

Reinhard Kürsten

**Josephson-Feldefekttransistoren
auf p-Typ InAs**



Cuvillier Verlag Göttingen

Josephson-Feldeffekttransistoren auf p-Typ InAs

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Reinhard Kürsten
aus Hamburg

Hamburg
2001

Gutachter der Dissertation:

Professor Dr. U. Merkt
Professor Dr. M. Schilling
Professor Dr. U. Merkt
Professor Dr. D. Heitmann

Gutachter der Disputation:

Datum der Disputation:

1. Februar, 2002

Sprecher des Fachbereichs
Physik und Vorsitzender
des Promotionsausschusses:

Professor Dr. F.-W. Büber

Inhaltsangabe

In dieser Arbeit werden Josephson Feldeffekttransistoren (JoFETs) mit supraleitenden Niob-Kontakten auf p-Typ InAs untersucht. Die Breite der Kontakte beträgt $50\ \mu\text{m}$, während ihr Abstand zwischen $105\ \text{nm}$ und $230\ \text{nm}$ liegt. Die Ladungsträgerdichte in der natürlichen Inversionsschicht kann durch die Gatespannung zwischen vollständiger Verarmung und einer Dichte von $n_s = 3 \cdot 10^{12}\ \text{cm}^{-2}$ variiert werden. Der normalleitende Widerstand ist mit dem Sharvin-Widerstand vergleichbar und besitzt keine deutliche Abhängigkeit vom Kontaktabstand. Dieses zeigt den quasiballistischen Charakter des Transports in den JoFETs. Die effektive Transmission, die aus dem Verhältnis von normalleitendem und Sharvin-Widerstand berechnet wird, steigt mit der Elektronendichte an und sättigt bei $D_{SN} = 0.85$. Der kritische Strom weist eine sehr schwache Oszillation als Funktion der Dichte auf. Die Peakpositionen können gut durch das Brouwer und Beenakker Modell beschrieben werden. Der Temperaturverlauf des kritischen Stromes stimmt sehr gut mit dem des Modells überein, wenn man eine Kanallänge annimmt, die größer als der Abstand der Kontakte ist. Die Kohärenzlänge wird aus der exponentiellen Längenabhängigkeit des kritischen Stromes bestimmt. Sie ist etwa halb so groß wie die berechnete Kohärenzlänge. Die Strom-Phasenbeziehung wurde in Zusammenarbeit mit Il'ichev vom IPHT in Jena gemessen. Es zeigt sich eine signifikante Abweichung vom sinusförmigen Verlauf, die mit dem Brouwer und Beenakker Modell erklärt werden kann. Aus der Magnetfeldabhängigkeit wird die Stromverteilung rekonstruiert. Im differentiellen Widerstand ist die subharmonische Gap-Struktur bis zur Ordnung $n = 6$ sichtbar. Sie kann mit dem von Samuelsson an der Chalmers Universität in Schweden entwickelten SNININS-Modell beschrieben werden. Die Peakposition und der Exzeß-Strom zeigen eine Abhängigkeit vom Kontaktabstand, die noch nicht vollständig verstanden ist. Bei höheren Dichten sind die Strom-Spannungskennlinien hysteretisch. Nur bei der höchsten Dichte entsprechen sie dem RCSJ-Modell.

An diffusiven MOS-Strukturen auf p-Typ InAs wurde der Einfluß der Ladungsträgerdichte auf die Spinaufspaltung untersucht. In den Shubnikov-de Haas Oszillationen zeigt sich ein deutliches Schwebungsmuster. Der Rashba-Parameter α wird für die ersten beiden Subbänder bestimmt, wobei die Nichtparabolizität berücksichtigt wird. Der Rashba-Parameter steigt bei beiden stark an und sättigt bei $\alpha = 3 \cdot 10^{-11}\ \text{eV}\text{m}$ bzw. $\alpha = 2 \cdot 10^{-11}\ \text{eV}\text{m}$. In der differentiellen Kennlinie dU/dV_g ist eine Reihe ausgeprägter Peaks zu beobachten, die als Transport-Resonanzen interpretiert werden können.

Abstract

In the present thesis Josephson field-effect transistors (JoFETs) with superconducting Nb contacts on p-type InAs single crystals are studied. The width of the junctions is $50\ \mu\text{m}$, their channel length varies between 105 and 230 nm. The carrier density in the natural inversion layer on p-type InAs can be changed via the gate voltage from total depletion to $n_s = 3 \cdot 10^{12}\ \text{cm}^{-2}$. The normal resistance is comparable with the Sharvin resistance and does not depend notably on the channel length, indicating the quasi ballistic transport. The effective transmission for the single interface estimated from the ratio of normal and Sharvin resistance increases with electron density and saturates at $D_{SN} = 0.85$. A very weak oscillation is observed in the dependence of the critical current on the electron density. The peak positions are described quite well by the ballistic Brouwer and Beenakker model. The temperature characteristic agrees very well with this model. However, a larger channel length than the electrode spacing has to be used. The coherence length is estimated from the exponential length dependence of the critical current. The calculated coherence length is about twice as large. The current-phase relationship is measured in collaboration with Il'ichev (IPHT, Jena). A significant deviation from the sinusoidal behavior is observed, which can be described by the Brouwer and Beenakker model. The current distribution is retrieved from the magnetic field dependence of the critical current. The subharmonic energy-gap structure (SGS) is observed in the differential resistance up to the order $n=6$. The SGS can be described by the SNININS model considered by Samuelsson (Chalmers University, Sweden). The peak position and the excess current depend on the channel length, which is not fully understood yet. At higher electron densities the current voltage characteristics are hysteretic. Only at the highest carrier density the I-V characteristic can be described by the RCSJ model.

The dependence of the spin splitting on electron density is studied by magnetoresistance of diffusive MOS structures on p-type InAs. A clear beating pattern is observed in the Shubnikov-de Haas oscillations. The Rashba parameter α of the first two subbands are calculated taking subband nonparabolicity into account. The Rashba parameter of the ground and the first excited subband increase strongly and saturate at $\alpha = 3 \cdot 10^{-11}\ \text{eVm}$ and $\alpha = 2 \cdot 10^{-11}\ \text{eVm}$, respectively. In the differential characteristics dV/dV_g of the JoFETs a rich series of strong peaks is observed, which could be interpreted as transport resonances.

Inhaltsverzeichnis

Inhaltsangabe	i
Abstract	ii
1 Einleitung	1
2 Theoretische Grundlagen	3
2.1 Bogoliubov-de Gennes-Gleichung	3
2.2 Andreev-Reflexion	4
2.3 Streupotential der Grenzfläche	4
2.4 Gebundene Andreev-Zustände	6
2.5 Brouwer und Beenakker Modell	8
2.6 OTBK-Modell	13
3 Präparation	15
3.1 Elektronenstrahlolithographie	15
3.2 Herstellung der JoFET-Struktur	19
4 Inversionsschicht von p-Typ InAs	23
4.1 Nichtparabolizität	23
4.2 Spinaufspaltung	26
4.3 Shubnikov-de Haas-Messungen	29
4.4 Bestimmung des Rashba-Parameters	33
4.5 Subbandbesetzung	40
4.6 Ladungsträgerdichte der JoFET-Strukturen	43
4.7 Normalleitender Widerstand	45

5 Stationäre Effekte	51
5.1 Kritischer Strom	51
5.1.1 Gatespannungsabhängigkeit	51
5.1.2 Temperaturabhängigkeit	58
5.2 Kohärenzlänge ξ_N	62
5.3 Strom-Phasenbeziehung	68
5.4 Rekonstruktion der Stromverteilung	72
5.5 Eigenfeldeffekt	79
6 Nichtstationäre Effekte	87
6.1 Subharmonische Gap-Struktur	87
6.1.1 Gatespannungsabhängigkeit	87
6.1.2 Temperaturabhängigkeit	93
6.1.3 Einfluß der Kanallänge	95
6.1.4 SNININS-Modell	97
6.2 Exzeß-Strom	102
6.3 Hysterese der Strom-Spannungskennlinien	105
7 Transport-Resonanzen	111
7.1 Ballistisches Regime	111
7.2 Diffusives Regime	115
8 Zusammenfassung	119
Literaturverzeichnis	121
Danksagung	130

Kapitel 1

Einleitung

In der vorliegenden Arbeit wird der elektrische Transport in Josephson-Feldeffekttransistoren (JoFET) untersucht. Hierbei handelt es sich um ein Hybridsystem aus Supra- und Halbleiter, bei dem zwei Niob-Elektroden über das zweidimensionale Elektronengas auf einem p-Typ InAs Einkristall miteinander gekoppelt sind. Ist der Abstand zwischen den beiden supraleitenden Kontakten hinreichend klein¹, so kann ein Suprastrom durch den Halbleiter fließen. Der maximale Suprastrom, der als kritischer Strom bezeichnet wird, ist von der Ladungsträgerdichte im Halbleiter abhängig. Sie kann mit einer Gateelektrode durch den Feldeffekt gezielt verändert werden. Der JoFET ist somit ein Josephson-Kontakt, dessen supraleitende Kopplung durch eine Elektrode gesteuert werden kann. Das theoretische Konzept dieses Bauteils wurde von Clark et al. 1980 entwickelt [Cla80].

Das Erreichen eines größeren kritischen Stromes erfordert eine für Elektronen hochtransparente Grenzfläche zwischen den Materialien. Der III-V-Halbleiter InAs ist besonders geeignet, da sich im Kontakt zu Metallen keine Schottky-Barriere bildet. Als Supraleiter bietet sich Niob an, das unter den Elementen die höchste Sprungtemperatur besitzt. Die ersten Strukturen auf n-Typ InAs, die einen Suprastrom zeigten, wurden von Takayana-gi und Kawakami hergestellt [Kaw84]. Sie besaßen noch keine Gateelektrode. Der erste Josephson-Feldeffekttransistor wurde auf p-Typ InAs realisiert [Tak85]. Die Kopplung der beiden Supraleiter erfolgt hierbei über die Inversionsschicht an der Oberfläche des Substrates. Eine größere mittlere freie Weglänge kann in Heterostrukturen erreicht werden. Mit ihnen ist es einfacher möglich, ballistischen Transport zu erreichen. Nguyen et al. präsentierten 1990 die ersten Josephson-Kontakte, die eine Heterostruktur zur Kopplung der Supraleiter benutzten [Ngu90]. Der erste JoFET mit einer InAs-Heterostruktur wurde von Akazaki et al. hergestellt [Nit92, Aka94]. An Proben dieses Typs konnte ein mit der Ladungsträgerdichte schwach oszillierender kritischer Strom beobachtet werden [Tak95b], der zuvor als Interferenz-Effekt prognostiziert worden war [Chr94]. Durch die große mittlere freie Weglänge war es auch möglich, supraleitende Quantenpunktkontakte zu struktu-

¹Der Kontaktabstand muß mit der sogenannten Kohärenzlänge im Halbleiter vergleichbar sein, die bei InAs in der Größenordnung von 100 nm liegt.

rieren, deren kritischer Strom quantisiert ist [Tak95c]. Der Einsatz eines Schottky-Gates ermöglichte erstmals einen JoFET mit einer Spannungsverstärkung [Aka96]. Damit wird der Josephson-Feldeffekttransistor als Bauteil auch technologisch interessant.

Obwohl bei p-Typ InAs die Beweglichkeit der Inversionselektronen niedriger als bei InAs basierten Heterostrukturen ist, so zeichnet es sich doch in zwei wichtigen Punkten gegenüber diesen aus. Die zur Zeit höchsten $I_c R_n$ -Produkte, wobei I_c der kritische Strom und R_n der normalleitende Widerstand des Kontaktes ist, werden mit Einkristallsubstraten erreicht [Chr97b]. Um den Einfluß des Kontaktabstandes untersuchen zu können, ist es erforderlich, reproduzierbar gute Grenzflächen herzustellen. Dieses Ziel ist für Heterostrukturen wesentlich schwieriger zu erreichen, da eine nur wenige nm dicke InAs-Schicht in Kontakt zum Supraleiter zu bringen ist, während sich die Inversionsschicht von p-Typ InAs automatisch an der Grenzfläche bildet.

Die Arbeit ist wie folgt aufgebaut: In Kapitel 2 werden die grundlegenden theoretischen Konzepte der Supraleiter-Halbleiter-Strukturen vorgestellt, die für das Verständnis dieser Arbeit erforderlich sind. Die nur für Teilaspekte relevanten Modelle werden in den entsprechenden Abschnitten besprochen. Die Herstellung der Josephson-Feldeffekttransistoren wird in Kapitel 3 beschrieben. Der Schwerpunkt liegt hierbei auf der Darstellung der Präparation mittels Elektronenstrahlolithographie. Die Eigenschaften der Inversionsschicht des verwendeten InAs-Substrates werden in Kapitel 4 diskutiert. Besondere Beachtung findet hierbei der Rashba-Effekt, der für die Realisierung eines spinpolarisierten Feldefekttransistors (SpinFET) entscheidend ist [Dat90]. Die Besonderheiten, die sich bei den Josephson-Feldeffekttransistoren durch die kurze Kanallänge ergeben, bilden den zweiten thematischen Schwerpunkt des Kapitels. Die supraleitenden Eigenschaften der JoFETs werden in Kapitel 5 diskutiert. Die resistiven Eigenschaften werden in Kapitel 6 behandelt. Es folgt ein Kapitel über normalleitende Transport-Resonanzen. Die Arbeit schließt mit einer Zusammenfassung ab.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel werden die grundlegenden theoretischen Konzepte für Hybridsysteme aus Supraleitern (S) und Normalleitern¹ (N) vorgestellt. Dabei stehen die Modelle im Vordergrund, bei denen der Transport im Normalleiter ballistisch erfolgt. Eine Übersicht über die Theorien diffusiver Systeme wird z.B. in [Lik79] gegeben.

2.1 Bogoliubov-de Gennes-Gleichung

Ausgangspunkt für die Behandlung von Hybridsystemen ist die Bogoliubov-de Gennes-Gleichung (BdG-Gleichung) [dG66]. Sie beinhaltet zwei Schrödingergleichungen, die über das Paarpotential Δ miteinander gekoppelt sind. Für den stationären Fall lautet sie:

$$\begin{pmatrix} H(\vec{r}) & \Delta(\vec{r}) \\ \Delta^*(\vec{r}) & -H^*(\vec{r}) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u(\vec{r}) \\ v(\vec{r}) \end{pmatrix} = \varepsilon \begin{pmatrix} u(\vec{r}) \\ v(\vec{r}) \end{pmatrix} \quad (2.1)$$

mit dem Hamilton-Operator

$$H(\vec{r}) = -\frac{\hbar^2}{2m^*}\nabla^2 - \mu(\vec{r}) + V(\vec{r}) \quad (2.2)$$

Hierbei ist μ das chemische und V das elektrostatische Potential. Die Energie ε hat ihren Ursprung am chemischen Potential μ . Die Eigenvektoren setzen sich jeweils aus einer Elektronwellenfunktion $u(\vec{r})$ und einer Lochwellenfunktion $v(\vec{r})$ zusammen. Letztere bezieht sich dabei auf Löcher im Leitungsband und nicht, wie bei Halbleitern sonst üblich, im Valenzband. Die Lösungen für den normaleitenden Bereich sind reine Elektron- bzw. Lochzustände, da dort $\Delta = 0$ ist. Im Supraleiter besitzen die Lösungen der BdG-Gleichung einen Elektron- und einen Lochanteil. Je nach ihrem Verhalten für $\Delta \rightarrow 0$ bezeichnet man diese Quasiteilchen entweder als elektron- oder als lochartig.

¹Der Begriff *Normalleiter* umfaßt Halbleiter und Metalle.

2.2 Andreev-Reflexion

An einem SN-Kontakt (siehe Abb. 2.1 rechts) kann ein Elektron aus dem Normalleiter mit der Energie $\varepsilon < \Delta$ nicht in den Supraleiter eindringen, da innerhalb der supraleitenden Energielücke keine Zustände vorhanden sind. Es kann an der Grenzfläche in den Normalleiter zurück reflektiert werden (Normalreflexion). Zusätzlich ist ein weiterer Prozeß möglich, der als Andreev-Reflexion bezeichnet wird [And64]. Hierbei bildet das Elektron zusammen mit einem weiteren Elektron des Fermisees ein Cooper-Paar im Supraleiter, wodurch im Normalleiter ein Loch der Energie $-\varepsilon$ entsteht. Das Loch wird retroreflektiert, d.h. es läuft auf der Bahn des ursprünglichen Elektrons zurück. Die Phase der Wellenfunktion ändert sich bei der Andreev-Reflexion um:

$$\Delta\varphi = -\arccos\left(\frac{\varepsilon}{\Delta}\right) \pm \phi_S \quad (2.3)$$

ϕ_S ist die Phase des Supraleiters. Das negative Vorzeichen bezieht sich auf die Andreev-Reflexion eines Elektrons, wie sie in Abb. 2.1 dargestellt ist. Für den analogen Prozeß mit einem Loch anstelle des Elektrons gilt das positive Vorzeichen.

2.3 Streupotential der Grenzfläche

Zur Beschreibung elastischer Streuung an der Grenzfläche des SN-Kontaktes wurde von Blonder, Tinkham und Klapwijk (BTK) ein Deltapotential eingeführt [Blo82]:

$$V_{SN}(x) = \hbar v_{F,S} Z \delta(x) \quad (2.4)$$

Hierbei ist Z ein dimensionsloser Parameter und $v_{F,S}$ die Fermigeschwindigkeit des Supraleiters. Da im allgemeinen die Fermigeschwindigkeit im Normalleiter $v_{F,N}$ hiervon abweicht, wurde das BTK-Modell entsprechend erweitert [Blo83, Mor84]. In den Ausdrücken für die Wahrscheinlichkeiten der Andreev-Reflexion $A(\varepsilon)$, der Normalreflexion $B(\varepsilon)$ und der Transmission $T(\varepsilon)$ muß dann Z durch Z_{eff} ersetzt werden. Für Z_{eff} gilt:

$$Z_{eff} = \sqrt{Z^2 + \frac{(\eta - 1)^2}{4\eta}} \quad \text{mit} \quad \eta = \frac{v_{F,N}}{v_{F,S}} \quad (2.5)$$

Eine Diskrepanz der beiden Fermigeschwindigkeiten hat für die drei Wahrscheinlichkeiten eine Wirkung wie ein zusätzliches Streupotential.

In Abb. 2.2 sind die mit der BTK-Theorie berechneten Wahrscheinlichkeiten der drei Prozesse als Funktion der Energie ε gezeigt. Bei idealen Grenzbedingungen, d.h. bei $Z_{eff} = 0$, gibt es keine Normalreflexion. Für $\varepsilon \leq \Delta$ ist deshalb nur die Andreev-Reflexion möglich. Oberhalb von Δ nimmt ihre Wahrscheinlichkeit rasch ab, während die der Transmission entsprechend bis auf eins ansteigt. Für $Z_{eff} \neq 0$, ist jedoch Normalreflexion möglich (siehe Abb. 2.2 rechts). Durch sie verringert sich für $\varepsilon < \Delta$ die Wahrscheinlichkeit für die Andreev-Reflexion und für $\varepsilon > \Delta$ die der Transmission.

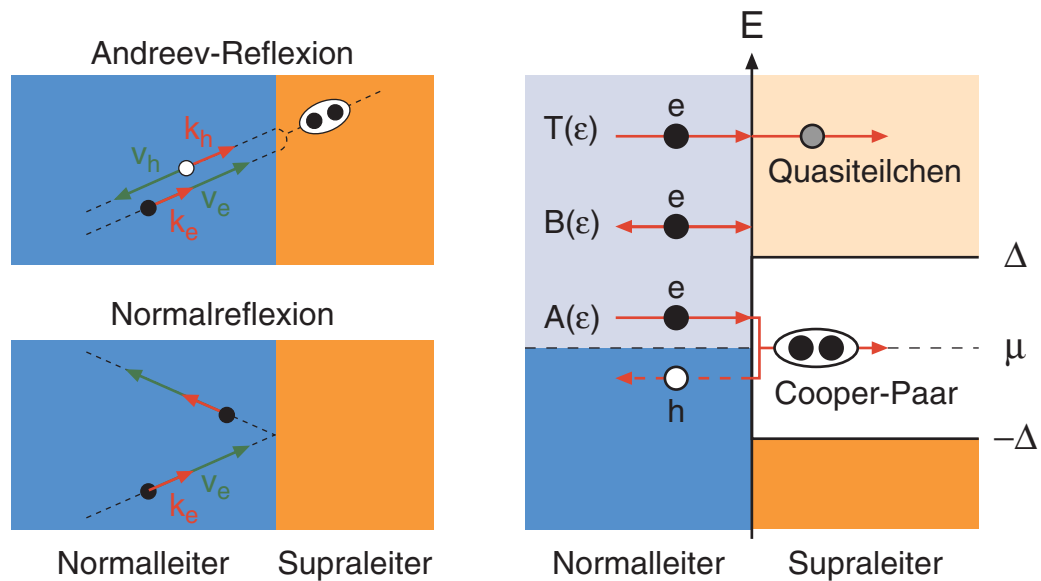


Abbildung 2.1: Prozesse an der Grenzfläche zwischen Normal- und Supraleiter. **(links)** Schematische Darstellung der Andreev- und der Normalreflexion im Ortsraum. **(rechts)** Transmission $T(\epsilon)$, Normalreflexion $B(\epsilon)$ und Andreev-Reflexion $A(\epsilon)$ im Bandschema der Grenzfläche.

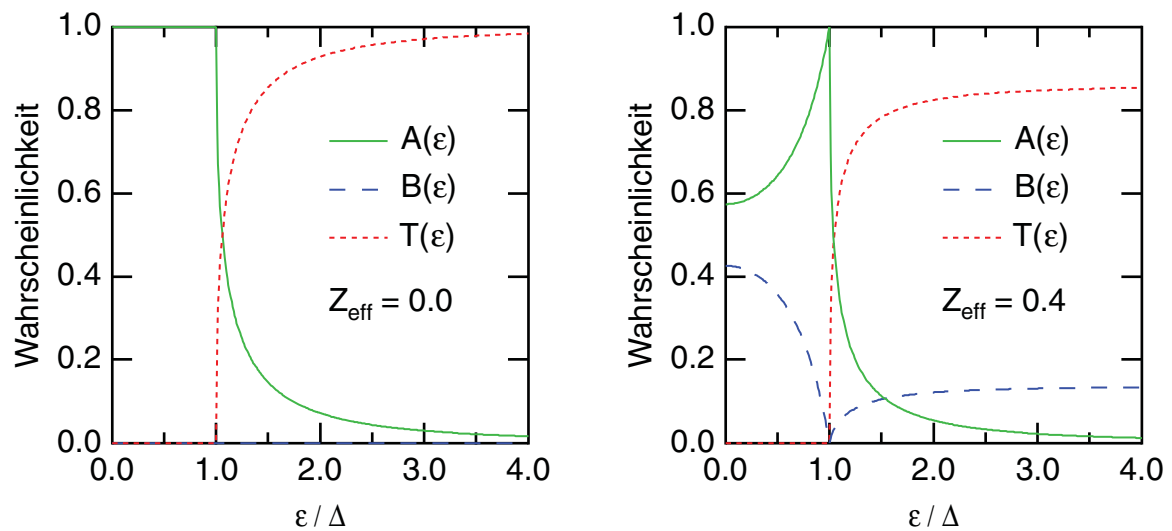


Abbildung 2.2: Mit der BTK-Theorie berechnete Wahrscheinlichkeiten für Andreev-Reflexion $A(\epsilon)$, Normalreflexion $B(\epsilon)$ und Transmission $T(\epsilon)$ als Funktion der Energie des Elektrons bzw. des Lochs. **(links)** Ideale Grenzbedingungen, d.h. $Z_{eff} = 0.0$. **(rechts)** hochtransparente Grenzfläche mit $Z_{eff} = 0.4$ (entspricht einem Transmissionskoeffizienten von $D_{SN} = 0.86$).

Für hohe Energien ($\varepsilon \gg \Delta$) wird die Wahrscheinlichkeit $T(\varepsilon)$ gleich dem Transmissionskoeffizienten der Grenzschicht D_{SN} . Es gilt deshalb:

$$D_{SN} = \frac{1}{1 + Z_{eff}^2} = \frac{4\eta D}{4\eta + D(\eta - 1)^2} \quad (2.6)$$

Hierbei ist $D = 1/(1 + Z^2)$ die sich für $\eta = 1$ ergebende Transmission. Im weiteren wird η und D bzw. D_{SN} zur Beschreibung der Grenzfläche verwendet.

2.4 Gebundene Andreev-Zustände

Bei einem SNS-Kontakt sind an beiden Grenzflächen Andreev-Reflexionen möglich (siehe Abb. 2.3 links). Ausgehend von idealen Grenzbedingungen (d.h. $D_{SN} = 1$) wird ein sich nach rechts bewegendes Elektron mit der Energie $\varepsilon \leq \Delta$ am rechten Supraleiter Andreev reflektiert. Dadurch wird im Supraleiter ein Cooper-Paar erzeugt. Das zurücklaufende Loch der Energie $-\varepsilon$ wird am linken Supraleiter Andreev reflektiert, wodurch dort ein Cooper-Paar vernichtet wird. Durch die zweite Andreev-Reflexion entsteht wieder ein Elektron der Energie ε . Insgesamt wird also ein Cooper-Paar vom linken in den rechten Supraleiter transportiert. Bei dem entsprechend gegenläufigen Prozeß wird ein Cooper-Paar in umgekehrter Richtung befördert. Setzt man zusätzlich ballistischen Transport im Normalleiter voraus, so lautet die Quantisierungsbedingung für einen solchen Kreisprozeß [Lan00]:

$$2\pi n = 2 \arccos \left(\frac{\varepsilon_n^\pm}{\Delta} \right) \pm \phi - 2 \left(\frac{\varepsilon_n^\pm a}{\hbar v_{F,N}} \right) \quad (2.7)$$

Die ersten beiden Terme auf der rechten Seite geben die Phasenänderung der beiden Andreev-Reflexionen an (siehe Gleichung 2.3), wobei ϕ die Phasendifferenz der beiden Supraleiter ist. Das positive Vorzeichen in der Gleichung bezieht sich dabei auf ein nach rechts laufendes Elektron bzw. ein nach links laufendes Loch. Für die gegenläufige Bewegung gilt das negative Vorzeichen. Der dritte Term beschreibt die Phasenänderung der ballistischen Bewegung des Elektrons bzw. des Lochs. Hierbei ist a der Abstand der beiden Supraleiter. Da $\varepsilon \ll \mu$ ist, wurde die Andreev-Näherung $\hbar(k_e - k_h) \approx 2\varepsilon/v_{F,N}$ verwendet.

Die Niveaus $\varepsilon_n^\pm < \Delta$ bilden das diskrete Spektrum der gebundenen Andreev-Zustände. Auch für $\varepsilon > \Delta$ gibt es noch eine endliche Wahrscheinlichkeit für eine Andreev-Reflexion (siehe Abb. 2.2). Deshalb existieren auch in diesem Energiebereich Andreev-Zustände. Ihr Spektrum bildet jedoch ein Kontinuum.

Gleichung 2.7 ist nur für ideale Grenzflächen gültig. Berücksichtigt man den Transmissionskoeffizienten D_{SN} , der für beide Grenzflächen gleich sei, so ist ϕ in Gleichung 2.7 durch θ zu ersetzen [Lan00]:

$$\theta = 2 \arcsin \left(\sqrt{D_{SN}} \sin \left(\frac{\phi}{2} \right) \right) \quad (2.8)$$

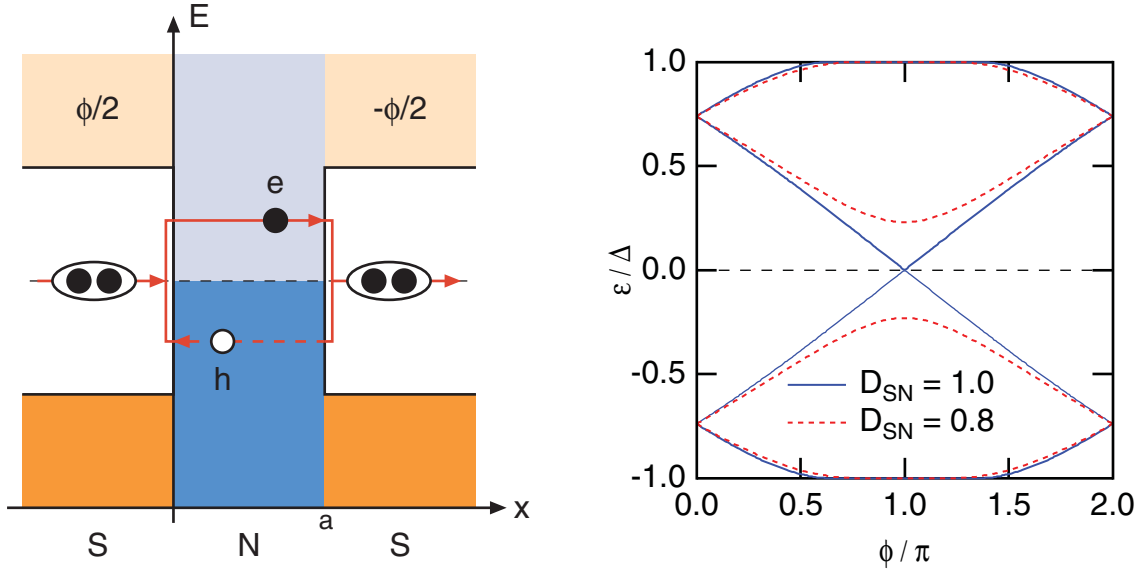


Abbildung 2.3: (links) In einem SNS-Kontakt sind an beiden Grenzflächen Andreev-Reflexionen möglich. Im dargestellten Prozeß werden Cooper-Paare vom rechten Supraleiter in den linken transportiert. Im ballistischen Regime entstehen durch Phasenkohärenz gebundene Andreev-Zustände. (rechts) Energieniveaus der Andreev-Zustände in Abhängigkeit von der Phasendifferenz ϕ der beiden Supraleiter. Für beide Grenzflächen wurde die gleiche Transparenz D_{SN} angenommen. Der Abstand a der beiden Kontakte entspricht im gezeigten Beispiel der Kohärenzlänge $\xi_0 = \hbar v_{F,N}/\Delta$. Die gestrichelte horizontale Linie markiert das chemische Potential μ .

In Abb. 2.3 (rechts) sind die Niveaus der gebundenen Andreev-Zustände als Funktion der Phasendifferenz der beiden Supraleiter für $D_{SN} = 1$ und für $D_{SN} = 0.8$ gezeigt, wie sie sich aus den Gleichungen 2.7 und 2.8 ergeben. Die im zweiten Fall mögliche Normalreflexion hebt die Entartung der Andreev-Niveaus für $\phi = \pi$ auf. Mit abnehmender Transparenz D_{SN} vergrößert sich die Lücke zwischen den benachbarten Niveaus. Für $\phi = 0$ bleiben die Zustände entartet.

Der Beitrag der diskreten Niveaus zum Suprastrom des Kontaktes ist bestimmt durch [Shu97]:

$$I_{dis} = \frac{2e}{\hbar} \sum_{n,\pm} \frac{\partial \epsilon_n^\pm}{\partial \phi} f(\epsilon_n^\pm) \quad (2.9)$$

In der Gleichung ist $f(\epsilon)$ die Fermi-Verteilungsfunktion. Um den gesamten Suprastrom der Junction zu berechnen, muß auch der Beitrag des Kontinuums berücksichtigt werden (siehe Abschnitt 2.5). Zunächst soll vereinfachend nur der Beitrag der diskreten Niveaus betrachtet werden, der für kurze Kanallängen dominierend ist [Bee91, Bee92].

Bei $T = 0$ sind nur die Andreev-Zustände unterhalb der Fermi-Energie besetzt. In Abb. 2.3 (rechts) sind dann nur die beiden unteren Andreev-Niveaus bevölkert. Das Vorzeichen

ihrer Steigung und damit die von ihnen getragene Stromrichtung ist zueinander entgegengesetzt. Für $\phi=0$ ist der Betrag der Steigung für beide Niveaus gleich, so daß sich ihre Strombeiträge in Gleichung 2.9 gegenseitig aufheben. Mit zunehmender Phasendifferenz ϕ bleibt für $D=1$ die Steigung des oberen der beiden besetzten Niveaus konstant, während die des unteren abnimmt. Dadurch kompensieren sich die beiden Stromkomponenten nicht mehr vollständig und es fließt ein Suprastrom. Für $\phi=\pi$ ist die Steigung des unteren Niveaus null, d.h. es trägt keinen Strom und der durch die diskreten Niveaus getragene Suprastrom ist maximal. In Abschnitt 5.3 wird die Strom-Phasenbeziehung noch einmal genauer behandelt.

Entscheidend für die Zahl der diskreten Niveaus ist die Kohärenzlänge $\xi_0 = \hbar v_{F,N}/\Delta$. Die Zahl der Niveaus steigt mit wachsendem a/ξ_0 an, wobei a der Abstand der beiden Supraleiter ist. Da sich aber die Strombeiträge benachbarter Andreev-Niveaus in der Regel kompensieren und zusätzlich ihre Steigung kleiner wird, nimmt der Suprastrom des SNS-Kontaktes mit zunehmendem a/ξ_0 ab.

2.5 Brouwer und Beenakker Modell

Brouwer und Beenakker haben den Landau-Büttiger-Formalismus [Lan57, Büt85] auf SNS-Kontakte angewendet [Bro97]. Das Verhalten eines mesoskopischen Systems wird in diesem Formalismus durch eine Streumatrix \mathcal{S} beschrieben. Als Wellenfunktionen werden quasi eindimensionale Moden angesetzt (siehe Abb. 2.4). Ihre Anzahl ergibt sich aus dem Verhältnis von Kontaktbreite und Fermiwellenlänge: $M = 2w/\lambda_F$. Die von links bzw. von rechts in das System einlaufenden Moden der Elektronen bzw. Löcher werden in den Vektoren i_e^l , i_e^r , i_h^l und i_h^r zusammengefaßt. Die aus dem System auslaufenden Moden werden analog mit den Vektoren o_e^l , o_e^r , o_h^l und o_h^r bezeichnet. Die $4M \times 4M$ -Streumatrix \mathcal{S} ist dann definiert durch:

$$\begin{pmatrix} o_e^l \\ o_e^r \\ o_h^l \\ o_h^r \end{pmatrix} = \mathcal{S} \begin{pmatrix} i_e^l \\ i_e^r \\ i_h^l \\ i_h^r \end{pmatrix} \quad \text{mit} \quad \mathcal{S} \equiv \begin{pmatrix} S^{ee} & S^{eh} \\ S^{he} & S^{hh} \end{pmatrix} \quad (2.10)$$

Die Streumatrix des Kontaktes wird in zwei Matrizen \mathcal{S}_A und \mathcal{S}_N aufgespalten [Bro97]. Die erste beschreibt dabei die Andreev-Reflexion. Sie ist unabhängig von den Eigenschaften des Normalleiters und der Grenzflächen. Die zweite Matrix \mathcal{S}_N beinhaltet die Normalreflexion an den Grenzflächen sowie die Wellenpropagation im Normalleiter. In diffusiven Systemen beschreibt sie auch die Streuung im Normalleiter selbst. Da durch diese Prozesse keine Elektronen in Löcher gestreut werden, besitzt sie die Form:

$$\mathcal{S}_N \equiv \begin{pmatrix} S(\varepsilon) & 0 \\ 0 & S^*(-\varepsilon) \end{pmatrix} \quad (2.11)$$

Die Andreev-Reflexion wird durch die folgende Matrix beschrieben (für $\Delta \ll \mu$):

$$\mathcal{S}_A = \alpha(\varepsilon) \begin{pmatrix} 0 & e^{i\Phi} \\ e^{-i\Phi} & 0 \end{pmatrix} \quad \text{mit} \quad \alpha(\varepsilon) = \frac{\varepsilon}{\Delta} - i\sqrt{1 - \frac{\varepsilon^2}{\Delta^2}} \quad (2.12)$$

In diesem Ausdruck ist Φ eine Diagonalmatrix mit den Elementen $\Phi_{nn} = \phi/2$ für $n \leq M$ bzw. $\Phi_{nn} = -\phi/2$ für $M < n \leq 2M$, wobei ϕ die Phasendifferenz zwischen den beiden Supraleitern ist. Die Niveaus der gebundenen Andreev-Zustände sind durch die Lösungen der folgenden Gleichung gegeben:

$$\det [1 - \mathcal{S}_A(\varepsilon_n^\pm) \mathcal{S}_N(\varepsilon_n^\pm)] = 0 \quad (2.13)$$

Der Suprastrom des SNS-Kontaktes kann wie folgt berechnet werden [Bro97]:

$$I_S(\phi) = -\frac{2e}{\hbar} 2k_B T \frac{\partial}{\partial \phi} \sum_{p=0}^{\infty} \ln \det [1 - \mathcal{S}_A(i\omega_p) \mathcal{S}_N(i\omega_p)] \quad (2.14)$$

Hierbei sind $\omega_p = (2p + 1)\pi k_B T$ die Matsubara-Frequenzen. Der Ausdruck enthält im Gegensatz zu Gleichung 2.9 auch den Beitrag des Kontinuums der Andreev-Zustände. Er ist sowohl für diffusive als auch für ballistische Systeme gültig.

Zur Berechnung des Suprastromes wird ballistischer Transport im Normalleiter angenommen. Der Fermiwellenvektor $k_{F,n} = k_{F,N} \sqrt{1 - (n/M)^2}$ und die Fermigeschwindigkeit

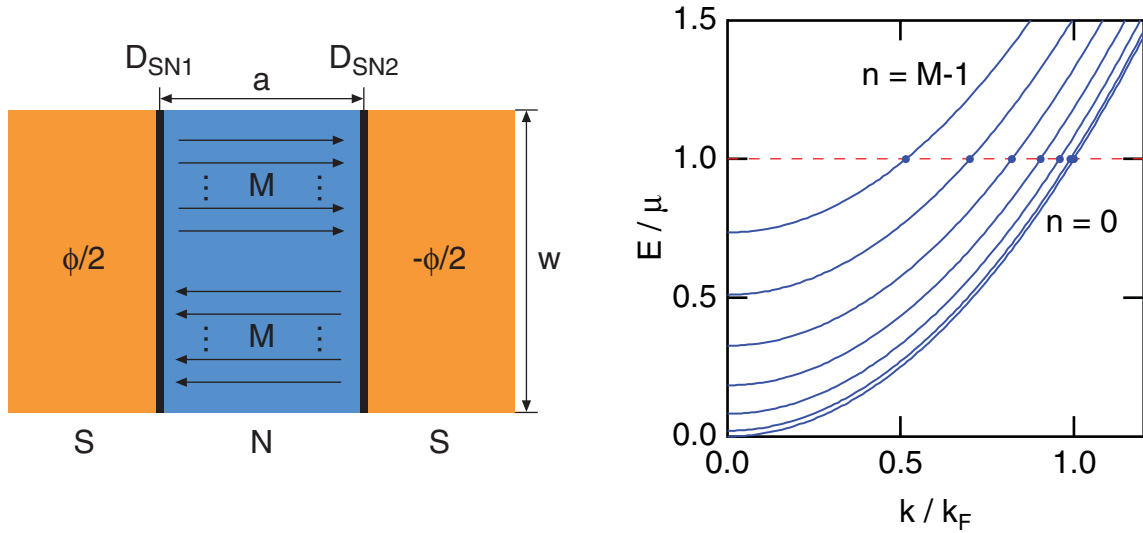


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung der eindimensionalen Moden im Normalleiter des SNS-Kontaktes. **(links)** Die Anzahl der Moden M wird durch das Verhältnis zwischen Kontaktbreite w und Fermiwellenlänge λ_F bestimmt. **(rechts)** Energiedispersion der eindimensionalen Subbänder. Die Fermiwellenvektoren $k_{F,n}$ der Moden sind durch Punkte markiert.

$v_{F,n} = v_{F,N} \sqrt{1 - (n/M)^2}$ hängen vom Modenindex ab. An den Grenzflächen wird die Streuung zwischen den einzelnen Moden vernachlässigt, d.h. es findet keine Modenmischung (engl. *mode mixing*) statt. Die Streumatrizen \mathcal{S}_N und \mathcal{S}_A lassen sich in dieser Näherung auf modenabhängige 4×4 -Matrizen reduzieren. Nach Summation über alle Moden und Ausführung der Differentiation lautet Gleichung 2.14 [Sam00]:

$$I_S(\phi) = -\frac{2e}{\hbar} 2k_B T i \sum_{p=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{M-1} \text{tr} \left[\begin{pmatrix} -\sigma_z & 0 \\ 0 & \sigma_z \end{pmatrix} [1 - \mathcal{S}_{N,n}(i\omega_p) \mathcal{S}_{A,n}(i\omega_p)]^{-1} \right] \quad (2.15)$$

Hierbei ist σ_z die Pauli-Spinmatrix, $[\dots]^{-1}$ die inverse Matrix und $\text{tr}[\dots]$ die Spur der Matrix. Für die Matrix $\mathcal{S}_{A,n}(i\omega_p)$ gilt:

$$\mathcal{S}_{A,n}(i\omega_p) = \alpha(i\omega_p) \begin{pmatrix} 0 & 0 & e^{i\phi/2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & e^{-i\phi/2} \\ e^{-i\phi/2} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\phi/2} & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.16)$$

Da die Fermigeschwindigkeit $v_{F,n}$ der einzelnen Moden unterschiedlich ist, ist auch die durch Gleichung 2.6 gegebene effektive Transmission modenabhängig:

$$D_{SN,n} = \frac{4\eta_n D}{4\eta_n + D(\eta_n - 1)^2} \quad \text{mit} \quad \eta_n = \eta \sqrt{1 - \frac{n^2}{M^2}} \quad (2.17)$$

Es ist $\eta = v_{F,N}/v_{F,S}$. Der das Streupotential der Grenzfläche beschreibende Parameter D wird dabei als modenunabhängig angenommen. Wenn für beide Grenzflächen die gleiche Transmission $D_{SN,n}$ angesetzt wird, so erhält man für $\mathcal{S}_{N,n}(i\omega_p)$:

$$\mathcal{S}_{N,n}(i\omega_p) = \begin{pmatrix} b_n(\omega_p) & c_n(\omega_p) & & 0 \\ c_n(\omega_p) & -b_n(\omega_p) & & \\ & 0 & b_n^*(\omega_p) & c_n^*(\omega_p) \\ & & c_n^*(\omega_p) & -b_n^*(\omega_p) \end{pmatrix} \quad (2.18)$$

Die Matrix-Elemente $b_n(\omega_p)$ und $c_n(\omega_p)$ sind wie folgt definiert:

$$b_n(\omega_p) = \sqrt{1 - D_{SN,n}} \frac{1 + P_n(\omega_p)^2}{1 + (1 - D_{SN,n})P_n(\omega_p)^2} \quad (2.19)$$

$$c_n(\omega_p) = \frac{D_{SN,n} P_n(\omega_p)}{1 + (1 - D_{SN,n})P_n(\omega_p)^2}$$

$P_n(\omega_p)$ ist der Wellenpropagator im Normalleiter:

$$P_n(\omega_p) = e^{iak_{F,n} - a\omega_p/\hbar v_{F,n}} \quad (2.20)$$

Durch Einführung von $\tilde{\alpha}(\omega_p) = -\alpha(i\omega_p)^2$ geht Gleichung 2.15 über in:

$$I_S(\phi) = \frac{2e}{\hbar} k_B T \sum_{p=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{M-1} \frac{4 \sin(\phi) \tilde{\alpha} |c_n|^2}{1 + 2\tilde{\alpha} |b_n|^2 + \tilde{\alpha}^2 |b_n^2 + c_n^2|^2 + 2\tilde{\alpha} \cos(\phi) |c_n|^2} \quad (2.21)$$

Zur besseren Übersicht wurde die Abhängigkeit von ω_p bei $\tilde{\alpha}(\omega_p)$, $b_n(\omega_p)$ und $c_n(\omega_p)$ weggelassen. Das Maximum von $I_S(\phi)$ ist der kritische Strom I_c des Kontaktes. Der mit dem Brouwer und Beenakker Modell berechnete kritische Strom entspricht bei einem Kontakt mit vernachlässigbarer Kanallänge ($a \ll \xi_0$) und idealen Grenzbedingungen ($D_{SN,n} = 1$ für alle Moden) dem Ergebnis der von Kulik und Omelyanchuk für diesen Grenzfall entwickelten Theorie [Kul78].

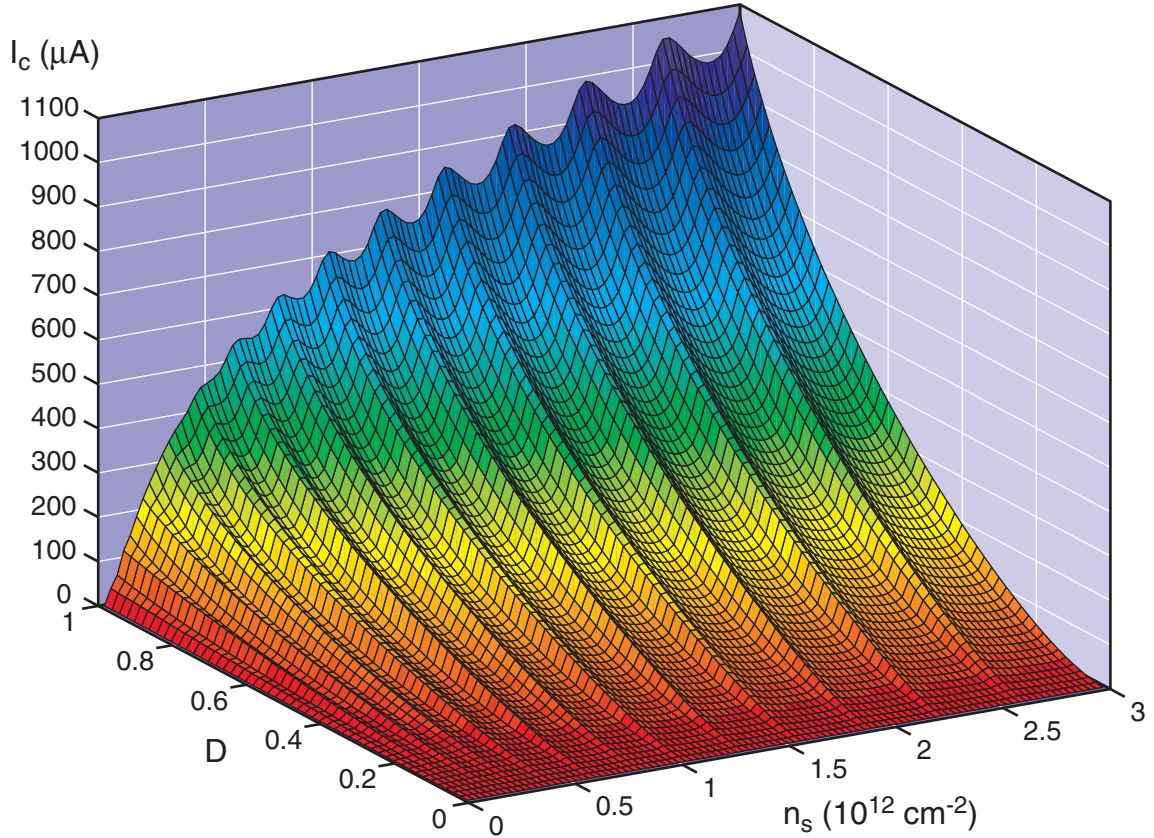


Abbildung 2.5: Berechneter kritischer Strom eines Nb/InAs(2DEG)/Nb-Kontaktes in Abhängigkeit von der Ladungsträgerdichte n_s im Halbleiter und des modenunabhängigen Transmissionsparameters D . Die effektive Transmission $D_{SN,n}$ ergibt sich aus Gleichung 2.17. Hierbei wurde die Fermigeschwindigkeit der 4d-Elektronen im Niob von $v_{F,S} = 0.62 \cdot 10^6$ m/s eingesetzt. Für die Kanallänge wurde $a = 105$ nm und für die Kontaktbreite $w = 50$ μ m angenommen. Die Rechnung erfolgte für $T = 1.8$ K, wobei als kritische Temperatur 8.85 K angesetzt wurde (entspricht $\Delta = 1.47$ meV).

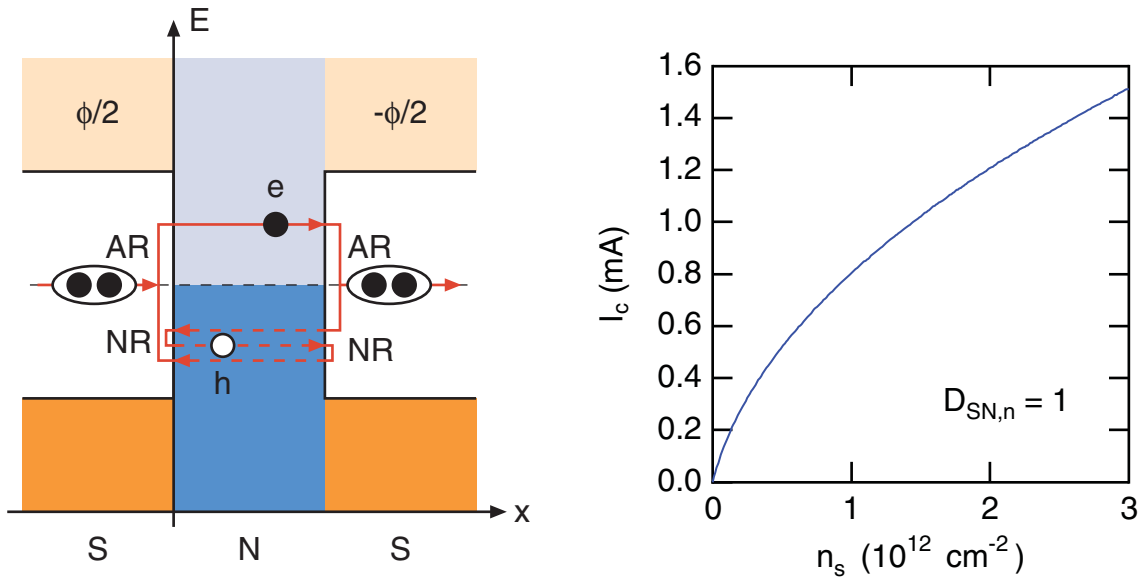


Abbildung 2.6: (links) Schematische Darstellung eines für die Oszillation des kritischen Stromes verantwortlichen Prozesses, bei dem das Loch zwischen den beiden Andreev-Reflexionen (AR) jeweils an beiden Grenzflächen eine Normalreflexion (NR) erfährt. (rechts) Mit Gleichung 2.21 berechneter kritischer Strom als Funktion der Ladungsträgerdichte. Als Transmission wurde für alle Moden $D_{SN,n} = 1$ gesetzt. Sonst wurden die gleichen Parameter wie für Abb. 2.5 verwendet. An idealen Grenzflächen gibt es keine Normalreflexion und der links dargestellte Prozeß ist nicht möglich, d.h. es treten keine Oszillationen auf.

Für einen Nb/InAs(2DEG)/Nb-Kontakt ist in Abb. 2.5 I_c als Funktion der Ladungsträgerdichte n_s im Halbleiter und des Transmissionsparameters D aufgetragen. Die zur Berechnung der Fermigeschwindigkeit $v_{F,N}$ notwendige effektive Masse des 2DEGs wurde mittels Zweiband $\vec{k} \cdot \vec{p}$ -Theorie bestimmt (siehe Abschnitt 4.1). Die Fermigeschwindigkeit des Halbleiters $v_{F,N}$ steigt mit zunehmender Ladungsträgerdichte n_s an. Damit nimmt auch die Kohärenzlänge $\xi_0 = \hbar v_{F,N} / \Delta$ zu. Der kritische Strom wächst deshalb mit der Dichte n_s an. Besonders auffällig in Abb. 2.5 sind die Oszillationen, die sich in Abhängigkeit der Dichte n_s zeigen. Ähnliche Oszillationen ergeben sich auch für der Längenabhängigkeit (siehe [Ric00]). Sie wurden bereits in einer anderen Rechnung vorhergesagt [Chr93, Chr94]. Die Oszillationen des kritischen Stromes werden durch Prozesse hervorgerufen, die Normal- und Andreev-Reflexionen beinhalten (siehe Abb. 2.6). Wenn die effektive Transmission $D_{SN,n}$ für alle Moden eins ist, sind an den Grenzflächen keine Normalreflexionen möglich (siehe Abschnitt 2.3). In Abb. 2.6 (rechts) ist der unter diesen Bedingungen mit Gleichung 2.21 berechnete kritische Strom dargestellt. Alle weiteren ins Modell eingehenden Parameter wurden wie für Abb. 2.5 gewählt. Wie zu erwarten, zeigen sich dort keine Oszillationen. In Abb. 2.5 verschwinden sie auch für $D = 1$ nicht, da durch die unterschiedlichen Fermigeschwindigkeiten in Normal- und Supraleiter die effektive Transmission niedriger als eins ist (siehe Abb. 4.18).

2.6 OTBK-Modell

Ist der in den SNS-Kontakt eingepreßte Strom größer als dessen kritischer Strom, so fällt eine Spannung zwischen den beiden Supraleitern ab. Auch in diesem Fall ist Andreev-Reflexion weiterhin möglich (siehe Abb. 2.7). Octavio, Tinkham, Blonder und Klapwijk haben deshalb das BTK-Modell für SNS-Kontakte erweitert [Oct83]. Dieses sogenannte OTBK-Modell beruht auf der Boltzmann-Gleichung. Die beiden supraleitenden Kontakte werden als Reservoirs betrachtet, die sich jeweils im thermischen Gleichgewicht befinden. Für die Quasiteilchen im Supraleiter kann deshalb die Fermiverteilung $f_0(\varepsilon)$ verwendet werden, wobei ε die Energie relativ zum chemischen Potential μ ist. Die Elektronen bzw. Löcher im Normalleiter werden entsprechend ihrer Bewegungsrichtung durch die Nichtgleichgewichtsverteilungen $f_{\rightarrow}(\varepsilon)$ und $f_{\leftarrow}(\varepsilon)$ beschrieben. Die Verteilung an der linken Grenzfläche kann selbstkonsistent aus der folgenden Gleichung bestimmt werden [Fle88]:

$$f_{\rightarrow}(\varepsilon) = A(\varepsilon)f_{\rightarrow}(\varepsilon - eU) + B(\varepsilon)[1 - f_{\rightarrow}(-\varepsilon - eU)] + T(\varepsilon)f_0(\varepsilon) \quad (2.22)$$

Hierbei ist U die Spannungsdifferenz zwischen den beiden Supraleitern. Die Wahrscheinlichkeiten für Andreev-Reflexion $A(\varepsilon)$, Normalreflexion $B(\varepsilon)$ und Transmission $T(\varepsilon)$ werden mit dem BTK-Modell berechnet. Zwischen beiden Verteilungen gilt die folgende Beziehung:

$$f_{\rightarrow}(\varepsilon) = 1 - f_{\leftarrow}(-\varepsilon - eU) \quad (2.23)$$

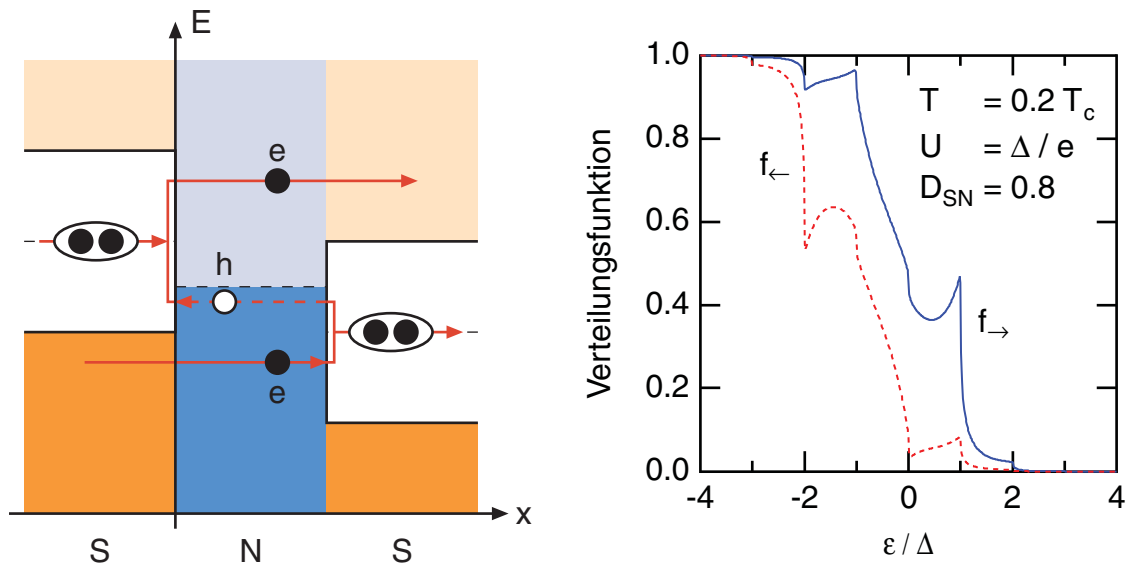


Abbildung 2.7: (links) Prozeß der Mehrfach-Andreev-Reflexion bei einem Spannungsabfall von $U = \Delta/e$ zwischen den Supraleitern. (rechts) Nichtgleichgewichtsverteilungen des OTBK-Modells für nach rechts bzw. nach links laufende Quasiteilchen.

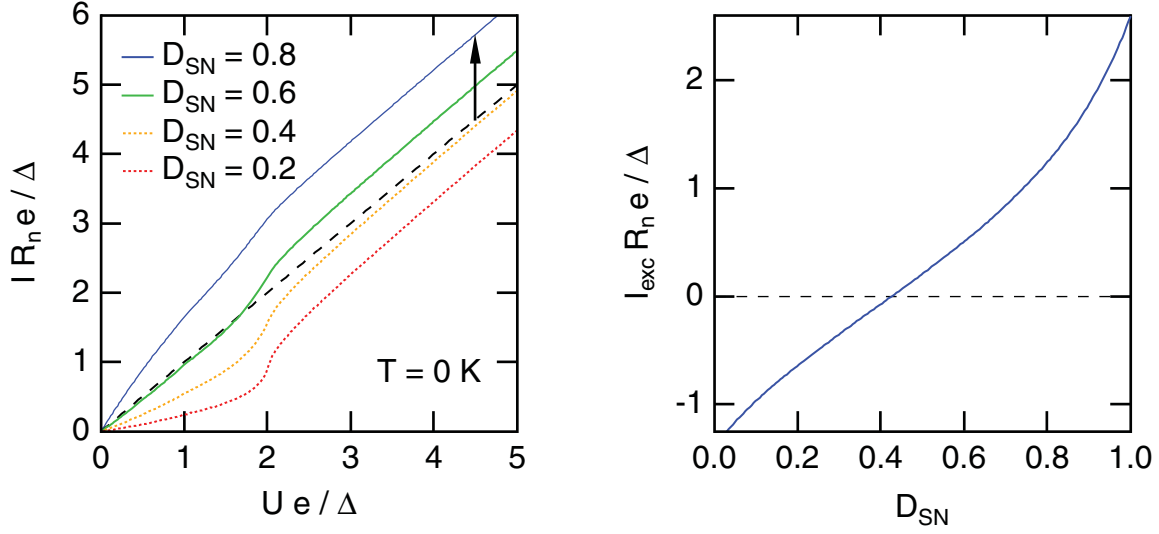


Abbildung 2.8: (links) Mit dem OTBK-Modell bestimmte Strom-Spannungskennlinien für verschiedene effektive Transmissionen D_{SN} . Die Kennlinie eines ohmischen Kontaktes ist gestrichelt eingezeichnet. Der Pfeil markiert den Exzeßstrom. (rechts) Berechneter Exzeß-Strom in Abhängigkeit von der Transmission D_{SN} . Für $D_{SN} < 0.426$ wird der Exzeßstrom negativ.

