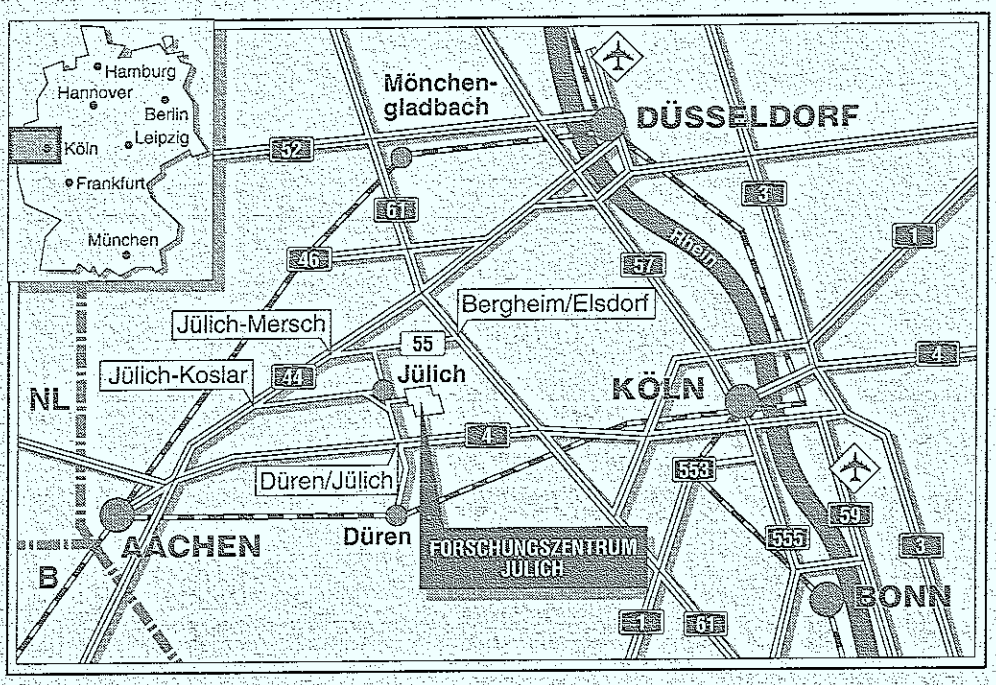
FORSCHUNGSZENTRUM JÜLICH GmbH

KFA

Institut für Schicht- und Ionentechnik

Untersuchungen an Supraleiter-Halbleiter Hybridbauelementen im System Niob/Silizium

Thomas Becker



Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 2905
ISSN 0944-2952
Institut für Schicht- und Ionentechnik Jül-2905
D 26 (Diss. Universität Gießen)

Zu beziehen durch: Forschungszentrum Jülich GmbH · Zentralbibliothek
D-52425 Jülich · Bundesrepublik Deutschland
Telefon: 02461/61-6102 · Telefax: 02461/61-6103 · Telex: 833556-70 kfa d

Untersuchungen an Supraleiter-Halbleiter Hybridbauelementen im System Niob/Silizium

Thomas Becker

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung

Es ist seit jeher für die Forschung faszinierend, neben Entwicklungen in abgegrenzten Materialklassen neue Wege der Kombination verschiedener Systeme zu beschreiten. Man denke dabei z. B. an die Kombination von optischer und elektronischer Signalübermittlung und -verarbeitung (z. B. [Ebe 92]) und so exotische Realisationen wie die Kombination von Neuronen mit Feldeffekttransistoren [Fro 91]. Ziel ist es, die jeweiligen Vorzüge der einzelnen Materialien in einem Bauelement zu vereinigen und gegebenenfalls auch neue physikalische Effekte zu nutzen. In diesem Sinne wird seit vielen Jahren auch die Kombination von halbleitenden und supraleitenden Materialien vorgeschlagen und erforscht. Dabei sollen die spezifischen Eigenschaften des Supraleiters (exzellentes Hochfrequenzverhalten, verlustarme und rauscharme Signalübertragung, Möglichkeit der Detektion kleinster magnetischer Felder etc.) mit denen der Halbleiter (gezielte Einstellung der elektrischen Eigenschaften über die Dotierung, großes Spektrum verstärkender Bauelemente für analoge und digitale Elektronik etc.) verknüpft werden.

Es war Aufgabe dieser Arbeit, grundlegende Untersuchungen zur Kombination supraleitender und halbleitender Schichtsysteme innerhalb von Bauelementen und Schaltungen durchzuführen. Um erste Erfahrungen im Umgang mit Supraleiter-Halbleiter Hybridbauelementen zu machen, wurden zunächst Bauelemente mit einem Supraleiter-Halbleiter Übergang hergestellt und charakterisiert. Diese auch Super-Schottkydioden [McC 73] genannten Bauelemente eignen sich aufgrund ihrer ausgeprägten Nichtlinearität für den Einsatz in Mischern und Detektoren. Als nächster Schritt erfolgte die Realisation von Supraleiter-Halbleiter-Supraleiter Proximityeffekt Kontakten, die die Grundlage für eine Reihe von supraleitenden Transistoren (z. B. [Fra 90]) sind. Diese Kontakte können als Josephsonkontakte z. B. in Supraleitenden Quanteninterferenzdetektoren (SQUID) eingesetzt werden. Durch das Aufbringen eines Gates auf die Kontakte wurde der Einfluß eines elektrischen Feldes auf die Eigenschaften der Kontakte untersucht. Im Hinblick auf eine komplexere Integration supraleitender und halbleitender Elektronik wurden Feldeffekttransistoren mit supraleitenden Elektroden für den Betrieb bei 4,2 K realisiert. Mit ihnen konnte ein gekühlter Vorverstärker in Verbindung mit einem als Gradiometer ausgelegten HF-SQUID aufgebaut werden, so daß das Rauschen des Systems annähernd auf das intrinsische Rauschen des SQUID reduziert wurde.
Am Anfang stellt sich natürlich die Frage, in welchen Materialsystemen die Integration sinnvoll ist. Auf der Seite der Tieftemperatur-Supraleiter ist Niob aufgrund seiner Eigenschaften (mechanische Härte, ausreichend hohe Sprungtemperatur, gutes Verhalten in der Dünnschichttech-

nologie) der beste Kandidat und wird von den meisten Arbeitsgruppen verwendet. Es gibt einzelne Arbeiten mit Pb [Ser 86], Pb-In [Rub 81], In [Hua 74] oder NbN [Hat 88] als Supraleiter. Zur möglichen Verwendung der Hochtemperatursupraleiter sei auf die abschließende Diskussion in Kapitel 10 verwiesen.

Die Auswahl des Halbleiters gestaltet sich schwieriger. Erste Arbeiten wurden mit CdS [Gia 68] und Te [Set 71] als gesputtertem, amorphem Halbleiter durchgeführt. Neben Silizium [Hua 74], [Hat 89], [Kle 90/2] werden heute in der Literatur eine Reihe von Materialsystemen auf Basis der III-V Halbleiter diskutiert: InAs [Kaw 85], AlGaAs/GaAs [Iva 87], InGaAs [Kle 89/2] und InSb [Hat 92]. Die III-V Halbleiter haben den Vorteil einer höheren Beweglichkeit und geringeren effektiven Masse der Ladungsträger, insbesondere bei Ausbildung eines 2-dimensionalen Elektronengases (2DEG), wodurch die Kohärenzlänge der Cooperpaare in dem Halbleiter größer ist als in Silizium (vgl. Kap. 4.1.3). Es bleibt jedoch unter anderem die Frage, ob eine Kontaktierung des 2DEG durch den Supraleiter möglich ist oder aufgrund von Bandverbiegungen das 2DEG an der Grenzfläche verschwindet und seine Vorteile durch eine mangelnde Grenzflächentransparenz zunichte gemacht werden.

Silizium hat den Vorteil, ein robustes und preisgünstiges Substratmaterial zu sein. Die Siliziumtechnologie ist seit Jahrzehnten bekannt und immer weiter verbessert worden. Sie eröffnet z. B. das Potential der MOS-Technologie auch für die Realisation eines supraleitenden Transistors [Nis 89]. Die Forderungen nach kleinen Strukturbreiten und verlustarmen Schaltungen lassen sich zur Zeit immer noch am besten mit Silizium erfüllen. Es wird auf absehbare Zeit das Material erster Wahl für höchstintegrierte Schaltkreise sein [Mas 91]. Nicht zuletzt deshalb ist die Verwendung von Silizium als Halbleiter für eine Integration supraleitender und halbleitender Bauelemente von großem Interesse. Dafür ist es aber notwendig, die Kompatibilität der Siliziumprozesse (Temperaturen > 1000 °C, oxidierende Atmosphären) mit den Supraleiterprozessen ($T_{max} \approx 150$ °C für Tunnelkontakte, Vergiftung des Supraleiters durch Sauerstoff) zu untersuchen und geeignete Verfahren zu ihrer Kombination zu entwickeln.

2. Eigenschaften von Silizium als Halbleiter für Supraleiter-Halbleiter Hybridbauelemente

2.1. Verhalten von Silizium bei tiefen Temperaturen

Silizium ist seit vielen Jahren das meistverwendete Halbleitermaterial in der Elektronik. Seine Eigenschaften waren und sind Gegenstand eingehender Untersuchungen. Im folgenden sei ein kurzer Überblick über die elektronischen Eigenschaften von Silizium gegeben, insbsondere im Hinblick auf seine Anwendung bei kryogenen Temperaturen.

Die Kristallstruktur von Silizium ist das Diamantgitter mit einer Gitterkonstante von 0,543 nm. Seine Einheitszelle kann man sich als zwei ineinander geschobene kubisch - flächenzentrierte Gitter vorstellen. Aus der Kristallstruktur und den Eigenschaften ihrer Atome läßt sich die Bandstruktur, d. h. die $E(\vec{k})$ Beziehung des Kristalls ausrechnen [Her 55], [Che 76]. Abb. 2.1 zeigt die Bandstruktur von Silizium nach Ashcroft [Ash 88].

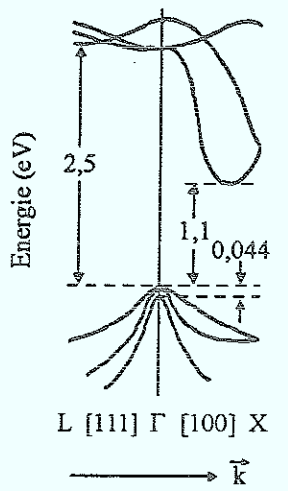


Abb. 2.1 Bandstruktur von Silizium nach [Ash 88]

Charakteristisch für halbleitende Materialien ist die Ausbildung einer Energielücke, in der keine erlaubten Energiezustände existieren.

Das Valenzband, der Energiebereich unterhalb der Energielücke, setzt sich aus vier Subbändern mit je einer zweifachen Spinaufspaltung zusammen. Zwei der Subbänder sind am Γ-Punkt ($\bar{k} = 0$) entartet und bilden die obere Kante des Valenzbandes. Das Dritte ist aufgrund der Spin-Bahn-Kopplung um $\Delta E = 44$ meV nach unten verschoben (split-off Band) [Zwe 60]. Das vierte Subband bildet die untere Kante.
Die zwei oberen Subbänder haben allgemein eine anisotrope und nichtparabolische $E(\bar{k})$ Beziehung. In der Umgebung ihres Scheitelpunktes lassen sie sich jedoch in erster Näherung durch ein parabolisches Potential annähern und unterscheiden sich in der Krümmung ihres Energieverlaufes.
Definiert man die effektiven Masse m* zu

$$\frac{1}{m^*} \equiv \frac{1}{\hbar^2}\frac{\partial^2 E(\bar{k})}{\partial k^2} \tag{2.1}$$

so befinden sich in dem Subband mit der stärkeren Krümmung die "leichten Löcher" (light-hole band) und in dem mit der geringeren Krümmung die "schweren Löcher" (heavy-hole band).
Die resultierende effektive Masse der Löcher für die Zustandsdichte ergibt sich dann aus der Mittelung über die Massen in den einzelnen Bändern [Bar 67]:

$$m^*_{dh} = \left[(m^*_{lh})^{3/2} + (m^*_{hh})^{3/2} + (m^*_{sh})^{3/2}\right]^{2/3} \tag{2.2}$$

wobei
m^*_{lh} die effektive Masse der leichten Löcher,
m^*_{hh} die effektive Masse der schweren Löcher
m^*_{sh} die effektive Masse der Löcher im split-off Band ist.

Mit Hilfe der Zyklotronresonanzmethode lassen sich die effektiven Massen der Ladungsträger in den einzelnen Subbändern experimentell bestimmen. Man erhält so $m^*_{lh} = 0{,}153 \cdot m_0$, $m^*_{hh} = 0{,}537 \cdot m_0$ [Bal 65] und $m^*_{sh} = 0{,}234 \cdot m_0$ [Zwe 60] (m_0 ist die Masse des freien Elektrons).

Für eine genaue Bestimmung der mittleren effektiven Masse der Ladungsträger muß die Mittelung in Gleichung (2.2) mit der Abweichung der Dispersionsrelation von dem angenommenen parabolischen Verlauf und der Energiedifferenz des split-off Bandes zur Valenzbandkante gewichtet werden. Da das split-off Band energetisch um 44 meV unterhalb der anderen zwei

Subbänder liegt, tragen die Löcher in diesem Band bei Zimmertemperatur (kT ≅ 26 meV) mit zur Leitfähigkeit (p-Typ Silizium) bei, bei 4,2 K (LHe) jedoch kaum (kT ≅ 0,36 meV). In guter Näherung kann daher m^*_{sh} in Gleichung (2.2) bei 4,2 K vernachlässigt werden und man errechnet $m^*_{dh}\big|_{4,2K} = 0{,}591 \cdot m_0$.

Da die $E(\bar{k})$ Beziehung des Valenzbandes nichtparabolisch ist, hängt die effektive Masse der Löcher sowohl von der Temperatur als auch von der Dotierung des Kristalls ab. Bei Dotierungen größer 10^{24} m^{-3} findet man einen Anstieg der effektiven Masse. Ebenfalls einen Anstieg erhält man bei konstanter Dotierung und steigender Temperatur. Eine genauere Untersuchung dazu findet man bei Barber [Bar 67].

Das Leitungsband, der Energiebereich oberhalb der Energielücke, hat im Siliziumkristall sechs äquivalente Minima, die sich in der 1. Brillouinzone ungefähr bei 3/4 der Strecke Γ-X befinden (vgl. Abb. 2.1). Die Flächen konstanter Energie sind Ellipsoide [Ash 88] (Abb. 2.2), so daß die Anisotropie des Leitungsbandes durch zwei unterschiedliche effektive Massen der Elektronen beschrieben wird: der longitudinalen effektiven Masse $m^*_{\parallel}$ (für die Richtung entlang der Symetrieachse) und der transversalen effektiven Masse $m^*_{\perp}$ (für Richtungen senkrecht dazu).

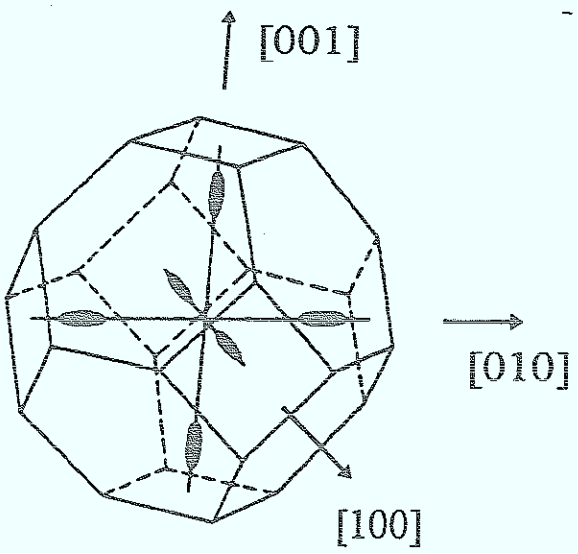


Abb. 2.2 Flächen konstanter Energie des Leitungsbandes in Silizium in der Nähe des Minimums (6-fache Entartung) (nach [Ash 88]).

Die effektive Masse der Elektronen für die Zustandsdichte ergibt sich dann aus der Mittelung über die 6 Minima [Bar 67] zu

$$m^*_{de} = \left[6\,(m^*_{\parallel}\, m^{*\,2}_{\perp})^{1/2}\right]^{2/3}. \tag{2.3}$$

Bei 4,2 K wurden für $m^*_{\parallel} = 0{,}916 \cdot m_0$ und für $m^*_{\perp} = 0{,}191 \cdot m_0$ gemessen [Hen 63]. Damit ist $m^*_{de} = 1{,}064 \cdot m_0$. Da die Dispersionsrelation $E(\bar{k})$ hier sehr gut durch einen parabolischen Verlauf beschrieben wird, ändert sich die effektive Masse nur wenig mit der Temperatur und der Dotierung [Str 66].

Zur Berechnung von Transportphänomenen werden die effektiven Leitfähigkeitsmassen benötigt. Für die effektive Leitfähigkeitsmasse der Elektronen findet man [Smi 79]:

$$m^*_{\sigma e} = 3 \cdot \left(\frac{1}{m^*_{\parallel}} + \frac{2}{m^*_{\perp}}\right)^{-1} \tag{2.4}$$

Mit den obigen Werten errechnet man $m^*_{\sigma e} = 0{,}259\ m_0$.
Die effektive Leitfähigkeitsmasse der Löcher ergibt sich zu

$$m^*_{\sigma h} = \left(\frac{m^{*\,3/2}_{lh} + m^{*\,3/2}_{hh} + m^{*\,3/2}_{sh}}{m^{*\,1/2}_{lh} + m^{*\,1/2}_{hh} + m^{*\,1/2}_{sh}}\right)^{1/2} \tag{2.5}$$

und man erhält $m^*_{\sigma h} = 0{,}43\ m_0$.

Für die folgenden Überlegungen wird ein n-Typ Halbleiter angenommen, für einen p-Typ Halbleiter gelten die Resultate analog unter Beachtung der jeweiligen Energiebeziehungen.

Die Anzahl der Ladungsträger n im Halbleiter ist mit der Fermienergie E_F über die folgende Relation verknüpft [Sze 81]:

$$n = N_C \frac{2}{\sqrt{\pi}} F_{1/2}\left(\frac{E_F - E_C}{kT}\right). \tag{2.6}$$

Dabei ist $F_{1/2}$ das Fermiintegral

$$F_{1/2}(\eta_F) = \int_0^\infty \frac{\sqrt{\eta}\, d\eta}{1 + e^{(\eta - \eta_F)}} \tag{2.7}$$

mit $\eta_F = \dfrac{E_F - E_C}{kT}$.

N_C ist die effektive Zustandsdichte der Elektronen im Leitungsband. Für sie und die effektive Zustandsdichte und der Löcher im Valenzband gilt:

$$N_{C,V} = 2 \cdot \left(\frac{2\pi m^*_{de,dh} kT}{h^2} \right)^{3/2} \tag{2.8}$$

Eine analytische Lösung kann insgesamt für $F_{1/2}$ nicht angegeben werden, jedoch läßt sich das Integral für gewisse Bereiche E_F - E_C recht gut durch explizite Funktionen annähern. Man unterscheidet drei Bereiche:

Für Fermienergien E_F einige kT unterhalb der Leitungsbandkante, d. h. für $n < 0.5\ N_C$, gehorchen die Ladungsträger der Boltzmann-Statistik. Das Integral (2.7) läßt sich dann mit

$$F_{1/2} \cong \frac{\sqrt{\pi}}{2} e^{\eta_F} \tag{2.9}$$

recht gut annähern.

Die Anzahl der Ladungsträger wird somit zu

$$n = N_C \exp\left(- \frac{E_C - E_F}{kT} \right) \tag{2.10}$$

Diese Gleichung beschreibt die Abhängigkeit des Ferminiveaus von der Ladungsträgerkonzen-

tration z. B. für die in Kap. 8 beschriebenen Feldeffekttransistoren für kryogene Anwendungen.

Im Bereich $0.5 < n < 10\ N_C$ (schwache Entartung) läßt sich für (2.6) keine Näherung angeben, das Integral (2.7) muß numerisch gelöst werden.
Ist $n > 10\ N_C$, so befindet man sich im Bereich starker Entartung und es findet die Fermi-Dirac-Statistik Anwendung. $F_{1/2}$ ergibt sich dann zu

$$F_{1/2} = \frac{2}{3}\left(\frac{E_C - E_F}{kT}\right)^{3/2} \tag{2.11}$$

Der Halbleiter zeigt nun ein metallisches Verhalten. Die Anzahl der Ladungsträger ergibt zu

$$n = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} N_C \left(\frac{E_C - E_F}{kT}\right)^{3/2} \tag{2.12}$$

und ist, da $N_C \sim T^{3/2}$ ist, von der Temperatur unabhängig. Dies ist der Fall bei den Supraleiter-Halbleiter-Supraleiter Kontakten mit Dotierungen im Bereich von $10^{26}\ m^{-3}$.

Für den Fall des einfach n-dotierten Halbleiters läßt sich die Lage des Ferminiveaus aus der Bedingung für die Ladungsneutralität herleiten. Die Summe der positiven Ladungen, also der Löcher und der ionisierten Donatoren, muß gleich der negativen Ladung sein, also

$$p + N_D^+ = n \tag{2.13}$$

wobei

$$N_D^+ = \frac{N_D}{1 + g \cdot \exp\left(\frac{E_F - E_D}{kT}\right)} \tag{2.14}$$

die Anzahl der ionisierten Donatoren ist [Sho 50]. E_D ist Ionisationsenergie der Donatoren. g gibt die Entartung des Grundzustands des Dotieratomniveaus an und ist für Donatoren der

V. Hauptgruppe des Periodensystems in Silizium gleich 2, für die Akzeptoren aus der III. Hauptgruppe gleich 4. Gleichung (2.14) beschreibt die Abhängigkeit der ionisierten Donatoren (und damit der Ladungsträger) von der Temperatur (vgl. Abb 2.4).
Mit (2.6) und (2.14) schreibt sich die Neutralitätsbedingung wie folgt

$$p + \frac{N_D}{1 + g \cdot \exp\left(\frac{E_F - E_D}{kT}\right)} = N_C \frac{2}{\sqrt{\pi}} F_{1/2}\left(\frac{E_F - E_C}{kT}\right) \tag{2.15}$$

Für den Fall des nicht entarteten Halbleiters und für p « n erhält man

$$\frac{N_D}{1 + g \cdot \exp\left(\frac{E_F - E_D}{kT}\right)} = N_C \exp\left(-\frac{E_C - E_F}{kT}\right) \tag{2.16}$$

Mit der Hilfsgröße

$$n_1 = \frac{1}{g} N_C \exp\left(-\frac{E_C - E_D}{kT}\right) \tag{2.17}$$

findet man für die Lage des Ferminiveaus folgende Beziehung:

$$E_C - E_F = kT \ln\left[\frac{n_1}{2N_C}\left(\sqrt{1 + \frac{4N_D}{n_1}} - 1\right)\right] \tag{2.18}$$

Abb. (2.3) zeigt den Verlauf der Fermienergie in Abhängigkeit der Temperatur, der über die Temperaturabhängigkeit der Zustandsdichte im Leitungsband und der Hilfsgröße n_1 gegeben ist. Die Temperaturabhängigkeit der Energielücke [Sel 89] ist hier mit berücksichtigt .

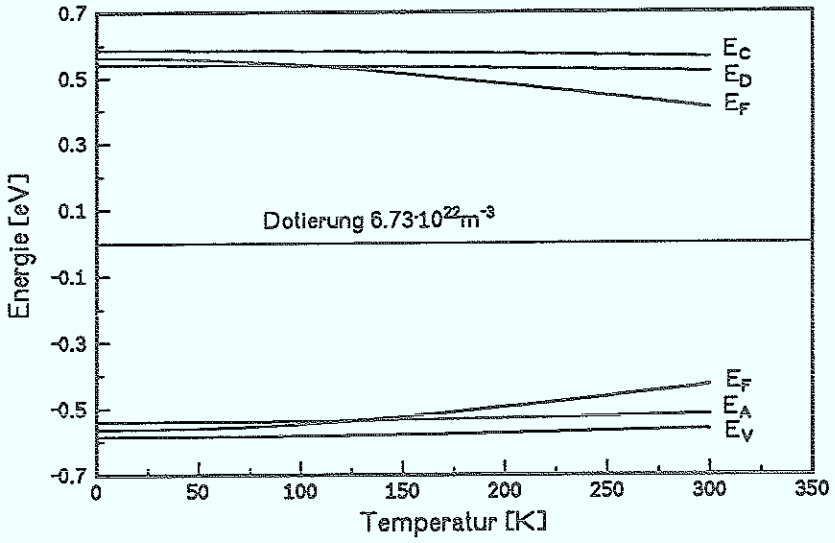


Abb. 2.3 Verlauf des Ferminiveaus mit der Temperatur. Das Donator- (Phosphor) bzw. Akzeptorniveau (Bor) befinden sich 0,044 eV von der jeweiligen Bandkante entfernt in der Energielücke.

Mit abnehmender Temperatur bewegt sich das Ferminiveau über das Störstellenniveau hinaus und befindet sich für $T \rightarrow 0$ K in der Mitte zwischen E_C und E_D. Für einen p-Halbleiter gilt das oben Gesagte ganz analog, das Ferminiveau liegt hier für $T \rightarrow 0$ K in der Mitte zwischen E_A und E_V.

Die wichtigsten Daten für Silizium bei 300 K und 4,2 K sind in Tabelle 2.1 zusammengestellt.

T [K]	E_G [eV]	N_C [m^{-3}]	N_V [m^{-3}]	m_{de} [m_0]	m_{dh} [m_0]	$m_{\sigma e}$ [m_0]	$m_{\sigma h}$ [m_0]
300 K	1,12	$2{,}75 \cdot 10^{25}$	$1{,}04 \cdot 10^{25}$	1,064	0,805	0,259	0,59
4,2 K	1,17	$4{,}56 \cdot 10^{22}$	$4{,}51 \cdot 10^{22}$	1,064	0,591	0,259	0,43

Tabelle 2.1 Zusammenstellung charakteristischer Daten für Silizium bei 300 K und 4,2 K.

Die Verwendung von Silizium als Halbleitermaterial bei sehr tiefen Temperaturen wird durch das Ausfrieren der Majoritätsladungsträger drastisch eingeschränkt. Die Abhängigkeit der Ladungsträgerdichte von der Temperatur, berechnet nach Gleichung (2.14), zeigt Abb. (2.4).

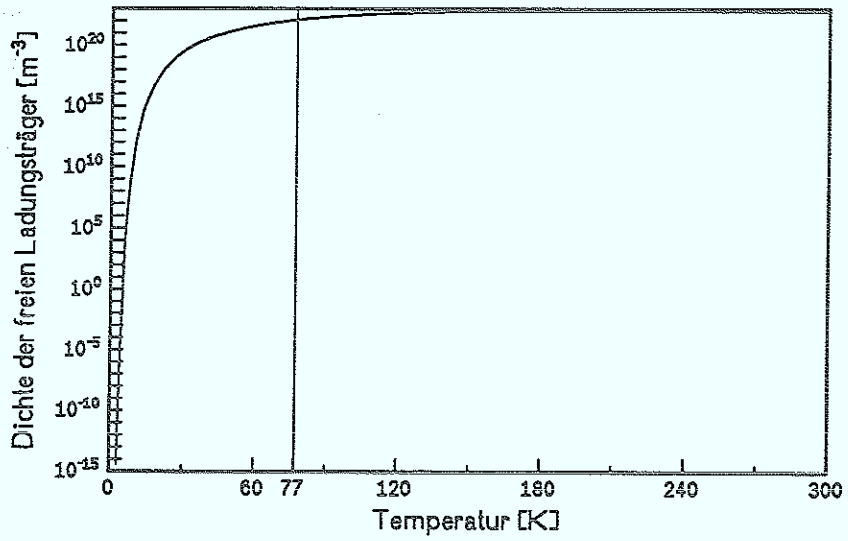


Abb. 2.4 Dichte der freien Ladungsträger in Abhängigkeit von der Temperatur. Während bei 77 K noch eine ausreichende Anzahl vorhanden ist, verhält sich der Halbleiter bei 4,2 K wie ein Isolator.

Ausgangskonzentration bei T = 300 K ist $N_D = 5 \cdot 10^{26}\ m^{-3}$. Bis T = 120 K bleibt die Ladungsträgerdichte annähernd konstant und nimmt dann immer stärker ab. Unterhalb von T = 30 K geht die Zahl der Ladungsträger sehr rasch gegen Null. Der Halbleiter verhält sich also wie ein Isolator. Um bei diesen Temperaturen aktive Bauelemente zu betreiben, müssen sie entweder hoch dotiert sein oder der Stromtransport erfolgt zum Beispiel in der Inversionsschicht bei Feldeffekttransistoren über die Minoritätsladungsträger.

2.2. Verhalten von Silizium bei hohen Dotiergraden

Bei den im obigen Kapitel gemachten Berechnungen und Diskussionen wurde in der Regel der Fall eines nicht entarteten, also nicht zu hoch dotierten Halbleiters betrachtet. Das Fermiintegral ließ sich dann z. B. durch Gleichung (2.9) approximieren. Die Dichte der Dotieratome ist in diesem Fall so gering, daß ihre Zustände als lokalisiert betrachtet werden können. Die Leitfähigkeit resultiert aus der thermischen Anregung der Ladungsträger aus den Störstellenniveaus in das Leitungsband. Der Beitrag zur Leitfähigkeit durch das Springen von Ladungsträgern innerhalb der Störstellenniveaus (Hoppingleitfähigkeit) ist verschwindend gering [Bon 82]. Wird die Anzahl der Dotieratome und damit ihre Dichte erhöht, so beginnen sich die Wellenfunktionen der vormals diskreten Niveaus zu überlappen. Aufgrund dieser Wechselwirkung verbreitert sich das Störstellenniveau, anstelle eines einzelnen Niveaus erhält man jetzt ein

Band mit einem ganzen Satz von Niveaus [Kan 63], [Mor 65]. Wird die Dotierung weiter erhöht, so wird das Störstellenband immer breiter und das Ferminiveau wandert schließlich in das Leitungsband (n-Typ Halbleiter) hinein. Den Übergang vom diskreten Störstellenniveau zum Störstellenband nennt man auch Metall-Isolator Übergang. Bei Vorhandensein eines solchen Störstellenbandes können sich die Ladungsträger frei darin bewegen. Die Anzahl der Ladungsträger ist nicht mehr von der Temperatur abhängig (vgl. Gl. 2.12), wie es auch bei Metallen der Fall ist.

Eine grobe Abschätzung der kritischen Dichte der Störstellen gibt folgende Überlegung:
Das Elektron in der Umgebung einer Störstelle läßt sich wie ein freies Elektron mit der effektiven Leitfähigkeitsmasse Masse m^*_{ce} im Potential $U = -e^2/\varepsilon_0\varepsilon_S r$ beschreiben [Ash 88]. Dies ist die gleiche Formulierung wie für ein Wasserstoffatom, außer daß die Masse des freien Elektrons durch die effektive Leitfähigkeitsmasse und die Dielektrizitätszahl des Vakuums durch die des Halbleiters ersetzt werden. Aus diesen Annahmen läßt sich die Ionisationsenergie der Donatoren analog zur Ionisationsenergie des Wasserstoffatoms berechnen und man erhält:

$$E_D = \frac{m^* e^4}{32\pi^2 \varepsilon_o^2 \varepsilon_s^2 \hbar^2} = 36 \text{ meV} \tag{2.19}$$

Die gemessene Ionisationsenergie zum Beispiel für Phosphor beträgt 44 meV. Für flache Störstellen, d. h. Störstellen, die energetisch nicht zu tief in der Energielücke sitzen, gibt die Annahme der Wasserstoffähnlichkeit vernünftige Werte für eine Abschätzung.

Eine Wechselwirkung der Elektronen der Donatoren untereinander tritt dann ein, wenn der mittlere Abstand der Donatoren kleiner als der Bohrsche Radius ist, also $N_D^{-1/3}\, a_B < 1$ mit

$$a_B = \frac{4\pi\varepsilon_o \varepsilon_s \hbar^2}{m^*_{ce} e^2} \,. \tag{2.20}$$

Eine genauere Betrachtung findet man bei Mott [Mot 56], er gibt für die kritische Störstellendichte N_{crit}, bei der die Verbreiterung der Störstellenniveaus einsetzt, folgende Bedingung an:

$$N_{crit} \cong (0{,}25/a_B)^3 \tag{2.21}$$

Für mit Phosphor dotiertes Silizium ist a_B = 2,24 nm. Damit erhält man eine kritischen Störstellendichte von $N_{crit} = 1{,}4 \cdot 10^{24}\ m^{-3}$.
Experimentell wurde der Metall-Isolator Übergang in Silizium für Dotierungen mit unterschiedlichen Dotieratomen von verschiedenen Arbeitsgruppen untersucht [Dai 92], [Ale 68], [Ros 80]. Der Übergang zeigt einen sehr steilen Verlauf, ist aber kontinuierlich (vgl. Abb. 2.5).

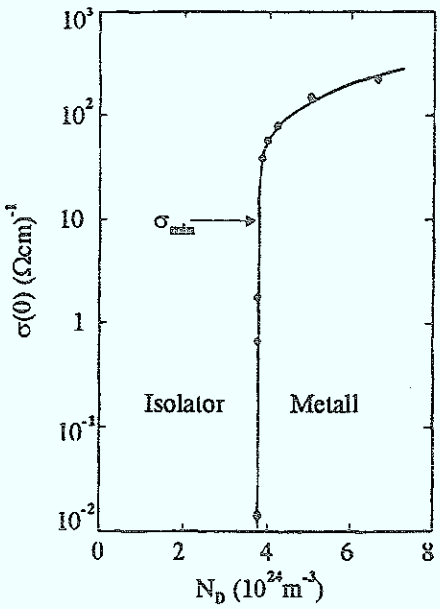


Abb. 2.5 Metall-Isolator Übergang für Silizium bei 4,2 K (nach [Ros 80])

Für mit Phosphor dotiertes Silizium findet man $N^P_{crit} = 3{,}74 \cdot 10^{24}\ m^{-3}$ [Ros 80]. Vergleicht man diesen Wert mit der errechneten Konzentration aufgrund der einfachen Annahme oben, so läßt sich zumindestens die Größenordnung recht gut abschätzen.
Die kritische Akzeptorendichte bei der Dotierung mit Bor beträgt $N^B_{crit} = 4{,}06 \cdot 10^{24}\ m^{-3}$ [Dai 92].

Neben der Entstehung eines Störstellenbandes bei hohen Dotierungen wandert das Ferminiveau mit zunehmender Dotierung in Richtung der Leitungsbandkante. Der Übergang des Fermilevels aus dem verbotenen Bereich in das Leitungsband hinein erfolgt bei mit Phosphor dotiertem Silizium bei einer Donatorenkonzentration von $N_D = 2 \cdot 10^{25}\ m^{-3}$ [Ale 68].

Für Dotierung größer als N_{crit} ist Silizium also auch bei 4.2 K noch leitend. Da, wo in Bauelementen der Stromfluß durch die Majoritätsladungsträger erfolgt (z. B. die Wannen von Drain und Source bei Feldeffekt Transistoren {vgl. Kap. 8}), muß für den Betrieb der Bauelemente

bei kryogenen Temperaturen eine entsprechend hohe Dotierung vorgegeben werden.

2.3. Dotieren von Silizium mittels Dotierglas

Um die gewünschten Eigenschaften des Halbleiters zu erreichen (p-n Übergänge für Transistoren, freie Ladungsträger bei tiefen Temperaturen), ist es notwendig, das Halbleitersubstrat gezielt zu dotieren. Ausgangsmaterial ist ein Siliziumwafer, der beim Ziehen aus der Schmelze durch Beimengen geeigneter Dotierstoffe eine homogene Hintergrunddotierung hat. Es gibt verschiedene Arten und Weisen, eine zusätzliche Dotierung in den Wafer einzubringen. Sehr verbreitet sind die Möglichkeiten der Ionenimplantation [Rug 71], der Diffusion von Dotieratomen aus der Gasphase [Bus 68] und aus Feststoffen [Bec 74]. Eine etwas exotischere Möglichkeit ist das Dotieren mittels Kernumwandlung [Haa 76], bei dem mittels Neutronenbeschuß ein instabiles Siliziumisotop erzeugt wird, das in ein Phosphorisotop und ein ß-Teilchen zerfällt: $^{30}Si\ (n,\gamma) \rightarrow {}^{31}Si \rightarrow {}^{31}P + ß^-$. Der Vorteil dieser Dotiertechnik sind sehr homogene Dotierungen, wie sie z. B. für hochsperrende Leistungshalbleiterbauelemente benötigt werden [Sch 76]. Die Dotiermethode ist jedoch relativ aufwendig, eine selektive Dotierung nur schwer möglich und es lassen sich keine Dotierprofile erzeugen. Man erhält außerdem ausschließlich eine n-Typ Dotierung.

Bei der Ionenimplantation werden die Dotierstoffe als Ionen beschleunigt und in das Substrat geschossen. Die Dotierkonzentration läßt sich über die Ionendosis und das Dotierprofil über die Energie der implantierten Ionen beeinflussen. Nach der Implantation ist ein thermischer Aktivierungs- und Ausheilschritt notwendig. Bei Temperaturen um 600°C rekristallisiert der durch die Implantation amorphisierte Bereich des Substrats wieder. Dabei werden die Dotieratome substitutionell in das sich bildende Kristallgitter eingebaut. Atome aus der V. Hauptgruppe des Periodensystems wie P, As und Sb geben ein überschüssiges Elektron in das Leitungsband ab, man erhält einen n-Typ Halbleiter. Atome aus der III. Hauptgruppe wie B, In und Al nehmen ein Elektron auf und erzeugen so ein Loch im Valenzband, es entsteht ein p-Typ Halbleiter. Der Ionenstrahl läßt sich mittels Photolackmasken, ausreichend dicken Oberflächenoxiden und Metallen gezielt maskieren und erlaubt so eine selektive Dotierung in dem Substrat.

Die Methode der thermische Diffusion nutzt das Bestreben von Systemen, ihre Konzentrationsgradienten auszugleichen. Bietet man einem Halbleiterkristall von außen eine hohe Konzentration von Dotieratomen an, so diffundieren diese, abhängig von der Temperatur, in den Kristall. Die hohe Konzentration an Dotieratomen kann in der Gasphase durch ein geeignetes Trägergas (z. B. B_2H_6 oder PH_3) oder in einer glasartigen Schicht an der Oberfläche des Wa-

fers bereitgestellt werden.
Die Dotierung der Proben, die im Rahmen der vorliegenden Arbeit untersucht wurden, erfolgte mittels thermischer Diffusion aus einem Dotierglas an der Oberfläche der Siliziumscheibe. Diese Technik wird auch "Spin-on"-Technik genannt, da der Ausgangsstoff für die Diffusion durch Aufschleudern auf der Oberfläche des Halbleiters verteilt wird.

Als Dotiermittel werden Siodop® P-192, P-225 und B-286 der Fa. Merck, Darmstadt, verwendet. Der Buchstabe gibt den Dotierstoff, die Ziffern den Anteil des Dotierstoffes in der Lösung (192 ≙ 1,92%) an. P-225 ist mit Al, einem p-Dotierstoff, stabilisiert, so daß man unter Umständen eine Kompensation, zumindestens aber bei tiefen Diffusionen einen Diffusionsschwanz erhält [Mer 92]. Daher wird für die Phosphordotierung überwiegend P-192 verwendet.

Vor dem Aufschleudern des Dotiermittels wird das Substrat 15 min lang in einer Mischung aus 4:1:1 H_2O : H_2O_2 : H_2SO_4 getaucht, um die Oberfläche hydrophil zu machen (dies ist insbesondere nach einer Behandlung in Flußsäurelösung notwendig, da hier die Oberfläche hydrophob wird). Diese Vorbehandlung ist für eine gleichmäßige Benetzung der Oberfläche mit dem Dotiermittel notwendig. Das Aufschleudern des Dotiermittels erfolgt bei einer Drehzahl von 2000 min^{-1}, die Konsistenz des Mittels entspricht dem eines Fotolacks.
Nach dem Trocknen bildet sich aus den in der Lösung befindlichen Siliziumverbindungen eine glasartige Matrix aus Siliziumoxid, die den Dotierstoff in einer homogenen Verteilung enthält [Mer 89]. Die weitere Prozessierung unterscheidet sich bei den bor- bzw. phosphorhaltigen Dotiermitteln.

Dotieren mit Bor:
Das aufgeschleuderte Dotiermittel wird an der Luft getrocknet. Während des Einfahrens in den Ofen bzw. der Aufheizzeit werden die Scheiben in einer N_2 Atmosphäre gehalten. Unter diesen Bedingungen bildet sich an der Grenzfläche zum Silizium eine Borsilizidschicht, die für eine homogene Diffusion sorgt. Nach Erreichen der Diffusionstemperatur (typ. 900 °C - 1200 °C) wird nun auf O_2 umgeschaltet, um das Borsilizid in ein Borsilikat zu oxidieren. Borsilizid ist nämlich gegen alle Ätzmittel resistent und würde eine isolierende Schicht an der Oberfläche hinterlassen [Bus 68].
Das überschüssige Dotierglas wird anschließend in verdünnter Flußsäure (10%) entfernt.

Dotieren mit Phosphor:
Der aufgeschleuderte Film wird in zwei Schritten bei ~100 °C und ~200 °C auf einer Heizplatte getrocknet. Anschließend wird die Scheibe für 20 min in einen Ofen bei 400 °C unter N_2-

Atmosphäre gelegt. Bei dieser Temperatur werden die Phosphoratome stabil in die Glasmatrix eingebaut. Anderenfalls würde man im anschließenden Diffusionsprozeß aufgrund von Sublimation des Phosphors eine extrem inhomogene Dotierung erhalten [Mer 92].
Die eigentliche Diffusion erfolgt unter einem N_2 / O_2 Gasgemisch mit 5% O_2. Das überschüssige Dotierglas wird in verdünnter Flußsäure (10%) entfernt. Im Gegensatz zur Bordiffusion ist dieser Prozeß unkritisch. Der Film ist innerhalb von 30 s entfernt.

Die Diffusion kann sowohl in einem Röhrenofen (t_{Diff} ~ min) oder in einem RTP-Ofen (Rapid Thermal Processing) (t_{Diff} ~ s) erfolgen. Die Verwendung eines RTP-Ofens hat den Vorteil, daß die doch relativ langen Aufheiz- und Abkühlzeiten eines Röhrenofens, während dessen schon eine Diffusion einsetzt, vermieden werden. Mit dem RTP-Ofen lassen sich (bei einer Anstiegszeit von > 500 °C/s) reproduzierbar flache Dotierungen erzeugen.

Der RTP-Ofen (Fa. Addax) besteht aus einem Quarzglasraum, an dessen Ober- und Unterseite Halogenlampen zur Heizung angebracht sind. Die Temperaturkontrolle und Lampenleistungsregelung erfolgt über ein Pyrometer. Der Probenraum kann mit einer Drehschieberpumpe evakuiert werden, über Gasflußregler lassen sich die benötigten Gasgemische einstellen und, falls notwendig, auch während des Prozesses ändern.

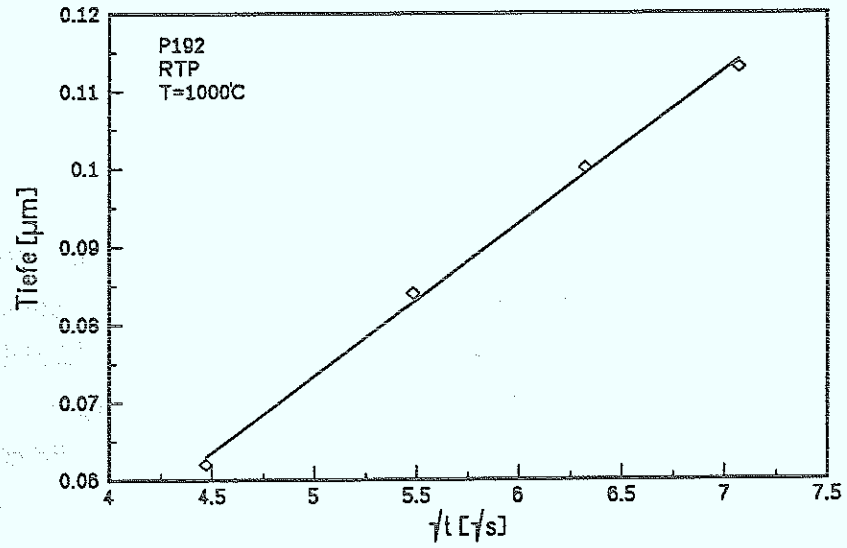


Abb 2.6 Dotiertiefe vs. $\sqrt{t}$ für bei 1000°C im RTP-Ofen mit Siodop® P192 (Fa. Merck) dotierte Substrate.

Die Dotierprofile wurden mittels C-V Messungen aufgezeichnet (näheres zur Meßmethode fin-

det man in [Ape 91]). Aus physikalischen Gründen kann die absolute Dotierung, sofern sie größer als 10^{25} m^{-3} ist, nicht gemessen werden. Nichtsdestoweniger läßt sich aus den Messungen die Dotiertiefe ermitteln.

In Abb. 2.6 ist die Dotiertiefe gegen $\sqrt{t}$ aufgetragen, gemessen bei einer Konzentration von $4 \cdot 10^{24}$ m^{-3} ($\cong N_{crit}$, vgl. Kap. 2.2).

Für die Diffusion aus einer unerschöpflichen Quelle (im Fall des Dotierglases gut gegeben) gilt folgende Beziehung [Run 65]

$$N(x,t) = N_0 \operatorname{erfc} \frac{x}{2\sqrt{Dt}} \tag{2.22}$$

mit erfc (z) der komplementären Error-Funktion, N_0 der Ausgangskonzentration und D der Diffusionskonstante.
Aus den obigen Daten errechnet man $D_{RTP} = 4{,}2 \cdot 10^{-16}$ m^2/s. Dieser Wert ist um einen Faktor 10 größer als der theoretische Wert $D_{theo} = D_0 \exp(-\Delta E/kT) = 1{,}4 \cdot 10^{-17}$ m^2/s mit $\Delta E = 3{,}5$ eV der Aktivierungsenergie und $D_0 = 10^{-3}$ m^2/s einer Konstanten [Dun 54]. Daß diese Differenz nicht eine Eigenschaft des Dotierglases und des verwendeten Substrates ist, ergibt sich aus Messungen an im Röhrenofen dotierten Proben, bei denen die experimentelle Diffusionskonstante mit der theoretischen übereinstimmt.

Das extrem schnelle Aufheizen des RTP-Ofens mit Halogenlampen erzeugt in dem Substrat einen starken Temperaturgradienten, der eine beschleunigte Diffusion induziert. Ebenfalls treten Versetzungen in dem Substrat auf, an deren Flanken die Dotieratome schneller diffundieren können. Daher reichen einige 10 Sekunden im RTP-Ofen für Dotiertiefen in der Größenordnung 100 nm aus.

Da die Diffusionskonstanten in SiO_2 deutlich kleiner als in Silizium sind, läßt sich das Oxid (in genügend großer Dicke) als Diffusionsmaske für eine lokale Dotierung verwenden [Wol 69]. Die typische Dotiertiefe der in dieser Arbeit beschriebenen Proben beträgt 60 - 100 nm. Die Maskierung erfolgt mit einem 300 nm dickem Oxid. Die so erhaltene Dotierwanne ist jedoch nicht auf die Fenstergröße beschränkt. Durch eine laterale Diffusion erhält man immer auch ein Dotierprofil unter dem Oxid. Die laterale Diffusionstiefe beträgt hier (gemessen bei $N = 4 \cdot 10^{24}$ m^{-3}) 77% der vertikalen Dotiertiefe [Wol 69].

