137, 2001.
- F.-Im. Buchholz, D. Balashov, M.I. Khabipov, D. Hagedorn, R. Dolata, R. Pöpel, J. Niemeyer, „Development of highly integrated RSFQ circuits on the basis of intrinsically shunted Josephson junctions,“ *Physica C* **350**, pp. 291-301, 2001.
- D. Hagedorn, R. Dolata, F.-Im. Buchholz, J. Niemeyer, „Properties of SNS Josephson junctions with HfTi interlayers,“ *Physica C* **372-376**, pp. 7-10, 2002.
- D. Hagedorn, M. Khabipov, R. Dolata, F.-Im. Buchholz, J. Niemeyer, „SNS Technology Process for Ramp Junction Based Digital Superconducting Circuits,“ zur Veröffentlichung angenommen in *IEEE Trans. Appl. Supercond.*

## **Danksagung**

Herrn Professor Dr. P. Seidel danke ich für die Stellung der Aufgabe und die Gelegenheit zur Promotion am Institut für Festkörperphysik der Physikalisch-Astronomischen Fakultät der Friedrich-Schiller-Universität zu Jena. Zahlreiche wissenschaftliche Diskussionen in den verschiedenen Phasen der Erstellung der Arbeit brachten diese Dissertation voran.

Ich danke Herrn Dr. J. Niemeyer, dem Leiter des Fachbereichs „Quantenelektronik“ der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB) Braunschweig, der durch seine ständige Bereitschaft, wissenschaftliche Fragen und Probleme zu erörtern, die Arbeit wesentlich gefördert hat.

Ich danke der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG) für die Förderung der Arbeit (Fördernummer: NI253/3-1/3-2). Die vorliegende Dissertation wurde im Rahmen des überregionalen Forschungsverbundes „Einzelflussquantenelektronik“ angefertigt (Forschungsschwerpunkt des Verbundes: „Prinzipien und fundamentale Operationsgrenzen einer neuen hochintegrierbaren schnellen Impulselektronik“). Ich danke Herrn Professor Dr. F.H. Uhlmann und Herrn Professor Dr. M. Siegel für Rat und Unterstützung. Mit den von ihnen vertretenen Instituten an der Technischen Universität Ilmenau und am Forschungszentrum Jülich wurde im Rahmen des DFG-Verbundes der Fortschritt der Arbeit stark voran gebracht.

Wissenschaftliche Unterstützung im Fachbereich „Quantenelektronik“ der PTB erhielt ich von den Herren Dr. F.-Im. Buchholz (Leiter des Projekts „RSFQ-Logikschaltungen“), Dr. R. Pöpel (Herstellungstechnologie und Messungen), Dr. M. Khabipov (RSFQ-Schaltungen und Messungen), Dr. R. Dolata, Dr. F. Müller, Dr. J. Kohlmann (Herstellungstechnologie) und D. Balashov, Dr. R. Behr (Messungen). Bei technische Fragen unterstützten mich Frau B. Mackrodt, R. Harke, B. Egeling (Wafer-Produktion), P. Duda (Kryotechnik und Mechanik), Dr. Th. Weimann (Maskenfabrikation), P. Hinze (TEM-Aufnahmen), D. Schubert (Messungen), Dr. M. Albrecht (AFM-Aufnahmen) und C. Cognolato (stellvertretend für die Betreiber des Reinraumzentrums der PTB).

## **Ehrenwörtliche Erklärung**

Ich erkläre hiermit ehrenwörtlich, daß ich die vorliegende Arbeit selbstständig, ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel und Literatur angefertigt habe. Die aus anderen Quellen direkt oder indirekt übernommenen Daten und Konzepte sind unter Angabe der Quelle gekennzeichnet.

Bei der Auswahl und Auswertung folgenden Materials haben mir die nachstehend aufgeführten Personen in der jeweils beschriebenen Weise unentgeltlich geholfen:

Wissenschaftliche Unterstützung im Fachbereich „Quantenelektronik“ der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt erhielt ich von:

Dr. F.-Im. Buchholz: Leiter des Projekts „RSFQ-Logikschaltungen“,

Dr. R. Pöpel: Einweisung in die Rampenkontakttechnologie und Messungen von SNS-Serienschaltungen,

Dr. M. Khabipov: RSFQ-Schaltungen: Erstellung von Design und Layout, sowie Messtechnik,

Dr. R. Dolata,

Dr. F. Müller,

Dr. J. Kohlmann: Bedienung der Fabrikationanlagen,

D. Balashov: Aufbau eines Messplatzes zur Messung der Temperaturabhängigkeit und der differentiellen Leitfähigkeit,

Dr. R. Behr: Messung von Serienschaltungen.

Technische Unterstützung im Fachbereich „Quantenelektronik“ der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt erhielt ich von:

Frau B. Mackrodt,

R. Harke,

B. Egeling: Wafer-Produktion,

P. Duda: Kryotechnik und Mechanik,

Dr. Th. Weimann: Maskenfabrikation,

P. Hinze: TEM-Aufnahmen,

D. Schubert: Messaufbauten,  
Dr. M. Albrecht: AFM-Aufnahmen,  
C. Cognolato: stellvertretend für die Betreiber des Reinraumzentrums der PTB.

Weitere Personen waren an der inhaltlich-materiellen Erstellung der vorliegenden Arbeit nicht beteiligt. Insbesondere habe ich hierfür nicht die entgeltliche Hilfe von Vermittlungs- bzw. Beratungsdiensten (Promotionsberater oder andere Personen) in Anspruch genommen. Niemand hat von mir unmittelbar oder mittelbar geldwerte Leistungen für Arbeiten erhalten, die im Zusammenhang mit dem Inhalt der vorgelegten Dissertation stehen.

Die Arbeit wurde bisher weder im In- noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form einer anderen Prüfungsbehörde vorgelegt.

Die geltende Promotionsordnung der Physikalisch-Astronomischen Fakultät ist mir bekannt.

Ich versichere ehrenwörtlich, daß ich nach bestem Wissen die reine Wahrheit gesagt und nichts verschwiegen habe.

## Lebenslauf

Name: Daniel Hagedorn

geboren: 7. November 1969 in Osnabrück

Nationalität: deutsch

Familienstand: ledig

Eltern: Adolf Hagedorn, Rentner, Handwerksmeister und Ehefrau  
Rosemarie Hagedorn geb. Sack, Rentnerin, Fachverkäuferin

Werdegang:

Mai 1989: Abitur am Käthe-Kollwitz-Gymnasium Osnabrück

Juni 1989 - August 1990: Wehrdienst bei der Luftwaffe in Roth und Osnabrück

WS 1990 - SS 1998: Studium an der Technischen Universität Carolo-Wilhelmina zu  
Braunschweig

WS 1990 - SS 1992: Studium des Maschinenbaus

WS 1992 - SS 1998: Studium der Physik

Juni 1998: Diplom in Physik am Institut für Halbleiterphysik und Optik

März 1999: Eintritt in die Physikalisch-Technische Bundesanstalt Braun-  
schweig, Einstellung als Wissenschaftlicher Angestellter

März 1999 - März 2002: Mitarbeit im Fachbereich „Quantenelektronik“ im Projekt  
„RSFQ-Logikschaltungen“, Bearbeitung des DFG-  
Forschungsvorhabens „Einzelflussquantenelektronik“

seit März 2002: Mitarbeit im Fachbereich „Quantenelektronik“ im Projekt  
„Programmierbares Josephson-Spannungsnormale“, Bearbeitung  
des EU-Forschungsvorhabens „Josephson Arbitrary Waveform  
Synthesizer“