Der Strom durch den SNS-Kontakt kann dann wie folgt berechnet werden:

$$I = \frac{1}{eR_n} \int_{-\infty}^{\infty} d\varepsilon [f_{\rightarrow}(\varepsilon) - f_{\leftarrow}(\varepsilon)] = \frac{1}{eR_n} \int_{-\infty}^{\infty} d\varepsilon [2f_{\rightarrow}(\varepsilon) - 1] \quad (2.24)$$

In Abb. 2.8 (links) sind die so berechneten Strom-Spannungskennlinien für unterschiedliche effektive Transmissionen D_{SN} gezeigt. Auch für $U \gg \Delta/e$ nähern sie sich nicht der Geraden eines ohmischen Kontaktes an. Stattdessen verlaufen die Kennlinien dazu parallel. Der Offset wird als Exzeßstrom bezeichnet, der durch $I_{exc} = I(U \gg \Delta/e) - U/R_n$ definiert ist. Anschaulich läßt sich der Exzeßstrom durch den Prozeß einer einzelnen Andreev-Reflexion erklären, die für jede Spannungsdifferenz U möglich ist. Der Exzeßstrom wird deshalb durch die Wahrscheinlichkeit der Andreev-Reflexion und damit durch die effektive Transmission D_{SN} bestimmt. In Abb. 2.8 (rechts) ist der mit dem OTBK-Modell berechnete Exzeßstrom in Abhängigkeit von D_{SN} gezeigt.

Die Nichtlinearität der Kurven ist deutlicher in der differentiellen Strom-Spannungskennlinie zu erkennen. Die sich dort zeigende Struktur ist periodisch in $U = 2\Delta/ne$ mit $n = 1, 2, \dots$ und wird deshalb als subharmonische Gap-Struktur (SGS) bezeichnet. Sie wird ausführlich in Abschnitt 6.1 behandelt.

Kapitel 3

Präparation

In diesem Kapitel wird die Herstellung von Josephson-Feldeffekttransistoren (JoFET) beschrieben. Zentrale Bedeutung besitzt dabei die Elektronenstrahlolithographie zur Erzeugung von Kontaktabständen in der Größenordnung von 100 nm.

3.1 Elektronenstrahlolithographie

Die erreichbare Auflösung der optische Lithographie ist bei modernen Systemen durch die Beugung limitiert [Smi86]. Die minimale Strukturgröße ist durch das Rayleigh-Kriterium gegeben [Fla00]:

$$\text{Auflösung} = k_1 \frac{\lambda}{NA} \quad (3.1)$$

Hierbei ist k_1 eine Konstante (≈ 0.5), λ die Wellenlänge der Lichtquelle und NA die numerische Apertur der Optik. Bei einer Wellenlänge von 248 nm (KrF Excimer-Laser) können so zur Zeit 180 nm erreicht werden [Isa00].

Bei der Elektronenstrahlolithographie (EBL¹) besteht diese Begrenzung der Strukturgröße nicht. Dabei wird ein Elektronenstrahl über die mit Lack beschichtete Probe entsprechend des zu schreibenden Musters geführt. Jeder Punkt der Struktur wird somit sequenziell nacheinander belichtet. Im Vergleich zum parallelen Verfahren der optischen Lithographie ist der Durchsatz, d.h. die strukturierte Fläche pro Zeiteinheit, deutlich geringer. Der industrielle Einsatz des Verfahrens ist daher auf die Herstellung von Masken beschränkt, da hier der Durchsatz nur eine untergeordnete Rolle spielt. Die Elektronenstrahlolithographie kann mit einem modifizierten Rasterelektronenmikroskop² (REM) vergleichsweise einfach durchgeführt werden. Aus diesem Grund und wegen ihrer hohen Flexibilität ist die EBL besonders für den experimentellen Bereich geeignet.

¹electron-beam lithography

²In dieser Arbeit wird ein Zeiss DSM962 mit LaB₆-Kathode mit zusätzlichem Beam Blanker eingesetzt, das über eine Raith Elphy Plus Elektronik gesteuert wird.

Das Rayleigh-Kriterium ist auf die Elektronenstrahlolithographie nicht anwendbar. Vielmehr wird die Auflösung durch eine Kombination von Faktoren begrenzt [Ten99]. Neben der Elektronenstrahlquelle und der Optik ist das Streuverhalten der Elektronen im Lack und im Substrat entscheidend für die erzielbare Auflösung.

Stark vereinfacht kann die Strahlintensität bei der Belichtung durch die Summe zweier Gaußverteilungen beschrieben werden [Par79, Par80]:

$$I(r) \propto \frac{1}{\alpha^2} e^{-r^2/\alpha^2} + \frac{\eta}{\beta^2} e^{-r^2/\beta^2} \quad (3.2)$$

In diesem empirischen Modell wird der Elektronenstrahl beim Eintritt in den Lack als punktförmig angenommen. Der erste Term beschreibt die Vorwärtsstreuung im Lack. Der Parameter α verkleinert sich, wenn man zu einer dünneren Lackschicht übergeht. Er kann ebenfalls durch eine höhere Beschleunigungsspannung verringert werden. Die Rückwärtsstreuung im Substrat wird durch den zweiten Term in Gleichung 3.2 beschrieben. Der Rückstreuoeffizient η gibt das Verhältnis zwischen rückgestreuten zu einfallenden Elektronen an.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt ist proportional zu Z^2 , wobei Z die Kernladungszahl der Substratome ist. Bei einem InAs-Substrat ($Z_{\text{In}} = 49$, $Z_{\text{As}} = 33$) ist der Rückstreuoeffizient also deutlich größer als bei einem Silizium-Substrat ($Z_{\text{Si}} = 14$). Bei einer höheren Beschleunigungsspannung dringen die Elektronen tiefer in das Substrat ein. Dadurch wird ihr Streukegel vergrößert, d.h. β wächst mit der verwendeten Beschleunigungsspannung an. Gleichzeitig nimmt die relative Strahlintensität der rückgestreuten Elektronen ab. Die Parameter α (≈ 80 nm) und β (einige μm) sind deutlich größer als der Abstand zwischen zwei zu belichtenden Punkten (≈ 10 nm). Die effektive Dosis an einem Punkt wird also wesentlich von seiner Umgebung beeinflusst. Man spricht deshalb von einem *Proximity-Effekt*³.

Um die supraleitenden Niobkontakte auf dem Halbleiter zu erzeugen, wird PMMA-Lack⁴ verwendet. PMMA ist ein Positiv-Lack, d.h. die bestrahlten Bereiche des Lacks werden vom Entwickler gelöst. In Abb. 3.1 ist jeweils eine Teststruktur auf Silizium bei niedriger und eine bei maximal möglicher Beschleunigungsspannung gezeigt. Während die äußeren Lackkanten in beiden Fällen nahezu senkrecht sind, ist der Lacksteg zwischen den belichteten Streifen durch den Proximity-Effekt stark unterkehlig. Bei der niedrigen Beschleunigungsspannung (siehe Abb. 3.1 links) ergibt sich zwischen der Breite am Kopf zu der am Fuß ein Verhältnis von etwa 5 : 1, während es bei 30 kV (siehe Abb. 3.1 rechts) nur 2 : 1 ist. Die Abscheidung der Niobschicht erfolgt beim Sputtern isotrop. Das Niob hüllt deshalb die Lackstruktur vollständig ein (siehe Abb. 3.2). Daher wird der Abstand der Niobkontakte durch die Breite am Fuß des Lackstegs definiert. Eine starke Unterkehligkeit erschwert die Kontrolle dieser Breite. Die Belichtung erfolgt deshalb bei maximal möglicher Beschleunigungsspannung, d.h. bei 30 kV.

³Die Diffusion von Cooperpaaren aus einem Supraleiter in angrenzende Bereiche eines Normalleiters wird ebenfalls als Proximity-Effekt bezeichnet.

⁴Polymethylmethacrylat

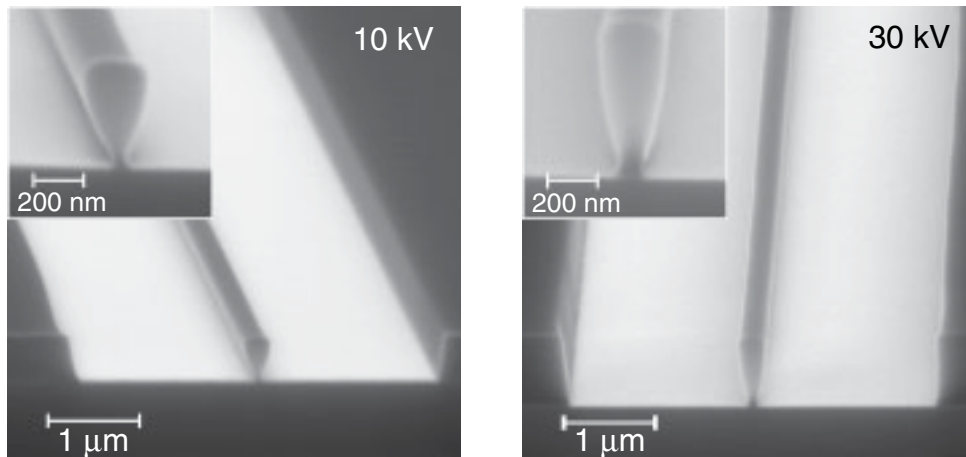


Abbildung 3.1: REM-Aufnahmen einer Teststruktur auf Silizium nach der Entwicklung. Die Beschleunigungsspannung betrug 10 kV (links) bzw. 30 kV (rechts). Die PMMA-Lackschicht ist in beiden Fällen etwa 750 nm dick. Der Lacksteg ist durch den Proximity-Effekt der Belichtung unterkehlig, während die Lackwände nahezu senkrecht sind. Entscheidend für den Abstand der Niobkontakte ist die Breite am Fuß des Lackstegs.

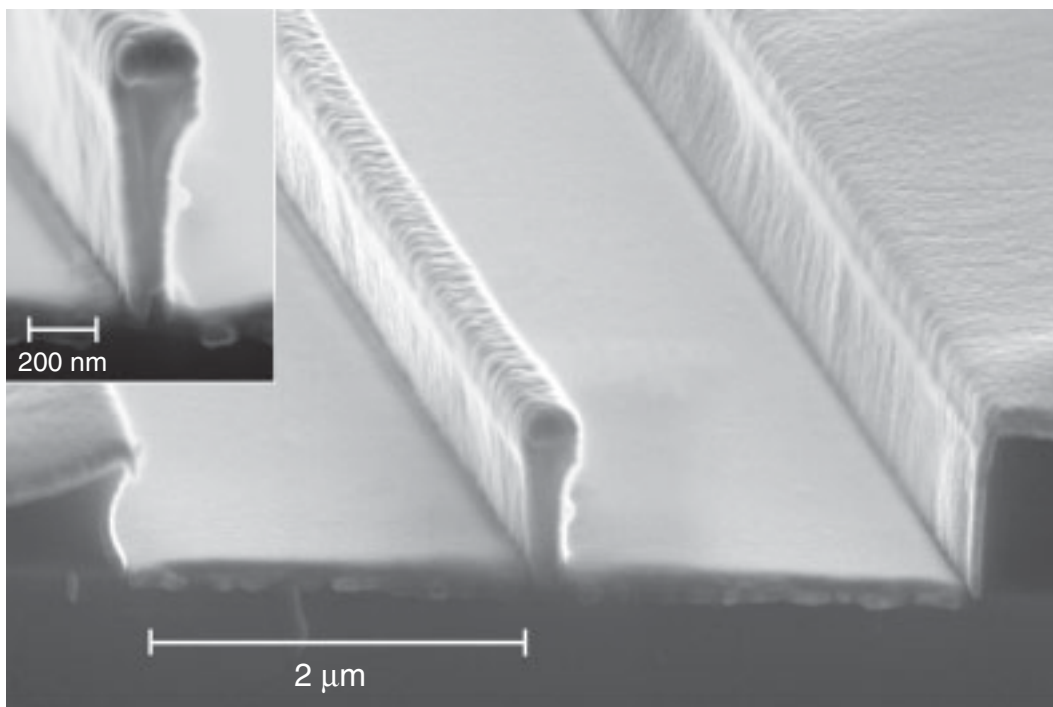


Abbildung 3.2: Kontaktstreifen auf InAs nach dem Niob-Sputtern. Die gesamte PMMA-Lackstruktur ist von einer Niobschicht eingehüllt. An den senkrechten Wänden bzw. am Lacksteg in der Mitte ist sie nur unwesentlich dünner als auf den waagerechten Flächen.

Die Entwicklungszeit des Lacks wurde mit 105 s so gewählt, daß der Kontrast γ

$$\gamma = \log \left(\frac{D_1}{D_0} \right)^{-1} \quad (3.3)$$

maximal ist. Hierbei ist D_1 die Dosis, ab der die Lackschicht vollständig durchentwickelt wird. D_0 ist die Dosis, bis zu der die Lackschicht im Vergleich zu den unbelichteten Bereichen unverändert bleibt.

Es ist möglich, die drei Parameter aus Gleichung 3.2 durch geeignete Teststrukturen zu bestimmen. Das Modell ist jedoch zu stark vereinfacht, um damit eine effektive Proximity-Korrektur durchführen zu können. Deshalb wird eine Belichtungsreihe durchgeführt, bei der die Dosis und der Abstand der zu belichtenden Streifen (Design-Abstand) variiert werden. In die entwickelte Lackstruktur wird Niob aufgesputtert. Die Doppelstreifen werden nach dem Lift-Off vermessen. In Abb. 3.3 ist das Ergebnis einer solchen Testreihe dargestellt. Der zwischen den Niobstreifen erzielte Abstand hängt linear von dem Design-Abstand ab. Beim Design ist jedoch ein erheblicher Offset zu berücksichtigen, der linear

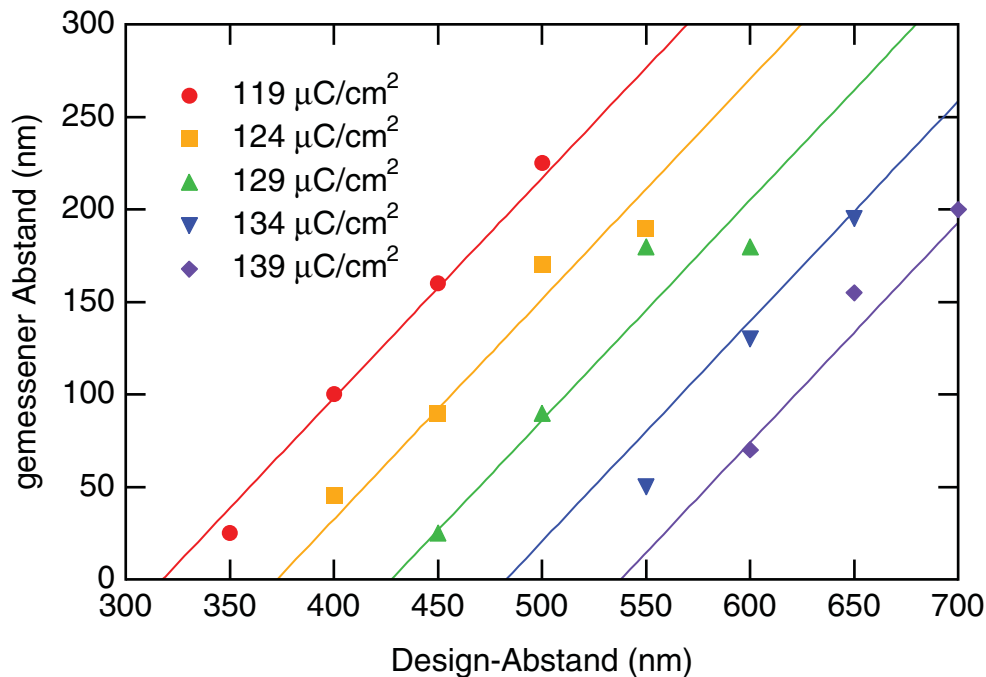


Abbildung 3.3: Gemessener Abstand zwischen den Niobstreifen einer Belichtungsreihe auf InAs nach dem Lift-Off für unterschiedliche Dosen und Design-Abstände. Die Geraden wurden den Meßdaten in einem zweidimensionalen Fit angepaßt. Aufgrund des Proximity-Effekts bei der Belichtung muß beim Design ein erheblicher Offset des Abstandes berücksichtigt werden. Bei den beiden niedrigsten Dosen wurden die Außenkanten der Doppelstreifen nicht vollständig durchbelichtet.

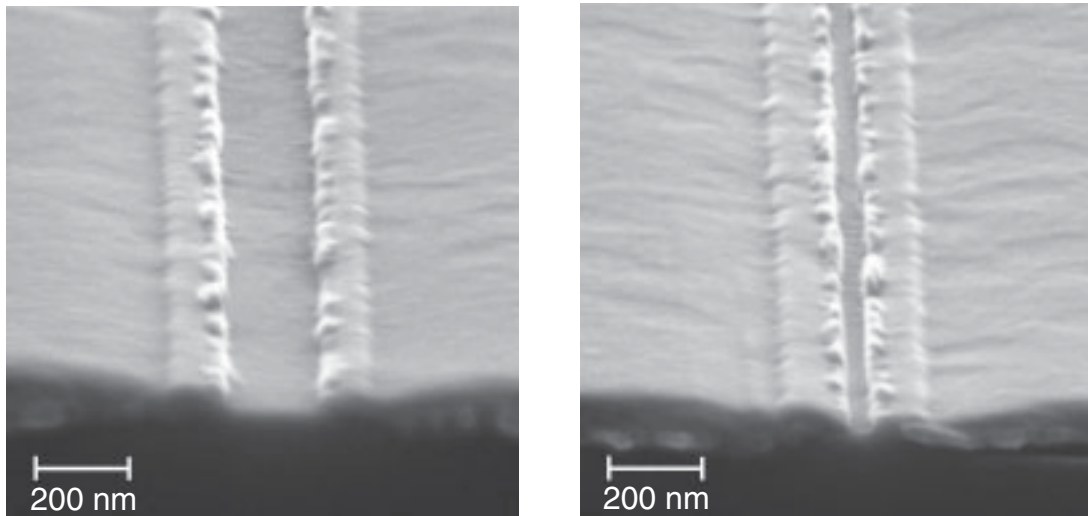


Abbildung 3.4: Niobstreifen mit 200 nm bzw. 50 nm Abstand nach dem Lift-Off.

mit der Belichtungsdosis zunimmt. Wird die Dosis zu niedrig gewählt, werden die Außenkanten der Doppelstreifen nicht mehr vollständig durchbelichtet. Um trotzdem eine kleinere Dosis und damit einen niedrigeren Design-Offset nehmen zu können, wird der an die äußeren Kanten angrenzende Bereich deutlich stärker belichtet als die restliche Fläche.

Der resultierende Abstand zwischen den Kontakten hängt sehr empfindlich von der Dosis der Belichtung ab. Er ändert sich bereits um 50 nm, wenn die Dosis nur um drei Prozent geändert wird. Auf einer Probe sind die Distanzen gut reproduzierbar. Eine einmal eingestellte Strahlintensität ist also ausreichend stabil. Nur bei sehr kurzen Abständen kippen die Lackstege unvorhersehbar um. Vergleicht man die Belichtungsreihen zwischen Proben, die an jeweils unterschiedlichen Tagen belichtet wurden, so zeigt sich, daß der Absolutwert der Dosis nur auf etwa sechs Prozent genau eingestellt werden kann. Deshalb wird bei einer Struktur immer eine Serie von unterschiedlichen Design-Abständen belichtet. Der erzielte Abstand der Niobkontakte wird bei jeder Probe nach dem Lift-Off im REM ausgemessen.

In Abb. 3.4 sind Niobkontakte mit zwei verschiedenen Abständen gezeigt. Deutlich ist die Abreißkante des Niobfilms erkennbar. Entscheidend für die Struktur ist jedoch die laterale Rauigkeit. Der Abstand zwischen den Kontakten variiert um 4 nm.

3.2 Herstellung der JoFET-Struktur

Die wesentlichen Präparationsschritte sind in Abb. 3.5 zusammengefaßt. Als Substrat wird p-Typ InAs mit (100)-Orientierung eingesetzt. Die in dieser Arbeit vorgestellten JoFET-Strukturen wurden auf Wafern, die über die Firma Crystec bezogen wurden, mit einer nominellen Zn-Akzeptordichte von $1.8 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ hergestellt (Wafer #1053/54). Die in die

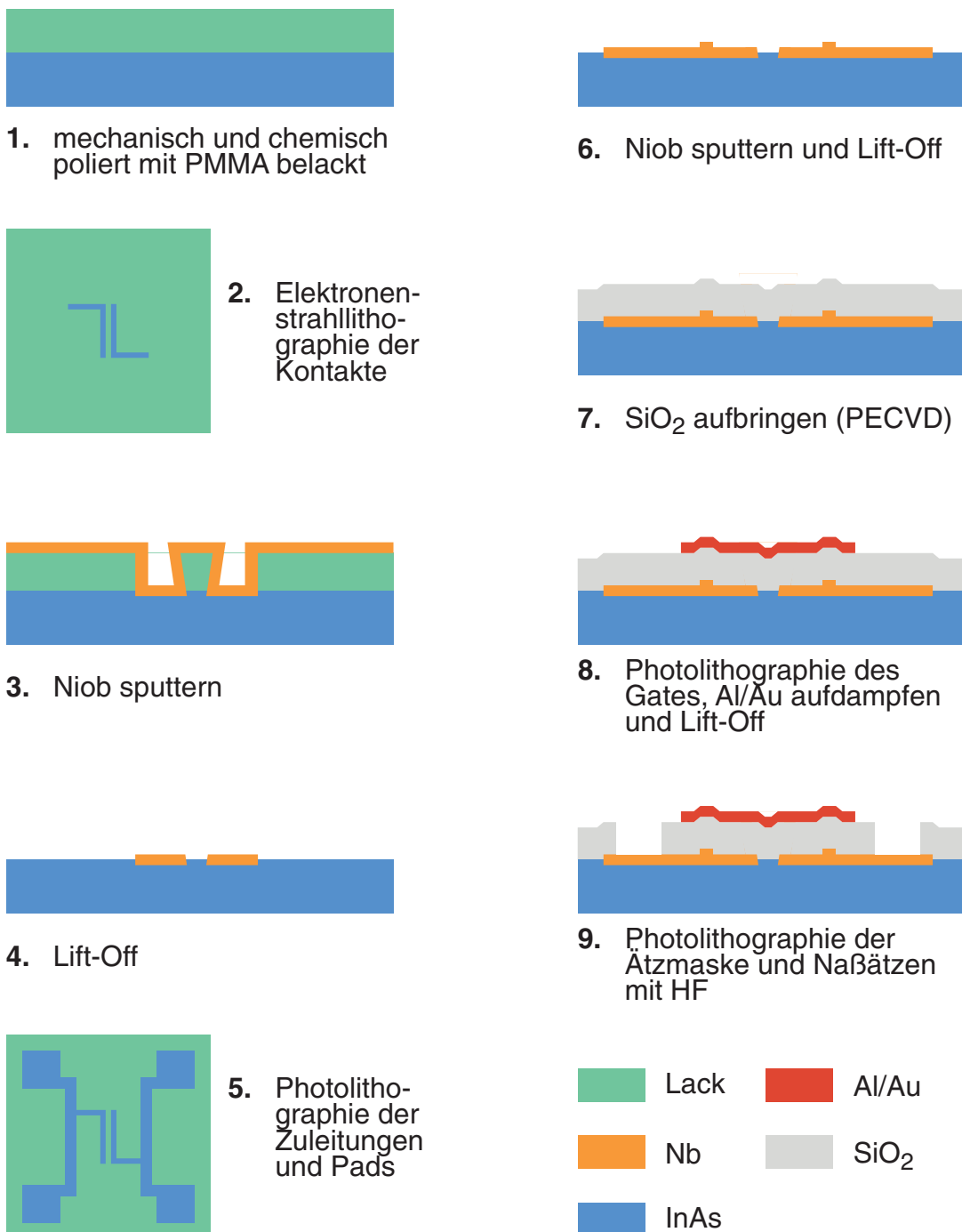


Abbildung 3.5: Überblick über die Herstellung einer JoFET-Struktur.

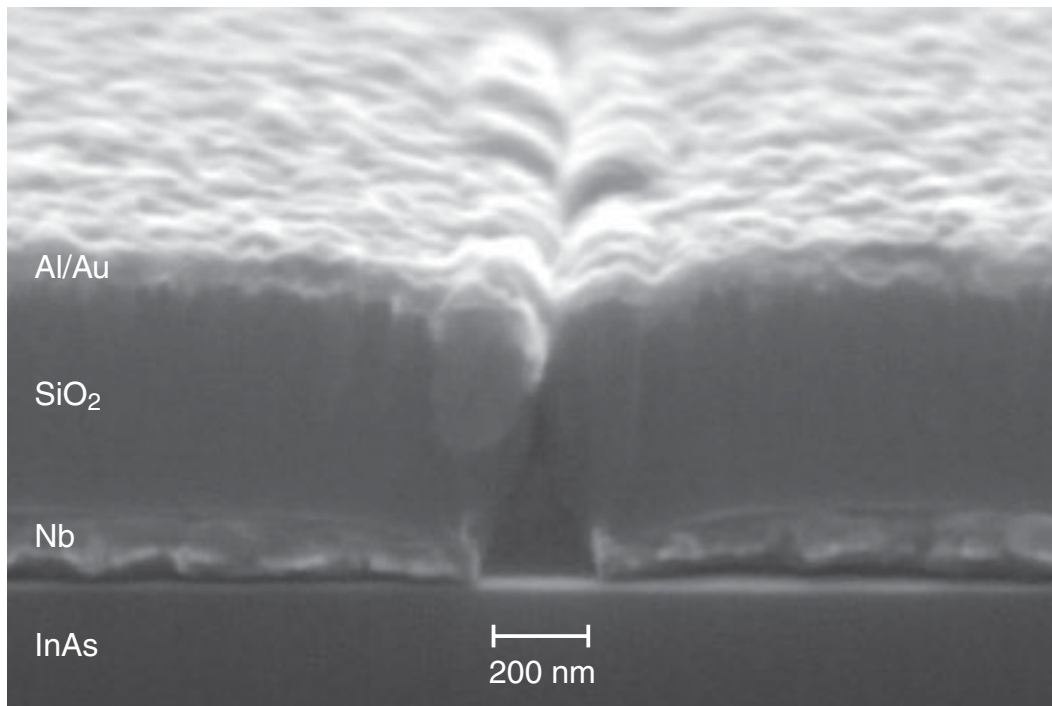


Abbildung 3.6: Querschnitt durch die fertige JoFET-Struktur. Über dem Halbleiter zwischen den Niobkontakten ist deutlich ein Hohlraum zu erkennen, d.h. das Oxid wächst dort nicht direkt auf dem Halbleiter auf.

gewünschte Größe gebrochenen Probenstücke werden zunächst mechanisch poliert (Al_2O_3 -Pulver, $1\ \mu\text{m}$), um eine frische Oberfläche zu erhalten. Es folgt eine chemische Politur mit Brom-Methanol (0.0025%). Neben vereinzelt Kratzern ergibt die anschließende Messung mit einem AFM eine RMS-Rauigkeit von etwa 1 nm.

Unmittelbar nach der chemischen Politur werden die Proben mit PMMA belackt. Die Lackdicke⁵ beträgt etwa 500 nm. Anschließend wird mit dem REM, wie im letzten Abschnitt beschrieben, die Lackmaske für die Niobkontakte erzeugt. Eine Struktur setzt sich dabei aus fünf Junctions mit unterschiedlichen Design-Abständen zusammen. Zur Charakterisierung des Halbleiters selbst besitzt die mittlere von ihnen einen Kontaktabstand von $2\ \mu\text{m}$.

Vor dem Aufputtern der Niobschicht werden die Proben in situ mit einem RF-Plasma gereinigt. Dieser Schritt ist entscheidend, um eine hohe Grenzflächentransparenz zwischen Niob und der Inversionsschicht des InAs-Substrates zu erhalten [Neu96, Mag95a]. Beim Reinigungssputtern werden 30 nm des Substrates abgetragen, ohne daß sich dessen Rauigkeit verändert [Ebe00]. Die Abscheidung der Niobschicht (100 nm) durch DC-Magnetron-Sputtern ist weitgehend isotrop, wie man in Abb. 3.2 gut erkennen kann. Aus

⁵Bei den ersten Belichtungen wurde eine zweilagige PMMA-Schicht mit einer Gesamtdicke von 750 nm verwendet (siehe Abb. 3.1 und Abb. 3.2).

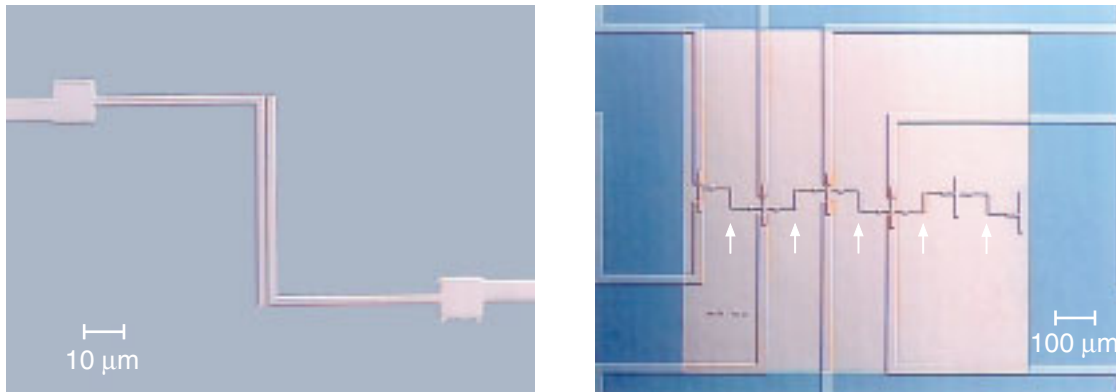


Abbildung 3.7: Phasenkontrast-Aufnahmen. **(links)** Eine einzelne Junction nach dem Lift-Off. **(rechts)** Die fertige Struktur mit fünf Junctions unter einem gemeinsamen Gate. Nur die linken drei sind mit Zuleitungen versehen.

diesem Grund kann die Dicke der Lackschicht auch nicht weiter reduziert werden. Der Lack wird mit dem darauf befindlichen Niob in einem Lift-Off Schritt entfernt. Besonders kritisch sind dabei die Lackstege zwischen den Kontakten. Die erzielten Abstände zwischen den Niobstreifen werden bei jeder Probe mit dem REM nachgemessen. Die Strukturierung der Zuleitungen und Anschlußpads aus Niob erfolgt analog, jedoch mittels konventioneller Photolithographie.

In einem PECVD-Prozeß⁶ wird eine 340 nm dicke SiO_2 -Schicht abgeschieden. Das Substrat wird dabei auf eine Temperatur von 160°C erhitzt, um den Einbau von Wasser in das Oxid zu verhindern. Eine höhere Prozeßtemperatur verbessert zwar die Eigenschaften des Feldoxides, gleichzeitig würde jedoch auch Arsen aus dem Halbleiter diffundieren [Mei98].

In Abb. 3.6 ist deutlich zu erkennen, daß das Oxid direkt zwischen den Kontakten nicht aufwächst. Bei größeren Kontaktabständen wächst das Oxid erst im Abstand von etwa 200-300 nm von der Niobkante direkt auf dem Substrat auf. Abschließend wird das Gate ebenfalls photolithographisch strukturiert. Für das Gate wird eine 35 nm dicke Aluminiumschicht aufgedampft, die in situ mit einer 10 nm Goldschicht zur Passivierung bedeckt wird. Um die Niobschicht bzw. das Substrat kontaktieren zu können, werden naßchemisch (HF, 5%) Fenster ins Oxid geätzt.

⁶plasma enhanced chemical vapour deposition

Kapitel 4

Inversionsschicht von p-Typ InAs

In dieser Arbeit werden als Halbleiter p-dotierte InAs Volumenkristalle verwendet. Als III/V-Halbleiter kristallisiert dieses Material in der Zinkblendestruktur. An der Oberfläche des Kristalls bildet sich eine natürliche Inversionsschicht aus. InAs zeichnet sich gegenüber anderen Halbleitern dadurch aus, daß die Inversionsschicht keine Schottky-Barriere zu Metallen bildet [Mea64, Kun89]. Deshalb ist dieses Material besonders für Hybridstrukturen geeignet. Der Schmalbandhalbleiter InAs besitzt eine direkte Bandlücke von $E_g = 418 \text{ meV}$ ($T = 0 \text{ K}$). Die dadurch bedingte starke Wechselwirkung zwischen Leitungs- und Valenzband erzeugt einen deutlich nichtparabolischen Verlauf des Leitungsbandes. Zusätzlich verfügt InAs über eine sehr starke Spin-Bahn-Wechselwirkung $\Delta = 380 \text{ meV}$.

4.1 Nichtparabolizität

In Abb. 4.1 ist der Bandverlauf von p-Typ InAs an der Grenze zu einem Isolator gezeigt. Da die Elektronen der Inversionsschicht nicht in den Isolator eindringen können, ist ihre Bewegung senkrecht zur Oberfläche quantisiert. Man spricht deshalb von einem quasi zweidimensionalen Elektronengas (2DEG).

Aufgrund der technologisch bedingten hohen Dotierung des Substrates¹ bilden die Akzeptor-Niveaus ein Störstellenband, das mit der Valenzbandkante verschmolzen ist [Mat94]. Die Fermienergie E_F liegt deshalb unterhalb der Valenzbandkante. Selbst bei tiefen Temperaturen sind Löcher im Volumen vorhanden. Zwischen Inversionsschicht und Volumen können durch die Verarmungszone hindurch Tunnelprozesse stattfinden [Mil76, Hun95].

Das Einschlußpotential $V(z)$ der Inversionsschicht kann näherungsweise als Dreieckspotential beschrieben werden [And82]:

$$V(z) = \begin{cases} eF_s z & : z \geq 0 \\ \infty & : z < 0 \end{cases} \quad (4.1)$$

¹Die Akzeptorkonzentration der in dieser Arbeit verwendeten Wafer ist nominell $N_A = 1.8 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

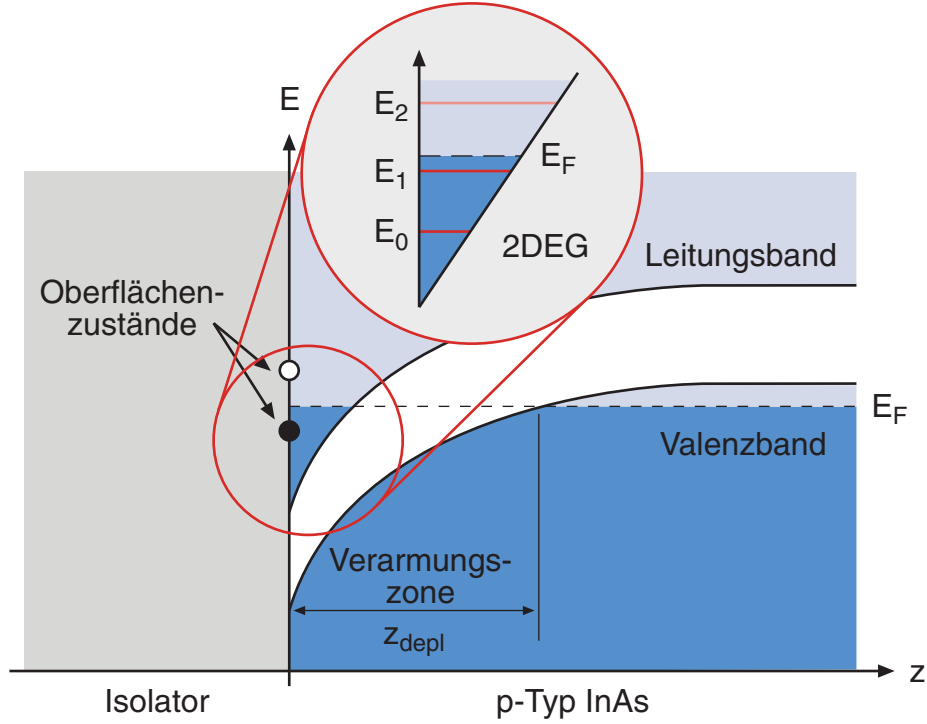


Abbildung 4.1: Bandstruktur von p-Typ InAs in Kontakt mit einem Isolator, wie z.B. SiO₂. Die z-Achse ist senkrecht zur Grenzfläche. Die Akzeptorniveaus bilden ein Störstellenband, das mit der Valenzbandkante verschmolzen ist. Die Ausdehnung der Verarmungszone z_{depl} beträgt etwa 60 nm. Die Inversionsschicht selbst ist noch einmal vergrößert dargestellt. Die Quantisierungsenergien der Subbänder sind schematisch im Dreieckspotential eingezeichnet.

Hierbei ist F_s das als konstant angenommene elektrische Feld:

$$F_s = \frac{\pi^2 e}{12 \varepsilon_{\text{InAs}} \varepsilon_0} \left(n_{depl} + \frac{11}{32} n_s \right) \quad (4.2)$$

Dieser Ausdruck ist das Ergebnis eines selbstkonsistenten Fang-Howard Variationsansatzes für den Grundzustand des Dreieckspotentials [And82]. Die Dielektrizitätskonstante von InAs beträgt $\varepsilon_{\text{InAs}} = 14.6$. Die Akzeptorkonzentration N_A und die Ausdehnung der Verarmungszone z_{depl} bestimmt die Flächenraumladungsdichte:

$$n_{depl} = N_A z_{depl} \quad \text{mit} \quad z_{depl} = \sqrt{\frac{2 \varepsilon_0 \varepsilon_{\text{InAs}} E_g}{e^2 N_A}} \quad (4.3)$$

Die Niveaus im Dreieckspotential werden in Effektiver-Massen-Näherung (EMA) berechnet:

$$E_i^{EMA} = \left(\frac{9\pi^2}{8m_0^*} \right)^{1/3} (e\hbar F_s)^{2/3} \left(i + \frac{3}{4} \right)^{2/3} \quad i = 0, 1, \dots \quad (4.4)$$

Die Bandkantenmasse von InAs ist mit $m_0^* = 0.023 m_e$ sehr klein. Deshalb sind die Subbandenergien in EMA mit der Bandlücke E_g vergleichbar. In Zweiband $\vec{k} \cdot \vec{p}$ -Theorie erhält man für die nichtparabolische Dispersionsrelation [Mer87]:

$$E_i^{\vec{k} \cdot \vec{p}}(\vec{k}_{\parallel}) = \sqrt{\left(\frac{E_g}{2}\right)^2 + E_g \left(\frac{\hbar^2 k_{\parallel}^2}{2m_0^*}\right)} \left\{1 + 2\kappa_i - \frac{2}{5}\kappa_i^2\right\} \quad (4.5)$$

Der Nullpunkt der Energieskala liegt in der Mitte zwischen Leitungs- und Valenzband. κ_i ist ein dimensionsloser Parameter:

$$\kappa_i = \frac{E_i^{EMA}}{E_g} \left[1 + \frac{4}{E_g} \left(\frac{\hbar^2 k_{\parallel}^2}{2m_0^*}\right)\right]^{-2/3} \quad (4.6)$$

Die effektive Masse im Subband i kann nun wie folgt berechnet werden:

$$m_i^* = \hbar^2 k_{\parallel} \left(\frac{\partial E_i^{\vec{k} \cdot \vec{p}}}{\partial k_{\parallel}}\right)^{-1} \quad (4.7)$$

In Abb. 4.2 ist die mit Gleichung 4.7 berechnete effektive Masse als Funktion der Ladungsträgerdichte für eine typische Dotierung gezeigt. Der Verlauf stimmt gut mit den Ergebnissen aus Zyklotronresonanzmessungen überein. Im weiteren wird deshalb Gleichung 4.7 zur Berechnung der effektiven Masse verwendet.

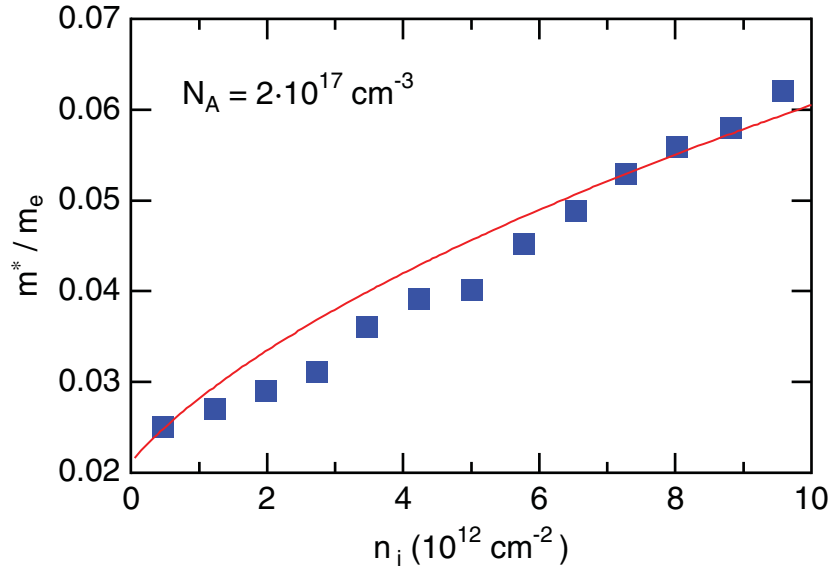


Abbildung 4.2: Aus Zyklotronresonanzmessungen bestimmte effektive Massen in Abhängigkeit von der Ladungsträgerdichte für das nullte Subband [Neh95]. Die Kurve zeigt den aus der $\vec{k} \cdot \vec{p}$ -Theorie berechneten Verlauf.

4.2 Spinaufspaltung

In einem Magnetfeld B senkrecht zur Ebene des 2DEGs spaltet sich jedes Subband in Landau-Niveaus auf. Für ein parabolisches Elektronengas gilt:

$$E_{i,n}^{\pm} = E_i + \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar\omega_c \pm g^* \mu_B B \quad (4.8)$$

Hierbei ist $\omega_c = eB/m^*$ die Zyklotronfrequenz, μ_B das Bohrsche Magneton und g^* der effektive Landé-Faktor. $n = 0, 1, \dots$ ist der Index des Landau-Niveaus. Der dritte Term in Gleichung 4.8 berücksichtigt die Spinaufspaltung durch den Zeeman-Effekt. Durch die starke Nichtparabolizität von InAs ist der effektive Landé-Faktor jedoch nicht mehr konstant. In Abb. 4.3 ist g^* als Funktion der Ladungsträgerdichte aufgetragen, wie er sich aus einem vereinfachten Achtband $\vec{k} \cdot \vec{p}$ -Modell ergibt [dAeS94].

Auch ohne ein äußeres Magnetfeld kann die Spinentartung aufgehoben sein. Hierfür werden zwei Mechanismen verantwortlich gemacht [dAeS94]: Sowohl eine Inversionsasymmetrie des Kristallgitters als auch ein asymmetrisches Einschlußpotential des zweidimensionalen Elektronengases führen zu einer Spinaufspaltung.

Im Gegensatz zum Diamantgitter besitzt die Zinkblendestruktur der III/V-Halbleiter keine Inversionssymmetrie. Für die Aufspaltung gilt [Dre55]:

$$H_{k^3} = \gamma [\sigma_x k_x (k_y^2 - k_z^2) + \sigma_y k_y (k_z^2 - k_x^2) + \sigma_z k_z (k_x^2 - k_y^2)] \quad (4.9)$$

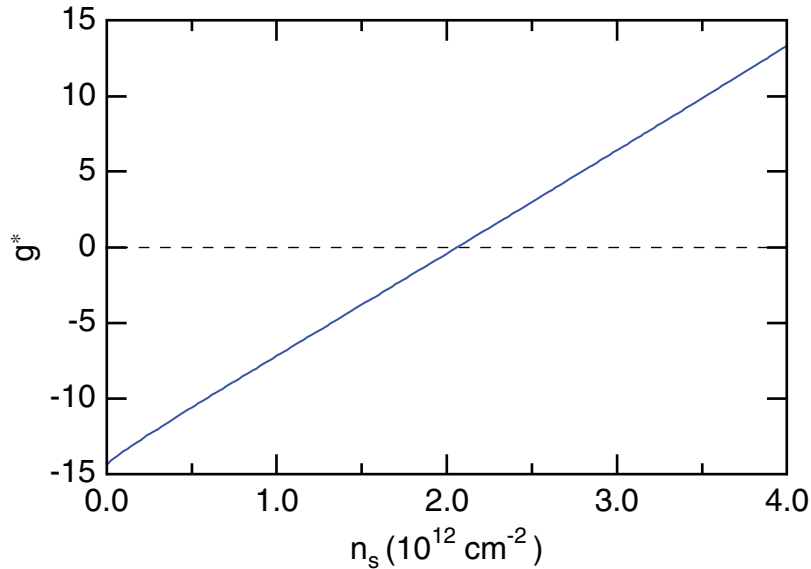


Abbildung 4.3: Theoretischer Verlauf des effektiven Landé-Faktors von InAs in Abhängigkeit der Ladungsträgerdichte, berechnet in einem vereinfachten Achtband $\vec{k} \cdot \vec{p}$ -Modell nach [deA94].

Hierbei sind σ_i die Pauli-Spinmatrizen und γ eine materialabhängige Konstante. Gleichung 4.9 wird entsprechend seiner Ordnung als k^3 -Term bezeichnet. Die durch diesen Ausdruck beschriebene Spinaufspaltung ist anisotrop im k -Raum.

Die Spinaufspaltung durch ein asymmetrisches äußeres Potential wird als Rashba-Effekt bezeichnet [Ras60]. Der Grund der Aufspaltung läßt sich in einem einfachen Bild nachvollziehen (siehe Abb. 4.4 links): Durch das asymmetrische Potential ist ein elektrisches Feld \vec{F}_S senkrecht zur Ebene des zweidimensionalen Elektronengases und damit zur Bewegungsrichtung \vec{v} der Elektronen gegeben. Wird es in das ruhende Bezugssystem der Elektronen Lorentz transformiert, so entspricht es einem Magnetfeld \vec{B}_R , das eine Spinaufspaltung bewirkt. Der Zustand eines ruhenden Elektrons ist jedoch weiterhin spinentartet.

Theoretische Überlegungen von Rössler und Lommer haben gezeigt, daß in Schmalbandhalbleitern wie InAs der Rashba-Effekt die Spinaufspaltung dominiert, während in Halbleitern mit großer Bandlücke der k^3 -Term bestimmend ist [Win93, Lom88]. Experimentell wird dies für InAs-Heterostrukturen bestätigt [Das89, Luo90]. Bei allen folgenden Berechnungen wird deshalb der k^3 -Term vernachlässigt.

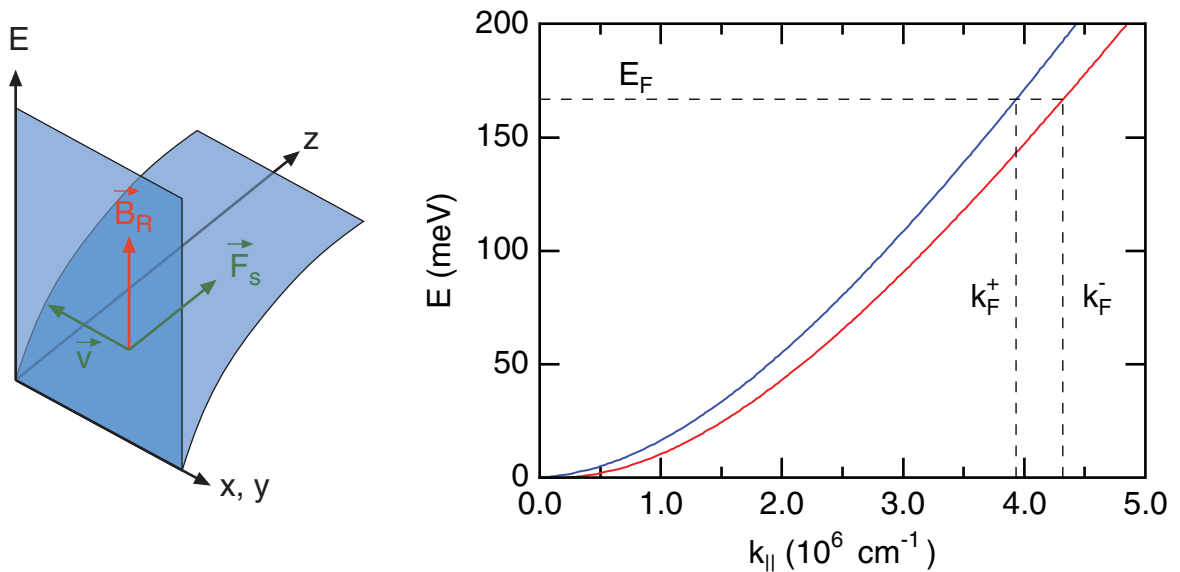


Abbildung 4.4: (links) Schematische Darstellung des Einschlusspotentials der Inversionsschicht zur Veranschaulichung des Rashba-Effekts. Beim Übergang ins Ruhesystem der sich in der xy -Ebene mit der Geschwindigkeit \vec{v} bewegenden Elektronen wird das elektrische Feld \vec{F}_S in das Magnetfeld \vec{B}_R transformiert. (rechts) Durch den Rashba-Effekt aufgespaltene Energiedispersion $E_i^\pm(k_{||})$ des nullten Subbandes von InAs entsprechend Gleichung 4.11. Dabei wird $E_i(k_{||})$ mit Hilfe der Zweiband $\vec{k} \cdot \vec{p}$ -Theorie des letzten Abschnitts berechnet. Die Ladungsträgerdichte beträgt hier $n_s = 2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. Die Fermienergie ist entsprechend dieser Dichte eingezeichnet. Für den Rashba-Parameter wurde $\alpha = 3 \cdot 10^{-11} \text{ eVm}$ gewählt.

Zur Erklärung der Spinaufspaltung wurde von Rashba und Bychkov der folgende Spin-Bahn-Operator H_{so} angesetzt [Byc84]:

$$H_{so} = \alpha (\vec{\sigma} \times \vec{k}) \vec{e}_z \quad (4.10)$$

Der Einheitsvektor \vec{e}_z ist senkrecht zum 2DEG. Den Faktor α bezeichnet man als Rashba-Parameter. Die Energiedispersion spaltet sich für jedes Subband i durch diesen Operator in jeweils zwei Spinsubbänder auf:

$$E_i^\pm(\vec{k}_\parallel) = E_i(\vec{k}_\parallel) \pm \alpha |k_\parallel| \quad (4.11)$$

Dabei ist $E_i(\vec{k}_\parallel)$ die Energiedispersion ohne Spin-Bahn-Wechselwirkung. Rashba und Bychkov sind in ihrem Modell von einem parabolischen System wie GaAs ausgegangen. Für InAs ist dies nicht mehr möglich. Stattdessen wird für die Dispersionsrelation das Ergebnis der im letzten Abschnitt vorgestellten Zweiband $\vec{k} \cdot \vec{p}$ -Theorie eingesetzt [Mat00]. In Abb. 4.4 (rechts) ist die auf diese Weise berechnete Dispersion der beiden Spin-Subbänder mit realistischen Parametern für das nullte Subband dargestellt.

In einem stark vereinfachten Modell ist der Rashba-Parameter α für das Dreieckspotential proportional zum elektrischen Feld [dAeS94]:

$$\alpha = \frac{\hbar^2}{2m_0^*} \frac{\Delta (2E_g + \Delta)}{E_g (E_g + \Delta) (3E_g + 2\Delta)} eF_s \quad (4.12)$$

Bei Heterostrukturen können im Gegensatz zur Inversionsschicht die Potentialwände des Quantentopfes nicht mehr als unendlich hoch angesehen werden. Die Wellenfunktion dringt deshalb auch in die den Quantentopf einfassenden Materialsichten ein. Unterschiedliche effektive Massen zu beiden Seiten des Topfes tragen zum Rashba-Effekt bei [Pfe95] und α ist nicht mehr proportional zum elektrischen Feld. Es gibt jedoch noch kein umfassendes Modell [Gru00].

Eine Spinaufspaltung durch den Rashba-Effekt wurde von vielen Gruppen an InAs-haltigen Heterostrukturen beobachtet, z.B. an $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{InP}$ [Eng97] oder $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ [Nit97]. Zwischen den gemessenen Werten für α und den theoretischen Berechnungen gibt es teilweise noch erhebliche Diskrepanzen [Hei98]. Selbst zwischen Proben des gleichen Wafers haben Heida et al. unterschiedliche Ergebnisse erzielt. Von Brosig et al. wurde an InAs-AlSb-Heterostrukturen sogar kein Rashba-Effekt beobachtet [Bro99]. Bei der Inversionsschicht auf p-Typ InAs entfällt die Problematik der Grenzflächenbeiträge zum Rashba-Effekt, da ein Eindringen der Wellenfunktion in den Isolator vernachlässigt werden kann. Es stellt somit ein Modellsystem dar, indem der Einfluß des Potentials auf die Spinaufspaltung untersucht werden kann.

4.3 Shubnikov-de Haas-Messungen

Die Shubnikov-de Haas-Messung (SdH) ist eine etablierte Methode zur Bestimmung der Besetzungsdichte der einzelnen Subbänder in einem 2DEG. Sie ist deshalb ein geeignetes Verfahren, um die Spinaufspaltung in InAs zu untersuchen. Bei der SdH-Messung wird der Widerstand in Abhängigkeit des Magnetfeldes senkrecht zur Ebene des Elektronensystems gemessen. Durch die Aufspaltung der Subbänder in Landau-Niveaus oszilliert der transversale Widerstand ρ_{xx} periodisch in $1/B$ -Darstellung. Die Periode ist mit der Dichte n_i verknüpft:

$$\Delta_i(1/B) = \frac{e}{\hbar\pi n_i} \quad (4.13)$$

Aus der Fouriertransformation des Widerstandes als Funktion des inversen Magnetfeldes erhält man so durch einfache Skalierung die Ladungsträgerdichten n_i der besetzten Subbänder. Zuvor muß jedoch der nicht oszillierende Anteil des Magnetowiderstandes, der durch die klassische Drudeleitfähigkeit gegeben ist, abgezogen werden [Mat94].

Die natürliche Inversionsschicht bildet sich überall an der Oberfläche des p-Typ InAs-Substrates aus. Das zweidimensionale Elektronengas kann deshalb nicht wie bei den Heterostrukturen durch Ätzen von Mesas strukturiert werden. Anstelle einer Hallbar wird deshalb eine Corbino-Struktur verwendet. Der kreisförmige Source-Kontakt ist hierbei konzentrisch von dem ringförmigen Drain-Kontakt umschlossen (siehe Abb. 4.5).

Aufgrund der hohen Leitfähigkeit der Metallkontakte wird die Hallspannung bei dieser Geometrie kurzgeschlossen. Wie bei einer Hallbar wird deshalb der Widerstand nur durch seine transversale Komponente ρ_{xx} bestimmt. Der klassische Anteil des Widerstandes der Corbino-Geometrie ist durch eine einfache Parabel gegeben [Lip58]. Dadurch wird der Abzug des nicht oszillierenden Untergrundes vereinfacht.

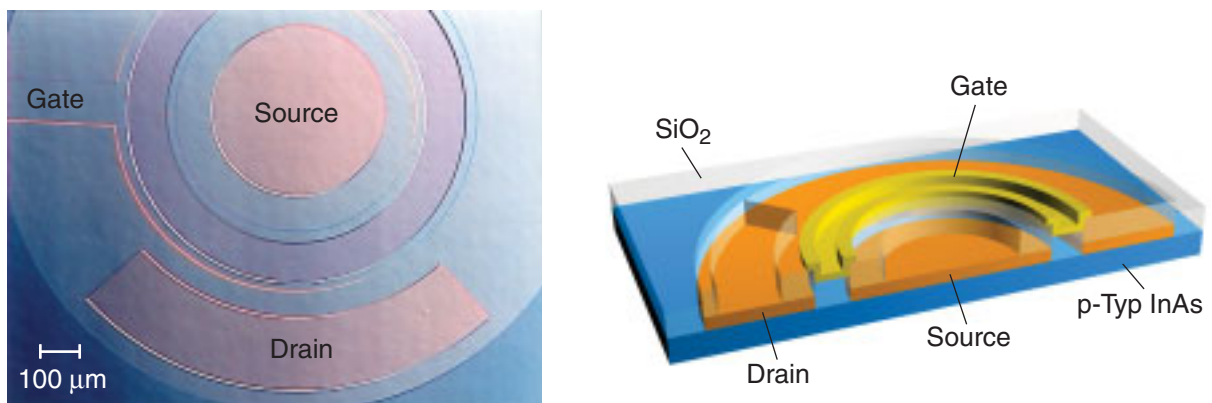


Abbildung 4.5: Corbino-Struktur für die SdH-Messungen. **(links)** Phasenkontrastmikroskopaufnahme einer fertigen Struktur. Das Gate wird über eine links vom hier gezeigten Ausschnitt liegenden Fläche kontaktiert. **(rechts)** Schematischer Querschnitt durch die Struktur.

Der Präparationsablauf der Corbino-Proben ist dem der JoFET-Strukturen ähnlich (siehe Abschnitt 3.2). Die Lackstruktur für den Source- und den Drain-Kontakt wird jedoch photolithographisch auf dem zuvor mechanisch und chemisch polierten Substrat erzeugt. Danach wird, wie auch für das Gate, etwa 35 nm Aluminium und anschließend in situ 10 nm Gold zur Passivierung aufgedampft. Nach dem Lift-Off wird das Oxid aufgewachsen, das Gate aufgedampft und die Kontaktbereiche für Source und Drain geätzt. Dabei werden die gleichen Prozeßparameter (z.B. Oxiddicke) wie bei den JoFETs verwendet. In Abb. 4.5 links ist eine fertige Corbino-Struktur abgebildet. Der Source-Kontakt besitzt einen Radius von $300\ \mu\text{m}$. Der Ring zwischen den Kontakten ist $100\ \mu\text{m}$ breit. Der Außenradius des Kreisringes beträgt $700\ \mu\text{m}$. Das Gate wird mit Leitsilber angeschlossen, während Source- und Drain-Kontakt gebondet werden können.

Es gibt zwei Methoden, den Magnetowiderstand zu messen: Bei der ersten wird der Strom zwischen Source- und Drain-Kontakt moduliert und der zugehörige Spannungsabfall gemessen. Alternativ kann die Gatespannung mit einer kleinen Wechselfrequenz überlagert werden. Parallel dazu wird bei dieser zweiten Methode ein Bias-Strom zwischen Source und Drain eingepreßt. Wie beim ersten Verfahren wird der Spannungsabfall zwischen den beiden Kontakten phasensensitiv mit einem Lock-In-Verstärker gemessen. Welche der beiden Verfahren sich am besten eignet, ist von den Eigenschaften der jeweiligen Probe abhängig. Eine Modulation der Gatespannung kann zu einer Verschmierung der Oszillationen bei kleinen Magnetfeldern führen. Wenn die Kontakte² zum Halbleiter nur einen geringen Beitrag zum Gesamtwiderstand liefern, ist deshalb in der Regel die Strommodulation die bessere Methode. Kann der Kontaktwiderstand jedoch nicht vernachlässigt werden, ist eine Gatemodulation unumgänglich. Bei einer Strommodulation wäre dann der nicht oszillierende Anteil des Widerstandes dominierend.

Durch Umladungseffekte bei der Gatemodulation oszilliert auch die Phase der gemessenen Source-Drain-Spannung. Es hat sich gezeigt, daß bei einigen Proben das Phasensignal ein besseres Signal/Rausch-Verhältnis besitzt als der eigentliche Betrag der Spannung. In diesen Fällen kann auch das Phasensignal zur Auswertung benutzt werden. Bei größeren Amplituden der Oszillationen, d.h. bei höheren Magnetfeldern, wird die Kurvenform der Schwingung durch diese Meßtechnik beeinflußt. Dadurch entstehen zusätzliche Nebenlinien im Fourierspektrum, die eine Auswertung erschweren würden. Deshalb ist diese Variante der SdH-Messung nicht für hohe Magnetfelder geeignet.

Bei den Proben, die nur eine relativ mäßige Beweglichkeit besitzen, sind die Shubnikov-de Haas-Oszillationen stark gedämpft. Das Fourierspektrum wird in diesen Fällen nur durch wenige Oszillationen bei hohen Feldern bestimmt. Um den Effekt etwas abzuschwächen, werden die Meßdaten nach Abzug des Untergrundes deshalb durch eine geeignete Exponentialfunktion dividiert. In Abb. 4.6 wird das Verfahren an einer einzelnen Meßkurve veranschaulicht.

²Source und Drain werden zwar in Vierpunktgeometrie kontaktiert, zum Halbleiter selbst besteht jedoch nur ein Zweipunkt-Kontakt. Der Kontaktwiderstand zwischen Metall und Halbleiter liefert also immer einen Beitrag zum Gesamtwiderstand.