2.4. Elektronische Eigenschaften des hochdotierten Siliziums

Um theoretische Vorhersagen über das Verhalten der Bauelemente zu machen ist es notwendig, die elektronischen Eigenschaften der verwendeten hochdotierten Schichten zu kennen. Dabei ist insbesondere die Ladungsträgerkonzentration und die Beweglichkeit der Ladungsträger von Interesse.

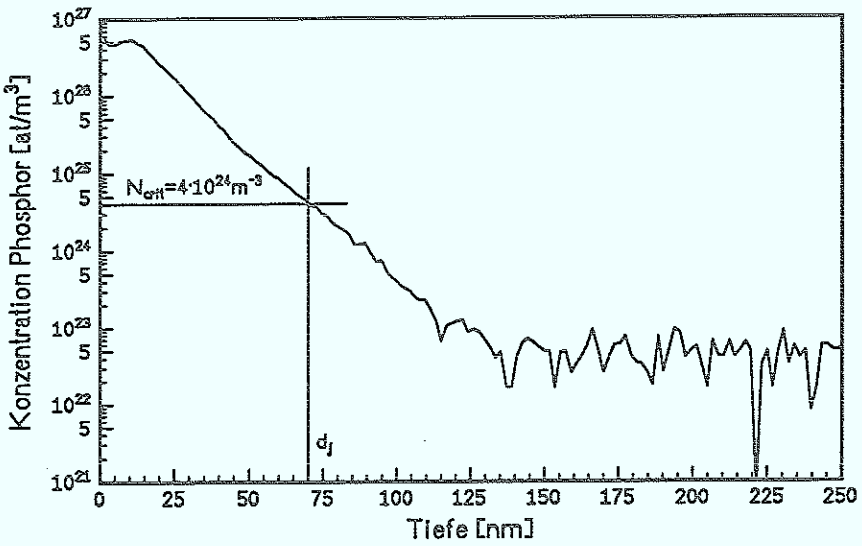


Abb. 2.7 SIMS-Profil von Phosphor in Silizium. Dotiert wurde 20s lang im RTP-Ofen bei 1000°C. Eingezeichnet ist die kritische Konzentration der Dotieratome, unterhalb der die Schicht bei 4,2 K isolierend ist.

Um die absolute Konzentration der Dotieratome in den dotierten Bereichen zu bestimmen, wurden hochauflösende SIMS-Messungen[1] an den Substraten vorgenommen. Die maximale Konzentration der Phosphoratome beträgt $5 \cdot 10^{26}$ m^{-3}. Das Profil entspricht annähernd dem nach Gleichung (2.2) erwarteten Verlauf. Da die Ladungsträger unterhalb der kritischen Konzentration $N_{crit} = 4 \cdot 10^{24}$ m^{-3} bei 4,2 K ausfrieren, wird als Tiefe d_j der Dotierwanne die Diffusionstiefe bei N_{crit} angenommen. Man erhält aus der Kurve in Abb. 2.7 für die Diffusion 20 s bei T = 1000 °C eine Wannentiefe von d_j = 70 nm.

An den Schichten wurden ebenfalls Hallmessungen[2] zur Bestimmung der Beweglichkeit der Ladungsträger vorgenommen.

[1] Mein Dank gilt an dieser Stelle Herrn H. Holzbrecher vom ICH der KFA für die SIMS-Messungen
[2] Mein Dank gilt an dieser Stelle Herrn Dr. Th. Schäpers für die Hallmessung.

Abb. 2.8 zeigt die Beweglichkeit der Elektronen in einem n-dotierten Substrat in Abhängigkeit von der Temperatur.

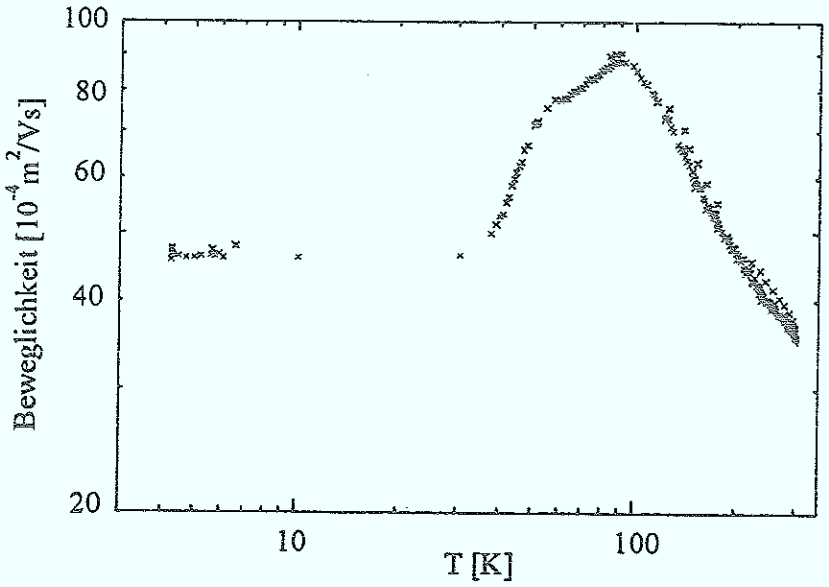


Abb. 2.8 Hallmessung an einer hochdotierten Siliziumprobe. Sie ist mit Siodop® P192 bei 1000°C im RTP-Ofen dotiert.

Man findet so für die Proben eine Beweglichkeit von $4{,}5 \cdot 10^{-3}$ m^2/Vs bei 4,2 K. Der Anstieg in der Beweglichkeit bis zu einer Temperatur von 100 K ist bestimmt von dem $T^{-3/2}$ Verhalten der Wechselwirkung der Ladungsträger mit den akustischen Phononen [Bar 50]. Zu niedrigeren Temperaturen ist die Wechselwirkung mit den ionisierten Donatoren dominierend mit einem $T^{3/2}$ Verhalten [Con 50]. Aufgrund der hohen Dotierung und des sich daher ausbildenden Störstellenbandes und dessen Überlapp mit dem Leitungsband tritt bei sehr tiefen Temperaturen eine Sättigung in der Beweglichkeit ein [Grä 67]. Der oben gemessene Wert deckt sich mit den Ergebnissen anderer Arbeitsgruppen [Yam 67].

3. Die Super-Schottkydiode

Um erste Erfahrungen im Umgang mit Supraleiter-Halbleiter Hybridbauelementen zu machen, wurden zunächst Bauelemente mit einem Supraleiter-Halbleiter Übergang hergestellt, sogenannte Super-Schottkydioden [McC 73]. Diese eignen sich aufgrund der ausgeprägten Nichtlinearität in der Kennlinie als Detektoren und Mischer z. B. für den Bereich der Ultrahochfrequenz. Dabei können sie als Ersatz für SIS-Kontakte dienen, da in ihnen keine Josephsonoszillationen auftreten und ihre Kennlinien hysteresefrei sind. Aus diesen Gründen wird in der Literatur auch der Einsatz von SIN-Kontakten in Detektoren und Mischern z. B. in der Radioastronomie diskutiert [Blu 87]. Super-Schottkydioden zeichnen sich gegenüber konventionellen SIN-Kontakten zusätzlich durch eine einfachere und reproduzierbarere Herstellung aus, da der 'Isolator' die intrinsische Schottkybarriere ist.

3.1. Theorie des Schottky-Übergangs

Wird ein Metall direkt auf die Oberfläche eines Halbleiters gebracht, so bildet sich aufgrund der Differenz der Austrittsarbeiten von Metall und Halbleiter eine Potentialbarriere aus (Abb. 3.1) [Sch 38] (s. auch [Pad 71],[Rid 78],[Sze 81]).

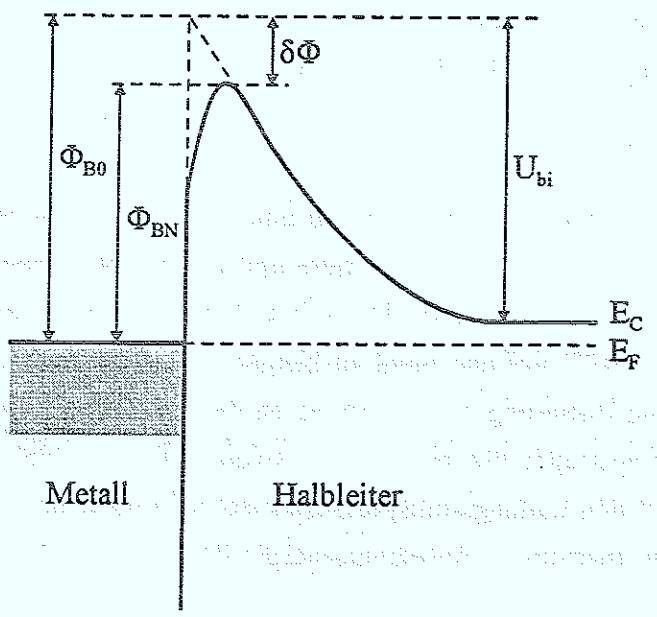


Abb. 3.1 Bandverlauf eines Schottkykontaktes mit einem n-Typ Halbleiter (nach [Sze 81])

Die intrinsische Barrierenhöhe ist im Idealfall $\Phi_{B0} = \Phi_m - \chi_S$ mit Φ_m der Metallaustrittsarbeit und χ_S der Elektronenaffinität des Halbleiters. Aufgrund von Spiegelladungskräften ist die Barrierenhöhe jedoch, abhängig von der Dotierung und der am Kontakt abfallenden Spannung, verringert (Schottkyeffekt [Sch 42]). Diese Änderung ist [Sze 81]

$$\delta\Phi = \sqrt[4]{\frac{e^3 N_D}{8\pi^2 \varepsilon_S^3 \varepsilon_0^3}\left(U_{bi} - U - \frac{kT}{e}\right)} \tag{3.1}$$

mit U_{bi} der sogenannten 'built-in Voltage' (vgl. Abb. 3.1). Die Barrierenhöhe ergibt sich somit zu $\Phi_{BN} = \Phi_{B0} - \delta\Phi$.
Die Breite der Barriere ist in der Näherung eines abrupten Kontaktes analog zur Verarmungszone eines p-n-Übergang [Sze 81]

$$W_{depl} = \sqrt{\frac{2\varepsilon_S \varepsilon_0}{eN_D}\left(U_{bi} - U - \frac{kT}{e}\right)} \tag{3.2}$$

Berechnet man mit $\Phi_m = 4{,}3$ eV für Niob [Mic 78] und $X_S = 4{,}05$ eV für Silizium [Sze 81] die theoretische Barrierenhöhe für das System Niob-Silizium, so erhält man $\Phi_{B0} = 0{,}25$ eV. Messungen der Barrierenhöhe ergeben jedoch einen intrinsischen Wert von $\Phi_{B0} = 0{,}605$ eV [Hes 91]. Diese Diskrepanz läßt sich durch eine hohe Dichte von Grenzflächenzuständen erklären, an denen der Fermilevel fixiert wird [Bar 47], [Hei 65].

Für den Ladungstransport durch den Kontakte gibt es zwei grundlegende Prozesse: 1. Den Transport von Ladungsträgern über die Barriere und 2. quantenmechanisches Tunnel der Ladungsträger durch die Barriere hindurch. Der erst genannte Prozeß dominiert bei Schottkydioden mit Dotierungen $< 10^{23}$ m^{-3} und nicht zu kleinen Temperaturen (z. B. Raumtemperatur). Hat der Halbleiter eine Dotierung $> 10^{23}$ m^{-3}, so ist die Breite der Barriere (Gl. (3.2)) schmal genug, daß die Ladungsträger mit einer nennenswerten Wahrscheinlichkeit tunneln können, Prozeß zwei bestimmt den Ladungstransport. Dies ist umso mehr der Fall, je kleiner die Temperatur und damit die thermische Anregungsenergie der Ladungsträger zum Überwinden der Barriere ist.
Für die in Kap. 3.2 vorgestellten Super-Schottkydioden ist die Dotierung des Substrates $\geq 5 \cdot 10^{24}$ m^{-3} und die Betriebstemperatur 4,2 K, so daß im wesentlichen der Tunnelprozeß den

Ladungstransport beschreibt. Unter der Annahme der Wentzel-Kramers-Brillouin (WKB) Approximation lassen sich für verschiedenen Bereiche der Strom-Spannungskennlinie analytische Beschreibungen angeben [Pad 71], die mit der nummerischen Lösung der Schrödingergleichung für das Problem [Con 66] recht gut übereinstimmt [Pad 71].

3.1.1. Schottkydiode mit normalleitender Metallelektrode

Die Tunnelwahrscheinlichkeit in der WKB-Näherung ist für Energien kleiner als die Barrierenhöhe gegeben durch [Pad 71]

$$T_{WKB} = \exp\left[-\frac{2e(\Phi_B - U - E_F/e)}{3E_{00}}\right] \tag{3.3}$$

mit

$$E_{00} = \frac{e\hbar}{2}\sqrt{\frac{N_D}{\varepsilon_0\varepsilon_S m_T^*}}, \tag{3.4}$$

wobei m_T^* ist die effektive Tunnelmasse der Ladungsträger ist. Crowell [Cro 69] zeigte, daß für Silizium die effektive Tunnelmasse gleich der effektiven Leitfähigkeitsmasse der Ladungsträger ist. Aus den Gleichungen (3.3), (3.4) wird die starke Abhängigkeit der Tunnelwahrscheinlichkeit von der Dotierung des Halbleiters deutlich. Für eine gute Transparenz der Barriere ist gerade im Hinblick auf einen Suprastrom in Supraleiter-Halbleiter-Supraleiter Kontakten eine hohe Dotierung des Substratmaterials erforderlich.

Für verschiedene Spannungsbereiche läßt sich nun die Stromdichte explizit angeben. Für kleine Spannungen, so daß $eU < E_F$ ist, erhält man [Pad 71]

$$J = \frac{4\pi m_T^*(kT)^2 e}{h^3(c_{1F}kT)^2}\exp\left[-\frac{e(\Phi_B - U)}{E_{00}}\right]\left\{\frac{\pi c_{1F}kT}{\sin(\pi c_{1F}kT)}\left(1 - \exp[-c_{1F}eU]\right) - c_{1F}eU\cdot\exp[-c_{1F}E_F]\right\} \tag{3.5}$$

wobei

$$c_{1F} = \frac{1}{2E_{00}} \ln\left[\frac{4e(\Phi_B - U)}{E_F}\right]. \tag{3.6}$$

Ist $eU \ll E_{00}$ und $kT \ll E_{00}$, so reduziert sich Gleichung (3.5) zur linearen Beziehung

$$J = g_0 U \tag{3.7}$$

mit

$$g_0 = \frac{4\pi m_T^* e^2}{h^3 c_{1F}} \exp\left[-\frac{e\Phi_B}{E_{00}}\right]\left(1 - \exp\left[-c_{1F} E_F\right]\right). \tag{3.8}$$

Für große Spannungen mit $eU > E_F$ erhält man eine exponentielle Abhängigkeit des Stroms von der Spannung [Pad 71]:

$$J = J_S \exp\left[\frac{eU}{E_{00}}\right] \tag{3.9}$$

mit

$$J_S = \frac{4\pi m_T^*(kT)^2 e}{h^3(c_{1F}kT)^2} \exp\left[-\frac{e\Phi_B}{E_{00}}\right]\left\{\frac{\pi c_{1F}kT}{\sin(\pi c_{1F}kT)} - (1 + c_{1F}E_F)\exp\left[-c_{1F}E_F\right]\right\}. \tag{3.10}$$

Die Gleichungen 3.5 bis 3.10 beschreiben die Vorwärtscharakteristik der Schottkydiode. Die U-I-Kennlinie ist in erster Näherung symmetrisch. Eine leichte Asymmetrie rührt von den unterschiedlichen Zustandsdichten im Valenz- und Leitungsband her.
Charakteristisch für die differentielle Kennlinie ist ein Minimum in der Leitfähigkeit in der Vorwärtscharakteristik der Diode im Bereich der der Fermienergie äquivalenten Spannung [Con 66]. Bedingung für das Auftreten dieses Minimums ist, daß $E_F < E_{00}$ ist. Anderenfalls ist der Effekt durch ein drastisches Absinken der Tunnelwahrscheinlichkeit an der Leitungsbandkante maskiert [Pad 71].

3.1.2. Schottkydiode mit supraleitender Metallelektrode

Kühlt man eine Schottkydiode mit einem Supraleiter als Metallisierung von Raumtemperatur auf eine Temperatur unterhalb der kritischen Temperatur des Supraleiters ab, so tritt in der Zustandsdichte des Metalls eine Energielücke 2Δ aufgrund der Kondensation von Elektronen zu Cooperpaaren auf [Bar 57] (Abb. 3.2). Diese Energielücke führt zu einer ausgeprägten Nichtlinearität in der Kennlinie des auch Super-Schottkydiode (SSD) [McC 73] genannten Bauelements.

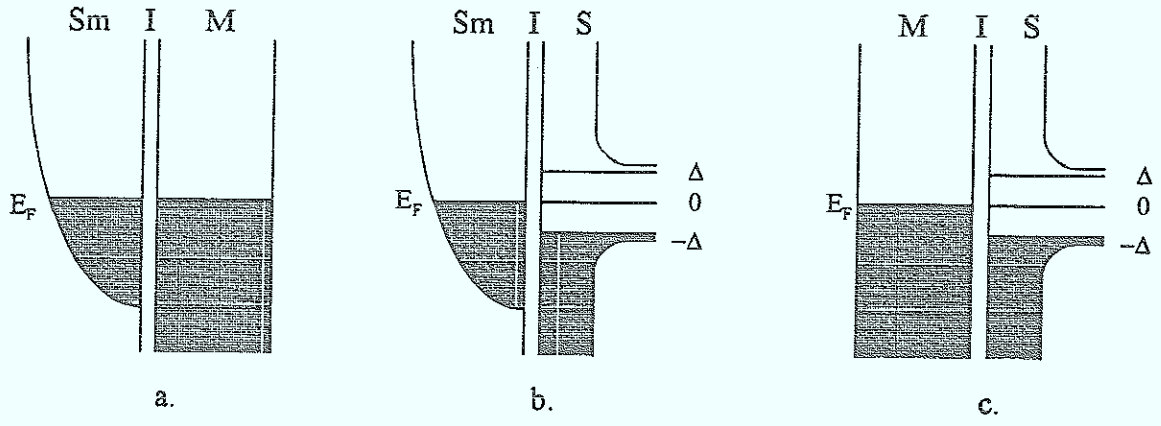


Abb. 3.2 Schematisch dargestellt sind die Zustandsdichten für einen Sm-I-M-, einen Sm-I-S- und einen M-I-S- Kontakt (Sm = Halbleiter, I = Isolator, M = Metall).

Betrachtet man die in Abb. 3.2 schematisch skizzierten Verhältnisse der Zustandsdichten für die Schottkydiode, die SSD und einen S-I-N Kontakt, so ist die Analogie der SSD zum S-I-N Kontakt offensichtlich.

Der Tunnelstrom eines S-I-N Kontaktes schreibt sich als [Tin 75]

$$I = \frac{2\pi e}{\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} |T|^2 N_S(E)\, N_N(E+eU) \left[f(E) - f(E+eU)\right] dE \qquad (3.11)$$

mit $|T|^2$ der Tunnelwahrscheinlichkeit, $N_{S,N}(E)$ den Zustandsdichten des Supraleiters und des Normalleiters sowie f(E) die Besetzungswahrscheinlichkeit der Zustände.

Für Spannungen kleiner der Energielückenspannung Δ/e ergibt sich der Quasiteilchenstrom zu

[Wol 85]

$$I = 2G_{NN}\frac{\Delta}{e}\sum_{n=1}^{\infty}(-1)^{n+1}K_1\left(\frac{n\Delta}{kT}\right)\sinh\left(\frac{neU}{kT}\right) \tag{3.12}$$

wobei $K_1(x)$ die modifizierte Besselfunktion zweiter Gattung, erster Ordnung, ist. G_{NN} ist die Leitfähigkeit des Kontakts im normalleitenden Zustand:

$$G_{NN} = \frac{2\pi e^2}{\hbar}|T|^2 N_S(0)\,N_N(0) \tag{3.13}$$

Gleichung 3.12 geht für $\Delta \gg kT$ über in

$$I = I_0 \sinh\left(\frac{eU}{kT}\right) \tag{3.14}$$

mit

$$I_0 = G_{NN}\sqrt{\frac{2\pi\Delta kT}{e^2}}\exp\left[-\frac{\Delta}{kT}\right] \tag{3.15}$$

Für den Fall der SSD ist in Gleichung (3.11) die Zustandsdichte des Normalleiters durch die des Halbleiters zu ersetzen (vgl. Abb. 3.2). Durch die Abhängigkeit $N_{HL}(E) \propto \sqrt{E}$ im Halbleiter tritt ein Fehler in der Bestimmung der Leitfähigkeit G_{NN} auf, da die Zustandsdichte des Normaleiters bei der Herleitung oben als konstant angesehen und vor das Integral (Gleichung (3.11)) gezogen wird. Der Fehler ist jedoch umso kleiner, je größer die Fermienergie, also die Dotierung des Halbleiters ist [Hes 91].

Die Leitfähigkeit G_{NN} wird bestimmt von der Tunnelwahrscheinlichkeit durch die Barriere und den Materialparametern der Elektroden beiderseits des Isolators. An dieser Stelle läßt sich die Brücke zum Tunneln durch eine Schottkybarriere schlagen. Dort wurde die spezifische Leitfähigkeit g_0 angegeben (Gleichung (3.8)). Da die Tunnelbarriere im Fall der SSD die Schottkybarriere des Metall-Halbleiter Übergangs ist, kann g_0 mit G_{NN} gleichgesetzt werden.
Ist $eU > 2kT$, so dominiert in Gleichung (3.14) die positive Exponentialfunktion des Sinus

Hyperbolikus. Diese beschreibt die in Mischern und Detektoren [McC 77], [McC 79], [Sug 80], [Müc 90] genutzte starke Nichtlinearität der SSD-Kennlinie.

Im Energiebereich $eU \gg \Delta$ ist die Zustandsdichte des Supraleiters gleich der eines Normalleiters und das elektrische Verhalten der SSD ist gleich dem einer konventionellen Schottkydiode (steigender differentieller Widerstand mit der Spannung und exponentieller Anstieg des Stroms durch die Diode).
Wie bei einer gewöhnlichen Schottkydiode sollte auch hier ein Minimum in der Leitfähigkeit in der Vorwärtscharakteristik der Diode auftreten, allerdings jetzt bei einer Spannung $U = (E_F + \Delta)/e$. Aufgrund der hohen Zustandsdichte an der Energielückenkante des Supraleiters kann der Effekt unter Umständen sogar noch stärker ausgeprägt sein.
Die Energielücke des Supraleiters selbst kann in Form von Extrema in der differentiellen Leitfähigkeit beobachtet werden, selbst wenn der oben beschriebene Effekt durch Leckströme maskiert ist.

3.2. Messungen an vertikalen Super-Schottkydioden (SSD)

3.2.1. Herstellung der Super-Schottkydioden

Ausgangsmaterial für die Super-Schottkydioden ist ein n-Typ Siliziumsubstrat mit einer Hintergrunddotierung von $5 \cdot 10^{24}$ m^{-3}. Dieses wird an der Oberfläche thermisch 1 µm dick oxidiert. In das Oxid wird naßchemisch mit gepufferter Flußsäure (Selectipur AF 91-9(48)) ein Fenster geätzt, daß die Diodenfläche definiert. Für die supraleitende Elektrode wird im letzten Schritt 100 nm Niob gesputtert und photolithographisch im Lift-off strukturiert.
Die fertigen Dioden werden mit Leitsilber auf einen Probenhalter aus doppelt kupferkaschiertem Epxidharz aufgeklebt. Das Leitsilber dient gleichzeitig zur Kontaktierung der Rückseite der Diode. Die obere, supraleitende Elektrode wird mittels Ultraschallbondens kontaktiert.

In Abb. 3.3 ist die rasterelektronenmikroskopische Aufnahme einer solchen Diode gezeigt.

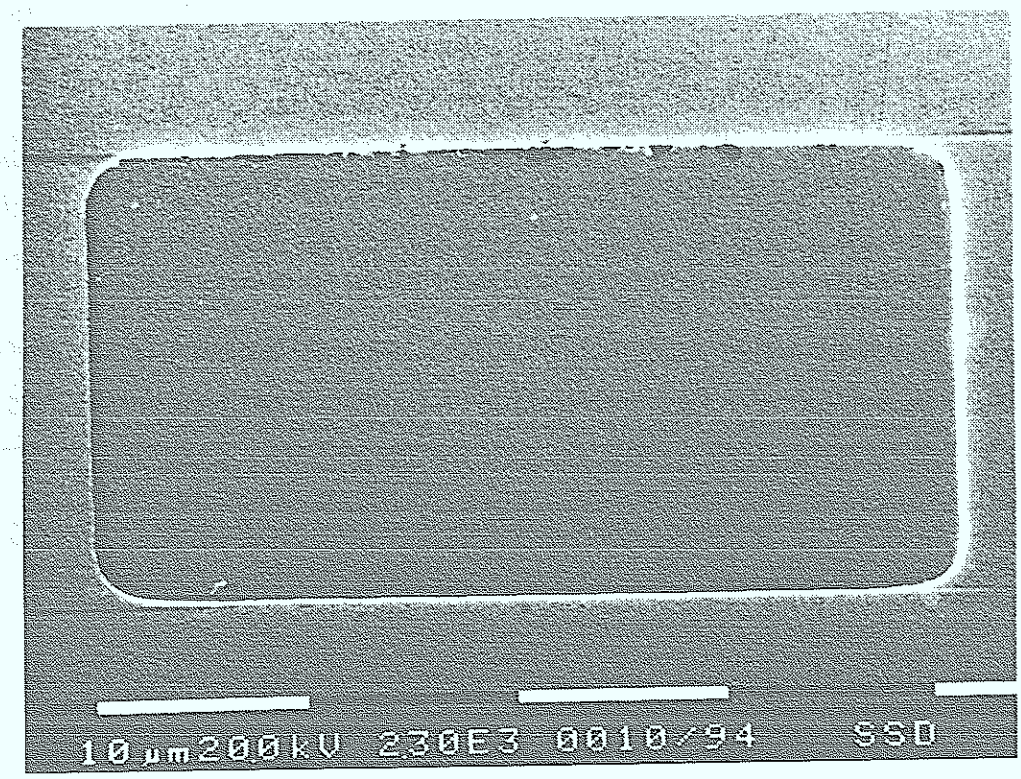


Abb. 3.3 Rasterelektronenmikroskopische Aufnahme einer Super-Schottkydiode. Die Diodenfläche beträgt 40 x 20 µm².

3.2.2. Gleichstromverhalten der SSD

Zur Aufnahme der Strom-Spannungs Kurven wurde in die Diode mittels einer Stromquelle (Institutseigenbau) ein Strom eingeprägt und sowohl Strom als auch die über dem Bauelement abfallende Spannung auf einem Oszillographen bzw. Schreiber aufgezeichnet. Zur Vermeidung von Störungen aus dem Netz wird die Elektronik mit Akkumulatoren betrieben. Für die Aufnahme der differentiellen Leitfähigkeit wird die Stromquelle amplitudenmoduliert und die an der Diode abfallende Spannung einem Lock-in Verstärker zugeführt, an dessen Ausgang dann das differenzierte Signal anliegt.

Abb. 3.4 zeigt die differenzierte Kennlinie einer Super-Schottkydiode bei 4,2 K. Die Diodenfläche beträgt hier 10 x 10 µm². Wie zu erwarten, sinkt der Leitwert im Bereich der Energielückenspannung deutlich ab.

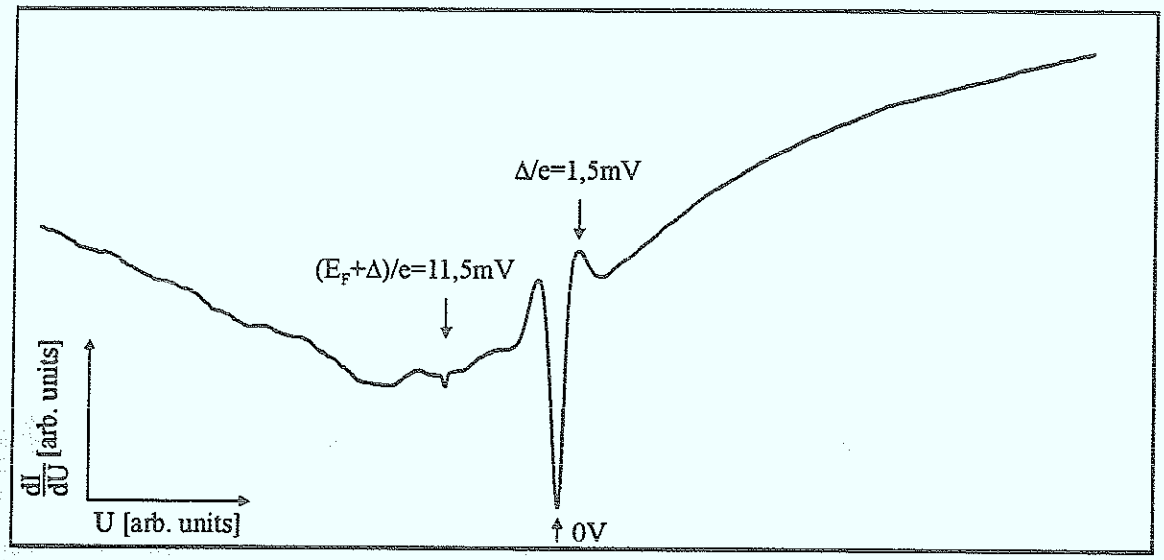


Abb. 3.4 Differenzierte Kennlinie einer SSD. Gekennzeichnet sind die Energielücke des Supraleiters und die Fermienergie des Halbleiters.

Gut zu sehen ist auch die oben erwähnte Asymmetrie in der Kennlinie aufgrund der unterschiedlichen Zustandsdichten des Leitungs- bzw. Valenzbandes. Die Vorwärtscharakteristik der Diode, bei einem n-dotierten Substrat also der Bereich negativer Spannung, zeigt in der differentiellen Leitfähigkeit ein Minimum im Bereich $eU = E_F + \Delta$. Die Fermienergie ist für $n = 5 \cdot 10^{24}\,m^{-3}$ $E_F = 10$ meV (Gl. 2.12), die Energielücke beträgt $\Delta_{Nb} = 1{,}5$ meV.
Sehr gut ausgeprägt ist auch der Peak bei genau dieser Spannung aufgrund des steilen Anstiegs der Zustandsdichte des Supraleiters an der Kante seiner Energielücke.

Die Steilheit der Diode ist definiert zu

$$S = \frac{\partial^2 I / \partial U^2}{\partial I / \partial U} \tag{3.16}$$

Ihr Maximum liegt für die hier beschriebene SSD bei 1500 V^{-1} (T = 4,2 K). Sugiyama et al. messen an einer SSD auf GaAs ebenfalls eine Steilheit von 1500 V^{-1} [Sug 80]. Im Vergleich dazu hat die beste aus der Literatur bekannte Schottkydiode mit normalleitender Elektrode bei 4,2 K eine Steilheit von 276 V^{-1} [McC 73].
Im Bereich unterhalb der Energielückenspannung wird die Kennlinie durch die Relation [Sil 75]

$$I = I_0 \exp(S_{max} \cdot U) \tag{3.17}$$

beschrieben. Vergleicht man diese Beziehung mit Gleichung (3.14), die sich für eU > 2kT sich zu

$$I = I_0 \exp\left[\frac{eU}{kT}\right] \tag{3.18}$$

reduziert (mit I_0 siehe Gleichung (3.15)), so ist die Steilheit der Diode durch Naturkonstanten und die Betriebstemperatur gegeben. Die maximal mit einer SSD erreichbare Steilheit ist somit $S_{max} = 11605 \cdot T^{-1}/V \cdot K$. Experimentelle Untersuchungen zeigen [Pad 65], daß die Betriebstemperatur der Diode durch eine effektive Temperatur $T_{eff} = T_{Umg} + T_0$ ersetzt werden muß. Dies gilt sowohl für SSDs als auch für normalleitende Schottkydioden. Die genauen Ursachen der effektiven Temperatur und ihre Rückführung auf Materialparameter ist nicht bekannt [Pad 65]. Ermittelt man die Steilheit aus der Kennlinie der Diode, so läßt sich die Temperatur T_0 zurückrechnen. Für die hier beschriebene SSD mit einer Steilheit von 1500 V^{-1} bei 4,2 K erhält man T_0 = 3,5 K. Im Vergleich dazu ist für eine normalleitende Schottkydiode bei 4,2 K [McC 73] T_0 = 38 K.

Abb. 3.5 zeigt die Temperaturabhängigkeit der Steilheit einer Super-Schottkydiode.

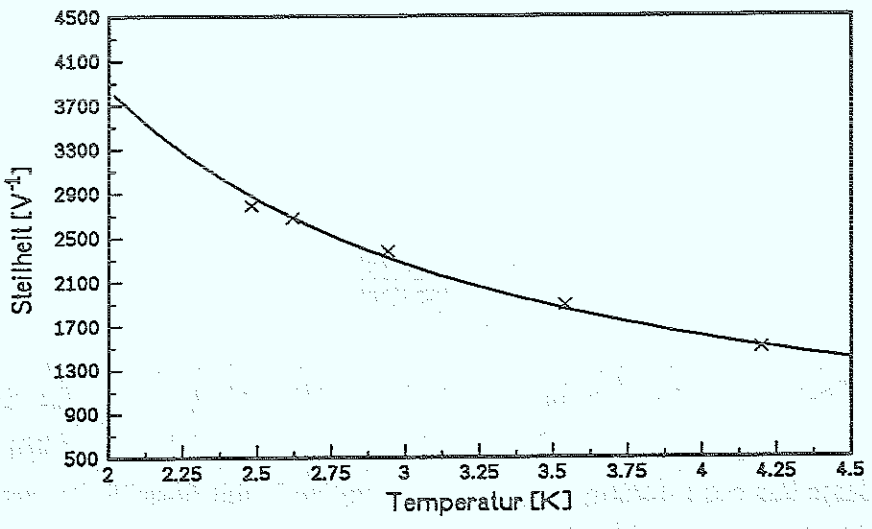


Abb. 3.5 Steilheit einer SSD in Abhängigkeit von der Temperatur. Kreuze: gemessene Werte, durchgezogene Kurve: Fit $S \propto (T + T_0)^{-1}$ mit T_0 = 3,5 K.

Wie zu erwarten, wird die Steilheit der Diode bei kleiner werdender Temperatur größer. Die durchgezogene Linie zeigt den Fit $S \propto (T + T_0)^{-1}$ (Gleichungen (3.17), (3.18)). Die gemessenen Werte skalieren gut mit der theoretischen Vorhersage der Abhängigkeit der Steilheit von der Temperatur.

3.2.3. Kenndaten der SSD bei der Verwendung als Video-Detektor

Der Meßaufbau zur hochfrequenzmäßigen Charakterisierung der SSD ist in Abb. 3.6 schematisch skizziert. Die SSD ist über ein Koaxialkabel mit einem Hochfrequenzgenerator (Hewlett Packard HP 8340) verbunden. Das Hochfrequenzsignal wird mit 12 kHz amplitudenmoduliert und über einen kalibrierten Abschwächer und einen Richtkoppler, der hier als Hochfrequenzweiche verwendet wird, der Diode zugeführt. Das von der SSD kommende Signal wird auf den Eingang eines Lock-in Verstärkers gegeben. Mittels einer Stromquelle kann der Arbeitspunkt der SSD eingestellt und so die Diode im Bereich ihrer größten Steilheit betrieben werden.

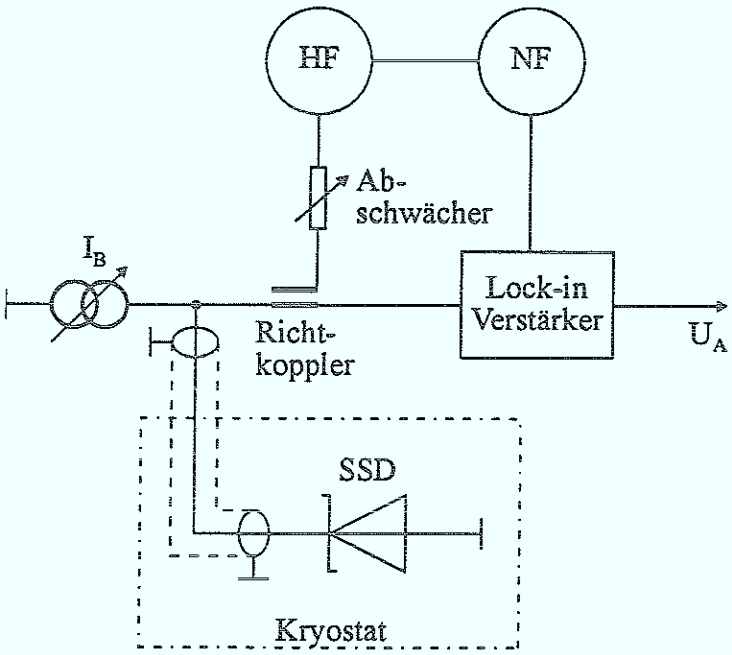


Abb. 3.6 Meßaufbau zur hochfrequenzmäßigen Charakterisierung der SSD.

Die Verluste der Zuleitungen und des Richtkopplers wurden mit einem Netzwerkanalysator (Hewlett Packard HP8510) bestimmt. Sie betragen 30 dB. Die Fehlanpassung der SSD wurde mit einem Simulationsprogramm (EESOF Touchstone) simuliert [Müc 90/1]. Die Fehlanpassung führt zu weiteren Verlusten von 6 dB, so daß die Diode eine um 36 dB (= 1/4000) gerin-

gere als die vom HF-Generator abgegebene Leistung sieht.

Die Abhängigkeit der Detektorspannung vom Arbeitspunkt der SSD ist in Abb. 3.7 dargestellt.

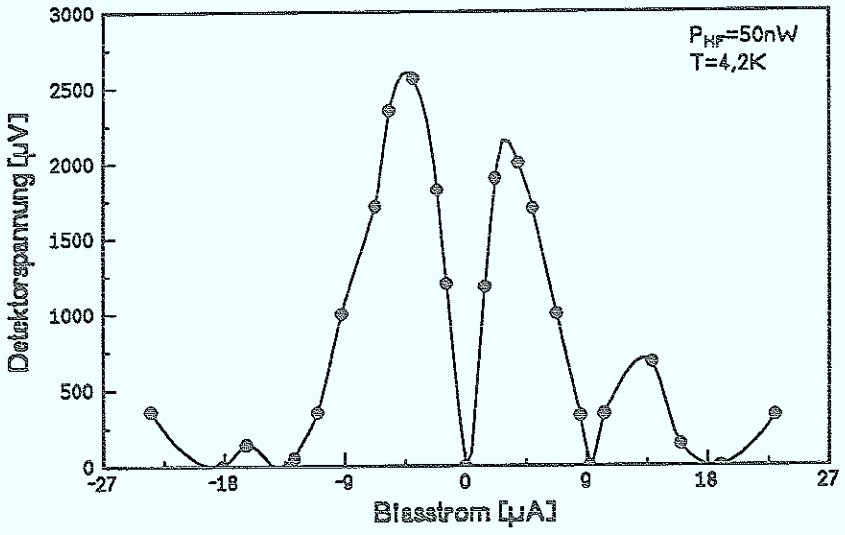


Abb. 3.7 Abhängigkeit der Detektorspannung vom Arbeitspunkt der SSD.

Die maximale Empfindlichkeit der SSD tritt, wie erwartet, an der Stelle der größten Leitwertänderung auf.

Als Maß für die Empfindlichkeit einer solchen Diode bei der Verwendung als Detektor wird die sogenannte äquivalente Rauschleistung (Noise Equivalent Power NEP) angegeben. Sie ist definiert als die Leistung, die einen Strom erzeugt, der genauso groß ist wie der effektive Rauschstrom des Detektors. Die NEP läßt sich schreiben als [McC 77]

$$\mathrm{NEP} = \frac{\left\langle i_n^2 \right\rangle^{1/2}}{1/2\,S} \tag{3.19}$$

mit $\left\langle i_n^2 \right\rangle^{1/2}$ dem vom Detektor erzeugten Rauschstrom und der Steilheit S. Ist der dominierende Rauschmechanismus das Schrotrauschen, so ist der Rauschstrom [Zie 59]

$$\left\langle i_n^2 \right\rangle^{1/2} = \sqrt{\frac{2e\,B}{R_D\,S}} \tag{3.20}$$

mit B der Bandbreite, innerhalb der der Rauschstrom gemessen wird und dem dynamischen Widerstand R_D der Diode. Damit ergibt sich die effektive Rauschleistung zu

$$NEP = \frac{2}{S^{3/2}} \sqrt{\frac{2e\,B}{R_D}} \tag{3.21}$$

Mit $R_D = 250\ \Omega$ und $S = 1500\ V^{-1}$ errechnet man so in 1 Hz Bandbreite $NEP = 1{,}2 \cdot 10^{-15}\ W/\sqrt{Hz}$.
Die gemessene äquivalente Rauschleistung der SSD bei 2,1 GHz ist $NEP = 2 \cdot 10^{-15}\ W/\sqrt{Hz}$. Es ergibt sich also eine relativ gute Übereinstimmung mit dem theoretisch erwarteten Wert. Die Rauschtemperatur der Diode errechnet sich so mit [Ver 77]

$$T_n = (NEP)^2\, S^2\, R_D \,/\, 16kB \tag{3.22}$$

zu T_n = 10,2 K. Im Vergleich dazu findet man bei McColl et al. einen Wert von 36 K [McC 77], bei Sugiyama et al. 4,4 K [Sug 80] (jeweils auf GaAs).

Die Impedanz der Diode läßt sich grundsätzlich innerhalb gewisser Grenzen an die Impedanz der nachfolgenden Elektronik (z. B. 50 Ω) anpassen. Dazu können Diodenfläche und Dotierung des Halbleiters entsprechend gewählt werden. Um die Verluste bei hohen Frequenzen niedrig zu halten, ist es günstig, SSDs mit einer möglichst kleinen Diodenfläche zu verwenden. Damit steigt jedoch der ohmsche Widerstand der Diode an. Eine Erhöhung der Dotierung ist nur bis ungefähr $5 \cdot 10^{25}\ m^{-3}$ sinnvoll, da sich die Diodencharakteristik bei hohen Dotierungen aufgrund von Leckströmen deutlich verschlechtert (sinkende Steilheit). Eine Möglichkeit der Verringerung des parasitären Widerstands ist die Dünnung des Substrats. Oder man wählt andere Halbleitermaterialien mit höherer Beweglichkeit wie z. B. GaAs [McC 79], [Sug 80]. Notwendig ist jedoch die Ausbildung einer Schottkybarriere zwischen dem supraleitenden Metall und dem verwendeten Halbleiter, was z. B. bei p-InAs aufgrund einer Oberflächeninversionsschicht nicht gegeben ist [Tak 85].

4. Strukturen mit zwei Supraleiter-Halbleiter Übergängen

Die Vorschläge zur Realisierung von Supraleiter-Halbleiter Hybridtransistoren lassen sich in drei Kategorien einteilen:

1. Der Supraleitende Feldeffekttransistor (SuFET oder JoFET: Josephson-Feldeffekttransistor)
2. Der 'Hot electron' Transistor mit supraleitender Basis
3. Der 'Superconducting-base semiconductor-isolated' Transistor (SUBSIT)

Bei den 'hot electron' Transistoren wird der Supraleiter zur Reduktion des Bahnwiderstands der Basis verwendet [Kob 86], da sie für ein ballistisches Durchqueren von Ladungsträgern sehr dünn (einige 10 nm) sein muß. Der SUBSIT wurde 1985 vorgeschlagen [Tam 85], [Fra 86] und arbeitet ähnlich wie ein Bipolartransistor. Seine experimentelle Realisation steht allerdings noch aus [Fra 90].

Der SuFET wurde 1980 von Clark vorgeschlagen [Cla 80]. Sein Grundbaustein ist der Supraleiter-Halbleiter-Supraleiter Proximityeffekt Kontakt. Der Suprastrom eines solchen Kontaktes sollte sich aufgrund der Abhängigkeit der Kohärenzlänge der Cooperpaare in dem Halbleiter von der Ladungsträgerkonzentration durch ein elektrisches Feld steuern lassen. SuFETs wurden auf Si [Nis 89], InAs [Tak 85], AlGaAs [Iva 87] und InGaAs [Kle 89/2] realisiert. Allen gemeinsam ist jedoch, daß Gatespannungen bis zu einigen 10 Volt [Tak 85] notwendig sind, um Ausgangsspannungen von mV zu steuern.

Im folgenden werden die Experimente an planaren Supraleiter-Halbleiter-Supraleiter Kontakten als Grundbausteine von SuFETs beschrieben. Neben dem statischen Verhalten werden auch die dynamischen Eigenschaften dieser Kontakte näher diskutiert.

An dieser Stelle sei noch auf die theoretischen Arbeiten zum Cooperpaartransport in niedrigdimensionalen (mesoskopischen) Systemen [Bee 91] und eines Fabry-Perot-artigen Interferometers für Cooperpaare [Rit 94] hingewiesen. Deren Realisierung steht allerdings noch aus.

4.1. Theoretische Grundlagen der halbleiter-gekoppelten Josephsonkontakte

Im obigen Kapitel wurde der Supraleiter-Halbleiter Übergang aus dem Blickwinkel der (Super-) Schottkydiode näher betrachtet. Dabei lag der Schwerpunkt auf der Beschreibung der halbleitenden Eigenschaften eines solchen Bauelements unter Einfluß der Energielücke im Supraleiter. Nicht berücksichtigt wurde dabei die Möglichkeit einer induzierten Supraleitung im

Halbleiter aufgrund der Diffusion von Cooperpaaren aus dem Supraleiter in den Halbleiter (Proximityeffekt).
Der Proximityeffekt, d. h. die induzierte Supraleitung in einem nicht-supraleitenden Material (in der Regel ein Metall), ist die Grundlage für eine Reihe von Josephsonkontakten wie planare [Not 73], horizontale [Cla 69] oder brückenartige [vDo 79] SNS-Kontakte.
Die ersten experimentellen Arbeiten mit einem Halbleiter als normalleitendem Material wurden mit gesputterten, amorphen Schichten durchgeführt. Verwendet wurden u. a. CdS [Gia 68] und Te [Set 71].

4.1.1. Proximityeffekt in Supraleiter-Halbleiter Strukturen

Bringt man einen Supraleiter mit einem Halbleiter in engen Kontakt, so wird aufgrund der Diffusion von Cooperpaaren Supraleitung in dem Halbleiter induziert. Dies erfolgt auf Kosten eines reduzierten Ordnungsparameters im Bereich der Kohärenzlänge der Cooperpaare an der Grenzfläche des Supraleiters. Unter der Annahme, daß sich ein (entarteter) Halbleiter wie ein Metall im Modell freier Elektronen verhält, läßt sich der Supraleiter-Halbleiter Übergang durch das Modell von De Gennes [dGe 64] beschreiben [Set 72]. Die Verhältnisse für das Cooperpaarpotential an der Grenzfläche Supraleiter-Halbleiter sind in Abb. 4.1 skizziert.