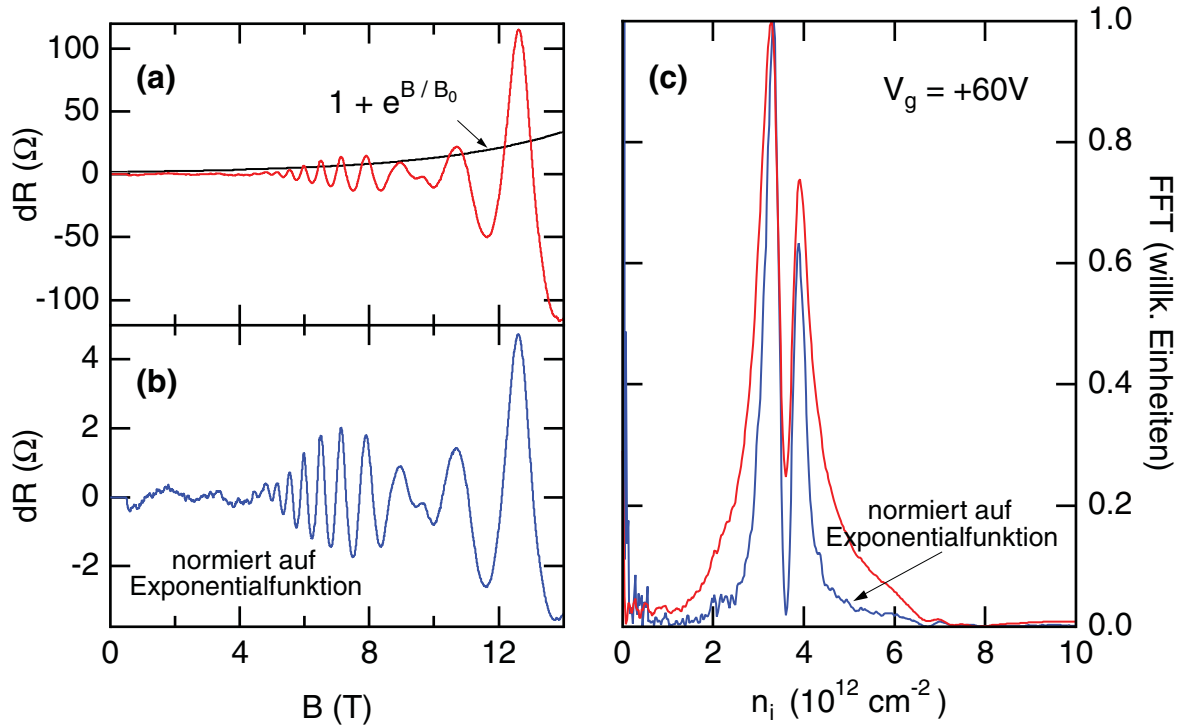


Abbildung 4.6: Auswertung der Meßdaten von Proben mit mäßiger Beweglichkeit. (a) Ausgangsmeßdaten (hier Corbino-Probe #1052-06, $V_g = 60$ V) nach Abzug des nicht oszillierenden Untergrundes zusammen mit Exponentialfunktion. (b) Meßdaten nach der Normierung auf die Exponentialfunktion. (c) Vergleich der zugehörigen Fourierspektren.

Die Peaks im Fourierspektrum sind durch die Normierung auf die Exponentialfunktion deutlich schmaler geworden, während ihre Positionen nicht beeinflusst wurden. Mit dieser Methode können eng benachbarte Peaks besser bzw. überhaupt erst getrennt werden. Durch die Normierung erhält aber auch das Rauschen bei niedrigen Magnetfeldern ein stärkeres Gewicht. Im Fourierspektrum ist deshalb auch die Rauschamplitude bei den niedrigen Frequenzen merklich angestiegen. Der Parameter B_0 in der Exponentialfunktion muß also so gewählt werden, daß das Rauschen nicht zu groß wird und ein eventuell vorhandenes höheres Subband im Spektrum noch sichtbar bleibt. Die Methode der Entdämpfung wird im folgenden nicht generell zur Auswertung verwendet.

Der Zeeman-Effekt bewirkt eine mit steigendem Magnetfeld zunehmende Aufspaltung der SdH-Oszillation. In der Auftragung gegen das inverse Magnetfeld ergibt sich dadurch für beide Schwingungen eine unterschiedliche Phasenlage, jedoch nur eine Frequenz (siehe Abb. 4.7). Der Rashba-Effekt bewirkt eine vom Magnetfeld unabhängige Aufspaltung in zwei Spin-Subbänder mit leicht unterschiedlichen Besetzungsdichten. In den SdH-Oszillationen entsteht dadurch eine Schwebung und im Fourier-Spektrum erscheint ein Doppelpeak (siehe Abb. 4.8).

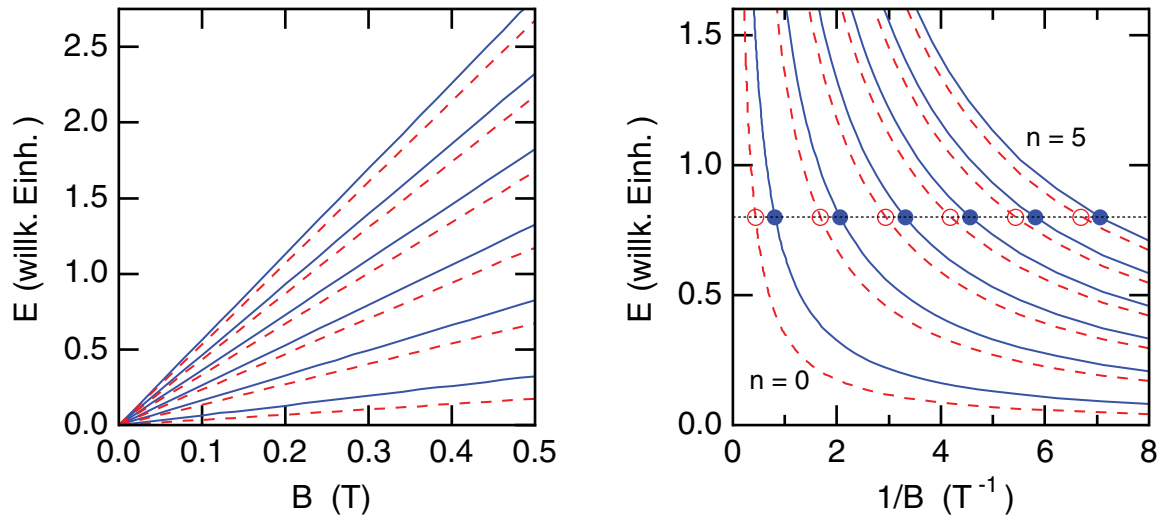


Abbildung 4.7: Aufspaltung der Landau-Niveaus durch den Zeeman-Effekt. **(links)** Die Zeeman-Aufspaltung ist wie die Energie der Niveaus selbst proportional zum Magnetfeld. **(rechts)** In der Auftragung gegen das inverse Magnetfeld schneiden die Niveaus periodisch die Fermienergie. Die Periode ist für beide Spinrichtungen gleich, jedoch phasenverschoben. Im Fourierspektrum erscheint also nur ein Frequenzpeak.

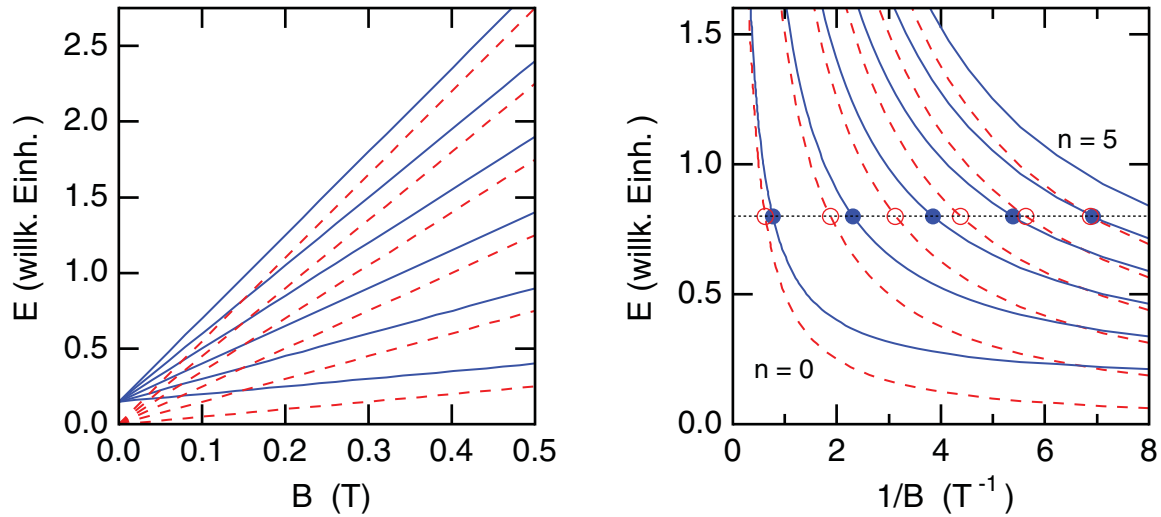


Abbildung 4.8: Aufspaltung der Landau-Niveaus durch den Rashba-Effekt. **(links)** Die Rashba-Aufspaltung bewirkt eine energetische Verschiebung der beiden Landau-Fächer gegeneinander. **(rechts)** In der Auftragung gegen das inverse Magnetfeld schneiden die Niveaus der beiden Spin-Subbänder jeweils periodisch die Fermienergie. Die Perioden sind jedoch leicht unterschiedlich, so daß eine Schwebung der Oszillation entsteht. Im Fourierspektrum erscheint ein Doppelpeak.

4.4 Bestimmung des Rashba-Parameters

In Abb. 4.9 sind die SdH-Oszillationen der Probe #1052-06 zusammen mit ihren Fourier-spektren für verschiedene Gatespannungen gezeigt. Die Oszillationen wurden mit Hilfe der im letzten Abschnitt beschriebenen Methode entdämpft. Bei der niedrigsten Gate-spannung ist nur eine Oszillation vorhanden. Sie zeigt nur andeutungsweise eine Zeeman-Aufspaltung. Mit zunehmender Spannung setzt im Fourierpektrum eine Aufspaltung in den für den Rashba-Effekt typischen Doppelpeak ein. Bei der Achsenskalierung der Fourierpektren ist die Aufhebung der Spinartung durch den Rashba-Effekt jedoch *nicht* berücksichtigt. Die Besetzungsdichten n_0^\pm der beiden Spinsubbänder ist deshalb durch den *halben* Skalenwert gegeben. Die Fermiwellenvektoren k_F^\pm erhält man aus den Besetzungsdichten der beiden Spinsubbänder:

$$k_F^\pm = \sqrt{4\pi n^\pm} \quad (4.14)$$

Nach Gleichung 4.11 kann α durch Lösen der folgenden Gleichung bestimmt werden:

$$E_i^{\vec{k}\cdot\vec{p}}(k_F^+) + \alpha k_F^+ = E_i^{\vec{k}\cdot\vec{p}}(k_F^-) - \alpha k_F^- \quad (4.15)$$

In den Oszillationen selbst ist ein reguläres Schwebungsmuster zu erkennen. Wäre der k^3 -Term für die Spinaufspaltung entscheidend, so würde sich aufgrund der Anisotropie im k -Raum ein irreguläres Schwebungsmuster ergeben [dAeS94]. Die Knoten schieben mit steigender Gatespannung zu höheren Magnetfeldern. Besonders deutlich ist das am letzten Knoten zu erkennen, der von etwa 5.5 T bei einer Gatespannung von 28 V bis auf fast 14 T bei der höchsten Gatespannung schiebt. Oberhalb der Gatespannung von etwa 68 V nimmt die Höhe des zweiten Peaks drastisch ab und verschwindet schließlich völlig. Dieses Verhalten ist jedoch ein Artefakt. Es tritt auf, wenn der für die Fouriertransformation entscheidende letzte Knoten zu dicht beim Maximalwert des Magnetfeldes liegt.

Der Threshold der #105X-Wafer³ liegt nahe bei 0 V. Das erste angeregte Subband setzt deshalb erst bei sehr hohen Gatespannungen ein. Die für dieses Subband erreichbaren Besetzungsdichten sind dadurch kleiner als die Dichte, ab der die Rashba-Aufspaltung beim nullten Subband beobachtet werden kann. Die Proben des #1010-Wafers besitzen jedoch einen Threshold bei einer sehr negativen Gatespannung. Mit ihnen können wesentlich höhere Ladungsträgerdichten erreicht werden, so daß auch die Rashba-Aufspaltung des ersten Subbandes untersucht werden kann. Der Einsatz der Inversion kann bei ihnen in der Regel jedoch nicht erreicht werden.

In Abb. 4.10 ist eine entsprechende Meßreihe dieses Wafers gezeigt. Dargestellt ist die Auswertung des Phasensignals (siehe Abschnitt 4.3), das für die Oszillationen des ersten Subbandes ein besseres Signal/Rausch-Verhältnis liefert. Durch diese Methode ist das maximale Magnetfeld auf nur 6 T begrenzt, da sonst die Phasenoszillationen zu groß

³Mit der Bezeichnung #105X sind die Wafer #1052, #1053 und #1054 gemeint. Sie stammen alle aus einer Lieferung und haben dadurch praktisch die gleichen Eigenschaften. Nur der Wafer #1052 besitzt aufgrund seiner anderen Vorgeschichte als MBE-Testwafer eine niedrigere Beweglichkeit.

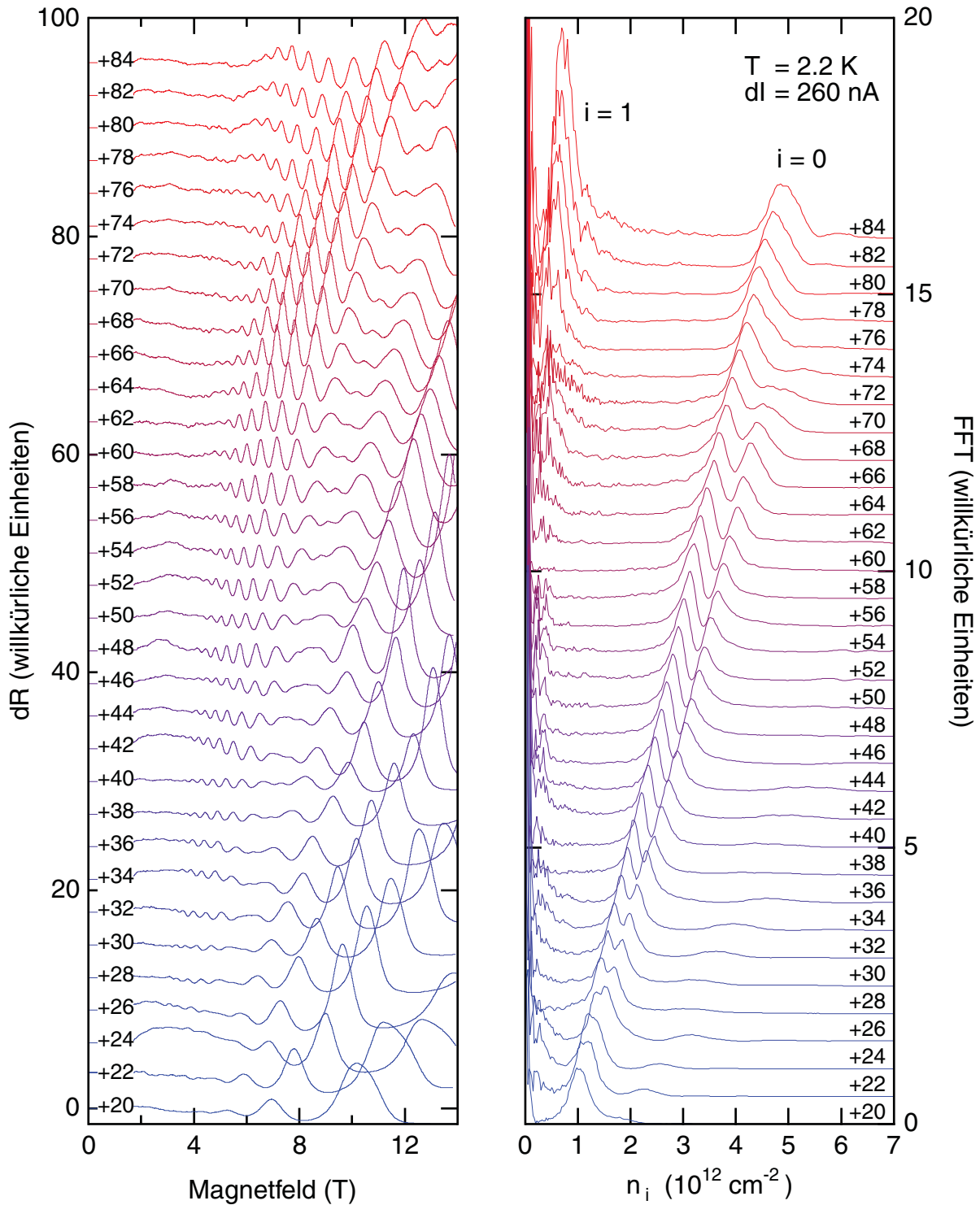


Abbildung 4.9: SdH-Oszillationen der Probe #1052-06 und deren Fourierpektren für verschiedene Gatespannungen. Die links gezeigten Daten wurden nach Abzug des Untergrundes entdämpft (siehe Abb. 4.6).

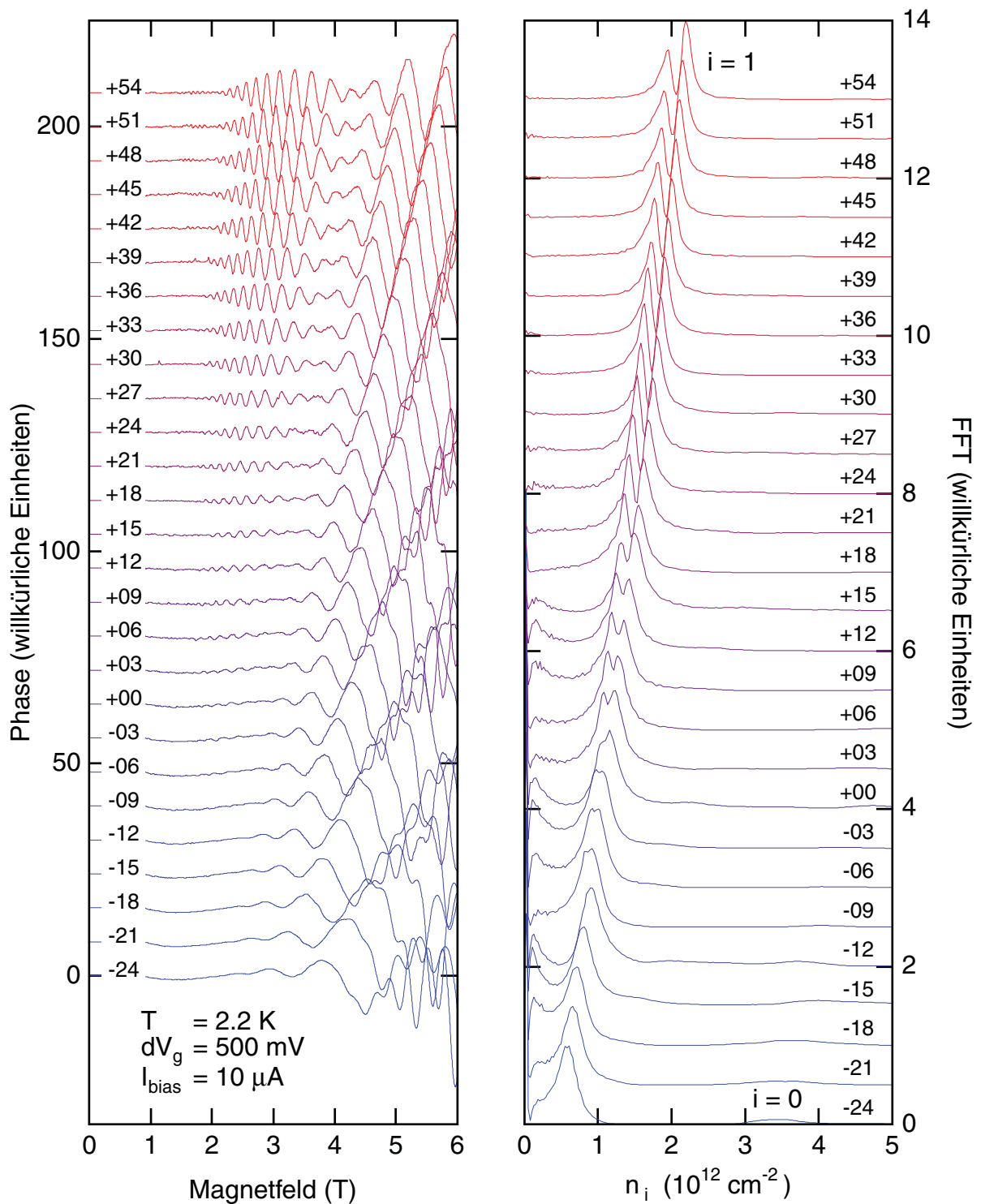


Abbildung 4.10: SdH-Oszillationen der Probe #1010-02 und deren Fourier-spek-tren für verschiedene Gatespannungen. Das Phasensignal ist ohne Untergrund dargestellt.

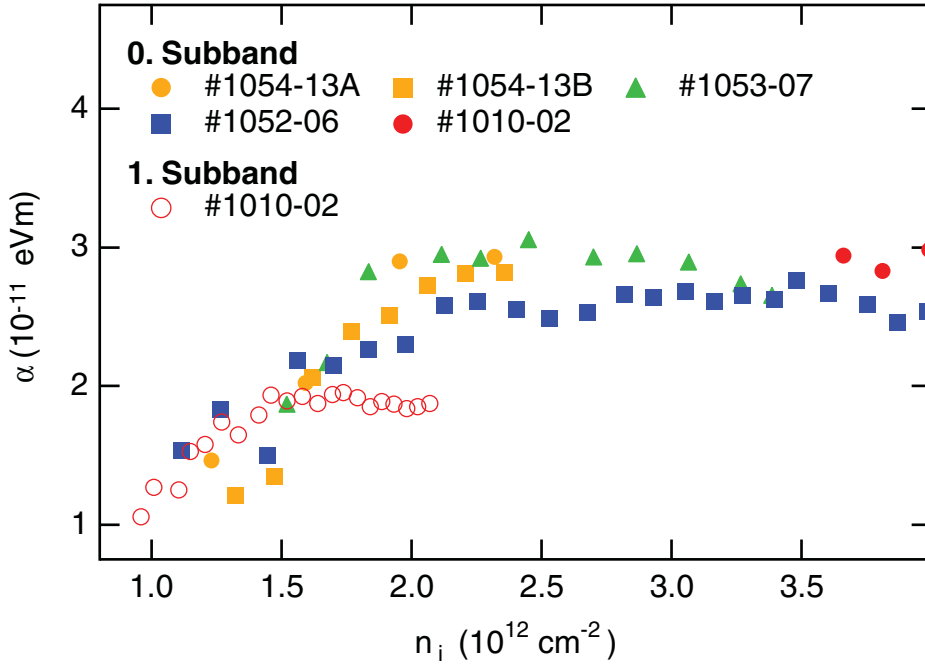


Abbildung 4.11: Rashba-Parameter α in Abhängigkeit von der Besetzungsdichte n_i . Die Daten der Probe #1054-13 sind [Mei98] entnommen. Die geschlossenen Symbole beziehen sich auf das nullte und die offenen auf das erste Subband.

und damit verfälscht werden. Da die Beweglichkeit des nullten Subbandes durch die hohe Besetzungsdichte bereits stark abgenommen hat, ist das nullte Subband in dieser Auswertung nur bei den niedrigsten Gatespannungen noch schwach sichtbar (sein Peak liegt bei einer Dichte von etwa $3.5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$). Im Betragssignal, das bis 14 T ausgewertet werden kann, sind jedoch weiterhin mit den in Abb. 4.9 vergleichbare Oszillationen vorhanden.

In Abb. 4.11 ist der mit Gleichung 4.15 ermittelte Rashba-Parameter α als Funktion der Subbandbesetzung für verschiedene Proben dargestellt. Neben der Corbino-Struktur wurde auch eine den JoFETs ähnliche rechteckige MOSFET-Struktur verwendet. Die Geometriedaten der gezeigten Proben sind in der Tabelle 4.1 zusammengefaßt.

Unabhängig von ihrer Geometrie sowie ihrer Meß- und Auswertemethode sind die ermittelten Werte für α gut reproduzierbar. Der Verlauf ist für beide Subbänder sehr ähnlich. Der Rashba-Parameter steigt zunächst nahezu linear an. In diesem Bereich gibt es keinen Unterschied zwischen den beiden Subbändern. Für das erste Subband sättigt sich α oberhalb der Dichte von $1.5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ auf den Wert von $2 \cdot 10^{-11} \text{ eVm}$. Beim nullten Subband steigt α noch weiter an, um sich bei einer Dichte von $2.2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ dann auf den Wert von etwa $2.75 \cdot 10^{-11} \text{ eVm}$ zu sättigen.

Die hier für die Inversionsschicht ermittelten Werte des Rashba-Parameters sind deutlich größer als die, die bislang für InAs-haltige Heterostrukturen ermittelt wurden [Eng97, Nit97, Hei98]. Allerdings liegen die Dichten in den Heterostrukturen teilweise noch unter

Probe	Geometrie	max. B	Methode
#1054-13	Quadrat, Kantenlänge $800 \mu\text{m}$	9 T	Gatemodulation
#1053-07	Rechteck, $50 \mu\text{m} \times 2 \mu\text{m}$	14 T	Gatemodulation
#1052-06	Corbino	14 T	Strommodulation, Entdämpfung
#1010-02	Corbino	14 T (6 T)	Gatemodulation, (Phasensignal für 1. Subband)

Tabelle 4.1: Übersicht über die Geometrien der untersuchten Proben und deren Meß- und Auswertemethode.

10^{12} cm^{-2} . Die Abhängigkeit des Rashba-Parameters von der Ladungsträgerdichte ist bei den Heterostrukturen gänzlich anders. Während Heida et al. praktisch keine Abhängigkeit von der Dichte ermitteln, beobachten die anderen Gruppen eine Abnahme des Rashba-Parameters mit ansteigender Ladungsträgerdichte.

Brosig et al. konnten bei ihren InAs-AlSb Heterostrukturen nur bei einigen Proben nach Beleuchtung ein Schwebungsmuster in den SdH-Oszillationen beobachten, das jedoch nach Relaxation wieder verschwand [Bro99]. Sie erklärten die Schwebung deshalb mit Inhomogenitäten in der Probe. Diese Erklärung kann jedoch für die hier untersuchten Proben aufgrund der Reproduzierbarkeit des Rashba-Parameters für sehr verschiedene Geometrien ausgeschlossen werden.

Die Zunahme des Rashba-Parameters bei der Inversionsschicht läßt sich schon mit dem einfachen Modell der Gleichung 4.12 gut erklären, da entsprechend Gleichung 4.2 die elektrische Feldstärke F_s linear mit der Ladungsträgerdichte zunimmt. Auch die absoluten Werte stimmen recht gut überein. So erhält man für eine Dichte von $1.5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ einen Rashba-Parameter von $1.9 \cdot 10^{-11} \text{ eVm}$. Die sich durch die Änderung des elektrischen Feldes ergebende Steigung ist jedoch kleiner als die hier beobachtete. Eine Sättigung kann mit diesem einfachen Modell auch nicht erklärt werden. Trotzdem zeigt es, daß die Asymmetrie des Dreieckspotentials die entscheidende Ursache für den Rashba-Effekt in der Inversionsschicht von InAs ist. Dieses wird zusätzlich durch die Tatsache bestätigt, daß die für α ermittelten Werte unabhängig vom verwendeten Wafer sind.

De Andrada e Silva et al. haben ein vielversprechendes Modell der Spinaufspaltung entwickelt [dAeS97]. Die Berechnung erfolgt in Achtband $\vec{k} \cdot \vec{p}$ -Theorie, d.h. mit Berücksichtigung der Nichtparabolizität und der Spin-Bahn-Wechselwirkung. Eine nachträgliche Einführung des Spin-Bahn-Operators H_{SO} (siehe Gleichung 4.10) ist deshalb nicht erforderlich. Die Rechnungen erfolgten für ein dreieckförmiges Potential in einer AlAs/GaAs-Heterostruktur. Die Rashba-Spinaufspaltung in diesem System ist etwa zwei Größenordnungen kleiner. Die elektrische Feldstärke $F_s = 10^5 \text{ V/cm}$ entspricht jedoch etwa der in

der Inversionsschicht von InAs. Die Ergebnisse sollten deshalb qualitativ auf InAs übertragbar sein. In den Berechnungen ergaben sich für das erste Subband geringfügig kleinere Spinaufspaltungen als für das nullte Subband. Das elektrische Feld ist zwar für beide Subbänder gleich, aber die Spin-Bahn-Wechselwirkung ist für das erste kleiner als für das nullte, da dessen Energiedifferenz zum Spin-Bahn abgespaltenen Lochband größer ist. In diesem Modell schwächt sich die Spinaufspaltung für größere Wellenvektoren bei fester Ladungsträgerdichte ab. Dies könnte die gemessene Sättigung des Rashba-Parameters erklären. Für einen quantitativen Vergleich sind jedoch dichteabhängige Berechnungen für InAs erforderlich.

In Gleichung 4.15 wird kein äußeres Magnetfeld berücksichtigt. Die Magnetfelder, die für die SdH-Oszillationen erforderlich sind, bewirken zusätzlich auch einen Zeeman-Effekt. In Heterostrukturen mit InAs als aktive Schicht werden schon bei Magnetfeldern oberhalb von etwa 5 T eine für den Zeeman-Effekt charakteristische Frequenzverdopplung beobachtet. Nur bei schwächeren Felder tritt eine Schwebung auf [Luo88]. In diesen Proben dominiert also schon bei relativ moderaten Feldstärken der Zeeman-Effekt. Bis zu den maximal möglichen Magnetfeldern von 14 T setzt bei den in dieser Arbeit vorgestellten Proben keine Aufspaltung der SdH-Oszillationen ein und der letzte Schwebungsknoten schiebt zum maximalen Magnetfeld (siehe Abb. 4.9). Legt man den Landé-Faktor von InAs mit $g = -14.4$ zugrunde, so beträgt die Spinaufspaltung aufgrund des Zeeman-Effekts $\Delta_Z = 11.7$ meV. Der Wert ist also durchaus mit der ermittelten Rashba-Aufspaltung Δ_R vergleichbar.

Um den Einfluß des Zeeman-Effekts auf den Rashba-Parameter abzuschätzen, soll im weiteren ein einfaches parabolisches Modell betrachtet werden. Für die Landau-Niveaus E_n^\pm gilt dann [Byc84]:

$$\begin{aligned} E_0 &= \hbar\omega_c\delta \\ E_n^\pm &= \hbar\omega_c \left[n \pm \sqrt{\delta^2 + n\gamma^2} \right] \end{aligned} \quad (4.16)$$

mit

$$\delta = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{g^*m^*}{2m_e} \right) \quad \text{und} \quad \gamma^2 = \frac{\Delta_R^2}{4E_F\hbar\omega_c} \quad (4.17)$$

Hierbei ist $\omega_c = eB/m^*$ die Zyklotronfrequenz, g^* der effektive Landé-Faktor, m^* die effektive Masse, E_F die Fermienergie und $\Delta_R = 2\alpha k_F$ die Rashba-Spinaufspaltung. Die spezifische Magnetleitfähigkeit σ_{xx} ist für $T = 0$ K dann gegeben durch [Luo90]:

$$\sigma_{xx} \propto \sum_{n\pm} \left(n \pm \frac{1}{2} \right) \exp \left(-\frac{(E_F - E_n^\pm)^2}{\Gamma^2} \right) \quad (4.18)$$

Für alle Landau-Niveaus wird eine konstante Streuverbreiterung Γ angenommen. Da für die Corbino-Geometrie $\sigma_{xy} \gg \sigma_{xx}$ ist, ergibt sich der spezifische Widerstand ρ_{xx} aus:

$$\rho_{xx} \approx \sigma_{xx} \left(\frac{B}{en_s} \right)^2 \quad (4.19)$$

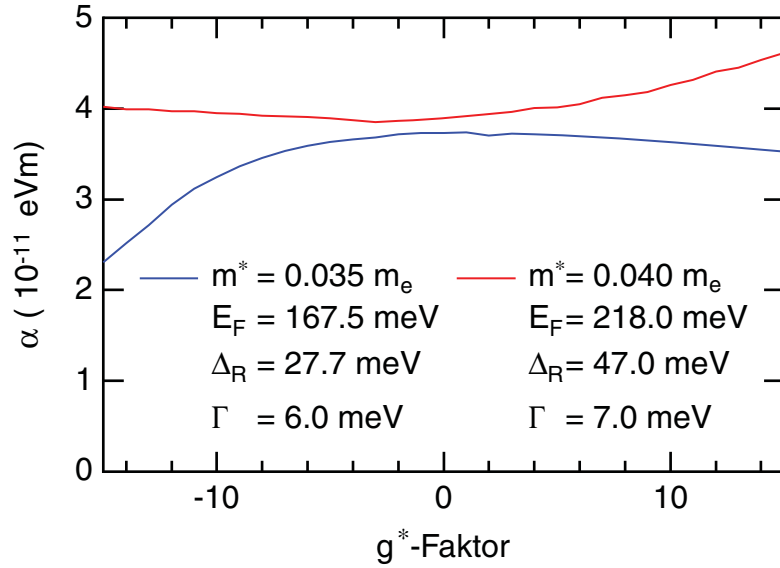


Abbildung 4.12: Ermittelter Rashba-Parameter α für simulierte SdH-Oszillation in Abhängigkeit des Landé-Faktors. Die weiteren Parameter des Luo-Modells wurden für $g^* = 0$ so angepaßt, daß die Besetzungsdichten der Simulation der von realen Messungen entspricht. Die Ladungsträgerdichte der oberen Kurve beträgt $2.46 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ und die der unteren $3.66 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$.

Mit den Gleichungen 4.16 bis 4.19 lassen sich nun SdH-Oszillationen berechnen. Für sie wird analog zu den gemessenen Kurven, jedoch in parabolischer Näherung, der Rashba-Parameter α bestimmt. Als effektive Masse wird die sich aus dem Zweiband $\vec{k} \cdot \vec{p}$ -Modell ergebende Bandkantenmasse verwendet. Da für den Landé-Faktor nur Modellrechnungen vorliegen (siehe Abb. 4.3), wurde α für verschiedene Werte berechnet. Das Ergebnis ist in Abb. 4.12 zu sehen. Die dort angegebenen Modellparameter wurden so gewählt, daß die simulierten Kurven für $g^* = 0$ realen Messungen vergleichbare Besetzungsdichten der Spinsubbänder liefern. Da eine parabolische Näherung für die Bestimmung des Rashba-Parameters benutzt wurde, sind die für die Simulationen ermittelten Werte von α größer als die experimentellen [Mat00].

Für $|g^*| \leq 8$ ist der Einfluß des Zeeman-Terms auf die Bestimmung des Rashba-Parameters nur gering, obwohl die Oszillationen bis zu einem Magnetfeld von 14 T ausgewertet wurden. Legt man den in Abb. 4.3 gegebenen Verlauf zugrunde, wird dieses Kriterium nur für die höchsten Ladungsträgerdichten nicht erfüllt.

Ist der Betrag des Landé-Faktors jedoch größer als 8, können sich deutliche Abweichungen ergeben. In den Oszillationen ist dann jedoch eine Aufspaltung und damit eine Unterdrückung der Schwebung zu beobachten. In den realen Messungen tritt dieses nicht auf, so daß eine signifikante Beeinflussung durch den Zeeman-Effekt auszuschließen ist.

4.5 Subbandbesetzung

Der Einsatz der Subbänder ist von der Dotierung der Wafer abhängig. Die Hersteller geben hierfür nur einen Richtwert an. Sie kann leicht aus einer CV-Messung ermittelt werden [Sze81, Mei98]. Hierbei wird die differentielle Kapazität einer MOS-Struktur als Funktion der angelegten Gatespannung gemessen. Im Bereich der Anreicherung⁴ ist die differentielle Kapazität pro Einheitsfläche C näherungsweise gleich der Oxidkapazität $C_{ox} = \varepsilon_{ox}/d_{ox}$. In der Inversion ist C bei hochfrequenter Modulation⁵ des Gates gegeben durch:

$$\frac{1}{C_{inv}} = \frac{1}{C_{ox}} + \frac{1}{C_{depl}} \quad \text{mit} \quad C_{depl} = \frac{\varepsilon_{InAs}}{z_{depl}} \quad (4.20)$$

Hieraus kann z_{depl} bestimmt werden. Mit Gleichung 4.3 läßt sich dann die Dotierung N_A ermitteln. Die Ergebnisse sind in der Tabelle 4.2 zusammengefaßt. Die so ermittelten Dotierungen stimmen mit den jeweiligen Herstellerangaben recht gut überein.

In Abschnitt 4.1 wurde das elektrische Feld F_S mit einem Fang-Howard Variationsansatz berechnet. Bei diesem Ansatz wird eine für das nullte Subband plausible Wellenfunktion verwendet. Der daraus resultierende Ausdruck für das elektrische Feld (Gleichung 4.2) gilt also, wenn nur ein Subband besetzt ist. Näherungsweise ist er auch noch am Einsatzpunkt des ersten angeregten Subbandes gültig, da dessen Besetzungsdichte dann noch vernachlässigbar klein ist. Mit der in Gleichung 4.5 gegebenen Dispersionsrelation kann also die Ladungsträgerdichte berechnet werden, ab der das erste angeregte Subband einsetzt. Für das zweite angeregte Subband kann sich hieraus natürlich nur eine sehr grobe Abschätzung ergeben. In Abb. 4.13 ist die Einsatzladungsträgerdichte für die ersten beiden angeregten Subbänder in Abhängigkeit der Dotierung aufgetragen. Für eine genauere Berechnung müßte jedoch zu jeder Ladungsträgerdichte selbstkonsistent aus der Poissongleichung das Potential und aus der Schrödingergleichung die Wellenfunktionen der Subbänder bestimmt werden.

Wafer	z_{depl} (nm)	N_A (10^{17} cm^{-3})
#1052/53/54	61.7	1.77
#1010	72.0	1.30

Tabelle 4.2: Aus CV-Messungen ermittelten Werte für die Ausdehnung der Verarmungszone z_{depl} und die daraus resultierende Dotierung N_A .

⁴Bei einem p-Typ Halbleiter sind die Bänder an der Grenzfläche zum Oxid durch eine stark negative Gatespannung nach oben verbogen. Dadurch ist dort die Löcherdichte gegenüber dem Volumen erhöht. Die Ausdehnung dieser Anreicherungsschicht ist im Vergleich mit der Oxiddicke vernachlässigbar.

⁵Bei hochfrequenter Modulation kann die Inversionsschicht nicht mehr geladen werden. Die differentielle Kapazität wird deshalb durch die dann konstante Ausdehnung der Verarmungszone bestimmt. Im Allgemeinen ist hierfür eine Modulationsfrequenz von einigen 100 Hz ausreichend.

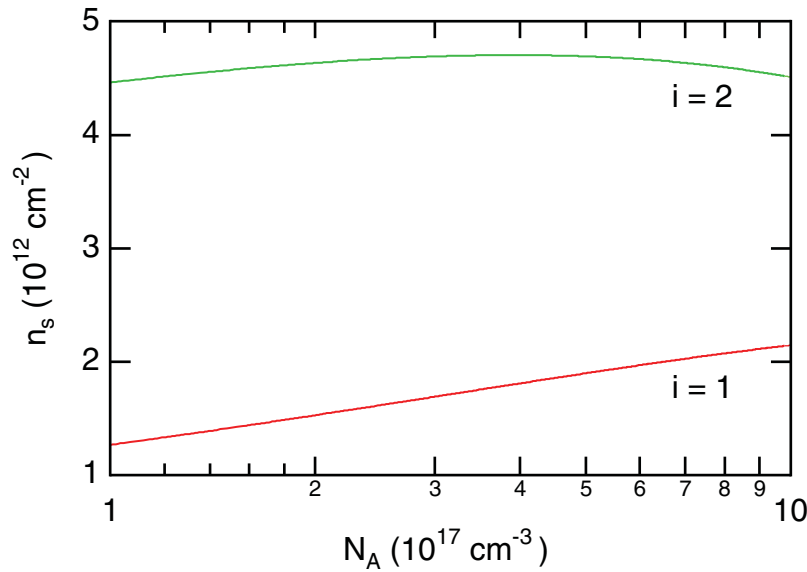


Abbildung 4.13: Aus der $\vec{k} \cdot \vec{p}$ -Theorie berechneter Einsatz der ersten beiden angeregten Subbänder als Funktion der Dotierung.

In Abb. 4.14 ist die aus den SdH-Oszillationen bestimmte Subband-Besetzung für die Probe #1010-02 in Abhängigkeit der Gatespannung dargestellt. Da der Threshold für diesen Wafer typischerweise bei einer sehr negativen Gatespannung liegt, kann der Bereich niedriger Ladungsträgerdichten an diesen Proben nicht untersucht werden. Das erste angeregte Subband setzt bei einer Dichte von $n_s = 1.87 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ein. Dieser Wert ist etwas größer als der, der sich aus der $\vec{k} \cdot \vec{p}$ -Theorie ergibt (siehe Abb. 4.13). Bis zur höchsten erreichbaren Dichte von $n_s = 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ treten keine Oszillationen eines weiteren Subbandes in den Messungen auf. Jedoch verringert sich die Steigung von n_1 bei $V_g = 28 \text{ V}$ abrupt (siehe Abb. 4.14 rechts). Das läßt sich nur durch ein neu hinzugekommenes Subband erklären. Der Einsatz des zweiten Subbandes findet somit bei $n_s = 8.4 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ statt. Die berechnete Dichte weicht, wie zu erwarten war, deutlich hiervon ab.

Die für die Probe #1052-06 bestimmte Subbandbesetzung ist in Abb. 4.15 gezeigt. Da der Threshold dieser Probe signifikant höher liegt als bei den Proben des #1010-Wafers, kann auch der Einsatz des nullten Subbandes untersucht werden. Beim Einsatz des ersten Subbandes ist eine Steigungsänderung zu beobachten. Die sich daraus für das erste Subband ergebenden Ladungsträgerdichten sind geringer als die aus den Oszillationen ermittelten Werte. Da nur sehr wenige und schwache Oszillationen bei diesem Subband beobachtet werden können (siehe Abb. 4.9), ist eine Verfälschung durch den notwendigen Untergrundabzug nicht auszuschließen. Die indirekte Bestimmung über die Steigungsänderung des nullten Subbandes dürfte deshalb das zuverlässigere Ergebnis liefern. Der Einsatz des ersten Subbandes erfolgt nach dieser Methode bei einer Dichte von $n_s = 2.5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. Bei diesem Wafer ist die Diskrepanz zum aus der $\vec{k} \cdot \vec{p}$ -Theorie berechneten Einsatz größer. Nur eine deutlich höhere Dotierung könnte diesen späten Einsatz des ersten Subbandes erklären. Dieses würde jedoch den CV-Messungen widersprechen.

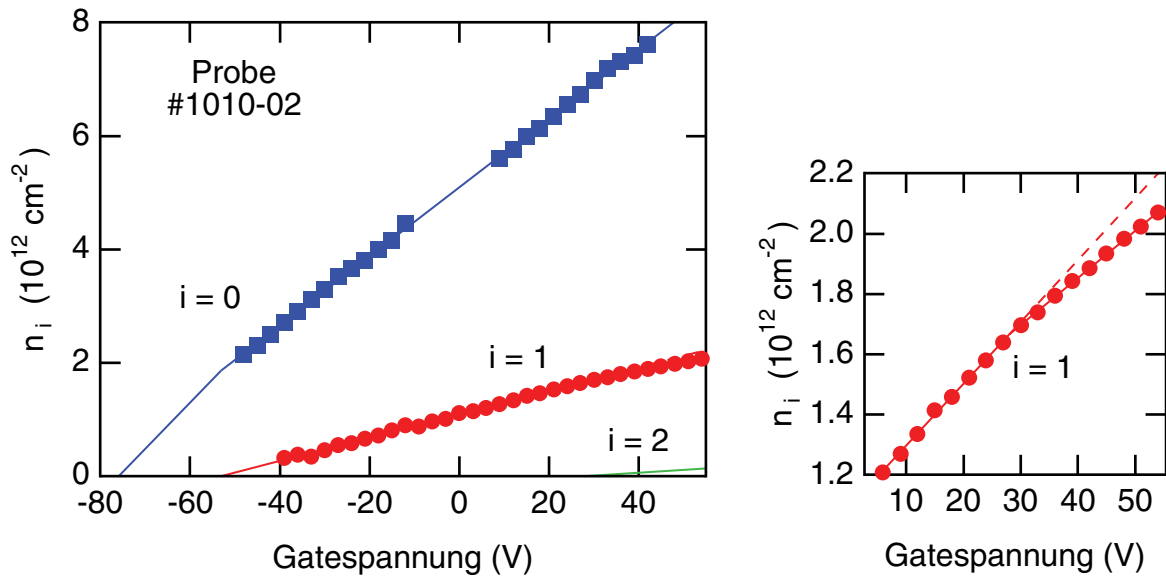


Abbildung 4.14: Aus SdH-Oszillationen bestimmte Subbandbesetzungen n_i als Funktion der Gatespannung. Im Bereich um $V_g = 0 \text{ V}$ konnte für das nullte Subband nur die Dichte eines Spinsubbandes bestimmt werden (siehe hierzu Abb. 4.9). Rechts ist ein Ausschnitt für das erste Subband aufgetragen. Die gestrichelte Linie zeigt den extrapolierten Verlauf. Deutlich ist eine Änderung der Steigung oberhalb von 28 V zu erkennen.

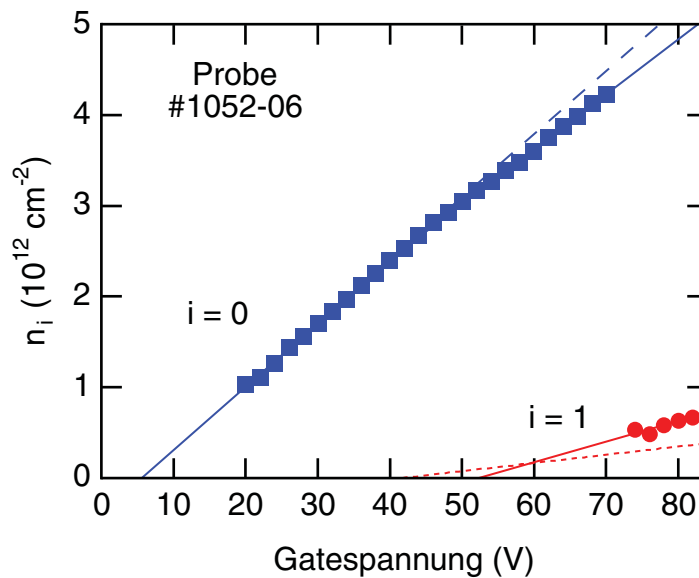


Abbildung 4.15: Aus SdH-Oszillationen bestimmte Subbandbesetzungen n_i als Funktion der Gatespannung. Die gestrichelte Linie zeigt den extrapolierten Verlauf. Die gepunktet eingezeichnete Besetzung des ersten Subbandes ergibt sich aus der Steigungsänderung des nullten Subbandes.

4.6 Ladungsträgerdichte der JoFET-Strukturen

Bei der Bestimmung der Ladungsträgerdichte der JoFET-Strukturen ergibt sich folgendes Problem: Die SdH-Messungen erfordern Magnetfelder von bis zu 14 T. Der Suprastrom über den Josephsonkontakt wird jedoch schon bei einem Feld von etwa 10 mT vollständig unterdrückt (siehe Abschnitt 5.4). Zusätzlich ist noch eine starke HF-Abschirmung erforderlich. Beide Messungen können deshalb nicht im gleichen Meßaufbau durchgeführt werden. Beim Aufwärmen und anschließenden Abkühlen kann sich jedoch der Threshold beträchtlich verschieben (bis zu 35 V). Deshalb ist eine Referenzmessung erforderlich, die in beiden Aufbauten durchgeführt werden kann. Es hat sich gezeigt, daß hierzu der normaleitende Widerstand R_n (siehe Abschnitt 4.7) als Funktion der Gatespannung gut geeignet ist.

In Abb. 4.16 ist das Ergebnis der SdH-Messungen von drei Kontakten mit unterschiedlichen Kanallängen gezeigt. Sie befinden sich alle unter einem gemeinsamen Gate. Die Junction mit 2 μm Kontaktabstand verhält sich ähnlich wie die bereits vorgestellten Corbino-Proben. Die Dichte des nullten Subbandes nimmt linear mit der Gatespannung zu, wobei sich die Steigung beim Einsetzen des ersten Subbandes verringert. Die tatsächliche Dichte

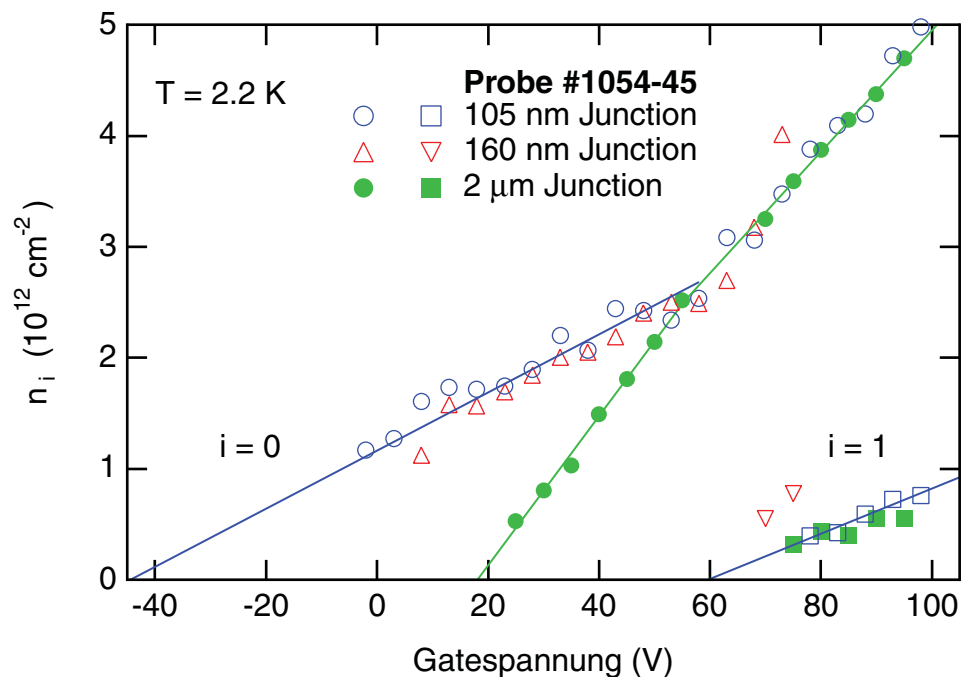


Abbildung 4.16: Aus SdH-Oszillationen ermittelte Subbandbesetzungen n_i in Abhängigkeit von der Gatespannung. Alle drei Kontakte befinden sich unter einem gemeinsamen Gate. Zur besseren Vergleichbarkeit wurden die Datenpunkte der 160 nm und der 2 μm Junctions um 10 V bzw. 8 V zu kleineren Gatespannungen verschoben.

des ersten Subbandes ist wie bei der Corbino-Struktur des Wafers kleiner als die gemessene. Der Feldeffekt ist mit $6.3 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ V}^{-1}$ etwa 12 Prozent kleiner als der aus der Oxidkapazität berechnete Wert.

Die Junctions mit kurzen Kontaktabständen unterscheiden sich hiervon: Der Threshold liegt signifikant tiefer. Der Feldeffekt ist anfangs mit $2.6 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ V}^{-1}$ wesentlich schwächer. Oberhalb einer bestimmten Besetzungsdichte nimmt die Steigung abrupt zu. Sie entspricht dann dem Wert der $2 \mu\text{m}$ Junction.

In Abb. 3.6 ist zu sehen, daß das Oxid über einem kurzen Kanal nicht direkt aufwächst. Durch den Hohlraum ist die effektive Dielektrizitätskonstante kleiner als ϵ_{SiO_2} . Zusätzlich ist durch die Niobschicht der Abstand zwischen Gate und Halbleiteroberfläche um etwa 70 nm größer. Zusammengenommen läßt sich damit der schwächere Feldeffekt erklären. Der Abstand zwischen den Niobkontakten ist kleiner als der zwischen Halbleiter und Gate. Deshalb könnte das elektrische Feld teilweise durch die Niobstreifen abgeschirmt werden. Dieser Effekt sollte mit kleinerer Kanallänge zunehmen. Da der Feldeffekt der 105 nm und der 160 nm Junction jedoch etwa gleich ist, kann die Abschirmung nur eine untergeordnete Rolle spielen.

Feste Ladungen im Oxid bewirken immer eine Verschiebung des Thresholds zu positiven Gatespannungen. Bei den Junctions mit kurzen Kanallängen sind diese Ladungen zwangsläufig weiter von der Inversionsschicht entfernt und der Effekt somit schwächer. Der Einsatz der Inversion wird aber auch durch die Oberflächenzustände beeinflusst. Da bei kurzen und längeren Kontaktabständen jeweils andere Grenzbedingungen vorliegen, ist allein dadurch ein unterschiedlicher Einsatz der Inversion plausibel.

In einem einfachen Bild läßt sich nun das Verhalten der Junctions mit kurzem Kontaktabstand erklären. Die Inversionsschicht ist zweigeteilt: Der eine Bereich liegt zwischen den Niobkontakten und der andere umfaßt die Fläche um die Junction herum. Da die SdH-Oszillationen erst oberhalb des kritischen Magnetfeldes des Niobfilms von etwa 2 T einsetzen, können beide einen Beitrag liefern. Im äußeren Bereich ist das Oxid wie bei der $2 \mu\text{m}$ Junction direkt auf dem Halbleiter aufgewachsen. Die Meßergebnisse der breiten Junction lassen sich also auf dieses Gebiet übertragen. Die Inversionsschicht zwischen den Kontakten besitzt aufgrund des Hohlraums einen negativeren Threshold, jedoch auch einen schwächeren Feldeffekt. Bei sehr negativen Gatespannungen ist deshalb nur die Inversionsschicht zwischen den Kontakten vorhanden. Wird der Threshold für den äußeren Bereich überschritten, so ist deren Ladungsträgerdichte zunächst noch deutlich kleiner als zwischen den Kontakten. Da nur ein kleiner Teil des Stroms über den äußeren Bereich fließt, ist er im SdH-Signal noch nicht sichtbar. Aufgrund des stärkeren Feldeffektes steigt die Dichte dort schneller an. Schließlich besitzt der Außenbereich die größere Ladungsträgerdichte. Der Strom fließt nun hauptsächlich über den äußeren Bereich. Es sind nur noch dessen SdH-Oszillationen meßbar.

Einige Proben scheinen trotz ihrer relativ kurzen Kanallänge keinen Hohlraum aufzuweisen. So besitzt z.B. die 200 nm Junction der Probe #1053-05 einen Threshold nahe bei 0 V. Auch ihr Feldeffekt entspricht dem der in Abbildung 4.16 gezeigten $2 \mu\text{m}$ Junction.

4.7 Normalleitender Widerstand

Auch für $U \gg \Delta/e$ nähert sich die Strom-Spannungskennlinie eines SNS-Kontaktes aufgrund des Exzeß-Stromes nicht der einer ohmischen Geraden an (siehe Abschnitt 2.6), sondern sie verläuft dazu parallel. Der normalleitende Widerstand R_n ist deshalb nicht durch U/I , sondern durch den Sättigungswert der Steigung dU/dI gegeben, der bei einer Spannung von etwa $3\Delta/e$ erreicht wird. Der so bestimmte Widerstand R_n als Funktion der Gatespannung bzw. der Ladungsträgerdichte ist in Abb. 4.17 für zwei JoFET-Strukturen gezeigt, die sich beide unter einem gemeinsamen Gate befinden. Obwohl die Kanallänge a der einen Junction etwa 50 % größer ist als die der anderen, sind die gemessenen Widerstände beider Strukturen nahezu identisch.

Für den normalleitenden Widerstand R_n gilt [Lan57]:

$$\frac{1}{R_n} = \frac{2e^2}{h} \sum_{n=0}^{M-1} D_{SNS,n} \quad (4.21)$$

Hierbei ist $M = 2w/\lambda_F$ die Zahl der eindimensionalen Moden (siehe Abschnitt 2.5) und $D_{SNS,n}$ die effektive Gesamttransmission der n -ten Mode durch beide Grenzflächen sowie

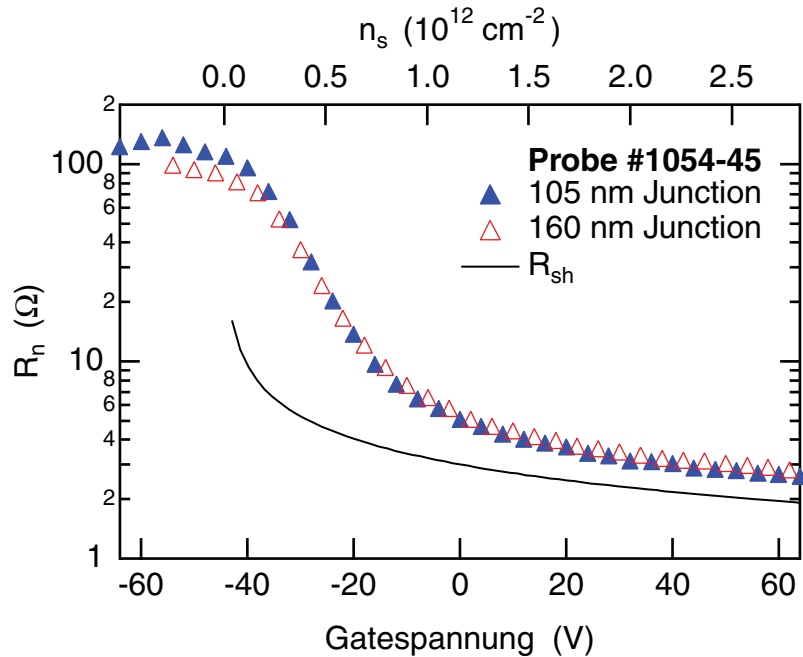


Abbildung 4.17: Normalleitender Widerstand R_n als Funktion der Gatespannung V_g für zwei Junctions der Probe #1054-45 mit einer Kanallänge von 105 nm bzw. 160 nm und einer Breite von $w = 50 \mu\text{m}$. Die Ladungsträgerdichte ist aus SdH-Oszillationen bestimmt. Die Kurve zeigt den berechneten Sharvin-Widerstand.

Kanallänge a	105 nm	160 nm
Widerstand R_n	2.67 Ω	2.87 Ω
Kontaktwiderstand R_K	2.30 Ω	
spez. Widerstand ρ_{2DEG}	176 Ω	

Tabelle 4.3: Kontakt- und spezifischer Widerstand der Probe #1054-45 für die Gatespannung von $V_g = 60$ V ($n_s = 2.73 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ und $R_{sh} = 1.96 \Omega$).

den Normalleiter. R_n ist am kleinsten, wenn für alle Moden $D_{SNS,n} = 1$ gilt. Diese Bedingung ist nur erfüllt, wenn es weder Streuung an den Grenzflächen noch im Normalleiter gibt. Dieser Widerstand wird als Sharvin-Widerstand R_{sh} bezeichnet [Sha65]:

$$R_{sh} = \frac{h}{2e^2} \frac{\lambda_F}{2w} \quad \text{mit} \quad \lambda_F = \sqrt{\frac{2\pi}{n_s}} \quad (4.22)$$

Der Sharvin-Widerstand ist also nur von der Junctionbreite w und der Ladungsträgerdichte n_s abhängig. Er ist ebenfalls in Abb. 4.17 eingezeichnet. Für Ladungsträgerdichten oberhalb von $n_s = 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ist er gut mit den gemessenen Widerständen vergleichbar. Dieses läßt sich zusammen mit dem geringen Einfluß der Kanallänge nur erklären, wenn der Transport zwischen den beiden Niobkontakten im 2DEG quasiballistisch⁶ erfolgt.

Im folgenden soll die Beweglichkeit der Proben abgeschätzt werden. Im quasiballistischen Regime kann man näherungsweise R_n als Summe eines ballistischen Kontaktwiderstandes R_K und eines durch Streuung im Normalleiter bedingten Term schreiben:

$$R_n \approx R_K + \frac{a}{w} \rho_{2DEG} \quad (4.23)$$

Unter der Voraussetzung, daß R_K für beide Junctions gleich ist, kann der spezifische Widerstand ρ_{2DEG} aus dieser Gleichung ermittelt werden. Die Ergebnisse für $V_g = 60$ V sind in Tabelle 4.3 zusammengefaßt. Aus dem spezifischen Widerstand von $\rho_{2DEG} = 176 \Omega$ ergibt sich eine effektive Beweglichkeit von $\mu_{eff} = 13000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$. Der Wert entspricht den typischen Beweglichkeiten von p-Typ InAs [Bag80, Sch94, Mat94]. Die sich daraus ergebende mittlere freie Weglänge von $\ell = 355 \text{ nm}$ ist konsistent mit dem quasiballistischen Transportmechanismus.

Mit dem Landau-Büttiger-Formalismus kann R_n berechnet werden [Lan57, Büt85]. Ein Vergleich mit dem tatsächlich gemessenen normalleitenden Widerstand liefert dann die Transmission der Grenzflächen. Der zweite Term in Gleichung 4.23 wird dabei vernachlässigt. Dadurch verringert sich der ermittelte Wert für die Transmission geringfügig.

Wie der kritische Strom (siehe Abschnitt 2.5) oszilliert auch der so berechnete normalleitende Widerstand in Abhängigkeit von der Ladungsträgerdichte und der Kanallänge. Für

⁶Beim quasiballistischen Transport ist die mittlere freie Weglänge ℓ größer als die Kanallänge a , jedoch ist der Grenzfall $\ell \gg a$ noch nicht erfüllt. Deshalb wird noch ein geringer Anteil der Elektronen gestreut.

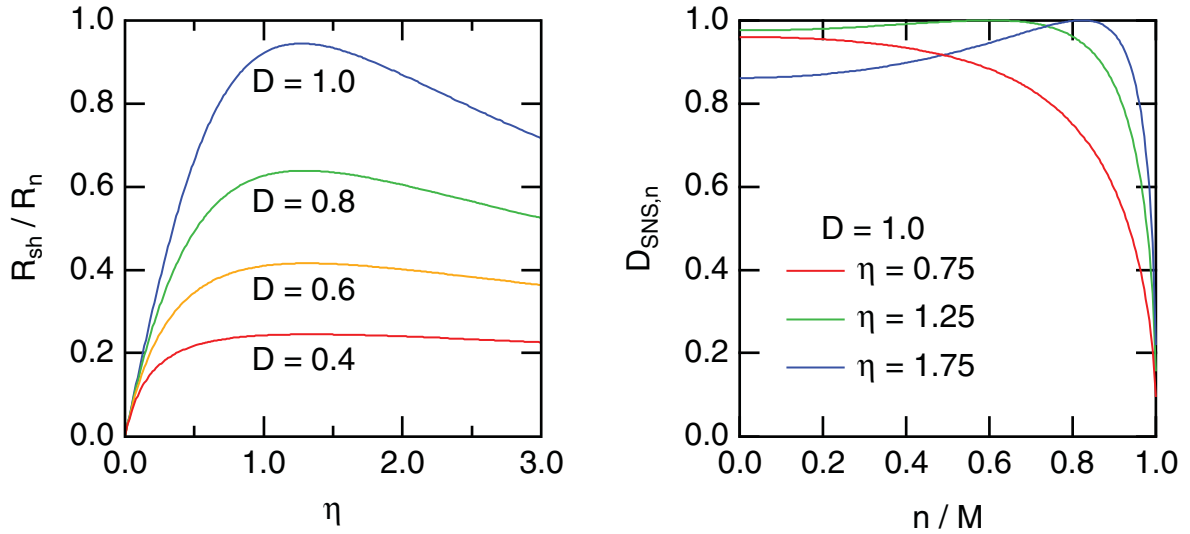


Abbildung 4.18: (**links**) Verhältnis des Sharvin-Widerstandes R_{sh} zum normalleitenden Widerstand R_n als Funktion von $\eta = v_{F,N}/v_{F,S}$. Hierbei wurde R_n mit Gleichung 4.24 und 2.17 berechnet, wobei der das Streupotential der Grenzflächen beschreibende Parameter D als modenunabhängig angenommen wurde. Dieses Widerstandsverhältnis entspricht einer mittleren effektiven Gesamttransmission. Sie ist bei etwa $\eta = 1.27$ maximal. (**rechts**) Effektive Gesamttransmission $D_{SNS,n}$ der Moden in Abhängigkeit vom relativen Index n/M . Die Fermigeschwindigkeit einer Mode $v_{F,n} = v_{F,N} \sqrt{1 - (n/M)^2}$ nimmt mit zunehmendem Index n ab.

ein realistischeres Bild muß die Kantenrauhigkeit der Strukturen berücksichtigt werden. Der sich aus dem Modell ergebende Widerstand wird deshalb über eine Gaußverteilung von Kanallängen gemittelt. Als Standardabweichung wird dabei die gemessenen Variation des Kontaktabstandes von 4 nm (siehe Abschnitt 3.2) verwendet. Dieser Wert reicht bereits aus, um die Oszillationen des so berechneten Widerstandes nahezu verschwinden zu lassen. Die Interferenzterme heben sich also im Mittel auf und es gilt:

$$\frac{1}{R_n} = \frac{2e^2}{h} \sum_{n=0}^{M-1} \frac{D_{SN,n}}{2 - D_{SN,n}} \quad (4.24)$$

Hierbei wurde vorausgesetzt, daß die effektive Transmission der Moden $D_{SN,n}$ für beide Grenzflächen gleich ist. Sie kann mit Gleichung 2.17 (siehe Abschnitt 2.5) berechnet werden. In Abb. 4.18 (links) ist das so berechnete Verhältnis des Sharvin-Widerstandes zum normalleitenden Widerstand als Funktion von η aufgetragen. Dieses Widerstandsverhältnis entspricht einer mittleren effektiven Gesamttransmission der Junction und ist unabhängig von der Modenzahl $M \gg 1$. Für $\eta \leq 1$ nimmt die effektive Gesamttransmission $D_{SNS,n}$ mit dem Modenindex n monoton ab (siehe Abb. 4.18 rechts), da die Anpassung an die Fermigeschwindigkeit des Supraleiters mit zunehmendem n schlechter wird. Ist jedoch $\eta > 1$, so gibt es eine Mode mit optimaler Anpassung an die Fermigeschwindigkeit

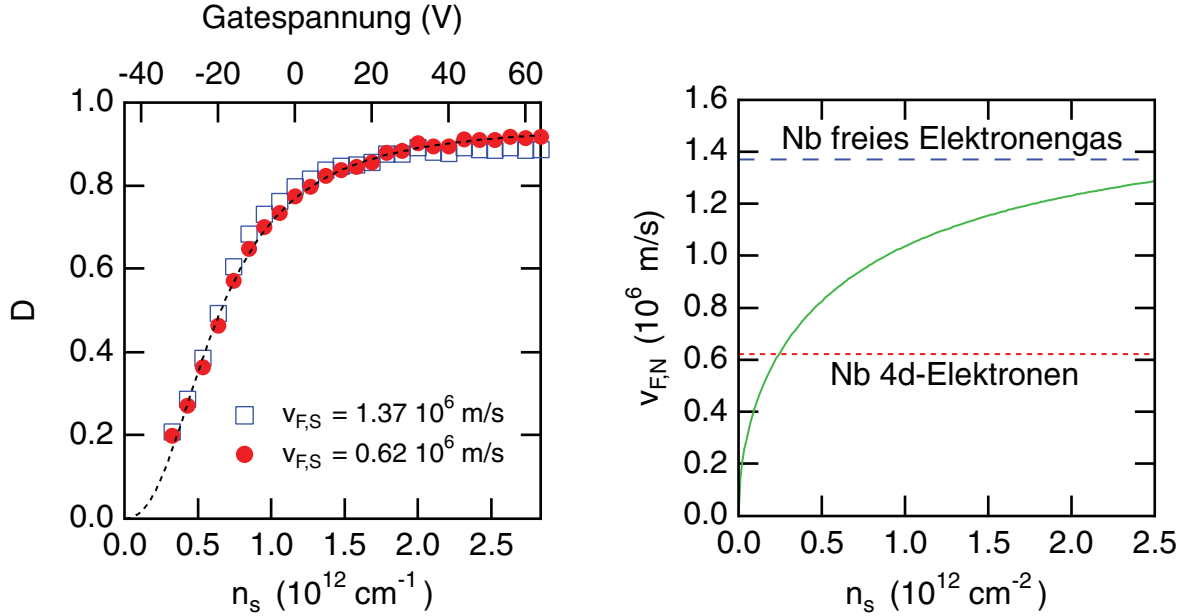


Abbildung 4.19: (links) Aus R_n berechneter Transmissionparameter D in Abhängigkeit von der Gatespannung für die Probe #1054-45 für zwei unterschiedliche Fermigeschwindigkeiten des Supraleiters. Die gestrichelte Kurve ist ein Fit für $v_{F,S} = 0.62 \cdot 10^6 \text{ m/s}$ mit der empirischen Gleichung 4.25. (rechts) Mit Zweiband $\vec{k} \cdot \vec{p}$ -Theorie berechnete Fermigeschwindigkeit des 2DEGs (siehe Abschnitt 4.1). Die untere waagerechte Linie markiert die Fermigeschwindigkeit der 4d-Elektronen des Niobs und die obere die des freien Elektronengasmodells.

des Supraleiters und $D_{SNS,n}$ durchläuft ein Maximum. Für die Moden mit einer höheren Fermigeschwindigkeit als die des Supraleiters verringert sich die effektive Transmission mit anwachsendem η zunächst nur geringfügig. Gleichzeitig erhöht sie sich deutlich für die Moden mit einer kleineren Fermigeschwindigkeit als die des Supraleiters. Die maximale mittlere effektive Gesamttransmission ergibt sich für $\eta = 1.27$.

Das Verhältnis von Sharvin-Widerstand und normalleitendem Widerstand wird entsprechend diesem Modell durch den das Streupotential der Grenzfläche beschreibenden Parameter D und das Verhältnis der Fermigeschwindigkeiten η bestimmt. Die Fermigeschwindigkeit des 2DEGs $v_{F,N}$ kann mit Hilfe der Zweiband $\vec{k} \cdot \vec{p}$ -Theorie berechnet werden (siehe Abb. 4.19 rechts). Für $v_{F,S}$ wird die Fermigeschwindigkeit der 4d-Elektronen des Niobs verwendet [Mat94]. Aus dem gemessenen Verhältnis R_{sh}/R_n kann dann der Parameter D ermittelt werden. Zusätzlich wurde D mit einem deutlich höheren Wert für $v_{F,S}$ bestimmt, der sich aus dem Modell des freien Elektronengases für Niob ergibt. In Abb. 4.19 (rechts) sind beide Ergebnisse für die Probe #1054-45 als Funktion der Dichte und der Gatespannung aufgetragen. Beide Fermigeschwindigkeiten liefern sehr ähnliche Werte für D , obwohl bei dem niedrigeren Wert die optimale Anpassung durchlaufen wird, während beim größeren die bestmögliche Anpassung nicht erreicht wird.

	n_s [10^{12} cm^{-2}]	W [μm]	R_{sh} [Ω]	R_n [Ω]	D
Heida et al.	2.1	0.7	160	450	0.55
Takayanagi et al.	1.94	80	1.45	2.52	0.77
Probe #1054-45	2.1	50	2.23	3.1	0.89

Tabelle 4.4: Vergleich des Transmissionsparameters D . Der das Streupotential einer Grenzfläche beschreibende Parameter wurde, wie im Text beschrieben, aus dem Verhältnis von R_n und R_{sh} bestimmt. Die Daten von Heida et al. sind [Hei99] und die von Takayanagi et al. sind [Tak95d] entnommen. Beide verwenden InAs-haltige Heterostrukturen als Normalleiter. Die Fermigeschwindigkeit des 2DEGs wurde mit Hilfe der Zweiband $\vec{k} \cdot \vec{p}$ -Theorie berechnet.

Empirisch kann die Abhängigkeit des Parameters D von der Dichte n_s gut mit der folgenden Funktion beschrieben werden:

$$D(n_s) = \frac{D_{max}}{1 + \left(\frac{n_0}{n_s}\right)^x} \quad (4.25)$$

Ein entsprechender Fit ist in Abb. 4.19 (links) für $v_{F,S} = 0.62 \cdot 10^6 \text{ m/s}$ (4d-Elektronen) eingezeichnet. Dabei wurden die folgenden Werte verwendet: $D_{max} = 0.947$, $x = 2.36$ und $n_0 = 0.626 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$.

In Tabelle 4.4 ist ein Vergleich des Transmissionsparameters D mit den Ergebnissen anderer Arbeitsgruppen gezeigt. Heida et al. und Takayanagi et al. verwenden jeweils Heterostrukturen mit InAs als aktive Schicht. Alle in der Tabelle angegebenen Werte für den die Streuung der Grenzfläche beschreibenden Parameter D wurden, wie oben beschrieben, aus dem Verhältnis von R_{sh} und R_n bestimmt. Die Ladungsträgerdichte ist für alle drei vergleichbar. Die Probe #1054-45 zeigt mit $D = 0.89$ den höchsten Wert des Transmissionsparameters, d.h. sie besitzt das schwächste Grenzflächenstreupotential.

In Abb. 4.20 sind die zwei denkbaren Bypass-Strompfade der Junction gezeigt. Aufgrund der Entartung des Halbleiters (siehe Abschnitt 4.1) sind im Halbleiter auch bei tiefen Temperaturen Löcher vorhanden. Für Spannungen in der Größenordnung von 3 meV beträgt der spezifische Widerstand für diesen Tunnelkontakt ins Volumen typischerweise $\rho_{tun} = 5 \cdot 10^5 \Omega(\mu\text{m})^2$ [Hun95]. Da die Elektronen unterhalb der gesamten Fläche des Niobfilms tunneln können, ergibt sich so ein relativ niedriger Widerstand von $R_{tun} \approx 100 \Omega$. Bei sehr geringen Ladungsträgerdichten in der Inversionsschicht wird die Junction über diesen Tunnelbypass kurzgeschlossen (siehe Abb. 4.17). Ab einer Dichte von $n_s = 0.4 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ist der Widerstand der Junction wesentlich kleiner als der des Tunnelbypasses, so daß dieser vernachlässigt werden kann.

Die Inversionsschicht bildet sich im Allgemeinen an der gesamten Oberfläche des Substrates aus. Deshalb kann auch ein Stromtransport außerhalb des eigentlichen Kontaktbereiches über die Inversionsschicht stattfinden (siehe Abb. 4.20 rechts). Bei den Proben mit

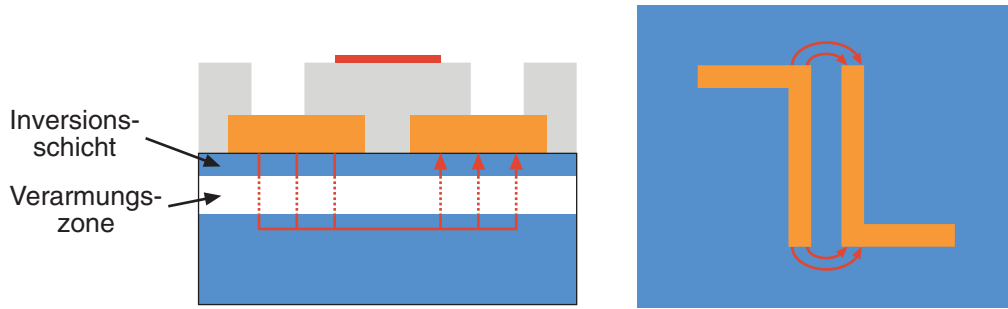


Abbildung 4.20: Mögliche Bypass-Strompfade. **(links)** Elektronen können unterhalb des gesamten Niobfilms aus der Inversionsschicht durch die Verarmungszone ins Volumen tunneln. Im Volumen werden die Ladungen als Löcherstrom transportiert. Durch einen zweiten Tunnelprozeß gelangen Elektronen wieder in die Inversionsschicht unter dem zweiten Kontakt zurück. **(rechts)** Innerhalb der Inversionsschicht, jedoch außerhalb des eigentlichen Kanals, kann ein Strom zwischen den Kontakten fließen.

kurzer Kanallänge, wie z.B. Probe #1054-45, liegt der Threshold des eigentlichen Kontaktbereiches bei einer wesentlich negativeren Spannung als die den Kontakt umgebende Inversionsschicht (siehe Abschnitt 4.6). Erst wenn zwischen den Kontakten die Dichte von $n_s = 1.7 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ erreicht wird, setzt die Inversion in der den Kontakt umgebenden Inversionsschicht ein (siehe Abb. 4.16). Damit kann nur oberhalb dieser Dichte ein Bypass-Strom durch die den Kontakt umgebende Inversionsschicht fließen.

Durch einen Bypass wäre der gemessene normaleitende Widerstand kleiner als der der eigentlichen Junction. Dieses hätte zur Folge, daß der aus R_n ermittelte Transmissionsparameter D größer wäre als er tatsächlich ist. Da er sich oberhalb der Dichte von $n_s = 1.7 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ nicht wesentlich ändert (siehe Abb. 4.19 links), muß auch dieser Bypass-Strom vernachlässigbar klein sein. Bei Proben mit größeren Kanallängen, bei denen die Inversionsschicht nicht zweigeteilt ist, und Kontaktbreiten unterhalb von 50μ kann dieser Bypass jedoch die Widerstandsmessung beeinflussen.

Kapitel 5

Stationäre Effekte

Ein in einen SNS-Kontakt eingepprägter Strom fließt als Suprastrom, wenn er kleiner als der kritische Strom der Struktur ist. Solange der Strom nicht verändert wird, bleibt die Phasendifferenz der beiden Supraleiter zeitlich konstant. Man bezeichnet deshalb alle Effekte, die mit einem Suprastrom verknüpft sind, als stationär.

Im ersten Abschnitt dieses Kapitels wird der Einfluß der Ladungsträgerdichte und der Temperatur auf den kritischen Strom des JoFETs untersucht und mit dem von Brouwer und Beenakker entwickelten Modell (siehe Abschnitt 2.5) verglichen. Aus der Längenabhängigkeit des kritischen Stromes erhält man die phänomenologische Kohärenzlänge ξ_N . Im dritten Teil wird die bereits in Abschnitt 2.4 kurz angesprochene Strom-Phasenbeziehung wieder aufgegriffen. Aus der Magnetfeldabhängigkeit des kritischen Stromes kann die Stromverteilung im SNS-Kontakt rekonstruiert werden. Im letzten Teil des Kapitels wird die Rückkopplung zwischen kritischem Strom und dem dadurch entstehenden Magnetfeld diskutiert.

5.1 Kritischer Strom

Die Untersuchung der supraleitenden Eigenschaften eines JoFETs erfolgt in einem gegen Magnetfelder abgeschirmten Meßaufbau. In den Probenstab ist eine rauscharme Elektronik integriert, die eine Stromquelle und einen Vorverstärker umfaßt. Die Messungen erfolgen stromgespeist, d.h. es wird ein Bias-Strom in den Kontakt eingepragt. Alle nach außen führenden Anschlüsse der Elektronik sind mit π -Filtern versehen, um eine HF-Einkopplung in den SNS-Kontakt zu vermeiden.

5.1.1 Gatespannungsabhängigkeit

In Abb. 5.1 ist eine typische Schar von Strom-Spannungskennlinien eines JoFETs für verschiedene Gatespannungen gezeigt. Er besitzt eine Kanallänge von $a = 105$ nm und eine

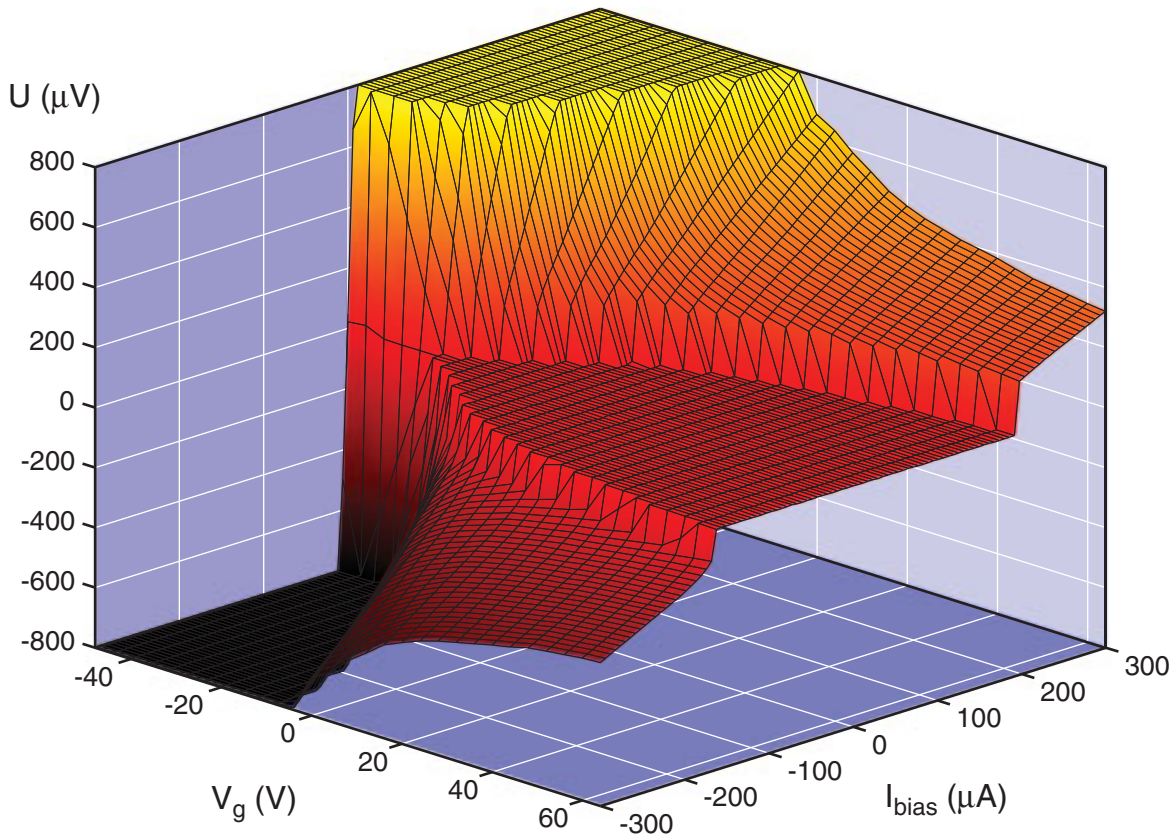


Abbildung 5.1: Strom-Spannungskennlinien eines JoFETs für verschiedene Gatespannungen V_g . Der Abstand der beiden Niob-Kontakte beträgt $a = 105$ nm (Probe #1054-45). Sie sind $50 \mu\text{m}$ breit. Die Messung wurde bei einer Temperatur von $T = 1.8$ K durchgeführt.

Kontaktbreite von $w = 50 \mu\text{m}$. Das Plateau der Kennlinien markiert den Bereich, in dem der eingepreßte Strom kleiner als der gatespannungsabhängige kritische Strom der Junction ist. Der resistive Bereich spiegelt die Änderung des normalleitenden Widerstandes R_n mit der Gatespannung wieder (siehe Abschnitt 4.7). Der kritische Strom wird mit einem Spannungskriterium¹ von $1 \mu\text{V}$ bestimmt.

Für den JoFET der Abb. 5.1 und einen weiteren Kontakt der Probe ist der kritische Strom als Funktion der Gatespannung in Abb. 5.2 gezeigt. Die dort angegebenen Ladungsträgerdichten n_s des 2DEGs sind aus SdH-Messungen bestimmt (siehe Abschnitt 4.6). Unterhalb des Einsatzes der Inversion ist der kritische Strom vollständig unterdrückt. In der gleichen Abbildung ist der mit dem Brouwer und Beenakker Modell (siehe Abschnitt 2.5) berechnete Verlauf eingezeichnet. Der in das Modell eingehende Transmissionsparameter

¹Die etablierte Methode des Spannungskriteriums würde auch bei einer vollständig resistiven Kennlinie noch einen Wert für den kritischen Strom liefern, der aber im allgemeinen vernachlässigbar klein ist.

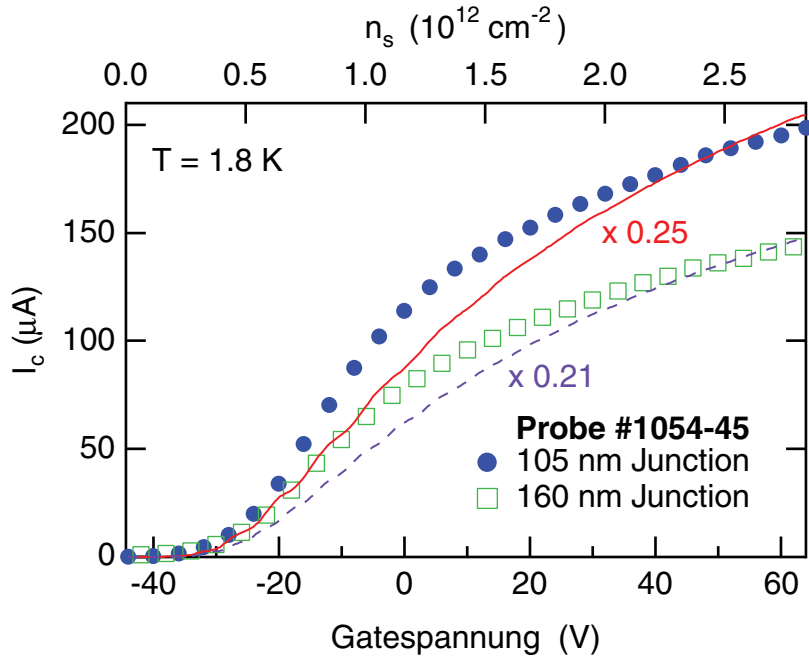


Abbildung 5.2: Kritischer Strom in Abhängigkeit der Gatespannung zweier JFETs mit gleicher Kontaktbreite $w = 50 \mu\text{m}$. Die angegebenen Ladungsträgerdichten sind aus SdH-Messungen bestimmt (siehe Abschnitt 4.6). Die Kurven zeigen den mit dem Brouwer und Beenakker Modell (siehe Abschnitt 2.5) berechneten Verlauf, die jeweils über eine Gaußverteilung von Kanallängen um den gemessenen Kontaktabstand herum gemittelt wurden. Die Standardabweichung $\sigma = 4 \text{ nm}$ wurde entsprechend der Kantenrauhigkeit gewählt. Der Transmissionsparameter D wurde aus dem normalleitenden Widerstand R_n bestimmt (siehe Abschnitt 4.7). In das Modell geht kein Fit-Parameter ein. Die Modellkurven sind jeweils mit den angegebenen Faktoren skaliert.

D ist aus der Messung des normalleitenden Widerstandes R_n ermittelt (siehe Abschnitt 4.7). Wie bei der Berechnung des Widerstandes wird der kritische Strom über eine Gaußverteilung von Kanallängen gemittelt². Als Mittelwert der Verteilung wird der aus den REM-Bildern bestimmte Kontaktabstand angesetzt. Für die Standardabweichung σ wird ein Wert von 4 nm angenommen. Er entspricht der Kantenrauhigkeit (siehe Abschnitt 3.2), die sich aus den REM-Bildern bestimmen läßt. Durch diesen Mittelungsprozeß sind die Oszillationen des kritischen Stromes (siehe Abb. 2.5) nahezu vollständig verschwunden. Auf den nichtoszillatorischen Verlauf hat die Mittelung keinen Einfluß.

²Für alle Kanallängen a der Gaußverteilung wird der Suprastrom $I_S(\phi)$ als Funktion der Phasendifferenz ϕ der beiden Supraleiter berechnet (siehe Gleichung 2.21). Die so berechneten Suprastrome werden entsprechend der Verteilung gemittelt. Man erhält so eine mittlere Strom-Phasenbeziehung, dessen Maximum der kritische Strom ist. Es ist jedoch auch möglich, für jede Kanallänge der Verteilung aus dem Maximum ihrer Strom-Phasenbeziehung $I_S(\phi)$ den kritischen Strom zu bestimmen, der dann mit der Gaußverteilung gewichtet gemittelt wird. Beide Wege liefern die gleichen Ergebnisse.

Mit der Ladungsträgerdichte n_s steigt die Fermigeschwindigkeit in der Inversionsschicht $v_{F,N}$ (siehe Abb. 4.19 rechts) an. Bei der Besetzung von nur einem Subband ist sie in parabolischer Näherung proportional zu $\sqrt{n_s}$. Die Kohärenzlänge $\xi_0 = \hbar v_{F,N} / \Delta$ nimmt entsprechend mit anwachsender Ladungsträgerdichte zu. Bei sehr niedrigen Dichten ist die Kohärenzlänge wesentlich kleiner als die Kanallänge a . In diesem Regime der langen Junction steigt der kritische Strom exponentiell mit der Ladungsträgerdichte an [Kre86]. Bei höheren Ladungsträgerdichten wird die Kohärenzlänge mit dem Kontaktabstand vergleichbar. Der Anstieg des kritischen Stromes ist in diesem Bereich signifikant schwächer. Er ist dann in grober Näherung proportional zu $\sqrt{n_s}$ [Chr93].

Qualitativ entspricht der gemessene Verlauf des kritischen Stromes als Funktion der Ladungsträgerdichte recht gut dem des Brouwer und Beenakker Modells. Die absoluten Werte des Modells sind jedoch um den Faktor 4 bis 5 größer als der jeweilige gemessene kritische Strom. In Abb. 5.2 ist der berechnete kritische Strom deshalb mit einem von der Dichte unabhängigen Faktor skaliert dargestellt. Die Diskrepanz zwischen gemessenem und berechnetem kritischen Strom fällt bei den Meßdaten anderer Arbeitsgruppen noch größer aus³. Für die Proben von Heida et al. ist der berechnete kritische Strom um den Faktor 30 zu groß [Hei99], während sich für die Strukturen von Takayanagi et al. ein Faktor von 20 ergibt [Tak95d].

Heida et al. erklären diesen Unterschied mit der Modenmischung an den Grenzflächen, die im Brouwer und Beenakker Modell nicht berücksichtigt wird (siehe Abschnitt 2.5). Sie betrachten nun den entgegengesetzten Grenzfall, bei dem die Elektronen bzw. Löcher durch die Andreev-Reflexion in alle M Moden gleich wahrscheinlich gestreut werden [Mor97, Hei99]. Ein Quasiteilchen wird dann nicht mehr retroreflektiert (siehe Abb. 2.1), sondern in eine beliebige Richtung gestreut. Ein gebundener Andreev-Zustand kann sich jedoch nur dann ausbilden, wenn in dem Kreisprozeß kein Modenwechsel erfolgt. Dessen Wahrscheinlichkeit ist deshalb um $1/M^2$ reduziert. Die Summation über alle Beiträge der M Moden liefert insgesamt einen um den Faktor $1/M$ verminderten kritischen Strom gegenüber dem Ansatz ohne Modenmischung. Diese einfache Modifikation des Modells paßt für die Proben von Heida et al. recht gut, da dort die Zahl der Moden mit dem Faktor zwischen berechnetem und gemessenem kritischen Strom vergleichbar ist. Für die in dieser Arbeit vorgestellten Proben sowie für die Strukturen von Takayanagi et al. ist das nicht der Fall, da bei ihnen einige tausend Moden vorhanden sind. Die Diskrepanz zwischen berechnetem und gemessenem kritischen Strom verringert sich mit zunehmender Transparenz (siehe Tab. 4.4) der Grenzflächen. Deshalb ist es möglich, daß eine Modenmischung an den Grenzflächen für diesen Faktor zumindest mitverantwortlich ist. Die Annahme einer vollständigen Modenmischung ist für diese hochtransparenten Grenzflächen jedoch nicht zutreffend.

Mur et al. beschreiben den kritischen Stromes einer Junction mit einem anderen Ansatz [Mur96] als der, der in den Abschnitten 2.5 und 4.7 gewählt wurde. Da die Modenzahl in

³Der Unterschied zu den gemessenen kritischen Strömen ergibt sich nicht nur bei dem in dieser Arbeit verwendeten Brouwer und Beenakker Modell, sondern gilt für alle bislang entwickelten Ansätze.

den Junctions sehr groß ist, kann anstelle einer individuellen Beschreibung der Moden eine statistische gewählt werden. Dafür wird eine Transmissionsverteilungsfunktion $\rho(D_{SNS})$ eingeführt: $\rho(D_{SNS}) dD_{SNS}$ gibt die Zahl der Moden an, die eine Transmission zwischen D_{SNS} und $D_{SNS} + dD_{SNS}$ besitzen. Gleichung 4.21 für den normalleitenden Widerstand geht damit über in [Sch97b]:

$$\frac{1}{R_n} = \frac{2e^2}{h} \int_0^1 D_{SNS} \rho(D_{SNS}) dD_{SNS} \quad (5.1)$$

Im Grenzfall geringer Transparenz⁴, d.h. $R_n \gg R_{sh}$, ist die Transmissionsverteilungsfunktion universell [Naz94]:

$$\rho(D_{SNS}) = \frac{2e^2}{hR_n} \frac{1}{D_{SNS} \sqrt{1 - D_{SNS}}} \quad (5.2)$$

Die Verteilung ist bimodal mit zwei Singularitäten bei $D_{SNS} = 0$ und $D_{SNS} = 1$. Es gibt also auch bei geringer Grenzflächentransparenz Moden, die eine ideale Transmission besitzen. Die Moden mit Transmission $D_{SNS} = 1$ werden als *offene Kanäle* und die mit $D_{SNS} = 0$ als *geschlossene Kanäle* bezeichnet. Der Anteil der Moden mit mittlerer Transmission kann bei dieser Verteilung vernachlässigt werden. Der kritische Strom einer Junction wird deshalb nur durch seine offenen Kanäle getragen [Mur96]. Ein niedriger kritischer Strom ließe sich in diesem Bild mit einer geringen Anzahl von offenen Kanälen erklären. Der normalleitende Widerstand einer Junction wird ebenfalls durch das Verhältnis von offenen zu geschlossenen Kanälen bestimmt. Bei Mur et al. ist R_n maximal 5.5 mal so groß wie der entsprechende Sharvin-Widerstand R_{sh} [Mur96]. Hieraus ergibt sich, daß der Anteil der offenen Kanäle mindestens bei 18 Prozent liegen muß. Der zu erwartende kritische Strom der Junction müßte deshalb mindestens eine Größenordnung höher als der tatsächlich gemessene Wert sein. Mit diesem Ansatz ist es also nicht möglich, die Diskrepanz zwischen Modell und Messung zu erklären. Auf die in dieser Arbeit vorgestellten Proben ist die universelle Verteilungsfunktion der Gleichung 5.2 nicht anwendbar.

Auch für die in den Abschnitten 2.5 und 4.7 eingeführte modenabhängige Transmission läßt sich eine Transmissionsverteilungsfunktion ableiten. Für $\eta > 1$ ist sie ebenfalls bimodal mit einer Singularität bei $D_{SNS} = 1$ und $D_{SNS} = D_{SN,0}/(2 - D_{SN,0})$, wobei $D_{SN,0}$ die Transmission der Mode mit dem Index $n = 0$ ist (siehe Gleichung 2.17). Unabhängig von η sind die Moden mit hoher Transmission dominierend, die noch nicht zu den offenen Kanälen gerechnet werden können. Die geschlossenen Kanäle können bei dieser Transmissionsverteilung vernachlässigt werden. Der kritische Strom einer Mode ist entsprechend dem Brouwer und Beenakker Modell näherungsweise proportional⁵ zu seiner Transmission. Der kritische Strom wird deshalb durch die mittlere Transmission der Moden bestimmt, die durch das Verhältnis R_{sh}/R_n festgelegt ist. Eine andere Transmissionsverteilung als die, die in dieser Arbeit verwendet wird, liefert deshalb keine wesentlich anderen Ergebnisse.

⁴Der Grenzfall geringer Transparenz $D_{SN} \ll 1$ bei gleichzeitig großer Modenzahl $M \gg 1$ wird als metallischer Limes bezeichnet, da er für diffusive Metalle anwendbar ist.

⁵In Abb. 2.5 ist dieses an der Abhängigkeit des kritischen Stromes vom Transmissionsparameter D erkennbar.

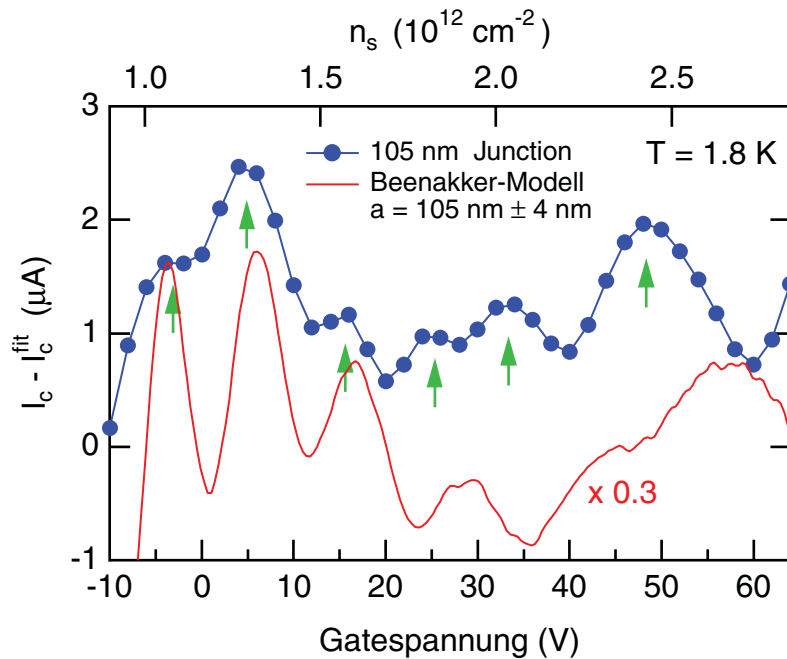


Abbildung 5.3: Oszillation des kritischer Stromes in Abhängigkeit von der Gatespannung. Der mit einem Polynom fünften Grades gefittete Untergrund ist bereits abgezogen worden. Die Pfeile markieren die Maxima der Meßdaten. Ins Brouwer und Beenakker Modell (siehe Abschnitt 2.5) geht kein Fitparameter ein. Zur besseren Vergleichbarkeit ist die berechnete Kurve entsprechend dem angegebenen Faktor skaliert.

Der gemessene kritische Strom zeigt in Abhängigkeit von der Gatespannung keine deutlichen Oszillationen. Allein durch die präparativ unvermeidliche Kantenrauigkeit von 4 nm vermindert deutlich den zu erwartenden Interferenzeffekt. Auch eine eventuell vorhandene Modenmischung bei der Andreev-Reflexion bewirkt eine Abschwächung. Zur Analyse wird deshalb der nichtoszillierende Anteil des kritischen Stromes, der sich empirisch mit einem Polynom fünften Grades gut beschreiben läßt, abgezogen. Als Differenz erhält man so im wesentlichen nur den oszillierenden Beitrag des kritischen Stromes. Entsprechend wird auch mit der mit dem Brouwer und Beenakker Modell berechneten Kurve verfahren. In Abb. 5.3 sind beide für den Kontakt mit einer Kanallänge von 105 nm dargestellt. Sie zeigen beide sechs Maxima, deren Position bei niedrigen Ladungsträgerdichten sehr gut übereinstimmt. Die sich aus dem Modell ergebende Periode ist etwas größer als die der Meßdaten. Berücksichtigt man, daß in das Modell keine Fitparameter eingehen, so stimmt das Brouwer und Beenakker Model recht gut mit den beobachteten Oszillationen überein.

Eine Modulation des kritischen Stromes mit der Gatespannung wurde bereits von Takayanagi et al. an InAs-haltigen Heterostrukturen beobachtet [Tak95b]. Sie ist ähnlich schwach ausgeprägt. An Einkristallsubstrat-Proben wurden zuvor noch keine Interferenzeffekte nachgewiesen, da sie einen ballistischen Transport im Halbleiter erfordern.

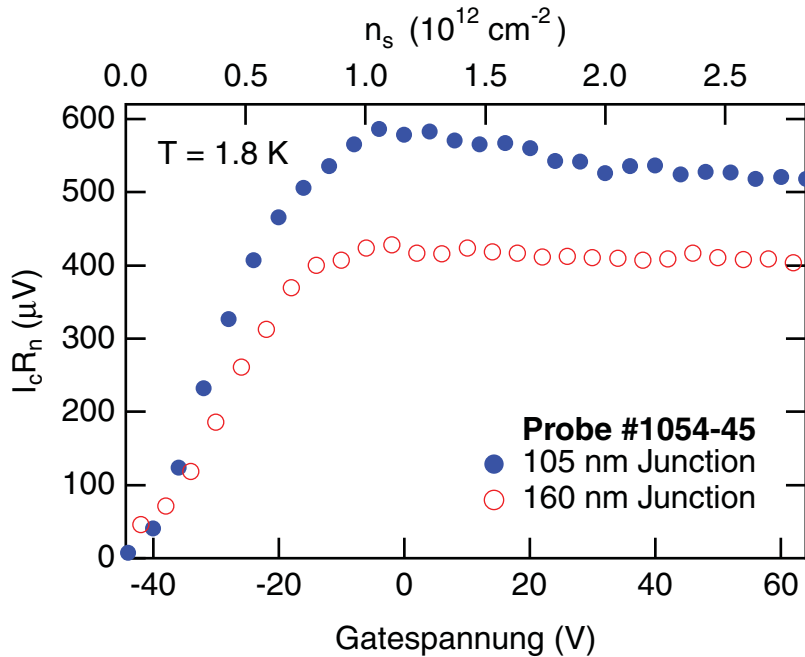


Abbildung 5.4: Abhängigkeit des $I_c R_n$ -Produktes von der Gatespannung bzw. Ladungsträgerdichte.

Das $I_c R_n$ -Produkt ist unabhängig von der Breite des SNS-Kontaktes⁶. Es ist deshalb geeignet, unterschiedliche Geometrien miteinander zu vergleichen. Seine Gatespannungsabhängigkeit ist in Abb. 5.4 dargestellt. Der Verlauf des $I_c R_n$ -Produktes entspricht in etwa dem des aus dem normalleitenden Widerstand bestimmten Transmissionsparameters D (siehe Abb. 4.19 links). Bei dem Kontakt mit 105 nm Kanallänge nimmt das $I_c R_n$ -Produkt oberhalb der Dichte von $n_s = 1.2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ wieder ab, während es für den Kontakt mit einer Kanallänge von 160 nm nahezu konstant bleibt. Da die Abnahme nur bei dem Kontakt mit dem höheren kritischen Strom auftritt, könnte sie durch einen Eigenfeldeffekt der Junction bedingt sein. Eine weitergehende Diskussion erfolgt in Abschnitt 5.5.

Takayanagi et al. ermitteln für ihre SNS-Kontakte mit p-Typ InAs, die vergleichbare Kontaktabstände besitzen, deutlich kleinere Werte des $I_c R_n$ -Produktes zwischen $94 \mu V$ und $140 \mu V$ [Tak85] als bei den hier vorgestellten Proben. Ein direkter Vergleich mit InAs-Heterostrukturen unserer [Ric00] und anderer Arbeitsgruppen ist nicht möglich, da deren Kanallängen größer sind. Die Längenabhängigkeit des $I_c R_n$ -Produktes wird in Abschnitt 5.2 analysiert.

⁶Diese Aussage gilt nur, wenn ein Eigenfeldeffekt des Kontaktes vernachlässigt werden kann (siehe Abschnitt 5.5). Ist diese Voraussetzung erfüllt, so ist der kritische Strom proportional zur Kontaktbreite, während der normalleitende Widerstand umgekehrt proportional zur Breite ist.

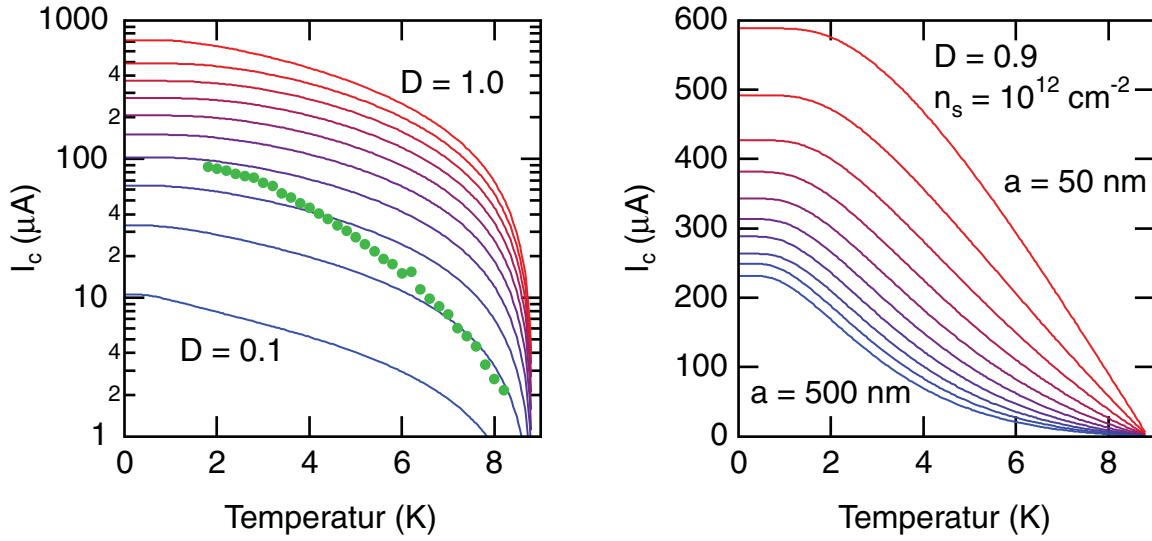


Abbildung 5.5: Mit dem Brouwer und Beenakker Modell berechnete Temperaturabhängigkeit des kritischen Stromes. **(links)** Wirkung des Transmissionsparameters D . Mit Symbolen ist der Verlauf der 105 nm Junction (#1054-45) für $V_g = -8$ V eingezeichnet. Die weiteren ins Modell eingehenden Parameter wurden entsprechend dieser Messung gewählt. **(rechts)** Einfluß der Kanallänge a auf den Temperaturverlauf des kritischen Stromes.

5.1.2 Temperaturabhängigkeit

Obwohl der Transmissionsparameter D im Brouwer und Beenakker Modell sehr wesentlich den kritischen Strom des SNS-Kontaktes beeinflusst (siehe Abb. 2.5), hat er nur eine geringe Auswirkung auf die Kurvenform der Temperaturabhängigkeit, wie man in der logarithmischen Auftragung des Temperaturverlaufs in Abb. 5.5 (links) erkennen kann. Unterhalb von etwa 1 K sättigt der kritische Strom. Im Gegensatz zum Aminov-Modell⁷ verschiebt sich dieser Wert mit abnehmender Transparenz nicht wesentlich zu höheren Temperaturen. Nur bei idealen Grenzbedingungen, d.h. bei $D_{SN,n} = 1$ für alle Moden, zeigt der Temperaturverlauf keine Sättigung. Die Kurvenform des Temperaturverlaufs des kritischen Stromes wird im Brouwer und Beenakker Modell wesentlich durch die Ka-

⁷Im Aminov-Modell wird die Struktur als SNcNS-Kontakt interpretiert, wobei c (für engl. constriction) der eigentliche Kanalbereich ist [Ami96, Chr96]. Mit N werden die an den Supraleiter angrenzenden normalleitenden Bereiche bezeichnet, in die durch den Proximity-Effekt eine Energielücke in der Zustandsdichte induziert wird. In diesem Modell gibt es also insgesamt vier Grenzflächen. Der Parameter γ_B beschreibt jeweils die Grenzfläche zwischen Supraleiter (S) und den unmittelbar angrenzenden Normalleiter (N), für den diffusiver Transport angenommen wird. Die induzierte Energielücke im N-Bereich wird durch γ_B bestimmt. Die Transparenz zwischen N-Bereich und dem ballistischen Kanal (c) wird in diesem Modell mit D bezeichnet. Sein Wert verschiebt den Sättigungspunkt des Temperaturverlaufs des kritischen Stromes. Eine ausführliche Erörterung des Aminov-Modells sowie dessen Anpassung an laterale Strukturen ist in [Chr96] zu finden. Die dortige Rechnung ist nicht auf die in dieser Arbeit vorgestellten Proben anwendbar, da sie nur für den Grenzfall kurzer Kanallängen, d.h. $a \ll \xi_0$, gültig ist.

nallänge a bestimmt. Bei sehr kurzen Abständen zwischen den Supraleitern ergibt das Modell einen konkaven Verlauf, während er für größere Kanallängen konvex ist (siehe Abb. 5.5 rechts).

In der Abb. 5.5 (links) ist auch der entsprechende gemessene Verlauf der 105 nm Junction der Probe #1054-45 gezeigt. Er unterscheidet sich deutlich von den berechneten Kurven. Auch mit einem Skalierungsfaktor läßt sich keine bessere Übereinstimmung erzielen, wie es bei der Gatespannungsabhängigkeit noch möglich war.

Der das Streupotential beschreibende Parameter D wurde aus dem normalleitenden Widerstand, d.h. bei einer Spannung von etwa $3\Delta/e$, bestimmt. Für einen Suprastrom, d.h. ohne Spannungsabfall, könnte die Transmission jedoch eine andere sein. Zusätzlich könnte sich die effektive Kanallänge von dem Kontaktabstand unterscheiden, wenn man annimmt, daß eine Strominjektion auch unterhalb der Niob-Kontakte stattfindet (siehe Abb. 5.8 rechts). Deshalb wird nun der Transmissionsparameter D und die Kanallänge a des Modells entsprechend der gemessenen Temperaturabhängigkeit des kritischen Stromes, jedoch ohne einen zusätzlichen Skalierungsfaktor, angepaßt. Auf diese Weise läßt sich der Verlauf sehr gut durch das Modell beschreiben. In Abb. 5.6 (links) ist für die 105 nm

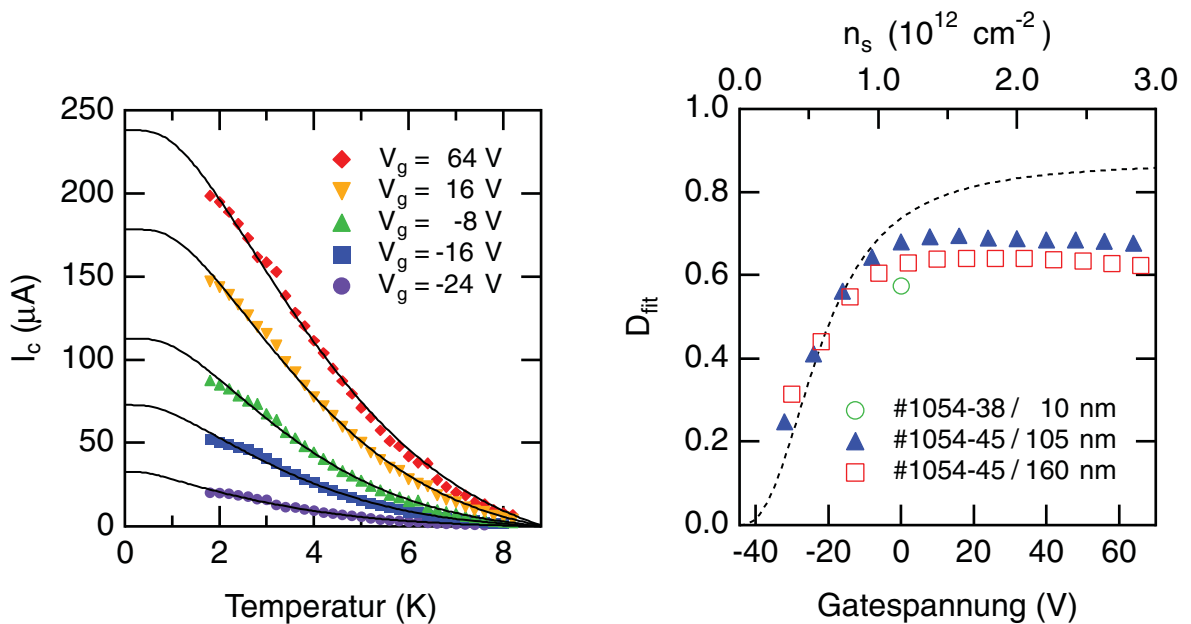


Abbildung 5.6: (links) Temperaturverlauf des kritischen Stromes der 105 nm Junction (#1054-45) für verschiedene Gatespannungen V_g . Die Kurven sind ein Fit mit dem Brouwer und Beenakker Modell. Bei allen Gatespannungen wurde ein einheitlicher Wert für die Kanallänge von $a_{\text{fit}} = 408 \text{ nm}$ gewählt. Der Transmissionsparameter D_{fit} wurde gatespannungsabhängig angenommen. (rechts) Aus dem Fit ermittelter Transmissionsparameter D_{fit} in Abhängigkeit von der Gatespannung. Der aus dem normalleitenden Widerstand R_n bestimmte Verlauf ist gestrichelt eingezeichnet (siehe Abschnitt 4.7).

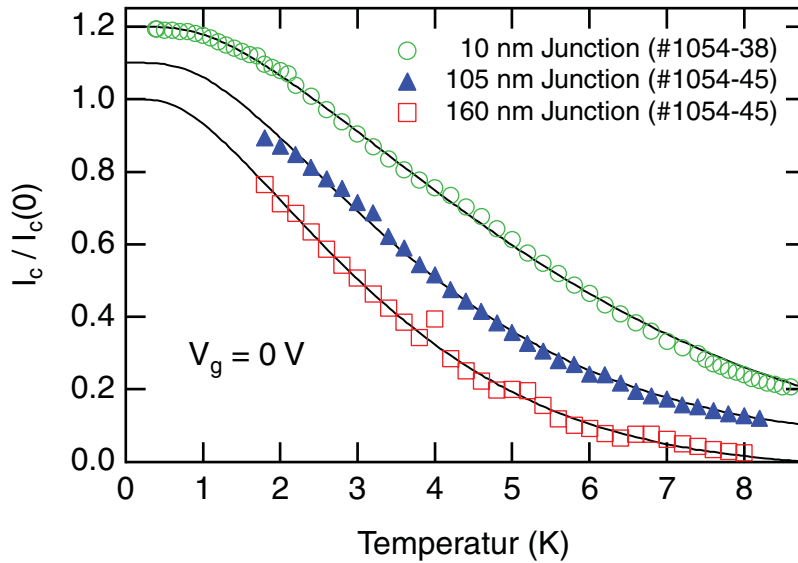


Abbildung 5.7: Temperaturabhängigkeit des kritischen Stromes für verschiedene Kanallängen. Die Kurven sind ein Fit des Brouwer und Beenakker Modells, wobei Transmissionsparameter D und Kanallänge a variiert wurden. Die 10 nm Junction ist eine Überlappstruktur [Bie00a]. Für sie wurde die gleiche Dichte angenommen, wie für die beiden JoFETs. Die Datenpunkte und Fitkurven der 10 nm und der 105 nm Junction sind mit einem Offset von 0.2 bzw. 0.1 versehen.

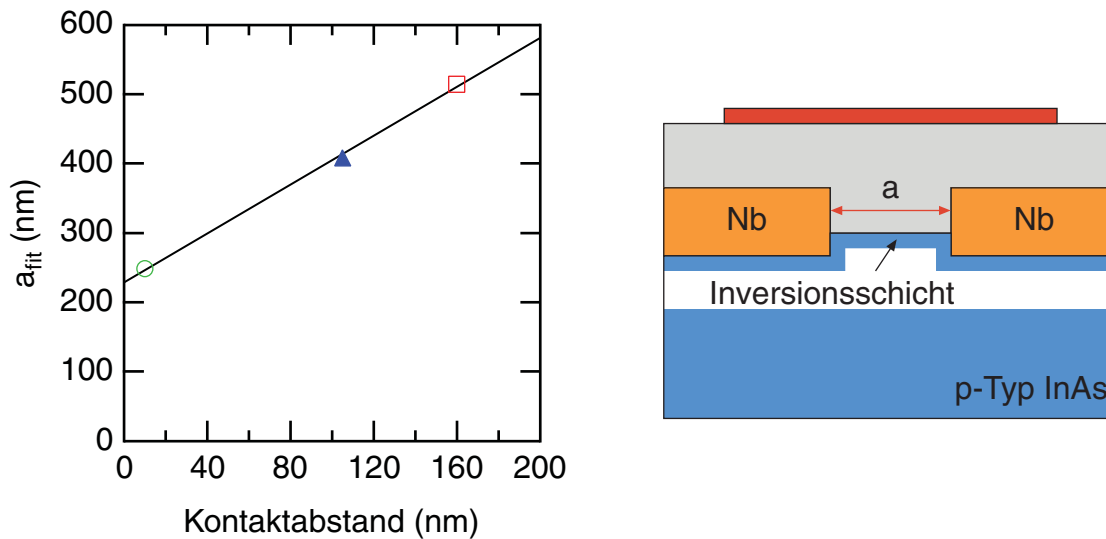


Abbildung 5.8: (links) Aus dem Fit (siehe Abb. 5.7) bestimmte Kanallänge a_{fit} als Funktion des Kontaktabstandes a . (rechts) Schematischer Querschnitt eines JoFETs. Erfolgt die Transmission der Quasiteilchen in die Inversionsschicht auch unterhalb der Niob-Kontakte, so kann die effektive Kanallänge größer als der Kontaktabstand sein.

Junction der Probe #1054-45 die Temperaturabhängigkeit von I_c für verschiedene Gatespannungen zusammen mit ihren Fits gezeigt. Für alle Gatespannungen wurde ein einheitlicher Wert für die Kanallänge von $a_{fit} = 408$ nm verwendet. Der aus dem Fit ermittelte Transmissionsparameter D_{fit} ist in Abb. 5.6 (rechts) in Abhängigkeit der Gatespannung bzw. der Ladungsträgerdichte aufgetragen. Unterhalb von etwa $n_s = 10^{12}$ cm⁻² stimmen die Werte des Fits gut mit denen überein, die aus dem normalleitenden Widerstand R_n ermittelt wurden. Oberhalb dieser Dichte sättigt D_{fit} , während der aus R_n berechnete Transmissionsparameter noch weiter ansteigt.

In Abb. 5.7 (links) ist das Ergebnis des Fits für drei unterschiedliche Kontaktabstände gezeigt. Die Probe mit einem Kontaktabstand von 10 nm [Bie00a] ist eine Überlappstruktur. Ihr schematischer Querschnitt ist in der Legende der Abb. 5.10 gezeigt. Dieser Strukturtyp ermöglicht besonders kurze Kontaktabstände, schließt aber den Einsatz einer Gateelektrode aus, so daß die Ladungsträgerdichte im 2DEG nicht verändert werden kann. Eine Bestimmung der vorhandenen Dichte ist ebenfalls nicht möglich [Chr96]. Für den Fit wurde deshalb die gleiche Ladungsträgerdichte wie bei den beiden JoFETs der Probe #1054-45 für $V_g = 0$ V von $n_s = 1.16 \cdot 10^{12}$ cm⁻² angenommen.

Der Temperaturverlauf des kritischen Stromes der drei Proben kann sehr gut mit dem Fit des Brouwer und Beenakker Modells beschrieben werden. Auch die bei der 10 nm Junction beobachtete Sättigung des kritischen Stromes stimmt mit dem Modell überein. Die aus dem Fit ermittelte effektive Kanallänge a_{fit} steigt linear mit dem Kontaktabstand a an (siehe Abb. 5.8 links). Magnée hat für ein vergleichbares Heterostruktur-System berechnet, daß die Quasiteilchen etwa 50 nm in den Normalleiter unterhalb der Niob-Kontakte eindringen, bevor sie Andreev reflektiert werden [Mag95a]. Der sich aus dem Fit ergebende Offset ist mit 230 nm noch vergleichbar. Die Steigung der Geraden ist mit 1.8 jedoch deutlich zu groß, um die Werte von a_{fit} als effektive Kanallänge deuten zu können. Auch spricht die Oszillationsperiode des kritischen Stromes (siehe Abb. 5.3) nicht für eine wesentlich vom Kontaktabstand abweichende effektive Kanallänge.

Takayanagi et al. und Mur et al. beobachten bei ihren auf Heterostrukturen basierenden SNS-Kontakten einen Anstieg des kritischen Stromes bis zu einer Temperatur von 10 mK [Tak95a, Mur96]. Ein Verlauf ohne Sättigung läßt sich nur mit dem Bild der offenen und geschlossenen Kanäle (siehe Abschnitt 5.1.1) erklären. Schäpers et al. messen bei vergleichbaren Strukturen eine Sättigung des kritischen Stromes bei tiefen Temperaturen [Sch97b]. Es scheint deshalb bei den auf Heterostrukturen basierenden SNS-Kontakten qualitative Unterschiede in den Grenzflächen zwischen Supraleiter und Normalleiter zu geben.