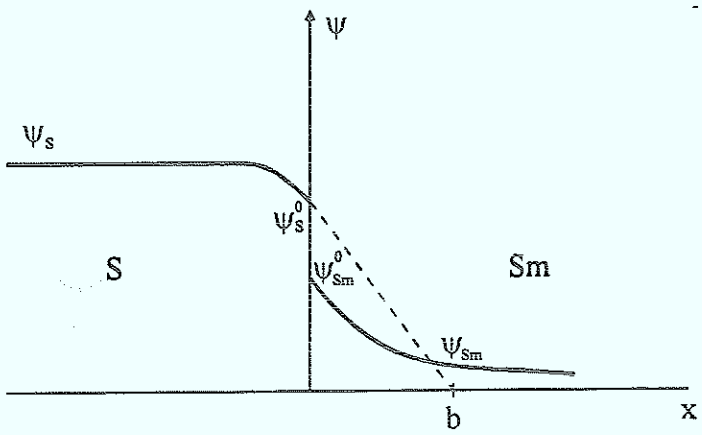


Abb. 4.1 Schematische Darstellung des Cooperpaar-Potentials im Übergang Supraleiter - Halbleiter. Zur Definition der Bezeichnungen siehe Text.

Das Modell gilt unter der Annahme, daß sich sowohl Halbleiter als auch Supraleiter im "dirty limit" befinden, d. h. die mittlere elastische freie Weglänge ℓ_{el} ist kleiner als die Kohärenzlänge der Cooperpaare ξ. Diese Bedingung ist für das System Niob-Silizium (ℓ_{el} = 4 nm) erfüllt (das

"clean limit" wird nur in Halbleitern mit 2-dimensionalen Elektronengasen extrem hoher Beweglichkeit erreicht).

Das Paarpotential an der Grenzfläche muß selbst nicht zwangsläufig stetig sein. Es gelten jedoch die folgenden Stetigkeitsbedingungen [dGe 64]:

$$\frac{\Delta_S^0}{N_S(0)\cdot V_S} = \frac{\Delta_{Sm}^0}{N_{Sm}(0)\cdot V_{Sm}} \tag{4.1}$$

$$\frac{D_S}{V_S}\frac{d}{dx}\Delta_S^0 = \frac{D_{Sm}}{V_{Sm}}\frac{d}{dx}\Delta_{Sm}^0 . \tag{4.2}$$

Der Subskript S beschreibt die Eigenschaften im Supraleiter, Sm die im Halbleiter. ^{0} kennzeichnet die Verhältnisse an der Grenzfläche. N(0) ist die effektive Zustandsdichte an der Fermienergie, V der Elektron-Elektron Wechselwirkungsterm und D die Diffusionskonstante. Ist der halbleitende Bereich größer als die Kohärenzläge, so läßt sich das Abklingen des Paarpotentials unter der Berücksichtigung nur einer Mode (one-frequency approximation) schreiben als [dGe 64]:

$$\Delta_{Sm} = \Delta_{Sm}^0 \exp(-x/\xi_{Sm}) \tag{4.3}$$

Als Maß für die Unterdrückung des Paar-Potentials im Supraleiter kann die Länge b ermittelt werden mit [dGe 64]

$$\psi_S^0 = b\cdot\left.\frac{d\psi_S}{dx}\right|^0 \tag{4.4}$$

Unter Verwendung der Gleichungen (4.1) - (4.4) erhält man mit $\rho = (e^2\cdot N(0)\cdot D)^{-1}$

$$b = \frac{D_S N_S(0)}{D_{Sm} N_{Sm}(0)}\xi_{Sm} = \frac{\rho_{Sm}}{\rho_S} . \tag{4.5}$$

Da die spezifischen Widerstände von Metallen und Halbleitern um einige Größenordnungen

differieren können, kann b sehr groß werden. Der Ordnungsparameter im Supraleiter wird kaum unterdrückt. Die Näherung, daß der Ordnungsparameter im Supraleiter bis an die Grenzfläche konstant ist, nennt man auch "rigid boundary condition".

4.1.2. Suprastrom in Supraleiter-Halbleiter-Supraleiter Kontakten

Die Verhältnisse für einen einzelnen Supraleiter-Halbleiter Übergang sind in in Abb. 4.1 skizziert. Bringt man nun von der anderen Seite eine weitere supraleitende Elektrode auf, so erhält man Abb. 4.2:

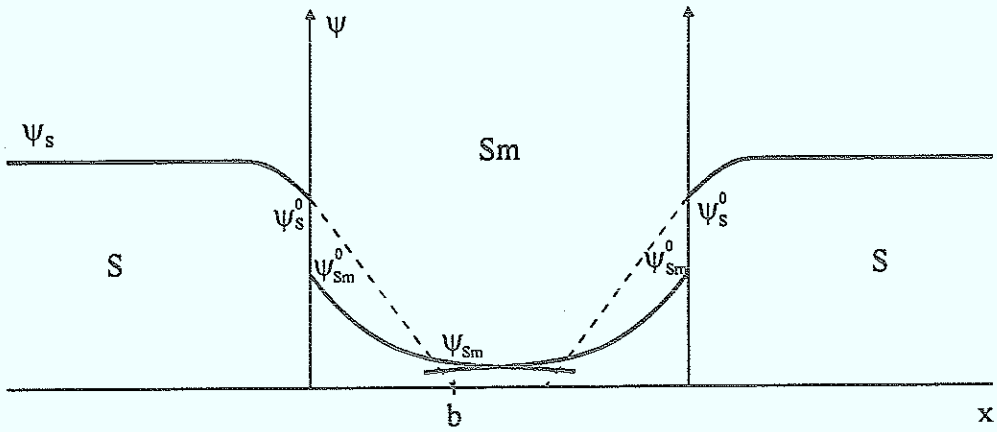


Abb. 4.2 Verlauf des Paarpotentials für einen Supraleiter-Halbleiter-Supraleiter Übergang.

Von beiden Seiten her klingt der Ordnungsparameter in dem Halbleiter exponentiell mit der Kohärenzlänge ab. Sind die beiden supraleitenden Elektroden nicht allzuweit von einander entfernt, so erhält man durchgängig in dem Halbleiter einen nicht-verschwindenden Ordnungsparameter und damit einen von Cooperpaaren getragenen Suprastrom durch den Halbleiter. Die Kanallänge L sollte also nicht größer als einige Vielfache der Kohärenzlänge sein.

Die folgende Herleitung der Gleichung für den kritischen Strom lehnt sich an das Modell von van Dover [vDo 81] für eine SNS Brücke an, da die Geometrie der Grenzfläche ähnlich der der hier betrachteten Supraleiter-Halbleiter-Supraleiter Kontakte ist.

Für einen Supraleiter läßt sich die Ginzburg-Landau Gleichung [Gin 50] schreiben als

$$\xi_S^2 \frac{d^2}{dx^2} \psi_S(x) + (1 - |\psi_S|^2)\, \psi_S(x) = 0. \tag{4.6}$$

Ist $|\psi|$ klein (was im Halbleiter gegeben ist, vgl. Gl. (4.4), (4.5)), so schreibt sich Gl. (4.6) in der linearisierten Form als

$$\xi_{Sm}^2 \frac{d^2}{dx^2} \psi_{Sm}(x) - \psi_{Sm}(x) = 0 \tag{4.7}$$

Die Lösung dieser Gleichung ist [Set 72]

$$\psi_{Sm}(x) = \frac{\psi_{Sm}^0}{2\cosh(L/2\xi_{Sm})} \left[e^{(x/\xi_{Sm}) + i\varphi_1} - e^{-(x/\xi_{Sm}) + i\varphi_2} \right], \tag{4.8}$$

wobei φ_j die Phasen der Wellenfunktionen in den beiden supraleitenden Elektroden ist.
Die Suprastromdichte ist:

$$J_S = \frac{e^* \hbar}{2im^*} \left[\psi_{Sm}^* \frac{d}{dx} \psi_{Sm} - \psi_{Sm} \frac{d}{dx} \psi_{Sm}^* \right] \tag{4.9}$$

mit der Randbedingung (konstanter Strom durch den Kontakt)

$$\frac{1}{m_S^*} \psi_S^* \frac{d}{dx} \psi_S = \frac{1}{m_{Sm}^*} \psi_{Sm}^* \frac{d}{dx} \psi_{Sm}. \tag{4.10}$$

Im Fall eines gewöhnlichen Supraleiters ist $e^* = 2e$ und $m^* = 2m_0$. Im Fall des Halbleiters ist sicher auch $e^* = 2e$. In Bezug auf die Masse der Ladungsträger muß aber mit in Betracht gezogen werden, daß sich die effektive Masse der Ladungsträger von der der freien Elektronen unterscheidet. Im folgenden wird daher die effektive Leitfähigkeitsmasse gewählt, also $m^* = 2m_\sigma^*$.

Man erhält so eine kritische Stromdichte des Kontaktes von

$$J_C = \frac{e\hbar}{2m_\sigma^*}\frac{1}{\xi_{Sm}}\left[\frac{\psi_{Sm}^0}{\cosh(L/2\xi_{Sm})}\right]^2. \tag{4.11}$$

Für $L \gg \xi_{Sm}$ reduziert sich Gl. (4.11) zu

$$J_C = \frac{2e\hbar}{m_\sigma^*}\frac{\psi_{Sm}^{o\,2}}{\xi_{Sm}}\exp(-L/\xi_{Sm}) \tag{4.12}$$

Um den Einfluß der Grenzfläche besser sichtbar zu machen, seien folgende Parameter eingeführt: $A = \psi_{Sm}^0/\psi_S^0$ für die Reduktion des Ordnungsparameters an der Grenzfläche und $f = \psi_S^0/\psi_S$ zur Beschreibung der Unterdrückung des Ordnungsparameters im Supraleiter ($f = 1$ für die "rigid boundary condition"). Man erhält so $\psi_{Sm}^0 = A \cdot f \cdot \psi_S$ und rechnet damit aus den Eigenschaften des (massiven) Supraleiters unter dem Einfluß der Grenzfläche auf den Halbleiter zurück.

Die mikroskopische Energielücke ist mit dem Ginzburg-Landau Ordnungsparameter ψ im "dirty limit" nach Gorkov wie folgt verknüpft [Gor 60]:

$$\Delta_S = \left(\frac{4e^2\hbar\rho_S kT}{\pi m_S^*}\right)^{1/2}\psi_S \tag{4.13}$$

Damit ergibt sich die kritische Stromdichte zu

$$J_C = \frac{\pi\Delta_S^2}{2ekT}A^2f^2\frac{m_0}{\rho_S m_\sigma^*}\frac{1}{\xi_{Sm}}\exp(-L/\xi_{Sm}) \tag{4.14}$$

und daraus

$$I_C R_N = \frac{\pi\Delta_S^2}{2ekT}A^2f^2\frac{m_0\rho_{Sm}}{m_\sigma^*\rho_S}\frac{L}{\xi_{Sm}}\exp(-L/\xi_{Sm}). \tag{4.15}$$

4.1.3. Die Kohärenzlänge der Cooperpaare im Halbleiter

Das Maß für das Abklingen des Ordnungsparameters im Halbleiter ist die Kohärenzlänge der Cooperpaare im Halbleiter. Sie bestimmt auch bei gegebener Kanallänge der Kontakte die Amplitude des Suprastroms.
Allgemein gilt im "dirty limit" [Deu 69]:

$$\xi = \left(\frac{\hbar D}{2\pi kT}\right)^{1/2}. \tag{4.16}$$

D ist die Diffusionskonstante mit $D = \frac{1}{3}\upsilon_F \ell_{el}$. υ_F ist die Fermigeschwindigkeit, ℓ_{el} die mittlere elastische freie Weglänge. Mit $\upsilon_F = \frac{\hbar}{m_d^*}k_F = \frac{\hbar}{m_d^*}(3\pi^2 n)^{1/3}$ und $\ell_{el} = \frac{m_\sigma^* \upsilon_F \mu}{e}$ erhält man für den Halbleiter:

$$\xi_{Sm} = \left(\frac{\hbar^3 m_\sigma^* \mu}{6\pi ekTm_d^{*\,2}}\right)^{1/2} (3\pi^2 n)^{1/3}. \tag{4.17}$$

An dieser Stelle sei der Unterschied zu der meist in der Literatur verwendeten Beziehung für die Kohärenzlänge angemerkt. In der Regel findet man die folgende Form (z. B. [Cla 80], [Kle 89]):

$$\xi_{Sm} = \left(\frac{\hbar^3 \mu}{6\pi ekTm^*}\right)^{1/2} (3\pi^2 n)^{1/3}. \tag{4.18}$$

Sind die effektive Leitfähigkeitsmasse und die effektive Zustandsdichtemasse gleich, so reduziert sich Gl. (4.17) zu Gl. (4.18). Dies ist z. B. für n-Typ III-V Halbleiter der Fall. Für Silizium und p-Typ III-V Halbleiter muß korrekter Weise Gl. (4.17) zur Bestimmung der Kohärenzlänge verwendet werden.

Um einen nennenswerten kritischen Strom durch einen Supraleiter-Halbleiter-Supraleiter Kon-

takt zu erhalten ist es notwendig, daß das Verhältnis L/ξ_{Sm} nicht zu groß wird. Die minimale Kanallänge L ist durch die lithographischen und technologischen Randbedingungen limitiert. Für eine möglichst große Kohärenzlänge ist es daher günstig, ein Material mit großer Beweglichkeit μ, kleiner effektiven Masse m^* und hoher Dotierung n zu wählen. Dabei ist jedoch generell zu beachten, daß die Grenzfläche Supraleiter-Halbleiter einen großen Einfluß auf die Amplitude des Suprastroms hat und daher auch die gute Ankopplung des Supraleiters an den Halbleiter (z. B. Vermeiden einer Schottkybarriere) gegeben sein muß.

Abschließend sei noch eine Zusammenstellung der Kohärenzlänge in verschiedenen Halbleitern aufgeführt (elektronische Daten der Halbleiter aus [Lan 82]).

Halbleiter	Dotierung	Beweglichkeit [m^2/Vs]	effektive Masse [m_0]	Kohärenzlänge [nm]
n-Silizium	$5 \cdot 10^{26}\ m^{-3}$	$4{,}5 \cdot 10^{-3}$	0,322	22
InP	$6 \cdot 10^{24}\ m^{-3}$	0,2	0,076	25
InAs	$4 \cdot 10^{23}\ m^{-3}$	1	0,023	41
InGaAs	$4 \cdot 10^{15}\ m^{-2}$	10	0,045	81

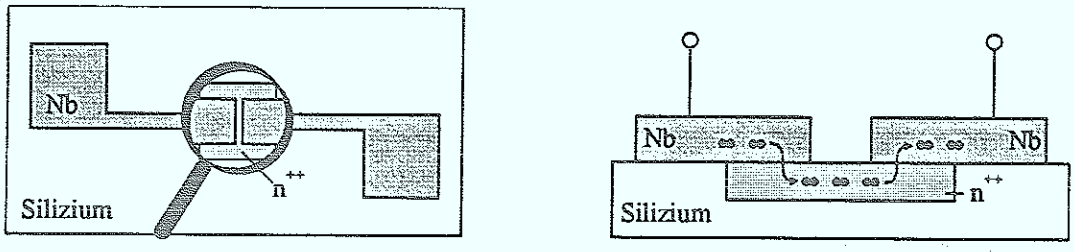
Tabelle 4.1 Kohärenzläge der Cooperpaare in verschiedenen Halbleitermaterialien.

Die Daten für InGaAs beziehen sich auf ein 2DEG, die Beweglichkeit kann dort unter Umständen auch noch deutlich höher sein.
Es fällt auf, daß für die kommerziell erhältlichen III-V Materialien (z. B. InP) die Kohärenzlänge nicht deutlich größer ist als für Silizium. Zudem ist es für Hochfrequenzanwendungen notwendig, die Kanallänge möglichst klein zu halten (z. B. 50 nm für einen 343 GHz InP-HEMT [Ngu 93]). Von diesem Gesichtspunkt her relativiert sich der Vorteil einer theoretisch größeren zulässigen Kanallänge wieder. Die in der Regel geringere Ladungsträgerkonzentration in den III-V Halbleitern ermöglicht jedoch eine empfindlichere Feldsteuerung als bei sehr hoch dotiertem Silizium.

4.2. Herstellung der Supraleiter-Halbleiter-Supraleiter Kontakte

Die Supraleiter-Halbleiter-Supraleiter Kontakte werden in einer planaren Geometrie ausgeführt (Abb. 4.3). Im Gegensatz dazu werden in der Literatur auch andere Geometrien beschrieben: i.) der Ladungstransport durch eine dünne, in das Substrat geätzte Membran [Hua 74],

[vHu 91] und ii.) durch einen vor der Deposition des Supraleiters geätzten Siliziumrücken [Hes 91].



a. b.

Abb. 4.3 Schematische Darstellung der planaren Supraleiter-Halbleiter-Supraleiter Kontakte. Der Stromfluß ist in b.) im Querschnitt durch den Kanal verdeutlicht

Ausgangsmaterial ist ein Siliziumsubstrat mit einem spezifischen Widerstand > 1000 Ωcm. Dieses wird durch ein SiO_2 Fenster wie in Kap. 2.3 beschrieben lokal dotiert. Dabei wurde sowohl Bor als auch Phosphor als Dotierstoff verwendet. In den elektrischen Messungen zeigt sich, daß die geringfügig unterschiedlichen elektronischen Eigenschaften der p- bzw. n-dotierten Schichten von dem starken Einfluß der Grenzfläche maskiert werden. Daher wurden die meisten Kontakte auf mit Phosphor n-dotierten Substraten hergestellt, da die Verarbeitung des phosphorhaltigen Dotierglases technologisch einfacher ist.

Das so lokal dotierte Substrat wird nun mit einem elektronenstrahlempfindlichem Lack (PMMA) beschichtet. Die Verwendung der Elektronenstrahlithographie ist notwendig, da aus den oben gemachten theoretischen Überlegungen die Kanallänge des Kontaktes kleiner 100 nm sein sollte. Die im Institut vorhandenen optischen Belichter haben wellenlängenbegrenzt eine maximale Auflösung von 0,6 µm. Als Elektronenstrahlschreiber dient ein umgerüstetes Rasterelektronenmikroskop (näheres findet man z. B. in [Bec 89]). Die Kanalstruktur wird nun mit einer Dosis von typisch 1 C/m² belichtet. Um eine mögliche Ätzschädigung des Kanalbereichs zu vermeiden, werden die Kontakte im Lift-off-Verfahren strukturiert. Dazu bleibt der Kanalbereich durch einem PMMA-Steg geschützt. Vor dem Einlegen in eine Sputteranlage (Z 400S, Fa. Leybold) zur Deposition von Niob wird das Substrat ca. 10 s in gepufferte Flußsäure getaucht, um das an der Luft gewachsene Oberflächenoxid zu entfernen. In der Sputteranlage wird das Substrat zunächst in einer Argonatmosphäre ($p = 4 \cdot 10^{-4}$ Pa) ionengeätzt, um Adsorbate und Oberflächenoxid zu entfernen. Schließlich werden 30 nm Niob bei einer Depositionsrate von 1,5 nm/s abgeschieden. Die dünne Niobschicht soll sicherstellen, daß auch bei Kanallängen kleiner 100 nm der Lift-off zuverlässig funktioniert. Allerdings erhält man aufgrund der

sehr dünnen Schicht eine reduzierte kritische Temperatur des Niobfilms. Sie beträgt $T_C = 7{,}7$ K im Gegensatz zu 9,2 K für das massive Material. Ursache dafür ist aufgrund des um zwei Größenordnungen kleineren spezifischen Widerstandes des Halbleiters nicht der Proximity-effekt (s. unten), sondern vermutlich eine Verunreinigung des Niobs. Eine Verunreinigung mit 1,5 at% Sauerstoff z. B. verursacht die beobachtete Reduktion der kritischen Temperatur [DeS 63], [Koc 73] des Niobfilms.
Abb. 4.4 zeigt die rasterelektronenmikroskopische Aufnahme eines solchen Kanals. Die Kanallänge beträgt 80 nm, die Kanalbreite 12 µm.

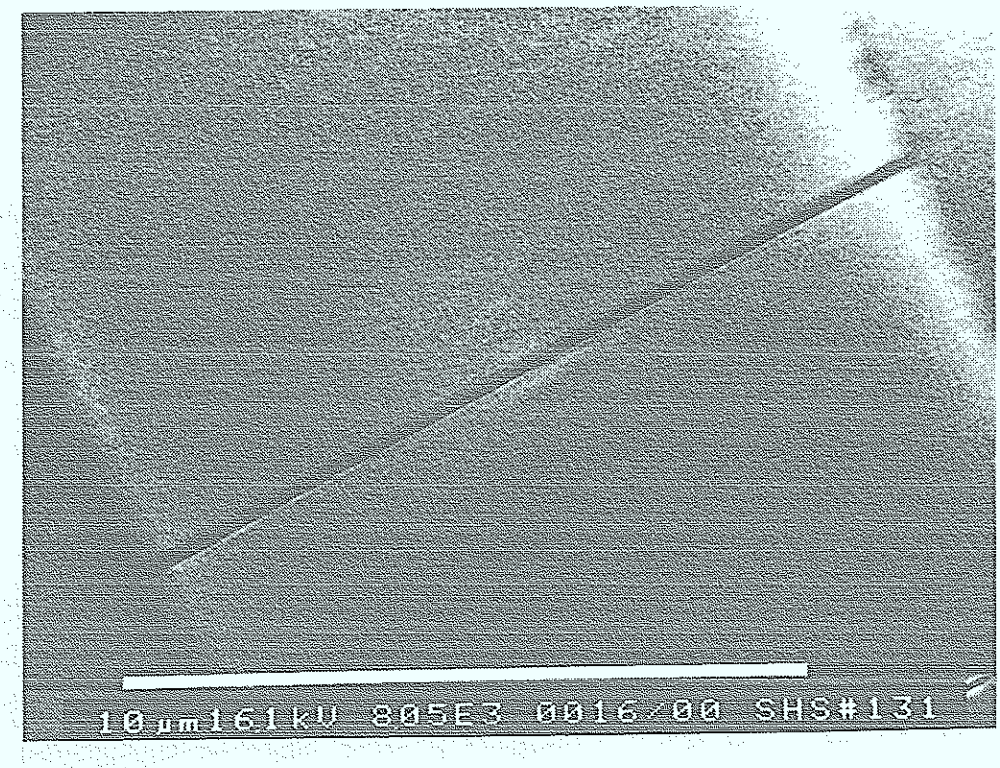


Abb. 4.4 Rasterelektronenmikroskopische Aufnahme eines im Lift-off strukturierten Kanals. Die Kanallänge beträgt 80 nm, die Kanalbreite 12 µm.

Da das Schreibfeld des Elektronenmikroskopes nur 200 x 200 µm² beträgt, werden zum Kontaktieren fotolithographisch Anschlußflächen an die mit dem Elektronenstrahl belichtete Struktur strukturiert. Auch sie bestehen aus, allerdings 100 nm dickem, gesputtertem Niob.

4.3. Messungen an einzelnen Supraleiter-Halbleiter-Supraleiter Kontakten

Für die Messungen werden die Proben auf einer doppeltseitig kupferkaschierten Platine mit Klammern befestigt. Die Verbindung zwischen Probenhalter und Probe erfolgt mittels Ultraschallbondens mit Aluminiumdraht in einer Anordnung für 4-Punkt-Messungen.
Die Kontakte wurden mit einer auf Strom- oder Spannungsspeisung umschaltbaren Quelle versorgt. Sie ist ein Institutseigenbau und arbeitet netzunabhängig, um eine Unterdrückung der kleinen kritischen Ströme der Kontakte durch äußere Störungen zu vermeiden. Die Kennlinien können auf einem Oszilloskop und/oder einem x-y-Schreiber dargestellt werden. Zur Aufnahme differenzierter Kennlinien mit einem Lock-in Verstärker kann die Spannung bzw. der Strom mit einem NF-Signal amplitudenmoduliert werden.
Die Messungen bei 4,2 K wurden in der Regel in einer Helium-Kanne vorgenommen. Für Messungen bei kleineren Temperaturen wurde ein Badkryostat verwendet, bei dem durch Erniedrigen des Dampfdrucks die Temperatur des Heliums abgesenkt wurde. Damit konnten Temperaturen kleiner 2,5 K erreicht werden.

4.3.1. Kontakte mit Suprastrom

Eine Reihe der, wie oben beschrieben präparierten, Kontakte zeigen bei T = 4,2 K das Auftreten eines Suprastroms. Die anderen verhalten sich wie zwei gegeneinandergeschaltete Super-Schottkydioden.

Die kritischen Ströme der Kontakte liegen (bei 4,2 K) zwischen 0,3 - 50 μA. Sie zeigen allerdings eine starke Alterung, so daß nach wenigen Abkühlzyklen der kritische Strom häufig um einen Faktor 10 reduziert ist. Möglicherweise verändert sich die Transmissivität der Barriere aufgrund von mechanischen Spannungen zwischen der Niobschicht und dem Siliziumsubstrat. Eine weitere Ursache kann sein, daß die Kanallänge größer wird, da durch Relaxation von Spannungen in der Niobschicht sich der Supraleiter an der Kante zum Kanal vom Halbleiter ablösen kann.

Abb. 4.5 zeigt die Strom-Spannungskennlinie eines der Kontakte mit Suprastrom.

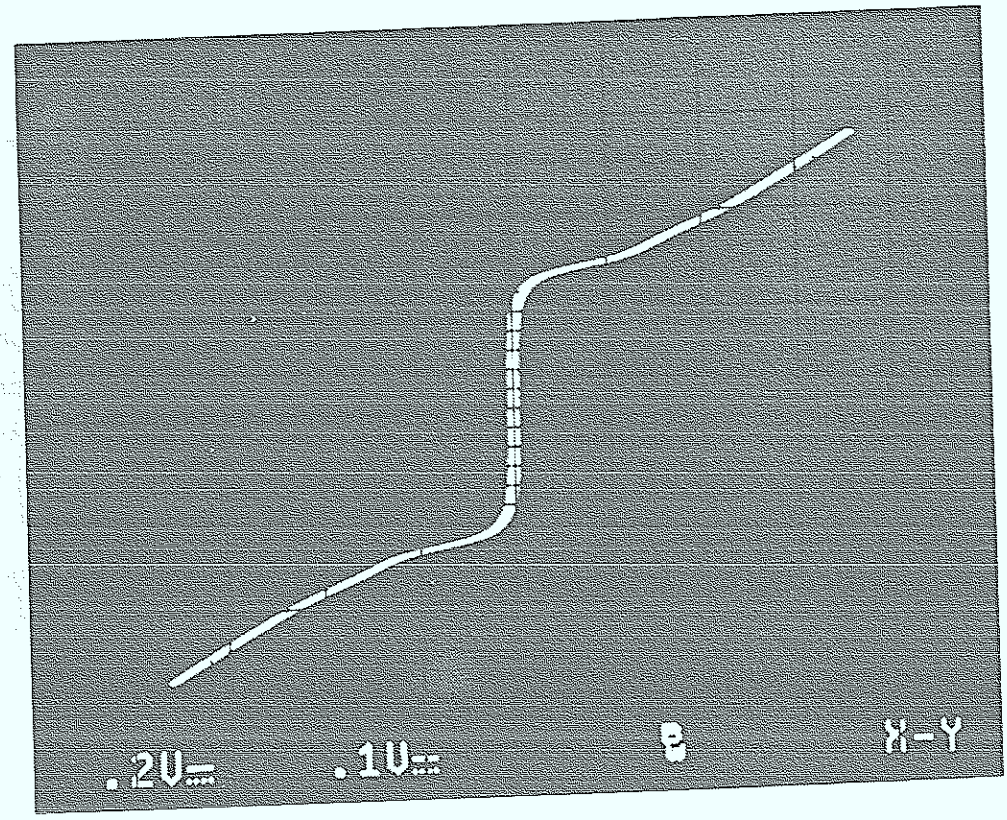


Abb. 4.5 Strom-Spannungs Kennlinie eines der Kontakte. Ein vertikales Kästchen entspricht 1 μA, ein horizontales 20 μV. Der kritische Strom ist $I_C = 1{,}35$ μA.

Die Kanallänge der Kontakte beträgt typischer Weise 100 nm. Eine Skalierung des kritischen Stroms mit der Kanallänge konnte im Gegensatz zu anderen Arbeitsgruppen (z. B. [Nis 86]) nicht festgestellt werden. Einzelne Kontakte mit Kanallängen von 110 nm wiesen z. B. einen Suprastrom auf, wogegen andere mit einer Kanallänge von 80 nm keinen zeigten. Theoretisch würde man nach Gleichung (4.15) einen kritischen Strom von $I_C = 5{,}5$ mA erwarten. Dies deutet darauf hin, daß nicht der Kanal selbst, sondern die Eigenschaften der Grenzfläche von entscheidender Bedeutung für das Transportverhalten der Kontakte sind.

Die charakteristische Spannung der Kontakte, das I_CR_N-Produkt, liegt in der Größenordnung 50 μV. Ein Kontakt wies jedoch ein I_CR_N-Produkt von 230 μV auf. Rechnet man nach Gleichung (4.15) das I_CR_N-Produkt aus, so erhält man einen Wert von 140 mV. Dieser überraschend hohe (und physikalisch unrealistische) Wert hat seine Ursache in dem Faktor $m_0\rho_{Sm}/m^*\rho_S$, der für Supraleiter-Halbleiter Übergänge sehr groß (insbesondere für niedrige Halbleiterdotierungen) werden kann (hier: $m_0\rho_{Sm}/m^*\rho_S = 300$). Dabei wird die Kohärenzlänge ξ_{Sm} zwar kleiner (Gleichung (4.17)), aber in dem hier betrachteten Dotierungsbereich ist dieser Effekt offensichtlich schwächer als das Anwachsen des Vorfaktors. Es ist allerdings physika-

lisch nicht sinnvoll, in diesem Fall eine ideal transparente Barriere anzunehmen. Der Faktor A in Gleichung (4.15), der die Transparenz der Barriere widerspiegelt, kann nicht gleich eins gesetzt werden. Es gibt zur Zeit auch keine Möglichkeit, A aus Materialparametern analytisch zu bestimmen [Kle 87]. Für eine Abschätzung von A aus den gemessenen Daten sei auf Kap. 4.3.3 verwiesen. Das I_CR_N-Produkt eines idealen Tunnelkontakt beträgt $\pi/2(\Delta/e)$ [Lik 79], bei SNS-Kontakten mit einem Metall als Normalleiter ist es relativ klein, z. B. 6,6 µV in [Not 73]. Generell ist ein großes I_CR_N-Produkt von Vorteil bei der Applikation der Kontakte in digitalen Schaltungen, aber auch bei der Verwendung in SQUID, um einen möglichst großen Ausgangspegel zu erhalten.

Eine ausführliche Diskussion des Einflusses der Grenzfläche, der Präparationsbedingungen und ein Vergleich mit theoretischen Daten erfolgt am Ende dieses Kapitels über einzelne Supraleiter-Halbleiter-Supraleiter Kontakte.

4.3.1.1. Temperaturabhängigkeit des kritischen Stroms der Kontakte

Nach Gleichung (4.17) ist die Kohärenzlänge der Cooperpaare im Halbleiter temperaturabhängig mit $\xi_{Sm} \sim \sqrt{T}^{-1}$. Schreibt man für $L/\xi_{Sm} = C\cdot\sqrt{T}$, so gilt für den kritische Strom der Kontakte mit Gl. (4.15) $I_C = D\cdot\sqrt{T}^{-1}\cdot\exp\{-C\cdot\sqrt{T}\}$, C und D Konstanten. Abb. 4.6 zeigt diese Temperaturabhängigkeit für je einen Kontakt mit Silizium und InP als Subtrat.

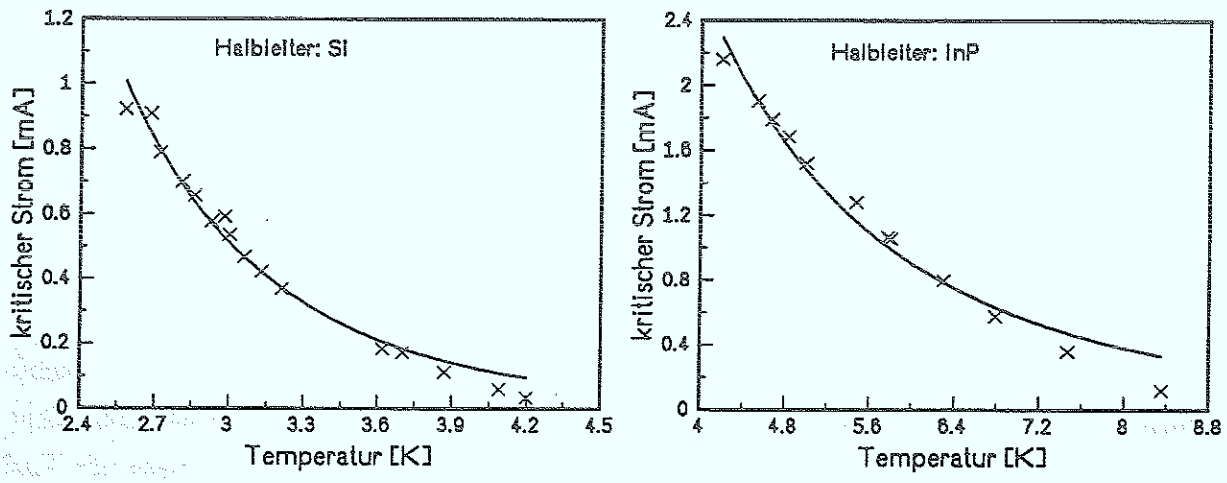


Abb. 4.6 Abhängigkeit des kritischen Stroms von der Temperatur für Silizium (links) und InP (rechts) als Substratmaterial. Die Kreuze sind die experimentellen Werte, die durchgezogene Linie ein Fit nach Gleichung (4.15)

Die durchgezogene Linie ist ein Fit nach der Methode der kleinsten Quadrate mit C und D als Fitparameter. Man erkennt eine gute Übereinstimmung der experimentellen Werte mit der theoretischen Vorhersage für den Siliziumkontakt, die Abweichung für den InP-Kontakt sind etwas größer. Insgesamt wird der Verlauf der Temperaturabhängigkeit von I_C durch Gleichung (4.15) im unteren Temperaturbereich von Abb. 4.6 gut beschrieben.

4.3.1.2. Supraleiter-Halbleiter-Supraleiter Kontakte unter dem Einfluß von Hochfrequenzstrahlung

Setzt man einen Josephsonkontakt einer Hochfrequenzstrahlung aus, so erhält man in der U-I Kennlinie charakteristische Stufen, sog. Shapirostufen [Sha 63], [Gri 68]. Diese Stufen haben einen festen, frequenzabhängigen Spannungsabstand, ihre (Strom-)Amplitude variiert mit der Leistung der angelegten Hochfrequenz. Grund für das Auftreten dieser Stufen ist die Kopplung der externen Hochfrequenz mit den Josephsonoszillationen des Kontaktes. Im spannungsbehafteten Zustand ($I > I_C$) ist die Frequenz der Oszillationen proportional zur über dem Kontakt abfallenden Spannung (zweite Josephson-Gleichung) [Jos 62]:

$$\omega_J = \frac{d\varphi}{dt} = \frac{2e}{\hbar} U. \tag{4.19}$$

Die Stufen in der U-I Kennlinie treten daher bei Spannungen [Sha 62]

$$U_n = \frac{nh}{2e} f_{HF}, \tag{4.20}$$

$n = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \ldots$ auf. Die erste Stufe erscheint bei $U = 2{,}07\ \mu V \cdot f_{HF} / GHz$.

Die U-I Kennlinie eines Supraleiter-Halbleiter-Supraleiter Josephsonkontaktes unter Hochfrequenzeinstrahlung zeigt Abb. 4.7. Die Hochfrequenzstrahlung wird dazu über ein Koaxialkabel in einen Streifenleiter auf dem Probenhalter eingekoppelt, über dem die zu messende Probe montiert ist. Der kritische Strom des Kontaktes ohne HF-Einstrahlung ist $I_C = 1{,}35\ \mu A$. Mit der Frequenz der eingestrahlten HF-Strahlung von $f_{HF} = 12$ GHz erhält man einen Stufenabstand von $\Delta U = 24{,}8\ \mu V$ (vgl. Abb. 4.7).

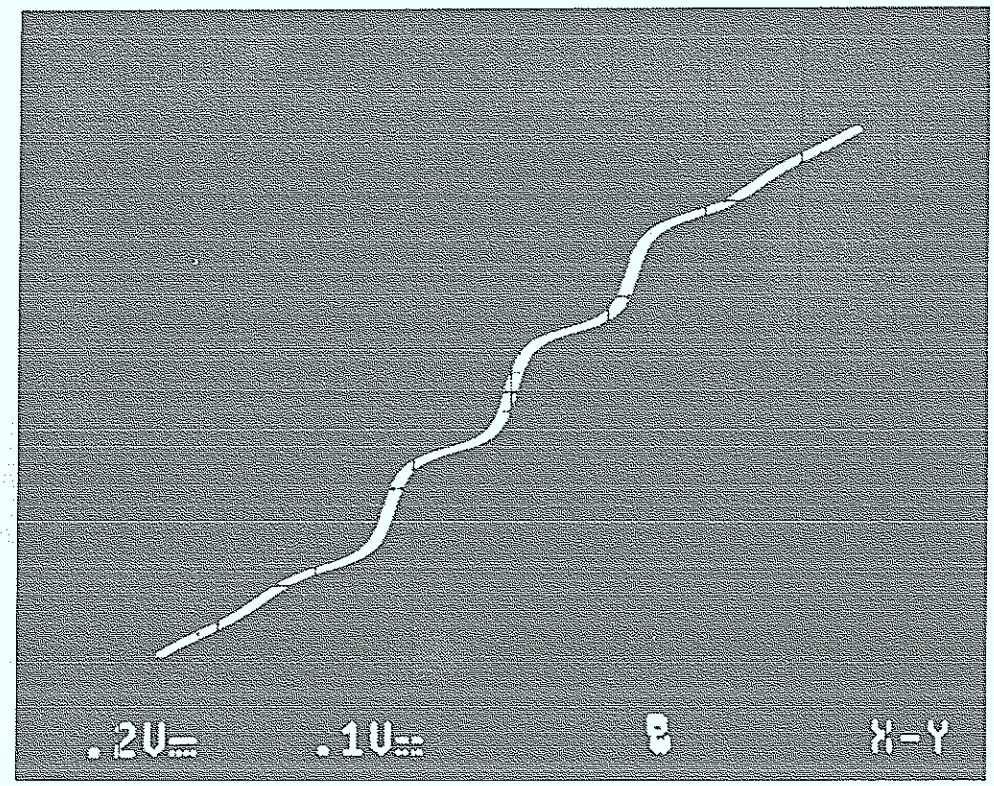


Abb. 4.7 Strom-Spannungs-Kennlinie eines Kontaktes unter dem Einfluß einer Hochfrequenzstrahlung (f = 12 GHz). Ein vertikales Kästchen entspricht 1 μA, ein horizontales 20 μV.

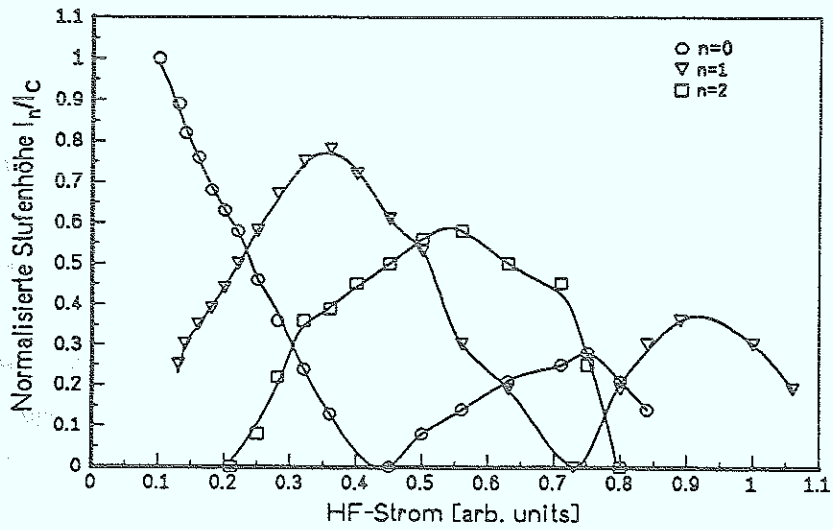


Abb. 4.8 Stufenhöhe in Abhängigkeit vom HF-Strom für die ersten drei Stufen in der U-I Kennlinie.

Mathematisch wird die Abhängigkeit der Stufenhöhe von der (Strom-)Amplitude der Hochfrequenzstrahlung durch eine Besselfunktion beschrieben [Gri 68].

Man erkennt qualitativ den besselförmigen Verlauf der Meßpunkte in Abb. 4.8 (angedeutet durch die durchgezogene Linie).
P. Russer simulierte den Stufenverlauf in Abhängigkeit von einem Parameter [Rus 72]

$$\Gamma = \frac{hf_{HF}}{2eRI_C}. \tag{4.21}$$

Vergleicht man seine Kurven mit den obigen experimentellen Daten, so ergibt sich für den Supraleiter-Halbleiter-Supraleiter Kontakt $\Gamma \cong 0{,}5$. Die Simulationen zeigen weiterhin, daß die Anzahl der Stufen zu kleineren Γ zunimmt, deren Amplitude jedoch abnimmt. Dies korreliert mit der Beobachtung nur weniger Stufen im obigen Experiment.
In den Experimenten konnten keine subharmonischen Stufen beobachtet werden. Dies deutet auf eine sinusförmige Strom-Phasenbeziehung $I = I_C \sin(\varphi)$ in dem Kontakt hin (mit φ der Phasendifferenz der Cooperpaar-Wellenfunktionen der supraleitenden Bänke) [Gre 72].

Mittels Gleichung (4.21) läßt sich auch der intrinsische Widerstand des Kontaktes angeben, er beträgt $R = 37\ \Omega$. Dieser Wert ist vergleichbar mit dem aus der Kennlinie ermittelten Wert von $R_N = 33\ \Omega$.

4.3.1.3. Magnetfeldabhängigkeit des kritischen Stroms

Wird ein einzelner Josephsonkontakt einem Magnetfeld ausgesetzt, so ändert sich der kritische Strom periodisch mit der Stärke des Magnetfeldes. Im idealen Fall erhält man eine Abhängigkeit analog zum Fraunhofer Muster in der Optik. Abweichungen davon lassen Rückschlüsse auf die Stromverteilung innerhalb des Kontaktes zu [Bar 77].
Bei den im Rahmen dieser Arbeit hergestellten Kontakten kann keine Modulation des kritischen Stroms mit einem äußeren Magnetfeld über mehrere Perioden beobachtet werden. Die Abhängigkeit des kritischen Stroms vom Magnetfeld ist nicht monoton, sondern weist Sprünge bei verschiedenen Feldstärken auf.
Die beobachteten Effekte deuten auf das Vorhandensein von Flußfäden in der Umgebung des Kanals hin, die durch das Magnetfeld aktiviert wandern. Rechnet man die Flußdichte aus, bei

der die Minima des Fraunhofermusters erwartet werden, so erhält man bei einem Magnetfeld in der Ebene des Substrats (aber senkrecht zum Stromfluß) einen Wert von $B = n \cdot 0{,}36$ T. Die kritische Flußdichte von Niob beträgt für massives Material $B_{c1} = 0{,}14$ T [ScD 82]. Da die Dicke des Niobfilms $d = 30$ nm kleiner als die Eindringtiefe $\lambda = 60$ nm ist, ist das kritische Magnetfeld größer, man findet $B_{c1} = 0{,}56$ T. Es ist durchaus möglich, daß aufgrund lokaler Fluktuationen und Flußfokussierungseffekte vor dem Erreichen des ersten Minimum Fluß in den Niobfilm eindringt. Die sich bildenden Flußfäden kommen als Ursache für die Sprünge in der Kennlinie in Betracht. Dringt das Magnetfeld senkrecht durch das Substrat, so ist die Kontaktfläche zwar größer, allerdings ist aufgrund der supraleitenden Anschlußflächen eine Flußfokussierung im Bereich des Kontaktes möglich [Gu 79], die das effektive Feld in der Kontaktregion erhöht und so zum Entstehen von Flußfäden führt.

4.3.1.4. Sub-gap Strukturen in der Kennlinie der Kontakte

Bei einigen der Kontakte weist die U-I Kennlinie unterhalb der Energielückenspannung Strukturen auf. Man erhält in der differenzierten Kennlinie Extrema bei Spannungen $U_n = 2\Delta_S/ne$ mit $n = 1, 2, 3, \ldots$. Sub-gap Strukturen wurden bisher nur an Pb-Si-Pb Stufenkontakten [Ser 86] und Nb-Si-Nb Kontakten mit p-Si Membran (bei 1,2 K) (vHu 92) beobachtet. An Nb-Si-Nb Kontakten mit Stromtransport durch einen Siliziumsteg, der sich durch Ätzen definiert zwischen den Niobflächen befindet, wurden (bei 1,96 K) Strukturen bei Energien kleiner 0,30 meV beobachtet, die möglicherweise einer induzierten Energielücke im Silizium zugeordnet werden können [Hes 91]. Sub-gap Strukturen an planaren Kontakten mit Suprastrom werden im folgenden zum ersten Mal beschrieben.

Die sub-gap Strukturen in der Kennlinie lassen sich mit mehrfachen Andreev-Reflektionen [And 64] an der Grenzfläche Halbleiter-Supraleiter erklären [Blo 82], [Oct 83], [Fle 88]. An dieser Grenzfläche wird ein Elektron aus dem Halbleiter als Loch reflektiert während in den Supraleiter ein Cooperpaar injiziert wird. Die Wahrscheinlichkeit dieses Prozesses hängt von der Barrierenstärke der Grenzfläche, beschrieben durch den Parameter Z, ab. Dabei ist $(1 + Z^2)^{-1}$ der Transmissionskoeffizient durch die Barriere [Blo 82]. Für $Z > 10$ (d. h. kleiner Transmissionskoeffizient) sind die Kennlinien von denen der Tunnelkontakte nicht zu unterscheiden. Die Andreev-Reflektionen werden zu großen Z hin unwahrscheinlicher. In Abb. 4.9a ist der theoretische Verlauf der (normalisierten) Kennlinien in Abhängigkeit von Z gezeigt.

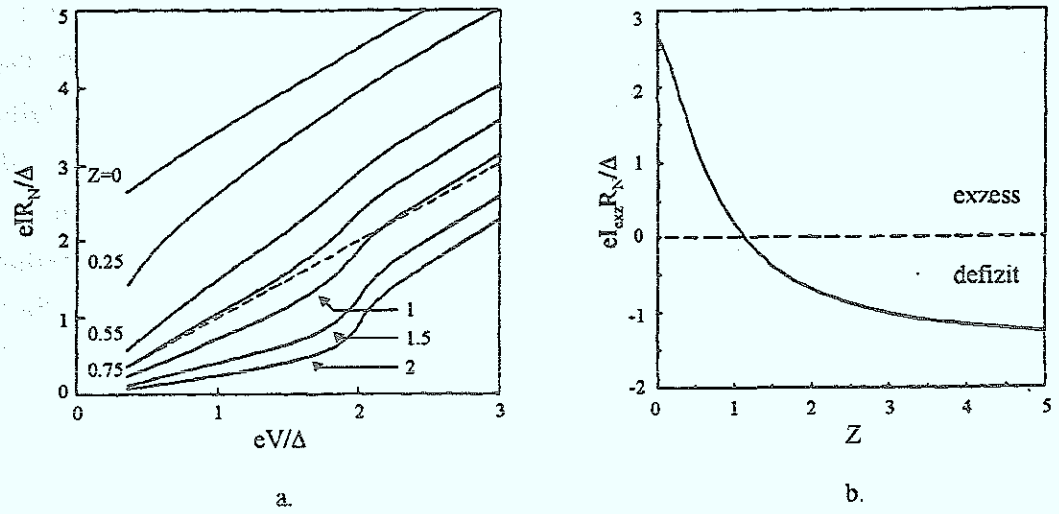


Abb. 4.9 Normalisierte Strom-Spannungs-Kennlinie (a.) und normalisierter Exzessstrom (b.) in Abhängigkeit von der Barrierenstärke Z im BTK-Modell (nach [Flen 88]).