Das Aminov-Modell liefert für die Junction mit 10 nm Kontaktabstand einen bedeutend höheren Wert für den Parameter D [Bie00a]. Ein direkter Vergleich ist nur begrenzt möglich, da das Aminov-Modell anstelle einer SN-Grenzfläche zwei Übergänge mit unterschiedlichen Transparenzen ansetzt. Obwohl die Ladungsträgerdichte der 10 nm Junction nur abgeschätzt wurde, stimmt der aus dem Fit ermittelte Transmissionsparameter recht gut mit denen der beiden JoFETs überein.

5.2 Kohärenzlänge ξ_N

Der kritische Strom eines SNS-Kontaktes ist von seiner Kanallänge a abhängig. Die von Seto und Van Duzer entwickelte Theorie liefert hierfür einen einfachen analytischen Ausdruck [Set72]:

$$I_c \propto \frac{1}{\xi_N \cosh^2(a/2\xi_N)} \quad (5.3)$$

Hierbei ist ξ_N die Kohärenzlänge des Normalleiters. Da die Theorie keine Phasenkohärenz im Normalleiter berücksichtigt, treten in dem Ausdruck keine Interferenzterme auf. Der sich aus Gleichung 5.3 ergebende kritische Strom ist für kurze Kanallängen $a \ll \xi_N$ unabhängig vom Abstand der beiden Supraleiter. Für große Kontaktabstände geht er näherungsweise in den Ausdruck

$$I_c = I_{c,0} e^{-a/\xi_N} \quad (5.4)$$

über. Dabei ist $I_{c,0}$ ein von a unabhängiger Proportionalitätsfaktor. In Abb. 5.9 (links) ist der mit dem Brouwer und Beenakker Modell berechnete kritische Strom als Funktion des Abstandes der supraleitenden Kontakte gezeigt. Die nicht oszillierende Komponente

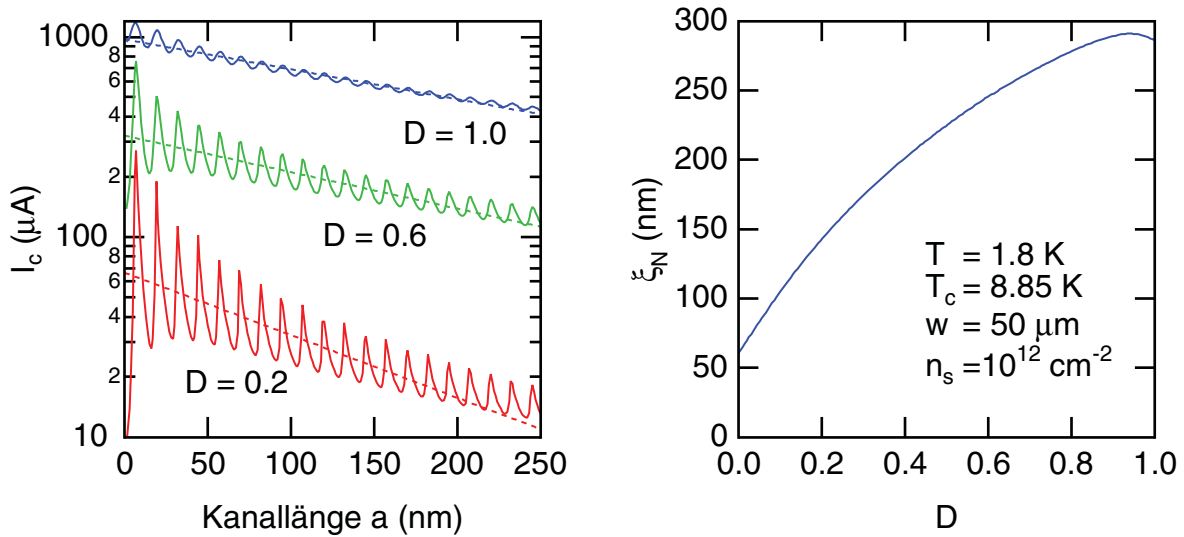


Abbildung 5.9: (links) Nach Brouwer und Beenakker (siehe Abschnitt 2.5) berechneter kritischer Strom als Funktion der Kanallänge a für verschiedene Werte des Transmissionsparameters D . Die Rechnung wurde für die Temperatur $T = 1.8 \text{ K}$ ($T_c = 8.85 \text{ K}$), die Junctionbreite $w = 50 \mu\text{m}$ und die Dichte $n_s = 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ durchgeführt. Die gestrichelten Kurven zeigen einen Fit mit der Gleichung 5.4. (rechts) Aus dem Fit der links gezeigten Kurven bestimmte Kohärenzlänge ξ_N in Abhängigkeit des Transmissionsparameters D . Für die in diesem Beispiel verwendete Ladungsträgerdichte ist $\xi_0 = \hbar v_{F,N} / \Delta = 473 \text{ nm}$.

des kritischen Stromes läßt sich sehr gut mit der Näherung (Gleichung 5.4), nicht jedoch mit dem exakten Ausdruck (Gleichung 5.3) beschreiben. Dieses gilt selbst für kurze Kanallängen $a \ll \xi$. Der Fit mit Gleichung 5.4 liefert einen phänomenologischen Wert für die Kohärenzlänge ξ_N . Er unterscheidet sich von der in Abschnitt 2.4 eingeführten Größe $\xi_0 = \hbar v_{F,N}/\Delta$, die die Anzahl der gebundenen Andreev-Zustände bestimmt. Beide werden in der Literatur trotz ihrer unterschiedlichen Definition als Kohärenzlänge bezeichnet. In Abb. 5.9 (rechts) ist ξ_N in Abhängigkeit des Transmissionsparameters D gezeigt. Zu kleineren Werten von D , d.h. bei größeren Streupotentialen an den Grenzflächen, nimmt ξ_N deutlich ab. Ihr Wert ist stets kleiner als der von ξ_0 .

Experimentell kann die Kohärenzlänge ξ_N durch Strukturen unterschiedlicher Kanallänge ermittelt werden. Die Ladungsträgerdichte im Normalleiter und die Transparenz der Grenzflächen muß hierfür jeweils gleich sein. Bei den Überlappstrukturen ist die Dichte weder bekannt noch veränderbar [Chr96]. Nimmt man für sie eine ähnliche Lage der Einsatzspannung an wie bei den JoFETs, so ist ihre Dichte größer als $n_s = 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. Im Gegensatz zum kritischen Strom ist das $I_c R_n$ -Produkt oberhalb dieses Wertes nahezu unabhängig von Ladungsträgerdichte (siehe Abb. 5.4). Da R_n nur marginal von der Kanallänge beeinflusst wird (siehe Abschnitt 4.7), kann ξ_N auch aus dem $I_c R_n$ -Produkt bestimmt werden. Für die Wafer #1053/54 ist in Abb. 5.10 das $I_c R_n$ -Produkt gegen die Kanallänge aufgetragen. Die Daten können gut durch die Exponentialfunktion der

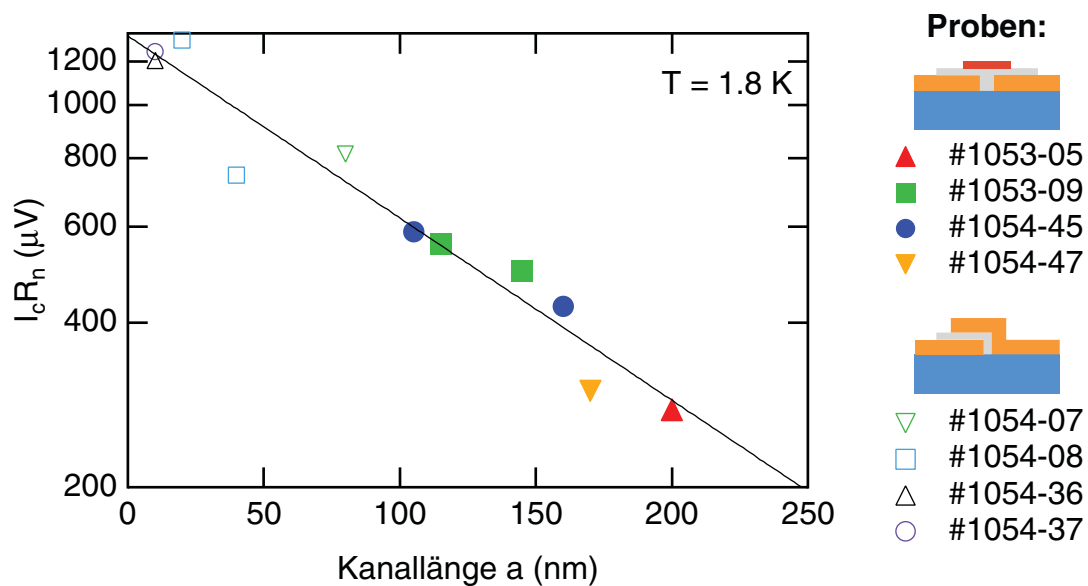


Abbildung 5.10: $I_c R_n$ -Produkt in Abhängigkeit von der Kanallänge. Bei den JoFETs ist bis auf die 170 nm Junction der Probe #1054-47 jeweils der Sättigungswert des $I_c R_n$ -Produktes aufgetragen (geschlossene Symbole). Die Daten der Überlappstrukturen (offene Symbole) entstammen [Chr96, Bie97]. Der Fit mit Gleichung 5.4 (durchgezogene Kurve) ergibt eine Kohärenzlänge von $\xi_N = 130 \text{ nm} \pm 15 \text{ nm}$.

Gleichung 5.4 beschrieben werden. Für verschwindende Kanallänge $a \ll \xi_N$ ergibt sich ein $I_c R_n$ -Produkt von 1.3 meV. Dieses sind die bislang höchsten Werte, die für 2DEG-gekoppelte Josephsonkontakte erreicht wurden [Chr97a, Chr97b]. Für auf Heterostrukturen basierende SNS-Kontakte mit Kontaktabständen zwischen 300 nm und 600 nm werden in unserer Arbeitsgruppe bei einer Temperatur von $T = 1.8$ K $I_c R_n$ -Produkte von $130 \mu\text{V}$ erreicht [Ric00]. Andere Arbeitsgruppen erzielen bei dieser Temperatur Werte von unter $100 \mu\text{V}$ [Tak95d, Mur97, Hei99, Leh99]. Bei $T = 10$ mK werden jedoch $I_c R_n$ -Produkte von $190 \mu\text{V}$ gemessen [Sch97c]. Bei den über Heterostrukturen gekoppelten Kontakten läßt sich keine systematische Längenabhängigkeit feststellen [Hei98, Hei99]. Dieses zeigt, daß die Kontaktqualität bei Heterostrukturen noch nicht reproduzierbar genug ist [Bas00].

Eine genauere experimentelle Analyse der Kohärenzlänge ξ_N kann für die Probe #1054-45 durchgeführt werden, da die Ladungsträgerdichte in Abhängigkeit von der Gatespannung für die 105 nm und die 160 nm Junctions der Probe durch SdH-Messungen bekannt ist. Aus den kritischen Strömen beider SNS-Kontakte kann mit Hilfe der Gleichung 5.4 die Kohärenzlänge ξ_N berechnet werden.

Im Regime der langen Junction $a \gg \xi_N$ ist die Thouless-Energie E_{Th} die relevante Energieskala [Wil97, Wil98]. Die Voraussetzung $a \gg \xi_N$ ist gleichbedeutend mit $k_B T > E_{Th}$. Die Thouless-Energie ist gegeben durch [Hei99]:

$$E_{Th} = \begin{cases} \frac{\hbar v_{F,N}}{a} & \text{ballistisches System} \\ \frac{\hbar \mu v_{F,N}^2 m^*}{2ea^2} & \text{diffusives System} \end{cases} \quad (5.5)$$

Für die Kohärenzlänge ξ_N gilt dann:

$$\xi_N = \begin{cases} \frac{\hbar v_{F,N}}{k_B T} & \text{ballistisches System} \\ \sqrt{\frac{\hbar \mu v_{F,N}^2 m^*}{2ek_B T}} & \text{diffusives System} \end{cases} \quad (5.6)$$

Bei den in dieser Arbeit vorgestellten Proben ist die Thouless-Energie⁸ unabhängig vom Transportregime größer als $k_B T_c$, d.h. die Theorie der langen Junction ist nicht anwendbar.

Im Regime der kurzen Junction $a \ll \xi_N$ ist die supraleitende Energielücke Δ die entscheidende Energieskala. In diesem Fall ist bei einem ballistischen System $\xi_N = \hbar v_{F,N} / \Delta$, d.h. es ist $\xi_N = \xi_0$. Die hier vorgestellten Proben erfüllen auch nicht die Voraussetzung für eine kurze Junction.

In beiden Grenzfällen ist bei einem ballistischen System die Kohärenzlänge ξ_N proportional zur Fermigeschwindigkeit $v_{F,N}$. Auch beim Brouwer und Beenakker Modell ergibt sich für die empirisch mit Gleichung 5.4 bestimmte Kohärenzlänge ξ_N diese Funktionalität.

⁸Setzt man typische Werte ($v_{F,N} = 10^6$ m/s, $a = 150$ nm, $\mu = 10^4$ cm²/Vs und $m^* = 0.03 m_e$) ein, so beträgt die Thouless-Energie 2.5 meV (diffusives System) bzw. 4.4 meV (ballistisches System). Die kritische Temperatur des Niob-Films beträgt $T_c = 8.85$ K, so daß $k_B T_c = 0.8$ meV ist.

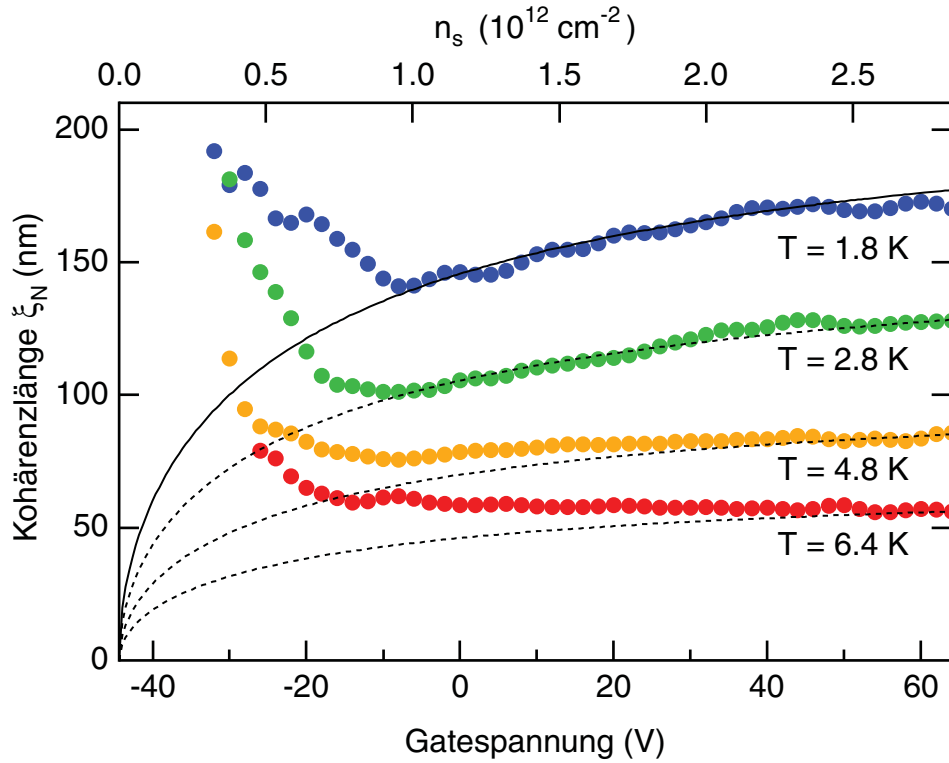


Abbildung 5.11: Kohärenzlänge ξ_N der Probe #1054-45 in Abhängigkeit der Gatespannung bzw. der Ladungsträgerdichte. Die durchgezogene Kurve zeigt den Verlauf von $\xi = \hbar v_{f,N} / \pi \Delta$, wobei die Fermigeschwindigkeit mit der Zweiband $\vec{k} \cdot \vec{p}$ -Theorie berechnet wurde. Die gestrichelten Kurven sind passend zu den jeweiligen Meßdaten skaliert.

Die Gatespannungsabhängigkeit der Kohärenzlänge ξ_N , die aus den kritischen Strömen der 105 nm und der 160 nm Junction der Probe #1054-45 bestimmt wurde, ist für verschiedene Temperaturen in Abb. 5.11 aufgetragen. Die Kohärenzlänge des Brouwer und Beenakker Modells ist etwa doppelt so groß wie die experimentell bestimmte. Bei tiefen Temperaturen und oberhalb einer Ladungsträgerdichte von etwa $n_s = 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ wird der experimentell bestimmte Verlauf von ξ_N sehr gut durch die mit dem Zweiband $\vec{k} \cdot \vec{p}$ -Theorie (siehe Abschnitt 4.1) berechnete Fermigeschwindigkeit $v_{F,N}$ beschrieben. Bei höheren Temperaturen wird ξ_N oberhalb dieser Dichte nahezu unabhängig von der Gatespannung. Das Brouwer und Beenakker Modell ergibt jedoch auch bis nahe an die kritische Temperatur eine zur Fermigeschwindigkeit proportionale Kohärenzlänge. Da sich die Beweglichkeit der Inversionsschicht von p-Typ InAs in diesem Temperaturbereich nicht ändert [Yam85b, Yam85a], ist ein temperaturbedingter Übergang vom ballistischen zu diffusiven Transport nicht zu erwarten. Der normalleitende Widerstand R_n der hier vorgestellten Proben bleibt unterhalb der kritischen Temperatur des Niobfilms konstant, so daß ein Wechsel des Transportregimes ausgeschlossen werden kann.

Unterhalb der Ladungsträgerdichte von etwa $n_s = 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ folgt die gemessene Kohärenzlänge nicht mehr dem Verlauf der Fermigeschwindigkeit, sondern sie steigt deutlich zu kleineren Dichten wieder an. Der aus dem normalleitenden Widerstand ermittelte Transmissionsparameter D ist in diesem Bereich stark von der Ladungsträgerdichte abhängig, während er sich oberhalb dieser Dichte nur wenig ändert (siehe Abb. 4.19 links). Die Zunahme der Kohärenzlänge ist mit dem Brouwer und Beenakker Modell nicht zu erklären. Bei einer gegebenen Ladungsträgerdichte nimmt dessen ξ_N zu kleineren Werten des Transmissionsparameters ab (siehe Abb. 5.9 rechts). Bei den niedrigen Ladungsträgerdichten dominiert im Modell die Änderung der Fermigeschwindigkeit den Verlauf der Kohärenzlänge. Die Beweglichkeit des 2DEGs von InAs nimmt unterhalb von etwa $n_s = 0.5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ab [Bag80, Yam85a]. Entsprechend verringert sich die mittlere freie Weglänge $\ell = \mu v_{F,N} m^* / e$, so daß sich der Anteil der im 2DEG gestreuten Elektronen erhöht. Bei sehr niedrigen Dichten erfolgt dann der Transport in der Inversionsschicht diffusiv. Die Kohärenzlänge ξ_N sollte sich durch den Übergang zum diffusiven Transport im 2DEG vermindern. Der beobachtete Anstieg läßt sich deshalb nicht durch einen Übergang von quasiballistischen zu einem diffusiven System erklären.

Der kritische Strom oszilliert in Abhängigkeit der Gatespannung. Seine Periode ist abhängig von der Kanallänge des Kontaktes. Da die Kohärenzlänge aus den kritischen Strömen von nur zwei verschiedenen Kontaktabstände berechnet wurde, weist sie ein

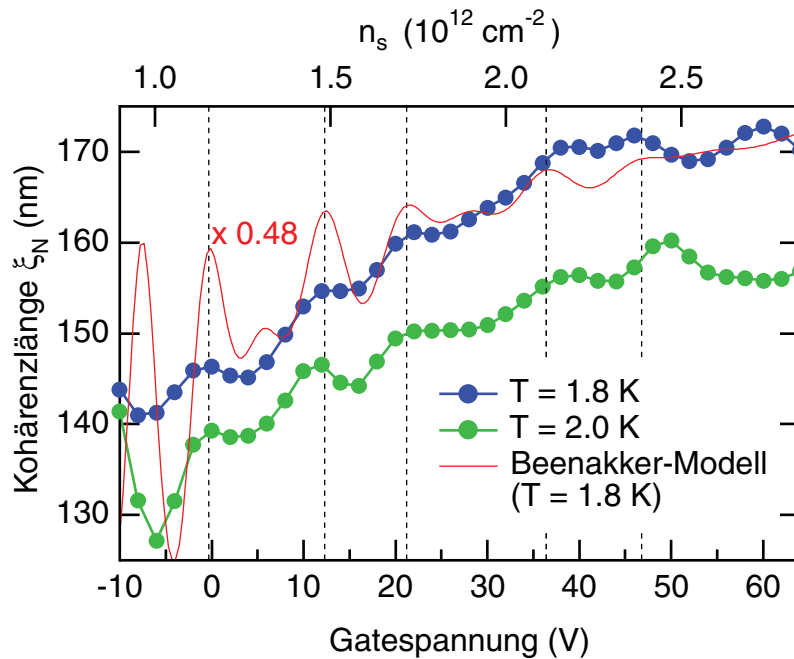


Abbildung 5.12: Schwabung der Kohärenzlänge der Probe #1054-45. Die Kohärenzlänge ist aus dem kritischen Strom zweier Junctions mit 105 nm und 160 nm Kanallänge ermittelt. Die Kurve des Brouwer und Beenakker Modells wurde in analoger Weise berechnet.

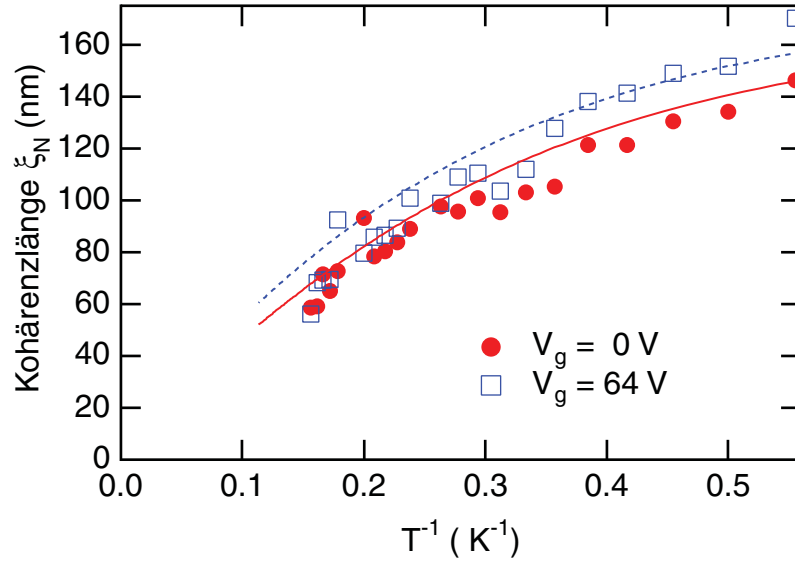


Abbildung 5.13: Kohärenzlänge ξ_N der Probe #1054-45 als Funktion der inversen Temperatur. Die Kurven zeigen den mit dem Brouwer und Beenakker Modell berechneten Verlauf. Sie wurden mit einem Faktor von 0.44 skaliert.

Schwebungsmuster auf. In Abb. 5.12 ist sie für die niedrigsten Temperaturen gezeigt. Mit dem Brouwer und Beenakker Modell wurde analog zur Messung, d.h. aus den beiden Kontaktabständen $a = 105$ nm und $a = 160$ nm die Kohärenzlänge berechnet. Die Positionen der Peaks stimmen gut mit den Messungen überein⁹.

Im Regime der langen Junction ist ξ_N bei ballistischem Transport entsprechend Gleichung 5.6 proportional zur inversen Temperatur. In Abb. 5.13 ist deshalb die Kohärenzlänge der Probe #1054-45 gegen $1/T$ aufgetragen. Sein Verlauf kann nicht durch Gleichung 5.6 beschrieben werden. Er wird jedoch sehr gut durch das Brouwer und Beenakker Modell wiedergegeben, wenn dessen Werte durch einen gatespannungsunabhängigen Faktor herunterskaliert werden. Eine Änderung des Regimes bei höheren Temperaturen, wie sie sich bei der Gatespannungsabhängigkeit der Kohärenzlänge andeutet, kann hierbei nicht beobachtet werden.

⁹Bei Temperaturen oberhalb von 4 K sind vereinzelt Strukturen im Verlauf von ξ_N zu erkennen, die jedoch nicht reproduzierbar sind (siehe Abb. 5.11). Sie ergeben sich durch kleine Temperaturfluktuationen, die sich trotz Regelung durch die Kühlung der Probe im Heliumgasstrom ergibt. Unterhalb von 4 K wirkt das Phasengleichgewicht von flüssigem und gasförmigem Helium stabilisierend.

5.3 Strom-Phasenbeziehung

Der Suprastrom I_s zwischen zwei Supraleitern wird durch die Phasendifferenz ϕ bestimmt:

$$I_s(\phi) = I_c f(\phi) \quad \text{mit} \quad f(\phi) = \sum_{n>0} a_n \sin(n\phi) \quad (5.7)$$

Hierbei ist I_c der kritische Strom der Junction. Gleichung 5.7 beschreibt den DC-Josephson-Effekt in der allgemeinsten Form. Josephson hat ihn 1962 ursprünglich nur für Tunnelkontakte vorhergesagt [Jos62]. Für sie vereinfacht sich die Gleichung auf:

$$I_s(\phi) = I_c \sin(\phi) \quad (5.8)$$

Die Strom-Phasenbeziehung eines ballistischen SNS-Kontaktes kann mit Hilfe des von Brouwer und Beenakker entwickelten Modells berechnet werden (siehe Abschnitt 2.5). Aus dieser Theorie ergibt sich eine starke Abhängigkeit von der Temperatur T und der Transparenz der SN-Grenzflächen. Zunächst soll die effektive Transmission D_{SN} (siehe Abschnitt 2.3) als modenunabhängig angenommen werden.

In Abb. 5.14 ist die so berechnete Strom-Phasenbeziehung für verschiedene Temperaturen und idealen Grenzflächen ($D_{SN} = 1$) gezeigt. Bei sehr niedrigen Temperaturen ist sie

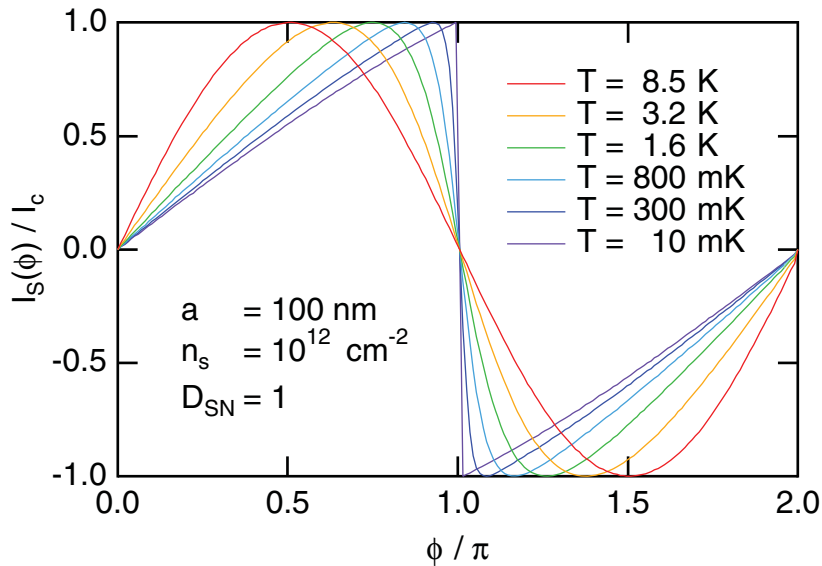


Abbildung 5.14: Temperatureinfluss auf die Strom-Phasenbeziehung. Die Kurven sind mit dem von Brouwer and Beenakker entwickelten Modell berechnet (siehe Abschnitt 2.5). Zur Verdeutlichung des Temperatureffekts wurden ideale Grenzbedingungen für alle Moden, d.h. $D_{SN} = 1$, angenommen. Mit zunehmender Temperatur verschiebt sich das Maximum von π zu $\pi/2$. Nahe der kritischen Temperatur ist die Strom-Phasenbeziehung sinusförmig.

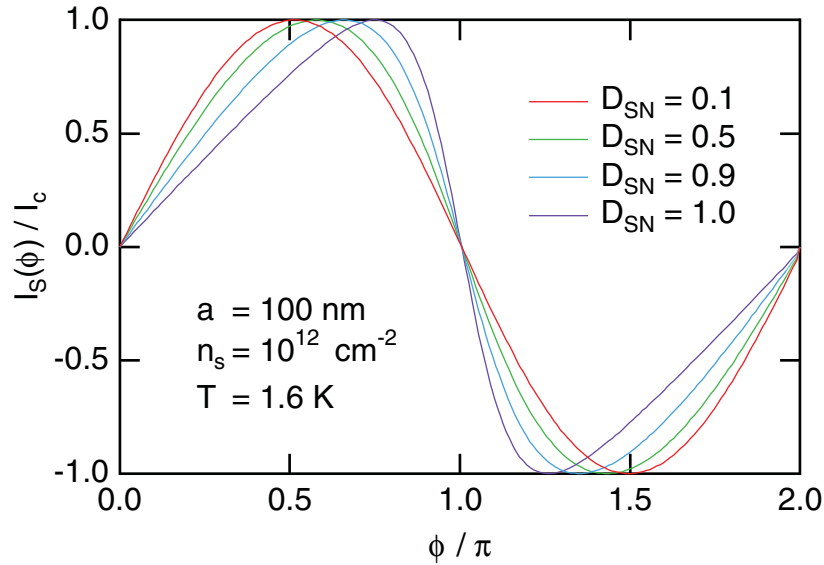


Abbildung 5.15: Abhängigkeit der Strom-Phasenbeziehung von der effektiven Transmission D_{SN} der SN-Grenzflächen, die hier modenunabhängig angesetzt wurde. Mit abnehmender Transparenz nähert sich die Beziehung einem sinusförmigen Verlauf an.

fast sägezahnförmig. Eine solche Strom-Phasenbeziehung entspricht den Modellen, die für ideale SNS-Kontakte bei $T = 0$ K entwickelt wurden [Ish70, Bar72]. Mit zunehmender Temperatur verlagert sich das Maximum von π zu $\pi/2$. Nahe der kritischen Temperatur gleicht sich die Strom-Phasenbeziehung dem sinusförmigen Verlauf eines Tunnelkontaktes an.

Mit abnehmender effektiver Transparenz D_{SN} verschiebt sich das Maximum ebenfalls zu $\pi/2$ (siehe Abb. 5.15). Bei nur wenig transparenten Grenzflächen geht die Strom-Phasenbeziehung wiederum in die eines Tunnelkontaktes über. In den beiden Grenzfällen, nämlich hohe Temperatur und geringe Transparenz, stellt somit Gleichung 5.8 eine sehr gute Näherung dar. Aber auch bei guter Transparenz der Grenzflächen bleibt a_1 immer der dominierende Term in Gleichung 5.7.

Neben der Temperatur kann bei einem JoFET über die Gatespannung auch die Grenzflächentransparenz beeinflusst werden (siehe Abschnitt 4.7). Deshalb ist es besonders interessant, die Strom-Phasenbeziehung an diesen Strukturen experimentell zu bestimmen. Dieses geschieht in Zusammenarbeit mit Dr. Il'ichev vom Institut für physikalische Hochtechnologie (IPHT) in Jena. Das dort angewandte Verfahren wurde ursprünglich von Rifkin und Deaver entwickelt [Rif76]. Der zu untersuchende Josephsonkontakt wird in eine supraleitende Schleife integriert (siehe Abb. 5.16 links). Eine solche Struktur bezeichnet man als RF-Squid¹⁰ oder Einzeljunction-Interferometer. Die Präparationsabfolge der

¹⁰Squid steht für superconducting quantum interference device.

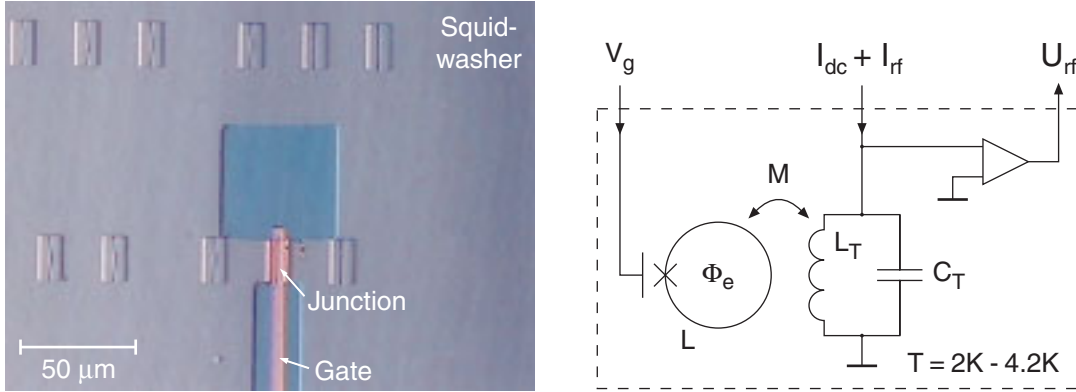


Abbildung 5.16: (links) Phasenkontrastmikroskopische Aufnahme des zur Messung der Strom-Phasenbeziehung verwendeten RF-Squids (Probe #1091-53). Die Außenkante des quadratischen Squid-Washers ist 2 mm lang. Die Junction selbst ist $20\ \mu\text{m}$ breit und der Abstand der Niob-Kontakte beträgt etwa 120 nm. Die Induktivität des Squids beträgt $L = 80\ \text{pH}$. Die Ladungsträgerdichte in der Junction kann über ein Gate gesteuert werden. (rechts) Skizze des von Dr. Il'ichev verwendeten Aufbaus. RF-Squid, Schwingkreis und Vorverstärker werden zusammen auf Heliumtemperatur abgekühlt.

RF-Squids ist mit der der JoFETs identisch (siehe Abb. 3.5). An Stelle der Zuleitungen aus Niob wird dabei die Schleife in Form eines sogenannten Washers präpariert (siehe [Ket87]).

Die Phasendifferenz ϕ des Josephsonkontakts kann in einem RF-Squid über einen äußeren magnetischen Fluß durch den supraleitenden Ring variiert werden:

$$\phi = \varphi_e - \beta f(\phi) + 2m\pi \quad (5.9)$$

Hierbei ist m eine ganze Zahl. β ist der normierte kritische Strom und φ_e der normierte externe Fluß:

$$\beta = \frac{2\pi L I_c}{\Phi_0} \quad \text{und} \quad \varphi_e = \frac{2\pi \Phi_e}{\Phi_0} \quad (5.10)$$

Gleichung 5.9 setzt voraus, daß Fluktuationen vernachlässigt werden können. Dafür müssen zwei Bedingungen erfüllt sein [Il'00a]. Zum einen muß die Josephson-Kopplungsenergie $E_J = I_c \Phi_0 / 2\pi$ größer als die thermische Energie sein. Da der kritische Strom der SNS-Kontakte typischerweise größer als $1\ \mu\text{A}$ ist, wird diese Bedingung im allgemeinen erfüllt. Außerdem muß die Induktivität der Schleife L wesentlich kleiner als die durch

$$L_f = \frac{(\Phi_0 / 2\pi)^2}{k_B T} \quad (5.11)$$

gegebene Fluktuationschwelle sein. Für $T = 4.2\ \text{K}$ ist $L_f = 1.7\ \text{nH}$. Die Induktivität der RF-Squids läßt sich aus seinen geometrischen Abmessungen berechnen [Ket87]. Sie bleibt

mit $L = 80$ pH noch deutlich unter der Fluktuationsschwelle L_f . Wenn Fluktuationen nicht vernachlässigt werden können, so stimmt der durch die Messung ermittelte Verlauf nicht mit der tatsächlichen Strom-Phasenbeziehung überein. Bei einer sinusförmigen Beziehung wird das gemessene Maximum zu Werten unterhalb von $\pi/2$ verschoben [II'00b].

Das RF-Squid wird zur Messung induktiv mit einem Schwingkreis ($Q \approx 800$) gekoppelt (siehe Abb. 5.16). Der magnetische Fluß durch das Interferometer wird so mit einer kleinen Hochfrequenzkomponente überlagert (d.h. $\varphi_e = \varphi_{dc} + \varphi_{rf}$). Für den Phasenwinkel α zwischen dem im Schwingkreis eingepprägten Wechselstrom I_{rf} und dem zugehörigen gemessenen Spannungsabfall U_{rf} gilt dann [II'00a]:

$$\tan \alpha \approx \frac{k^2 Q \beta f'(\phi)}{1 + \beta f'(\phi)} \quad (5.12)$$

Hierbei ist $k = M/\sqrt{LL_T}$ die Kopplungskonstante zwischen Schwingkreis und RF-Squid. Der Phasenwinkel α wird nun als Funktion von φ_{dc} gemessen. Die Kopplungskonstante k kann aus der Periode bestimmt werden. Der Gütefaktor Q wird aus der Halbwertsbreite der Resonanzkurve des Schwingkreises ermittelt. Mit Gleichung 5.12 kann dann $\beta f'(\phi)$ als Funktion von φ_{dc} bestimmt werden. Durch numerische Integration erhält man $\beta f(\phi)$ und damit die gesuchte Strom-Phasenbeziehung:

$$I_s(\phi) = \frac{\Phi_0}{2\pi L} \beta f(\phi) \quad (5.13)$$

Eine Messung der Strom-Phasenbeziehung ist nur möglich, wenn die durch Gleichung 5.9 gegebene Verknüpfung zwischen Phase und externem Fluß eindeutig bleibt. Hierzu muß β (siehe Gleichung 5.10) kleiner als eins sein. Auf der anderen Seite darf jedoch nicht $\beta \ll 1$ sein, da sonst die Meßgröße α (siehe Gleichung 5.12) zu klein wird. Der kritische Strom der Junction muß deshalb in einem relativ schmalen Intervall liegen, das durch die Induktivität des RF-Squids festgelegt wird.

In Abb. 5.17 sind erste experimentelle Ergebnisse der Probe #1091-53 zu sehen. Die Niobkontakte dieser Probe wurden in einer neuen Sputteranlage hergestellt [Ebe00]. Die mit dieser Anlage erzielten Grenzflächen besitzen noch nicht die Qualität der alten Sputteranlage, die sonst für die in dieser Arbeit vorgestellten Proben eingesetzt wurde. Durch die deutlich geringere Grenzflächentransparenz ist der kritische Strom der Junction kleiner. Dadurch ist es möglich, Proben mit einer besonders kurzen Kanallänge von etwa 120 nm zu untersuchen.

Bei den in Abb. 5.17 gezeigten Messungen wurde das Gate der Probe noch nicht kontaktiert. Für alle Temperaturen ist eine kleine, jedoch signifikante Abweichung vom sinusförmigen Verlauf zu beobachten, die mit zunehmender Temperatur geringer wird. Da die Maxima der Kurven zu größeren Werten als $\pi/2$ verschoben sind, können Fluktuationen als Ursache ausgeschlossen werden. Zusätzlich lassen sich die gemessenen Kurvenformen sehr gut durch das von Brouwer und Beenakker entwickelte Modell (siehe Abschnitt 2.5) beschreiben (durchgezogene Linien in der Abbildung). Alle in der Abbildung gezeigten

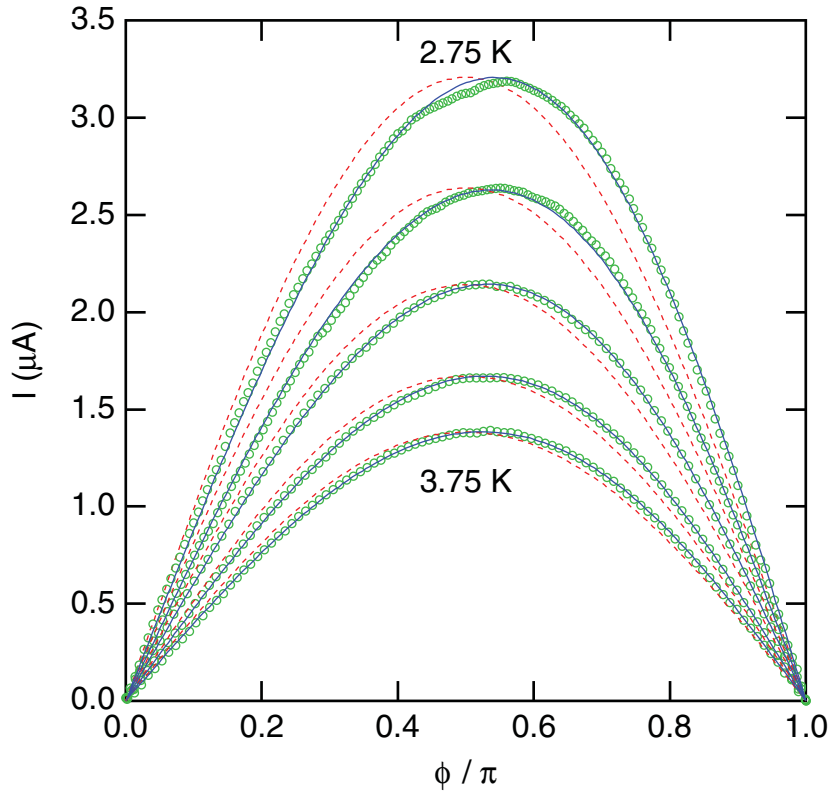


Abbildung 5.17: Gemessene Strom-Phasenbeziehung der Probe #1091-53 für verschiedene Temperaturen ohne angelegte Gatespannung. Gestrichelt ist jeweils der sinusförmige Verlauf eingezeichnet. Die durchgezogenen Kurven zeigen die mit dem Brouwer und Beenakker Modell berechneten Strom-Phasenbeziehungen. Für alle Temperaturen wurde dabei ein einheitlicher Wert für den Transmissionsparameter von $D = 0.353$ verwendet. Die berechneten Kurven sind jeweils auf die gemessenen Strom-Phasenbeziehungen skaliert.

Modell-Kurven wurden mit einem gemeinsamen Wert $D = 0.353$ für den Transmissionsparameter berechnet. Die sich aus dem Modell ergebende Änderung der Kurvenform in Abhängigkeit der Temperatur stimmt also ebenfalls mit der Messung überein. Die Strom-Phasenbeziehungen des Modells mußten jedoch auf die gemessenen skaliert werden, da die berechneten Werte zu groß sind (siehe Abschnitt 5.1).

5.4 Rekonstruktion der Stromverteilung

Ein äußeres magnetisches Feld beeinflusst den kritischen Strom eines Josephsonkontaktes. In Abhängigkeit von der Feldstärke wird dabei die Phasendifferenz zwischen beiden Supraleitern moduliert. In diesem Abschnitt wird eine sinusförmige Strom-Phasenbeziehung an-

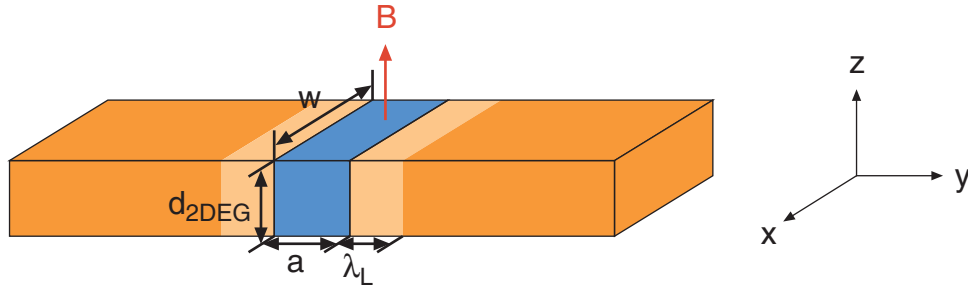


Abbildung 5.18: Josephson-Kontakt im Magnetfeld. Der Strom fließt entlang der y -Achse, während das Magnetfeld parallel zur z -Achse ist. (λ_L ist die Londonische Eindringtiefe des Magnetfeldes in den Supraleiter.)

genommen (siehe Abschnitt 5.3). Eigenfeldeffekte werden vernachlässigt (siehe Abschnitt 5.5). Bei einem Kontakt mit homogener Stromverteilung ergibt sich dann ein sogenanntes Fraunhofer-Muster für die Magnetfeldabhängigkeit des kritischen Stromes [Bar82]:

$$I_c(\Phi) = I_c(0) \left| \frac{\sin(\pi\Phi/\Phi_0)}{\pi\Phi/\Phi_0} \right| \quad (5.14)$$

Dabei ist $\Phi = BA_{eff}$ der Fluß durch die effektive Fläche der Junction senkrecht zum Feld. $\Phi_0 = h/2e = 2.07 \text{ mT}(\mu\text{m})^2$ ist das magnetische Flußquant. Durch Flußfokussierung kann die effektive Fläche A_{eff} von der geometrischen Fläche $A = w(a + 2\lambda_L)$ des Kontaktes (siehe Abb. 5.18) abweichen, wobei λ_L die Londonische Eindringtiefe des Magnetfeldes in den Supraleiter ist.

Für eine ortsabhängige Stromdichte $j(x, z)$ gilt Gleichung 5.14 nicht mehr. Da die Dicke der Inversionsschicht d_{2DEG} jedoch deutlich kleiner als die Kontaktbreite w ist, kann eine Ortsabhängigkeit entlang der z -Achse vernachlässigt werden. Für die entlang dieser Achse aufintegrierte Stromdichte $J(x)$ erhält man dann [Bar82]:

$$I_c(\beta) = |FT[J(x)]| \quad \text{mit} \quad \beta = \frac{2\pi a_{eff}}{\Phi_0 B} \quad (5.15)$$

In dieser Gleichung bezeichnet $FT[J(x)]$ die Fouriertransformierte von $J(x)$. Analog zur effektiven Fläche ist a_{eff} die effektive Dicke des Normalleiters. Mit $I_c(B)$ kann nur der Betrag der Fouriertransformierten bestimmt werden, ihre Phase jedoch nicht. Verschiedene Stromverteilungen können deshalb die gleiche Feldabhängigkeit des kritischen Stromes besitzen. Insbesondere besitzen eine beliebige Verteilung $J(x)$ und ihr Spiegelbild $J(-x)$ die gleiche Feldabhängigkeit des kritischen Stromes [Zap75].

Eine Reihe von Methoden wurden entwickelt, um aus einer gemessenen Feldabhängigkeit zumindest eine der möglichen Stromverteilungen zu bestimmen. Nesher et al. gehen von einer zunächst beliebigen Phase $\Theta(\beta)$ aus [Nes97]. Die Stromverteilung kann dann durch die inverse Fouriertransformation ermittelt werden:

$$J(x) = FT^{-1} [I_c(\beta) \cdot e^{i\Theta(\beta)}] \quad (5.16)$$

Das so erhaltene $J(x)$ muß jedoch noch an physikalisch sinnvolle Randbedingungen angepaßt werden. So ist z.B. nur ein Stromtransport entlang der Breite des Kontaktes, aber nicht außerhalb zu fordern. Die auf diese Weise modifizierte Stromverteilung wird zurücktransformiert, um daraus eine geeignetere Phase zu ermitteln. Das Verfahren wird iterativ fortgesetzt, bis eine konsistente Lösung gefunden wird. Durch unterschiedliche Startbedingungen kann eine Statistik über die möglichen Stromverteilungen erstellt werden. Da bei dieser Methode für jede Iteration die Fouriertransformation und ihre inverse Transformation ausgeführt werden muß, können sich numerisch bedingte Abweichungen ergeben.

In einer anderen Methode wird die Phase mit Hilfe der Funktionentheorie bestimmt [Dyn71]. Hierfür müssen jedoch eine Reihe von Annahmen gemacht werden. Eine ausführliche und kritische Beschreibung dieses Verfahrens ist in [Sch98] zu finden. Die Phase $\Theta(\beta)$ ist bei dieser Methode gegeben durch:

$$\Theta(\beta) = -\frac{1}{\pi} \wp \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\ln(I_c(s))}{\beta - s} ds \quad (5.17)$$

Im Gegensatz zum ersten Verfahren erhält man auf diese Weise nur eine Stromverteilung. Um diesen Ansatz zu überprüfen, wurde für unterschiedliche Verteilungen die Magnetfeldabhängigkeit $I_c(B)$ mit Gleichung 5.15 berechnet. Anschließend wurde für die Kurven die von Dynes et al. entwickelte Methode angewandt und die sich daraus ergebenden Stromverteilungen mit entsprechenden Ausgangsverteilungen verglichen. Dabei zeigt sich, daß dieses Verfahren für einfachen Verteilungen gut geeignet ist. Ist die Ausgangsverteilung jedoch komplexer, weicht die rekonstruierte Stromdichte hiervon deutlich ab. Eine Aussage über die Zuverlässigkeit einer rekonstruierten Stromverteilung kann diese Methode nicht liefern.

In einem ganz anderen Ansatz beschränkt man sich auf eine Klasse von Stromverteilungen, die durch wenige Parameter definiert werden [Bar82]. Die Parameter können dann so variiert werden, daß ihre Feldabhängigkeit des kritischen Stromes am besten zu der gemessenen paßt. Auf diese Weise erhält man ein eher qualitatives Bild der realen Stromverteilung. Das Verfahren besitzt den Vorteil, daß sie keine numerisch aufwendigen Schritte erfordert.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine neue Methode entwickelt, die ebenfalls bei der Stromverteilung ansetzt. Sie kann jedoch wie bei der von Nesher et al. entwickelten Methode statistische Aussagen liefern. Die Grundlage dieses Verfahrens bildet die diskrete Fouriertransformation [Pre92]. Die zu transformierende Stromverteilung $J(x)$ ist durch einzelne äquidistante Punkte j_k definiert. Ihre auf das Maximum normierte Feldabhängigkeit des kritischen Stromes ist gegeben durch:

$$i_c(\phi) = \frac{1}{2\ell + 1} \left| \sum_{k=-\ell}^{\ell} j_k e^{2\pi i \phi k / (2\ell + 1)} \right| \quad (5.18)$$

Hierbei ist $\varphi = \Phi/\Phi_0$ der auf das Flußquantum normierte magnetische Fluß. Die j_k 's sind bei dieser Methode die zu variierenden Parameter. Ihre Anzahl legt die kritische Nyquistfrequenz φ_c fest:

$$\varphi_c = \frac{2\ell + 1}{2} \quad (5.19)$$

Um Aliasing-Effekte (siehe [Pre92]) zu vermeiden, darf die Nyquistfrequenz nicht kleiner als das maximale φ der gemessenen Feldabhängigkeit des kritischen Stromes sein. Damit der Fit nicht überbestimmt wird, sollte die Nyquistfrequenz etwa dem maximalen φ entsprechen.

Die Startwerte der Fit-Parameter j_k werden zufällig gewählt. Durch vielfache Wiederholung erhält man so eine Schar von möglichen Stromverteilungen. Durch die zufällige Wahl der Startwerte erhält man auch jeweils die spiegelbildlichen Stromverteilungen, die zurück gespiegelt werden. In Abb. 5.19 ist diese Methode im Vergleich mit der von Dynes et al. für eine Überlapp-Struktur gezeigt. Die mit Gleichung 5.18 angefitzte Magnetfeldabhängigkeit des kritischen Stromes paßt sehr gut zu den gemessenen Daten. Die sich aus diesem Fit ergebenden Stromverteilungen sind trotz einer gewissen Streuung einander recht ähnlich. Die signifikante Struktur zeigt die aus allen Verteilungen gemittelte Stromdichte. Sie stimmt gut mit der Stromverteilung überein, die mit der von Dynes et al. entwickelten Methode berechnet wurde. Deren rücktransformierte Feldabhängigkeit paßt jedoch etwas schlechter zu den Meßdaten. Die inhomogene Stromverteilung der Überlapp-Struktur läßt sich präparativ erklären [Bie00b].

Das Magnetfeld ist bei den in dieser Arbeit vorgestellten Messungen nahezu parallel zum Strom. Bei den Überlapp-Strukturen geschieht dieses, um die Bildung von Flußschläuchen im Niobfilm (Niob ist ein Typ-II Supraleiter) zu vermeiden [Chr96]. Der kritische Strom wird jedoch nur durch die Komponente senkrecht zur Stromrichtung moduliert. Im Junctionbereich der Überlapp-Strukturen besitzt das Magnetfeld durch Flußfokussierung auch eine Komponente senkrecht zur Inversionsschicht und damit zur Stromrichtung. Zusätzlich erzeugt eine geringe Verkipfung der Probe ebenfalls eine Feldkomponente in dieser Richtung. Durch die planare Geometrie könnte bei den JoFETs das Magnetfeld auch senkrecht zum 2DEG angelegt werden. Dieses ist jedoch im verwendeten Aufbau apparativ nicht möglich, so daß auch bei diesen Proben das Feld nahezu parallel zum Strom angelegt ist.

In Abb. 5.20 ist die Magnetfeldabhängigkeit des kritischen Stromes einer JoFET-Struktur für unterschiedliche Gatespannungen zusammen mit der durch die Fit-Methode ermittelten Stromverteilung gezeigt. Bei der niedrigsten Gatespannung knapp oberhalb des Thresholds zerfällt der Strom in einzelne Pfade. Mit zunehmender Gatespannung glättet sich der Verlauf der Stromdichte, bis sich eine nahezu homogene Verteilung einstellt.

Eine inhomogene Stromverteilung kann verschiedene Ursachen haben. Eine entlang des Kontaktes variable Grenzflächenqualität oder eine entsprechende Varianz der Kanallänge führt zu einer inhomogenen Verteilung. Sie kann aber auch durch das 2DEG selbst hervorgerufen werden. Die Glättung der Stromverteilung läßt sich durch einen lokal unter-

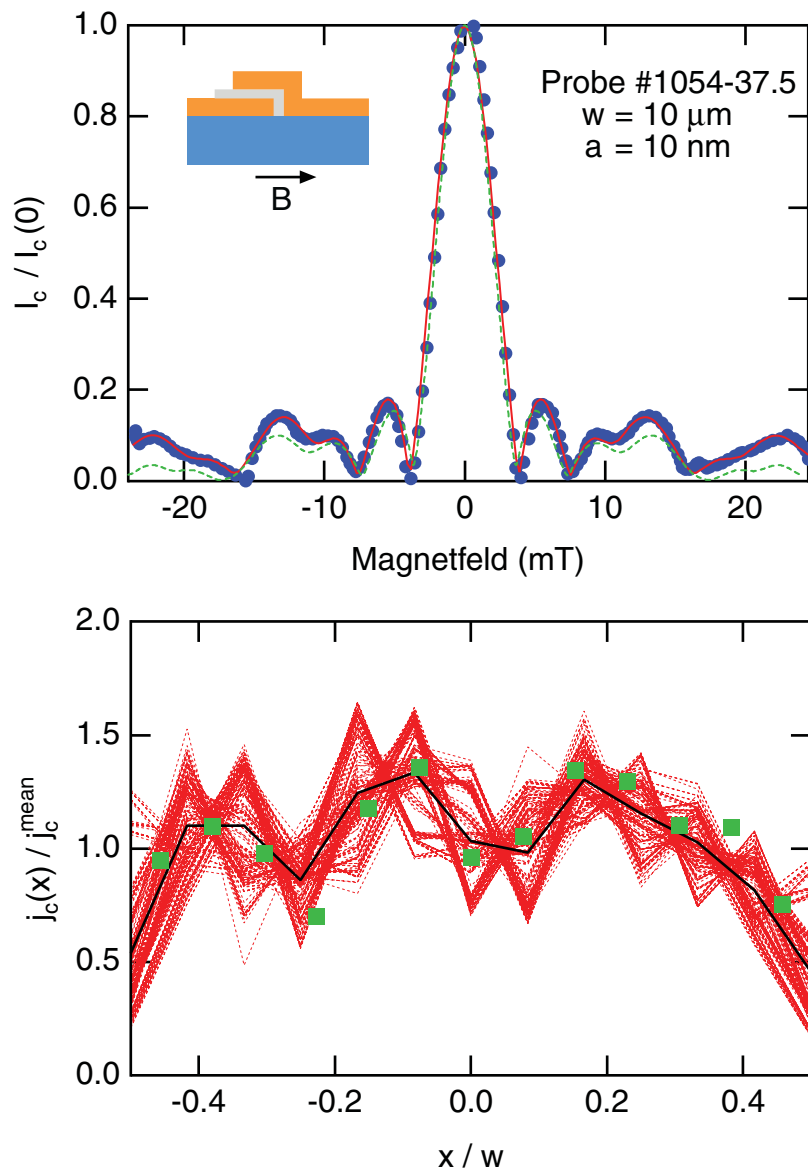


Abbildung 5.19: (oben) Feldabhängigkeit des kritischen Stromes einer Überlapp-Struktur normiert auf sein Maximum bei $B = 0 \text{ mT}$ (Daten aus [Bie97]). Das Magnetfeld ist parallel zur Stromrichtung angelegt. Der Fit mit einer parametrisierten Stromverteilung (Gleichung 5.18) ist als durchgezogene Kurve eingezeichnet. Aus der mit Hilfe der Phasenrekonstruktion (Gleichung 5.17) bestimmten Stromdichte wurde ebenfalls die Feldabhängigkeit berechnet (gestrichelte Kurve). **(unten)** Zugehörige berechnete Stromverteilungen. Die Stromdichte ist auf ihren jeweiligen Mittelwert normiert. Die Quadrate markieren die mit Hilfe der Phasenrekonstruktion ermittelte Stromverteilung. Gepunktet sind die Stromdichten, die sich aus Fits der Feldabhängigkeit mit jeweils anderen zufälligen Startwerten ergeben. Der gemittelte Verlauf ist mit einer durchgezogenen Linie eingezeichnet.

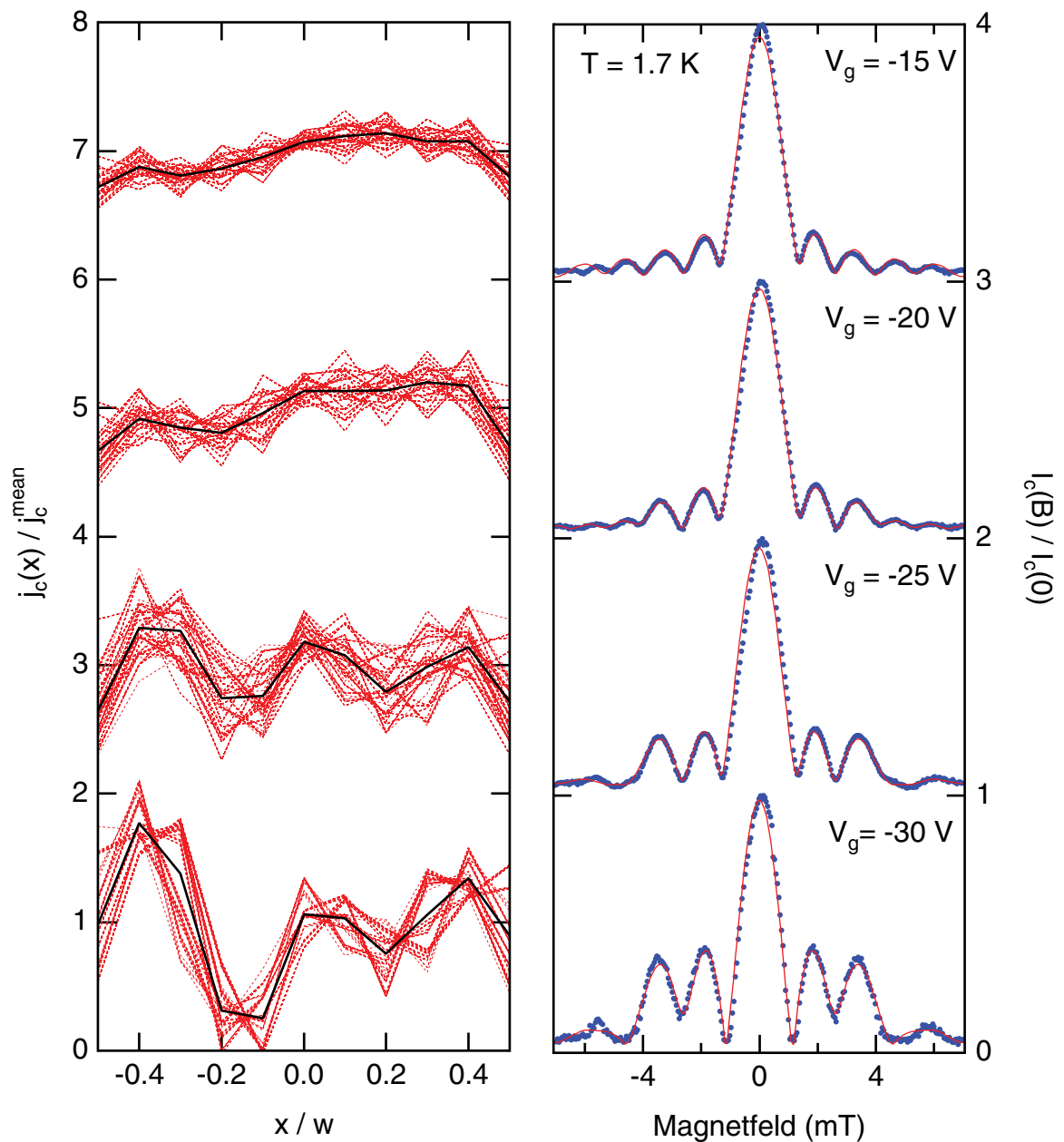


Abbildung 5.20: Feldabhängigkeit des kritischen Stromes und rekonstruierte Stromverteilung der Probe #1054-45 (160 nm Junction) für verschiedene Gatespannungen nahe des Thresholds. Der kritische Strom ist auf sein Maximum bei $B = 0$ mT normiert. Die aus dem Fit der Feldabhängigkeit ermittelten Stromdichteverteilungen sind jeweils auf ihren Mittelwert normiert. Die Datenpunkte bzw. Kurven sind, bis auf die für die niedrigste Gatespannung, jeweils mit einem Offset versehen.

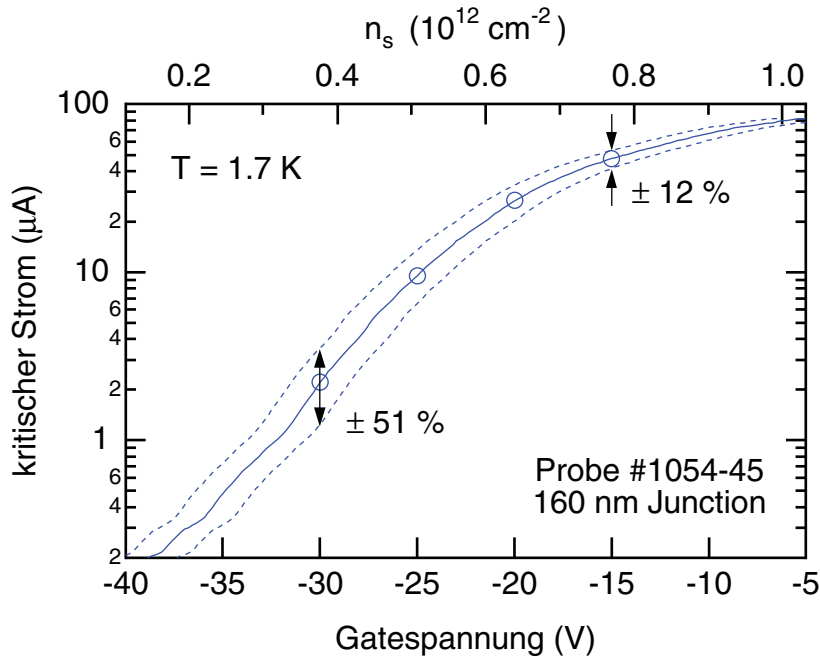


Abbildung 5.21: Kritischer Strom in Abhängigkeit der Gatespannung der Junction der Abb. 5.20 (durchgezogene Kurve). Um die räumliche Variation der Stromdichte zu erklären wird eine lokale Varianz des Thresholds um ± 1.5 V angenommen (gestrichelte Kurven). Der Wert wurde gewählt, um bei $V_g = -15$ V die gemessene Streuung der Stromdichte von 12 % zu reproduzieren. Die Ladungsträgerdichte wurde aus SdH-Messungen der Struktur ermittelt (siehe Abschnitt 4.6).

schiedlichen Threshold entlang der Junction erklären (siehe Abb. 5.21). Bei $V_g = -15$ V beträgt die gemessene Streuung der Stromdichte etwa 12 %. Dieser Wert läßt sich reproduzieren, wenn man eine Streuung des Thresholds von ± 1.5 V annimmt¹¹. Bei $V_g = -30$ V erhält man dann eine Varianz von 51 %. Der Wert paßt sehr gut zur gemessenen Streuung von 50 %. Die gute Übereinstimmung mit diesem einfachen Modell zeigt, daß anders als bei den Überlappstrukturen die Varianz der Kanallänge oder der Kontaktqualität bei den JoFET-Strukturen vernachlässigbar ist.

Ohne Feldfokussierung beträgt die effektive Fläche der Junction¹² $A_{eff} = 18.4 (\mu\text{m})^2$. Die gemessene Periode der Magnetfeldabhängigkeit des kritischen Stromes von $B_0 = 1.3$ mT läßt sich dann mit einer Verkippung der Probe um 5° erklären.

¹¹Eine Streuung des Thresholds um ± 1.5 V entspricht einer Variation der Ladungsträgerdichte von $\pm 3.9 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$.

¹²In der Literatur werden für die Londonsche Eindringtiefe λ_L von Niob Werte zwischen 86 nm [Bro76] und 122 nm [Sch72] angegeben. Zur Berechnung wird hier ein mittlerer Wert von $\lambda_L = 104$ nm verwendet.

5.5 Eigenfeldeffekt

Unter dem Eigenfeldeffekt versteht man die Wechselwirkung des Suprastromes einer Junction mit dem von ihm erzeugten Magnetfeld. Die hierfür relevante Längenskala ist die Josephson-Länge λ_J . Auf ihre Berechnung bzw. experimentelle Bestimmung wird weiter unten eingegangen. Bei den lateralen SNS-Kontakten, wie sie in dieser Arbeit vorgestellt werden, ist die Breite w wesentlich größer als die Dicke der Inversionsschicht d_{2DEG} (siehe Abb. 5.22). Deshalb kann die z -Abhängigkeit der Größen vernachlässigt werden.

Als eine *schmale Junction* bezeichnet man einen Kontakt, dessen Breite w kleiner als λ_J ist. In diesem Regime können Eigenfeldeffekte vernachlässigt werden. Bei einer *breiten Junction* ist die Breite deutlich größer als die Josephson-Länge. Der Eigenfeldeffekt einer breiten Junction ist entscheidend von der Ausrichtung der Strominjektion und damit von der Kontaktgeometrie abhängig. Im folgenden werden zwei zueinander komplementäre Modelle vorgestellt und deren Auswirkungen diskutiert.

Im Modell von Likharev [Lik86] erfolgt die Strominjektion senkrecht zur Kontaktkante (siehe Abb. 5.22 links). Zur Vereinfachung wird eine sinusförmige Strom-Phasenbeziehung (siehe Abschnitt 5.3) angenommen. Zusätzlich wird ein homogener Kontakt vorausgesetzt, d.h. die lineare kritische Stromdichte J_c ist ortsunabhängig. Diese Bedingung ist für die

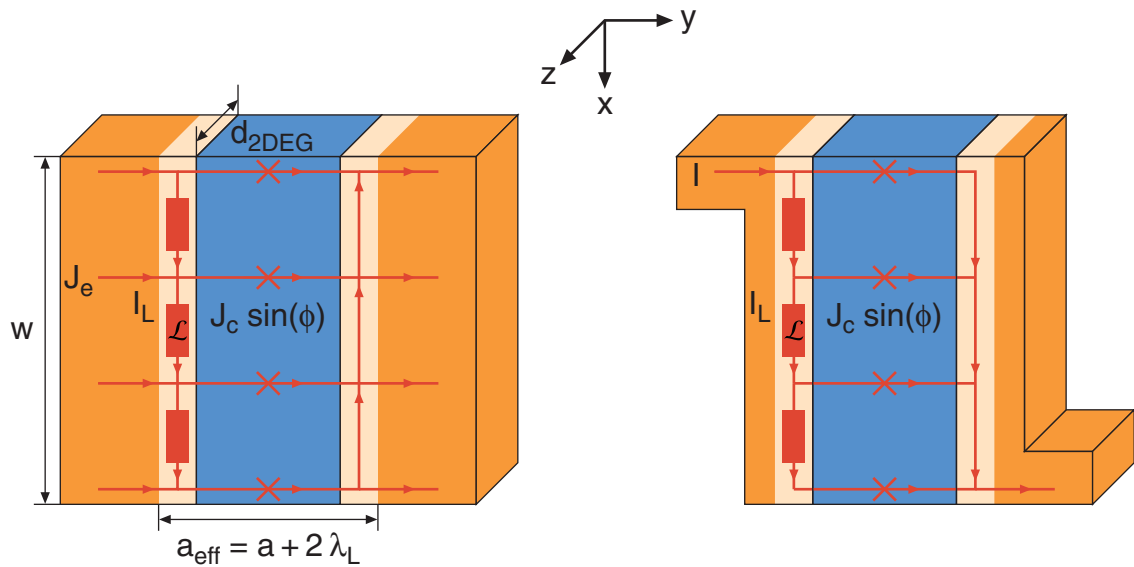


Abbildung 5.22: Schematische Darstellung der Strominjektion. **(links)** In dem Modell von Likharev erfolgt die Strominjektion J_e senkrecht zum Kontakt, d.h. entlang der y -Achse. Ein Strom parallel zur Kante I_L kann in diesem Modell nur durch einen magnetischen Fluß durch die Junction erzeugt werden. \mathcal{L} ist die Induktivität pro Einheitslänge. **(rechts)** Das Modell von Owen und Scalapino geht von einem Injektionsstrom entlang der Kontaktkanten aus. In diesem Modell ist I_L deshalb die Summe von Injektions- und Abschirmstrom.

hier vorgestellten Proben gut erfüllt. Die lineare Dichte J_e des Injektionsstromes ist ebenfalls entlang des Kontaktes konstant. In diesem Modell fließt parallel zur Kante des Kontaktes nur der Abschirmstrom I_L eines magnetischen Flusses durch die Junctionfläche. Die ortsabhängige Phasendifferenz $\phi(x)$ zwischen den beiden Supraleiter ist durch das folgende Differentialgleichungssystem gegeben [Ino89]:

$$\frac{d\phi}{dx} = -\frac{1}{\lambda_J^2 J_c} I_L(x) \quad (5.20)$$

$$\frac{dI_L}{dx} = J_e - J_c \sin(\phi(x)) \quad (5.21)$$

Die Randbedingungen werden durch das äußere Magnetfeld B bestimmt, das parallel zur z -Achse anliegt:

$$\left. \frac{d\phi}{dx} \right|_{x=0} = \left. \frac{d\phi}{dx} \right|_{x=w} = \frac{2\pi a_{eff} B}{\Phi_0} \quad (5.22)$$

Hierbei ist $a_{eff} = a + 2\lambda_L$ die bereits in Abschnitt 5.4 eingeführte effektive Dicke des Normalleiters. In diesem Modell gibt es ohne ein äußeres Magnetfeld B keinen Strom I_L , so daß die Phasendifferenz der beiden Supraleiter entlang des Kontaktes konstant ist. Eine breite homogene Junction besitzt deshalb eine homogene Stromverteilung, und es gilt wie bei einer schmalen Junction $I_c = w J_c$.

In dem zweiten Modell, das von Owen und Scalapino entwickelt wurde, wird von einer anderen Strominjektion ausgegangen [Bar82]: Der Injektionsstrom fließt zusammen mit dem Abschirmstrom entlang der Kontaktkante (siehe Abb. 5.22 rechts), d.h. I_L setzt sich aus beiden Strömen zusammen. Alle weiteren Annahmen entsprechen denen des Likharev-Modells. Die beiden Differentialgleichungen 5.20/5.21 sind auch für dieses Modell gültig, es ist nur $J_e = 0$ zu setzen.

In den Randbedingungen ist beim Owen und Scalapino Modell neben dem äußeren Feld B auch das des Injektionsstromes zu berücksichtigen. In Abb. 5.22 ist der Injektionsstrom der linken Elektrode bei $x = 0$ gleich dem Bias-Strom und nimmt bis zu $x = w$ auf null ab. Bei der rechten Elektrode nimmt der Injektionsstrom entsprechend von null (bei $x = 0$) auf den Wert des Bias-Strome zu. Die Randbedingungen lauten dann [Bar82]¹³:

$$\begin{aligned} \left. \frac{d\phi}{dx} \right|_{x=0} &= \frac{2\pi a_{eff}}{\Phi_0} \left(B - \frac{\mu_0 I}{d_{2DEG}} \right) \\ \left. \frac{d\phi}{dx} \right|_{x=w} &= \frac{2\pi a_{eff}}{\Phi_0} \left(B + \frac{\mu_0 I}{d_{2DEG}} \right) \end{aligned} \quad (5.23)$$

Im Gegensatz zum Likharev-Modell ergibt sich für einen homogenen Kontakt (d.h. J_c ist ortsunabhängig) eine inhomogene Stromverteilung (siehe Abb. 5.23 links). Dadurch ist der

¹³In [Bar82] wird anstelle des SI-Einheitensystems das Gaußsche System verwendet.

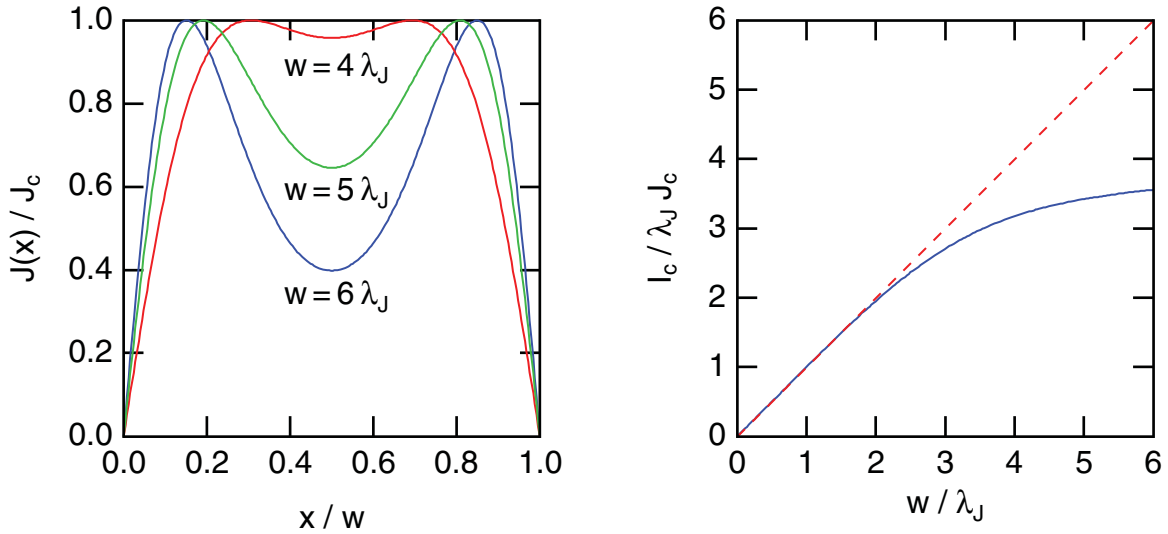


Abbildung 5.23: (links) Die mit dem von Owen und Scalapino entwickelten Modell berechnete Stromverteilung eines homogenen Kontaktes ohne ein äußeres Magnetfeld im Regime der breiten Junction [Bar82]. Aufgrund der geometrischen Anordnung der Stromzuleitungen (siehe Abb. 5.22) ist die Verteilung symmetrisch. (rechts) Kritischer Strom ohne äußeres Magnetfeld in Abhängigkeit der relativen Kontaktbreite [Bar82]. Da das Likharev-Modell auch für eine breite Junction eine homogene Stromverteilung ergibt, steigt der kritische Strom entsprechend diesem Modell linear mit der Kontaktbreite an (gestrichelte Linie). Im Gegensatz dazu ergibt das von Owen und Scalapino entwickelte Modell eine Sättigung des kritischen Stromes mit zunehmender Breite (durchgezogene Kurve).

mit diesem Modell berechnete kritische Strom nicht mehr proportional zur Kontaktbreite. Für große Breiten $w \gg \lambda_J$ tritt sogar eine Sättigung des kritischen Stromes ein (siehe Abb. 5.23 rechts).

Ohne ein äußeres Magnetfeld unterscheidet sich im Likharev-Modell eine breite Junction nicht von einer schmalen. Für die Magnetfeldabhängigkeit des kritischen Stromes gilt dieses nicht mehr. In Abb. 5.24 (links) ist sie für verschiedene relative Kontaktbreiten w/λ_J gezeigt, wie sie sich durch numerische Lösung¹⁴ der Differentialgleichungen 5.20/5.21 mit

¹⁴Das Differentialgleichungssystem wird mit dem Runge-Kutta-Algorithmus vierter Ordnung gelöst. Der Startwert $I_L(0)$ ergibt sich aus der ersten Randbedingung, während $\phi(0)$ so gewählt werden muß, daß die zweite erfüllt wird (Shooting-Methode). Hierzu wird die Differenz zwischen dem sich aus der Lösung der Differentialgleichung ergebenden $I_L^{RK4}(w)$ und dem durch die zweite Randbedingung geforderten Wert $I_L(w)$ als Funktion des Startwertes $\phi(0)$ berechnet. Deren Minimum ΔI_L^{min} wird durch den Brent-Algorithmus ermittelt. Dieses geschieht als Funktion von J_e . Ist das Minimum $\Delta I_L^{min}(J_e)$ größer als null, so existiert für den entsprechenden Wert von J_e keine Lösung, die die Randbedingung erfüllt. Der Bias-Strom $I = J_e w$ ist dann größer als der kritische Strom I_c . Somit ergibt sich I_c aus der Nullstelle der Funktion $\Delta I_L^{min}(J_e)$, die sich durch Intervallschachtelung bestimmen läßt. (Eine ausführliche Darstellung der hier angesprochenen Algorithmen ist in [Pre92] zu finden.)

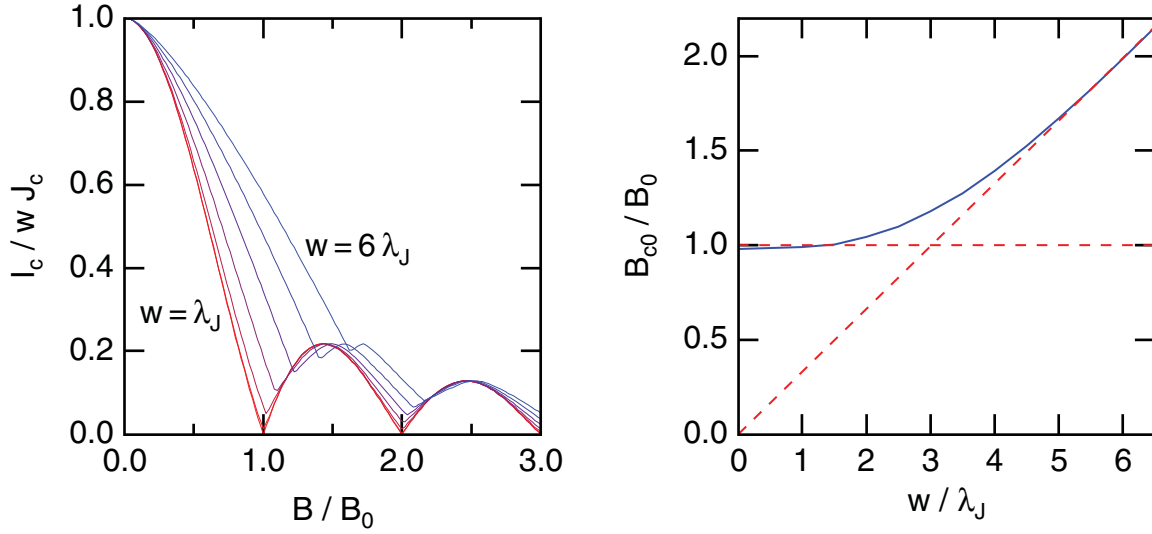


Abbildung 5.24: (links) Mit dem Likharev-Modell berechnete Magnetfeldabhängigkeit des kritischen Stromes eines homogenen Kontaktes ($B_0 = \Phi_0/a_{eff}w$). $I_c(B)$ ist für alle Breiten symmetrisch. Der Verlauf von $w = \lambda_J$ entspricht dem einer schmalen Junction ($w \ll \lambda_J$). (rechts) Empirisch bestimmtes Magnetfeld B_{c0} (siehe Abb. 5.25) des Likharev-Modells als Funktion der Kontaktbreite w relativ zur Josphon-Länge λ_J . Im Regime der schmalen Junction ist B_{c0} mit B_0 , der Periode von $I_c(B)$, nahezu identisch. Das Verhältnis B_{c0}/B_0 wird im Regime der breiten Junction proportional zu w/λ_J .

den Randbedingungen 5.22 ergibt. Bis zu einer Breite von $w \approx 2\lambda_J$ entspricht die Magnetfeldabhängigkeit einem Fraunhofer-Muster (siehe Abschnitt 5.4). Mit zunehmender relativer Breite schieben die Minima im Vergleich zur schmalen Junction zu höheren Feldern. Die Abweichung ist für das erste Minimum nach dem Hauptmaximum am größten und nimmt für die weiteren Minima kontinuierlich ab. Für die hier dargestellten Kontaktbreiten ist sie ab dem fünften Minimum vernachlässigbar klein.

Bei einer breiten Junction mit $w \gg \lambda_J$ ist entsprechend dem Owen und Scalapino Modell das Hauptmaximum von $I_c(B)$ dreiecksförmig [Bar82]:

$$I_c(B) = \frac{2d_{2DEG}}{\mu_0} (B_{c0} - |B|) \quad \text{mit} \quad B_{c0} = \frac{\Phi_0}{\pi a_{eff} \lambda_J} \quad (5.24)$$

Die Konstante B_{c0} läßt sich empirisch auch für das Likharev-Modell bestimmen, indem das Hauptmaximum von $I_c(B)$ linear auf null extrapoliert wird (siehe Abb. 5.25 rechts). In Abb. 5.24 (rechts) ist das so ermittelte B_{c0} als Funktion der relativen Breite w/λ_J aufgetragen. Für eine schmale Junction ($w \leq 2\lambda_J$) ist B_{c0} mit der Periode des Fraunhofer-Musters $B_0 = \Phi_0/a_{eff}w$ nahezu identisch. Für große Breiten $w \gg \lambda_J$ wird das Verhältnis B_{c0}/B_0 proportional zu w/λ_J und B_{c0} nähert sich dem Wert an, der sich für das Owen und Scalapino Modell mit Gleichung 5.24 ergibt.

Die bislang nur als Referenzlänge verwendete Josephson-Länge λ_J ist von der linearen kritischen Stromdichte J_c abhängig [Lik86]:

$$\lambda_J = \sqrt{\frac{\hbar}{2e\mathcal{L}J_c}} \quad (5.25)$$

Hierbei ist \mathcal{L} die Induktivität pro Einheitslänge (siehe Abb. 5.22). Für eine über ein 2DEG gekoppelte Junction¹⁵ ist sie näherungsweise gegeben durch [Ino89]:

$$\mathcal{L} = \frac{\mu_0}{\pi} \left(\frac{\arctan(x)}{x} - \frac{1}{2} \log \frac{x^2}{1+x^2} \right) \quad \text{mit} \quad x = \frac{d_{2DEG}}{2a + 4\lambda_L} \quad (5.26)$$

Die Temperaturabhängigkeit des kritischen Stromes einer Junction läßt sich nutzen, um das Verhältnis w/λ_J zu verändern. Oberhalb von etwa $0.5T_c$ ist zusätzlich die Änderung der in Gleichung 5.26 eingehenden Londonschen Eindringtiefe λ_L mit der Temperatur zu berücksichtigen. Bei höheren Temperaturen sind die Minima von $I_c(B)$ weniger deutlich ausgeprägt. Es ist deshalb günstiger, die Gatespannungsabhängigkeit des kritischen Stromes eines JoFETs zur Untersuchung des Überganges von einer schmalen zu einer breiten Junction zu nutzen.

In Abb. 5.25 ist die Magnetfeldabhängigkeit des kritischen Stromes der 160 nm Junction der Probe #1054-45 für eine niedrige Gatespannung (links, $V_g = -15$ V) und eine hohe Gatespannung (rechts, $V_g = 60$ V) gezeigt. Die erste läßt sich sehr gut durch Gleichung 5.18 beschreiben, bei der Eigenfeldeffekte vernachlässigt wurden (siehe Abschnitt 5.4). Sie ist deshalb dem Regime der schmalen Junction zuzuordnen.

Für die hohe Gatespannung ist ein Fit mit Gleichung 5.18 nicht mehr möglich. Ihr Hauptmaximum ist dreiecksförmig und entspricht damit der Form, die man im Owen und Scalapino Modell für eine breite Junction erwartet. Im Likharev-Modell sollte das Hauptmaximum auch im Regime der breiten Junction noch abgerundet sein (siehe Abb. 5.24 links). Bei einer stark inhomogenen Junction, bei der die Strominjektion nur an einzelnen Punkten stattfindet, würde man ein trapezförmiges Hauptmaximum erwarten [Kup76]. Dieser Effekt wurde bereits an SNS-Kontakten, die über n-Typ InAs gekoppelt sind, jedoch eine vergleichbare Geometrie besitzen, beobachtet [Ino89].

Die Minima der Messung in Abb. 5.25 (rechts) sind deutlich von null verschieden¹⁶, und ihre Abstände vergrößern sich geringfügig zu höheren Magnetfeldern. Dieses Verhalten entspricht dem Likharev-Modell. Im Owen und Scalapino Modell können durch metastabile Zustände Hysteresen in der Magnetfeldabhängigkeit auftreten [Bar82]. Die gemessenen $I_c(B)$ -Kennlinien sind jedoch nicht hysteretisch.

¹⁵In der Literatur ist häufig ein anderer Ausdruck für λ_J zu finden (siehe z.B. [Bar82, Tin96]). Er gilt ausschließlich für die Geometrie von Tunnelkontakten. Bei ihnen ist $a_{eff} \ll d$ mit $a_{eff} = a + 2\lambda_L$. Nur in diesem Grenzfall ist die Induktivität pro Einheitslänge durch $\mathcal{L} = \mu_0 a_{eff}/d$ gegeben.

¹⁶Der gemessene kritische Strom kann nie null werden, da er über ein Spannungskriterium ermittelt wird (siehe Abschnitt 5.1).

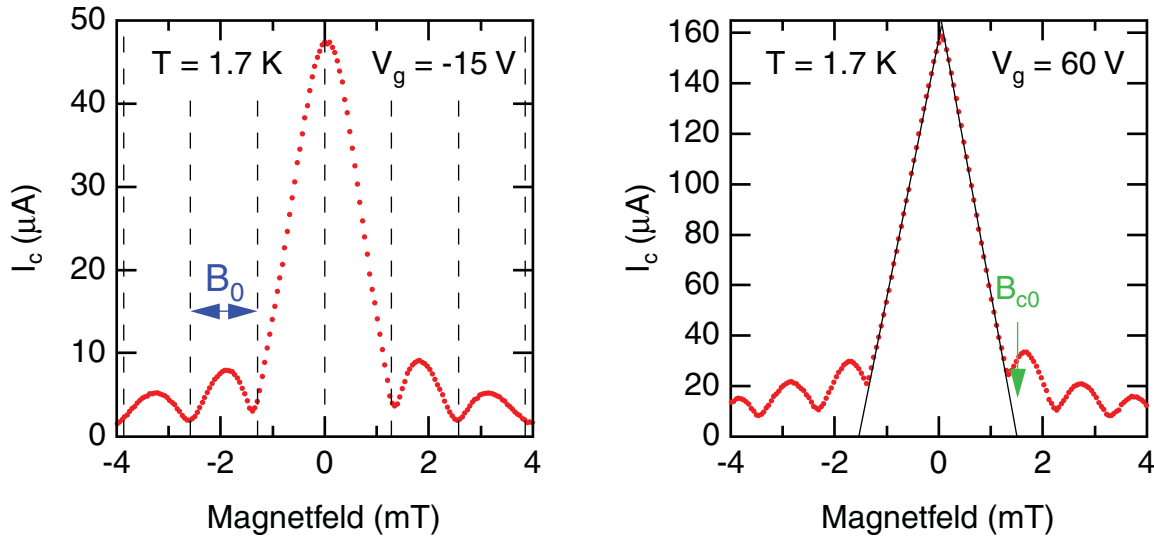


Abbildung 5.25: Magnetfeldabhängigkeit von I_c der 160 nm Junction (Probe #1054-45) im Regime der schmalen (links) und der breiten Junction (rechts). Bei einer schmalen Junction zeigt sich ein Fraunhofer-Muster mit Minima im Abstand von B_0 . Das Hauptmaximum ist abgerundet. Im Regime der breiten Junction ist es dreieckförmig. Durch Extrapolation erhält man das Feld B_{c0} .

In Abhängigkeit der Gatespannung wurde der mittlere Abstand B_0 der Minima bestimmt. Das Ergebnis ist in Abb. 5.26 (links) dargestellt. Die Periodizität B_0 zeigt einen reproduzierbaren Sprung in ihrer Gatespannungsabhängigkeit. Er kann nur durch einen Wechsel des Regimes bedingt sein. Jedoch läßt sich weder im Likharev- noch im Owen und Scalapino Modell eine solche Änderung erklären. Es ist nicht auszuschließen, daß dieser Effekt durch die Orientierung des angelegten Magnetfeldes bedingt ist (siehe Abschnitt 5.4). Ein Teil des Abschirmstromes könnte auch durch die Inversionsschicht fließen und so zu einer veränderten Londonschen Eindringtiefe $\lambda_{L,eff}$ führen [Sim81, Sim84].

In der Abb. 5.26 (links) ist auch der durch lineare Extrapolation ermittelte Wert für B_{c0} aufgetragen. Bei der Gatespannung, bei der der Sprung in der Periodizität auftritt, zeigt B_{c0} ein Minimum. Sowohl im Likharev- als auch im Owen und Scalapino Modell würde man für eine breite Junction einen monotonen Anstieg erwarten. Deshalb muß der Übergang zwischen dem Regime der schmalen Junction und dem der breiten Junction mit dem Minimum zusammenfallen.

Aus dem kritischen Strom einer Junction kann mit Gleichung 5.25/5.26 die Josephson-Länge berechnet werden, wenn die lineare Stromdichte mit $J_c = I_c/w$ abgeschätzt¹⁷ wird. Die Kurve in Abb. 5.26 (rechts) zeigt den so ermittelten Verlauf von λ_J als Funktion der

¹⁷Wenn die Strominjektion dem Likharev-Modell entspricht, so ist die Berechnung von J_c exakt. Nur bei einer Strominjektion entsprechend dem Owen und Scalapino Modell ist durch I_c/w nur eine untere Abschätzung der linearen Stromdichte gegeben.

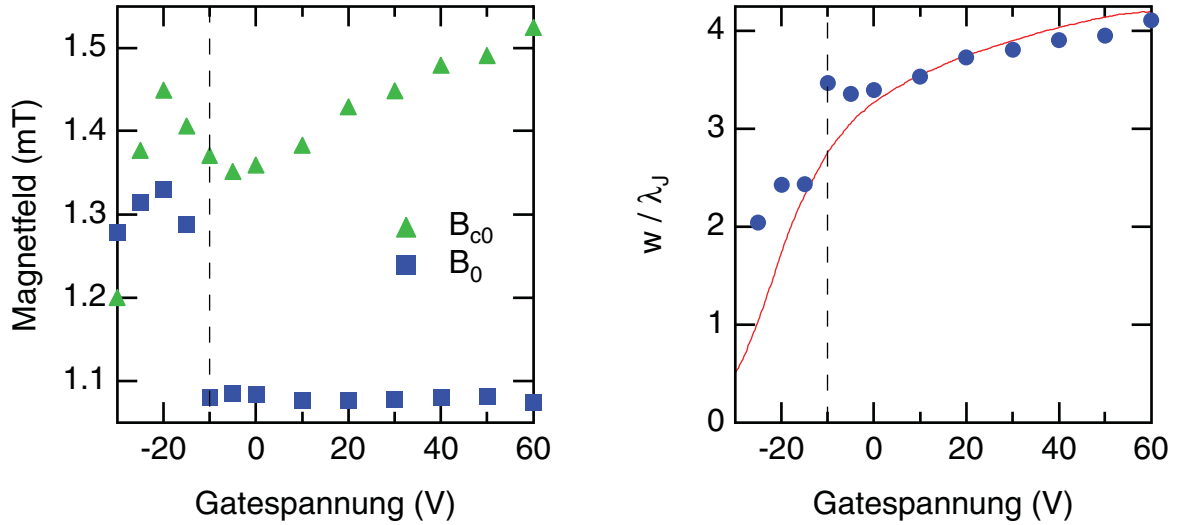


Abbildung 5.26: (links) Die gestrichelte Linie markiert den Übergang zwischen schmaler und breiter Junction, wie er sich aus dem Verlauf von B_0 und B_{c0} (siehe Abb. 5.25) ergibt. (rechts) Die Kurve zeigt den mit Gleichung 5.25/5.26 aus dem kritischen Strom der Junction berechneten Verlauf von w/λ_J in Abhängigkeit von der Gatespannung. Hiervon unabhängig läßt sich w/λ_J aus dem gemessenen Verhältnis B_{c0}/B_0 im Vergleich zum Likharev-Modell (siehe Abb. 5.24 rechts) ermitteln (Symbole).

Gatespannung. Im Vergleich mit dem Likharev-Modell kann hiervon unabhängig aus dem gemessenen Verhältnis B_{c0}/B_0 die relative Breite w/λ_J (siehe Abb. 5.24 rechts) ermittelt werden (Symbole in der Abb. 5.26 rechts). Beide Ergebnisse stimmen gut überein.

Ein weiteres Indiz für die Anwendbarkeit des Likharev-Modells ergibt sich aus der Temperaturabhängigkeit des kritischen Stromes (siehe Abschnitt 5.1.2). Nahe der kritischen Temperatur ist der Kontakt unabhängig von der Gatespannung im Regime der schmalen Junction. Zu tieferen Temperaturen ändert sich für niedrige Ladungsträgerdichten daran nichts, während bei einer hohen Dichte der Anstieg des kritischen Stromes ausreicht, um einen Übergang zu einer breiten Junction zu bewirken. Wenn der kritische Strom durch Eigenfeldeffekte im Vergleich zu einer schmalen Junction reduziert wäre (siehe Abb. 5.23 rechts), müßte sich zumindest der Anstieg von $I_c(T)$ zu niedrigeren Temperaturen verringern. Die Temperaturabhängigkeit läßt sich jedoch für alle Gatespannungen konsistent mit dem Brouwer und Beenakker Modell beschreiben (siehe Abb. 5.6), in dem keine Eigenfeldeffekte berücksichtigt wurden. Zusätzlich kann $I_c(T)$ bei einer hohen Ladungsträgerdichte gut auf den Verlauf bei einer niedrigen Dichte ohne Regimewechsel skaliert werden.

Wie in Abschnitt 5.1.1 bereits erwähnt wurde, ist in der Gatespannungsabhängigkeit des $I_c R_n$ -Produktes bei der 105 nm Junction für eine positive Gatespannung eine leichte Abnahme zu beobachten, die bei der 160 nm Junction der Probe nicht auftritt. Bei höheren Temperaturen verringert sie sich (siehe Abb. 5.27). Es wäre deshalb denkbar, daß sich im

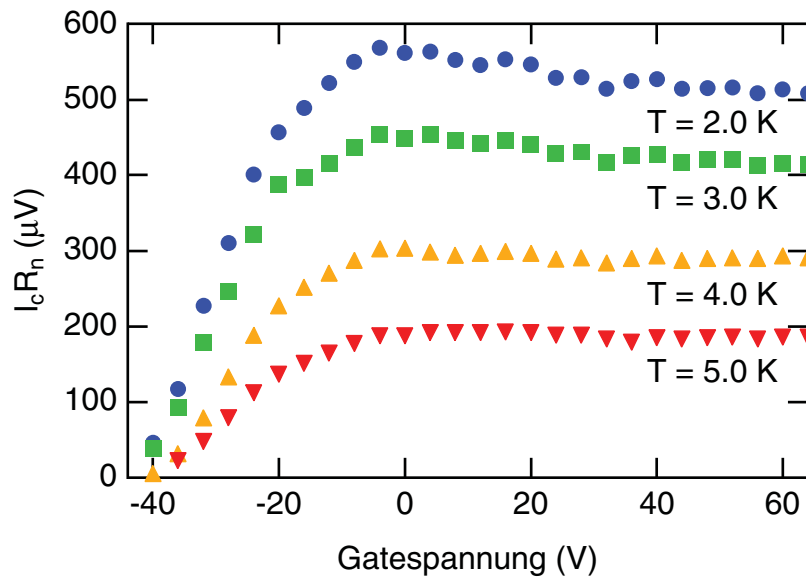


Abbildung 5.27: $I_c R_n$ -Produkt des 105 nm Kontaktes (Probe #1054-45) als Funktion der Gatespannung für verschiedene Temperaturen.

Regime der breiten Junction doch geringe Eigenfeldeffekte bemerkbar machen. Sie sind jedoch im Vergleich zur Temperatur- oder Gatespannungsabhängigkeit zu gering, um sich in der direkten Messung des kritischen Stromes bemerkbar zu machen.

Kapitel 6

Nichtstationäre Effekte

Übersteigt der in einen SNS-Kontakt eingeprägte Strom den kritischen Strom der Junction, so wird er resistiv, und es fällt eine Spannung über dem Kontakt ab. Entsprechend der zweiten Josephson-Gleichung (Gleichung 6.2) ist die Phasendifferenz der beiden Supraleiter zeitlich nicht mehr konstant. Alle Effekte im resistiven Zustand der Junction werden deshalb als nichtstationär bezeichnet.

Der erste Abschnitt dieses Kapitels behandelt die wichtigste Eigenschaft des resistiven Zustandes eines SNS-Kontaktes, die bereits in Abschnitt 2.6 angesprochene subharmonische Gap-Struktur. Es wird der Einfluß der Gatespannung und der Temperatur untersucht und mit dem OTBK-Modell verglichen. Anschließend erfolgt die Diskussion der Abhängigkeit von der Kanallänge. Der Abschnitt schließt mit den ersten Ergebnissen des SNININS-Modells ab, das von Peter Samuelsson zur Beschreibung der in dieser Arbeit vorgestellten JoFETs entwickelt wurde [Sam01]. Im zweiten Abschnitt wird der bereits in Abschnitt 2.6 definierte Exzeß-Strom der JoFETs analysiert. Der letzte Abschnitt behandelt die Hysterese der Strom-Spannungskennlinien.

6.1 Subharmonische Gap-Struktur

6.1.1 Gatespannungsabhängigkeit

Für verschiedene Gatespannungen sind in Abb. 6.1 die differentiellen Strom-Spannungskennlinien¹ der 105 nm Junction der Probe #1054-45 gezeigt (durchgezogene Kurven). Sie sind auf den jeweiligen normalleitenden Widerstand R_n (siehe Abschnitt 4.7) normiert. Bei allen Gatespannungen ist deutlich die subharmonische Gap-Struktur zu erkennen, die in Abschnitt 2.6 durch Mehrfach-Andreev-Reflexionen (MAR) erklärt wurde. Die subhar-

¹Zu ihrer Messung wird ein Gleichstrom I , der mit einem kleinen niederfrequenten Wechselstrom überlagert ist, in den Kontakt eingepreßt. Neben dem Gleichspannungsabfall U wird in Lock In-Technik die Wechselspannung dU gemessen.

monische Gap-Struktur ist auch bei Proben, die aufgrund ihres großem Kontaktabstandes keinen Suprastrom zeigen, noch vorhanden [Koc99]. Selbst ohne Hochfrequenz- bzw. magnetische Abschirmung ist eine SGS sichtbar, die jedoch schwächer ausgeprägt ist.

Dem OTBK-Modell zufolge ist die SGS periodisch in den Spannungen $U = 2\Delta/en$. Die ersten drei Peaks der subharmonischen Gap-Struktur sind in Abb. 6.1 mit Pfeilen markiert. Sie besitzen die vom OTBK-Modell prognostizierte subharmonische Periodizität, jedoch mit einer Energielücke, die kleiner als die des Supraleiters ist, die sich aus dessen kritischer Temperatur ergibt. Auch bei anderen Typen von SNS-Kontakten wurde diese Abweichung beobachtet [Chr96, Bas98, Leh99]. Neurohr et al. führen zur Erklärung an der Grenzfläche zum 2DEG eine degradierte Supraleiterschicht in das Modell ein [Neu96]. Bei den in unserer Arbeitsgruppe hergestellten SNS-Kontakten bleibt die subharmonische Gap-Struktur bis zur kritischen Temperatur des Niobfilms sichtbar (siehe Abschnitt 6.1.2). Es kann deshalb in den Proben an der Grenzfläche zum 2DEG keine Niobschicht ohne oder mit verminderter Energielücke geben. Eine bessere Beschreibung ergibt sich durch die Erweiterung des OTBK-Modells zum SNcNS-Modell² [Ami96, Chr96]. Hierbei wird in die Inversionsschicht unterhalb der supraleitenden Kontakte eine Energielücke $E_g \leq \Delta$ induziert. In den differentiellen Strom-Spannungskennlinien des Modells treten zusätzlich die Serien $(E_g + \Delta)/n$ und $2E_g/n$ auf.

Die mit dem OTBK- und dem SNcNS-Modell berechneten Kennlinien sind in Abb. 6.1 gestrichelt bzw. gepunktet eingezeichnet. Um mit dem OTBK-Modell die gemessenen Kurven beschreiben zu können, mußte eine verminderte Energielücke von $\Delta = 0.97$ meV eingesetzt werden. Beim SNcNS-Modell wurde ein ähnlicher Wert für die induzierte Energielücke E_g gewählt.

Der in der Messung auftretende Peak nahe bei $U = 0$ V wird durch den Übergang in den supraleitenden Zustand der Junction hervorgerufen. Da beide Modelle keine gebundenen Andreev-Zustände beschreiben können, gibt es bei ihnen keinen Wechsel in den supraleitenden Zustand. Deshalb können sie die Messung im Bereich kleiner Spannungen nicht beschreiben.

Bei der höchsten Gatespannung stimmt die mit dem OTBK-Modell berechnete Kennlinie recht gut mit der Messung überein. Das Modell ergibt im Gegensatz zur Messung für $n = 1$ jedoch keinen breiten Peak, sondern nur eine schulterartige Struktur. Von den drei Gap-Serien des SNcNS-Modells erscheint in der Messung nur die gemischte Serie $(E_g + \Delta)/n$. Anstelle der relativ breiten Peaks der Messung zeigen die mit dem SNcNS-Modell berechneten Kennlinien kleine und sehr scharfe Strukturen. Die Übereinstimmung mit der gemessenen Kurve ist somit schlechter als beim OTBK-Modell, obwohl das SNcNS-Modell eine konsistentere Beschreibung der beobachteten Peakpositionen liefert. Zu niedrigeren Gatespannungen und damit auch niedrigeren effektiven Transmissionen (siehe Abb. 4.19) weicht auch das OTBK-Modell stärker von der Messung ab. Dieses gilt insbesondere für

²Das SNcNS-Modell entspricht dem Aminov-Modell (siehe Fußnote Seite 58). Es ist jedoch wie das OTBK-Modell ein ballistisches, aber nichtkohärentes Modell. In [Sam01] wird es deshalb als OTBK-Aminov-Modell bezeichnet.

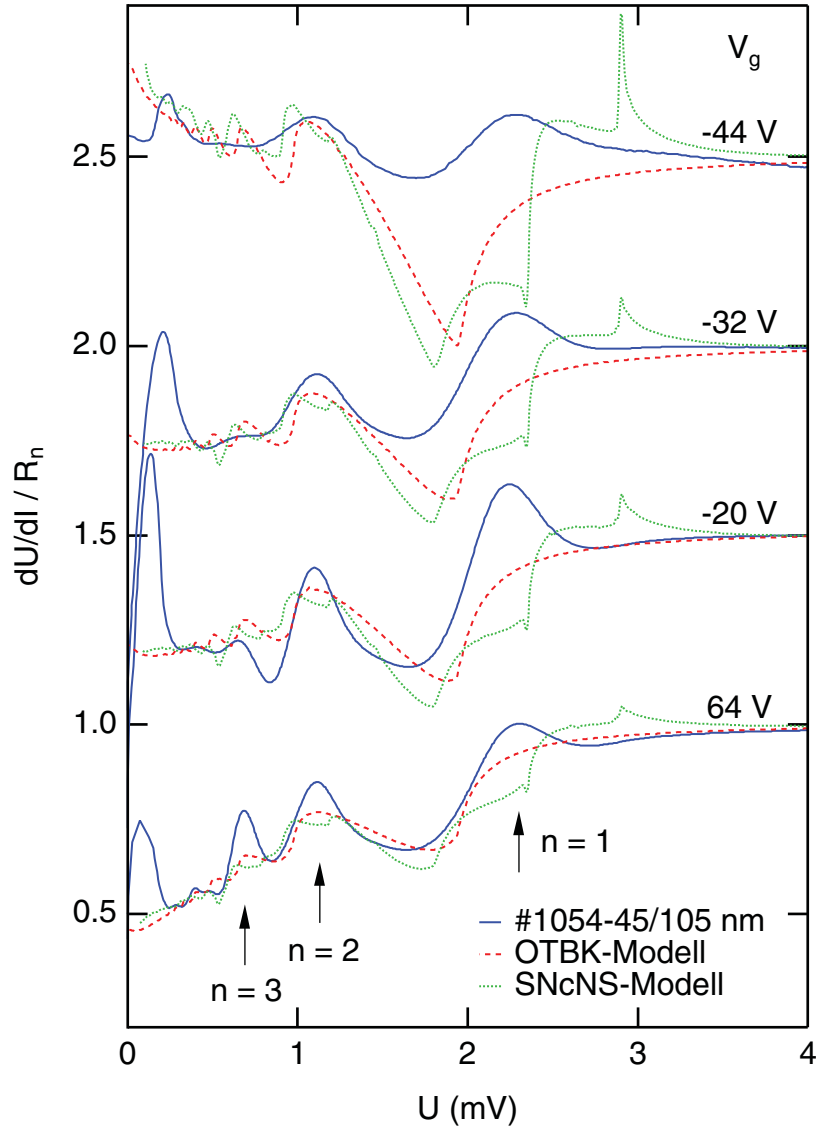


Abbildung 6.1: Differentieller Widerstand dU/dI normiert auf den normalleitenden Widerstand R_n (siehe Abschnitt 4.7) der 105 nm Junction für verschiedene Gatespannungen bei einer Temperatur von $T = 1.8$ K. Die gestrichelten Kurven wurden mit dem OTBK-Modell (siehe Abschnitt 2.6) berechnet. Um die Peakpositionen der gemessenen subharmonischen Gap-Struktur beschreiben zu können, muß für die Energielücke $\Delta = 0.97$ meV eingesetzt werden. Aus der kritischen Temperatur des Niobs von $T_c = 8.85$ K ergibt sich dagegen $\Delta_{Nb} = 1.47$ meV. Dieser Wert wurde zur Berechnung der Kennlinien des SNcNS-Modells (siehe [Ami96, Chr96]) verwendet. Hierbei wurde $\gamma_B = 1.26$ gesetzt, entsprechend einer induzierten Energielücke von $E_g = 0.63 \Delta$. Die jeweils in beide Modelle eingehende Transmission der Grenzflächen wurde für jede Gatespannung dem gemessenen Verlauf angepaßt (siehe Tabelle 6.1). Die dargestellten Kurven sind bis auf die für $V_g = 64$ V jeweils mit einem Offset versehen.

V_g [V]	D_{SN}		
	OTBK	SNcNS	R_n
-44	0.60	0.54	-
-32	0.73	0.68	0.20
-20	0.75	0.70	0.46
64	0.83	0.79	0.85

Tabelle 6.1: Aus dem Fit des differentiellen Widerstandes (siehe Abb. 6.1) bestimmte effektive Transmission der Grenzflächen für das OTBK- und das SNcNS-Modell. Zum Vergleich sind auch die aus dem normalleitenden Widerstand R_n berechneten Werte angegeben. Im Gegensatz zum Abschnitt 4.7 wurde hierfür eine für alle Moden gleiche effektive Transmission D_{SN} angesetzt. Aufgrund des dominanten Bypass-Stromes bei $V_g = -44$ V ist eine Berechnung von D_{SN} nicht möglich.

den Peak $n = 1$. Bei sehr niedrigen Ladungsträgerdichten³ werden die gemessenen Strom-Spannungskennlinien durch den Bypass über das Volumen des InAs-Substrates (siehe Abschnitt 4.7) beeinträchtigt. Die differentiellen Kennlinien in diesem Regime sind nicht mehr symmetrisch. Die selbst bei niedrigen Ladungsträgerdichten hohe Zahl der Moden (siehe Abschnitt 4.7) kann zusätzlich für die Abweichung vom theoretischen Verlauf verantwortlich sein. Denn Scheer et al. messen im Übergang zum Tunnelkontakt bei ihren Mikrobrücken-Kontakten mit nur wenigen Moden Kennlinien, die besser dem OTBK-Modell entsprechen [Sch97a].

Die Ab- bzw. Zunahme des differentiellen Widerstandes dU/dI zu kleineren Spannungen wird in beiden Modellen durch die effektive Transmission der Grenzflächen bestimmt. Hierbei ergibt eine Abnahme einen Exzeß-Strom und eine Zunahme einen Defizit-Strom. Die effektive Transmission wurde jeweils so gewählt, daß eine bestmögliche Übereinstimmung mit den gemessenen Kurven erzielt werden konnte. Sie sind in Tabelle 6.1 aufgelistet. Zum Vergleich sind die entsprechenden Werte, die aus dem normalleitenden Widerstand berechnet wurden, angegeben. Wie bei den beiden Modellen wurde die effektive Transmission D_{SN} als modenunabhängig angesetzt, während sie in Abschnitt 4.7 durch die Fermigeschwindigkeit modenabhängig ist. Bei der höchsten Gatespannung stimmen alle drei Werte sehr gut überein. Zu niedrigeren Gatespannungen nehmen die aus dem Verlauf der differentiellen Kennlinie bestimmten effektiven Transmissionen beider Modelle deutlich schwächer ab als die, die aus dem normalleitenden Widerstand ermittelt wurden. Hier zeigt sich auch die zunehmend schlechtere Beschreibung der gemessenen Kennlinie durch die beiden Modelle bei niedrigeren Gatespannungen.

In Abb. 6.2 ist ein Ausschnitt aus den differentiellen Widerstandskennlinien der 105 nm Junction für verschiedene Gatespannungen gezeigt. Bei der höchsten Gatespannung ist

³Die Inversion setzt bei der Junction bei einer Gatespannung von $V_g = -44.4$ V ein.

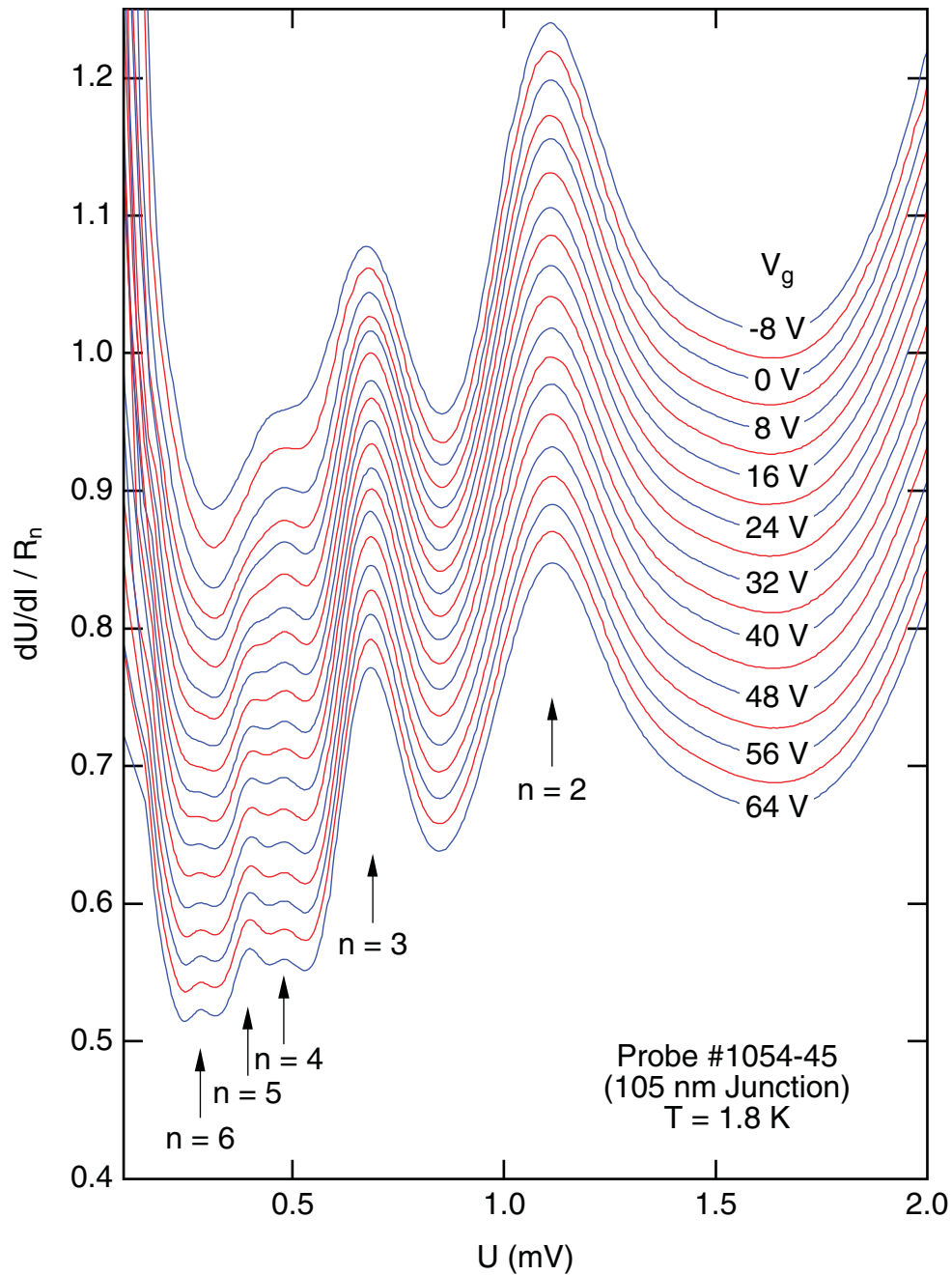


Abbildung 6.2: Ausschnitt aus den differentiellen Widerstandskennlinien normiert auf R_n der 105 nm Junction für verschiedene Gatespannungen. Die Kurven sind jeweils um einen konstanten Betrag gegeneinander verschoben. Die Pfeile markieren die Maxima der subharmonischen Gap-Struktur. Bei der höchsten Gatespannung ist die Gap-Struktur bis zur sechsten Ordnung sichtbar. Mit abnehmender Gatespannung werden die Peaks der beiden höchsten Indizes schwächer und verschwinden schließlich völlig.

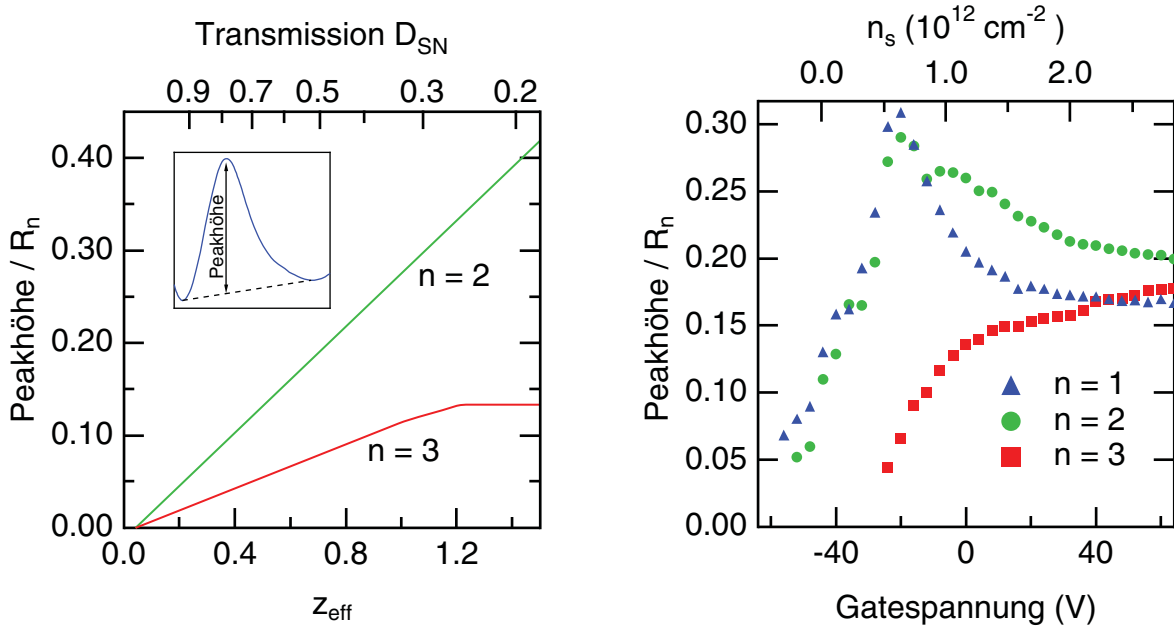


Abbildung 6.3: (links) Für das OTBK-Modell empirisch ermittelte Peakhöhe der subharmonischen Gap-Struktur als Funktion des effektiven z -Parameters bzw. der effektiven Transmission der Grenzflächen (siehe Abschnitt 2.3) bei $T = 1.8 \text{ K}$ ($T_c = 8.85 \text{ K}$, d.h. $\Delta = 1.47 \text{ meV}$). Die Peakhöhe wird relativ zu einer Basislinie bestimmt, die sich aus einer Geraden durch die beiden benachbarten Minima ergibt (siehe Inset). Für den niedrigsten Index $n = 1$ ist keine Auswertung möglich, da unterhalb von etwa $0.85 T_c$ die differentiellen Widerstandskennlinien des OTBK-Modells bei der Spannung $U = 2\Delta$ kein Maximum besitzen (siehe Abb. 6.1). (rechts) Die aus dem gemessenen differentiellen Widerstand der 105 nm Junction (siehe Abb. 6.2) bestimmten Peakhöhen der subharmonischen Gap-Struktur in Abhängigkeit der Gatespannung bei $T = 1.8 \text{ K}$. Die angegebene Ladungsträgerdichte ist aus SdH-Messungen des Kontaktes ermittelt (siehe Abschnitt 4.6).

die subharmonische Gap-Struktur bis zur sechsten Ordnung sichtbar. Zu niedrigeren Gatespannungen wird der Peak für $n = 6$ schwächer und verschwindet schließlich vollständig. Auch für $n = 5$ verhält sich der Peak ähnlich, er ist jedoch noch bis zu einer kleineren Gatespannung vorhanden. Zu niedrigeren Gatespannungen nimmt die effektive Transmission ab (siehe Abschnitt 4.7). Dadurch verringert sich auch die Andreev-Reflexionswahrscheinlichkeit (siehe Abschnitt 2.3). Die Zahl der erforderlichen Andreev-Reflexionen steigt mit dem Index der subharmonische Gap-Struktur an (siehe Abschnitt 6.1.4). Auf diese Weise läßt sich zumindest qualitativ das beobachtete Verhalten erklären.

Um einen tiefergehenden Vergleich zwischen OTBK-Modell und den Messungen machen zu können, wird eine empirische Peakhöhe der subharmonischen Gap-Struktur ermittelt (siehe Inset der Abb. 6.3 links). Die Höhe des Maximums wird hierzu relativ zu einer Basislinie bestimmt, die sich aus der Geraden durch die benachbarten Minima ergibt. In

Abb. 6.3 (links) ist die so ermittelte Peakhöhe für das OTBK-Modell als Funktion des effektiven Streupotentials z_{eff} bzw. der effektiven Transmission D_{SN} dargestellt. Hierbei wurde für Δ der Wert verwendet, der sich aus der kritischen Temperatur des Niobfilms ergibt. Da die differentiellen Widerstandskennlinien des OTBK-Modells bei der Spannung $U = 2\Delta$ kein Maximum besitzen, ist eine Auswertung für $n = 1$ nicht möglich. Die auf den normalleitenden Widerstand normierte Peakhöhe steigt linear mit z_{eff} an. Die subharmonische Gap-Struktur des OTBK-Modells ist also umso ausgeprägter je niedriger die Grenzflächentransparenz ist. Für $n = 3$ stellt sich schließlich eine Sättigung der Peakhöhe ein.