In Abb. 4.10 ist die Kennlinie eines der Supraleiter-Halbleiter-Supraleiter Kontakte gezeigt.

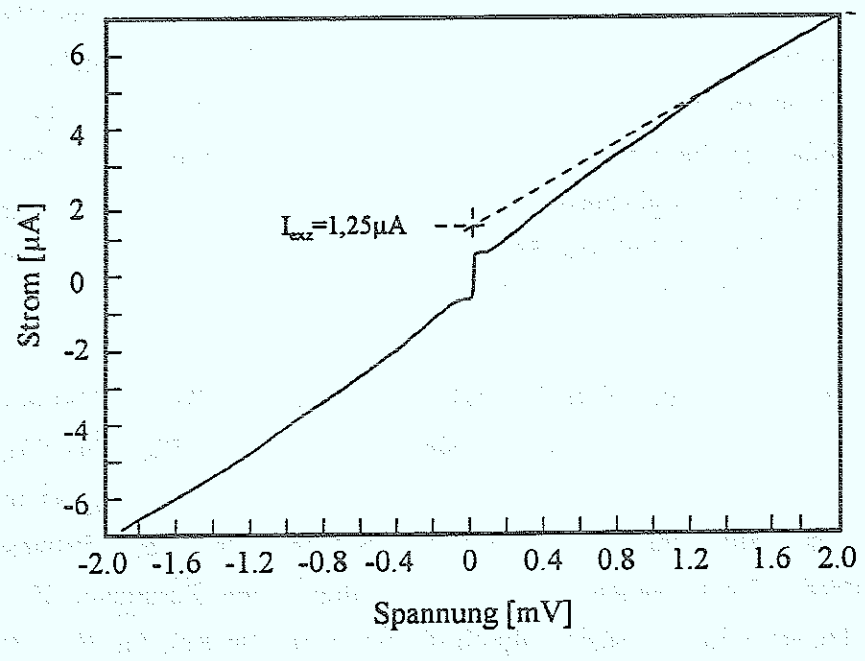


Abb. 4.10 Strom-Spannungs-Kennlinie des Kontaktes #252. Der Exzessstrom beträgt 1,25 μA.

Ein weiteres Charakteristikum solcher Kontakte ist das Auftreten eines Exzess- bzw. Defizitstroms in Abhängigkeit von der Barrierenstärke Z (Abb. 4.9b). Dabei ist der Exzessstrom der

Schnittpunkt der Verlängerung des linearen Bereiches bei U » $2\Delta_S$ mit der Stromachse.

Der kritische Strom des Kontaktes in Abb. 4.10 ist $I_C = 0{,}7\ \mu A$. Der Normalwiderstand beträgt $R_N = 350\ \Omega$. Die Extrapolation des linearen Bereichs der Kennlinie ergibt eine Exzessstrom von 1,25 µA. Aus Abb. 4.9b findet man so für die Barrierenstärke einen Wert von Z ≅1. Vergleicht man die Form der Kennlinie in Abb. 4.10 mit den Vorhersagen in Abb. 4.9a, so findet man eine qualitative Übereinstimmung der Kurven für Z = 1.

Abb. 4.11 zeigt die differenzierte Kennlinie des Kontaktes.

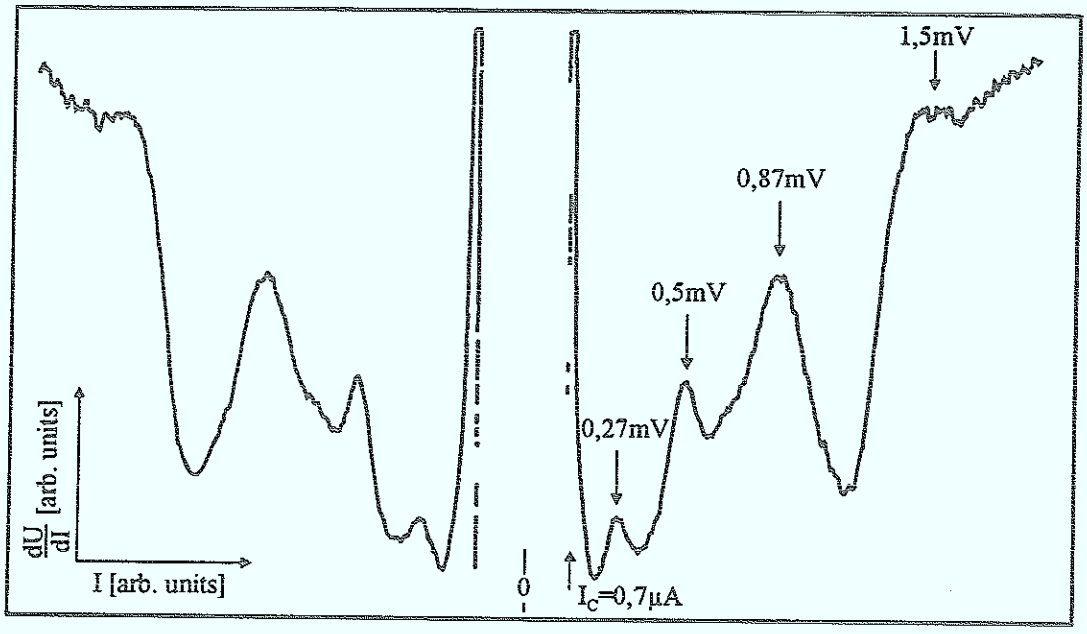


Abb. 4.11 Differenzierte Kennlinie von Kontakt #252. Eingetragen sind der kritische Strom und die entsprechenden Spannungen zu den Sub-Gap Strukturen.

Auf der Abszisse ist der Strom, auf der Ordinate der differentielle Widerstand aufgetragen. Aus der undifferenzierten Kennlinie können die entsprechenden Spannungen abgelesen und den Maxima zugeordnet werden.

Generell läßt sich feststellen, daß alle die Kontakte, die einen Suprastrom aufweisen, auch einen Exzessstrom zeigen. Einen Exzessstrom weisen auch die Pb-Si-Pb Stufenkontakte bei Serfaty et al. [Ser 86] auf. Heslinga et al. beschreiben dagegen supraleitende Nb-Si-Nb Kontakte, die sich durch einen Defizitstrom auszeichnen [Hes 91/2]. Sie haben allerdings eine etwas andere Geometrie als die hier vorgestellten Kontakte, vor der Niobdeposition wurde ein Silizium-

rücken geätzt.

4.3.2. Kontakte ohne Suprastrom

4.3.2.1. Übergang von metallischem zum tunnelartigem Verhalten

Der typische Verlauf der U-I Kennlinie und der differenzierten Kennlinie eines Supraleiter-Halbleiter-Supraleiter Kontaktes ist in Abb. 4.12 gezeigt.

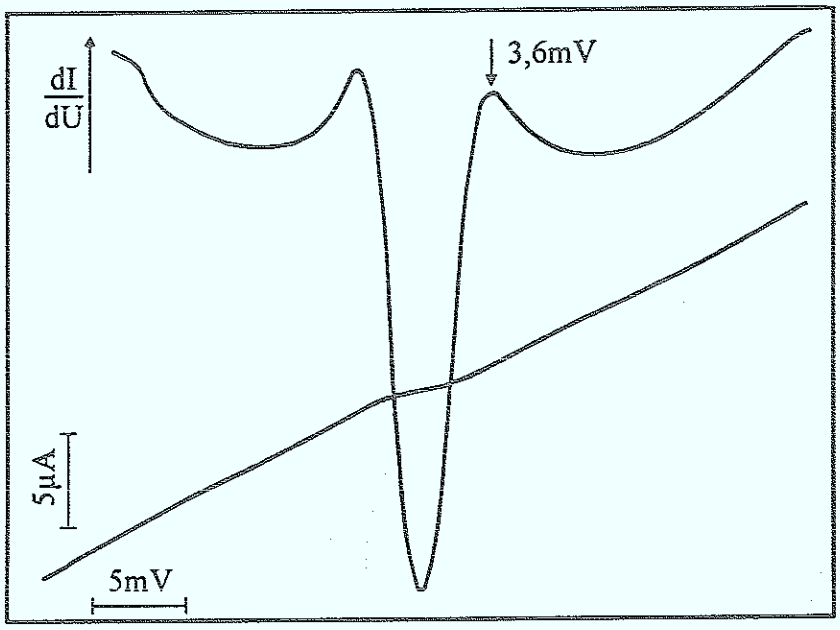


Abb. 4.12 Strom-Spannungs- und differenzierte Kennlinie eines Kontaktes ohne Suprastrom.

Ermittelt man aus dem Maximum der differentiellen Leitfähigkeit die Energielücke des Supraleiters, so erhält man hier $2\Delta_S = 3{,}6$ mV. Degegen beträgt die Energielücke von Niob $2\Delta_{Nb} = 3$ mV. Dieser Effekt wird auch von anderen Arbeitsgruppen bestätigt, von Heslinga bei Silizium [Hes 91] und Kleinsasser et al. bei InGaAs-Kontakten [Kle 89]. Es ist z. Zt. noch unklar, woher diese Abweichung resultiert.

Eine in ihrem globalen Verlauf der Quasiteilchenkennlinie eines Tunnelkontaktes sehr ähnliche Kennlinie eines SNS-Kontaktes ist in Abb. 4.13 dargestellt.

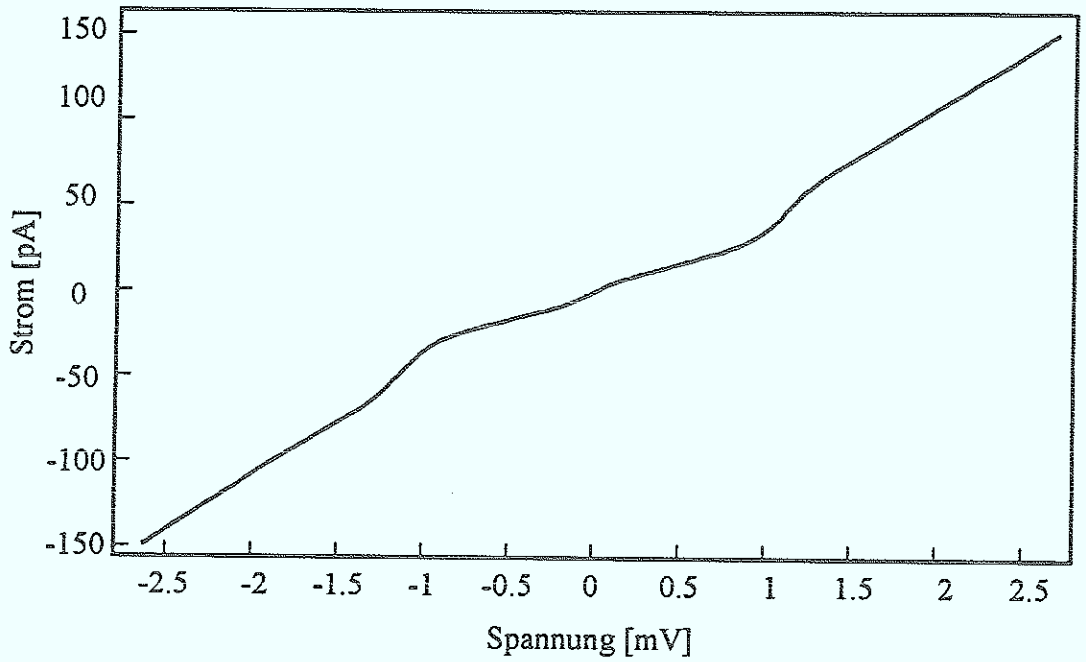


Abb. 4.13 Strom-Spannungs-Kennline eines der Kontakte mit ähnlichem Verlauf wie die Quasiteilchenkennlinie eines Tunnelkontaktes.

In diesem Fall tritt ein Defizitstrom von I_{Def} = 15 pA auf. Man ermittelt so eine Barrierenstärke von Z = 1,3 (Abb. 4.9b).

Einen Übergang von tunnelartigem zu metallischem Verhalten wurde bei Kontakt #356.3 beobachtet. Abb. 4.14 zeigt die ursprüngliche U-I-Kennlinie.

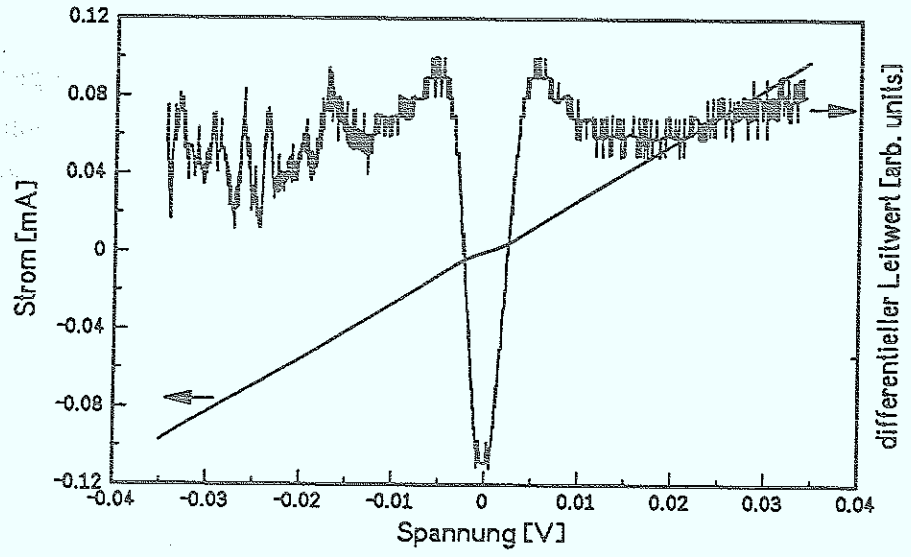


Abb. 4.14 Kennlinie des Kontaktes #356.3 vor der Stromeinprägung von 30 mA.

Der Kontakt weist einen Defizitstrom auf. Nachdem in den Kontakt ein Strom von 30 mA eingeprägt und anschließend die Kennlinie bei kleinen Spannungen gemessen wurde, zeigt der Kontakt ein eher metallisches Verhalten mit einem Exzessstrom (Abb. 4.15).

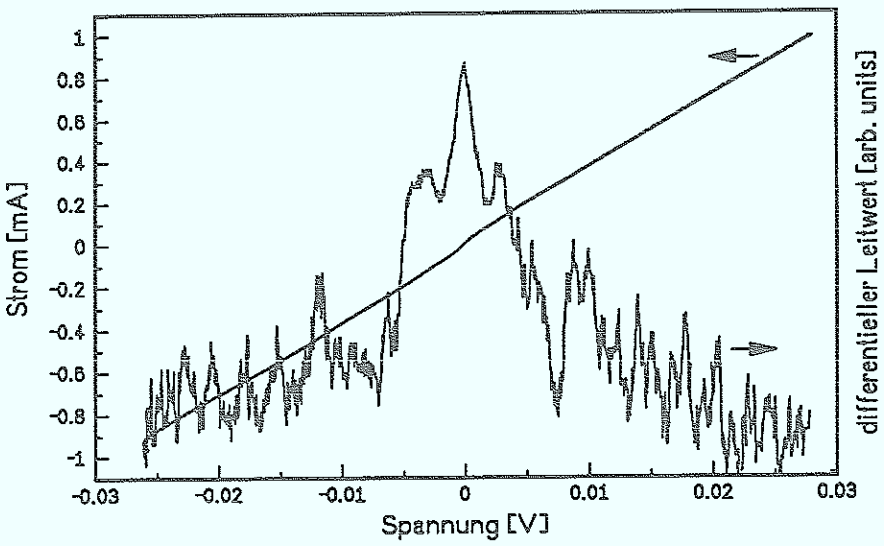


Abb. 4.15 Kennlinie von Kontakt #356.3 nach Stromeinprägung von 30 mA.

Offensichtlich bewirkt die hohe Strombelastung eine Art Durchschlag in der Barriere. Der Normalwiderstand verringert sich um den Faktor 10 auf ~30 Ω. Ein ähnliches Verhalten findet man auch bei Proben, denen gezielt Spannungspulse (Ein-/Ausschalten einer Spule) appliziert wurden. Ebenso läßt sich durch Tempern der Kontakte eine Widerstandserniedrigung erreichen (s. unten).

Ein gezielt gesteuerter Übergang von metallischem ($Z \rightarrow 0$) zu tunnelartigem Verhalten ($Z \rightarrow \infty$) wird bei Kleinsasser et al. [Kle 90] für das System Nb / InGaAs beschrieben. Dort wird die Stärke der Barriere über die Dotierung der obersten Halbleiterschicht eingestellt. Je nach Dotierung erhält man entweder ein eher metallisches (hohe Dotierung) oder tunnelartiges (niedrige Dotierung) Verhalten des Kontaktes.

4.3.3. Einfluß der Grenzfläche Niob/Silizium auf das Verhalten der Supraleiter-Halbleiter Kontakte

Wie oben schon erwähnt, skaliert der kritische Strom nicht mit der Kanallänge der Kontakte. Dies ist ein deutlicher Hinweis darauf, daß die Grenzfläche Supraleiter-Halbleiter die Transporteigenschaften bestimmt. Auch der Normalwiderstand ist höher, als allein durch den Kanal bestimmt. Mit der Ladungsträgerkonzentration und der Beweglichkeit errechnet sich ein spezifischer Widerstand der dotierten Schicht von $\rho_{Sm} = 2{,}8 \cdot 10^{-6}\ \Omega m$. Nimmt man vereinfachend an, daß die Stromdichte im Kanal homogen über die Dicke der dotierten Schicht ist und sich weiterhin der stromtragende Kanal auf die Breite der supraleitenden Elektroden beschränkt, so weist ein Kanal mit $l = 100$ nm, $w = 13\ \mu m$ und $d_j = 100$ nm einen ohmschen Widerstand von $0{,}22\ \Omega$ auf. Dagegen ist der Normalwiderstand R_N der Kontakte um den Faktor 100 bis 1000 größer.

Aus Gleichung (4.15) läßt sich mit sonst bekannten Parametern der Kontakte die Konstante A, die die Unterdrückung des Ordnungsparameters an der Grenzfläche angibt, ausrechnen.
Die Kohärenzlänge ξ_{Si} ist mit $n = 5 \cdot 10^{26}\ m^{-3}$ und $\mu = 4{,}5 \cdot 10^{-3}\ m^2/Vs$ (Gl. (4.17)) $\xi_{Si} = 22$ nm. Da $b = \rho_{Sm}/\rho_S = 2{,}77 \cdot 10^{-6}\ \Omega m\ /\ 3{,}6 \cdot 10^{-8}\ \Omega m = 77$ ist (Gl. (4.5)), kann in guter Näherung $f \equiv 1$ gesetzt werden ("rigid boundary condition"). Für Kontakt #157.2 mit $I_C R_N = 44\ \mu V$ und einer Kanallänge von 100 nm (gemessen im Rasterelektronenmikroskop) errechnet man so $A = 0{,}02$. Die Grenzflächentransparenz für den Kontakt mit dem größeren $I_C R_N$-Produkt von $230\ \mu V$ ist besser, man erhält $A = 0{,}04$.

Es ist auffällig, daß die Transporteigenschaften der Kontakte nicht mit den Präparationsbedingungen korrelieren. So ist weder die Diffusion der Dotieratome in einem Röhrenofen (langsamer Temperaturanstieg von ≈ 1 K/s) noch in einem RTP-Ofen (schneller Temperaturanstieg von ≈ 200 K/s) eine Gewähr für das Auftreten eines Suprastroms. Auch die Dauer des in-situ Ionenätzens mit Ar-Ionen vor der Niobdeposition hat keinen signifikanten Einfluß auf die Kennlinien der Kontakte. Wie oben schon erwähnt, kann auch bei Kanallängen kleiner 80 nm der Cooperpaarstrom völlig unterdrückt sein. Diese mangelnde Reproduzierbarkeit der Kontakte ist ein erheblicher Nachteil bei ihrer Anwendung in Bauelementen. Es ist daher notwendig und von physikalischem Interesse, die Eigenschaften der Grenzfläche weitergehend zu untersuchen.

Im folgenden seien die Eigenschaften der Grenzfläche, soweit aus den Messungen zugänglich, näher diskutiert.

Im BTK-Modell für die Andreev-Reflektionen ist der Parameter Z über $T_{BTK} = (1 + Z^2)^{-1}$ mit der Transmissivität der Barriere der Grenzfläche verknüpft [Blo 82]. Aus der Größe des Exzessstroms läßt sich der Parameter Z ermitteln. Es ist $Z \cong 1$, d. h. $T_{BTK} \cong 0{,}5$. Die Frage ist nun, ob diese Transmissivität mit der der Schottkybarriere T_{WKB} korreliert.
Mit $\Phi_{B0} = 0{,}605$ eV [Hes 91] und Gleichungen (3.1) läßt sich die Schottkybarriere ausrechnen. Sie beträgt $\Phi_B = 0{,}3$ eV. Damit errechnet sich $T_{WKB} = 0{,}79$ (Gl. (3.3)). Die so errechnete Transmissivität der Schottkybarriere ist größer als erwartet. Allerdings geben diese Werte nur einen Anhaltspunkt wieder, da die WKB-Näherungen für so hohe Dotierung, wie hier vorhanden, strenggenommen nicht mehr gültig ist. Ein weiterer Punkt ist, daß an der Oberfläche von Silizium eine große Anzahl von Oberflächenzuständen auftreten [Mea 64], [Hei 65], die sich energetisch innerhalb der Energielücke befinden. Daher kann das Ferminiveau an der Oberfläche des Halbleiters innerhalb der Energielücke fixiert sein [Wol 70]. Dieses resultiert in einer effektiv größeren Schottkybarriere als oben ausgerechnet. Die Fixierung des Ferminiveaus macht die Höhe der Barriere schließlich weniger abhängig von der Dotierung des Halbleiters, $\delta\Phi$ ist nicht mehr proportional $N_D^{1/4}$ (Gl. (3.1)). Rechnet man umgekehrt aus der Transmissivität zurück auf die Barrierenhöhe, so erhält man $\Phi_B = 0{,}46$ eV.

Ein wesentlicher Grund für die Variation der Barrierenhöhe oder, falls diese durch ein starkes Fixieren des Ferminiveaus unabhängig von der Konzentration der Dotieratome ist, der Barrierendicke, ist die statistische Verteilung der Dotieratome [Wol 70], [Con 67], [Bou 86], [vSc 90]. Dies macht sich umsomehr bemerkbar, je höher die Dotierung ist, da die Konzentration der Dotieratome exponentiell in die Tunnelwahrscheinlichkeit eingeht. Monte Carlo Simulationen zeigen für Dotierkonzentrationen größer 10^{24} m^{-3} Fluktuationen des spezifischen Widerstands von bis zu einer Größenordnung [Bou 86]. Daher weisen Kontakte gleicher Geometrie unter Umständen erhebliche Variationen in den elektrischen Eigenschaften auf.

Unklar ist zur Zeit auch, ob in den ersten Nanometern der Oberfläche des Halbleiters Fremdatome aufgrund der Dotier- und Ätzprozesse eingebaut wurden. Diese können ebenfalls zu einer Potentialverbiegung beitragen und gegebenenfalls eine drastische Reduktion des Ordnungsparameters an der Grenzfläche hervorrufen.

Durch eine Temperung der Kontakte im Vakuum konnte eine Verringererung ihres elektrischen Widerstands erreicht werden. Die Substrate wurden dazu in einer Aufdampfanlage auf einen Mäander aus Wolframdraht gelegt. Bei einem Hintergrunddruck von $1 \cdot 10^{-4}$ Pa wurden die Kontakte 15 s lang bei 600 °C geglüht.

Die Kennlinien eines Kanals ohne Suprastrom vor und nach dem Tempern zeigt Abb. 4.16.

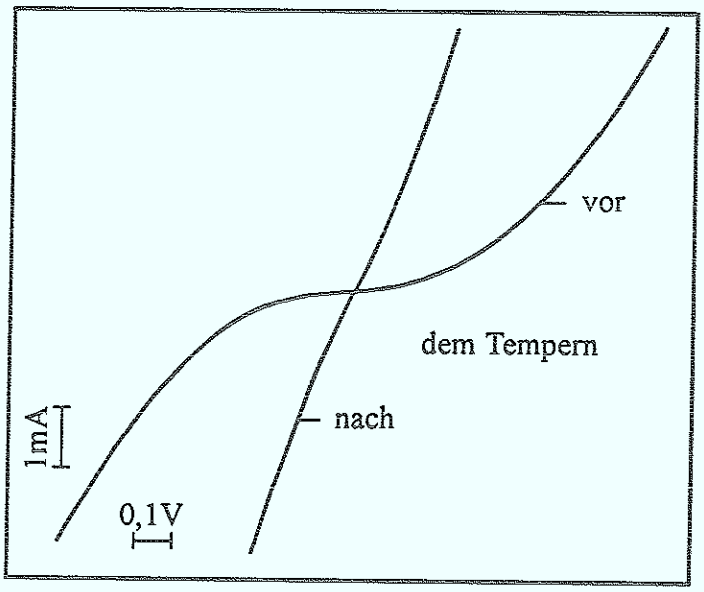


Abb. 4.16 Kennlinie eines Kontaktes vor und nach dem Tempern bei 600°C. Man erkennt die deutliche Widerstandserniedrigung.

Unter den oben beschriebenen Bedingungen ist die Niobschicht auch nach dem Temperprozeß noch supraleitend. Der Widerstand der Probe hat sich um einen Faktor 30 verkleinert. Nichtsdestoweniger ist es nicht gelungen, die Grenzfläche soweit zu verändern, daß nach dem Glühen ein Suprastrom sichtbar wird. Die Temperatur, bei der eine Reaktion von Niob und Silizium zu $NbSi_2$ stattfindet, beträgt ~ 750 °C. Allerdings ist die Schottkybarriere $NbSi_2$ / Si mit Φ_B = 0,59 eV [Rot 80] vergleichbar mit der von Nb / Si (Φ_B = 0,605 eV [Hes 91]), so daß eine Widerstandserniedrigung durch die Bildung eines Silizids nicht zu erwarten ist. Möglicherweise ist durch eine oberflächennahe Diffusion von Niob in das Silizium aufgrund der Durchmischung eine Veränderung der Barriere erfolgt.

5. DC-SQUID mit Supraleiter-Halbleiter-Supraleiter Josephsonkontakten

In obigem Kapitel wurden einzelne Supraleiter-Halbleiter-Supraleiter Kontakte näher untersucht. Unter bestimmten Umständen (Abhängig von Dotierung, Kanallänge und Granzflächenbeschaffenheit) können Kontakte realisiert werden, die einen Suprastrom aufweisen. Daß diese Kontakte Josephsonkontakte sind, wurde durch das Auftreten des ac-Josephsoneffektes nachgewiesen. Generell stellt sich nun die Frage, ob solche Kontakte für den Einsatz in supraleitenden Bauelementen geeignet sind. Gegebenenfalls lassen sich dann weitere Eigenschaften der Kontakte herausstellen.
Im Rahmen dieser Dissertation wurden erstmals supraleitende Quanteninterferenzdetektoren (SQUID) bestehend aus Supraleiter-Halbleiter-Supraleiter Kontakten realisiert und näher untersucht. Dafür wurden sowohl HF-SQUID (siehe Kap. 6) als auch DC-SQUID mit Supraleiter-Halbleiter-Supraleiter Kontakten hergestellt.

5.1. Theorie des DC-SQUID

Ein DC-SQUID [Jak 64] (Gleichstrom-SQUID) besteht aus einem supraleitenden Ring, der von zwei Josephsonkontakten unterbrochen ist (Abb. 5.1). Die Beschreibung der Funktion des DC-SQUID erfolgt in Anlehnung an [Cla 90]. Die Josephsonkontakte seien beliebige, aber von ihrem elektrischen Verhalten her gleiche Kontakte mit einer nicht-hysteretischen U-I Kennlinie und einem kritischen Strom i_C. Das SQUID wird nun mit einem Strom I größer dem kritischen Strom des SQUID $I_C = 2i_C$ betrieben. In Abwesenheit eines externen magnetischen Flußes fließt kein zirkulierender Abschirmstrom über den Ring. Der Strom fließt gleichverteilt durch die beiden Zweige des SQUID. Ein externen Fluß Φ_e induziert nun einen Ringstrom $I_L = -\Phi_e/L$, wobei L die Induktivität des Rings ist (der Einfluß der Kontakte ist hier vernachlässigt, was für die Betrachtung grundlegenden Eigenschaften des SQUID zulässsig ist). Der Ringstrom addiert sich zu dem Strom des einen Kontaktes und subtrahiert sich von dem des anderen. Der kritische Strom für den ersten Kontakt ist erreicht, wenn $i_C = I/2 + I_L$ ist. Der Strom durch den zweiten Kontakt ist dann $i_C - 2I_L$. Das SQUID geht also bei $I = 2i_C - 2I_L$ in den resistiven Zustand über. Erreicht der externe Fluß den Wert $\Phi_0/2$, so geht das SQUID in den nächst höheren Quantenzustand, der Ringstrom ändert sein Vorzeichen und bei weiterer Erhöhung des Flußes wird für $\Phi_e = \Phi_0$ der Ringstrom gleich Null.

Der Einfluß eines externen Flußes auf die U-I Kennlinie des SQUID ist in Abb. 5.1 schematisch gezeigt.

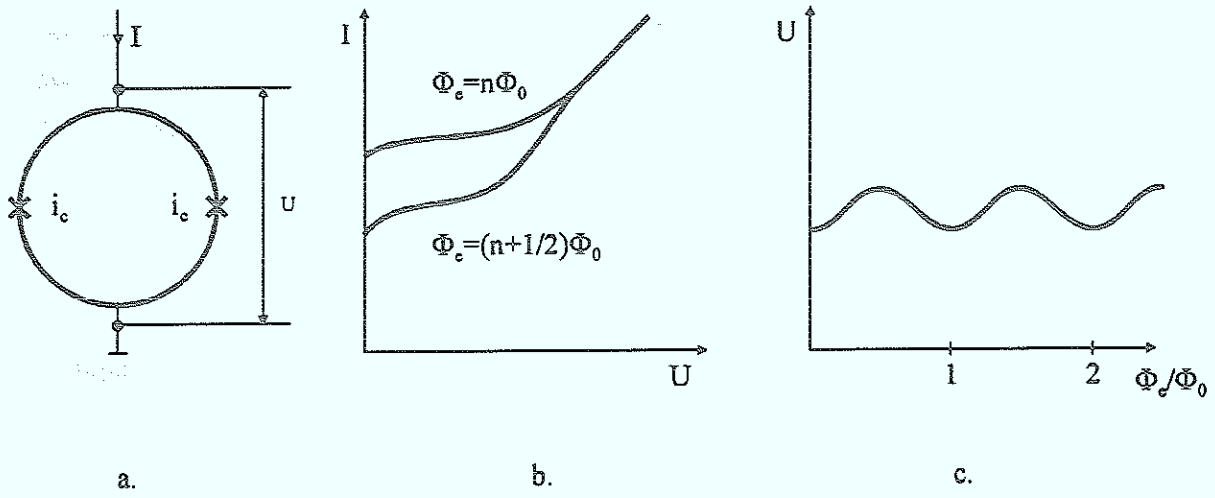


Abb. 5.1 Schematische Darstellung des DC-SQUID (a.), des Einflusses eines Magnetfeldes auf die U-I-Kennlinie (b.) und die Modulation der Spannung über dem SQUID (c.) in Abhängigkeit eines äußeren Magnetfeldes.

Man erhält so eine periodische Modulation der Ausgangsspannung des SQUID mit dem externen Fluß. Die Periode der Modulation ist ein Flußquant.

Zur Erhöhung der Empfindlichkeit und des Dynamikbereiches werden die SQUID häufig in einer Flußregelschleife betrieben (Abb. 5.2) [For 67].

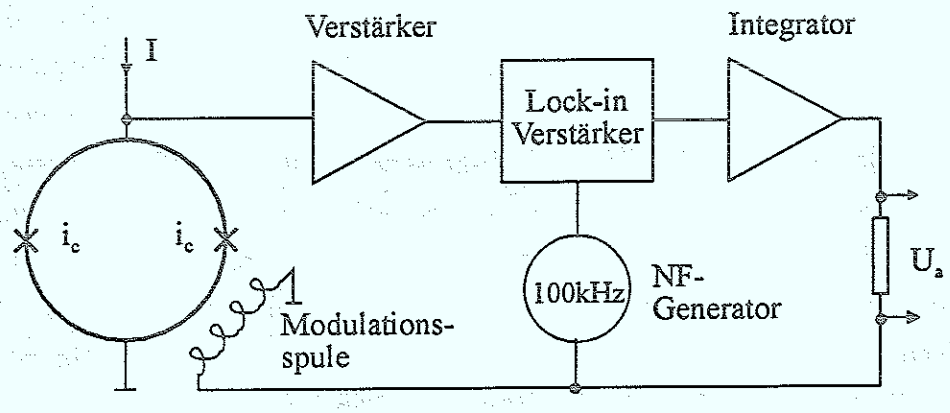


Abb. 5.2 Prinzip der Flußregelschleife.

Dazu wird das SQUID mit einem Fluß der Amplitude $\Phi_0/2$ moduliert. Die Modulationsfrequenz liegt in der Regel in der Größenordnung 100 kHz. Die über dem SQUID abfallende Spannung wird verstärkt, einem phasenempfindlichen Verstärker zugeführt, sein Ausgangssignal integriert und in das SQUID über die Modulationsspule rückgekoppelt. Das SQUID arbeitet so in einem festen Arbeitspunkt (üblicherweise im Bereich der größten Steilheit der Fluß-Spannungs Transferfunktion). Das Ausgangssignal U_0 ist nun proportional zur Änderung des externen Flusses durch das SQUID.

5.2. Messungen an DC-SQUID mit SL-HL-SL Josephsonkontakten

Das Layout der DC-SQUIDs mit Supraleiter-Halbleiter-Supraleiter Josephsonkontakten ist in Abb. 5.3 gezeigt.

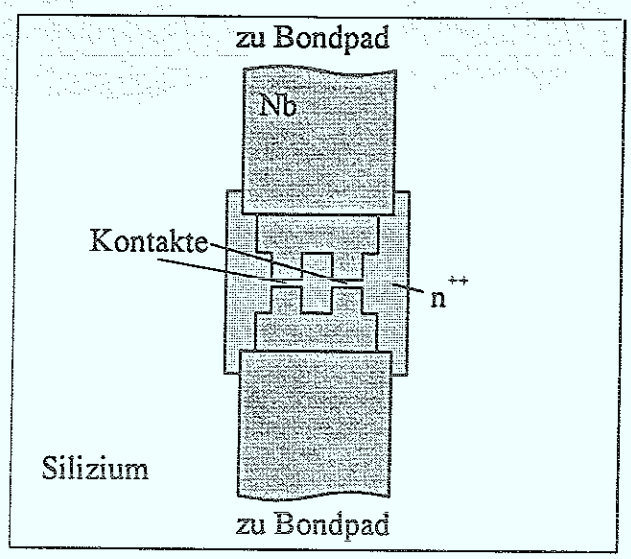


Abb. 5.3 Skizze eines DC-SQUID mit Supraleiter-Halbleiter-Supraleiter Josephsonkontakten.

Die Herstellung erfolgt wie bei den einzelnen Kontakten im Lift-off. Der SQUID-Ring mit den zwei Kanälen wird mittels Elektronenstrahllithographie in PMMA geschrieben. Angesetzt an den Ring sind 50 x 50 μm^2 große Fähnchen, an die in einem zweiten Schritt photolithographisch die Anschlußflächen zum Kontaktieren strukturiert werden.
Die SQUID-Fläche beträgt 10 x 10 μm^2, die Kanalbreite jeweils 10 μm. In Abb. 5.4 ist die rasterelektronenmikroskopische Aufnahme eines solchen SQUID-Rings gezeigt. Die dunkleren Bereiche bestehen aus Niob, das Substrat (Silizium) erscheint etwas heller.

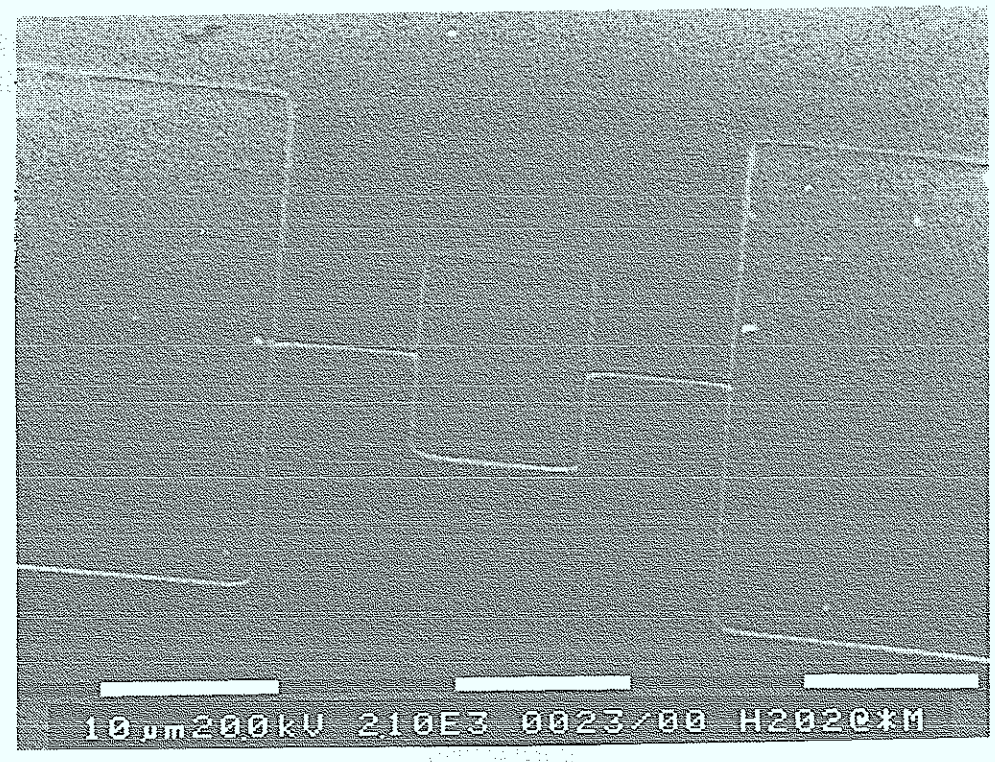


Abb. 5.4 Rasterelektronenmikroskopische Aufnahme eines DC-SQUID mit Supraleiter-Halbleiter-Supraleiter Kontakten. Die SQUID-Öffnung beträgt 10 x 10 µm².

Aus der Fläche läßt sich die geometrische Induktivität errechnen, sie ist $L_{geom} \cong 1{,}25 \cdot \mu_0 \cdot \sqrt{F}$, wobei F die Fläche der SQUID-Öffnung und μ_0 die magnetische Permeabilitätskonstante ist. Man erhält so für das obige SQUID $L_{SQ} = 16$ pH.

5.2.1. Gleichstromcharakteristik der DC-SQUID

Die U-I Kennlinie eines der DC-SQUID bei T = 4,2 K ist in Abb. 5.5 gezeigt.

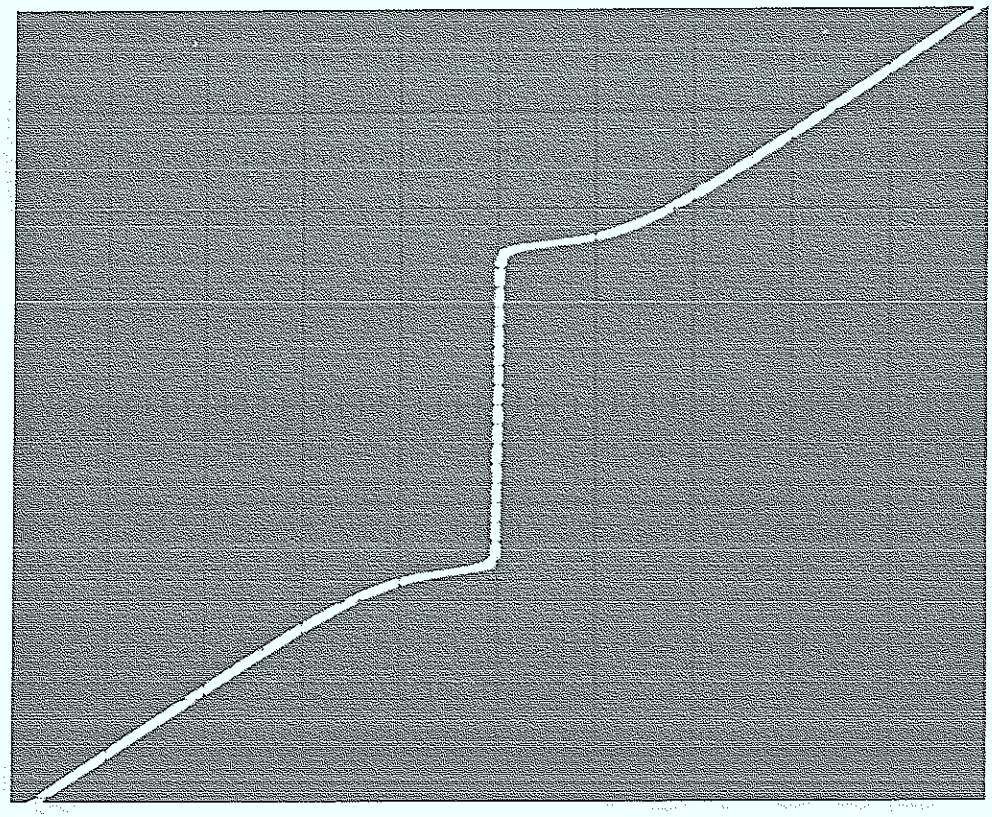


Abb. 5.5 Strom-Spannungskennlinie eines DC-SQUID. Ein vertikales Kästchen entspricht 10 μA, ein horizontales 50 μV.

Der kritische Strom I_C beträgt 15 μA. Gut zu sehen ist das RSJ-artige Verhalten der Strom-Spannungsbeziehung mit $U \propto \sqrt{I^2 - I_C^2}$ [Ste 68], [McC 68]. Der Normalwiderstand im linearen Bereich der Kennlinie ist R_N = 7,5 Ω. Daraus errechnet sich ein I_CR_N Produkt von I_CR_N = 112,5 μV. Dieser Wert ist jedoch geringer als das intrinsische I_CR_N Produkt, da in der Kennlinie der niederohmige parasitäre Widerstand aufgrund des hoch dotierten Substrats mitgemessen wird.

5.2.2. Modulationstiefe der DC-SQUID in Abhängigkeit vom Arbeitspunkt

Die Fluß-Spannungs Transferfunktion des DC-SQUID zeigt Abb. 5.6.

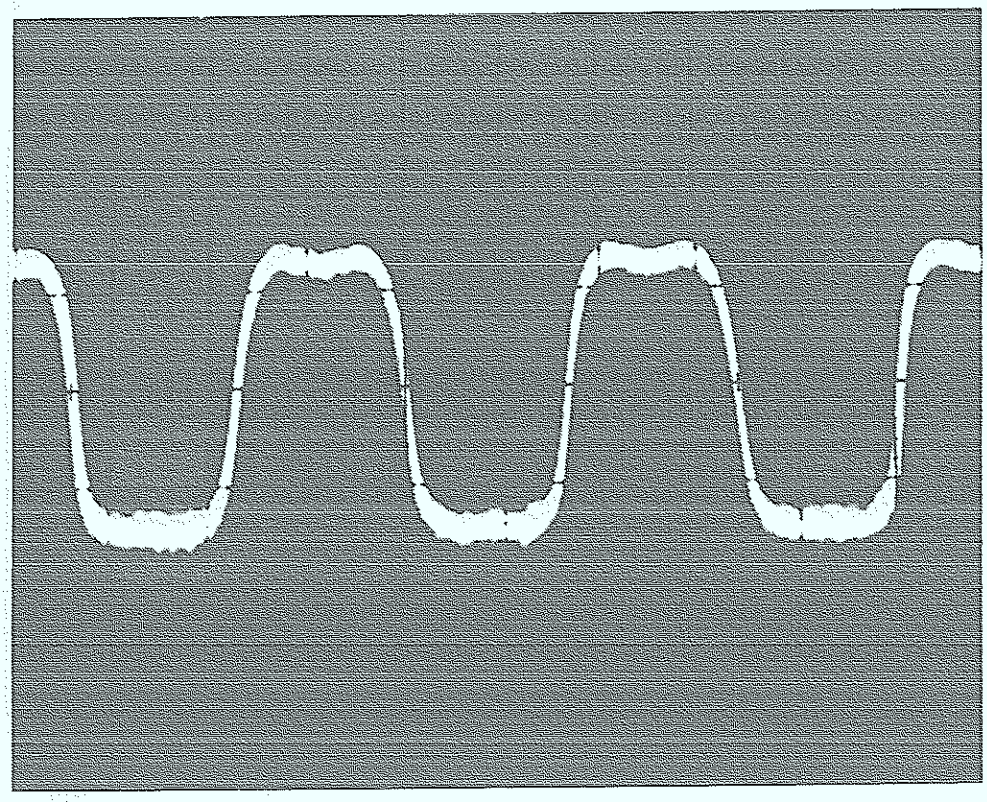


Abb. 5.6 Transferfunktion Spannung gegen äußeres Magnetfeld eines DC-SQUID. Horizontal ist der Fluß aufgetragen, vertikal die Modulationsspannung über dem SQUID. Sie beträgt 25 μV_{SS}.

Die Modulationstiefe sowohl der Spannung $\Delta U/U$ als auch des Stroms $\Delta I_C/I_C$ ist in Abb. 5.7 in Abhängigkeit vom Arbeitspunkt (Biasstrom) des SQUID aufgetragen.

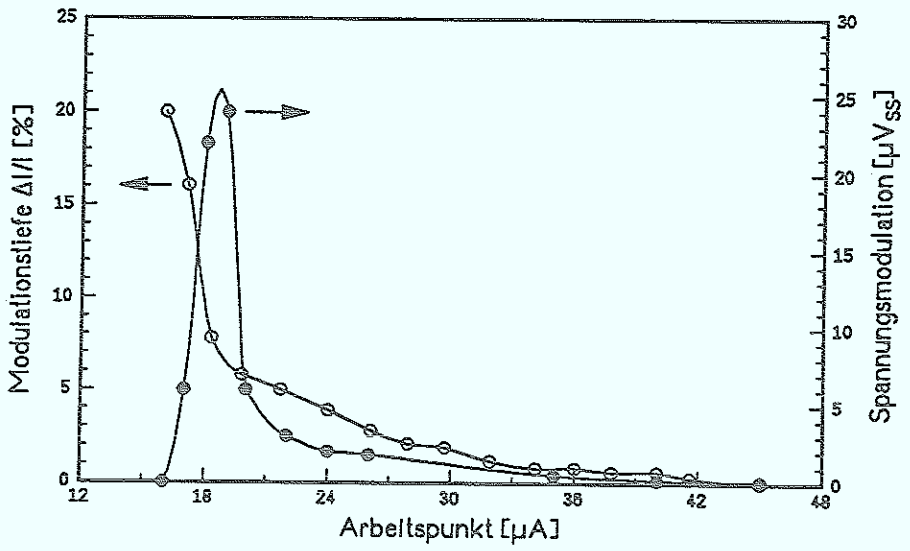


Abb. 5.7 Modulation des DC-SQUID in Abhängigkeit vom Arbeitspunkt. Die offenen Kreise beschreiben die Modulationstiefe $\Delta I/I$ (linke Ordinate), die gefüllten die Spannungsmodulation (rechte Ordinate)

Der Verlauf der Kurve entspricht ebenfalls der eines DC-SQUID mit RSJ-artiger U-I Kennlinie der Kontakte [Tes 77].

Die DC-SQUIDs mit Supraleiter-Halbleiter-Supraleiter Kontakten zeigen eine Modulation des kritischen Stroms in Abhängigkeit eines äußeren Magnetfeldes bis zu Betriebsströmen durch das SQUID von $4 \cdot I_C$. Dies ist, neben der Untersuchung der Kontakte im Rasterelektronenmikroskop, ein deutlicher Hinweis darauf, daß die Kontakte nicht durch Niob-Mikrobrücken aufgrund einer mangelhaften lift-off Strukturierung kurzgeschlossen sind. DC-SQUIDs aus Mikrobrücken zeigen zum einen eine andere Strom-Spannungsbeziehung als die hier beschriebenen SQUIDs und weisen andererseits nur eine Strommodulation im äußerem Magnetfeld für Betriebsströme nahe dem kritischen Strom I_C auf [Rog 85], [Rog 87].

Definiert man einen dimensionslosen Parameter $\beta = 2L_{SQ} \cdot I_C/\Phi_0$, so läßt in Abhängigkeit von β die theoretische Modulationstiefe $\Delta I/I_C$ angeben. Mit den obigen SQUID Daten errechnet sich Wert von $\beta = 0{,}23$. Numerische Simulationen ergeben daraus eine theoretische Modulationstiefe von 75% [Tes 77]. Generell liegt die Modulationstiefe für die im Rahmen dieser Arbeit hergestellten DC-SQUIDs zwischen 20% und 50 %. Diese Abweichung vom theoretischen Wert läßt sich mit unterschiedlichen kritischen Strömen der beiden Kontakte erklären. Insbesondere bei kleinen β, wie bei diesen SQUIDs, macht sich dieser Effekt stark bemerkbar

[Tes 77].

Daß die Kontakte unterschiedliche kritische Ströme aufweisen, ist ebenfalls plausibel. Wie in Kap. 4.3.3 näher ausgeführt, ist der kritische Strom empfindlich abhängig von der Beschaffenheit der Grenzfläche Niob-Silizium und lokalen Fluktuationen der Dotierung des Halbleiters. Außerdem hängt der kritische Strom exponentiell von der Kanallänge (Gl. 4.14) ab. Geringe Unterschiede in der Kanallänge in der Größenordnung Nanometer resultieren daher in einer Änderung des kritischen Stroms um einige 10 Prozent.

5.2.3. Rauschen der DC-SQUID

Ein wichtiges Merkmal eines SQUID ist sein Rauschen. Es bestimmt die maximal erreichbare Empfindlichkeit bei der Detektion magnetischer Signale. Ein typisches Rauschspektrum eines DC-SQUID läßt sich in zwei Bereiche aufteilen, in denen das spektrale Flußrauschen $\langle \delta\Phi_N^2 \rangle$ eine jeweils unterschiedliche Frequenzabhängigkeit aufweist. Oberhalb einer Eckfrequenz f_e beobachtet man ein frequenzunabhängiges weißes Rauschen. Unterhalb dieser Frequenz tritt niederfrequentes Zusatzrauschen mit einer Frequenzabhängigkeit des Leistungsspektrums $1/f^\alpha$, wobei in der Regel $\alpha \cong 1$ ist [Koc 83]. Daher spricht man auch vom $1/f$-Rauschen. Für die Detektion niederfrequenter magnetischer Signale, z. B. bei biomagnetischen Messungen, bei denen eine Auflösung bis hinunter zu 0,1 Hz gefordert wird [Rom 82], bestimmt das $1/f$-Rauschen die Empfindlichkeit der Systeme.

Für die Rauschmessungen werden die SQUID in einer Flußregelschleife betrieben (zur Elektronik siehe [Müc 84]). Zur Abschirmung externer magnetischer Störungen befindet sich der Probenhalter mit dem SQUID in einem Bleizylinder. Die Rauschspektren wurden mit einem Signalanalysator (HP 3754) aufgezeichnet. Alle Messungen wurden bei 4,2 K in einer Heliumkanne vorgenommen.

Das typischer Rauschspektrum eines solchen SQUID zeigt Abb. 5.8 mit dem bei Frequenzen kleiner 50 Hz einsetzenden $1/f$-Rauschen.

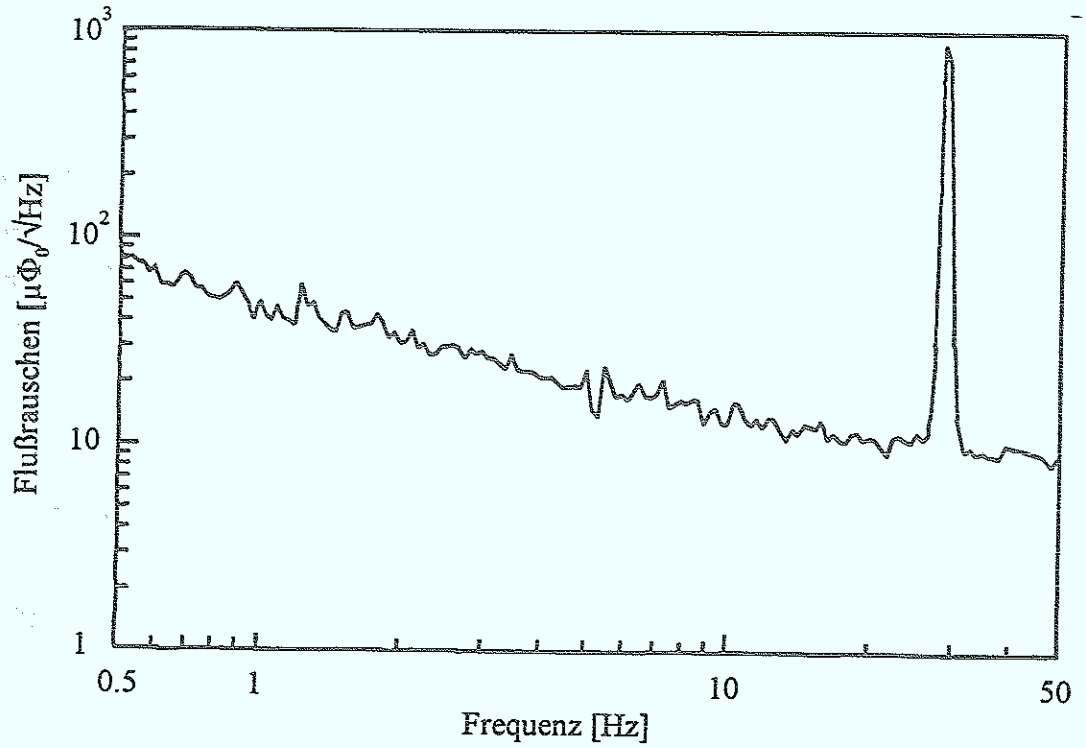


Abb. 5.8 $1/f$-Rauschen eines der DC-SQUID bei T = 4,2 K.

Der Peak im Spektrum bei 30 Hz war generell bei allen Rauschmessungen zu sehen und ist auf Vibrationen des Systems zurückzuführen.
Das spektrale Flußrauschen bei Frequenzen oberhalb 50 Hz ist weißes Rauschen mit $\langle\delta\Phi_N^2\rangle^{1/2} = 5\cdot10^{-6}\ \Phi_0/\sqrt{Hz}$. Unterhalb von 50 Hz findet man ein $1/f$-Rauschen mit $\langle\delta\Phi_N^2\rangle^{1/2} = 1{,}25\cdot10^{-5}\ \Phi_0/\sqrt{Hz}$ bei 1 Hz.

5.2.4. Mögliche Ursachen des $1/f$-Rauschens in DC-SQUID mit SL-HL-SL Josephsonkontakten

Ursache für das weiße Rauschen der DC-SQUIDs ist das thermische Rauschen der Parallelwiderstände der Josephsonkontakte [Tes 77]. Das spektrale Spannungsrauschen ist damit

$$S_V(f) \approx 16kTR. \qquad (5.1)$$

Mit den obigen Werten für daß SQUID errechnet man eine äquivalentes Flußrauschen von $\langle\delta\Phi_N^2\rangle^{1/2} = 1\cdot10^{-6}\ \Phi_0/\sqrt{Hz}$. Das höhere gemessene weiße Rauschen läßt sich auf das ther-

mische Rauschen des Impedanztransformers zwischen SQUID und Elektronik zurückführen [Müc 92].

Das $1/f$-Rauschen von DC-SQUIDs läßt sich durch Fluktuationen des kritischen Stroms der Josephsonkontakte erklären [Haw 76], [Koc 83]. Im Fall von Tunnelkontakten werden diese Fluktuationen durch lokalisierte Zustände in der Barriere hervorgerufen [Rog 83], [Rog 84]. Eine Änderung der Besetzung dieser Zustände resultiert in einer Änderung der Transmissivität der Tunnelbarriere [Sch 66] und damit in einer Fluktuation des kritischen Stroms bei supraleitenden Tunnelkontakten.

Für die Fluktuationen des kritischen Stroms im Fall der Supraleiter-Halbleiter-Supraleiter Kontakte sind die folgenden Mechanismen plausibel:
Der kritische Strom ist exponentiell abhängig von der Kohärenzlänge der Cooperpaare im Halbleiter (vgl. Gl. (4.14)). Die Kohärenzlänge wiederum hängt von der Ladungsträgerkonzentration und der Beweglichkeit der Ladungsträger ab: $\xi_{HL} \propto \mu^{1/2} N^{1/3}$ (Gl. (4.17)).
Lokalisierte Zustände und Haftstellen im halbleitenden Kanal, hervorgerufen durch die Diffussion von Fremdatomen während der Dotierung oder durch die Temperaturprozesse während der Dotierung hervorgerufene Störungen des Kristallgitters [Har 92], können durch den Einfang und die Abgabe von Ladungsträgern Schwankungen in ihrer Konzentration hervorrufen. Einen weiteren Beitrag liefern Grenzflächenzustände [Ral 84], [Sah 66], hier an der Grenzfläche Niob-Silizium.
Ebenso wie die Fluktuationen der Ladungsträgerkonzentration rufen auch Fluktuationen in der Beweglichkeit der Ladungsträger eine Änderung des kritischen Stroms hervor. Stöße mit Fehlstellen im Kristallgitter können die Ursache solcher Mobilitätsfluktuationen sein [Kle 79].

Die Störstellenkonzentration, die das oben beschriebene $1/f$-Rauschen hervorruft, läßt sich mit folgenden Überlegungen abschätzen:

Der quadratische Mittelwert des $1/f$-Rauschens beträgt $\langle \delta\Phi_N^2 \rangle = 1{,}25 \cdot 10^{-9} \frac{\Phi_0^2}{\mathrm{Hz}} \left(\frac{1\,\mathrm{Hz}}{f} \right)$

für das oben vorgestellt SQUID. Mit der Transferfunktion $\left(\frac{\partial U}{\partial \Phi} \right) = 25 \frac{\mu V}{\Phi_0}$ errechnet sich

das Spannungsrauschen zu $S_V^{1/f} = \left\langle \partial\Phi_N^2 \right\rangle \left(\frac{\partial U}{\partial \Phi} \right)^2 = 7{,}8 \cdot 10^{-19} \frac{V^2}{\mathrm{Hz}} \left(\frac{1\,\mathrm{Hz}}{f} \right)$. Dieses ist über

den dynamischen Widerstand R_D mit dem Stromrauschen verknüpft: $S_{I_0}^{1/f} = S_V^{1/f} / R_D^2$. Damit

errechnen sich die Stromfluktuationen zu

$$\left(\frac{S_{I_0}^{1/f}}{I_0^2}\right)^{1/2} = 7{,}8\cdot 10^{-5}\,\frac{1}{\sqrt{\mathrm{Hz}}}\left(\frac{1\,\mathrm{Hz}}{f}\right)^{1/2} \tag{5.2}$$

Mit der exponentiellen Abhängigkeit des kritischen Stroms von der Kohärenzlänge der Cooperpaare im Halbleiter ξ_{HL} und der Beziehung $\xi_{HL} \propto N^{1/3}$ findet man, daß diese Stromfluktuationen durch eine Änderung der Ladungsträgerkonzentration von $\Delta N = 1\cdot 10^{21}\ m^{-3}$ hervorgerufen werden können. Mit einer typischen Einfangs- und Emissionszeit der Ladungsträger $\tau = 1$ s [Ral 84] entspricht dies einer Haftstellenkonzentration von $1\cdot 10^{21}\ m^{-3}$.
Spektroskopische Messungen der Haftstellendichte in Siliziumsubstraten, die einem RTP-Prozeß ausgesetzt waren, ergeben eine Haftstellendichte von $N_H \approx 1\cdot 10^{20}\ m^{-3}$ [Har 92], [Qua 89]. Die Übereinstimmung mit den aus den Rauschdaten gewonnen Resultaten ist für die doch recht einfache Abschätzung exzellent und stützt die Annahme, daß Stromfluktuationen aufgrund von Haftstellen im Kanal und an der Grenzfläche Silizium-Niob einen wesentlichen Beitrag zum niederfrequenten Zusatzrauschen der DC-SQUID mit Supraleiter-Halbleiter-Supraleiter Kontakten liefern.

Es ist prinzipiell möglich, das $1/f$-Rauschens durch geeignete Modulationstechniken zu reduzieren: Durch den Betrieb des SQUID im "Bias Reversal Mode", bei dem der Strom durch das SQUID mit einer Frequenz kleiner der Modulationsfrequenz in der Flußregelschleife umgepolt wird [Koc 83] oder im "SHAD Mode" (Second harmonic detection), bei dem die Flußfluktuationen auf der zweiten Harmonischen der Modulationsfrequenz detektiert, integriert und über die Einkoppelspule zurückgekoppelt werden [Fog 43]. Eine weiter Möglichkeit ist die Modulation des zu messenden Eingangssignals und die Detektion im Lock-in Betrieb [Cun 93].

6. HF-SQUID mit Supraleiter-Halbleiter Josephsonkontakten

Die zweite Gruppe der supraleitenden Quanteninterferenzdetektoren sind die HF-SQUIDs [Zim 70]. Sie bestehen aus einem supraleitendem Ring mit nur einem Josephsonkontakt. Die Ankopplung des SQUID an die nachgeschaltete Elektronik erfolgt induktiv über einen Schwingkreis. Die Arbeitsweise der HF-SQUID ist im Zusammenhang mit den gekühlten Vorverstärkern in Kap. 9.1 ausführlich erläutert und diskutiert.

Wie bei den DC-SQUID (Kap. 5) wird auch hier der Supraleiter-Halbleiter-Supraleiterkontakt zunächst mittels Elektronenstrahllithographie geschrieben und im Lift-off Prozeß hergestellt. Der SQUID-Ring wird anschließend photolithograpisch strukturiert. Seine innere Öffnung beträgt 200 x 200 μm^2, daraus resultiert eine geometrische Induktivität von 240 pH.

Abb. 6.1 zeigt die Fluß-Spannungs Transferfunktion eines der HF-SQUID. Die Modulationsamplitude ist hier 20 μV_{SS}.

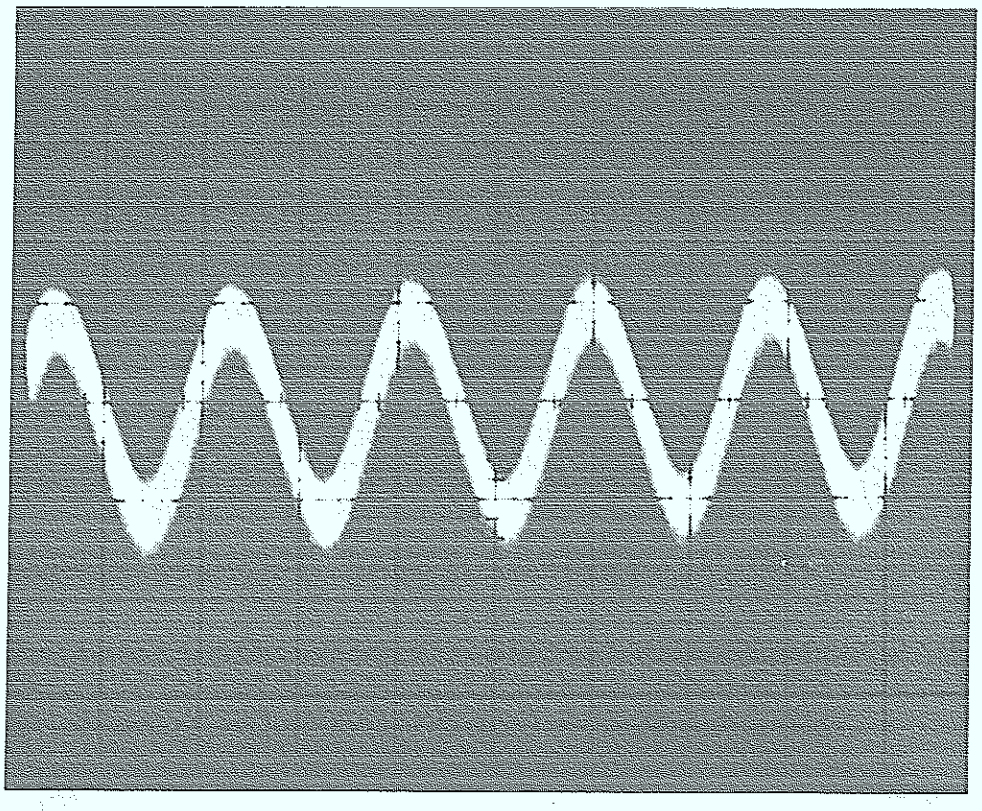


Abb. 6.1 Transferfunktion eines HF-SQUID bei 4,2 K. Horizontal ist der Fluß aufgetragen, vertikal die Modulationsspannung. Der Spannungshub beträgt 20 μV_{SS}.

Die Messungen erfolgen wiederum im Heliumbad bei 4,2 K. Der Probenhalter mit dem SQUID ist zur Abschirmung externer magnetischer Störungen von einem Bleizylinder umgeben. Zum Auslesen des SQUID-Signals wird eine im Institut entworfene und gebaute Elektronik verwendet [Müc 91]. Die SQUID werden bei einer Resonanzfrequenz des Schwingkreises von 150 MHz betrieben.

Für die Rauschmessungen wird das HF-SQUID in einer Flußregelschleife betrieben und die Rauschspektren mit einem Signalanalysator (HP 3754) aufgenommen.
Die SQUID, oder besser gesagt, das Gesamtsystem Elektronik und SQUID, weisen ein Rauschen von $\langle \delta\Phi_N^2 \rangle^{1/2} = 3 \cdot 10^{-5}\ \Phi_0/\sqrt{\mathrm{Hz}}$ auf. Bis hinunter zu 0,1 Hz ist kein niederfrequentes ($1/f$) Zusatzrauschen zu beobachten. Allerdings ist das Flußrauschen des Systems durch das Rauschen des Raumtemperatur-Vorverstärkers limitiert, dessen Spannungsrauschen von $0{,}9\ \mathrm{nV}/\sqrt{\mathrm{Hz}}$ gerade dem gemessenen äquivalenten Flußrauschen entspricht. Daher gibt der Wert $\langle \delta\Phi_N^2 \rangle^{1/2} = 3 \cdot 10^{-5}\ \Phi_0/\sqrt{\mathrm{Hz}}$ nur die obere Grenze des Flußrauschens für die hier gemesenen HF-SQUID an.

7. Supraleiter-Halbleiter-Supraleiter Kontakte mit Gatestruktur

Wie aus Gleichung (4.17) hervorgeht, ist die Kohärenzlänge der Cooperpaare im Halbleiter und damit der Suprastrom durch den Kontakt abhängig von der Konzentration der Ladungsträger. Über die Steuerung der Ladungsträger mittels des Feldeffektes sollte sich damit auch der Suprastrom durch den Kontakt steuern lassen. Man erhält so einen supraleitenden Feldeffekttransistor [Cla 80]. Dazu wurde über die oben beschriebenen Kontakte ein Gate strukturiert, wie in Abb. 7.1 schematisch gezeigt.

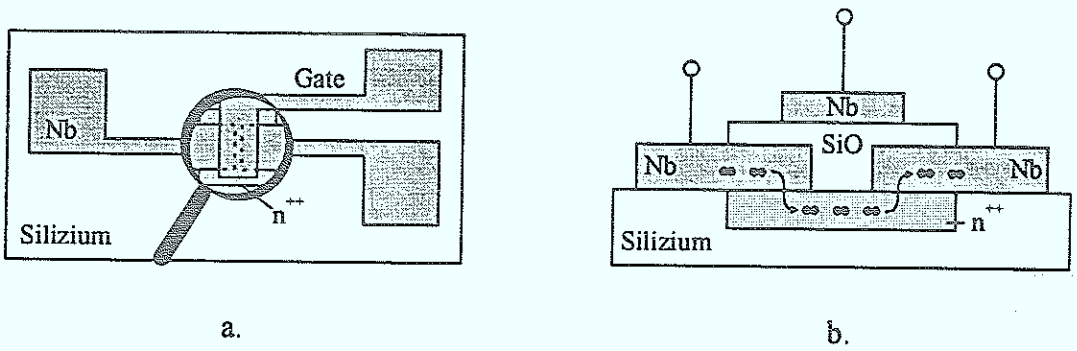


Abb. 7.1 Schematische Darstellung eines Supraleiter-Halbleiter-Supraleiter Kontaktes mit Gate.

Zunächst wurden 100 nm SiO als Gateoxid gedampft und anschließend 100 nm Niob als Gatemetallisierung gesputtert.
In der Regel zeigten die Kontakte keine meßbare Reaktion auf eine angelegte Gatespannung (U_G bis 20 V). Weist das Gateoxid einen Leckstrom auf, so verschiebt sich die Kennlinie ausschließlich um den Betrag des Leckstroms. Ein induzierter oder kontollierter Suprastrom konnte nicht beobachtet werden.
Es stellt sich natürlich die Frage, warum die Response der Kontakte auf die Gatespannungen so zu wünschen übrig ließ. Das elektrische Feld selbst dringt auch bei 100 nm kurzen Kanälen bis an die Oberfläche des Halbleiters, wie die Simulationen in Abb. 7.2 zeigen.

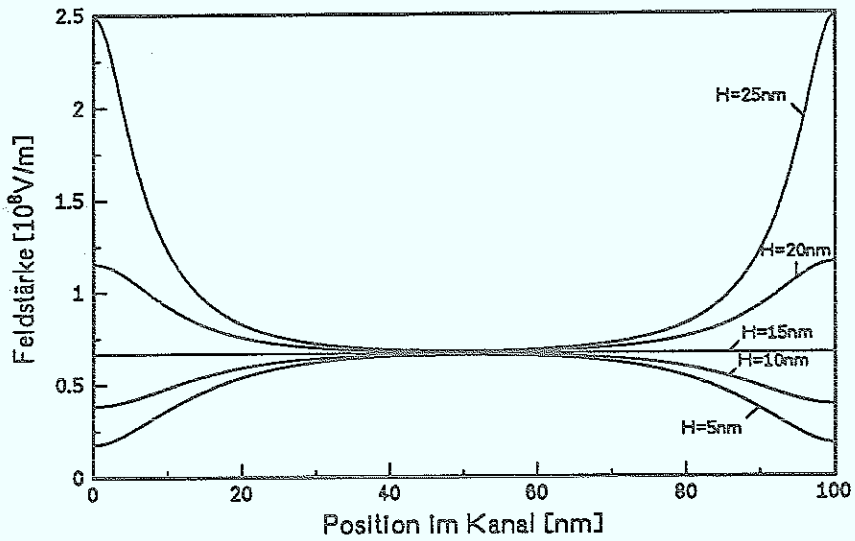


Abb. 7.2 Simulation der Feldverteilung im Kanal. Die Kanalbreite beträgt 100 nm, die Dicke der Niobschicht 30 nm. H gibt die Höhe über der Silizium-Oberfläche an.

Ein wesentlicher Grund für die mangelnde Response ist sicher das relativ dicke Gateoxid von 100 nm, das den Feldeinfluß verringert. Dazu kommt die schlechte elektrische Qualität der gedampften Oxide, die eine erhebliche Anzahl von Fehlstellen und parasitären Ladungen in sich tragen und so eine Abschirmung des Feldes bzw. im Fall der Oberflächeninversion zu einer erheblichen Verschiebung der Einsatzspannung (vgl. Kap. 8) führen.

Im folgenden sei eine Abschätzung der notwendigen Gatespannungen für eine Beeinflussung der supraleitenden Eigenschaften der Kontakte durchgeführt:

Betrachtet sei zunächst eine hochdotierte Schicht an der Oberfläche des Substrates mit der Ladungsträgerkonzentration n und der Dotiertiefe d_j. Darüber befinde sich ein Gateoxid der Dicke d_{ox} mit einer Dielektrizitätszahl ε_{ox}. Daraus ergibt sich eine spezifische Kapazität von $C_i = \varepsilon_0\varepsilon_{ox}/d_{ox}$. Durch eine angelegte Spannung an das Gate wird in dem Halbleiter eine Flächenladungsdichte $n_S = Q_S/e = C_i \cdot U_G/e$ induziert. Für die oben beschriebenen Kontakte mit $L = 100$ nm, $W = 10$ µm und $d_{ox} = 100$ nm erhält man Ladungsträgerdichte von $n_S = 2{,}2 \cdot 10^{15}\ m^{-2}/V \cdot U_G$. Da die Gatespannung linear mit der Oxiddicke skaliert, bringt eine Verkleinerung von d_{ox} einen weiteren Gewinn. Aufgrund der abschirmenden Eigenschaften der Ladungsträger dringt das elektrische Feld jedoch nur in der Größenordnung der Thomas-Fermi Abschirmlänge (reduziert sich für nicht entartete Halbleiter zur Debye-Länge) ein.

Diese ist

$$L_{TF} = \sqrt{\frac{2}{3}\frac{\varepsilon_0 \varepsilon_{Sm} E_F}{e^2 N}}. \qquad (7.1)$$

Für $N = 5 \cdot 10^{26}$ m^{-3} ist $L_{TF} \approx 0{,}5$ nm, also klein gegen die Kohärenzlänge $\xi_{Sm} = 22$ nm. Der Einfluß eines elektrischen Feldes bei diesen Ladungsträgerkonzentrationen auf die supraleitenden Eigenschaften der Kontakte wird ausgesprochen gering sein.
Nishino et al. realisierten eine Kanal-Gatestruktur, indem sie das Silizium-Substrat von der Rückseite her naßchemisch dünnten, so daß im Bereich des Kanals eine 70 nm dicke Membran stehen blieb [Nis 85]. Die Unterseite wurde oxidiert und metallisiert und auf der Oberseite der Membran ein planarer Supraleiter-Halbleiter-Supraleiter Kontakt strukturiert. Die Ladungsträgerkonzentration in der Membran betrug $5 \cdot 10^{25}$ m^{-3}. Mit einer Gatespannung von 100 mV konnte ein kritischer Strom von 10 µA in dem Kontakt hervorgerufen werden (kein Suprastrom bei $U_G = 0$ V). Dieser überraschend große Einfluß der relativ geringen Gatespannung ist im Rahmen der bisher bekannten Mechanismen nicht zu erklären [Kle 87/2]. Der Vorteil von Kontakten in dieser Geometrie ist die Möglichkeit der Realisierung thermisch gewachsener (und damit qualitativ hochwertiger) Gateoxide. Eine komplexe Integration solcher Bauelemente dürfte jedoch aufgrund des komplizierten und anfälligen Prozesses der Membranstrukturierung und der Rückseitenkontaktierung kaum in Frage kommen.

Eine weitere Möglichkeit der Realisierung supraleitender Feldeffekttransistoren sind konventionelle Feldeffektstrukturen, die auf die entsprechenden Abmessungen und physikalischen Randbedingungen hin skaliert werden müssen. Transistoren mit Kanallängen kleiner 100 nm sind realisierbar [Ngu 93], das größte technologische Problem ist meiner Überzeugung nach die direkte Kontaktierung der supraleitenden Elektroden mit dem Kanal des Feldeffekttransistors.

Die durch das Anlegen einer Gatespannung induzierte Flächenladungsdichte in der Inversionsschicht eines FETs ist $n_S = C_i(U_G - U_T)/e$, mit U_T der Einsatzspannung des FET (näheres dazu im folgendem Kapitel). Gateoxiddicken von $d_{ox} = 25$ nm sind leicht zu realisieren (vgl. Kap. 8), so daß man eine spezifische Kapazität von $C_i = 1{,}4 \cdot 10^{-3}$ F/m^2 erhält. Somit ergibt sich $n_S = 8{,}8 \cdot 10^{15}$ m^{-2}/V$\cdot U_G$. Da die Beweglichkeit der Ladungsträger in der Inversionsschicht des FET größer ist als im hoch dotierten massiven Material, reicht eine kleinere induzierte Ladungsträgerkonzentration aus, die gleiche Kohärenzlänge wie im massiven Silizium zu errei-

chen.

n_{massiv}	$1 \cdot 10^{25}$ m^{-3}	$5 \cdot 10^{25}$ m^{-3}	$1 \cdot 10^{26}$ m^{-3}	$5 \cdot 10^{26}$ m^{-3}
ξ_{Sm}	6 nm	10 nm	13 nm	22 nm
U_G	0,075 V	0,22 V	0,34 V	1 V

Tabelle 7.1 Notwendige Gatespannungen (untere Zeile), um eine entsprechende Kohärenzlänge zu erhalten (mittlere Zeile). Dazu ist die äquivalente Ladungsträgerkonzentration im massiven Material angeben (obere Zeile)

In Tabelle 7.1 sind die Ladungsträgerkonzentration im massiven Material, die zugehörige Kohärenzlänge und die Gatespannung aufgelistet, die notwendig ist, in der Inversionsschicht die gleiche Kohärenzlänge zu erreichen (Einsatzspannung $U_T = 0$ V). Dabei wurde für die Beweglichkeit der Ladungsträger in der Inversionsschicht $\mu = 0{,}32$ m^2/Vs angenommen. Dieser Wert ergibt sich aus den experimentellen Daten der in den folgenden Kapiteln beschriebenen Feldeffekttransistoren für kryogene Anwendungen. Da auch hier die Flächenladungsdichte linear mit der Gateoxiddicke geht, ist es zumindestens theoretisch möglich, bei ultradünnen Oxiden Steuerspannungen in der Größenordnung der Energielückenspannung des Supraleiters zu realisieren.

Die direkte Hinführung der supraleitenden Elektroden an den aktiven Kanal des FET macht die Verwendung eines selbstjustierenden Prozesse und damit einer Dotierung mittels Ionenimplantation notwendig. Ein solcher Prozeß war im Rahmen dieser Arbeit nicht zu realisieren.

Die einzige mir bekannte Realisation eines solchen Transistors für den Betrieb bei 4,2 K stammt von Nishino et al. [Nis 89] auf Siliziumbasis, sie verwenden einen selbstjustierenden Prozeß für die Strukturierung des FET. Allerdings bewegt sich die notwendige Steuerspannung ihres Transistors im Bereich von Volt. Ivanov et al. [Iva 87] stellten ebenfalls mittels eines selbstjustierenden Prozesses einen supraleitenden FET auf AlGaAs her. Im Unterschied zu dem von Nishino et al. arbeitet er im Bereich der Akkumulation und nicht der Inversion (zu den Begriffen vgl. Kap. 8). Zudem liegt die Betriebstemperatur dieses FET bei 1,6 K.

8. Silizium Feldeffekttransistoren für kryogene Anwendungen

Die Eigenschaften halbleitender Bauelemente lassen sich häufig durch Kühlen auf 77 K oder 4,2 K insbesondere im Hinblick auf ihr Rauschverhalten, ihre Grenzfrequenz und die Verstärkung verbessern. Dabei muß jedoch bei den Bauelementen auf Siliziumbasis das Ausfrieren der Ladungsträger bei tiefen Temperaturen mit berücksichtigt werden. Gegebenenfalls muß das Transistordesign entsprechend modifiziert werden. Generell eignen sich Bipolartransistoren nur schlecht für den Betrieb bei 4,2 K [Len 74]. Feldeffekttransistoren dagegen können, sofern das Gate den gesamten Kanalbereich überdeckt, bei 4,2 K betrieben werden. Einen Überblick über die Verwendung von Halbleitern bei kryogenen Temperaturen findet man in [Kir 86].
Im folgenden wird die Herstellung und elektrische Charaktrisierung von Feldeffekttransistoren für den Betrieb sowohl bei Raumtemperatur als auch bei 4,2 K beschrieben. Ziel ist dabei die Verwendung supraleitender Metallisierungen, um einen Einsatz der FETs in integrierten Supraleiter-Halbleiter Schaltungen zu ermöglichen.

8.1. Herstellung der Feldeffekttransistoren

8.1.1. Optische Lithographie

Die Strukturierung der Feldeffekttransistoren erfolgt mittels optischer Lithographie an einem Süss Kontaktbelichter MA6. Dieser ist mit einer Quarzglasoptik ausgerüstet, die eine Belichtung mit der kurzwelligen i - Linie ($\lambda = 365$ nm) des Quecksilbers erlaubt. Als Photolack wird der Shipley AZ 5210E verwendet, der je nach Prozessierung als Positiv- oder Negativlack arbeitet. Vor dem Belacken der Substrate wird HMDS (Hexamethyldisilizane) als Haftvermittler bei 4000 rpm aufgeschleudert und 1,5 min bei 90°C getrocknet. Diese Vorbehandlung ist insbesondere bei metallischen Oberflächen und SiO / SiO_2 notwendig, um eine gleichmäßige Verteilung des Photolacks und gute Benetzung und Haftung sicherzustellen. Der Photolack wird ebenfalls bei 4000 rpm aufgeschleudert und 7 min auf einer Heizplatte bei 90°C getrocknet. Anschließend wird der Lack 5,5 s bei einer Leistungsdichte von 6 mW/cm² belichtet. Die Entwicklung erfolgt ca. 50 s lang in einem metallionenfreien Entwickler (AZ MIF 1:1,5). Für nachfolgende Ätzprozesse wird der Photolack noch 20 min bei 120°C auf einer Hotplate gehärtet. Dadurch wird das Unterätzen bei naßchemischen Ätzverfahren reduziert.

8.1.2. Prozeßfolge zur Herstellung der FETs

Ausgangsmaterial für die Herstellung der Feldeffekttransistoren sind einseitig polierte 3-Zoll Siliziumscheiben mit <100> Orientierung. Sie sind mit Bor p-dotiert mit einer Konzentration der Dotieratome von $6{,}73 \cdot 10^{22}$ m^{-3}. Die Scheiben werden in einem Oxidationsofen (Fa. Tempress) an der Oberfläche 300 nm dick oxidiert. Um die Oxidation zu beschleunigen, erfolgt sie in feuchter Sauerstoffatmosphäre [Dea 65]. Für die Reproduzierbarkeit des Prozesses und um eine möglichst hohe Oxidqualität zu erreichen, wird der Wasseranteil im Prozeßgas über die pyrolytische Reaktion zwischen Wasserstoff und Sauerstoff eingestellt. Während der Hochheiz- und Abkühlphase (Stand-by Temperatur des Ofens T = 600 °C) befinden sich die Substrate in einer Stickstoffatmosphäre, so daß die Oxidationsdauer und damit die Schichtdicke gut kontrolliert werden kann. Mit diesem Verfahren lassen sich reproduzierbare und saubere Oxide herstellen. Dieses Oxid (es wird im folgenden Feldoxid genannt, um es vom Gateoxid zu unterscheiden) dient als Diffussionsmaske für die spätere Dotierung der Drain und Sourcebereiche und als Isolation der Anschlußflächen gegen das Substrat. Zur Definition der Transistorgeometrie (Kanallänge und -weite) werden Fenster in das Feldoxid geätzt (Abb. 8.1).

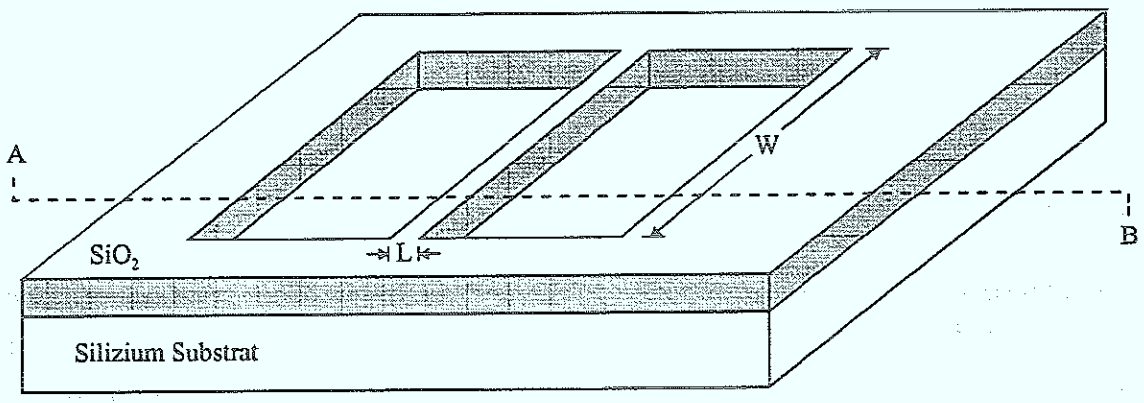


Abb. 8.1 Definition der Transistorgeometrie durch Fenster im SiO_2.

Die Ätzung erfolgt naßchemisch mit einer Ammoniumfluoridlösung (Selectipur AF 91-9(48)), die selektiv SiO_2 gegenüber Si ätzt. Um ein gleichmäßiges Ätzen zu gewährleisten, befindet sich die Lösung mit den Scheiben in einem Ultraschallbad. Die Ätzrate für SiO_2 beträgt 50 nm/min.

Durch die so geöffneten Fenster werden die Drain- und Sourcebereiche mittels eines Dotierglases hoch n^{++} dotiert. Dazu wird die Oberfläche der Scheiben vor dem Aufschleudern des Dotierglases in einer 4:1:1 angesetzten Lösung aus H_2O : H_2O_2 : H_2SO_4 hydrophilisiert, um eine

bessere Haftung und gleichmäßige Verteilung des Dotiermittels zu erreichen. Zur Dotierung wird Siodop P192 (1.92 % Phosphor in Lösung) der Fa. Merck verwendet (Abb. 8.2).

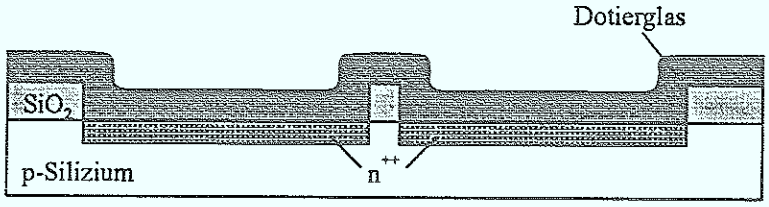


Abb. 8.2 Schnitt A-B in Abb. 8.1. Mit Dotiermittel beschichtetes Substrat nach der Diffusion.

Die Diffusion der Phosphoratome aus dem Dotierglas in das Silizium erfolgt in einem Rapid Thermal Processing Ofen. Der Dotierprozeß ist in Kap. 2.3 näher beschrieben. Man erhält so in dem Substrat einen n++ - p - n++ Übergang.

Das überschüssige Dotierglas wird in 10 %iger Flußsäure entfernt (t ~ 15 s). Anschließend werden mittels PECVD (Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition) 200 nm SiO_2 abgeschieden. Dazu wird in einem Parallelplattenreaktor ein Plasma gezündet und die Prozeßgase Silan (SiH_4) und Distickstoffoxid (N_2O) reagieren an der Oberfläche des Substrats zu SiO_2. Um eine gute elektrische Qualität des Oxides sicher zu stellen, wird das Substrat auf 300°C hochgeheizt[3]. Eine ausführliche Diskussion der PECVD-Oxide findet man z. B. bei Batey et al. [Bat 86].
Im nachfolgenden Ätzprozeß wird eine etwas kleinere Fläche des Transistors durch Ätzen freigelegt (Abb. 8.3).

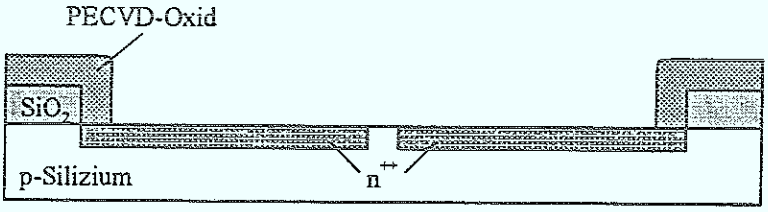


Abb. 8.3 Freigelegte Transistorfläche mit Randisolation (vgl. Text).

Das verbleibende zusätzliche Oxid an den Rändern der Drain- und Sourcebereiche dient zur Isolierung der Anschlußflächen an den Flanken zum Feldoxid. In ungünstigen Fällen kann an-

[3] Mein Dank gilt an dieser Stelle den Herren A. Steffen und F. Ringelmann für die Herstellung der PECVD-Oxide.

sonsten ein Kurzschluß zum Substrat hin entstehen, der ein undefiniertes elektrisches Verhalten der FETs zur Folge hätte. Während dieses Ätzschrittes wird auch der SiO_2-Steg, der den Kanal während der Diffusion geschützt hat, mit weggeätzt.
Anschließend werden die Scheiben einem ausführlichen Reinigungsprozeß unterzogen (in Anlehnung an [Ker 84]):

1. 20 min in 4 : 1 : 1 Teilen H_2O : H_2O_2 : H_2SO_4 im Ultraschallbad
   => Entfernen organischer Bestandteile an der Oberfläche

2. Spülen in entionisiertem Wasser
   15 s Ätzen in Ammoniumfluoridlösung
   => Entfernen des während der Reinigung entstandenen Oxides
   Spülen in entionisiertem Wasser

3. 20 min in 4 : 1 : 1 Teilen H_2O : H_2O_2 : NH_3OH im Ulltraschallbad
   => Entfernen organischer und metallischer Rückstände

4. wie 2.

5. 20 min in 4 : 1 : 1 Teilen H_2O : H_2O_2 : HCl im Utraschallbad
   => Entfernen der restlichen Fremdatome und Ionen von der Oberfläche

6. wie 2.

Diese sorgfältige Reinigung ist notwendig, um eine Diffusion von sich an der Oberfläche befindlichen Störatome während der nachfolgenden Gateoxidation zu vermeiden. Zum anderen führen Rückstände an der Oberfläche zu Defekten an der Grenzfläche Si - SiO_2. Diese verschlechtern die elektrischen Eigenschaften des FET im Hinblick auf Rauschen, Einsatzspannung, Steilheit und Reproduzierbarkeit. Die Gateoxidation erfolgt bei 1000°C in trockener Sauerstoffatmosphäre (Abb. 8.4).

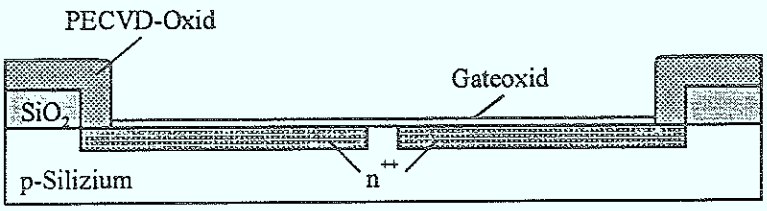


Abb. 8.4 Transistor nach Gateoxidation.

Dieser Prozeß ist in Bezug auf die Reinheit der Prozeßgase und die Sauberkeit des Ofens sehr kritisch. Bei unsauberen Prozeßbedingungen werden an der Grenzfläche Si-SiO_2 und in dem Oxid selbst so viele Defekte erzeugt, daß u. U. der Kanal im Transistor selbst bei $U_G = 0$ V offen ist und in der Regel kaum auf angelegte Gatespannnungen reagiert.

8.1.3. Metallisierung

Im Hinblick auf eine Integration der FETs mit supraleitenden Bauelementen werden die Metallisierungen aus Niob ausgeführt. Neben den Vorteilen für eine Integration führt die Gatemetallisierung aus einem Supraleiter zu einem geringeren Rauschen und insbesondere bei Kanallängen im sub-µm Bereich aufgrund des wegfallenden Widerstands zu einer Erhöhung der Grenzfrequenz der Transistoren [Kro 89].
Die Deposition von Niob kann grundsätzlich durch Sputtern oder Verdampfen erfolgen. Sputtert man Niob als Gatemetallisierung, so zeigt sich, daß die Einsatzspannung der Transistoren um ca. 3 V höher liegt als im Fall des gedampften Niobs. Die Ursache dafür ist die hohe kinetische Energie der gesputterten Niobatome. Sie schädigen beim Auftreffen das Gateoxid so stark, daß eine beträchtliche Anzahl von Fehlstellen und Defekten in dem Oxid erzeugt werden.

Da Niob ein sehr starkes Getterverhalten zeigt und während der Deposition in die Schicht eingebaute Fremdatome die Supraleitung beeinträchtigen, wird das Verdampfen von Niob für die Gatemetallisierung in einer UHV-Anlage (Balzers UMS 630) bei einem Hintergrunddruck von $3 \cdot 10^{-7}$ Pa durchgeführt. Verdampft wird Niob mit einem Elektronenstrahlverdampfer. Vor dem Einschleusen in die Hauptkammer werden die Substrate unter einem Winkel von ± 45° je 10 s lang mit Argon leicht ionengeätzt ($p_{Ar} = 5 \cdot 10^{-2}$ Pa, I = 4 mA, U = 200 V). Damit werden an der Oberfläche befindliche Adsorbate, die ein Haften von Niob verhindern, entfernt. Die Energie der auftreffenden Atome ist jedoch so gering, daß eine die elektrischen Eigenschaften des Transistors beeinträchtigende Schädigung des Gateoxides ausbleibt. Die Aufdampfrate von Niob wird mit 0,2 nm/s so gewählt, daß eine zu große thermische Belastung des sich für den Lift-off Prozeß auf dem Substrat befindlichen Photolacks vermieden wird. Die Dicke der aufgedampften Schicht beträgt 100 nm.

Zur Kontaktierung der Drain- und Sourcebereiche wird zunächst das sich an der Oberfläche befindliche Gateoxid mittels einer Ammoniumfluoridlösung entfernt. Vor der Niobdeposition wird mittels Ionenätzen in-situ das sich durch den Luftsauerstoff gebildete natürliche Oxid an der Siliziumoberfläche (d ≈ 1-2 nm) entfernt. Anschließend werden 100 nm Niob als Metalli-

sierung gesputtert. Die Strukturierung der Metallisierungen und der Anschlußflächen erfolgt jeweils durch einen Lift-off Prozeß. Der Querschnitt durch den fertigen Transistor ist Abb. 8.5 dargestellt.

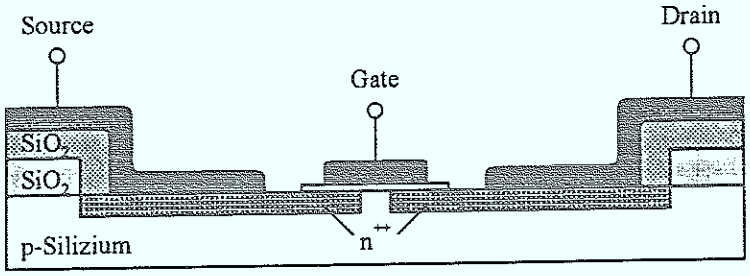


Abb. 8.5 Schnitt durch den fertigen FET.

Das folgende Bild zeigt die mikroskopische Aufnahme des FET.