In Abb. 6.3 (rechts) ist eine Auswertung der Peakhöhen für die 105 nm Junction in Abhängigkeit von der Gatespannung bzw. Ladungsträgerdichte gezeigt. Im Gegensatz zum OTBK-Modell sind bei der höchsten Dichte die Amplituden aller drei Peaks vergleichbar. Die Peakhöhe für $n = 3$ nimmt zu niedrigeren Ladungsträgerdichten kontinuierlich ab, wie es zumindest qualitativ auch für $n = 5$ und $n = 6$ beobachtet wird (siehe Abb. 6.2). Der Verlauf stimmt in etwa mit dem überein, der für die aus R_n berechnete effektive Transmission ermittelt wurde (siehe Abb. 4.19 links). Er widerspricht damit vollständig dem OTBK-Modell. Für $n = 1$ und $n = 2$ wächst die Peakhöhe mit abnehmender Ladungsträgerdichte zunächst an. Bei einer Dichte von $n_s = 0.5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ hat sie sich gegenüber der höchsten Dichte nahezu verdoppelt. Zumindest für $n = 2$ entspricht dieser deutliche Anstieg dem OTBK-Modell, wenn man die aus R_n ermittelte effektive Transmission zugrunde legt. Unterhalb von $n_s = 0.5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ nimmt die Amplitude entgegen der Erwartung des OTBK-Modells wieder deutlich ab. Selbst unterhalb des Einsatzes der Inversion ist noch immer eine subharmonische Gap-Struktur vorhanden. Dieses zeigt, daß die Andreev-Reflexionen in der Inversionsschicht unter den Niob-Kontakten stattfinden, da dessen Ladungsträgerdichte nicht mit dem Gate beeinflusst werden kann. Bei einigen JoFETs, z.B. der 160 nm Junction, zeigt sich unterhalb des Einsatzes der Inversion im Gegensatz zur 105 nm Junction ein Wiederanstieg der Peakhöhen.

Die Mehrfach-Andreev-Reflexionen können durch elastische Streuung unterdrückt werden [vdP93, Nit94]. Dieser Effekt wird im OTBK-Modell, das zwar ein inkohärentes, jedoch ballistisches Modell ist, nicht berücksichtigt. Unterhalb der Dichte von $n_s = 0.5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ nimmt die mittlere freie Weglänge in der Inversionsschicht schnell ab [Bag80, Yam85a], so daß die Streuung im Kanal entsprechend ansteigt. Eine Verringerung der Amplitude der subharmonischen Gap-Struktur unterhalb dieser Dichte läßt sich somit durch eine Zunahme von Streuprozessen erklären. Das Verhalten der SGS unterhalb des Einsatzes der Inversion ist noch unverstanden.

6.1.2 Temperaturabhängigkeit

Für die 105 nm Junction der Probe #1054-45 sind in Abb. 6.4 die differentiellen Strom-Spannungskennlinien für verschiedene Temperaturen gezeigt. Bis nahe an die kritische Temperatur des Niobfilmes von $T_c = 8.85 \text{ K}$ bleibt die subharmonische Gap-Struktur deut-

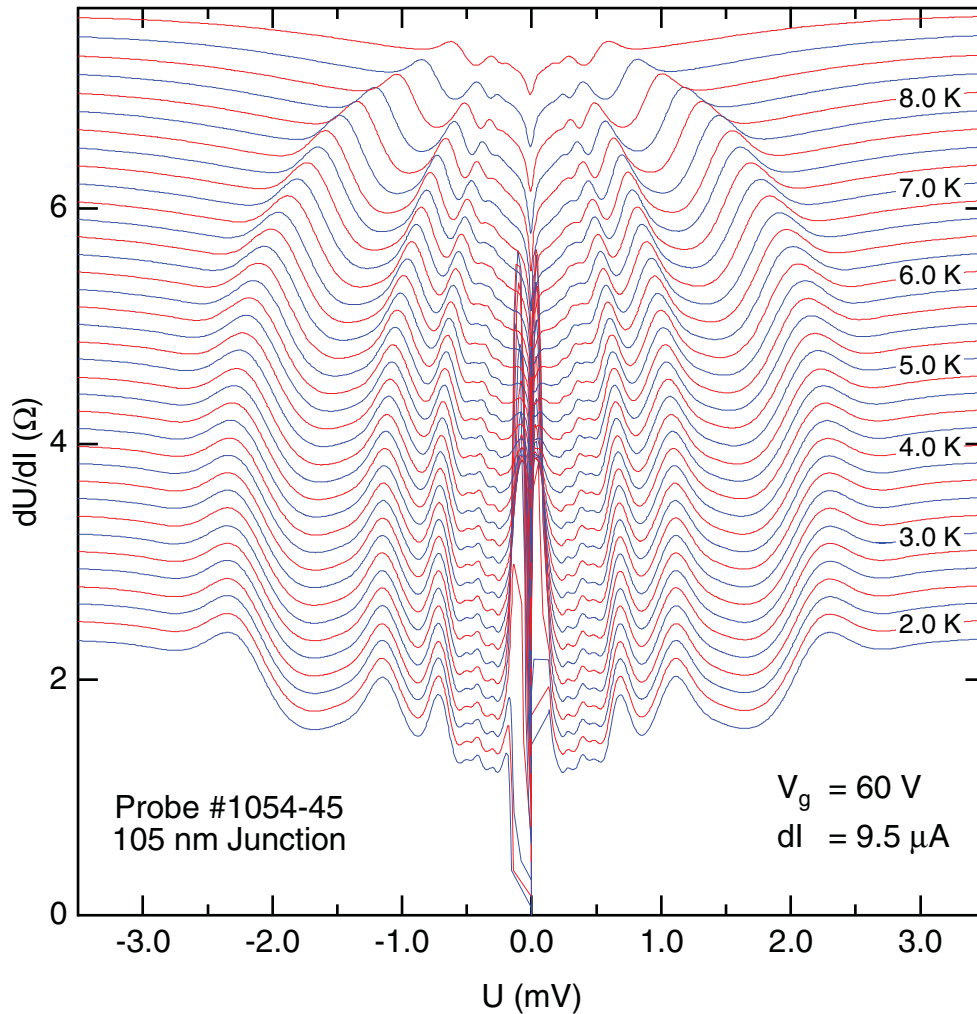


Abbildung 6.4: Differenzieller Widerstand der 105 nm Junction für verschiedene Temperaturen in 0.2K Schritten. Die einzelnen Kurven sind jeweils um einen konstanten Betrag gegeneinander verschoben.

lich sichtbar. Ihre Peakpositionen werden durch die Temperaturabhängigkeit der supraleitenden Energielücke des Niobfilms bestimmt (siehe auch Abb. 6.7). Wäre eine degradierte Niobschicht an der Grenzfläche zum 2DEG für die subharmonische Gap-Struktur verantwortlich, wie es von Neurohr et al. für ihre Proben angenommen wurde [Neu96], so müßte die SGS entsprechend der verminderten Energielücke bei einer wesentlich niedrigeren Temperatur als T_c verschwinden. Eine Verbreiterung oder Aufspaltung der Peaks, die auf eine inhomogene Niobschicht hinweisen würden, ist ebenfalls nicht feststellbar.

Eine sukzessive Abnahme der Amplituden der Strukturen höherer Indizes, wie sie bei der Gatespannungsabhängigkeit beobachtet wird (siehe Abb. 6.2), ist zu höheren Temperaturen nicht erkennbar. Die subharmonischen Gap-Strukturen mit $n = 4$ bis $n = 6$ verschwin-

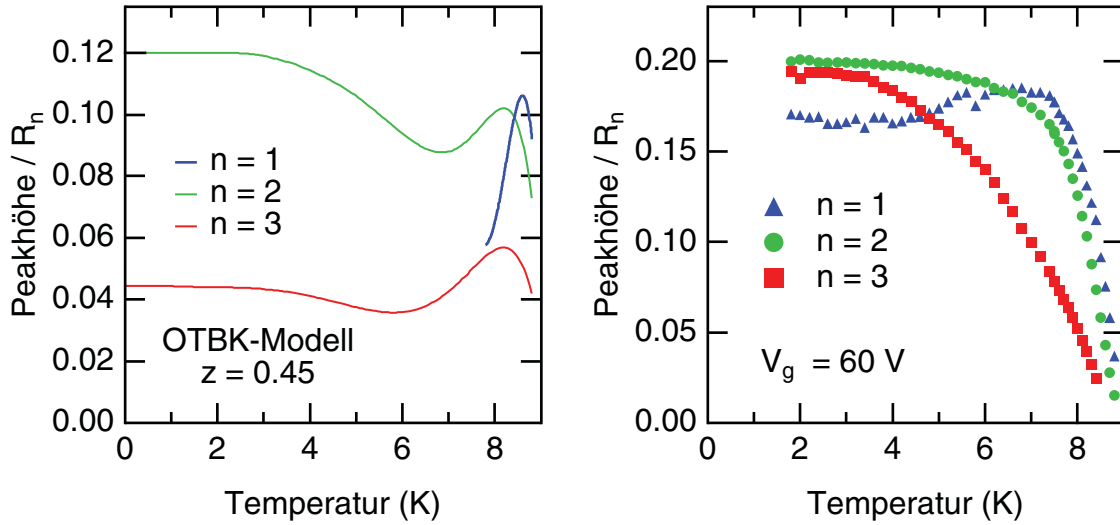


Abbildung 6.5: (links) Empirische Peakhöhe (siehe Abb. 6.3) der subharmonischen Gap-Struktur des OTBK-Modells. Erst oberhalb von etwa 7.5 K bildet sich in den differentiellen Widerstandskennlinien des Modells ein lokales Maximum für den niedrigsten Index $n = 1$ aus, so daß eine Bestimmung der entsprechenden Peakhöhe möglich wird. (rechts) Für die 105 nm Junction ermittelte Peakhöhen der subharmonischen Gap-Struktur.

den nahezu gleichzeitig. Wie bei der Gatespannungsabhängigkeit der subharmonischen Gap-Struktur wurde die Peakhöhe in Abhängigkeit von der Temperatur ausgewertet. In Abb. 6.5 (links) ist für das OTBK-Modell die Peakhöhe der ersten drei Strukturen als Funktion der Temperatur gezeigt. Eine Auswertung für $n = 1$ ist erst oberhalb von etwa 7.5 K möglich, da unterhalb die differentiellen Kennlinien des Modells kein Maximum bei der Energie 2Δ besitzen. Unterhalb von etwa $0.3T_c$ ist die Amplitude der subharmonischen Gap-Struktur nahezu temperaturunabhängig. Für höhere Temperaturen nimmt sie zunehmend ab. Unterhalb der kritischen Temperatur durchläuft die Peakhöhe ein Maximum. In diesem Bereich ist nun auch für $n = 1$ ein Peak in den differentiellen Kennlinien des OTBK-Modells vorhanden.

Bei der gemessenen subharmischen Gap-Struktur nimmt die Amplitude der Peaks für $n = 2$ und $n = 3$ kontinuierlich ab (siehe Abb. 6.5 rechts). Nur für $n = 1$ zeigt sich ein breites Maximum unterhalb der kritischen Temperatur. Es fällt jedoch wesentlich schwächer als beim OTBK-Modell aus.

6.1.3 Einfluß der Kanallänge

Da OTBK- und SNeNS-Modell ballistische aber nicht kohärente Modelle sind, beinhalten sie auch keine Abhängigkeit von der Kanallänge. In den gemessenen differentiellen Strom-

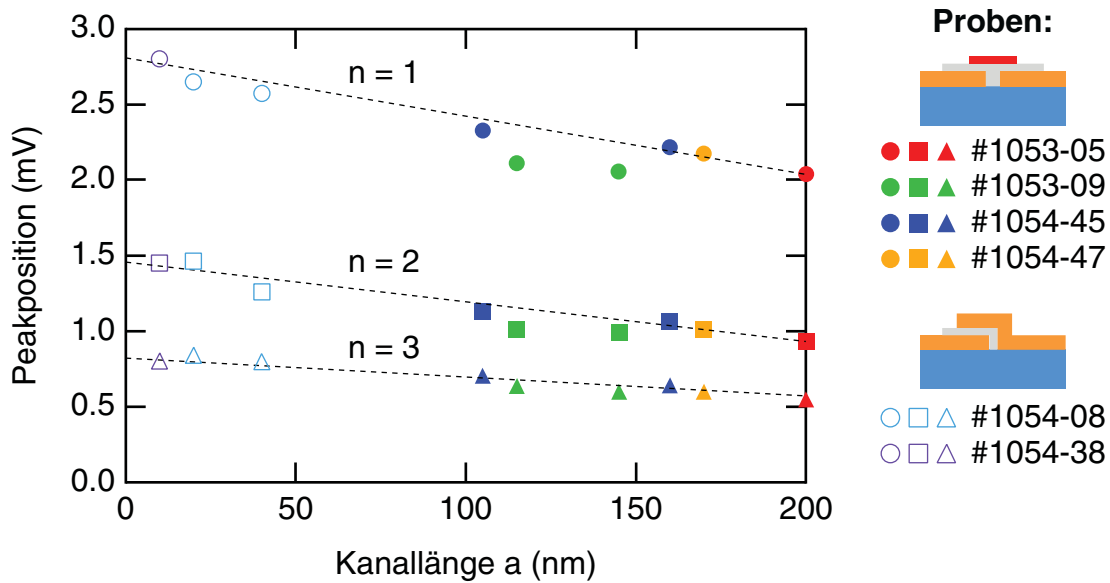


Abbildung 6.6: Einfluß der Kanallänge auf die Peakposition der subharmonischen Gap-Struktur. Die Daten der Überlapp-Strukturen stammen aus [Chr96, Bie97]. Die SGS der 10 nm und der 20 nm Junction ist aufgespalten. Es ist nur die jeweils energetisch höhere Peakposition dargestellt.

Spannungskennlinien ist jedoch eine klare Abhängigkeit von der Kanallänge zu erkennen. Die Position der ersten drei Peaks der subharmonischen Gap-Struktur ist in Abb. 6.6 als Funktion des Kontaktabstandes aufgetragen. Die Daten der Überlapp-Strukturen stammen dabei aus [Chr96, Bie97]. Die Gap-Strukturen der Kontakte mit 10 nm und 20 nm Kanallänge sind für $n=1$ und $n=2$ aufgespalten, wie es dem SNcNS-Modell zufolge zu erwarten ist [Chr96, Chr97a]. In der Darstellung ist jeweils nur die energetisch höhere Peakposition eingetragen, die im SNcNS-Modell der $2\Delta/n$ Serie entspricht. Die SGS der Überlapp-Struktur mit 40 nm Kanallänge zeigt wie die der JoFETs keine Aufspaltung. Es besteht eine weitgehend lineare Abhängigkeit vom Abstand der supraleitenden Kontakte. Aus dem Peak $n=1$ extrapoliert, ergibt sich für $a=0$ eine Energielücke von $\Delta = 1.41$ meV. Der Wert ist nur geringfügig kleiner als $\Delta = 1.46$ meV, der sich aus der mittleren kritischen Temperatur $T_c = 8.8$ K der Niobschichten ergibt.

Auch die höheren Ordnungen zeigen einen Einfluß der Kanallänge. In Abb. 6.7 sind für drei der SNS-Kontakte die Peakpositionen der SGS als Funktion der Temperatur aufgetragen. Die induzierte bzw. supraleitende Energielücke wurde für jeden der drei SNS-Kontakte aus der Peakposition für $n=1$ bei der tiefsten Temperatur ermittelt. Für alle anderen Indizes wurden daraus die entsprechenden subharmonischen Energien berechnet. Die Kurven in der Abb. 6.7 zeigen ihre Temperaturabhängigkeit. Bei der 200 nm Junction zeigen sich deutliche Abweichungen von der subharmonischen Periodizität, die für $n=3$ größer ist als für $n=2$. Zu kleineren Kanallängen wird die Periodizität besser erfüllt. Besonders gut ist dieser Effekt bei der $n=3$ Struktur zu erkennen.

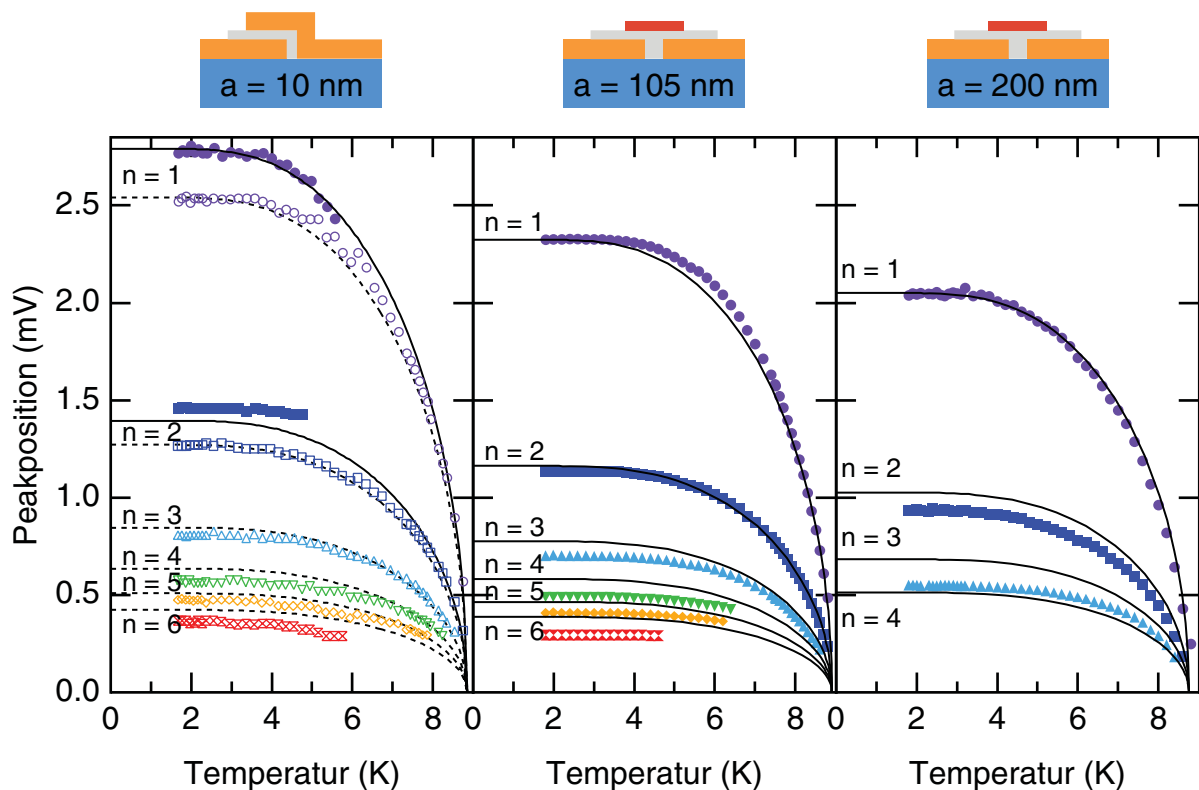


Abbildung 6.7: Peakposition der subharmonischen Gap-Struktur in Abhängigkeit von der Temperatur für drei Kanallängen a . Die Daten der Überlappstruktur ($a = 10$ nm) sind [Bie97] entnommen. Ihre SGS ist für $n = 1$ und $n = 2$ aufgespalten [Chr96]. Die Kurven zeigen den durch $2\Delta/n$ gegebenen Verlauf, wobei die Energielücke Δ jeweils der Peakposition für $n = 1$ angepaßt wurde.

Es ist möglich, daß der Einfluß der Kanallänge auf die subharmonische Gap-Struktur durch die Kohärenz der Quasiteilchen bei der Mehrfach-Andreev-Reflexion hervorgerufen wird. Es ist aber auch denkbar, daß durch Streuung bedingte Relaxationsprozesse für die Längenabhängigkeit verantwortlich sind, da die SNS-Kontakte dem quasiballistischen Regime zuzuordnen sind (siehe Abschnitt 4.7).

6.1.4 SNININS-Modell

Peter Samuelsson von der Chalmers University of Technology in Göteborg hat zur besseren Beschreibung der in dieser Arbeit vorgestellten JoFETs das Brouwer und Beenakker Modell wesentlich erweitert. Dabei ist es das Ziel, mit einem Modell sowohl die supraleitenden als auch die resistiven Eigenschaften zu erklären. Hierzu gehört insbesondere die im letzten Teilabschnitt angesprochene Längenabhängigkeit.

In Anlehnung an die Strukturinterpretation wird das modifizierte Modell als SNININS-Modell bezeichnet. Im folgenden werden zunächst die grundlegenden Ideen skizziert. Weitere Details sind in [Sam01] zu finden. Anschließend werden als ein erstes Ergebnis die mit diesem kohärenten Modell⁴ berechneten differentiellen Strom-Spannungskennlinien mit der Messung an der 105 nm Junction verglichen.

Wie beim Aminov-Modell (siehe Fußnote Seite 58) wird die Inversionsschicht unterhalb der supraleitenden Kontakte mit einbezogen (siehe Abb. 6.8 links). Andreev-Reflexionen finden nur in diesem Teil der Inversionsschicht statt. Es wird angenommen, daß ein Quasiteilchen eine konstante Strecke L_0 , die modenunabhängig ist, unter den supraleitenden Kontakt eindringt, bevor es Andreev reflektiert werden kann. Im Gegensatz zum Aminov-Modell wird hierfür ballistischer Transport angenommen. Hierzu ist es erforderlich, daß L_0 kleiner als die mittlere freie Weglänge ℓ in der Inversionsschicht unter den Kontakten ist. Nur die supraleitenden Kontakte werden als Reservoir interpretiert, die jeweils für sich im thermischen Gleichgewicht sind. Im Aminov-Modell wird auch die darunter befindliche Inversionsschicht als Teil des Reservoirs betrachtet.

Eine Normalreflexion kann im SNININS-Modell nur am Übergang zwischen der mit dem Supraleiter bedeckten Inversionsschicht und dem eigentlichen Kanal unter dem Gate stattfinden⁵. In diesem Modell wird die effektive Transmission D_{NN} zwischen beiden Bereichen der Inversionsschicht als modenunabhängig angenommen. Aufgrund der Präparation ist D_{NN} bei beiden Kontakten (siehe Abb. 6.8) gleich. Der Spannungsabfall erfolgt vollständig am Übergang zwischen dem Supraleiter und der darunterliegenden Inversionsschicht, da dessen Sharvin-Widerstand durch den Wechsel von einem 3D- zu einem 2D-System bestimmend ist.

Unterhalb des Supraleiters wird, wie beim Aminov-Modell, eine Energielücke E_g in die Inversionsschicht induziert, die von der Grenzflächentransparenz zwischen beiden Materialien abhängt. Daraus ergibt sich eine renormalisierte Andreev-Reflexionsamplitude⁶ $|\alpha(\varepsilon)|^2$. Sie hat beim SNININS-Modell ein breites Maximum bei der Energie E_g (siehe Abb. 6.8 rechts). Beim Aminov-Modell besitzt $|\alpha(\varepsilon)|^2$ zwei scharfe Peaks bei den Energien E_g und Δ (siehe [Sam01]).

Zur besseren Beschreibung der Messungen werden die mit dem Modell berechneten Strom-Spannungskennlinien mit einer Gaußverteilung geglättet. Dadurch wird der Einfluß von nicht im Modell berücksichtigten Effekten, die die Kohärenz zerstören, simuliert.

⁴Das OTBK-Modell, sowie dessen Erweiterung zum SNeNS-Modell, ist zwar ein ballistisches, jedoch inkohärentes Modell.

⁵Beide Bereiche bestehen aus dem gleichen Material, ihre Ladungsträgerdichten und damit auch ihre Fermigeschwindigkeiten sind im allgemeinen jedoch unterschiedlich: Die Dichte unter den Kontakten ist durch das Substrat und die Präparation festgelegt. Insbesondere das Reinigungssputtern des InAs-Substrates vor dem Sputtern der Niob-Schicht (siehe Abschnitt 3.2) beeinflusst die Ladungsträgerdichte der Inversionsschicht [Mag95b]. Nur im Kanalbereich kann die Dichte durch eine angelegte Gatespannung variiert werden.

⁶Qualitativ läßt sie sich mit der Andreev-Reflexionswahrscheinlichkeit des BTK-Modells vergleichen (siehe Abb. 2.2), die zusätzlich eine Normalreflexion berücksichtigt.

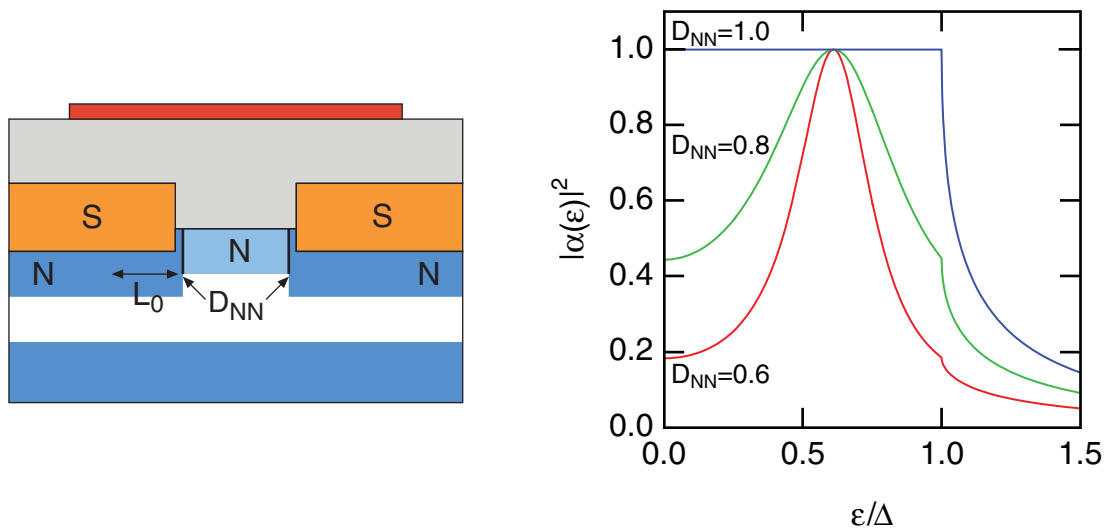


Abbildung 6.8: (links) SNININS-Modell [Sam01]. In die Inversionsschicht unterhalb der Kontakte wird eine Energielücke E_g induziert. Die Quasiteilchen dringen eine Länge L_0 unter die Kontakte ein, bevor sie Andreev reflektiert werden. Normalreflexion findet an den Grenzflächen (Transmission D_{NN}) zum eigentlichen Kanal statt. (rechts) Renormalisierte Andreev-Reflexionsamplitude $|\alpha(\epsilon)|^2$ für verschiedene effektive Transmissionen D_{NN} und $E_g = 0.7 \Delta$ (aus [Sam01]).

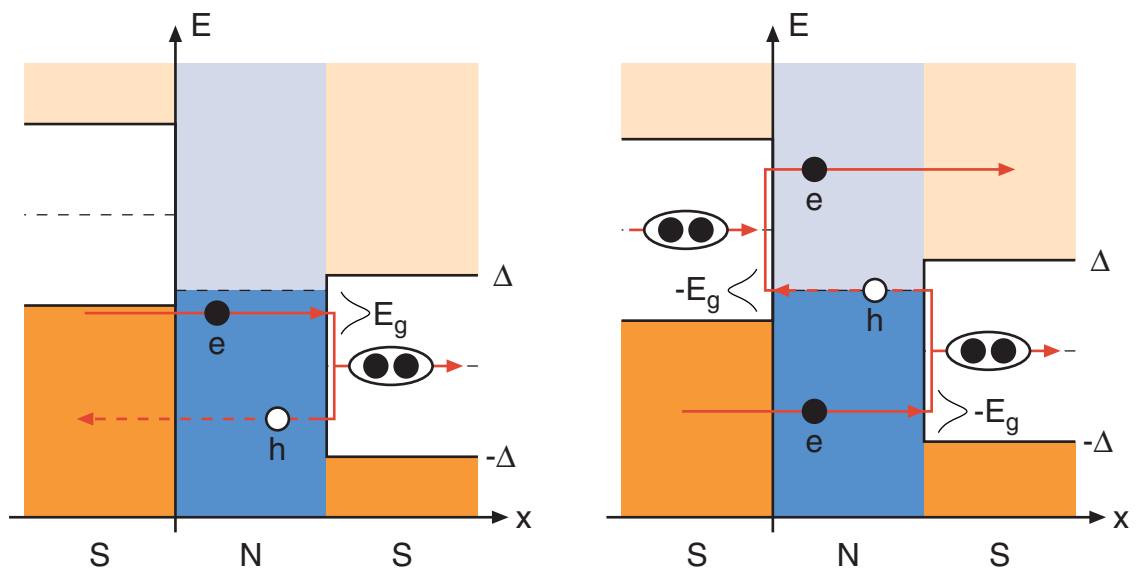


Abbildung 6.9: (links) Zweiteilchen-Prozess für die Spannung $U = (\Delta + E_g)/e$, bei der der Beitrag zur differentiellen Leitfähigkeit dI/dU maximal ist. Schematisch ist die bei E_g resonante Andreev-Reflexionswahrscheinlichkeit eingezeichnet. (rechts) Dreiteilchen-Prozess mit zwei Andreev-Reflexionen. Der Beitrag zum Strom ist für den Prozess bei der dargestellten Spannung von $U = 2E_g/e$ maximal.

Die mit dem SNININS-Modell berechnete differentielle Leitfähigkeit dI/dU ist in Abb. 6.10 (links) gezeigt (durchgezogene Kurve). Ihre Minima bilden eine Serie, die etwa bei den Energien $(\Delta + E_g)/n$ liegen. Die Transportprozesse lassen sich entsprechend ihrer Ladungszahl klassifizieren. In Abb. 6.9 sind exemplarisch zwei Prozesse dargestellt, bei denen zwei bzw. drei Ladungen beteiligt sind. Ihre Beiträge I_n , wobei n die Anzahl der transportierten Ladungen ist, zum Gesamtstrom I können ebenfalls mit dem Modell berechnet werden. Durch Interferenzterme ist I nicht gleich der Summe aller Teilströme I_n . Die Struktur von dI/dU wird je nach Spannung durch zwei Prozesse bestimmt, die sich in der Ladungszahl um eins unterscheiden: Bei der Energie $\Delta + E_g$ sind die Zwei- und Drei-Ladungsprozesse dominierend, bei $(\Delta + E_g)/2$ die Drei- und Vier-Ladungsprozesse usw. Der Beitrag des ersten besitzt bei der entsprechenden Energie jeweils ein Minimum und der des zweiten ein Maximum (siehe gestrichelte Kurven in Abb. 6.10 links). Die Minima der zweiten Ableitung der Leitfähigkeit d^2I/dU^2 (siehe Abb. 6.10 rechts) liegen bei $2E_g/n$. Sie werden jeweils im wesentlichen nur durch einen Prozeß bestimmt.

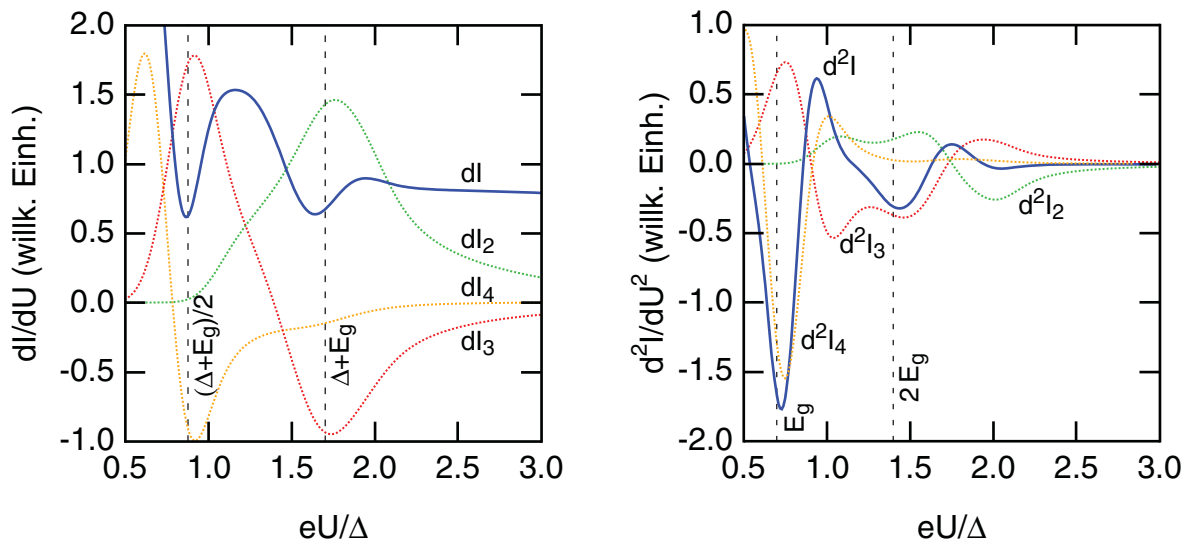


Abbildung 6.10: (links) Mit dem SNININS-Modell berechnete differentielle Leitfähigkeit dI/dU (aus [Sam01]). Ihre Minima bilden die Serie $(\Delta + E_g)/n$. Die Beiträge der Zwei-, Drei- und Vier-Ladungsprozesse (siehe Abb. 6.9) sind gestrichelt eingezeichnet. Die Minima von dI/dU werden durch das Wechselspiel jeweils zweier Teilprozesse bestimmt: Bei der Energie $\Delta + E_g$ ist die durch den Zwei-Ladungsprozeß gegebene differentielle Leitfähigkeit maximal, während die des Drei-Ladungsprozesses an dieser Position ein Minimum besitzt. (Gerechnet mit $E_g = \Delta$, $D_{NN} = 0.85$, $a = 200$ nm und einer Spannungsmittelung von 0.1Δ .) **(rechts)** Zweite Ableitung der Leitfähigkeit d^2I/dU^2 (durchgezogene Kurve) und die entsprechenden Beiträge der Zwei-, Drei- und Vier-Ladungsprozesse (gestrichelt). Die Minima von d^2I/dU^2 befinden sich bei $2E_g/n$. Sie werden jeweils von nur einem Teilprozeß dominiert.

Die induzierte Energielücke E_g und die supraleitende Energielücke Δ können somit aus den Minima der ersten und der zweiten Ableitung der Leitfähigkeit ermittelt werden. Bei den in dieser Arbeit vorgestellten JoFETs entspricht der so ermittelte Wert für Δ dem, der sich aus der kritischen Temperatur des Niobfilms ergibt. Die induzierte Energielücke beträgt für die 105 nm Junction der Probe #1054-45 $E_g = 1.0$ meV. Der Wert nimmt mit zunehmender Kanallänge ab und erreicht $E_g = 0.8$ meV bei $a = 200$ nm. Der für die Überlapp-Strukturen ermittelte Wert von $E_g = 1.2$ meV (siehe [Chr96, Chr97a]) fügt sich in diese Längenabhängigkeit ein. Die Transmission D_{NN} wird analog zum Abschnitt 4.7 aus dem normalleitenden Widerstand R_n bestimmt. Nur die Breite der Gaußverteilung, die zur Mittelung der berechneten Strom-Spannungskennlinien benötigt wird, stellt einen Fitparameter zur Beschreibung der gemessenen differentiellen Widerstandskennlinien dar. Für die 105 nm Junction ist in Abb. 6.11 ein Vergleich mit dem SNININS- und dem kohärenten Aminov-Modell gezeigt [Sam01]. Das Aminov-Modell ergibt eine Aufspaltung des Peaks $n=1$, die zwar bei den Überlapp-Strukturen mit kurzen Kanallängen (siehe [Chr96, Chr97a]), nicht jedoch bei den JoFETs beobachtet wird. Im Gegensatz zum OTBK-Modell ergibt sich nun auch für $n=1$ der subharmonischen Gap-Struktur ein Maximum des differentiellen Widerstandes. Bei beiden Modellkurven ist sie durch die

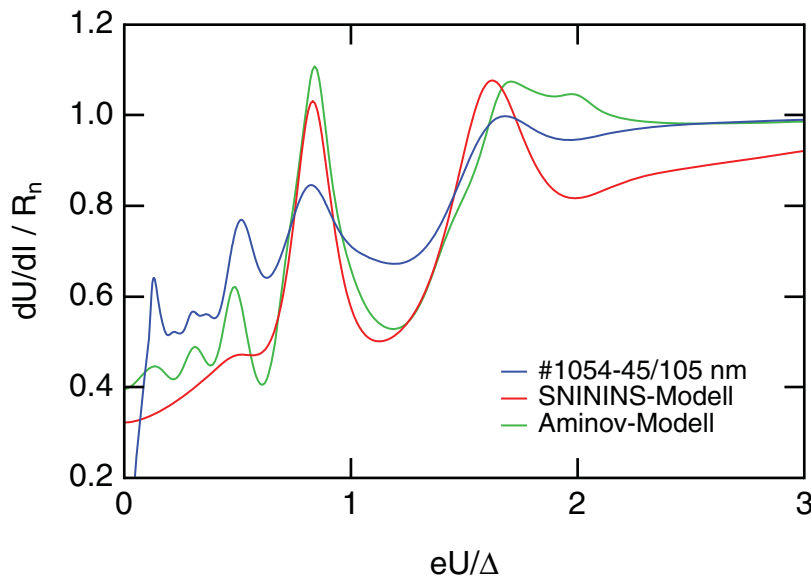


Abbildung 6.11: Differentieller Widerstand dU/dI der 105 nm Junction (Probe #1054-45) bei $V_g = 60$ V und $T = 1.8$ K im Vergleich mit dem kohärenten Aminov-Modell und dem SNININS-Modell (aus [Sam01]). Die Energielücke $\Delta = 1.45$ meV und die induzierte Energielücke $E_g = 0.7 \Delta$ ergeben sich aus den Minima von dI/dU und d^2I/dU^2 (siehe Abb. 6.10). Die Transmission $D_{NN} = 0.85$ ist aus dem normalleitenden Widerstand R_n der Probe ermittelt. Nur die Breite der zur Spannungsmittelung verwendeten Gaußverteilung von 0.12Δ (SNININS-Modell) bzw. 0.05Δ (Aminov-Modell) wurde unmittelbar der gemessenen differentiellen Widerstandskennlinie angepaßt.

Mittelung nur noch bis $n = 3$ vorhanden. Wird eine schmalere Gaußverteilung zur Mittelung verwendet, so vergrößern sich die in den berechneten Kurven sichtbaren Strukturen. Eine verbesserte Übereinstimmung mit der Messung ließe sich wahrscheinlich durch eine mit der Spannung zunehmende Glättung erreichen.

6.2 Exzeß-Strom

Der Einfluß der Gatespannung auf den Exzeß-Strom I_{exc} ist für die beiden Junctions der Probe #1054-45 in Abb. 6.12 gezeigt. Da der Exzeß-Strom durch die lineare Extrapolation der Strom-Spannungskennlinie bei großen Spannungen $U \gg \Delta/e$ ermittelt wird (siehe Abschnitt 2.6), ist sein relativer Meßfehler größer als beim kritischen Strom. Nahe und unterhalb des Einsatzes der Inversion ist die Strom-Spannungskennlinie auch bei großen Spannungen nicht mehr linear, d.h. der differentielle Widerstand sättigt sich nicht. Zusätzlich wird sein Verlauf asymmetrisch, so daß sich für positive und negative Spannungen unterschiedliche Exzeß-Ströme ergeben. In der Abbildung ist daher jeweils ihr Mittelwert eingezeichnet. Oberhalb von etwa $n_s = 0.35 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ sind die differentiellen Strom-Spannungskennlinien symmetrisch (siehe Abb. 6.4), so daß sich für positive und negative Spannungen der gleiche Exzeß-Strom ergibt.

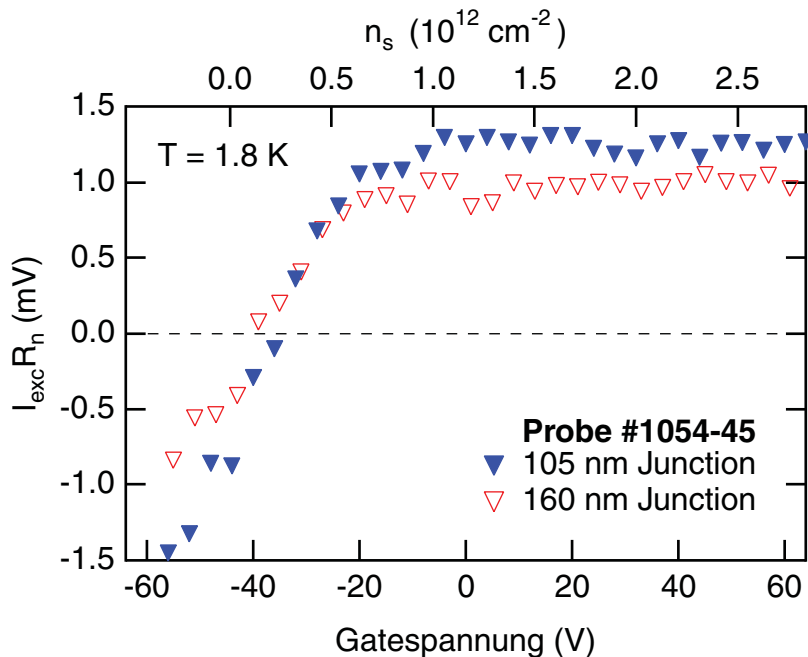


Abbildung 6.12: Gatespannungsabhängigkeit des Exzeß-Stromes der JoFETs mit 105 nm und 160 nm Kanallänge. Die Ladungsträgerdichte wurde aus SdH-Messungen ermittelt (siehe Abschnitt 4.6). Unterhalb des Thresholds erfolgt der Transport über das Volumen des Substrates (siehe Abb. 4.20 links).

Im OTBK-Modell wird $I_{exc}R_n/\Delta$ nur durch die effektive Transmission D_{SN} bestimmt (siehe Abb. 2.8 rechts). In Umkehrung kann D_{SN} so aus I_{exc} mit dem Modell berechnet werden. Dessen Sättigung bei hohen Ladungsträgerdichten (siehe Abb. 4.19 rechts) zeigt sich auch in der Messung des Exzeß-Stromes. Die sich aus dem OTBK-Modell ergebende effektive Transmission ist jedoch mit $D_{SN} = 0.71$ (105 nm Junction) bzw. $D_{SN} = 0.66$ (106 nm Junction) niedriger als die, die sich aus der SGS oder dem normalleitenden Widerstand ergibt (siehe Tab. 6.1). Unterhalb der Dichte von $n_s = 0.5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ fällt der Exzeß-Strom nahezu linear ab. Die Abnahme setzt bei einer geringeren Dichte ein, als es entsprechend der aus R_n ermittelten effektiven Transmission zu erwarten wäre. Unterhalb des Einsatzes der Inversion, d.h. bei einem Transport durch das Volumen (siehe Abb. 4.20 links), geht der Verlauf des Exzeß-Stromes kontinuierlich weiter. Das belegt erneut (siehe Abschnitt 6.1.1), daß die Andreev-Reflexionen unterhalb der Niob-Kontakte erfolgen.

Der Temperaturverlauf des Exzeß-Stromes der 105 nm Junction ist in Abb. 6.13 dargestellt. Er wird sehr gut durch die Temperaturabhängigkeit der supraleitenden Energielücke beschrieben. Die sich aus dem Verlauf ergebende kritische Temperatur entspricht der, die sich aus der Widerstandsmessung der Niobfilms ergibt. Das widerlegt, wie die Temperaturabhängigkeit der subharmonischen Gap-Struktur (siehe Abschnitt 6.1.2), die Existenz einer degradierten Niobschicht an der Grenzfläche zur Inversionsschicht.

Das OTBK-Modell beinhaltet als ballistisches, nichtkohärentes Modell keine Längenabhängigkeit. Wie bei der subharmonischen Gap-Struktur ist im Experiment der Exzeß-Strom von der Kanallänge der Struktur abhängig. In Abb. 6.14 ist I_{exc} als Funktion des

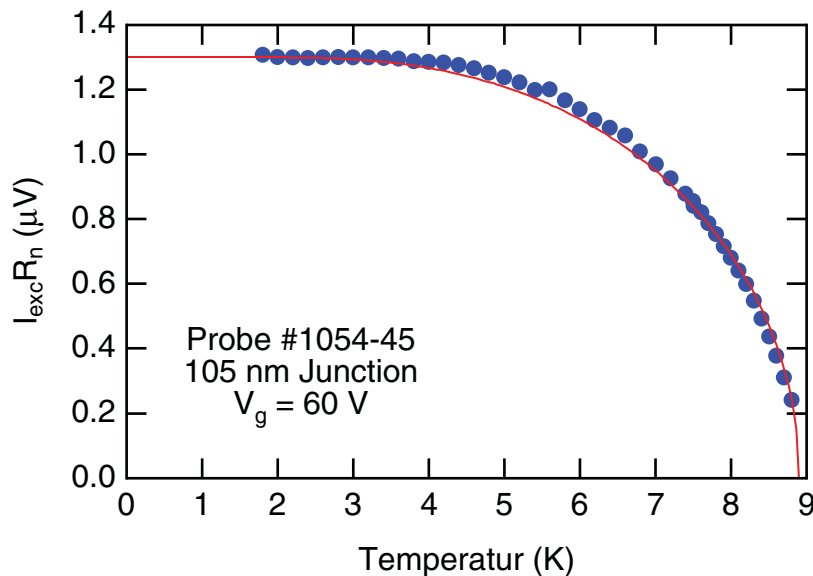


Abbildung 6.13: Exzeß-Strom als Funktion der Temperatur. Die durchgezogene Kurve zeigt skaliert den Verlauf der Energielücke. Die kritische Temperatur entspricht der des Niob-Films.

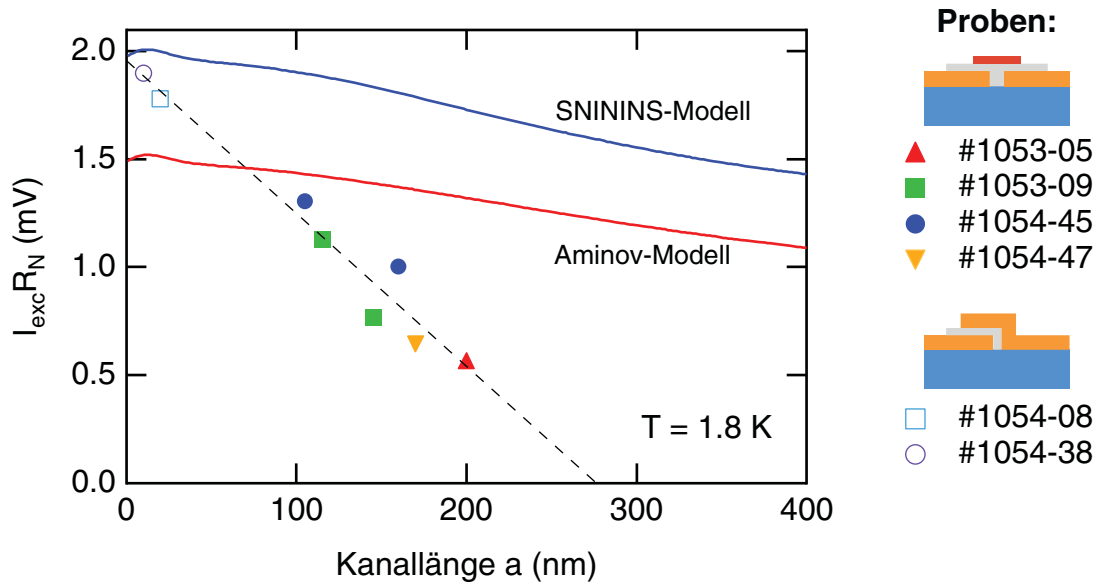


Abbildung 6.14: Einfluß der Kanallänge auf den Exzeß-Strom. Die Daten der Überlapp-Strukturen sind [Chr96, Bie97] entnommen. Bei den JoFETs wurde jeweils der Sättigungswert bei hohen Ladungsträgerdichten (siehe Abb. 6.12) eingezeichnet. Die beiden Modell-Kurven sind für $E_g = 0.7 \Delta$ und $D_{NN} = 0.85$ berechnet und stammen aus [Sam01]. Hierbei wurde D_{NN} aus dem normalleitenden Widerstand und E_g aus der SGS der 105 nm Junction bestimmt.

Kontaktabstandes aufgetragen. Es ist eine näherungsweise lineare Abnahme mit anwachsender Kanallänge zu beobachten.

Der Exzeß-Strom des SNININS- und des Aminov-Modells oszilliert schwach in Abhängigkeit von der Kanallänge [Sam01]. Die charakteristische Länge ist dabei die Kohärenzlänge ξ_0 , die bei der gegebenen Dichte etwa 600 nm beträgt. Da die untersuchten Kanallängen somit kleiner als ξ_0 sind, ist in den Messungen keine Oszillation zu erwarten. Der Verlauf von $I_{exc} R_n$ ist für beide Modell in Abb. 6.14 eingezeichnet. Die in die Rechnung eingehende induzierte Energielücke E_g und die effektive Transmission D_{NN} sind für die 105 nm Junction aus der subharmonischen Gap-Struktur bzw. aus dem normalleitenden Widerstand bestimmt worden [Sam01]. Die gemessene Längenabhängigkeit ist wesentlich stärker als es beide Modelle vorhersagen. Samuelsson vermutet, daß hierfür inelastische Streuprozesse verantwortlich sein können. Erste Rechnungen an einem vereinfachten Modell belegen diese Annahme [Sam01]. Danach wird I_{exc} hauptsächlich durch Ein- und Zwei-Ladungsprozesse bestimmt. Die Zwei-Ladungsprozesse bewirken einen Exzeß-Strom, der im relevanten Kanallängenbereich ansteigt. Die Ein-Ladungsprozesse ergeben einen Defizit-Strom, der ebenfalls ansteigt. Durch inelastische Streuprozesse unterhalb der Niob-Kontakte wird der Strom der Zwei-Ladungsprozesse stärker abgeschwächt als der der Ein-Ladungsprozesse. Beim Gesamtstrom ergibt sich so eine deutlichere Abnahme des Exzeß-Stromes zu größeren Kanallängen als ohne inelastische Streuung.

6.3 Hysterese der Strom-Spannungskennlinien

Die Strom-Spannungskennlinien der untersuchten JoFETs sind bei tiefen Temperaturen hysteretisch (siehe Abb. 6.15 links). Der kritische Strom I_c der Junction wird nur beim Wechsel vom supraleitenden in den resistiven Zustand erreicht. Beim entgegengesetzten Übergang aus dem resistiven Teil der Kennlinie ist der maximale Suprastrom kleiner als I_c . Er wird mit I_{ret} (*return current*) bezeichnet.

Der Temperaturverlauf von I_{ret} unterscheidet sich wesentlich von dem des kritischen Stromes (siehe Abb. 6.16 links). Unterhalb von etwa 3 K sättigt sich I_{ret} , während I_c noch weiter ansteigt. Die Hysterese nimmt also zu niedrigeren Temperaturen zu. Sie wird auch durch die angelegte Gatespannung beeinflusst (siehe Abb. 6.16 rechts). Mit abnehmender Gatespannung verringert sich auch die Hysterese, bis sie schließlich ganz verschwindet. Eine systematische Abhängigkeit von der Kanallänge ist jedoch nicht festzustellen. Die 160 nm Junction der Probe #1054-45 zeigt bei den untersuchten JoFETs die stärkste Hysterese, d.h. das Verhältnis I_{ret}/I_c nimmt die kleinsten Werte an.

Auch bei den Überlapp-Strukturen werden hysteretische Kennlinien beobachtet [Chr96, Bie97]. Die Strom-Spannungskennlinien der SNS-Kontakte, die auf Heterostrukturen basieren, sind ebenfalls hysteretisch [Mur96, Sch99, Hei99, Ric00].

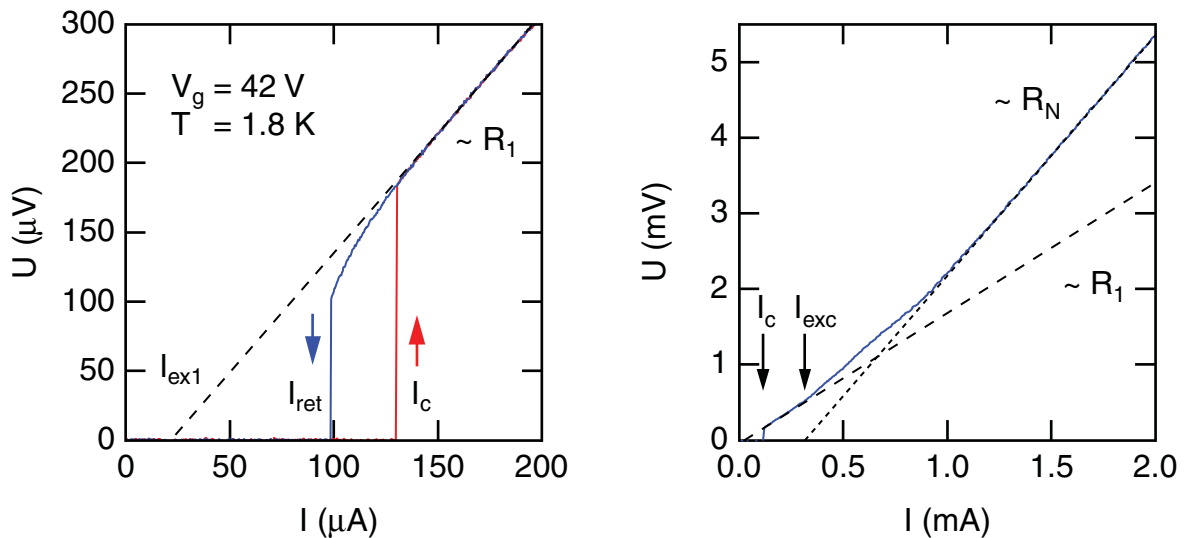


Abbildung 6.15: (links) Hysterese der Strom-Spannungskennlinie am Beispiel einer Messung der 160 nm Junction der Probe #1054-45. In dem Bereich kleiner Spannungen ($U \ll \Delta/e$) wird der Verlauf durch den Widerstand R_1 und den reduzierten Exzeß-Strom I_{ex1} charakterisiert. (rechts) Erst bei hohen Spannungen ($U \gg \Delta/e$) wird die Kennlinie durch den normalleitenden Widerstand R_n und den Exzeßstrom I_{exc} bestimmt. Die Nichtlinearität im Übergangsbereich wird durch die subharmonische Gapstruktur hervorgerufen (siehe Abschnitt 6.1).

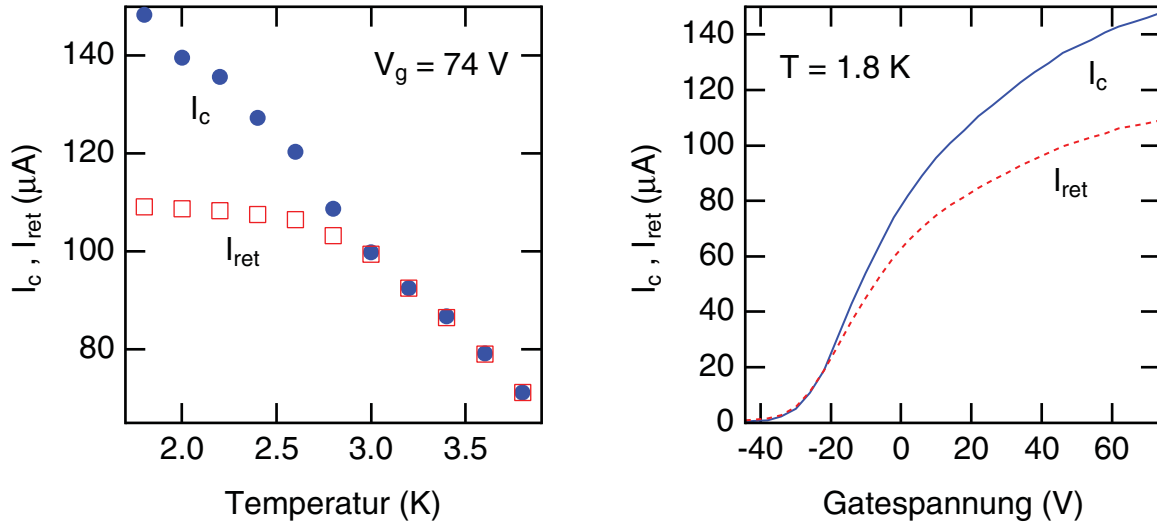


Abbildung 6.16: Kritische Ströme I_c und I_{ret} der 160 nm Junction der Probe #1054-45. **(links)** Temperaturabhängigkeit der Hysterese. **(rechts)** Einfluß der Gatespannung. Mit abnehmender Gatespannung verringert sich die Hysterese. Unterhalb von $V_g = -20$ V sind die Strom-Spannungskennlinien nicht mehr hysteretisch.

Bei Tunnelkontakten hat sich das phänomenologische RCSJ-Modell⁷ zur Beschreibung von hysteretischen Strom-Spannungskennlinien bewährt [McC68b, Ste68]. Hierbei wird zur Modellierung des realen Josephson-Kontaktes eine Parallelschaltung (siehe Abb. 6.17) aus einem Widerstand R , einer Kapazität C und einem idealen Josephson-Kontakt mit sinusförmiger Strom-Phasenbeziehung (siehe Abschnitt 5.3) betrachtet. Um den Exzeß-Strom der SNS-Junctions zu berücksichtigen, wird das Modell um eine zusätzliche parallelgeschaltete Stromquelle erweitert. Es wird jedoch nicht um eine Rauschstromquelle [Tes77, Sta95] oder eine Induktivität [McC68a] ergänzt. Beides würde zu einer Verrundung der simulierten Strom-Spannungscharakteristiken führen, die bei den gemessenen hysteretischen Kennlinien nicht auftritt (siehe Abb. 6.15 links).

Für den Bias-Strom I ergibt sich aus der Ersatzschaltung des RCSJ-Modells:

$$I = \frac{U(t)}{R} + C \frac{dU(t)}{dt} + I_c \sin(\phi(t)) + I_{exc} \quad (6.1)$$

Die Phase $\phi(t)$ ist mit der Spannung $U(t)$ über die zweite Josephsongleichung⁸ verknüpft:

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{2e}{\hbar} U(t) \quad (6.2)$$

Das Differentialgleichungssystem kann numerisch gelöst werden (z. B. Runge-Kutta Algorithmus vierter Ordnung, siehe [Pre92]). Um dimensionslose Größen zu erhalten, wird

⁷RCSJ steht für *resistively and capacitively shunted junction*.

⁸Gleichung 5.8 wird als erste Josephsongleichung bezeichnet.

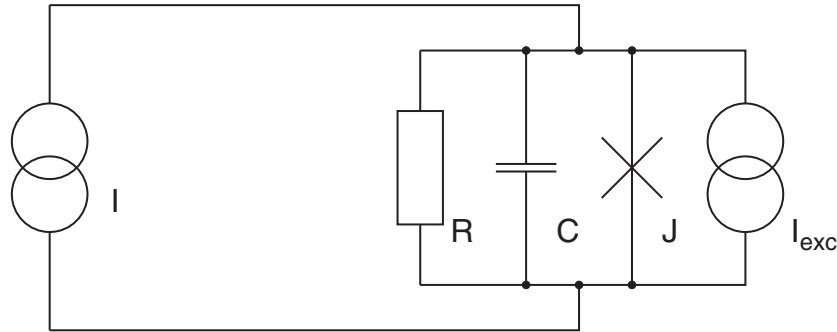


Abbildung 6.17: Ersatzschaltung des RCSJ-Modells. Der Quasiteilchenstrom wird durch den Widerstand R beschrieben. Eine kapazitive Kopplung der beiden supraleitenden Kontakte wird mit einer Kapazität C berücksichtigt. Der Josephson-Kontakt J wird als ideal angenommen, d.h. für ihn gelten die beiden Josephsongleichung (Gleichung 5.8 und 6.2). Das Standardmodell ist um eine zusätzliche Stromquelle erweitert, die den Exzeßstrom I_{exc} der SNS-Kontakte berücksichtigt.

anstelle der Kapazität C der McCumber-Parameter β_c verwendet [McC68b, McC68a]:

$$\beta_c = \frac{2\pi I_c R^2 C}{\Phi_0} \quad (6.3)$$

Hierbei ist Φ_0 das Flußquant (siehe Abschnitt 5.4). Die Hysterese der Strom-Spannungskennlinie des RCSJ-Modells wird ausschließlich durch den Parameter β_c bestimmt. Den beiden Josephsongleichungen entsprechend oszilliert die Spannung $U(t)$ mit der Josephson-Frequenz. Um den Gleichspannungsanteil zu erhalten, wird deshalb aus der berechneten Spannung $U(t)$ der zeitliche Mittelwert \bar{U} ermittelt.