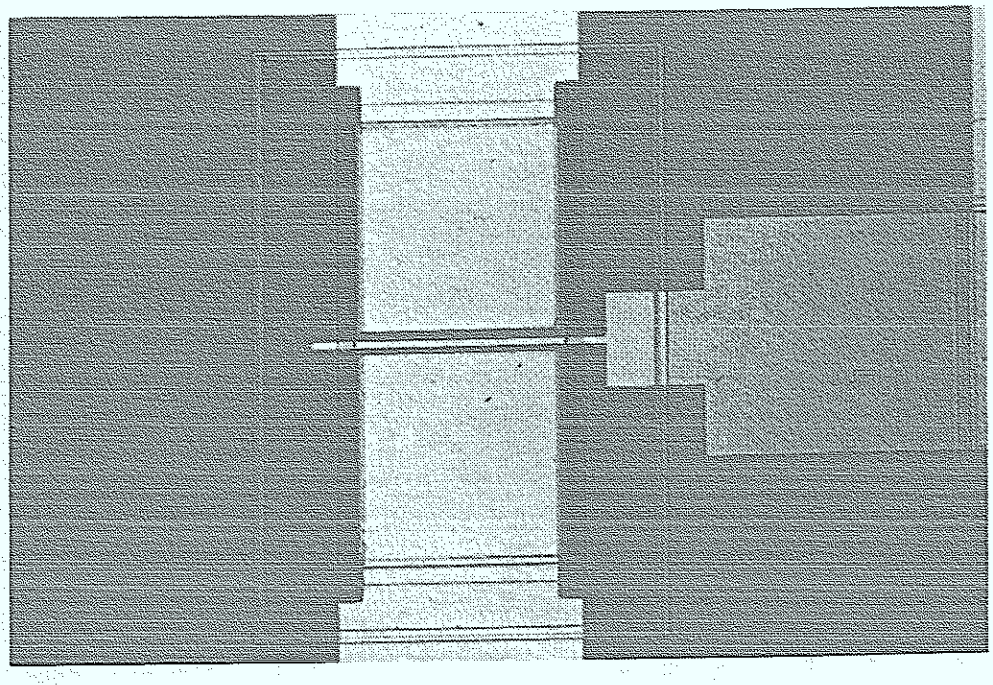


Abb. 8.6 Mikroskopische Aufnahme eines der FETs. In der Mitte, von Rechts kommend, befindet sich das Gate.

8.2. Theoretische Grundlagen der Feldeffekttransistoren

Die Idee, eine Transistor unter Ausnutzung eines Feldeffektes zu realisieren, stammt aus den 30iger Jahren von Lilienfeld [Lil 30] und Heil [Hei 35]. 1960 realisierten Kahng und Atalla den ersten Metal-Oxide-Semiconductor Field-Effect Transistor (MOSFET) [Kah 60]. Der MOSFET ist auch unter den Namen IGFET (Insulated-Gate-FET), MISFET (Metal-Insulator-Semiconductor FET) und MOST (Metal-Oxide-Semiconductor Transistor) bekannt. Weitere Mitglieder in der Familie der Feldeffekttransistoren sind die JFETs (Junction-FET) und die MESFETs (Metal-Semiconductor FET). Da der Ladungstransport im wesentlichen durch nur eine Sorte von Ladungsträgern erfolgt, werden sie gewöhnlich als unipolare Transistoren bezeichnet.

Der prinzipielle Aufbau eines MOSFET ist in Abb. 8.7 zu sehen.

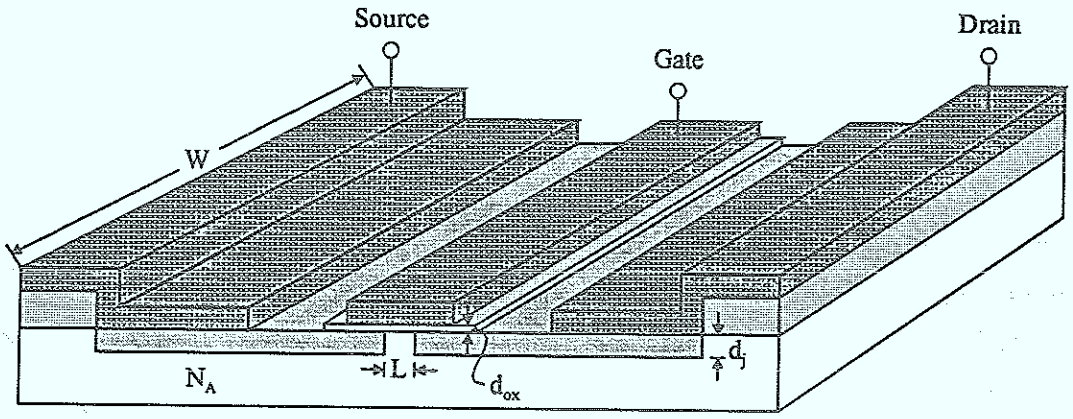


Abb. 8.7 Prinzipieller Aufbau eines Feldeffekttransistors mit seinen charakteristischen Abmessungen. Sie sind im Text näher erläutert.

In ein p-Substrat sind zwei hochdotierte n^+-Bereiche eingebracht worden. Die charakteristischen Abmessungen des Transistors sind die Kanallänge L, die Kanalbreite W, die Gateoxiddicke d_{ox}, die Substratdotierung N_A und die Tiefe der Drain- und Sourcewannen d_j. Liegt am Gate keine Spannung an, so verhalten sich die Drain-Source Elektroden wie zwei gegeneinandergeschaltete p-n Übergänge. Der einzige Strom, der fließen kann, ist der Leckstrom in Sperrrichtung durch die Dioden. Diese Geometrie stellt einen n-Kanal Anreicherungs-(Enhancement-) Typ MOSFET dar. Dieser Typ soll hier näher diskutiert werden, da die im Rahmen dieser Arbeit hergestellten Transistoren solche FETs sind. Ist das Substrat n- und die Drain- und Sourcebereiche p^+-dotiert, so liegt ein p-Kanal Anreicherungs Typ MOSFET vor. Im Falle ei-

nes FETs mit bei $U_G = 0$ V leitendem Kanal spricht man von Verarmungs- (Depletion-) Type MOSFETs.

Der Kanalbereich des Transistors mit Gateoxid und -metallisierung ist vom Aufbau her eine Metal-Oxide-Semiconductor Diode. Die Energieverhältnisse für ein p-Substrat im idealen Fall zeigt Abb. 8.8.

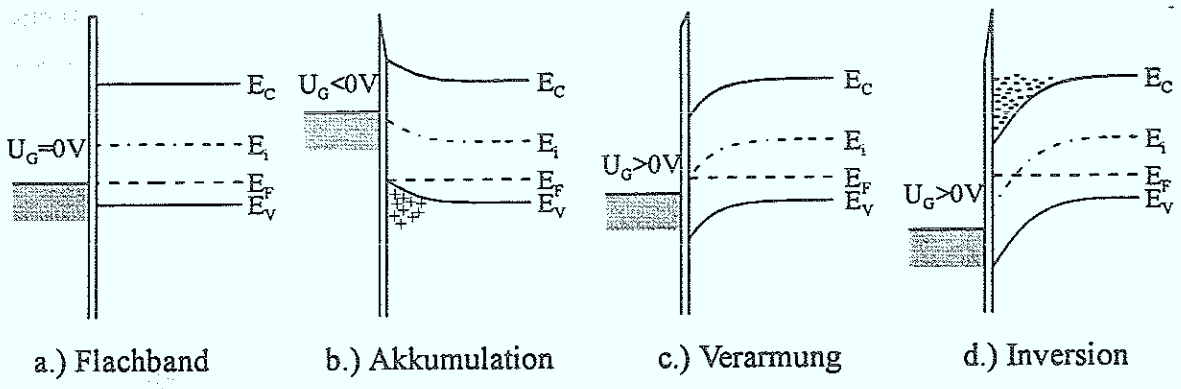


Abb. 8.8 Schematische Bänderdarstellung für eine MOS-Diode auf p-Silizium unter verschiedenen Gatespannungen (vgl. Text)

Ohne eine angelegte Spannung ist das Ferminiveau konstant über das gesamte Bauelement. Dies ist der sogenannte Flachband-Fall (Abb. 8.8a). Wird nun ein negatives Potential an die Gateelektrode angelegt, so biegen sich die Bänder nach oben. Da die Ladungsträgerkonzentration proportional zur Energiedifferenz E_F - E_V ist, erhält man eine Ansammlung von Löchern an der Oberfläche des Halbleiters. Dies ist der Fall der Akkumulation (Abb. 8.8b). Legt man ein positives Potential an das Gate, so biegen sich die Bänder nach unten. Bei kleinen Spannungen befinden sich zunächst weniger Löcher im Bereich der Halbleiteroberfläche, es tritt Verarmung ein (Abb. 8.8c). Bei größeren Spannungen wird die Bandverbiegung schließlich so stark, daß das Ferminiveau den intrinsischen Fermilevel E_i kreuzt. Ab diesem Punkt ist die Anzahl der Elektronen (Minoritätsladungsträger) größer als die der Löcher (Majoritätsladungsträger). Die Oberfläche des Halbleiters ist invertiert (Abb. 8.8d). Von starker Inversion spricht man, wenn $\Psi_S \geq 2\Psi_B$ ist. Ψ_S ist das Oberflächenpotential im Halbleiter und gibt die Energiedifferenz des intrinsischen Ferminiveaus im Inneren des Halbleiters und an der Grenzfläche zum Oxid an, $\Psi_B = E_i - E_F$.

Die sogenannte Einsatzspannung U_T' ist als die Spannung definiert, bei der die starke Inversion einsetzt (der Index ' dient zur Unterscheidung der Einsatzspannung im idealen Fall von der im

realen, s. u.). Sie ergibt sich zu

$$U_T' = \frac{\sqrt{2\varepsilon_s\varepsilon_o e N_A (2\Psi_B)}}{C_{ox}} + 2\Psi_B \qquad (8.1)$$

wobei C_{ox} die spezifische Gatekapazität $C_{ox} = \frac{\varepsilon_{ox}\varepsilon_0}{d_{ox}}$ ist.

Voraussetzung für den idealen Fall ist 1. die Differenz der Austrittsarbeit von Metall Φ_m und Halbleiter Φ_{ms} ist gleich Null, 2. es existieren keine parasitären Ladungen im Oxid bzw. an der Grenzfläche Oxid - Halbleiter und 3. das Oxid ist ein idealer Isolator. Diese Bedingungen sind jedoch in der Regel nicht gegeben. Die Differenz der Austrittsarbeit von Metall und Halbleiter ist [Sze 81]

$$\Phi_{ms} \equiv \Phi_m - \left(X_S + \frac{E_G}{2e} + \Psi_B\right) \qquad (7.2)$$

wobei X_S Elektronenaffinität des Halbleiters, Φ_m Austrittsarbeit des Metalls und Ψ_B die Energiedifferenz zwischen intrinsischem Ferminiveau E_i und Ferminiveau E_F ist. Je nach Vorzeichen der Potentialdifferenz erhält man auch ohne äußere Spannung eine Bandverbiegung entweder in den Zustand der Akkumulation oder Verarmung bzw. Inversion. Neben dem verwendeten Metall hängt Φ_{ms} über Ψ_B auch von der Stärke der Dotierung des Halbleiters ab.

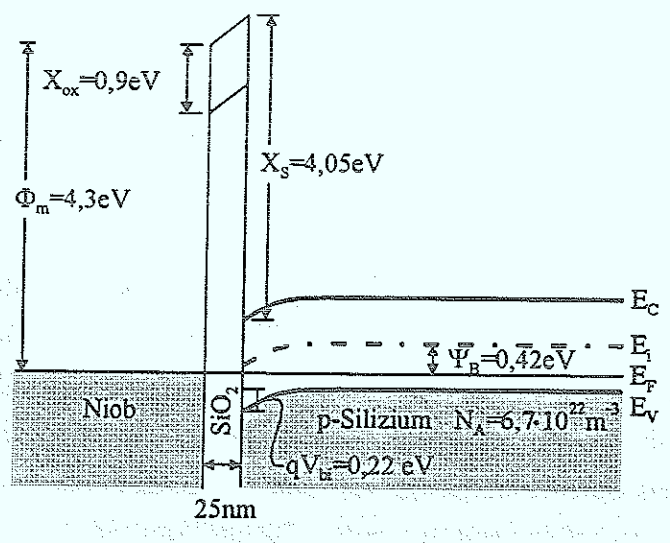


Abb. 8.9 Energieschema einer MOS-Struktur mit Niob als Metallisierung auf p-Silizium.

Die Elektronenaffinität von Silizium ist X_S = 4,05 eV [Sze 81], die von SiO_2 ist X_{ox} = 0,9 eV und die Austrittsarbeit von polykristallinem Niob ist Φ_m = 4,3 eV [Mic 78]. Für eine MOS - Diode mit Niob als Metallisierung und p-Silizium mit einer Dotierung von $6{,}73 \cdot 10^{22}$ m^{-3} ergibt sich damit (bei T = 300 K) Φ_{ms} = 4,3 eV - 5,027 eV = -0,727 eV. Das daraus folgende Energieschema zeigt Abb. 8.9.

Eine weiter Ursache für eine Bandverbiegung ist das Vorhandensein parasitärer Ladungen. Das können mobile Ionen wie Na^+ und K^+ im Oxid, im Oxid gebundene Ladungen und Ladungen an der Grenzfläche Oxid-Halbleiter sein [Dea 74]. Die Ionen im Oxid stammen in der Regel aus den Quarzröhren des Ofens und werden während der Gateoxidation in das Oxid eingebaut. Durch eine unvollständige Oxidation von Silizium an der Grenzfläche SiO_2-Si entstehen zudem ungesättigte Bindungen, die Niveaus in der Energielücke bilden und so zusätzliche Ladungen hervorrufen.

Die Spannung, die man anlegen müßte, um die Bandverbiegung rückgängig zu machen, nennt man Flachband-Spannung, da sich so der Flachband-Fall wieder einstellen läßt:

$$U_{FB} = \Phi_{ms} - Q_0/C_{ox} \tag{8.3}$$

Q_0 ist die netto Ladungsdichte der parasitären Ladungen. Die Einsatzspannung für eine reale MOS-Diode ist nun:

$$U_T = U_{FB} + U_T' = \Phi_{ms} - \frac{Q_0}{C_{ox}} + \frac{\sqrt{2\varepsilon_s\varepsilon_0 N_A (2\Psi_B)}}{C_{ox}} + 2\Psi_B \tag{8.4}$$

Aus der gemessenen Einsatzspannung läßt sich somit die Dichte der parasitären Ladungen ausrechnen.

Um die Zahl der Grenzflächenzustände zu verringern, die Herstellung der Transistoren damit reproduzierbarer und sie selbst rauschärmer zu machen, wird nach der Gatemetallisation in der Regel eine Temperung vorgenommen. Dazu werden die Transistoren einige Minuten bei ca. 500 °C unter Stickstoffatmosphäre gehalten [Zap 88], [Ben 91]. Dieser Schritt ist jedoch nicht möglich, wenn Niob als Gatemetallisierung verwendet wird, da durch einen solchen Prozeß seine supraleitenden Eigenschaften zerstört werden. Für die Anwendungen im Rahmen dieser Arbeit ist die Qualität der FETs auch ohne Temperung hinreichend gut.

Das typische Kennliniefeld eines Anreicherungs-Typ MOSFET bei T = 300 K zeigt Abb. 8.10.

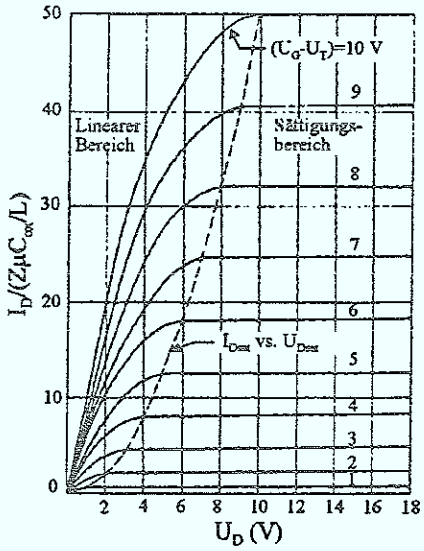


Abb. 8.10 Kennlinienfeld eines Anreicherungs-MOSFET (nach [Sze 81]).

Der Drain-Source Strom für kleine Drain-Source Spannungen ergibt sich zu [Sze 81]:

$$I_{DS} \cong \frac{Z}{L}\mu_n C_{ox}\left[(U_G - U_T)\,U_{DS} - \left(\frac{1}{2} + \frac{\sqrt{\varepsilon_s\varepsilon_o e N_A / \Psi_B}}{4C_{ox}}\right)U_{DS}^2\right] \qquad (8.5)$$

Unter der Bedingung starker Inversion, d. h. $U_{DS} \ll (U_G - U_T)$ erhält man für kleine U_{DS}:

$$I_{DS} \cong Z/L\ \mu_n C_{ox}(U_G - U_T)U_{DS} \qquad (8.6)$$

Der Strom steigt zunächst linear mit der Drain-Source Spannung an und geht dann in einen Sättigungsbereich über. Der Sättigungsstrom ist ergibt sich zu [Bre 81]

$$I_{DSsat} \cong mZ/L\ \mu_n C_{ox}\,(U_G - U_T)^2 \qquad (8.7)$$

mit m = 1/2 für nicht zu hohe Dotierungen.

Das Kleinsignalverhalten des Transistors wird durch die Steilheit g_m und die Kanalleitfähigkeit

g_D beschrieben.

Dabei ist

$$g_m = \left.\frac{\partial I_{DS}}{\partial U_G}\right|_{U_G=const} \tag{8.8}$$

$$g_D = \left.\frac{\partial I_{DS}}{\partial U_{DS}}\right|_{U_G=const} \tag{8.9}$$

8.3. Elektrisches Verhalten der Feldeffekttransistoren bei 300 K und 4,2 K

Die im Rahmen dieser Arbeit hergestellten Feldeffektransistoren konnten über den gesamten Temperaturbereich von Raumtemperatur bis hinunter zu 4,2 K betrieben werden. Wenn nicht anders gesagt, beziehen sich die angegebenen Daten auf Transistoren, die auf p-dotierem Silizium mit einer Hintergrunddotierung von $6{,}73 \cdot 10^{22}$ m^{-3} hergestellt wurden. Da der Kanal nicht gesondert durch eine Implantation dotiert wurde, ist die Kanaldotierung gleich der Hintergrunddotierung des Substrates.

Zur elektrischen Charakterisierung werden die Transistoren von einer PC-gesteuerten Spannungsquelle (Institutseigenbau) versorgt. Die Strom- und Spannungswerte werden mittels einer ADC-Karte im Rechner digitalisiert und weiterverarbeitet. Mit einem geeigneten Programm ist es so möglich, die üblichen I_{DS} vs. U_{DS} bzw. vs. U_G Kennlinienscharen automatisiert aufzuzeichnen.

8.3.1. Bestimmung des externen Widerstands und der effektiven Kanallänge

Von außen mittels Messungen zugänglich sind in der Regel die extrinsischen Kenngrößen der Transistoren. Will man auf die intrinsischen Größen zurückrechnen, so müssen vor allen Dingen die parasitären Widerstände bekannt sein. Der gemessene Widerstand zwischen Drain und

Source ist die Summe aus intrinsischem Kanalwiderstand, Übergangswiderstand Metall-Halbleiter, Schichtwiderstand der Drain- und Sourceregionen und Übergangswiderstand von den diffundierten Zonen zum Kanal hin.
Ein weiterer wichtiger Parameter ist die effektive Kanallänge des Transistors, die kleiner als die durch die Maske bestimmte Kanallänge ist. Bei der Dotierung der Drain und Sourcebereiche erhält man neben der Diffusion senkrecht in das Substrat hinein auch eine laterale Diffusion unter die Diffusionsmaske [Wol 69].

Der externe Widerstand $R_T = R_D + R_S$ und die effektive Kanallänge $L_{eff} = L_{geom} - \Delta L$ lassen sich wie folgt bestimmen:
Unter der Bedingung starker Inversion, also $U_G \gg U_T$, und kleiner Spannung U_{DS} läßt sich der gemessene Widerstand R_m zwischen Drain und Source wie folgt schreiben [Che 80]:

$$R_m = R_T + \frac{\left[1+\theta\left(U_{GS} - U_T\right)\right]\left(L - \Delta L\right)}{Z_{eff}\mu_o C_{ox}\left(U_{GS} - U_T\right)} \tag{8.10}$$

mit Z_{eff} der effektiven Kanalbreite, μ_0 der Beweglichkeit und θ dem Degradationsfaktor der Beweglichkeit.

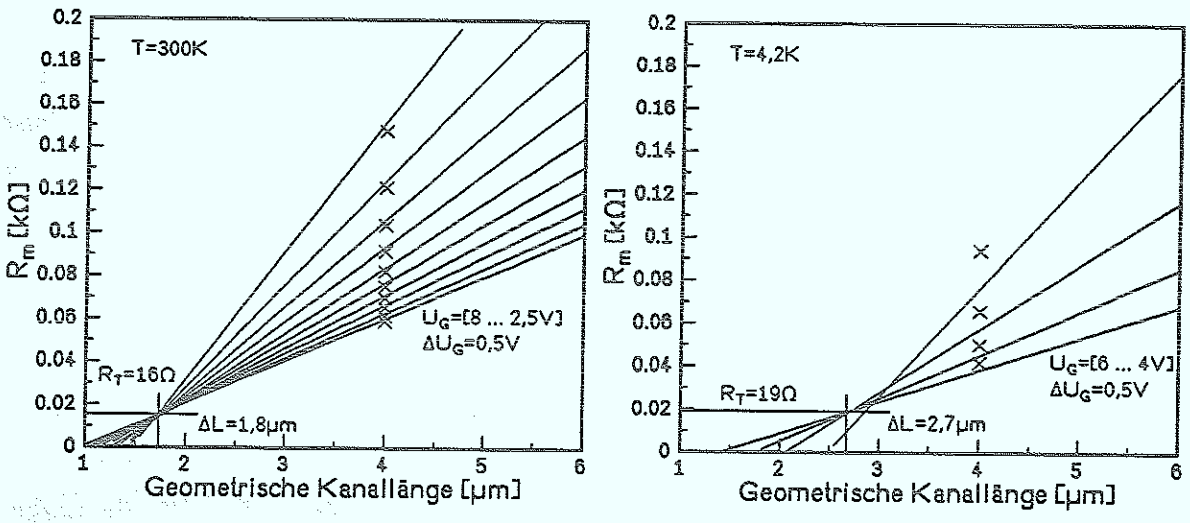


Abb. 8.11 Widerstand des FET in Abhängigkeit von der geometrischen Kanallänge bei 300 K (links) und 4,2 K (rechts). Aus dem Schnittpunkt der Geraden ergibt sich die effektive Kanallänge und der intrinsische Kanalwiderstand.

Trägt man R_m gegen die geometrische Kanallänge L_{geom} für verschiedene Gatespannungen auf, so schneiden sich die Geraden in einem Punkt. Der Schnittpunkt gibt auf der Abszisse ΔL und auf der Ordinate R_T. Abb. 8.11 zeigt die so erhaltene Kurvenschar für Transistoren unterschiedlicher Kanallänge.

Der externe Widerstand bei T = 300 K beträgt 16 Ω, normiert auf die Breite der Wanne ergibt sich ein spezifischer Widerstand von 4 Ωmm.
Bei T = 4,2 K erhält man für den externen Widerstand R_T = 19 Ω, der einem spezifischen Widerstand von 4,75 Ωmm entspricht.
Der externe Widerstand bestimmt die Steilheit des FET im Verhältnis zu der maximal möglichen intrinsischen Steilheit g_{mi}. Mit $g_m = g_{mi}/(1+R_T g_{mi})$ (vgl. Gleichung (8.14)) sieht man, das für ein gutes Hochfrequenz- und Verstärkerverhalten der externe Widerstand R_T möglichst klein sein sollte.
Die nur geringfügige Erhöhung des Widerstands bei 4,2 K zeigt, daß aufgrund der hohen Dotierung der Drain- und Sourceregionen die Ladungsträger nur unwesentlich ausfrieren. Es ist also möglich, auch ohne ein Einlegieren der Kontakte, was einen Verlust der supraleitenden Eigenschaften des Niob zur Folge hätte, genügend kleine Kontaktwiderstände zu realisieren.

Wie zu erwarten, ist die effektive Kanallänge $L_{eff} = L_{geom} - \Delta L$ der Transistoren kleiner als die durch die Maske gegebene geometrische Kanallänge L_{geom}. Bei T = 300 K beträgt die Reduktion ΔL = 1,8 µm, bei 4,2 K ist sie größer, man erhält ΔL = 2,7 µm.
Daß die effektive Kanallänge bei 4,2 K soviel kleiner ist als bei 300 K läßt sich nicht ausschließlich mit der vergrößerten Verarmungszone bei tiefen Temperaturen erklären. Insbesondere bei kleinen Kanallängen kann jedoch die effektive Kanallänge auch von der Gatespannung abhängen [Pen 84]. Da Gleichung (8.10) nur im Fall starker Inversion, also großer Gatespannungen, gültig ist, muß die effektive Kanallänge möglicherweise nach oben korrigiert werden.

8.3.2. Bestimmung der Einsatzspannung U_T

Die Einsatzspannung U_T ist diejenige Gatespannung, bei der im Kanal des FET die starke Inversion einsetzt, d. h. $\Psi_S \geq 2\Psi_B$ (vgl. Abb. 8.8d). Bei zu großer Einsatzspannung muß an das Gate eine Vorspannung angelegt werden, um kleine Steuerspannungen verstärken zu können. Dies ist in vielen Anwendungen möglich, für die Realisation von CMOS- (Komplementären MOS-) Bauelemente ist zumindestens eine symetrische Justierung der Einsatzspannung von n-Kanal und p-Kanal FET notwendig. Die Betriebsspannung der Logikbausteine muß größer

als die Einsatzspannung der verwendeten FETs sein, d. h. für kleine Betriebsspannungen muß die Einsatzspannung durch geeignete Maßnahmen wie Kanalimplantation oder durch die Verwendung von Polysiliziumgates entsprechend eingestellt werden.
U_T läßt sich aus dem Verlauf des Drainstroms in Abhängigkeit der Gatespannung im linearen Arbeitsbereich der Transistoren ($U_{DS} \cong 0{,}1$ V) ableiten. Der lineare Verlauf von I_{DS} versus U_G wird zu $I_{DS} = 0$ mA hin extrapoliert. Die Einsatzspannung ergibt sich dann zu [Won 87]

$$U_T = U_{GS}^{0mA} - U_{DS}/2 \tag{8.11}$$

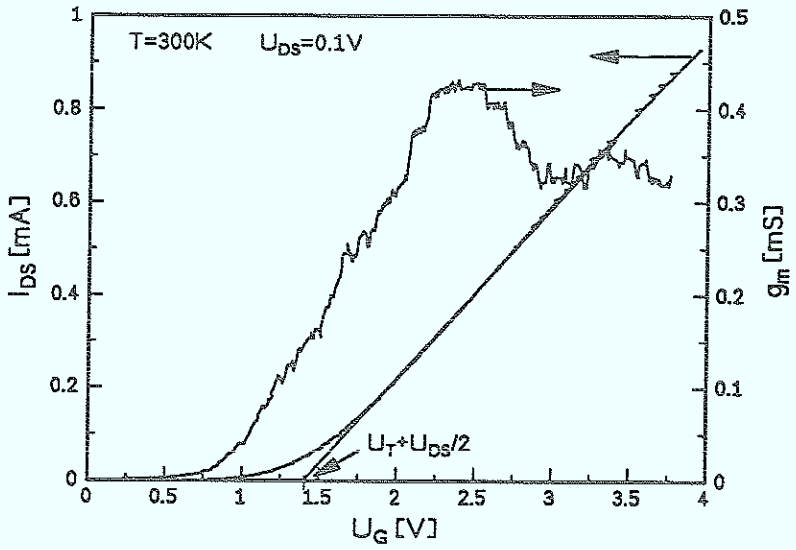


Abb. 8.12 Zur Bestimmung der Einsatzspannung nach Gl. (8.11).

Die Einsatzspannung für verschiedene Kanallängen bei T = 300 K und T = 4,2 K ist in Abb. 8.13 dargestellt. Generell steigt die Einsatzspannung über die Temperaturabhängigkeit von Ψ_B mit sinkender Temperatur an.

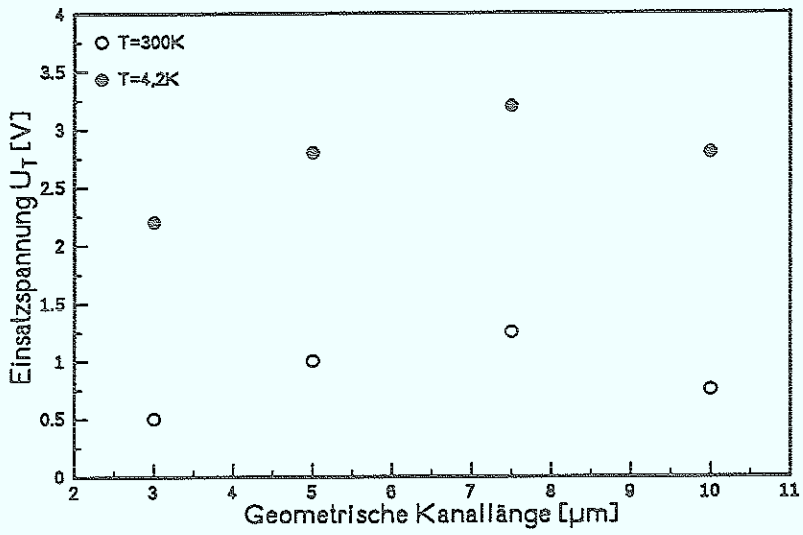


Abb. 8.13 Abhängigkeit der Einsatzspannung von der Kanallänge bei 300 K (offene Kreise) und 4,2 K (gefüllte Kreise).

Zu großen Kanallängen sollte die Einsatzspannung unabhängig von der Kanallänge sein. Die Ursache für die etwas kleineren Werte für die 10 µm Kanäle ist nicht klar. Daß sich die Einsatzspannung zu kleinen Kanallängen hin verringert, ist auf Kurzkanaleffekte zurückzuführen [Fic 79].

Aus Gleichung 8.4 läßt sich bei bekannter U_T und ϕ_{ms} die netto Ladungsträgerdichte der parasitären Störstellen berechnen.
Bei T = 300 K ist mit $q\Psi_B = kT \ln(N_A/n_i) = 0{,}417$ eV, $C_{ox} = 1{,}38 \cdot 10^{-3}$ F/m², $U_T' = 1{,}83$ V und $\phi_{ms} = -0{,}727$ V:

$$\frac{Q_0}{C_{ox}} = \phi_{ms} + U_T' - U_T = 1{,}1\,\mathrm{V} - U_T \qquad (8.12)$$

Mit $U_T = 1{,}4$ V ist $Q_0/C_{ox} = -0{,}3$ V, was einer Flächenladungsdichte von $-4{,}14 \cdot 10^{-4}$ C/m² entspricht. Die Ladungsträgerdichte der parasitären Ladungen beträgt also $2{,}59 \cdot 10^{15}$ e⁻/m².
Frenzel [Fre 80] untersuchte die Abhängigkeit fester Oxidladungen von der Anwesenheit von Chlorverbindungen in der Oxidationsatmosphäre. Er findet für reinen Sauerstoff einen Wert von $Q_0 = 1{,}5 \cdot 10^{15}$ m⁻², der gut vergleichbar mit dem oben gemessenen Wert ist. Durch die Anwesenheit von 0,2 % Chlorverbindungen in der Oxidationsatmosphäre läßt sich dieser Wert um

eine Größenordnung verringern [Fre 80].

Bei T = 4,2 K ist $q\Psi_B = 0{,}563$ eV, $U_T' = 2{,}285$ V und $\phi_{ms} = -0{,}898$ V. Damit erhält man

$$\frac{Q_0}{C_{ox}} = \phi_{ms} + U_T' - U_T = 1{,}4\ \mathrm{V} - U_T \qquad (8.13)$$

Die Temperaturänderung von Ψ_B und E_G resultieren in einer Verschiebung der Einsatzspannung beim Abkühlen auf 4,2 K um +0,3 V. Die gemessene Einsatzspannung bei 4.2 K ist jedoch um ungefähr 2 V größer. Nach Gleichung (8.4) bedeutet dies eine Erhöhung der netto Ladungsträgerdichte. Man errechnet eine Ladungsträgerdichter von $1{,}6 \cdot 10^{16}$ e^-/m^2. Eine mögliche Ursache für die Erhöhung der Dichte der parasitären Ladungen bei tiefen Temperaturen ist folgende: Die Fermi-Dirac Funktion ist bei 4,2 K annähernd eine Stufenfunktion, wogegen sie bei 300 K einige kT um die Fermienergie verschmiert ist. Störstellen aufgrund von Grenzflächendefekten in diesem Bereich sind bei 300 K unbesetzt, bei 4,2 K jedoch besetzt [Rog 68], [Ral 84]. Diese Differenz resultiert in einer Verschiebung der Einsatzspannung über die Änderung der intrinsischen Halbleitereigenschaften mit der Temperatur hinaus.

8.3.2.1. Abhängigkeit der Einsatzspannung von Prozeßparametern

Die Einsatzspannung der Transistoren reagiert empfindlich auf das Vorhandensein parasitärer Ladungen im Gate-Bereich. Wie oben schon erwähnt, erhöht sich die Einsatzspannung beim Sputtern der Gatemetallisierung im Gegensatz zum Dampfen derselben um 3 V. Einen Effekt in entgegengesetzter Richtung bringt das Wachsen des Gateoxids in nicht optimal sauberer Umgbung. Bei der Oxidation in einem Röhrenofen, in dem auch andere Prozesse wie Diffusion, Substratglühen etc. vorgenommen wurden, wurden soviele Fremdstoffe in das Oxid eingebaut, daß die Kanäle zumeist leitend waren oder eine Einsatzspannung im mV-Bereich aufwiesen. Der Drain-Source Strom mußte dann durch eine negative Gatespannung unterdrückt werden. In diesem Zusammenhang machte sich auch die Reinheit des verwendeten Sauerstoffs bemerkbar, eine Reinheit von nur 99,99 % führte zu völligem Ausfall der Bauelemente.
Um die Verwendung von gedampften SiO_2 als Gateoxid für die Proximityeffektkontakte zu untersuchen, wurden FETs mit diesem hergestellt. Es zeigt sich sehr deutlich, daß die Qualität des Oxids zu schlecht ist. Die Einsatzspannungen waren selbst für dicht nebeneinanderliegende Transistoren stark unterschiedlich. Die g_m vs. U_G Kennlinie zeigt in einem Fall ein hystereti-

sches Verhalten, was auf eine erhebliche Anzahl beweglicher Ladungen im Oxid hinweist.

8.3.3. Gleichstromverhalten der FETs

Das typische Ausgangskennlinienfeld eines solchen Transistors bei 300 K und 4,2 K zeigt Abb. 8.14.

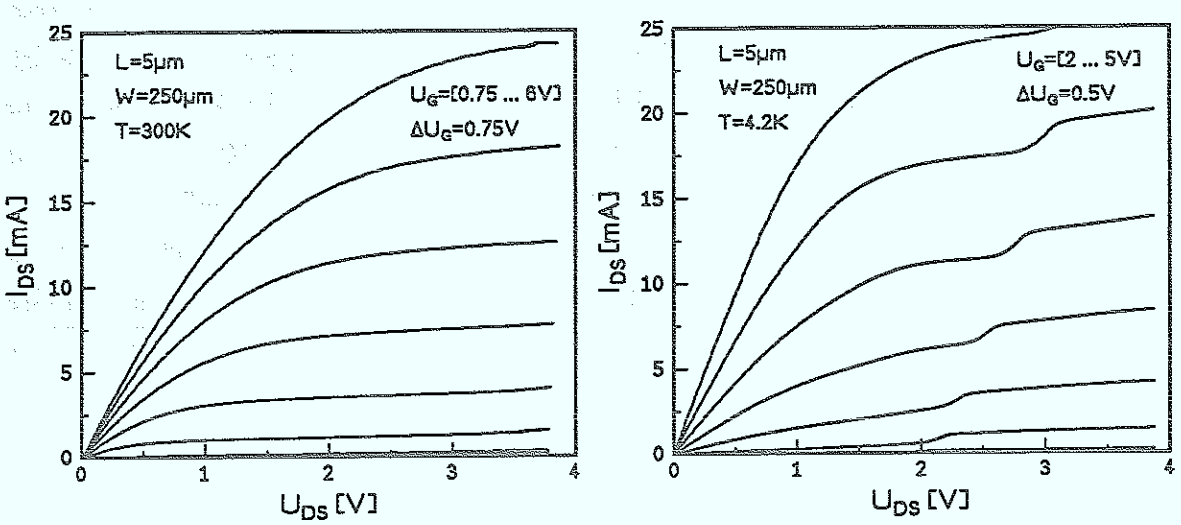


Abb. 8.14 Kennlinienfeld eines FET bei 300K (links) und 4,2 K (rechts).

Man erkennt den linearen Anstieg der Kennlinie und für große U_{DS} den Bereich der Sättigung. In Abb. 8.15 ist der Strom durch den Transistor in Abhängigkeit von der Gatespannung für eine Drain-Source Spannung von 4 V (Sättigungsbereich), sowie die Steilheit g_m dargestellt.

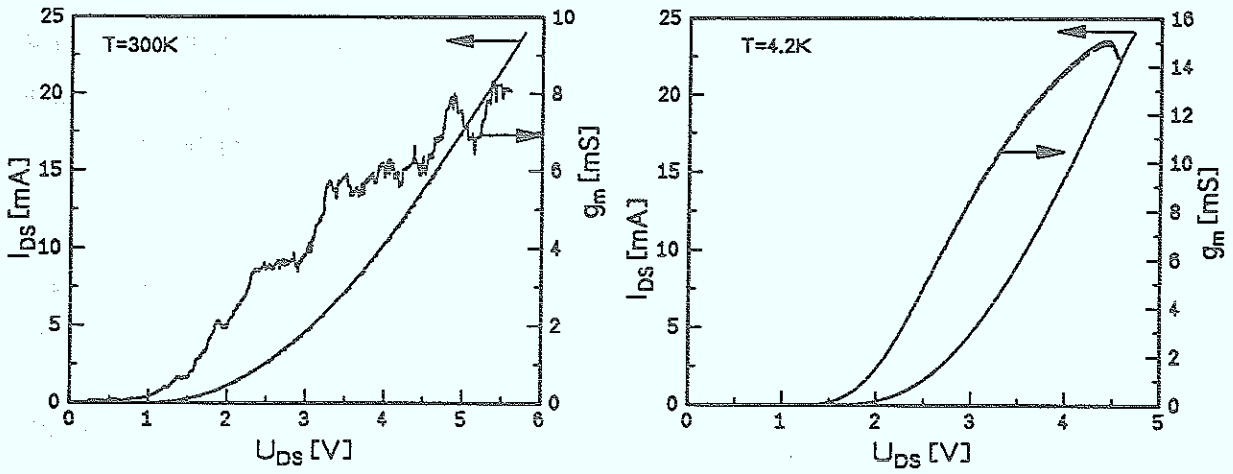


Abb. 8.15 Steilheit eines FET mit 5 µm geometrischer Kanallänge bei 300 K und 4,2 K.

Die extrinsische Steilheit g_m^{300K} bei 300 K im Sättigungsbereich beträgt 36 mS/mm, sie verdoppelt sich annähernd beim Betrieb bei 4,2 K auf $g_m^{4,2K}$ = 60 mS/mm. Im Vergleich dazu hat der kommerzielle MOSFET 2N3797 bei 4,2 K eine Steilheit von 2,5 mS [Day 86], mit typischer Kanallänge von 1 mm ergibt sich g_m= 2,5 mS/mm.
Mit den bekannten Kontaktwiderständen läßt sich auf die intrinsische Steilheit zurückrechnen [Cho 87]:

$$g_{mi} = g_m / (1 - R_S g_m) \tag{7.14}$$

Man erhält somit g_{mi}^{300K} = 42 mS/mm und $g_m^{4,2K}$ = 84 mS/mm.

8.3.3.1. Anomale Gleichstromkennlinien bei T = 4,2 K

Das Ausgangskennlinienfeld der Transistoren bei 4,2 K ist im Sättigungsbereich nicht mehr linear, sondern zeigt bei bestimmten Drain-Source Spannungen eine steilen Anstieg des Drain-Source Stroms und geht dann wieder in einen linearen Verlauf über (Abb. 8.14). Die Position dieses Anstiegs ist abhängig von der angelegten Gatespannung.
Ein ähnliches Verhalten der Transistoren findet man bei FETs, die auf SOI (Silicon-On-Insulator)-Substraten hergestellt wurden [Thi 75], [Kat 85]. Die Analogie ist auch sofort ersichtlich: Bei 4,2 K sind die Ladungsträger im Silizium ausgefroren und das Substrat verhält sich wie ein Isolator. Sowohl die Transistoren in SOI-Technik als auch auf massivem Silizium bei 4,2 K ha-

ben ein isolierendes Substrat.
Im Sättigungsbereich der Kennlinie, also bei Drain-Source Spannungen oberhalb U_{Dsat}, ist der Kanal soweit eingeschnürt, daß der Strom auch mit steigender Spannung U_{DS} nur unwesentlich weiter ansteigt. Die Differenzspannung U_{DS} - U_{Dsat} fällt daher über dem abgeschnürten Bereich ab. Dabei entstehen schnell so hohe Feldstärken, daß in einem Lawinendurchbruch Elektron-Loch Paare erzeugt werden. Da das Substrat isolierend ist, können die Löcher nicht über dieses abfließen. Simulationen [Kat 85] zeigen, daß sich die Löcher daher unterhalb der Gateelektrode sammeln und dadurch das elektrostatische Potential vergrößern. Dies führt zu einer verstärkten Leitfähigkeit des Kanals. In der Nähe der Einschnürung des Kanals befindlichliche Löcher wiederum konvertieren diesen Bereich zu einem leitfähigen Kanal [Gho 90] und erhöhen so den Stromfluß von Drain nach Source.
Die Potentialänderung durch die unterhalb der Gateelektrode akkumulierten Löcher entspricht einer scheinbaren Verringerung der Einsatzspannung des Transistors. Nach Gleichung (8.7) ist im Sättigungsbereich $\sqrt{I_{DS}} \propto (U_G - U_T)$. Aus der linearen Extrapolation zu $I_{DS} = 0$ mA erhält man U_T. In Abb. 8.16 ist der Verlauf dieser Kurven für U_{DS} vor und nach der Stromstufe gezeigt.

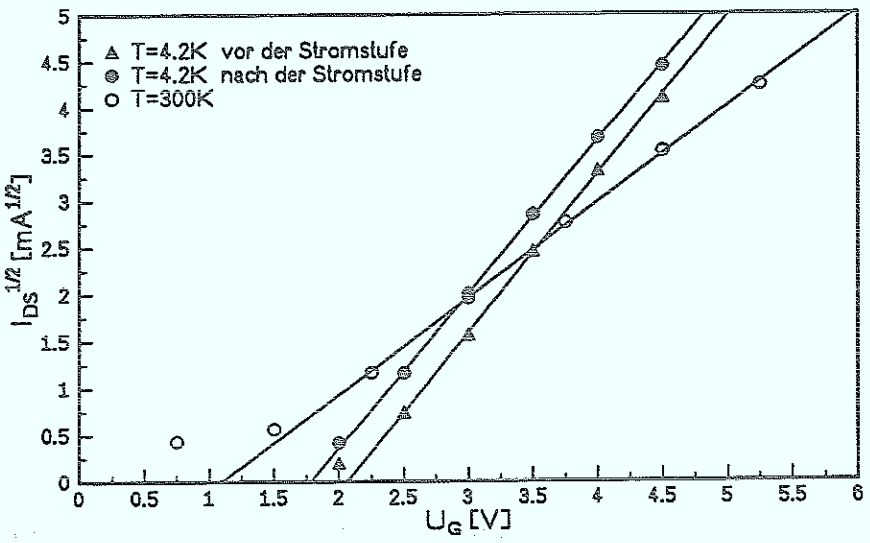


Abb. 8.16 Abhängigkeit der Wuzel aus dem Drain-Source-Strom von der Gatespannung bei 300 K (offene Kreise), bei 4,2 K vor der Stromstufe (Dreiecke) und nach der Stromstufe (gefüllte Kreise).

Die Akkumulation der Löcher führt zur Kennlinie eines Transistors mit um 0,3 V verringerter Einsatzspannung.

Es ist offensichtlich, daß der Betrieb eines Transistors im Bereich der Stromstufe zu einem stark nichtlinearen Verhalten führt. Die definierte Einstellung eines Arbeitspunktes ist hier nur schwer möglich. Beim Betrieb der FETs in flüssigem Helium ist man jedoch generell bemüht, den Arbeitspunkt so zu wählen, daß möglichst wenig Energie dissipiert wird, um so ein Aufheizen des Substrats und eine erhöhte Abdampfrate des Heliums zu vermeiden. Der Arbeitsbereich des Transistors wird also in der Regel unterhalb der Stromstufe liegen.
Des weiteren findet man eine Erhöhung des $1/f$ Rauschens im Bereich der Stufe [Die 91], so daß sich der Signal-Rauschabstand eines Verstärkers, betrieben in diesem Arbeitspunkt, verschlechtert.
Durch geeignete Maßnahmen lassen sich die Stromstufen auch unterdrücken. Zum einen kann der Transistors als Doppel-FET ausgeführt werden [Gao 90] oder es besteht die Möglichkeit, durch ein geeignetes Dotierprofil im Kanal die Löcher abzuleiten [Bro 88].

8.3.4. Hochfrequenzeigenschaften der FETs

Die maximale Arbeitsfrequenz f_T des Transistors ist als die Frequenz definiert, bei der das Verhältnis von Eingangsstrom zu Ausgangsstrom gleich eins ist. Unter dieser Bedingung erhält man [Sze 85]:

$$f_T = \frac{g_m}{2\pi C_{in}} \tag{8.15}$$

wobei C_{in} die Eingangskapazität des Transistors ist. Sind die Kapazitäten der Zuleitungen und des Gateüberlapps zu vernachlässigen, so ist $C_{in} = LWC_{ox}$. Für den oben vorgestellten FET mit Kanallänge $L = 4\ \mu m$, Kanalbreite $W = 250\ \mu m$ und $C_{ox} = 1{,}38 \cdot 10^{-3}\ F/m^2$ ist die maximale Arbeitsfrequenz bei $T = 300\ K$ ($g_m = 36\ mS/mm$) $f_T = 1\ GHz$. Bei $T = 4{,}2\ K$ ($g_m = 60\ mS/mm$) steigt f_T auf 1,7 GHz an.
Für den realen Betrieb sind die parasitären Kapazitäten jedoch nicht zu vernachlässigen und bewirken eine Reduzierung der maximalen Arbeitsfrequenz. Eine genauere Betrachtung für die im Rahmen dieser Arbeit strukturierten FETs erfolgt im Zusammenhang mit der Diskussion der gekühlten Vorverstärker im folgenden Kapitel.

9. HF-SQUID mit gekühltem Vorverstärker

Die Empfindlichkeit von HF-SQUID Systemen ist in der Regel durch das Rauschen des (Raumtemperatur-) Vorverstärkers begrenzt. Sein Beitrag zum Gesamtrauschen kann durch die Verwendung eines gekühlten Vorverstärkers deutlich reduziert werden. Verwendet wurden bisher GaAs JFETs [Aho 79], und HEMTs [Cav 92] bis zu Frequenzen von 3 GHz [Müc 93]. Daten eines zweistufigen Verstärkers mit Si- JFETs wurden zwar veröffentlicht [Naw 87], allerdings nicht in Verbindung mit einem SQUID. Alle diese Verstärker bestanden aus kommerziellen, diskreten Bauelementen. Im folgenden werden die oben vorgestellten FETs als aktive Bauelemente in einem gekühlten Vorverstärker für HF-SQUIDs eingesetzt und das Rauschverhalten näher untersucht. Die Beherrschung der Prozeßtechnologie der FETs ermöglicht in der Fortsetzung die Integration von FET und SQUID auf einem Substrat.

9.1. Einführung in das HF-SQUID

9.1.1. Theoretische Grundlagen des HF-SQUID

Ein HF-SQUID [Zim 70], [Mer 70], [Nis 70] besteht aus einem supraleitendem Ring der Induktivität L mit einen einzelnen Josephsonkontakt. Der Ring ist induktiv an einen Schwingkreis mit der Resonanzfrequenz f_{HF}, auch Tankkreis genannt, angekoppelt (Abb. 9.1).

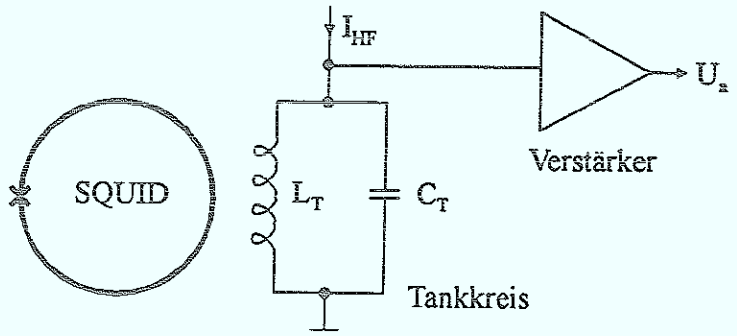


Abb. 9.1 Schema des HF-SQUID mit Tankkreis.

Der Josephsonkontakt zeichne sich durch einen kritischen Strom I_0 und eine nicht-hysteretische U-I Kennlinie aus. Abhängig von der Beziehung Gesamtfluß durch den Ring Φ_T zum externen Fluß Φ_e unterscheidet man zwei Betriebsarten der HF-SQUIDs [Sil 67],[Goo 70]. Ist der Ver-

lauf von Φ_T versus Φ monoton, d. h. die Kurve $\Phi_T(\Phi_e)$ eindeutig, so spricht man vom dispersiven oder nicht-hysteretischen Modus. Ist die Kurve $\Phi_T(\Phi_e)$ dagegen mehrdeutig (vgl. Abb. 9.2), so liegt der dissipative oder hysteretische Modus vor.

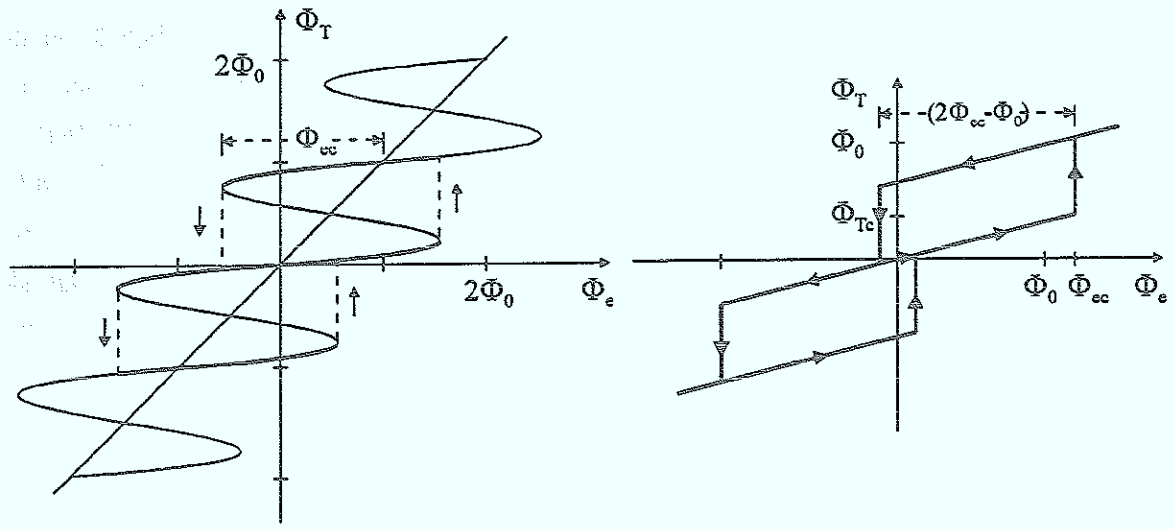


Abb. 9.2 Abhängigkeit des Gesamtflusses vom äußeren Fluß im hysteretischen Fall.

Definiert man einen dimensionslosen, von den Eigenschaften des SQUID-Rings abhängigen Parameter $\beta_e = 2\pi(LI_0/\Phi_0)$, so befindet man sich für $\beta_e \leq 1$ im dispersiven, für $\beta_e > 1$ im dissipativen Modus. Da für die in dieser Arbeit verwendeten HF-SQUID $\beta_e > 1$ gilt, sei im folgenden die Funktionsweise im dissipative Modus näher erläutert.

Aufgrund der Flußquantisierung [Lon 50] in dem Ring gilt die folgende Phasenbeziehung für den Gesamtfluß Φ_T:

$$\varphi + 2\pi\Phi_T/\Phi_0 = 2\pi n \tag{9.1}$$

mit der Phasendifferenz φ über dem Josephsonkontakt, $\Phi_0 = 2{,}05\cdot10^{-15}$ Wb dem Flußquant und n einer ganzen Zahl.
Die Phasendifferenz φ bestimmt den Suprastrom in dem Ring mit

$$I_S = -I_0 \sin(2\pi\Phi_T/\Phi_0) \tag{9.2}$$

Der Gesamtfluß durch den Ring unter Anwesenheit eines externen Flusses Φ_e ergibt sich somit zu

$$\Phi_T = \Phi_e - LI_0 \sin(2\pi\Phi_T/\Phi_0) \qquad (9.3)$$

Die Abhängigkeit des Gesamtflusses vom externen Fluß ist in Abb. 9.2 skizziert. Die Kurvenabschnitte mit positiver Steigung sind stabile Bereiche, die mit negativer nicht. Wird nun der externe Fluß Φ_e langsam von Null an erhöht, so steigt der Gesamtfluß durch den Ring aufgrund des entgegengesetzten induzierten Flusses $-LI_S$ langsamer an als der externe. Erreicht der Gesamtfluß einen kritischen Wert Φ_{Tc} bei dem externen Fluß Φ_{ec}, so ist der Suprastrom in dem Ring gleich dem kritischen Strom I_0 des Josephsonkontaktes. Das SQUID geht kurzzeitig in den spannungsbehafteten Zustand über und erhöht seinen Quantenzustand um eins. Verringert man den externen Fluß, so bleibt das SQUID in diesem Quantenzustand bis der externe Fluß $\Phi_e = \Phi_0 - \Phi_{ec}$ ist. Das SQUID geht nun in den nächst niedrigeren Quantenzustand über. Während sich das SQUID im spannungsbehafteten Zustand befindet, wird in dem Ring Energie dissipiert (daher die Bezeichnung dissipativer Modus), die wiederum dem Tankkreis entnommen wird [Zim 70]. Aufgrund dieser Bedämpfung des Schwinkreises ändert sich die Amplitude der HF-Spannung, die über die nachgeschaltete Elektronik ausgelesen wird.
Das SQUID ist induktiv an einen Tankkreis der Güte $Q = R_T/2\pi f_{HF}L_T$ bei einer Gegeninduktivität $M = K(LL_T)^{1/2}$ (K ist der Kopplungfaktor) angekoppelt. Der Strom im Tankkreis ist also im Resonanzfall $I_T = QI_{HF}$. Die Spannung über dem Tankkreis wird üblicherweise mit einem Verstärker mit großer Eingangsimpedanz detektiert.

Die Abhängigkeit der Ausgangsspannung U_T von der Amplitude I_{HF} ist in Abb. 9.3 skizziert.

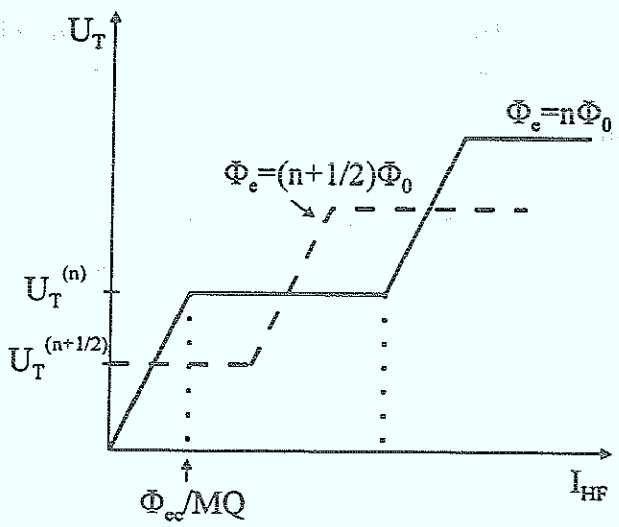


Abb. 9.3 Abhängigkeit der Tankkreisspannung von der Amplitude des HF-Stroms.

Ist der externe Fluß am SQUID $\Phi_e = 0$, so wird bei größer werdender Amplitude von I_{HF} ein Fluß $MI_T = QMI_{HF}$ im Ring induziert. Die Spannung über dem Tankkreis steigt linear mit wachsen-
dem I_{HF} an. Wird im Ring der kritische Fluß Φ_{ec} erreicht, also $I_T = \Phi_{ec}/M$ oder $I_{HF} = \Phi_0/MQ$, so geht das SQUID in den nächst höheren Quantenzustand über. Die Spannung über dem Tankkreis ist dann $U_T^{(n)} = 2\pi f_{HF} L_T \Phi_{ec} / M$, n aus $\Phi = n\Phi_0$. Der Tankkreis benötigt einige Zyklen, um die dissipierte Energie wieder auszugleichen. Dies geschieht umso schneller, je größer die Amplitude von I_{HF} ist. Man findet ein Plateau in der $U_T(I_{HF})$ Kennlinie. Ist die Amplitude von I_{HF} so groß, daß die Energieverluste sofort wieder ausgeglichen werden, so erhält man einen zweiten Bereich linearen Anwachsens von U_T mit steigendem I_{HF}. Die $U_T(I_{HF})$ Kurve besteht also aus einer Folge linearer Anstiege und Plateaus.
Befindet sich das SQUID in einem externen Fluß $\Phi = \Phi_0/2$, so verschiebt sich die Kurve in Abb. 9.3 um $\Phi_0/2$. Der Übergang in den nächsten Quantenzustand erfolgt daher bei $\Phi = (\Phi_c - \Phi_0/2)$. Die Plateaus konstanter Tankkreispannung liegen somit bei $U_T^{(n+1/2)} = 2\pi L_T(\Phi_c - \Phi_0/2)/M$. Damit ergibt sich die maximale Änderung der Tankkreisspannung zu $\Delta U_T = \frac{2\pi f_{HF}}{M}\frac{\Phi_0}{2}$ [Zim 70].

Zur Messung der Transferfunktion des SQUID wird die Amplitude so eingestellt, daß die Tankkreisspannung U_T auf einem Plateau liegt und der externe Fluß niederfrequent (~ 1 kHz) moduliert. Stellt man z. B. auf einem Oszilloskop die Abhängigkeit der Tankkreisspannung von der Amplitude des NF-Flusses dar, so erhält man die dreieckförmige Fluß-Spannungs Transferfunktion, deren Periode einem Flußquant entspricht. Eine Änderung des externen Flusses bewirkt eine Verschiebung des Dreieckmusters.

Zur Linearisierung der Transferfunktion und um einen stabilen Betrieb des SQUID über einen weiten Bereich zu gewährleisten, wird es häufig in einer Flußregelschleife betrieben. Dazu wird der Fluß durch das SQUID durch ein von der Elektronik erzeugtes Kompensationsfeld konstant gehalten [For 67].

9.1.2. Rauschen des HF-SQUID

Die Empfindlichkeit eines HF-SQUID-Systems ist durch sein Rauschen begrenzt. Dabei spielen das Rauschen des Vorverstärkers und das intrinsische Rauschen des SQUIDs die größte Rolle.

Wie oben näher erläutert, finden die Quantenübergänge des SQUID bei Überschreiten des kritischen Flusses $\Phi = \Phi_{ec}$ statt. Im realen System ist dieser Übergang jedoch nicht scharf, sondern tritt aufgrund thermischer Anregung mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit auch bei $\Phi \neq \Phi_{ec}$ auf [Kur 72]. Dadurch wird die $U_T(I_{HF})$ Kurve verrundet und die Plateaus geneigt (vgl. Abb. 9.4).

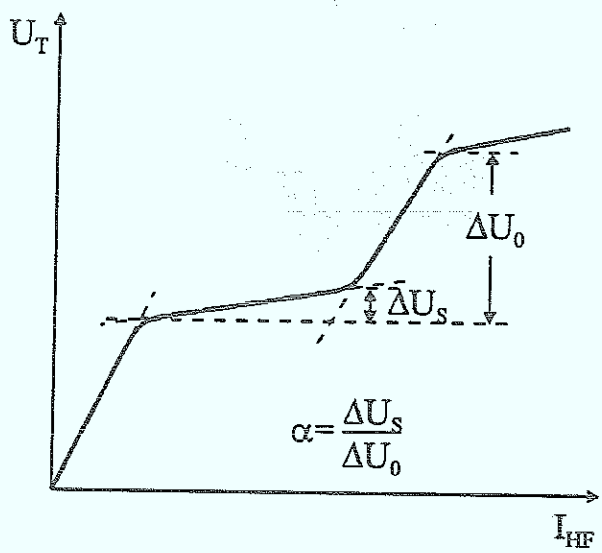


Abb. 9.4 Rauschverrundung der Kurve Abb. 9.3.

Diese Fluktuationen erzeugen ein äquivalentes Flußrauschen, daß mit dem Stufenparameter $\alpha = \Delta U_s/\Delta U_0$ korreliert ist [Jac 75]:

$$\langle \delta\Phi_i^2 \rangle^{1/2} = 0,7 \cdot \alpha \cdot \Phi_0 / \sqrt{f} \qquad (9.4)$$

Man kann also direkt aus der Kennlinie $U_T(I_{HF})$ das intrinsische Rauschen des HF-SQUID abschätzen.

Eine weitere wichtige Beziehung für des intrinsische Rauschen ist aus Gleichung (9.4) zu sehen. Für ein gegebens HF-SQUID mit einem festen Stufenparameter α läßt sich das weiße Rauschen durch Erhöhen der Tankkreisfrequenz veringern ($\langle \delta\Phi_i^2 \rangle^{1/2} \propto 1/\sqrt{f}$, vgl. auch die theoretischen Arbeiten von Kurkijärvi [Kur 73]).

9.1.3. Design und Herstellung des HF-SQUID

Für erste Experimente zum Betrieb eines HF-SQUID mit gekühltem Si-FET Vorverstärker wurden planare HF-SQUID-Gradiometer in Niobtechnologie hergestellt. Sie bestehen schematisch aus zwei sich berührenden supraleitenden Ringen mit einem gemeinsamen Josephsonkontakt (vgl. Abb. 9.5).

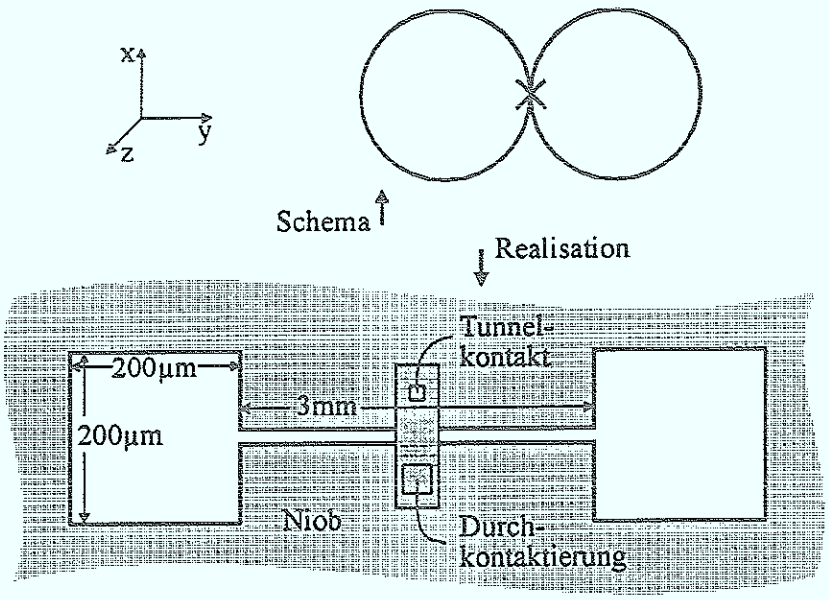


Abb. 9.5 Schema eines HF-SQUID-Gradiometers und seine Realisierung.

Diese Konfiguration bildet ein Gradiometer erster Ordnung. Dringt durch beide Ringe der gleiche Fluß, so subtrahieren sich die gegenläufigen induzierten Ströme in den Ringen in dem Josephsonkontakt. Erst ein Flußgradient $\partial B_z / \partial y$ ezeugt einen resultierenden Strom im Kontakt und läßt sich so detektieren. Eine solche Anordnung ist daher insensitiv gegenüber Gleichfeldern (z. B. dem Erdmagnetfeld).

Auf ein an der Oberfläche zur Isolation oxidiertes Siliziumsubstrat wird zunächst der SQUID-Körper, bestehend aus einer 100 nm dicken, gesputterten Niobschicht, strukturiert. Er enthält die zwei SQUID-Öffnungen von 200 x 200 μm^2 in einem Abstand von 3 mm (Basislänge des Gradiometers), die die Gradiometeranordnung bilden. Darauf werden zweimal je 150 nm SiO als Isolationsschicht aufgedampft. Das zweimalige Aufdampfen mit jeweils anschließendem Lift-off in Aceton ist notwendig, um häufig auftretende Pinholes im SiO und daraus folgende Kurzschlüsse nach der Metallisierung zu vermeiden. In dem Oxid bleiben zwei unterschiedlich

große Fenster offen. Das kleinere mit Abmessungen von 3 x 3 μm^2 definiert die Fläche des Tunnelkontaktes, das größere mit einer Fläche von 20 x 20 μm^2 dient zur Durchkontaktierung. Über diese Fenster wird nun die Schichtfolge Al-Al_xO_y-Nb strukturiert. Dazu wird zunächst in einem ersten Schritt in der Sputteranlage ein HF-Plasma gezündet und durch den Beschuß mit Argonionen das natürliche Oxid an der Oberfläche der Grundelektrode entfernt. Anschließend werden 30 nm Al gesputtert, die bei einem Sauerstoffpartialdruck von 100 Pa 2,5 Stunden lang bei Raumtemperatur oxidiert werden. Die Oxiddicke beträgt dann typischerweise 2 nm. Zuletzt werden noch als Deckelektrode 100 nm Niob aufgesputtert.
Der kritische Strom I_0 der Tunnelkontakte beträgt 10 μA, was einer Stromdicht von 10^6 A/m^2 entspricht. Die so hergestellten HF-SQUID haben eine geometrische Induktivität von $L_{SQ} = 300$ pH. Aus der Rauschverrundung der $U_T(I_{HF})$-Kurve ermittelt man einen Stufenparameter $\alpha = 0{,}1$ [Müc 93].

9.2. Auslegung des gekühlten Vorverstärkers

Für die Auslesung des HF-SQUID wurde ein einstufiger FET-Vorverstärker in Source-Schaltung für den Betrieb bei 4,2 K entworfen. Das Schaltbild zeigt Abb. 9.6. Mit einem FET als aktivem Bauelement läßt sich so relativ einfach ein hochohmiger Eingang realisieren.

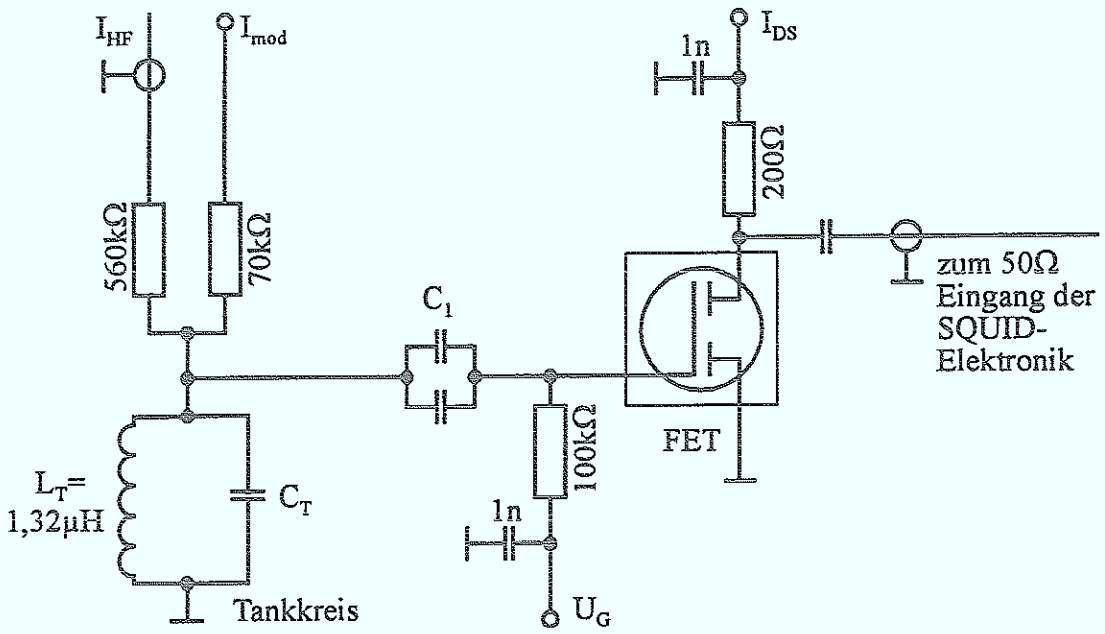


Abb. 9.6 Schaltplan des gekühlten Vorverstärkers mit Si-FET.

Die Hochfrequenz zum Betrieb des SQUID wird über ein Koaxialkabel und einen Widerstand (R = 560 kΩ bei 4,2 K) zu dem Tankkreis geführt. Die Spule des Schwingkreises besteht aus 20 Windungen Kupferlackdraht mit einem Durchmesser von 1,2 mm. Sie ist in ein Plexiglasplättchen eingeklebt und wird über einer der SQUID-Schleifen positioniert. Ihre Induktivität beträgt L_T = 1,32 µH. Der Kondensator C_T des Tankkreises konnte variiert werden, um so das HF-SQUID bei verschiedenen Frequenzen zu betreiben.
Über einen zweiten Widerstand (R = 70 kΩ) wird der Rückkoppelstrom auf den Tankkreis gegeben, um das SQUID in einer Flußregelschleife betreiben zu können. Der Gleichspannungsanteil der Spannung über dem Tankkreis wird über die Kondensatorkombination C_1 abgeblockt. Der Arbeitspunkt des FET (Gatevorspannung und Drain-Source Bias) kann von außen über Widerstände eingestellt werden. Die 1 nF Kondensatoren blocken die Hochfrequenzanteile auf den Gleichspannungszuleitungen gegen Masse ab.
Über ein Koaxialkabel ist der Vorverstärker mit dem 50 Ω Eingang der nachfolgenden (bei Raumtemperatur betriebenen) SQUID-Elektronik verbunden.

9.2.1. Frequenzlimitierung des Verstärkers

Zunächst wurde die Resonanzfrequenz des Tankkreises mit dem jeweiligen Kondensator C_T bei 4,2 K gemessen. Mit

$$L_T C_T + L_T C_{in} = \frac{1}{4\pi^2 f^2} \tag{9.5}$$

läßt sich aus diesen Daten die Induktivität L_T die Eingangskapazität des FET C_{in} entnehmen (Abb. 9.7).

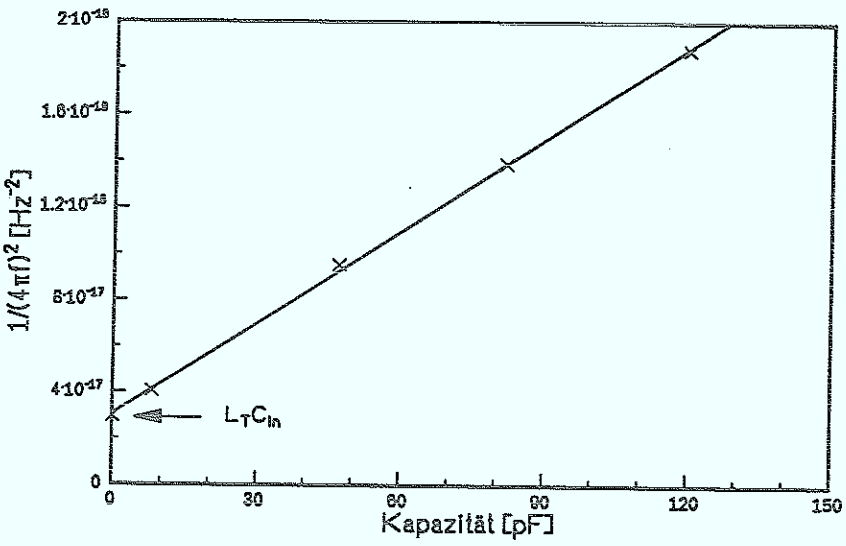


Abb. 9.7 Kurve zur Bestimmung der Eingangskapazität des Transistors und der Induktivität der Tankkreisspule.

Man erhält so $L_T = 1{,}32 \cdot 10^{-6}$ H und für den FET #346.3 eine Eingangskapazität $C_{in} = 23 \cdot 10^{-12}$ F.

Für ein erstes Design des FET wurden Masken verwendet, die ursprünglich für andere Strukturen hergestellt wurden. Dadurch ergab sich sehr großer Überlapp der Gateelektrode über die Drain und Source Regionen von jeweils etwas mehr als 20 µm. Die sich aus dem Überlapp berechnende Kapazität beträgt $25 \cdot 10^{-12}$ F und stimmt recht gut mit dem Wert aus den Tankkreismessungen überein.

Berechnet man nun mit diesem Wert nach Gleichung 8.15 die maximale Arbeitsfrequenz des Transistors, so ist sie deutlich kleiner und beträgt bei T = 300 K nur noch f_T = 62 MHz, bei

4,2 K ist f_T = 104 MHz.
Bei stetiger Verkleinerung von C_T und damit steigender Resonanzfrequenz zeigt sich, daß der Vorverstärker schon bei Frequenzen größer 20 MHz anfängt zu schwingen. Die Kapazität des Überlapps der Gateelektrode über den Drainbereich und die Induktivitäten der Zuleitungen führen zu einer internen Rückkopplung und damit zu einem instabilen Verhalten des Transistors. Bei Frequenzen oberhalb 18 MHz neigt der Vorverstärker zum Schwingen. Dieses instabile Verhalten führt zu einem erhöhten Rauschbeitrag, der sich verschlechternd auf die Empfindlichkeit des Systems auswirkt (vgl. Kap. 9.3.1).
Um die Eingangskapazität der FETs zu verkleinern und damit eine höhere Betriebsfrequenz zu ermöglichen, wurde der Überlapp der Gateelektrode verringert. Da der komplette Kanal jedoch bei Anlegen einer Gatespannung invertiert sein muß, um nicht einen isolierenden Bereich zwischen Drain und Source zu erhalten, wurde ein immer noch relativ großer Überlapp zugelassen.
Mit Transistoren dieser Geometrie konnte dann ein Vorverstärker mit einer Arbeitsfrequenz von 41 MHz realisiert werden. Der Verstärker arbeitet stabil, die rückkoppelnde Kapazität ist also klein genug. In der 41 MHz-Version wird jedoch auf den Schwinkkreiskondensator C_T ganz verzichtet, so daß die Eingangskapazität des FET zusammen mit der Induktivität L_T den Tankkreis bildet. Eine weitere Erhöhung der Tankkreisfrequenz wäre durch ein Verkleinern der Induktivität möglich. Dann würde sich jedoch der Kopplungsparameter zwischen Spule und SQUID ändern und die Daten für das System wären nicht direkt vergleichbar.

Aus den Tankkreisdaten errechnet sich die Eingangskapazität zu C_{in} = 11,4 pF. Damit ergibt sich eine maximale Arbeitsfrequenz des FET bei 4,2 K von f_T = 209 MHz (Gl. (7.15)). Daraus errechnet sich die Verstärkung des Transistors (mit V = 6 dB/Oktave) zu ~12 dB bei 41 MHz, der Betriebsfrequenz des Transistors im HF-SQUID System. Die aus dem Gateüberlapp errechnete Kapazität beträgt jedoch nur 4 pF. Das entspräche einer maximale Arbeitsfrequenz von f_T = 597 MHz.

Eine Möglichkeit, den Gateüberlapp nahezu auf Null zu reduzieren, ist die Ausnutzung eines selbstjustierenden Prozesses für die Dotierung und Metallisierung der Anschlußflächen. Aus technologischen Gründen muß dann jedoch die Dotierung der aktiven Bereiche des FET über eine Implantation erfolgen. Dies macht die Implementation eines völlig anderen Prozesses notwendig und ist im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich gewesen. Eine weitere Möglichkeit, die Schwingungsneigung zu verringern, wäre die Realisation eines dual-gate FETs, dessen zweites Gate über einen Kondensator hochfrequenzmäßig an Masse gelegt wird. Damit wird die Rückkopplung über die Drain-Kapazität vermieden.

9.3. Messungen am HF-SQUID System

Für die Messungen am HF-SQUID System wurden SQUID und FET zusammen mit den diskreten passiven Bauteilen des Vorverstärkers auf eine kupferkaschierte Epoxydharzplatine montiert (Abb. 9.8).

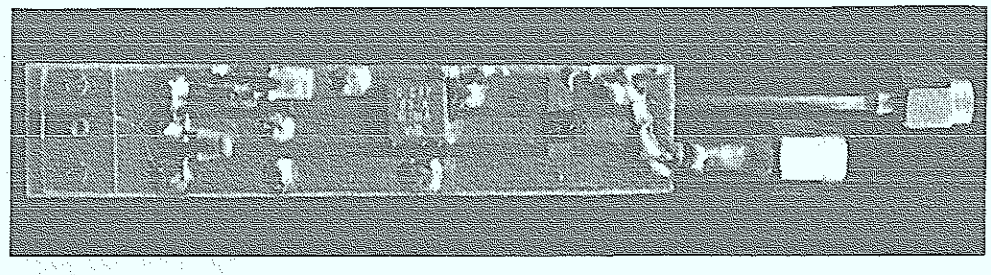


Abb. 9.8 Probenhalter mit HF-SQUID, FET und den für den Vorverstärker notwendigen passiven Bauteilen.

Man erkennt die koaxialen Leitungen für den Eingang der Hochfrequenz zum Tankkreis und den Ausgang des Vorverstärkers. Die Gleichstromanschlüsse für Drain- und Gatebias sowie für die Rückkoppelschleife befinden sich auf der Rückseite des Probenhalters. Die komplette Platine wird während der Messungen in flüssiges Helium (T = 4,2 K) eingetaucht, so daß auch der FET bei dieser Temperatur betrieben wird. Es braucht nicht schon bei Raumtemperatur eine Inversionsschicht erzeugt und der Transistor durch Energiedissipation auf einer lokal höheren Betriebstemperatur gehalten werden, wie bei Messungen mit Depletion-Typ FETs oft angewandt [Day 68]. Zur Abschirmung externer magnetischer Störungen werden die Systeme in einem Bleizylinder gemessen. Die Rauschmessungen erfolgen beim Betrieb der HF-SQUIDs in einer Flußregelschleife.

9.3.1. Flußrauschen in Abhängigkeit von der Frequenz des Tankkreises

Wie oben erläutert, konnte durch Variation des Tankkreiskondensators C_T die Resonanzfrequenz des Tankkreises und damit die Betriebsfrequenz des SQUID variiert werden.
Für die Messungen bis 22 MHz wurde der FET #346.3 verwendet. Oberhalb 18 MHz wurde dieser jedoch instabil. Mit der verbesserten Version #1W15.1 ließ die Tankkreisfrequenz auf 41 MHz erhöhen. Hier konnte ein minimales Flußrauschen des Systems von $\langle\delta\Phi_N^2\rangle^{1/2} = 15{,}2\ \mu\Phi_0/\sqrt{\mathrm{Hz}}$ gemessen werden. Bis hinunter zu Frequenzen von 1 Hz war kein $1/f$-Rauschen sichtbar (Abb. 9.9).

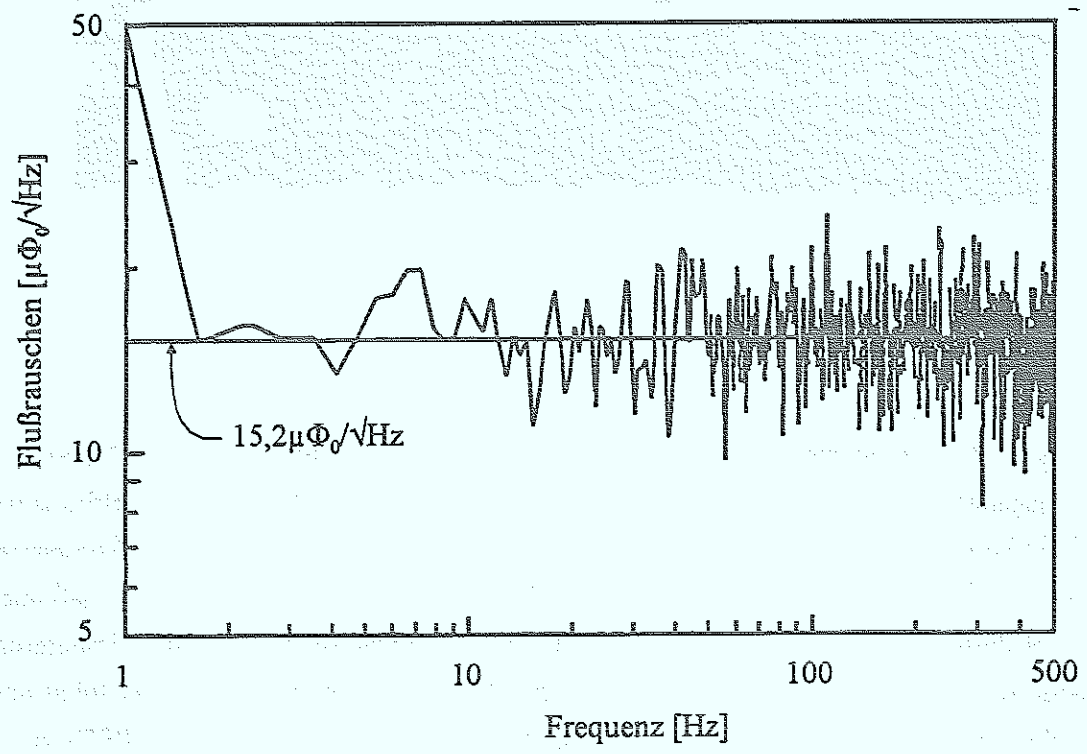


Abb. 9.9 Flußrauschen des HF-SQUID Systems mit gekühltem Vorverstärker bei einer Betriebsfrequenz von 41 MHz.

Das spektrale Flußrauschen des System in Abhängigkeit von der Gatespannung des Transistors ist für verschiedene Frequenzen in Abb. 9.10 dargestellt. Die Drain-Sourcespannung für die Kurven mit FET #346.3 beträgt U_{DS} = 4 V, für die 41 MHz-Kurve (FET #1W15.1) ist U_{DS} = 1,5 V.

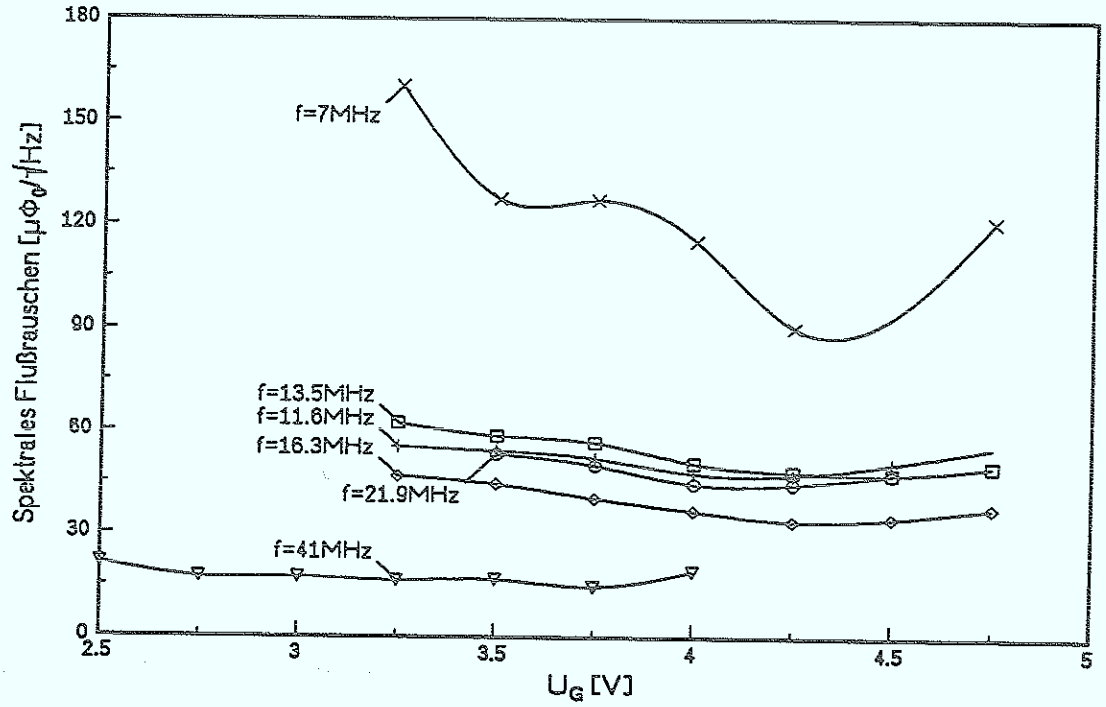


Abb. 9.10 Spektrales Flußrauschen in Abhängigkeit von der Gatespannung des FET für verschiedene Frequenzen.

Daß die Meßpunkte der 41 MHz-Kurve bei deutlich kleineren Gatespannungen liegen, ist durch die kleiner Einsatzspannung des Transistors #1W15.1 gegenüber #346.3 bedingt.

Aus der Darstellung ist auch sehr gut der Einfluß der beginnenden Instabilität des FET #346.3 bei Frequenzen um 20 MHz zu sehen. Während das spektrale Flußrauschen des Systems bis 16 MHz mit größer werdender Tankkreisfrequenz abnimmt, steigt es bei 21,9 MHz wieder an. Dieser Anstieg kann direkt auf die Schwingungsneigung des FETs bei diesen Frequenzen zurückgeführt werden.
Zum Vergleich wurde Rauschen des Systems mit einem Raumtemperatur-Vorverstärker bei einer Tankkreisfrequenz von 7 MHz gemessen. Das spektrale Flußrauschen beträgt hier $\langle \delta\Phi_N^2 \rangle^{1/2} = 200\ \mu\Phi_0/\sqrt{\mathrm{Hz}}$.

In Abb. 9.11 ist das Flußrauschen des HF-SQUID Systems mit Raumtemperatur-Vorverstärker, mit gekühltem Vorverstärker und das intrinsische Rauschen des SQUID zusammengestellt.

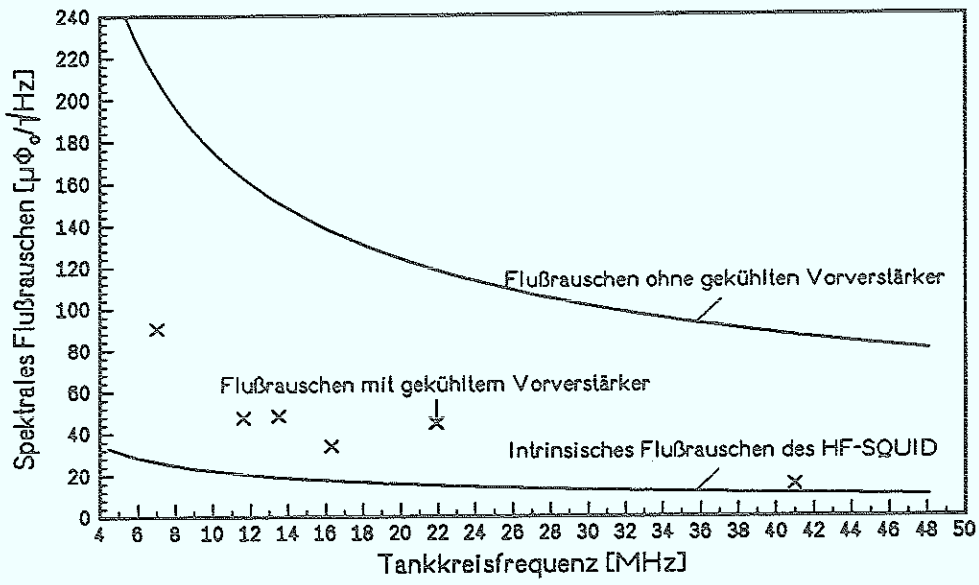


Abb. 9.11 Gemessenes spektrales Flußrauschen in Abhängigkeit von der Betriebsfrequenz (Kreuze). Die obere Linie gibt das Rauschen des Systems ohne gekühlten Vorverstärker, die untere das intrinsische Rauschen des HF-SQUID an.

Die obere durchgezogene Kurve für das Flußrauschen des Systems mit Raumtemperatur-Vorverstärker ist an den Wert bei 7 MHz (s. o.) angefittet. Die Kreuze sind die kleinsten gemessenen Rauschwerte bei den jeweiligen Tankkreisfrequenzen. Die untere durchgezogene Kuve gibt das intrinsische Flußrauschen des SQUID nach Gleichung (9.4) mit $\langle\delta\Phi_i^2\rangle^{1/2} = 0{,}7\alpha/\sqrt{f}$ [Jac 75] an. Der Stufenparameter für das hier verwendete SQUID ist $\alpha = 0{,}1$ [Müc 93].
Man erkennt, daß das Flußrauschen des Gesamtsystems bei 41 MHz sehr nahe an das berechnete intrinsische Rauschen des SQUID von $\langle\delta\Phi_i^2\rangle^{1/2} = 11\ \mu\Phi_0/\sqrt{\mathrm{Hz}}$ herankommt. Der Vorverstärker liefert also offensichtlich nur noch einen sehr kleinen Beitrag zum Gesamtrauschen des Systems.

Über dem zweiten SQUID-Ring des Gradiometers ist eine planare integrierte Einkoppelspule strukturiert. Ihre Induktivität beträgt $L_E = 0{,}7\ \mu H$ und der Kopplungsfaktor zwischen SQUID und Spule $\kappa^2 = 0{,}7$. Mit dem Flußrauschen läßt sich die Energieauflösung des Systems zu

$$\varepsilon = \frac{\langle\Phi_N^2\rangle}{2\cdot L_{SQ}\cdot\kappa} \tag{9.6}$$

berechnen [Jac 75].

Man erhält so für die spektrale Energieauflösung des hier vorgestellten Systems bei 41 MHz von $\varepsilon = 1{,}9 \cdot 10^{-30}$ J/Hz (bei $\langle \delta\Phi_N^2 \rangle^{1/2} = 15{,}2\ \mu\Phi_0/\sqrt{Hz}$).

9.3.2. Flußrauschen in Abhängigkeit vom Arbeitspunkt des Transistors

Die Abhängigkeit des Systemrauschens vom Arbeitspunkt des Transistors sieht für alle gemessenen Tankkreisfrequenzen qualitativ ähnlich aus. Sie sei daher am Beispiel der 41 MHz Version diskutiert. Abb. 9.12 zeigt die Abhängigkeit des spektralen Flußrauschens des Systems von der Gatespannung bei unterschiedlichen Drain-Source Vorspannungen.

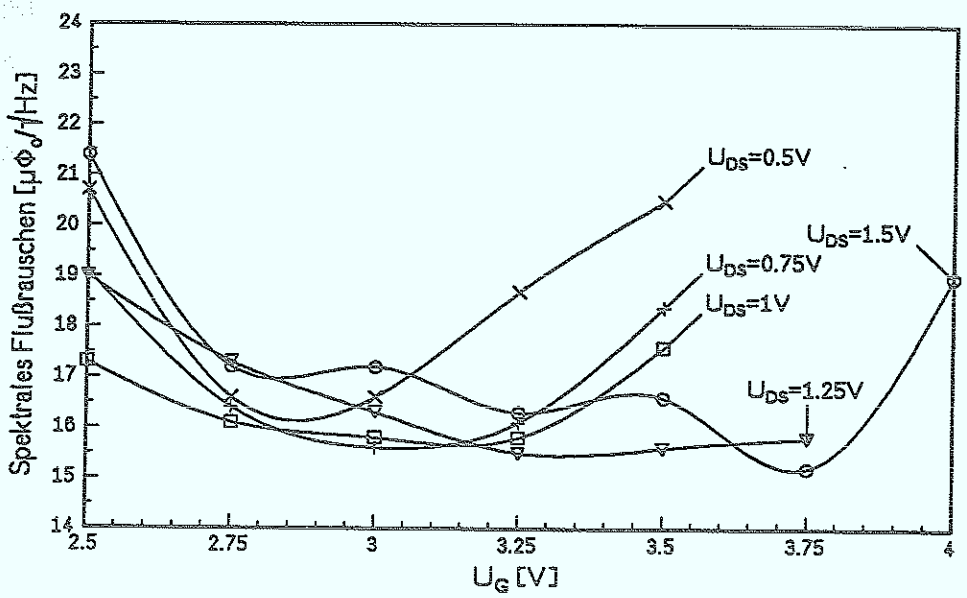


Abb. 9.12 Spektrales Flußrauschen in Abhängigkeit von der Gatespannung für verschiedene Drain-Source Spannungen. Die Betriebsfrequenz beträgt f = 41 MHz.

Generell ist in den Kurven kein ausgeprägtes Plateau zu erkennen, das eine Unabhängigkeit des Rauschens vom Transistorarbeitspunkt bedeuten würde. Diese Tatsache ist ein weiterer Hinweis darauf, daß der Vorverstärker noch einen, wenn auch geringen, Beitrag zum Systemrauschen liefert. Es ist daher für ein optimal empfindliches System notwendig, den Arbeitspunkt des Transistors sorgfältig einzustellen.

Läßt man jedoch ein geringfügig größeres Systemrauschens zu, z. B. einen Anstieg von $\langle \delta\Phi_N^2 \rangle^{1/2} = 15{,}2\ \mu\Phi_0/\sqrt{Hz}$ (bester Wert) auf $\langle \delta\Phi_N^2 \rangle^{1/2} = 17\ \mu\Phi_0/\sqrt{Hz}$ zu (was einer

Änderung von 13% entspricht), so findet man ein relativ breites Fenster für die Wahl der Gate- und Drain-Source-Vorspannungen. Dies ist unter anderem wichtig, wenn ein vernünftiger Kompromiß zwischen Empfindlichkeit und Energiedissipation des Systems gefunden werden soll.

9.3.3. Übersprechen zwischen FET und SQUID

Im Hinblick auf die Integration von SQUID und FET mit Vorverstärker auf einem Substrat ist von großer Bedeutung, inwieweit der Transistor das SQUID in seinen Eigenschaften beeinflußt. Das können zum einen eine erhöhte Substrattemperatur durch Dissipation, zum anderen Magnetfelder durch zu hohe Betriebsströme sein. Um den Einfluß des Magnetfeldes zu messen, wurde der Probenhalter so geändert, daß sich der Transistor in der Nähe des SQUID befindet. Der Abstand zwischen FET und SQUID beträgt nun 6,5 mm (im Gegensatz zu 60 mm bei den ersten Messungen). Die Rauschmessungen zeigten keinen nennenswerten Anstieg des spektralen Flußrauschen des Systems. Das SQUID wurde in einer Flußregelschleife betrieben und die nach dem Integrator am Ausgang anstehende Spannung ausgelesen. Der Arbeitspunkt des Transistors und damit der Strom wurde nun variiert und das dem Fluß durch das SQUID proportionale Signal gemessen. Die Daten sind in Abb. 9.13 dargestellt:

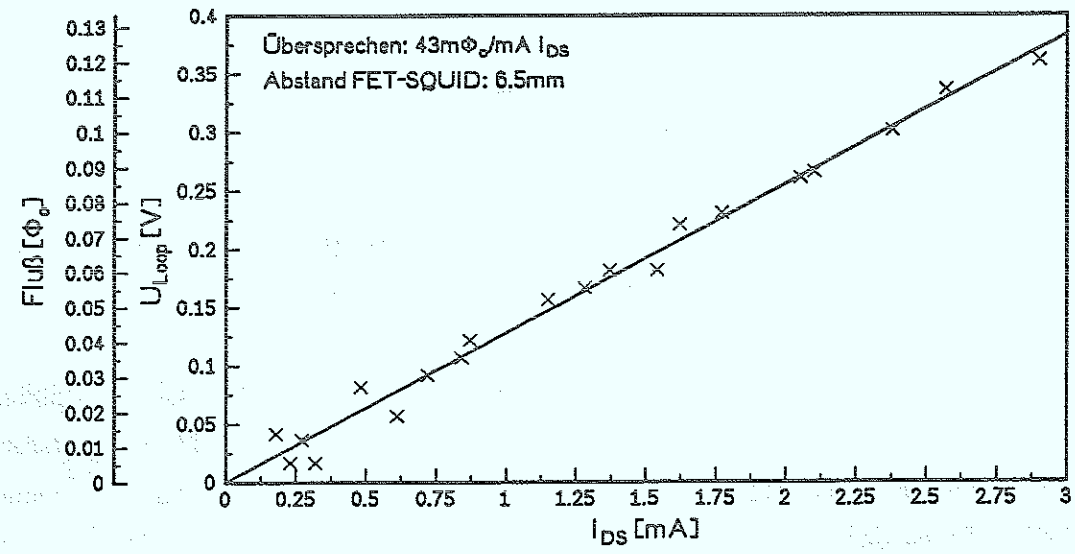


Abb. 9.13 Übersprechen des FET auf das HF-SQUID.

Neben der Ausgangsspannung der Flußregelschleife ist auch über den vorher ermittelten Span-

nungshub von 3 V/Φ_0 der äquivalente Fluß in Einheiten von Φ_0 aufgetragen. Die Steigung gibt das Übersprechen des FET auf das SQUID an. Man erhält einen Wert von 44 $m\Phi_0/mA$ Drain-Source Strom. Sind also die Fluktuation des Stroms durch den Transistor kleiner als 0,25 µA - eine solche Stabilisierung ist leicht realisierbar - , so ist das induzierte Flußrauschen kleiner als das intrinsische Flußrauschen des SQUID. Durch eine geeignete Wahl der Geometrie der Stromzuführung und eine exaktere Ausrichtung des Transistors an der Symetrieachse des Gradiometers läßt sich das Übersprechen sicher noch weiter reduzieren.

9.3.4. Energiedissipation des Systems

Die Energiedissipation des Systems ist in zwei Hinsichten von Bedeutung: Zum einen besteht die Möglichkeit, daß das in der Nähe befindliche supraleitende Bauelement durch die Substraterwärmung eine lokal höhere Temperatur als die Umgebungstemperatur hat und damit seine supraleitenden Eigenschaften beeinträchtigt, wenn nicht gar beim Überschreiten der kritischen Temperatur zerstört werden. Zum anderen ist die zusätzliche Abdampfrate des Kühlmittels mit in Betracht zu ziehen, dies gilt insbesondere für das teure Helium. Vor allem beim Aufbau eines Mehrkanalsysteme ist dies zu berücksichtigen.

Betrachten wir nun die Verhältnisse beim 41 MHz-System. Die höchste Empfindlichkeit mit einem spektralen Flußrauschen von $\langle\delta\Phi_N^2\rangle^{1/2} = 15{,}2\ \mu\Phi_0/\sqrt{Hz}$ wurde bei folgendem Arbeitspunkt des Transistors erreicht: $U_G = 3{,}75$ V, $U_{DS} = 1{,}5$ V, $I_{DS} = 6$ mA. Daraus ergibt sich die Verlustleistung des Transistor zu $P_V = 9$ mW. Läßt man ein geringfügig höheres Flußrauschen von $\langle\delta\Phi_N^2\rangle^{1/2} = 17\ \mu\Phi_0/\sqrt{Hz}$ zu, so kann als Arbeitspunkt $U_G = 2{,}75$ V, $U_{DS} = 0{,}5$ V, $I_{DS} = 0{,}5$ mA gewählt werden. Die Verlustleistung des Transistors reduziert sich damit auf bemerkenswerte $P_V = 250$ µW. Wampach et al. beschreiben einen einstufigen gekühlten Vorverstärker für NMR-Anwendungen mit einer Verlustleistung von 2 mW [Wam 78] (Transistor: kommerzieller Silizium p-Kanal-Depletion FET), Mück einen GaAs-HEMT Vorverstärker für ein 3 GHz HF-SQUID mit $P_V = 1$ mW [Müc 93].

Die Energiedissipation im Verstärker führt zu einer erhöhten Abdampfrate des Kühlmittels. Dies muß beim Kühlen mit flüssigem Helium umsomehr beachtet werden, da Helium zum einen teuer ist und zum anderen seine latente Verdampfungswärme nur 1/4 der anderer klassischer Flüssigkeiten beträgt [Pob 92] und damit relativ kleine Leistungen zu erheblichen Abdampfverlusten führen. Die latente Verdampfungswärme von Helium ist $L_{He} = 2{,}6$ kJ/ℓ [Pob 92]. Damit ergibt sich eine Abdampfrate von 33,6 ℓ pro Tag und Watt zugeführter Leistung.

Im Arbeitspunkt bester Empfindlichkeit des SQUID-Systems beträgt die Abdampfrate 300 mℓ/d. Wählt man jedoch unter obiger Argumentation einen Arbeitspunkt mit einer Verlustleistung des Transistors von $P_V = 250\ \mu W$, so beträgt die Abdampfrate nur noch 8,4 mℓ/d und ist vernachlässigbar klein gegenüber der Standzeit z. B. einer Heliumkanne mit einer Abdampfrate von typischerweise 1ℓ/d.
In Anbetracht dieser Werte ist auch eine Integration komplexerer Schaltungen mit mehreren Transistoren für den Betrieb bei 4,2 K denkbar.

Die Temperaturerhöhung an der Substratoberfläche aufgrund der Energiedissipation läßt sich anhand Abb. 9.14 abschätzen [vDu 90].

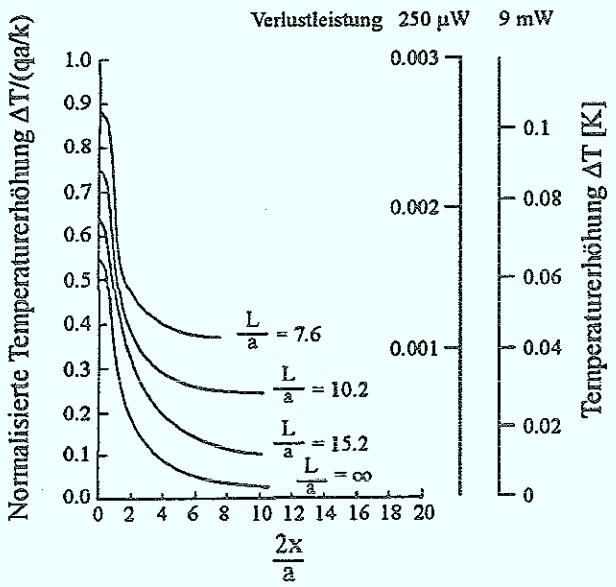


Abb. 9.14 Temperaturverteilung an der Oberfläche des Substrats. Linke Ordinate: normalisierte Darstellung, recht Ordinate: umgerechnet für den vorliegenden Transistor.

Auf der Ordinate ist die Temperaturerhöhung, normalisiert gegen q·a/k, aufgetragen, wobei q der Wärmefluß, a die Kantenlänge der Wärmequelle und k die Wärmeleitfähigkeit des Substrats ist. Auf der Abszisse ist der Abstand x, normalisiert gegen a, aufgetragen. Angenommen wird die Wärmeerzeugung in einer quadratischen Fläche der Kantenlänge a. Parameter der Kurven ist die Länge des Substrats L über der Länge a. Die rechte Ordinate gibt die Temperaturerhöhung für den hier beschriebenen Transistor bei zwei Verlustleistungen an.
Die thermische Leitfähigkeit von Silizium bei 4,2 K beträgt 300 $Wm^{-1}K^{-1}$ [Ho 72]. Aufgrund der geringen Temperaturunterschiede über dem Substrat sei sie als temperaturunabhängig angenommen.

Weiterhin wird angenommen, daß die Wärmequelle die Kantenlänge der Kanalbreite W hat. Damit ergibt sich für obigen FET mit W = 250 μm und einer Energiedissipation von P = 9 mW $q \cdot a/k$ = 0,12 K, für P = 0,25 mW ist $q \cdot a/k$ = 0,003 K. Für die Integration des Vorverstärkers mit einem SQUID auf einem Chip wurde ein Maskensatz entwickelt, die daraus resultierenden Abmessungen sind Kantenlänge Substrat L = 7 mm, damit ist L/a = 28. Der Abstand SQUID-FET beträgt 4 mm. Aus der Kurve in Abb. 9.14 liest man für diesen Abstand eine normalisierte Temperaturerhöhung von 0,03 ab. Bei P = 9 mW entspricht das einer Temperaturerhöhung von ΔT = 3,6 mK, bei P = 0,25 mW von nur ΔT = 90 μK. Die Substraterwärmung aufgrund der Energiedissipation ist daher zu vernachlässigen. Selbst an der Oberfläche des Transistors (x = 0) beträgt die Temperaturerhöhung maximal 0,1 K, so daß das Gate supraleitend bleibt.

10. Zur Verwendung von Hochtemperatursupraleitern in Supraleiter-Halbleiter Hybridbauelementen

Insbesondere aufgrund der günstigeren Kühlbedingungen ist es von Interesse, Supraleiter-Halbleiter Hybridbauelemente unter Verwendung von Hochtemperatursupraleitern (mit einer Sprungtemperatur größer 77 K) zu realisieren.
Dabei treten jedoch erhebliche Schwierigkeiten auf. Unter anderem liegen sie in der Unverträglichkeit der Präparationsbedingungen wie hohe Substrattemperaturen in oxidierender Atmosphäre für die Deposition der Hochtemperatursupraleiter. Zum anderen muß gewährleistet sein, daß der Supraleiter epitaktisch auf dem Halbleiter aufwächst. Desweitern muß eine Vergiftung des Supraleiters durch die Diffusion aus dem Halbleiter vermieden werden (und umgekehrt).
Die Deposition von $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ auf Halbleitern wird unter Verwendung von Zwischenschichten, die den Halbleiter wie auch den Supraleiter vor Interdiffusion schützen, vorgenommen. Beispiele sind GaAs mit yttriumstabilisiertem ZrO_2 (YSZ) als Zwischenschicht [Lee 91], GaAs mit MgO [Pru 92], Si mit YSZ [Myo 88], Si mit RuO_2 [Jia 90] und Si mit $CoSi_2$ [Luo 91]. Letztere zwei Arbeitsgruppen verwenden leitende Zwischenschichten, die eine elektrische Kontaktierung zum Halbleiter ermöglichen. Die direkte Deposition von $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ auf Halbleiter geht bis jetzt immer auf Kosten der supraleitenden Eigenschaften (z. B. [Rao 90]).
Die Realisierung von Proximityeffektkontakten, wie sie im Rahmen der vorliegenden Arbeit untersucht wurden, wird durch die Abhängigkeit der Kohärenzlänge von der reziproken Temperatur (Gl. (4.17)) technologisch extrem schwierig ($\xi_{Sm}^{77K} \approx 5$ nm).

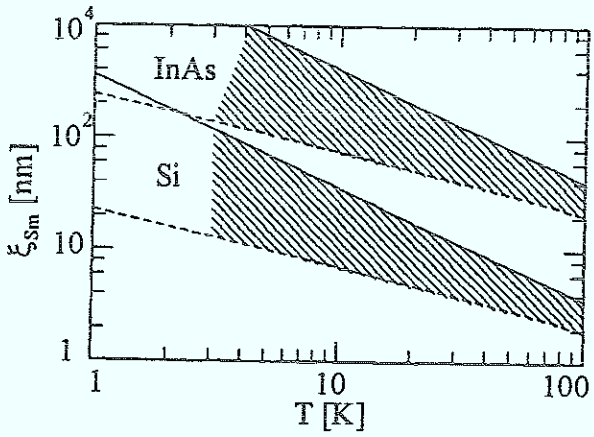


Abb. 10.1 Kohärenzlänge der Cooperpaare in Silizium und InAs in Abhängigkeit von der Temperatur.

Abb. 10.1 zeigt die Abhängigkeit der Kohärenzlänge der Cooperpaare in Silizium und InAs von der Temperatur. Die schraffierten Bereiche ergeben sich aus den Variationen in Dotierung und Beweglichkeit der Halbleiter. Wie man gut sieht, ist die Kohärenzlänge bei 77 K so klein, daß Kontakte mit diesen Abmessungen kaum zu realisieren sind. Diese Einschränkung gilt jedoch nicht für alternative Bauelementkonzepte wie resonante Tunnelstrukturen [Tam 91]. Es bleibt aber die Schwierigkeit, die Schichtsysteme in direktem Kontakt zu integrieren.
Interessant ist in diesem Zusammenhang sicher die Realisierung supraleitender p-n Übergänge aus p- und n- Typ Cupraten [Man 93]. Weiterhin gibt es einige Arbeiten zum Feldeffekt an dünnen Hochtemperatursupraleiterschichten [Man 92] und Korngrenzen [Iva 93]. Der Einfluß des elektrischen Feldes ist jedoch aufgrund der hohen Ladungsträgerkonzentration (bei Cupraten einige 10^{27} m^{-3}) relativ gering.

11. Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit beschreibt die Untersuchungen an Supraleiter-Halbleiter Hybridbauelementen im System Niob/Silizium. Dabei wurde sowohl die Verwendung beider Schichtsysteme innerhalb eines Bauelements als auch die Möglichkeit der Integration diskreter supraleitender und halbleitender Bauelemente auf einem Substrat experimentell untersucht und diskutiert.

Bauelemente bestehend aus beiden Schichtsystemen:

Die Verwendung eines Supraleiters als Metallisierung einer Schottkydiode führt aufgrund der Energielücke des Supraleiters beim Betrieb unterhalb seiner Sprungtemperatur zu einer ausgeprägten Nichtlinearität der Kennlinie einer solchen Super-Schottkydiode. Die Nichtlinearität macht solche Dioden zu geeigneten Bauelementen für Mischer und Detektoren. Es wurden Steilheiten von 1500 V^{-1} bei 4,2 K erreicht (zum Vergleich die Steilheit einer konventionellen Schottkydiode bei 4,2 K: S = 276 V^{-1}). Die äquivalente Rauschleistung betrug NEP = $2\cdot10^{-15}$ $W/\sqrt{Hz}$ gegenüber $2{,}5\cdot10^{-14}$ $W/\sqrt{Hz}$ bei der konventionellen Schottkydiode. Durch Erniedrigen der Betriebstemperatur läßt sich die Empfindlichkeit der Super-Schottkydioden noch weiter erhöhen.

Als Grundlage für supraleitende Feldeffekttransistoren (SuFETs) wurden Supraleiter-Halbleiter-Supraleiter Proximityeffektkontakte hergestellt. Dazu wurde das Siliziumsubstrat an der Oberfläche lokal hoch dotiert. Da die Kohärenzlänge der Cooperpaare in dem Halbleiter von der Größenordnung 10 nm ist, liegt die zulässige Kanallänge der Kontakte bei ungefähr 100 nm. Mittels Elektronenstrahllithographie konnten Kanallängen kleiner 80 nm realisiert werden. Die Strukturierung erfolgte im Lift-off Prozeß, um eine Ätzschädigung des Kanalbereichs zu vermeiden.

Eine Reihe von solchen Kontakten zeigten einen Suprastrom, mittels Hochfrequenzeinstrahlung konnte der AC-Josephsoneffekt nachgewiesen werden. Ebenso wurden Subgap-Strukturen beobachtet, die sich mit mehrfachen Andreev-Reflektionen erklären lassen. Insgesamt ist das elektrische Verhalten der Kontakte extrem von der Beschaffenheit der Grenzfläche abhängig. Um die Reproduzierbarkeit zu erhöhen ist es notwendig, in weiterführenden Arbeiten eingehend die Grenzfläche und die physikalischen Prozesse an ihr zu untersuchen.

Mit Supraleiter-Halbleiter-Supraleiter Proximityeffektkontakten wurden schließlich DC- und HF-SQUIDs hergestellt und auf ihr Rauschverhalten hin untersucht. Das weiße Rauschen der DC-SQUIDs betrug $\langle\delta\Phi_N^2\rangle^{1/2} = 5\cdot10^{-6}\ \Phi_0/\sqrt{Hz}$, unterhalb von 50 Hz setzte ein $1/f$-Rauschen ein. Die Rauschwerte sind durchaus vergleichbar mit denen konventioneller DC-SQUID mit

Tunnelkontakten. Das $1/f$-Rauschen läßt sich mit Fluktuationen des kritischen Stroms der Kontakte aufgrund von Haftstellen im Kanal und an der Grenzfläche Supraleiter/Halbleiter erklären. Die Anzahl der Haftstellen konnte aus den Messungen zu $1 \cdot 10^{21}$ m^{-2} abgeschätzt werden. Das Rauschen der HF-SQUID mit $\langle \delta\Phi_N^2 \rangle^{1/2} = 3 \cdot 10^{-5}\ \Phi_0/\sqrt{Hz}$ spiegelt das Rauschen des Vorverstärkers wieder. Das intrinsische Rauschen ist offensichtlich kleiner.

Integration diskreter supraleitender und halbleitender Bauelemente:
Aus Sicht der Supraleiterelektronik ist die Integration eines HF-SQUID mit einem gekühlten Vorverstärker interessant, da sich so das Rauschen des Gesamtsystems verringern läßt. Um die Möglichkeiten einer Komplettintegration zu untersuchen, wurden zunächst Silizium-Feldeffekttransistoren für den Betrieb bei 4,2 K realisiert. Im Hinblick auf die Verknüpfung mit supraleitenden Komponenten wurden die Metallisierungen mit Niob ausgeführt. Die Transistoren arbeiteten über den gesamten Temperaturbereich von Raumtemperatur bis hin zu 4,2 K. Die Steilheit betrug bei einer Kanallänge von 5 µm g_m = 60 mS/mm. Unter Verwendung der FETs in einem bei 4,2 K betriebenen Vorverstärker (Verlustleistung 9 mW) in Verbindung mit einem HF-SQUID wurde ein Systemrauschen von $\langle \delta\Phi_N^2 \rangle^{1/2} = 15{,}2 \cdot 10^{-6}\ \Phi_0/\sqrt{Hz}$ bei einer Betriebsfrequenz von 41 MHz erreicht. Dieser Wert entspricht annähernd dem intrinsischen Rauschen des SQUID. Läßt man ein geringfügig höheres Rauschen zu (+13%), so beträgt die Verlustleistung des Transistors nur noch 250 µW. Die daraus resultierende Temperaturerhöhung des Substrats liegt im Bereich 100 µK. Das Übersprechen zwischen FET und SQUID hatte bei einem Abstand von 6,5 mm den Wert von 44 $m\Phi_0$ bei einem Drain-Source Strom von 1 mA. Es genügt daher eine Stabilisierung des Stroms auf 0,25 µA, damit das induzierte Flußrauschen kleiner als das intrinsische ist.

Es konnte gezeigt werden, daß die unterschiedlichen Anforderungen in der Supraleiter- und Halbleiterprozessierung erfüllt werden können, wenn man die Halbleiterprozesse, die hohe Temperaturen erfordern (Dotierung, Oxidation), zuerst durchführt und anschließende Temperschritte vermeidet. Es lassen sich so supraleitende Zuleitungen direkt an die aktiven Regionen der halbleitenden Bauelemente realisieren. Nachfolgend können dann beliebige Komponenten supraleitender Elektronik auf dem selben Chip integriert werden. Eine Flip-Chip Technik ist im System Niob/Silizium nicht notwendig.
Die direkte Extrapolation der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimente auf die Materialklasse der Hochtemperatursupraleiter wird durch technologische Schwierigkeiten und physikalische Randbedingungen (vgl. Kapitel 10) deutlich eingeschränkt.

Für eine komplexe Integration supraleitender und halbleitender Elektronik werden sicher über einige Zeit hin die 'konventionellen' Supraleiter, insbesondere Niob, das Material erster Wahl bleiben.

12. Literatur

[Aho 79] H. Ahola, G. J. Ehnholm, P. Ostman und B. Rantala, J. Low Temp. Phys. **35**, 313 (1979)

[Ale 68] M. N. Alexander und D. F. Holcomb, Rev. Mod. Phys. **40**, 815 (1968)

[And 64] A. F. Andreev, Sov. Phys. JETP 19, 1228 (1964)

[Ape 91] R. Apetz, Diplomarbeit, RWTH Aachen 1991

[Ash 88] N. W. Ashcroft und N. W. Mermin, Solid States Physics, HRW International Edition, Philadelphia 1988

[Bar 47] J. Bardeen, Phys. Rev. **71**, 717 (1947)

[Bar 50] J. Bardeen und W. Shockley, Phys. Rev. **80**, 72 (1950)

[Bar 57] J. Bardeen, L. N. Cooper, J. R. Schrieffer, Phys. Rev. **108**, 1175 (1957)

[Bar 67] H. D. Barber, Solid State Electronics, **10**, 1039 (1967)

[Bar 77] A. Barone, G. Paterno, M. Russo und R. Vaglio, Phys. Status Solidi (a) **41**, 393 (1977)

[Bec 74] J. A. Becker, Solid-State Electronics **17**, 87 (1974)

[Bec 89] Th. Becker, Diplomarbeit, Universität Gießen 1989

[Bee 91] C. W. J. Beenakker und H. van Houten, Phys. Rev. Lett. **66**, 3056 (1991)

[Ben 91] H. Beneking, "Halbleiter-Technologie", Teubner Stuttgart, 1991

[Blo 82] G. E. Blonder, M. Tinkham und T. M. Klapwijk, Phys. Rev. **B25**, 4515 (1982)

[Blu 87] R. Blundell und K. H. Gundlach, Int. J. Infrared and Millimeter Waves **8**, 1573 1987)

[Bon 82] V. L. Bonc-Bruevic und S. G. Kalasnikov, Halbleiterphysik, Springer Verlag 1982

[Bou 86] W. J. Boudville und T. C. McGill, Appl. Phys. Lett. **48**, 791 (1986)

[Bre 81] J. R. Brews, in D. Kahng, Ed., Applied Solid State Science, Suppl. 2A, Academic, New York, 1981

[Bro 88] S. B. Broadbent, Proc. Symp. Low Temp. Electr. and HTc Supercond., Electrochem. Soc. 1988

[Bus 68] K. M. Busen, W. A. FitzGibbons und W. K. Tsang, J. Electrochem. Soc. **115**, 291 (1968)

[Bus 68] K. M. Busen, W. A. FitzGibbons und W. K. Tsang, J. Electrochem. Soc. **115**, 291 (1968)

[Cav 92] A. Cavalleri, M. Cerdonio, G. Fontana, G. Jung, R. Machietta, R. Mezzena, S. Vitale und J. P. Zendri, in Springer Proc. Phys. **64**, 252 1992

[Che 76] J. R. Chelikowsky und M. L. Cohen, Phys. Rev. **14**, 556 (1976)

[Che 80] J. G. J. Chern, P. Chang, R. F. Motta und N. Godinho, IEEE Electron Device

Lett. **EDL-1**, 170 (1980)

[Cla 69] J. Clarke, Proc. Roy. Soc. **308**, 447 (1969)

[Cla 76] J. Clarke, W. M. Goubau und M. B. Ketchen, J. Low. Temp. Phys. **25**, 99 (1976)

[Cla 80] T. D. Clark, R. J. Prance und A. D. C. Grassie, J. Appl. Phys. **51**, 2736 (1980)

[Cla 90] J. Clarke in "Superconducting Devices", ed. by S. T. Ruggiero und D. A. Rudman, Academic Press, London, 1990

[Con 50] E. Conwell und V. F. Weisskopf, Phys. Rev. **77**, 388 (1950)

[Con 66] J. W. Conley, C. B. Duke, G. D. Mahan und J. J. Tiemann, Phys. Rev. **150**, 466 (1966)

[Con 67] J. W. Conley und G. D. Mahan, Phys. Rev. **161**, 681 (1967)

[Cro 69] C. R. Crowell, Solid-State Electron. **12**, 55 (1969)

[Cun 93] C. E. Cunningham, G. S. Park, B. Cabrera und M. E. Huber, Appl. Phys. Lett. **63**, 1152 (1993)

[Dai 92] P. Dai, Y. Zhang und M. P. Sarachik, Phys. Rev. **B45**, 3984 (1992)

[Day 86] M. D. Daybell, in "Low-Temperature Electronics", ed. by R. K. Kirschman, IEEE Press, New York 1986

[Dea 65] B. E. Deal und A. S. Grove, J. Appl. Phys. **36**, 3770 (1965)

[Dea 74] B. E. Deal, J. Electrochem. Soc. **121**,198C (1974)

[DeS 63] W. DeSorbo, Phys. Rev. **132**, 107 (1963)

[Deu 69] G. Deutscher und P. G. de Gennes, in "Superconductivity", ed. by R. D. Parks, Marcel Dekker, New York, 1969

[dGe 64] P. G. de Gennes, Rev. Mod. Phys. **36**, 225 (1964)

[Die 91] B. Dierickx, E. Simoen, S. Cos, J. Vermeiren, C. Claeys und G. J. Declerck, IEEE Trans. Electron Dev. **38**, 907 (1991)

[Dun 54] Dunlap, Boohm und Mahon, Phys. Rev. **96**, 822 (1954)

[Ebe 92] K. J. Ebeling, "Integrierte Optoelektronik", Springer Verlag Berlin, 1992

[Fic 79] W. Fichtner und H. W. Pötzl, Int. J. Electronics **46**, 33 (1979)

[Fle 88] K. Flensberg, J. Bindslev Hansen und M. Octavio, Phys. Rev. **B38**, 8708 (1988)

[Fog 86] V. Foglietti, W. J. Gallagher, M. B. Ketchen, A. W. Kleinsasser, R. H. Koch, S. I. Raider und R. L. Sandstrom, Appl. Phys. Lett. **49**,1393 (1986)

[For 67] P. L. Forgacs und A. Warnick, Rev. Sci. Instrum. **38**, 214 (1967)

[Fra 86] D. J. Frank, M. J. Brady und A. Davidson, IEEE Trans. Mag. **21**, 72 (1985)

[Fra 90] D. J. Frank, Cryogenics **30**, 996 (1990)

[Fre 80] H. Frenzel, Dissertation, RWTH Aachen 1980

[Fro 91] P. Fromherz, A. Offenhäuser, T. Vetter und J. Weis, Science **252**, 1290 (1991)

[Gho 90] R. N. Ghosh und R. H. Silsbee, Cryogenics **30**, 1069 (1990)

[Gia 68] I. Giaever, Phys. Rev. Lett. **20**, 1286 (1968)

[Gin 50] V. L. Ginzburg und L. D. Landau, Sov. Phys. JETP **20**, 1064 (1950)

[Goo 70] J. M. Goodkind und D. L. Stolfa, Rev. Sci. Instrum. **41**, 799 (1970)

[Gor 60] L. P. Gorkov, Sov. Phys. JETP **37**, 998 (1960)

[Grä 67] I. Gränacher und W. Czaja, J. Phys. Chem. Solids **28**, 231 (1967)

[Gre 72] P. E. Greger-Hansen, M. T. Levinsen und G. F. Pedersen, J. Low Temp. Phys. **7**, 99 (1972)

[Gri 68] C. C. Grimes und S. Shapiro, Phys. Rev. **169**, 397 (1968)

[Gu 79] J. Gu, W. Cha, K. Gamo und S. Namba, J. Appl. Phys. **50**, 6437 (1979)

[Haa 76] E. W. Haas und M. S. Schöller, IEEE Trans. Electron Dev. **ED-23**, 803 (1976)

[Har 92] B. Hartiti, J.-C. Muller und P. Siffert, IEEE Trans. Electron Dev. **39**, 96 (1992)

[Hat 88] M. Hatano, T. Nishino, F. Murai und U. Kawabe, Appl. Phys. Lett. **53**, 409 (1988)

[Hat 89] M. Hatano, F. Murai, T. Nishino, H. Hasegawa, T. Kure und U. Kawabe, J. Vac. Sci. Technol. **B7**, 1333 (1989)

[Hat 92] T. Hato, H. Akaike, Y. Takai und H. Hayakawa, Japn. J. Appl. Phys. **31**, 1039 (1992)

[Haw 76] G. A. Hawkins und J. Clarke, J. Appl. Phys. **47**, 1616 (1976)

[Hei 35] O. Heil, British Patent 439.457 (1935)

[Hei 65] V. Heine, Phys. Rev. **138**, A1689 (1965)

[Hen 63] J. Hensel und G. Fehrer, Phys. Rev., **129**, 1041 (1963)

[Her 55] F. Herman, Proc. IRE **43**, 1703 (1955)

[Hes 91/2] D. R. Heslinga, W. M. van Huffelen und T. M. Klapwijk, IEEE Trans. Mag. **27**, 3264 (1991)

[Hes 91] D. R. Heslinga, Ph. D. Thesis, Universität Groningen, Niederlande, 1991

[Ho 72] Ho, Powell und Liley, J. Phys. Chem. Ref. Data **1**, 281 (1972)

[Hua 74] C. L. Huang und T. van Duzer, Appl. Phys. Lett. **25**, 753 (1974)

[Iva 87] Z. Ivanov, T. Claeson und T. Andersson, Proc. 18th Int. Conf. on Low Temp. Phys. Kyoto, 1617 (1987)

[Iva 93] Z. G. Ivanov, E. A. Stepantsov, A. Y. Tzalenchuk, R. I. Shekhter und T. Claeson, IEEE Trans. Appl. Supercond. **3**, 2925 (1993)

[Jac 75] L. D. Jackel und R. A. Buhrman, J. Low Temp. Phys. **19**, 201 (1975)

[Jak 64] R. C. Jaklevic, J. Lambe, A. H. Silver und J. E. Mercereau, Phys. Rev. Lett. **12**, 159 (1964)

[Jia 90] Q. X. Jia und W. A. Anderson, Appl. Phys. Lett. **52**, 2263 (1988)

[Jos 62] B. D. Josephson, Phys. Rev. Lett. **1**, 251 (1962)

[Kah 60] D. Kahng und M. M. Atalla, IRE Solid State Device Res. Conf., Carnegie Inst.

of Technology, Pittsburgh, Pa. (1960)

[Kan 63] C. O. Kane, Phys. Rev. **131**, 79 (1963)

[Kat 85] K. Kato, T. Wada und K. Taniguchi, IEEE Trans. Electron Dev. **32**, 458 (1985)

[Kaw 85] T. Kawakami und H. Takayanagi, Appl. Phys. Lett. **46**, 92 (1985)

[Ker 84] W. Kern, Semiconductor International, 94 (1984)

[Kir 86] "Low-Temperature Electronics", ed. by R. K. Kirschman, IEEE Press, New York, 1986

[Kle 79] T. G. M. Kleinpenning, Physica B, **98**, 289 (1979)

[Kle 87/2] A. W. Kleinsasser, Phys. Rev. **B35**, 8753 (1987)

[Kle 87] A. W. Kleinsasser und T. N. Jackson, Jap. J. Appl. Phys. **26**, 1545 (1987)

[Kle 89/2] A. W. Kleinsasser, T. N. Jackson, D. McInturff, F. Rammo, G. D. Pettit und J. M. Woodall, Appl. Phys. Lett. **55**, 1909 (1989)

[Kle 89] A. W. Kleinsasser und T. N. Jackson, IEEE Trans. Magn. **25** (1989)

[Kle 90/2] A. W. Kleinsasser und T. N. Jackson, Phys. Rev. **B42**, 8716 (1990)

[Kle 90] A. W. Kleinsasser, T. N. Jackson, D. McInturff, F. Rammo, G. D. Pettit und J. M. Woodall, J. Appl. Phys. **57**, 1811 (1990)

[Kob 86] T. Kobayashi, H. Sakai, Y. Kurita, M. Tonouchi und M. Okada, Jpn. J. Appl. Phys. **25**, 402 (1986)

[Koc 73] C. C. Koch, J. O. Scarbrough und D. M. Kroeger, Phys. Rev. **B9**, 888 (1973)

[Koc 83] R. H. Koch, J. Clarke, W. M Goubau, J. M. Martinis, C. M. Pegrum und D. J. Van Harlingen, J. Low Temp. Phys. **51**, 207 (1983)

[Kro 89] H. Kroger, C. Hilbert, D. A. Gibson, U. Ghoshal und L. N. Smith, Proc. IEEE **77**, 1287 (1989)

[Kur 72] J. Kurkijärvi, Phys. Rev. **B6**, 832 (1972)

[Kur 73] J. Kurkijärvi, J. Appl. Phys. **44**, 3729 (1973)

[Lan 82] Landolt-Börnstein, New Series 17a, Springer Verlag Berlin, 1982

[Lee 91] S. Y. Lee, Q. X. Jia, W. A. Anderson und D. T. Shaw, J. Appl. Phys. **70**, 7170 (1991)

[Len 74] B. Lengeler, Cryogenics **14**, 439 (1974)

[Lik 79] K. K. Likharev, Rev. Mod. Phys. **51**, 101 (1979)

[Lil 30] J. E. Lilienfeld, U. S. Patent 1.745.175 (1930)

[Lon 50] F. London, "Superfluids", J. Wiley, New York 1950

[Luo 91] L. Luo, R. E. Muenchhausen und C. J. Maggiore, Appl. Phys. Lett. **58**, 419 (1991)

[Man 92] J. Mannhart, Mod. Phys. Lett.

[Man 93] J. Mannhart, A. Kleinsasser, J. Ströbel und A. Baratoff, Physica C **216**, 401 (1993)

[Mas 91] T. Masuhara, K. Itho, K. Seki und K. Saskasi, IEICE Transactions E74, 130 (1991)

[McC 68] D. E. McCumber, J. Appl. Phys. 39, 3113 (1968)

[McC 73] M. McColl, M. F. Millea und A. H. Silver, Appl. Phys. Lett. 23, 263 (1973)

[McC 77] M. McColl, M. F. Millea, A. H. Silver, M. F. Bottjer, R. J. Pedersen und F. L. Vernon Jr., IEEE Trans. Mag. 13, 221 (1977)

[McC 79] M. McColl, M. F. Bottjer, A. B. Chase, R. J. Pedersen, A. H. Silver und J. R. Tucker, IEEE Trans. Mag. 15, 468 (1979)

[Mea 64] C. A. Mead und W. Spitzer, Phys. Rev. 134, 713 (1964)

[Mer 70] J. E. Mercereau, Rev. Appl. Phys. 5, 13 (1970)

[Mer 89] Fa. Merck, Datenblatt "Merck Electronic Chemicals, Process Chemicals - Siodop®-Dopants", 1989

[Mer 92] Fa. Merck, private Mitteilung

[Mic 78] H. B. Michaelsen, IBM J. Res. Dev. 22, 72 (1978)

[Mor 65] T. N. Morgan, Phys. Rev. 139, A343 (1965)

[Müc 84] M. Mück, Diplomarbeit, Justus-Liebig-Universität Gießen 1984

[Müc 90/1] M. Mück, private Mitteilung

[Müc 90] M. Mück und Th. Becker, in: Jahresbericht des Institut f. Schicht- und Ionentechnik, Forschungszentrum Jülich GmbH, 1990

[Müc 91] M. Mück, private Mitteilung

[Müc 93] M. Mück, IEEE Trans. Appl. Supercond. 3 (1993)

[Myo 88] H. Myoren, Y. Nishiyama, H. Nasu, T. Imura, Y. Osaka, S. Yamanaka und M. Hattori, Jpn. J. Appl. Phys. 27, L1068 (1988)

[Naw 87] W. Nawrocki und Z. Litwicki, J. Phys. E: Sci. Instr. 20, 1424 (1987)

[Ngu 93] L. D. Nguyen, A. S. Brown, M. A. Thompson und L. M. Jelloian, Microwave Journal, Juni 93, S. 96

[Nis 70] M. Nisenhoff, Rev. Appl. Phys. 5, 21 (1970)

[Nis 85] T. Nishino, M. Miyake Y. Harada und U. Kawabe, IEEE Electron Dev. Lett. 6, 297 (1985)

[Nis 86] T. Nishino, E. Yamada und U. Kawabe, Phys. Rev. B33, 2042 (1986)

[Nis 89] T. Nishino, M. Hatano, H. Hasegawa, F. Murai, T. Kure, A. Hiraiwa, K. Yagi und U Kawabe, IEEE Electron Dev. Lett. 10, 61 (1989)

[Not 73] H. W. Notarys und J. E. Mercereau, J. Appl. Phys. 44, 1821 (1973)

[Oct 83] M. Octavio, M. Tinkham, G. E. Blonder und T. M. Klapwijk, Phys. Rev. B27, 6739 (1983)

[Pad 65] F. A. Padovani und G. G. Sumner, J. Appl. Phys. 36, 3744 (1965)

[Pad 71] F. A. Padovani in "Semiconductors and Semimetals", Vol. 7A, ed. by R. K.

Willardson und A. C. Beer, Academic Press New York, 1971

[Pen 84] K. L. Peng, S. Y. Oh, M. A. Afromowitz und J. L. Moll, IEEE Electron Dev. Lett. 5, 473 (1984)

[Pob 92] F. Pobell, "Matter and Methods at Low Temperatures", Springer-Verlag Berlin, 1992

[Pru 92] W. Prusseit, S. Corsépius, F. Baudenbacher, K. Hirata, P. Berberich und H. Kinder, Appl. Phys. Lett. 61, 1841 (1992)

[Qua 89] V. T. Quat, W. Eichhammer und P. Siffert, Appl. Phys. Lett. 54, 1235 (1989)

[Ral 84] K. S. Ralls, W. J. Skocpol, L. D. Jackel, R. E. Howard, L. A. Fetter, R. W. Epworth und D. M. Tennant, Phys. Rev. Lett. 52, 228 (1984)

[Rao 90] M. R. Rao, E. J. Tarsa, L. A. Samoska, J. H. English, A. C. Gossard, H. Kroemer, P. M. Petroff und E. L. Hu, Appl. Phys. Lett. 56, 1905 (1990)

[Rid 78] V. L. Rideout, Thin Solid Films 48, 261 (1978)

[Rit 94] G. E. Rittenhouse und J. M. Graybeal, Phys. Rev. B49, 1182 (1994)

[Rog 68] C. G. Rogers, Solid-State Electron. 11,1079 (1968)

[Rog 83] C. T. Rogers und R. A. Buhrman, IEEE Trans. Mag. 19, 453 (1983)

[Rog 84] C. T. Rogers und R. A. Buhrman, Phys. Rev. Lett. 53, 1272 (1984)

[Rog 85] H. Rogalla, B. David und M .Mück in: "SQUID '85 Superconducting Quantum Interference Devices and their Applications", ed. by H. D. Hahlbohm, H. Lübbig, de Gruyter Berlin, 1985

[Rog 87] H. Rogalla und M. Mück, Jpn. J. Appl. Phys., Supplement 26-3, 1645 (1987)

[Rom 82] G. L. Romani, S. J. Williamson und Lloyd Kaufman, Rev. Sc. Instr. 53, 1815 (1982)

[Ros 80] T. F. Rosenbaum, K. Andres, G. A. Thomas und R. N. Bhatt, Phys. Rev. Lett. 45, 1723 (1980)

[Rot 80] J. A. Roth und L. B. Roth, Proc. Electrochem. Soc. 80, 111 (1980)

[Rub 81] R. C. Ruby und T. van Duzer, IEEE Trans. Electron Dev. 28, 1394 (1981)

[Rug 71] I. Ruge und J. Graul (Editors), "Ion Implantation in Semiconductors", Springer, Berlin, 1971

[Run 65] W. R. Runyan, "Silicon Semiconductor Technology", McGraw-Hill, New York, 1965

[Rus 72] P. Russer, J. Appl. Phys. 43, 2008 (1972)

[Sah 66] C. T. Sah und F. H. Hielscher, Phys. Rev. Lett. 17, 956 (1966)

[ScD 82] Superconductivity Data, Fachinformationszentrum Karlsruhe, Bd. 19-1, 1982

[Sch 38] W. Schottky, Naturwissenschaften 26, 843 (1938)

[Sch 42] W. Schottky, Z. Phys. 118, 539 (1942)

[Sch 66] F. W. Schmidlin, J. Appl. Phys. 37, 2823 (1966)

[Sch 76] M. Schnöller und E. Spenke, Physik in unsere Zeit 7, 1 (1976)
[Sel 89] S. Selberherr, IEEE Trans. Electron Dev. 36, 1464 (1989)
[Ser 86] A. Serfaty, J. Aponte und M. Octavio, J. Low Temp. Phys. 63 ,23 (1986)
[Set 71] J. Seto und T. van Duzer, Appl. Phys. Lett. 19, 488 (1971)
[Set 72] J. Seto und T. van Duzer, in "Proc. 13th. Conf. Low Temp. Phys.", S. 328, Plenum Press New York,1972
[Sha 63] S. Shapiro, Phys. Rev. Lett. 11, 80 (1963)
[Sho 50] W. Schockley, Electrons and Holes in Semiconductors, Princeton, N. J., 1950
[Sil 67] A. H. Silver und J. E. Zimmerman, Phys. Rev. 157, 317 (1967)
[Smi 79] R. A. Smith, Semiconductors, Cambridge University Press, London 1979
[Ste 68] W. C. Stewart, Appl. Phys. Lett. 12, 277 (1968)
[Str 66] R. A. Stradling und V. V. Zhukov, Proc. Phys. Soc. Lond. 87, 263 (1966)
[Sug 80] Y. Sugiyama, M Tacano, S. Sakai und S. Kataoka, IEEE Electron Dev. Lett. 11, 236 (1980)
[Sze 81] S. M. Sze, Physics of Semiconductor Devices, J. Wiley, New York, 1981
[Sze 85] S. M. Sze, Semiconductor Devices, Physics and Technology, J. Wiley, New York, 1985
[Tak 85] H. Takayanagi und T. Kawakami, Phys. Rev. Lett. 54, 2449 (1985)
[Tam 85] H. Tamura, S. Hasuo und T. Yamaoka, Jpn. J. Appl. Phys. 24, L709 (1985)
[Tam 91] H. Tamura, A. Yoshida, K. Gotoh und S. Hasuo, IEEE Trans. Mag. 27, 2594 (1991)
[Tes 77] C. D. Tesche und J. Clarke, J. Low Temp. Phys. 29, 301 (1977)
[Thi 75] J. Thihanyi und H. Schlötterer, Solid-States Electron. 18, 309, (1975)
[Tin 75] M. Tinkham, Introduction to Superconductivity, McGraw Hill, New York, 1975
[vDo 79] R. B. van Dover, R. E. Howard und M. R. Beasley, IEEE Trans. Mag. 15, 574 (1979)
[vDo 81] R. B. van Dover, A. de Lozanne und M. R. Beasley, J. Appl. Lett. 52, 7327 (1981)
[vDu 90] T. van Duzer und S. Kumar, Cryogenics 30, 1014 (1990)
[Ver 77] F. L. Vernon Jr., M. F. Millea, M. F. Bottjer, A. H. Silver, R. J. Pederson und M. McColl, IEEE Trans. MTT 25, 286 (1977)
[vHu 91] W. M. van Huffelen, M. J. de Boer und T. M. Klapwijk, Appl. Phys. Lett. 58, 2438 (1991)
[vHu 92] W. M. van Huffelen, T. M. Klapwijk und L. de Lange, Phys Rev. B45, 535, (1992)
[vSc 90] M. Van Schilfgaarde, J. Vac. Sci. Technol. 8, 990 (1990)

[Wam 78] H. R. Wampach und N. S. Sullivan, Rev. Sci. Instr. 49, 1622 (1978)

[Wol 69] H. F. Wolf, "Silicon Semiconductor Data", Pergamon Press 1969

[Wol 70] E. L. Wolf und D. L. Losee, Phys. Rev. B2, 3660 (1970)

[Wol 85] E. L. Wolf, Principles of Electron Tunneling Spectroscopy, Oxford University Press, New York, 1985

[Won 87] H. S. Wong, M. H. White, T. J. Krutsick und R. V. Booth, Solid-State Electron. 30, 953 (1987)

[Yam 67] C. Yamanouchi, K. Mizuguchi und W. Sasaki, J. Phys. Soc. Japan 22, 859 (1967)

[Zie 59] A. van der Ziel, Fluctuation Phenomena in Semiconductors, Academic Press, New York, 1959

[Zim 70] J. E. Zimmerman, P. Thiene und J. T. Handing, J. Appl. Phys. 41, 1572 (1970)

[Zwe 60] S. Zwerdling, K. J. Button, B. Lax und L.M. Roth, Phys. Rev. Lett. 4, 173 (1960)

Danksagung

Die vorliegende Arbeit wurde am Institut für Schicht und Ionentechnik des Forschungszentrums Jülich GmbH (KFA) angefertigt.

An erster Stelle möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. Ch. Heiden für die Anregung zu dieser Arbeit, seine vielfältige Unterstützung und sein ständiges Interesse am Fortgang dieser Arbeit bedanken.

Ebenfalls gilt mein Dank Herrn Prof. Dr. A. I. Braginski für sein Interesse am Fortgang dieser Arbeit.

Herrn Dr. H. M. Mück danke ich für die intensive Betreuung, seine Hilfsbereitschaft und die Zeit für viele interessante und hilfreiche Diskussionen.

Weiterhin bedanke ich mich bei

Herrn G. Hallmanns für die Hilfe bei konstruktiven und präparativen Arbeiten

Den Herren Dipl.-Ing. A. Steffen und Dipl.-Ing. F. Schroeteler für die technische Unterstützung im Reinraum

Herrn Dipl.-Phys. R. Apetz, Herrn Dipl.-Phys. R. Loo und Fr. S. Bunte für die C-V Messungen

Herrn Dr. Th. Schäpers für die Hallmessungen

Herrn A. v. d. Hart, Fr. M. Nonn und Fr. C. Flörke für die Erstellung der Fotomasken am Elektronenstrahlschreiber

Frau K. Barthels für die fotografischen Arbeiten

Herrn R. Otto stellvertretend für die Arbeiten der Elektronikwerkstatt

Herrn H. M. Schwan stellvertretend für die Arbeiten der mechanischen Werkstatt

Den Mitarbeitern des Teilinstitutes Halbleitertechnologie für die Überlassung von Halbleiterschichten und zahlreiche Diskussionen

Allen den Mitarbeitern im Institut, die durch eine gute Zusammenarbeit und die Bereitschaft zur Diskussion zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Nicht zuletzt bedanke ich mich bei meiner Frau für ihre Unterstützung und Anteilnahme am Fortgang dieser Arbeit und ihre Geduld gerade in der letzten Phase der Fertigstellung.

FORSCHUNGSZENTRUM JÜLICH GmbH

KFA

Jül-2905
Mai 1994
ISSN 0944-2952