Die Kapazität, die durch die beiden supraleitenden Kontakte gebildet wird, ist mehr als eine Größenordnung zu klein, um entsprechend dem RCSJ-Modell eine Hysterese der Strom-Spannungskennlinien zu bewirken [Mur96, Hei99]. Durch das Gate der JoFETs kann eine wesentlich größere kapazitive Kopplung erwartet werden. Sie sollte jedoch kleiner als die Kapazität sein, die durch die gesamte Gatefläche gegeben ist (ca. 75 pF). Durch das Löchergas im Volumen des InAs-Substrates ergibt sich ebenfalls eine mögliche kapazitive Kopplung der beiden supraleitenden Kontakte. Die effektive Kapazität der Junction läßt sich nur schwer abschätzen. Im weiteren wird deshalb die Kapazität C bzw. der McCumber-Parameter β_c als eine empirische Größe betrachtet.

Durch die subharmonische Gap-Struktur ist die Strom-Spannungskennlinie der SNS-Kontakte nicht linear (siehe Abb. 6.15 rechts). Das RCSJ-Modell soll hier nur zur Beschreibung der Kennlinie bei kleinen Spannungen $U \ll \Delta/e$ dienen. Für diesen Bereich kann sie durch einen Widerstand R_1 und einen Exzeß-Strom I_{ex1} charakterisiert werden (siehe Abb. 6.15 links). Eine Berücksichtigung der Spannungsabhängigkeit des Exzeß-Stromes (siehe [Ric00]) ist deshalb nicht erforderlich.

In Abb. 6.18 sind die UI-Kennlinien der 160 nm Junction (Probe #1054-45) zusammen mit den Kurven des RCSJ-Modells gezeigt. Die Werte des Parameters β_C wurden jeweils entsprechend der gemessenen Hysterese angepaßt. Für eine hohe Gatespannung, d.h. für eine relativ große Hysterese, stimmt die Kennlinie des RCSJ-Modells sehr gut mit der gemessenen überein. Obwohl die Hysterese der Überlapp-Strukturen noch größer als bei

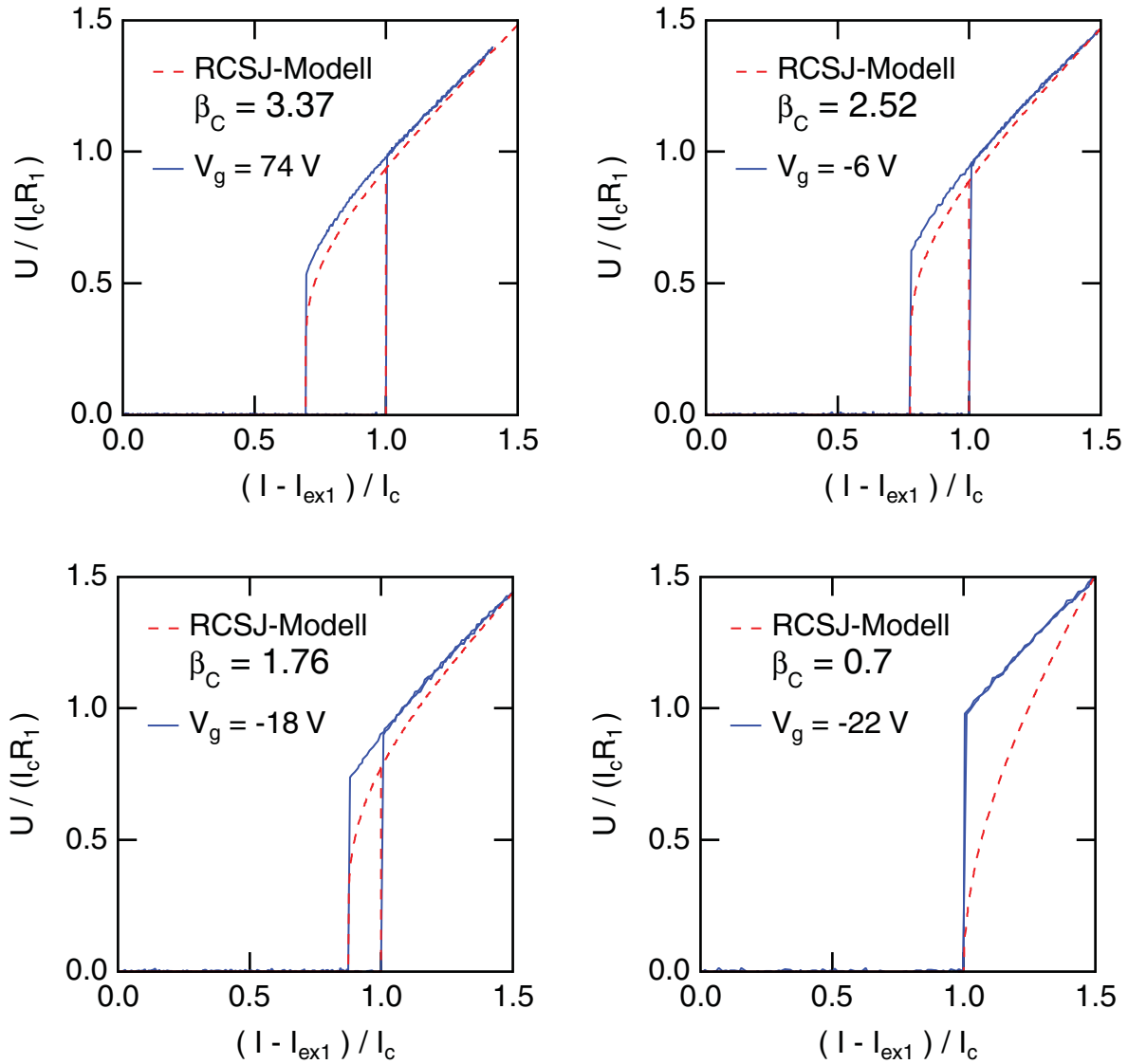


Abbildung 6.18: Strom-Spannungskennlinien der 160 nm Junction der Probe #1054-45 für verschiedene Gatespannungen bei $T = 1.8$ K im Vergleich mit dem RCSJ-Modell. Der jeweils angegebene McCumber-Parameter β_C wurde entsprechend der Hysterese der gemessenen Kennlinie gewählt. Der Widerstand R_1 und der Teilexzeß-Strom I_{ex1} wurden für die gemessenen Kennlinien entsprechend Abb. 6.15 (links) bestimmt.

den JoFETs ausfällt, entsprechen ihre Strom-Spannungskennlinien jedoch nicht denen des RCSJ-Modells [Chr96]. Mit abnehmender Hysterese weichen die Kennlinien des Modells immer stärker von den gemessenen Kurven des JoFETs ab. Die nichthysteretische Strom-Spannungskennlinie kann schließlich nicht mehr durch das RCSJ-Modell beschrieben werden.

Im RCSJ-Modell wird eine sinusförmige Strom-Phasenbeziehung angenommen (siehe Gleichung 6.1). Für einen SNS-Kontakt stellt diese Annahme bei hochtransparenten Grenzflächen und tiefen Temperaturen nur eine grobe Näherung dar (siehe Abschnitt 5.3). Deshalb wird das RCSJ-Modell nun auf eine nichtsinusförmige Strom-Phasenbeziehung erweitert. Im Brouwer und Beenakker Modell ist $I_S(\phi)$ durch Gleichung 2.21 gegeben. Um das modifizierte RCSJ-Modell so einfach wie möglich zu halten, wird die Strom-Phasenbeziehung des Grenzfalls eines kurzen SNS-Kontaktes ($a \ll \xi_0$) mit idealen Grenzbedingungen ($D_{SN,n} = 1$ für alle Moden) verwendet, die durch einen wesentlich einfacheren Ausdruck berechnet werden kann [Mur97]:

$$I_S(\phi) = \frac{\pi\Delta}{eR_n} \sin\left(\frac{\phi}{2}\right) \tanh\left(\frac{\Delta \cos\left(\frac{\phi}{2}\right)}{2k_B T}\right) \quad (6.4)$$

Der normalleitende Widerstand R_n ist in diesem Fall gleich dem Sharvin-Widerstand R_{sh} (siehe Gleichung 4.22). Für $T = 1.8$ K und $\Delta = 1.44$ meV ($T_c = 8.85$ K) ist die Strom-Phasenbeziehung in Abb. 6.19 (rechts) gezeigt. Die Abweichung vom sinusförmigen Verlauf ist stärker als beim Brouwer und Beenakker Modell mit realistischen Werten für Transparenz und Kanallänge (siehe Abb. 5.14 und 5.15). Die Strom-Spannungskennlinien des so erweiterten RCSJ-Modells weichen nur unwesentlich von denen ab, die mit sinusförmiger Strom-Phasenbeziehung berechnet wurden. Für eine gegebene Hysterese I_c/I_{ret} ist jedoch ein größerer Wert des McCumber-Parameters erforderlich (siehe Abb. 6.19 links). Der Unterschied zwischen den mit dem RCSJ-Modell berechneten und den gemessenen Strom-Spannungskennlinien kann somit nicht durch die vom Sinus abweichende Strom-Phasenbeziehung erklärt werden.

In Abb. 6.19 (links) ist auch der mit Gleichung 6.3 für die 160 nm Junction der Probe #1054-45 aus dem kritischen Strom I_c und dem Widerstand R_1 berechnete McCumber-Parameter in Abhängigkeit von I_{ret}/I_c aufgetragen. Die Hysterese wurde durch die Temperatur variiert. Die Kapazität C wurde für jede Gatespannung so gewählt, daß β_c für $I_{ret} = 0.85 I_c$ mit dem RCSJ-Modell übereinstimmt. Für β_c ergibt sich unabhängig von der Gatespannung derselbe Verlauf, der sich vom RCSJ-Modell unterscheidet⁹. Auch bei den Überlapp-Strukturen ergibt sich ein ähnliches Bild [Chr96].

Auch wenn das RCSJ-Modell die hysteretischen Strom-Spannungskennlinien der JoFETs bei hohen Ladungsträgerdichten im 2DEG gut erfaßt, kann es den Übergang zu den nichthysteretischen Kennlinien bei niedrigeren Dichten nicht beschreiben. Die wesentlich

⁹In der logarithmischen Darstellung der Abb. 6.19 (links) würde eine andere Wahl der Kapazität die Meßpunkte nur vertikal verschieben, während ihre Steigung unverändert bleibt.

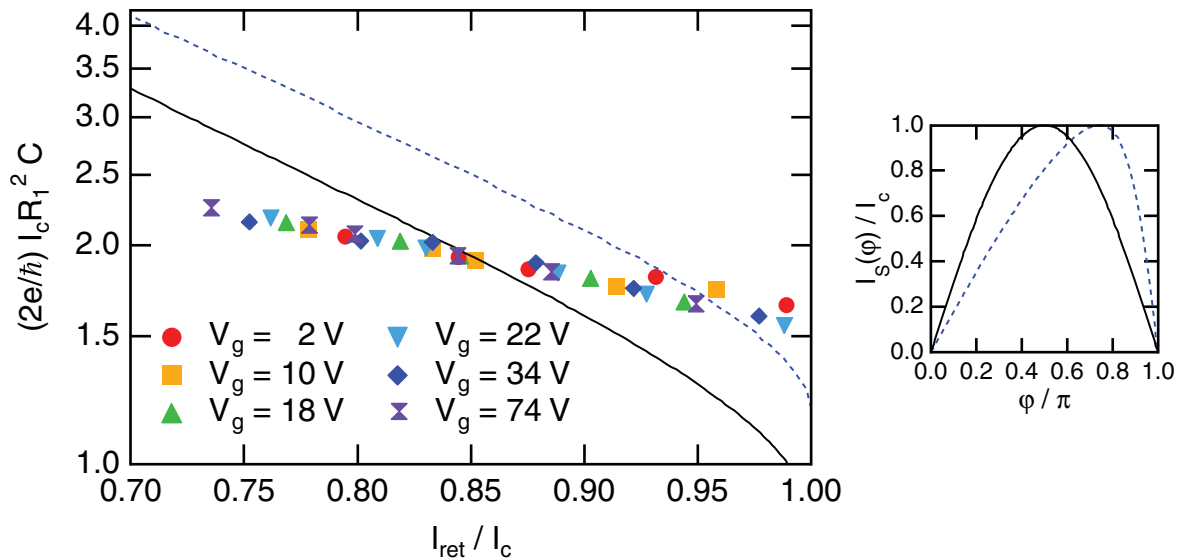


Abbildung 6.19: (links) McCumber-Parameter $\beta_C = (2e/\hbar)I_c R_1^2 C$ (durchgezogene Kurve) des RCSJ-Modells als Funktion der Hysterese I_{ret}/I_c . Für die 160 nm Junction der Probe #1054-45 wurde β_C aus dem kritischen Strom I_c und dem Widerstand R_1 (siehe Abb. 6.15) berechnet (Symbole). Mit der Temperatur kann die Hysterese des JoFETs bei konstanter Gatespannung variiert werden (siehe Abb. 6.16 links). Die in die Berechnung von β_C eingehende Kapazität C wurde für jede Gatespannung so gewählt, daß für $I_{ret} = 0.85 I_c$ die Messung mit dem RCSJ-Modell übereinstimmt. Die gestrichelte Kurve ist mit dem RCSJ-Modell berechnet, das um eine nichtsinusförmige Strom-Phasenbeziehung erweitert wurde. (rechts) Für das RCSJ-Modell verwendete Strom-Phasenbeziehungen. Das ursprüngliche Modell setzt einen sinusförmigen Verlauf an (durchgezogene Kurve). Die nichtsinusförmige Strom-Phasenbeziehung (gestrichelte Kurve) ist mit Gleichung 6.4 für $T = 1.8$ K und $\Delta = 1.44$ meV ($T_c = 8.85$ K) berechnet.

stärker hysteretischen Kennlinien der Überlapp-Strukturen entsprechen nicht dem RCSJ-Modell. Es ist deshalb anzunehmen, daß neben einer kapazitiven Kopplung der beiden Supraleiter noch ein weiterer Mechanismus für die Hysterese verantwortlich ist. Heida et al. erklären die Hysterese ihrer Proben durch einen Aufheiz-Effekt [Hei99]: Durch die Mehrfach-Andreev-Reflexion im resistiven Zustand ergibt sich für die supraleitenden Reservoirs eine im Vergleich zu Fermi-Dirac verschmiertere Verteilung (siehe Abschnitt 2.6), die als eine Aufheizung des Elektronensystems interpretiert werden kann und den Suprastrom vermindert. Es ist unwahrscheinlich, daß sich durch diesen Effekt Kennlinien ergeben, die dem RCSJ-Modell entsprechen. Deshalb kann bei den JoFETs für hohe Ladungsträgerdichten dieser Aufheiz-Effekt nicht domierend sein. Ein Verschwinden der Hysterese bei niedrigen Dichten kann man mit der Aufheizung nicht erklären.

Kapitel 7

Transport-Resonanzen

Im ersten Abschnitt dieses Kapitels werden Transportmessungen der JoFETs vorgestellt. Die bei kleinen Kanallängen ($a \approx 200 \text{ nm}$) auftretenden Resonanzen können mit einem einfachen ballistischen Modell erklärt werden. Auch bei SNS-Kontakten mit einer größeren Kanallänge ($a = 2 \mu\text{m}$), die mit der inelastischen freien Weglänge ℓ_{in} vergleichbar ist, zeigen sich in den Transportmessungen Strukturen. Die experimentellen Ergebnisse werden im zweiten Abschnitt diskutiert. Für sie existiert bislang noch kein Modell zu ihrer Beschreibung.

7.1 Ballistisches Regime

Bei der direkten Messung des normalleitenden Widerstandes der JoFETs ist kein Interferenz-Effekt zu beobachten (siehe Abschnitt 4.7). Da die subharmonische Gap-Struktur auch nur in der differentiellen Kennlinie dU/dI deutlich sichtbar ist (siehe Abschnitt 6.1.1), wird hier ebenfalls eine differentielle Meßmethode eingesetzt: Die Gatespannung wird mit einer kleinen Wechselfspannung dV_g überlagert und bei konstantem Bias-Strom I_{bias} die zugehörige Spannungsantwort dU in Lock In-Technik gemessen¹. Für die 200 nm Junction der Probe #1053-05 ist eine solche Messung in Abb. 7.1 für verschiedene Bias-Ströme gezeigt. Zur besseren Vergleichbarkeit sind die Kurven jeweils auf I_{bias} normiert. Es sind zahlreiche Peaks vorhanden, deren Positionen und Amplituden nahezu unabhängig vom Bias-Strom sind. Eine Ausnahme bildet der jeweils letzte Peak, der sich durch den Übergang in den supraleitenden Zustand der Junction ergibt: Der mit der Gatespannung ansteigende kritische Strom (siehe Abb. 5.2) wird dann größer als der jeweilige Bias-Strom. Die Einhüllende der Peaks spiegelt den Verlauf der Feldeffektbeweglichkeit μ_{FE} wieder.

Da der Bias-Strom auf die beobachteten Strukturen keinen Einfluß hat, ist für sie, im Gegensatz zur subharmonischen Gap-Struktur, die zwischen den Niob-Kontakten abfallende

¹Die Methode wurde bereits zur Messung der Shubnikov-deHaas Oszillationen angewendet (siehe Abschnitt 4.3).

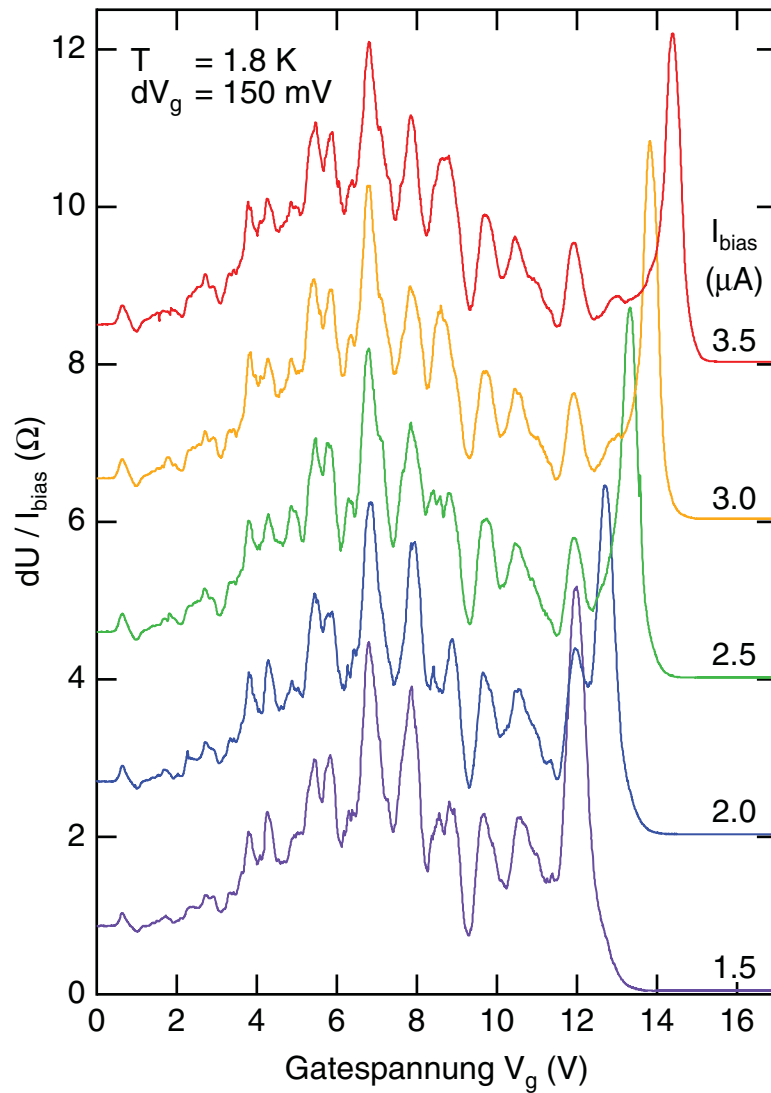


Abbildung 7.1: Spannungsantwort dU auf die Gatemodulation dV_g als Funktion der Gatespannung der 200 nm Junction (Probe #1053-05). Die Kurven sind auf den jeweiligen Bias-Strom I_{bias} normiert. Im Gegensatz zur subharmonischen Gap-Struktur (siehe Abschnitt 6.1) ist die Position der zahlreichen Peaks unabhängig vom Bias-Strom und damit vom Spannungsabfall zwischen den supraleitenden Kontakten. Beim jeweils letzten Peak übersteigt der von der Gatespannung abhängige kritische Strom (siehe Abschnitt 5.1.1) den Bias-Strom. Die gezeigten Kurven sind mit Ausnahme der untersten mit einem Offset versehen.

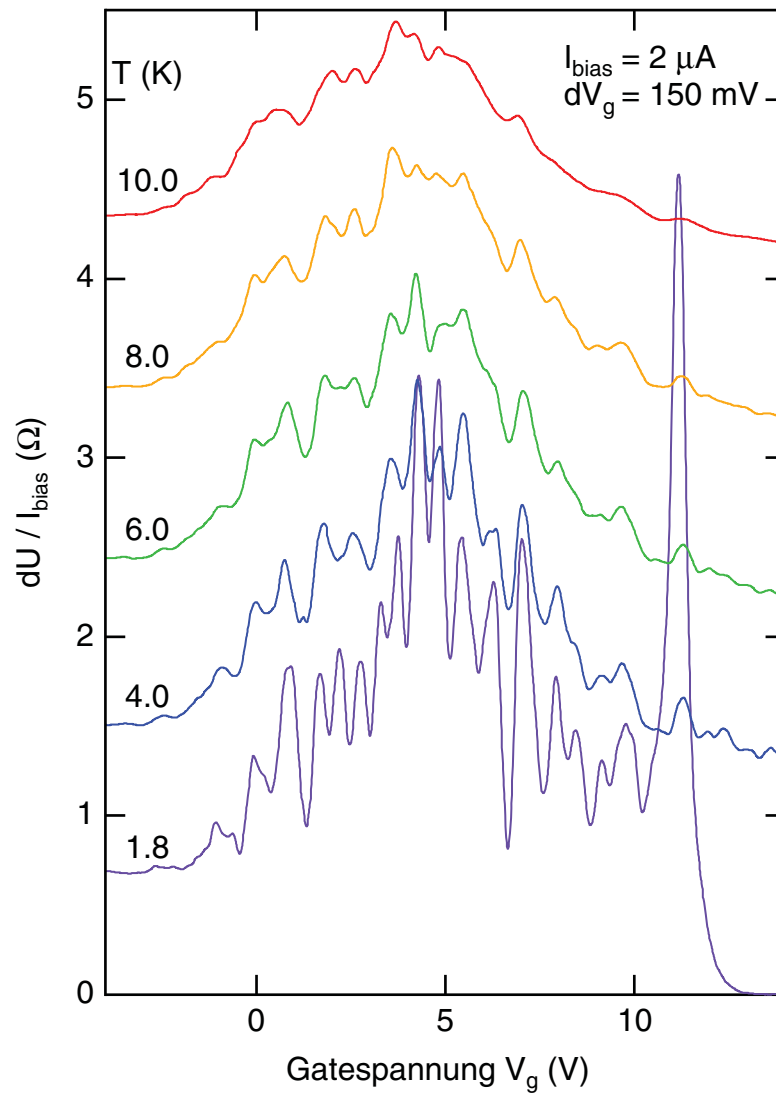


Abbildung 7.2: Spannungsantwort dU auf die Gatemodulation dV_g normiert auf den jeweiligen Bias-Strom I_{bias} als Funktion der Gatespannung der 200 nm Junction der Probe #1053-05. Eine höhere Temperatur führt zu einer Verschmierung der Peaks. Sie sind auch noch oberhalb der kritischen Temperatur der Niob-Kontakte von $T_c = 8.8\text{K}$ vorhanden. Die Kurven sind vertikal gegenüber der für $T = 1.8\text{K}$ verschoben.

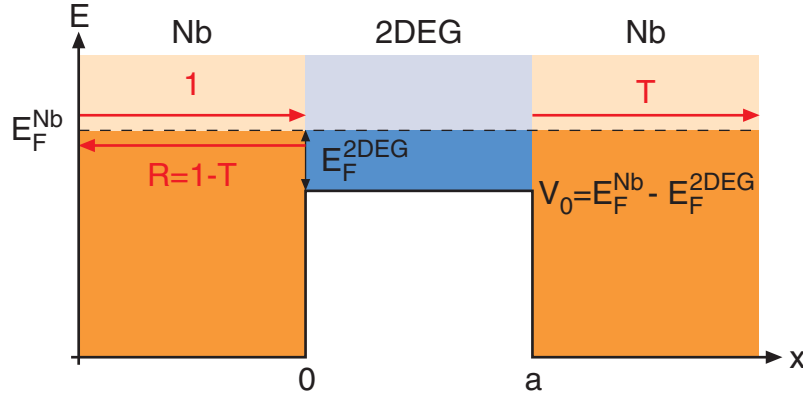


Abbildung 7.3: Schematische Darstellung der Potentialbarriere im Leitungsband des JoFETs für $U = 0$. Die Höhe der Barriere V_0 ergibt sich aus der Differenz der Fermi-Energien. Sie ist über E_F^{2DEG} abhängig von der Gatespannung.

Gleichspannung nicht relevant. Eine Messung bei konstanter Spannung anstelle eines konstanten Bias-Stromes würde deshalb zu keinen anderen Ergebnissen führen. Ein weiterer Unterschied zur SGS zeigt sich im Einfluß der Temperatur (siehe Abb. 7.2). Auch die Temperatur ändert die Peakposition nicht, obwohl die Struktur mit ansteigender Temperatur undeutlicher wird. Selbst oberhalb der kritischen Temperatur der Niob-Kontakte von $T_c = 8.8\text{ K}$ ist sie noch immer vorhanden.

Zur Interpretation der Peaks wird ein eindimensionales Modell betrachtet [Kür99]. Durch die unterschiedlichen Fermienergien im Niob und im 2DEG ergibt sich eine Potentialbarriere, die in Abb. 7.3 dargestellt ist. Die supraleitende Energielücke des Niobs kann gegenüber der Höhe der Barriere vernachlässigt werden. Die Transmission T über die Barriere ist gegeben durch:

$$T = \frac{1}{1 + \frac{1}{4} \left(\frac{\eta^2 - 1}{\eta} \right)^2 \sin(k_F^{2DEG} a)} \quad (7.1)$$

Hierbei ist η das Verhältnis der beiden Fermigeschwindigkeiten v_F^{Nb} und v_F^{2DEG} , k_F^{2DEG} der Fermiwellenvektor der Inversionsschicht und a der Abstand der beiden Niob-Kontakte. Für den ballistischen Strom gilt in diesem Modell:

$$I = \frac{1}{eR_n} \int T (E_F^{2DEG} + E) [f(E - eU) - f(E)] dE \quad (7.2)$$

Zur Berechnung der Transmission als Funktion der Energie wird die Bandstruktur des 2DEGs benötigt. Sie wird in Zweiband $\vec{k} \cdot \vec{p}$ -Theorie berechnet (siehe Abschnitt 4.1). Zusätzlich wird die Spin-Aufspaltung durch den Rashba-Effekt berücksichtigt (siehe Abschnitt 4.2). Näherungsweise wird der Rashba-Parameter α mit Gleichung 4.12 ermittelt. Ein Vergleich mit der Messung ist in Abb. 7.4 gezeigt. Ohne einen Fit-Parameter verwenden zu müssen, stimmen die berechneten Peakpositionen gut mit denen der Messung

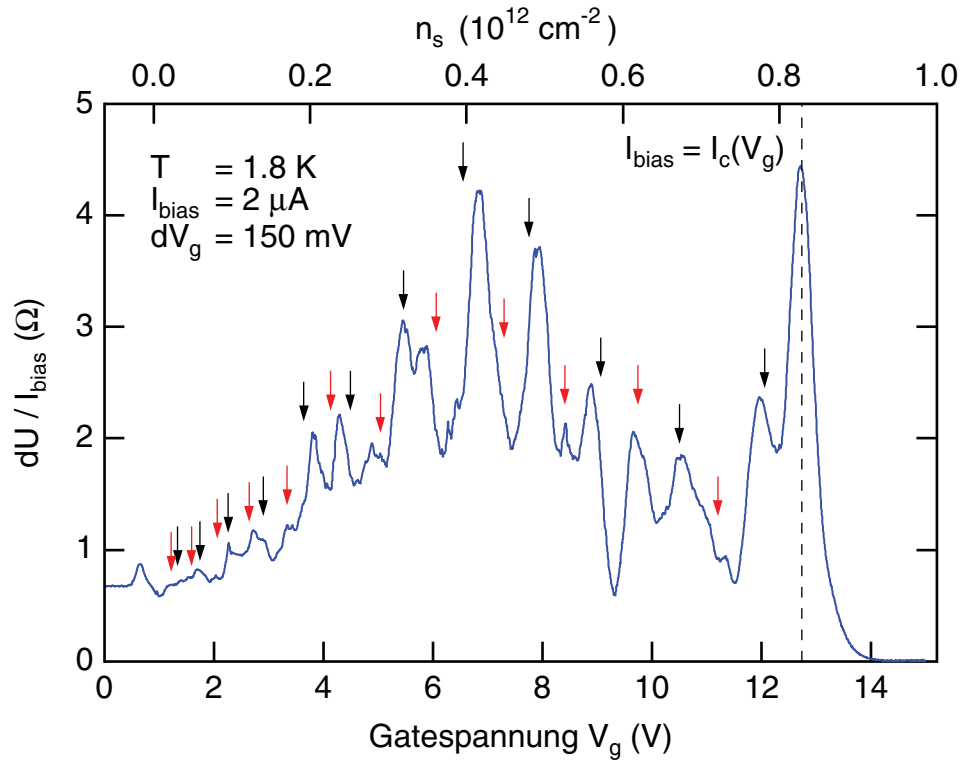


Abbildung 7.4: Vergleich der in Abb. 7.1 gezeigten Messung mit dem Potentialbarrieren-Modell. Die Pfeile markieren die Peakpositionen des Modells für die beiden Spin-Subbänder. Die Ladungsträgerdichte ist aus SdH-Messungen bestimmt.

überein. Ohne Berücksichtigung des Rashba-Effektes würde nur etwa die Hälfte der gemessenen Resonanzen wiedergegeben [Kür99]. Die Amplituden können durch das Modell nicht beschrieben werden. Zwischen der in Abb. 7.1 und der in Abb. 7.2 gezeigten Meßreihe wurde die Probe kurz aufgewärmt und erneut abgekühlt. Durch die Verschiebung des Thresholds haben sich auch die Amplituden der Peaks etwas verändert. Eine Modellierung der Peakamplituden dürfte deshalb schwierig sein.

Die Proben, bei denen das Oxid nicht direkt auf dem Substrat aufwächst (siehe Abschnitt 3.2), zeigen trotz kürzerer Kanallänge wesentlich schwächer ausgeprägte Strukturen. Auch bei den auf Heterostrukturen basierenden JoFETs wird nur eine vergleichsweise kleine Oszillation beobachtet [Ric00]. Die Ursache hierfür ist noch nicht geklärt.

7.2 Diffusives Regime

Neben den JoFETs wurden auch SNS-Kontakte untersucht, deren Kanallänge mit $2 \mu\text{m}$ deutlich größer als die mittlere freie Weglänge ℓ in der Inversionsschicht ist. Der Kon-

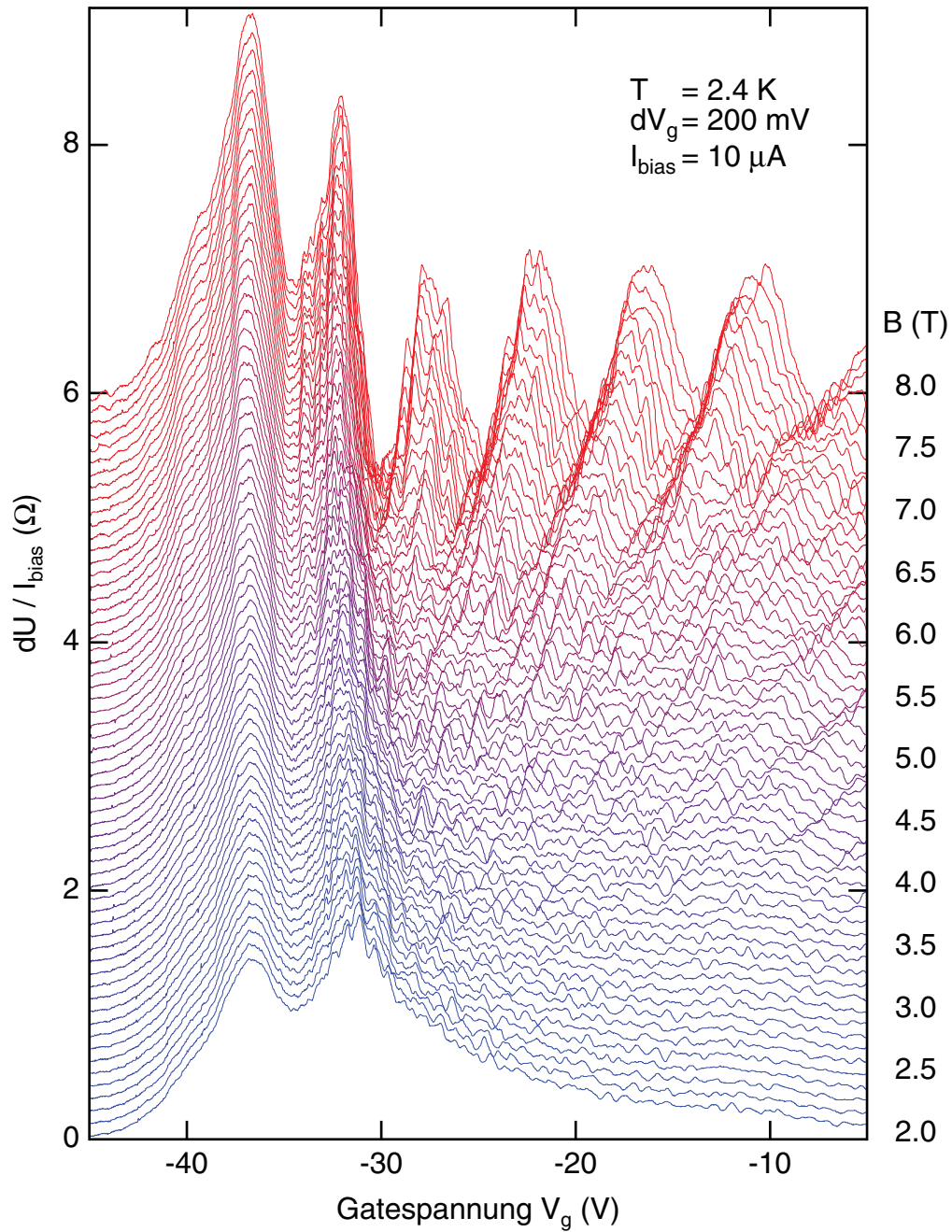


Abbildung 7.5: Spannungsantwort dU auf die Gatemodulation dV_g als Funktion der Gatespannung. Die Kanallänge der Junction (Probe #1053-07) beträgt $2 \mu\text{m}$. Das Magnetfeld wurde in 100 mT Schritten erhöht. Die Kurven sind gegenüber der untersten vertikal verschoben.

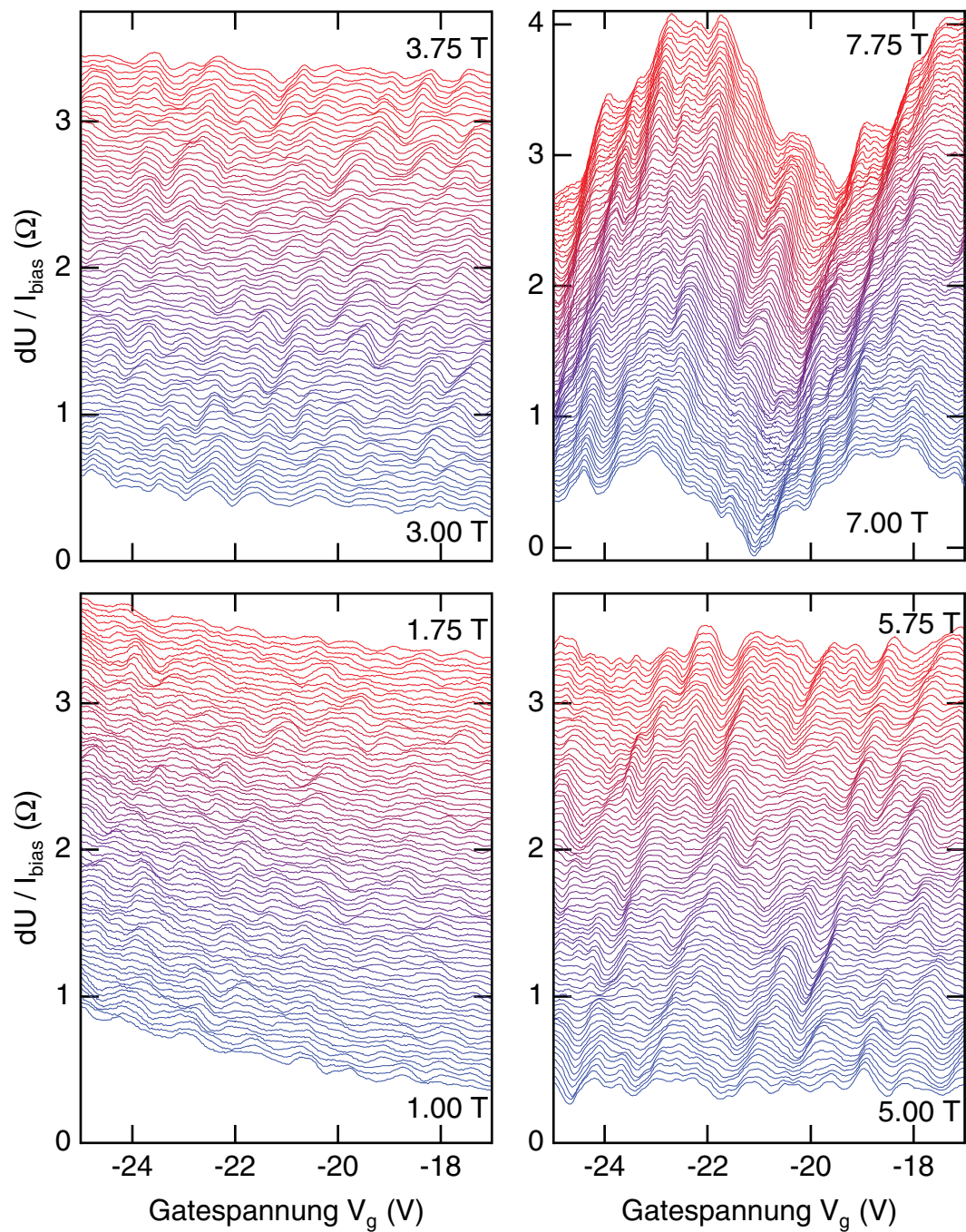


Abbildung 7.6: Ausschnitt aus der in Abb. 7.5 gezeigten Messung. Die Differenz der Magnetfeldstärke zwischen zwei benachbarten Kurven beträgt 10 mT. Die Kennlinien sind jeweils gegenüber der untersten vertikal verschoben.

taktabstand ist jedoch mit der inelastischen Streulänge ℓ_{in} vergleichbar. Diese Strukturen tragen aufgrund des großen Abstandes keinen Suprastrom. Ihre Spannungsantwort dU auf die Gatemodulation zeigt als Funktion der Gatespannung ebenfalls Strukturen, die aber im Vergleich zu den ballistischen Transport-Resonanzen schwächer und unregelmäßiger sind. Bei makroskopischen Strukturen, deren Kontaktabstände groß gegenüber ℓ_{in} sind, treten sie nicht auf (siehe Messungen in [Mei98]). Es muß sich deshalb um einen mesoskopischen Effekt handeln. Während die Peakpositionen der ballistischen Resonanzen unterhalb des kritischen Magnetfeldes der Niobschicht (ca. 2 T) nahezu keine Magnetfeldabhängigkeit zeigen, trifft dies auf die Strukturen im diffusiven Regime nicht zu. In Abb. 7.5 ist für eine Junction mit $2\ \mu\text{m}$ Kanallänge die Messung bei verschiedenen Magnetfeldern gezeigt. Die Peaks besitzen sowohl bezüglich ihrer Position als auch ihrer Amplitude eine starke Magnetfeldabhängigkeit. Erst bei Feldern oberhalb von 6.5 T treten deutlich ausgeprägte Shubnikov-de Haas Oszillationen auf. Die Magnetfeldabhängigkeit der Resonanzen zeigt sich deutlicher in einer feineren Abstufung der Feldstärke (siehe Abb. 7.6). Bei niedrigen Feldern treten ständig neue Peaks auf, die bei nur geringfügig höheren Feldstärken wieder verschwinden. Die Peakpositionen scheinen jedoch nicht stochastisch verteilt zu sein. Mit wachsendem Magnetfeld bleiben die Strukturen für immer größere Feldintervalle sichtbar. Bei 1 T treten die Peaks innerhalb von etwa 70-80 mT auf und verschwinden wieder. Bei 5 T hat sich dieses Intervall auf etwa 250 mT vergrößert. Es zeigt sich nun auch deutlich, daß sich ihre Position mit dem Magnetfeld verändert. Die Feldabhängigkeit entspricht dabei der der Landau-Niveaus.

Bei den hier beobachteten Strukturen kann es sich nicht um universelle Leitfähigkeitsfluktuationen (UCF) handeln [Bee97]. Die Thouless-Energie (siehe Gleichung 5.5, diffusives System) beträgt aufgrund der großen Kanallänge nur etwa $E_{Th} = 9\ \mu\text{eV}$. Damit ist die erforderliche Bedingung $E_{Th} > k_B T$ nicht erfüllt. Bei den Strukturen in der Messung handelt es sich eindeutig um Peaks, die jeweils über einen Gatespannungsbereich hinweg periodisch sind, und nicht um rein stochastische Fluktuationen. Auch ihre Magnetfeldabhängigkeit paßt nicht zu der, die für Leitfähigkeitsfluktuationen erwartet wird.

Es ist jedoch denkbar, daß die im Substrat vorhandene Dotierung für die Strukturen in den Meßkurven verantwortlich ist. Der Transport könnte so durch die resonante Streuung an einzelnen Störstellen beeinflusst werden. Ein Modell hierfür existiert bislang noch nicht.

Kapitel 8

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Josephson-Feldeffekttransistoren (JoFETs) mit Kontaktabständen zwischen 105 nm und 230 nm auf p-Typ InAs präpariert. Der normalerweise Widerstand R_n ist im gesamten Gatespannungsbereich nahezu unabhängig vom Abstand. Er ist mit dem Sharvin-Widerstand R_{sh} vergleichbar. Beides kann nur durch quasiballistischen Transport im 2DEG erklärt werden, da Bypass-Ströme bis auf den Bereich nahe und unterhalb des Einsatzes der Inversion vernachlässigbar sind. Die hohe Grenzflächentransparenz ergibt sich aus dem Verhältnis R_n/R_{sh} . Die effektive Transmission ist gatespannungsabhängig und sättigt bei $D_{SN} = 0.85$.

Über die Gatespannung kann die Elektronendichte im Kanal komplett verarmt und so der kritische Strom vollständig unterdrückt werden. Bei hohen Dichten stellt sich entsprechend der effektiven Transmission eine Sättigung des $I_c R_n$ -Produktes ein. Für die 105 nm Junction ist es höher als die, die bislang für JoFETs publiziert wurden. In der Gatespannungsabhängigkeit ist eine schwache Oszillation des kritischen Stromes vorhanden, die gut mit dem rein ballistischen Brower und Beenakker Modell [Bro97] übereinstimmt. Vergleichbare Oszillationen wurden zuvor nur bei auf Heterostrukturen basierenden SNS-Kontakten beobachtet [Tak95b]. Der Temperaturverlauf des kritischen Stromes kann ohne einen Faktor durch das Brower und Beenakker Modell erklärt werden. Hierzu muß jedoch eine größere Kanallänge als der gemessene Kontaktabstand eingesetzt werden. Das $I_c R_n$ -Produkt zeigt die zu erwartende exponentielle Abhängigkeit vom Kontaktabstand, in die sich auch die Werte der Überlapp-Strukturen einfügen, die in unserer Arbeitsgruppe aus demselben Wafer hergestellt wurden [Chr96]. Dieses läßt auf eine gut reproduzierbare Qualität der Grenzflächen schließen. Die aus der Längenabhängigkeit ermittelte Kohärenzlänge ξ_N ist etwa halb so groß wie die des Modells. Bei tiefen Temperaturen und Dichten oberhalb von $n_s = 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ist die Kohärenzlänge proportional zur Fermigeschwindigkeit, wie im ballistischen Regime zu erwarten ist. Bei niedrigeren Dichten und höheren Temperaturen ergeben sich signifikante Abweichungen, die bislang unverstanden sind. Die in Zusammenarbeit mit Il'ichev vom IPHT in Jena wurde die Strom-Phasenbeziehung der SNS-Kontakte gemessen. Die noch ohne kontaktiertes Gate gemachten Messungen zeigen eine Abweichung vom sinusförmigen Verlauf, die mit dem Brouwer und Beenakker Modell

erklärt werden kann. Die Magnetfeldabhängigkeit des kritischen Stromes läßt auf eine homogene Stromverteilung schließen, die bei kleinen Ladungsträgerdichten in mehrere Strompfade zerfällt. Bei mittleren Dichten findet der Übergang von einer schmalen zu einer breiten Junction statt. Entsprechend dem Likharev-Modell ist im Regime der breiten Junction der kritische Strom im Vergleich zu einer schmalen Junction nicht reduziert.

In den differentiellen Widerstandskennlinien der JoFETs ist eine ausgeprägte subharmonische Gap-Struktur (SGS) vorhanden. Bei der kürzesten Kanallänge ist die SGS bis zur sechsten Ordnung n sichtbar. Eine Aufspaltung der $n=1$ und $n=2$ Peaks, wie sie bei den Überlapp-Strukturen mit sehr kurzen Kontaktabständen beobachtet wurden [Chr96, Chr97a], ist nicht erkennbar. Die Gap-Struktur ist im Vergleich zur supraleitenden Energielücke des Niob-Films zu kleineren Spannungen verschoben, was im Rahmen des SNININS-Modells durch eine induzierte Energielücke erklärt werden kann [Sam01]. Zusammen mit den Meßergebnissen der Überlapp-Strukturen zeigt sich eine klare Längenabhängigkeit der SGS-Peakpositionen. Dieses entspricht im SNININS-Modell von Samuelsson (Chalmers Universität, Schweden) einer induzierten Energielücke, die längenabhängig ist. Der zugrunde liegende Mechanismus ist noch nicht verstanden. Beim Exzeß-Strom ist noch ein deutlicherer Einfluß der Kanallänge zu beobachten, der sich in den bisherigen nichtkohärenten Modellen nicht erklären läßt. Das SNININS-Modell ergibt eine Längenabhängigkeit, die aber wesentlich schwächer als die gemessene ist. Die Abweichung könnte auf inelastische Streuprozesse zurückzuführen sein. Auch unterhalb des Einsatzes der Inversion, wenn der Transport durch das Volumen des Substrates erfolgt, ist eine SGS vorhanden. Zusammen mit dem Defizit-Strom weist dies darauf hin, daß die Andreev-Reflexion, wie beim SNININS-Modell angenommen, unterhalb der Niob-Kontakte stattfindet. Bei hohen Elektronendichten kann die Hysterese der Strom-Spannungskennlinien mit dem RCSJ-Modell beschrieben werden. Hierbei ist eine wesentlich kleinere Kapazität als die des Gatekontaktes anzusetzen. Die schwächer hysteretischen, sowie die nichthysteretischen Kennlinien entsprechen nicht dem RCSJ-Modell.

Zur Bestimmung der Spinaufspaltung wurden auf p-Typ InAs diffusive MOS-Strukturen präpariert. Durch eine angelegte Gatespannung können Ladungsträgerdichten von bis zu $n_s = 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ erreicht werden. Der Rashba-Parameter α wurde aus den Shubnikov-de Haas-Oszillationen des Magnetowiderstandes für die ersten beiden Subbänder ermittelt. Die Nichtparabolizität wurde dabei in einer Zweiband $\vec{k} \cdot \vec{p}$ -Theorie berücksichtigt. In Abhängigkeit von der Subbandbesetzung steigt α für beide Subbänder deutlich an und sättigt erst bei hohen Dichten. Die beobachtete Spinaufspaltung ist größer als die, die bislang für InAs-Heterostrukturen publiziert wurden. Damit ist p-Typ InAs ein sehr interessantes Material zur Verwirklichung des spinpolarisierten Feldeffekttransistors (SpinFET).

An den JoFETs mit 170 nm bis 230 nm Kontaktabstand zeigt sich in der differentiellen Messung dU/dV_g eine deutliche Oszillation, die als Transport-Resonanzen interpretiert werden kann. In den entsprechenden Messungen an diffusiven Strukturen mit einer der inelastischen mittleren freien Weglänge vergleichbaren Kanallänge sind Strukturen vorhanden, deren Ursache noch nicht geklärt ist.

Literaturverzeichnis

- [Aka94] T. Akazaki, J. Nitta, H. Takayanagi, and K. Arai. *Superconducting Junctions using a 2DEG in a Strained InAs Quantum Well Inserted into an InAlAs/InGaAs MD Structure*. ASC (1994).
- [Aka96] T. Akazaki, H. Takayanagi, J. Nitta, and T. Enoki. *A Josephson field effect transistor using an InAs-inserted-channel $In_{0.52}Al_{0.48}As/In_{0.53}Ga_{0.47}As$ inverted modulation-doped structure*. Appl. Phys. Lett. **68**, 418 (1996).
- [Ami96] B. A. Aminov, A. A. Golubov, and M. Y. Kupriyanov. *Quasiparticle current in ballistic constrictions with finite transparencies of interfaces*. Phys. Rev. B **53**, 365 (1996).
- [And64] A. F. Andreev. *The Thermal Conductivity of the Intermediate State in Superconductors*. Sov. Phys. JETP **19**, 1228 (1964).
- [And82] T. Ando, A. B. Fowler, and F. Stern. *Electronic properties of two-dimensional systems*. Rev. Mod. Phys. **54**, 437 (1982).
- [Bag80] D. A. Baglee, D. K. Ferry, C. W. Wilmsen, and H. H. Wieder. *Inversion layer transport and properties of oxides on InAs*. J. Vac. Sci. Technol. **17**, 1032 (1980).
- [Bar72] J. Bardeen and J. L. Johnson. *Josephson Current Flow in Pure Superconducting-Normal-Superconducting Junctions*. Phys. Rev. B **5**, 72 (1972).
- [Bar82] A. Barone. *Physics and Applications of the Josephson Effect*. John Wiley & sons, New York, 1982.
- [Bas98] G. Bastian, E. O. Göbel, A. B. Zorin, H. Schulze, J. Niemeyer, and T. Weimann. *Quasiparticle Interference Effects in a Ballistic Superconductor-Semiconductor-Superconductor Josephson Junction*. Phys. Rev. Lett. **81**, 1686 (1998).
- [Bas00] G. Bastian. *Comment on “Critical currents in ballistic two-dimensional InAs-based superconducting weak links”*. Phys. Rev. B **62**, 9840 (2000).
- [Bee91] C. W. J. Beenakker. *Universal limit of critical-current fluctuations in mesoscopic Josephson junctions*. Phys. Rev. Lett. **67**, 3836 (1991).
-

-
- [Bee92] C. W. J. Beenakker. *Erratum: Universal limit of critical-current fluctuations in mesoscopic Josephson junctions*. Phys. Rev. Lett. **68**, 1442 (1992).
- [Bee97] C. W. J. Beenakker. *Random-matrix theory of quantum transport*. Rev. Mod. Phys. **69** (1997).
- [Bie97] K. Biedermann. *Charakterisierung und Präparation mesoskopischer Nb/p-Typ InAs/Nb-Kontakte mit Nb₂O₅-Spacern*. Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1997.
- [Bie00a] K. Biedermann. *ac Josephson Effect in Nb/InAs(2DES)/Nb Junctions*. Dissertation, Universität Hamburg, Shaker-Verlag, Aachen, 2000.
- [Bie00b] K. Biedermann, A. Chrestin, T. Matsuyama, and U. Merkt. *ac Josephson Effects in Nb/InAs(2DES)/Nb Junctions with Integrated Resonators*. Phys. Rev. B **63**, 14512 (2000).
- [Blo82] G. E. Blonder, M. Tinkham, and T. M. Klapwijk. *Transition from metallic to tunneling regimes in superconducting microconstrictions: Excess current, charge imbalance, and supercurrent conversion*. Phys. Rev. B **25**, 4515 (1982).
- [Blo83] G. E. Blonder and M. Tinkham. *Metallic to tunneling transition in Cu-Nb point contacts*. Phys. Rev. B **27**, 112 (1983).
- [Bro76] R. F. Broom. *Some temperature-dependent properties of niobium tunnel junctions*. J. Appl. Phys. **47**, 5432 (1976).
- [Bro97] P. W. Brouwer and C. W. J. Beenakker. *Anomalous temperature dependence of the supercurrent through a chaotic Josephson junction*. Chaos, Solitons & Fractals **8**, 1249 (1997).
- [Bro99] S. Brosig, K. Ensslin, R. J. Warburton, C. Nguyen, B. Brar, M. Thomas, and H. Kroemer. *Zero-field spin splitting in InAs-AlSb quantum wells revisited*. Phys. Rev. B **60**, 13989 (1999).
- [Büt85] M. Büttiker, Y. Imry, R. Landauer, and S. Pinhas. *Generalized many-channel conductance formula with application to small rings*. Phys. Rev. B **31**, 6207 (1985).
- [Byc84] Y. A. Bychkov and E. I. Rashba. *Oscillatory effects and the magnetic susceptibility of carriers in inversion layers*. J. Phys. C: Solid State Phys. **17**, 6039 (1984).
- [Chr93] A. Chrestin. *Supraströme in Nb/InAs(2DEG)/Nb-Kontakten*. Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1993.
-

-
- [Chr94] A. Chrestin, T. Matsuyama, and U. Merkt. *Critical currents and supercurrent oscillations in Josephson field-effect transistors*. Phys. Rev. B **49**, 498 (1994).
- [Chr96] A. Chrestin. *Transport Properties of Mesoscopic Nb/p-Type InAs-/Nb Weak Links*. Dissertation, Universität Hamburg, Shaker-Verlag, Aachen, 1996.
- [Chr97a] A. Chrestin, T. Matsuyama, and U. Merkt. *Evidence for a proximity-induced energy gap in Nb/InAs/Nb junctions*. Phys. Rev. B **55**, 8457 (1997).
- [Chr97b] A. Chrestin and U. Merkt. *High characteristic voltages in Nb/p-type InAs/Nb Josephson junctions*. Appl. Phys. Lett. **70**, 3149 (1997).
- [Cla80] T. D. Clark, R. J. Prance, and A. D. C. Grassie. *Feasibility of hybrid Josephson field effect transistors*. J. Appl. Phys. **51**, 2736 (1980).
- [dAeS94] E. A. de Andrada e Silva, G. C. La Rocca, and F. Bassani. *Spin-split subbands and magneto-oscillations in III-V asymmetric heterostructures*. Phys. Rev. B **50**, 8523 (1994).
- [dAeS97] E. A. de Andrada e Silva, G. C. La Rocca, and F. Bassani. *Spin-orbit splitting of electronic states in semiconductor asymmetric quantum wells*. Phys. Rev. B **55**, 16293 (1997).
- [Das89] B. Das, D. C. Miller, S. Datta, R. Reifenberger, W. P. Hong, P. K. Bhattacharya, J. Singh, and M. Jaffe. *Evidence for spin splitting in $In_xGa_{1-x}As/In_{0.52}Al_{0.48}As$ heterostructures as $B \rightarrow 0$* . Phys. Rev. B **39**, 1411 (1989).
- [Dat90] S. Datta and B. Das. *Electronic analog of the electro-optic modulator*. Appl. Phys. Lett. **56**, 665 (1990).
- [dG66] P. G. de Gennes. *Superconductivity of Metals and Alloys*. Benjamin, New York, 1966.
- [Dre55] G. Dresselhaus. *Spin-Orbit Coupling Effects in Zinc Blende Structures*. Phys. Rev. **100**, 580 (1955).
- [Dyn71] R. C. Dynes and T. A. Fulton. *Supercurrent Density Distribution in Josephson Junctions*. Phys. Rev. B **3**, 3015 (1971).
- [Ebe00] M. Ebel. *Optimierung von Niob-Schichten für Supraleiter-Normalleiter-Supraleiter(SNS)-Kontakte*. Diplomarbeit, Universität Hamburg, 2000.
- [Eng97] G. Engels, J. Lange, T. Schäpers, and H. Lüth. *Experimental and theoretical approach to spin splitting in modulation-doped $In_xGa_{1-x}As/InP$ quantum wells for $B \rightarrow 0$* . Phys. Rev. B **55**, 1958 (1997).
-

-
- [Fla00] D. G. Flagello, J. Mulkens, and C. Wagner. Optical lithography into the millennium: sensitivity to aberrations, vibration and polarization. In: *25th annual international symposium on microlithography*, Santa Clara, 2000. SPIE.
- [Fle88] K. Flensberg, J. B. Hansen, and M. Octavio. *Subharmonic energy-gap structure in superconducting weak links*. Phys. Rev. B **38**, 8707 (1988).
- [Gru00] D. Grundler. *Large Rashba-Splitting in InAs Quantum Wells due to Electron-Wave Function Penetration into the Barrier Layers*. Phys. Rev. Lett. **61**, 6077 (2000).
- [Hei98] J. P. Heida, B. J. van Wees, J. J. Kuipers, T. M. Klapwijk, and G. Borghs. *Spin-orbit interaction in a two-dimensional electron gas in a InAs/AlSb quantum well with gate-controlled electron density*. Phys. Rev. B **57**, 11911 (1998).
- [Hei99] J. P. Heida, B. J. van Wees, T. M. Klapwijk, and G. Borghs. *Critical currents in ballistic two-dimensional InAs-based superconducting weak links*. Phys. Rev. B **60**, 13135 (1999).
- [Hun95] K. Hundt. *Nichtlinearität und Asymmetrie der Strom-Spannungs-Kennlinien von p-Typ Indiumarsenid*. Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1995.
- [Il'00a] E. Il'ichev, V. Zakosarenko, L. Fritsch, R. Stolz, H. E. Hoening, H.-G. Meyer, M. Götz, A. B. Zorin, V. V. Khanin, A. B. Pavolotsky, and J. Niemeyer. *Radiofrequency access to small supercurrents below the thermal limit*. Rev. Sci. Instrum. **72**, 1882 (2000).
- [Il'00b] E. Il'ichev, V. Zakosarenko, H. E. Hoening, H.-G. Meyer, K. O. Subke, H. Burkhardt, and M. Schilling. *Current-phase relationship of $YBa_2Cu_3O_7$ ramp-edge Josephson junctions*. Appl. Phys. Lett. **76**, 100 (2000).
- [Ino89] K. Inoue and T. Kawakami. *Magnetic field dependencies of critical current in InAs-coupled Josephson junctions*. J. Appl. Phys. **65**, 1631 (1989).
- [Isa00] R. D. Isaac. *The future of CMOS technology*. IBM J. Res. Dev. **44**, 369 (2000).
- [Ish70] C. Ishii. *Josephson Currents through Junctions with Normal Metal Barriers*. Prog. Theor. Phys. **44**, 1525 (1970).
- [Jos62] B. D. Josephson. *Possible New Effects in Superconducting Tunneling*. Appl. Phys. Lett. **1**, 251 (1962).
- [Kaw84] T. Kawakami and H. Takayanagi. *Single-crystal n-InAs coupled Josephson junction*. Appl. Phys. Lett. **46**, 92 (1984).
- [Ket87] M. B. Ketchen. *Integrated thin-film dc SQUID sensors*. IEEE Trans. Magn. **23**, 1650 (1987).
-

-
- [Koc99] M. Koch. *Herstellung und Charakterisierung von Supraleiter-Halbleiter-Kontakten zwischen Nb und InAs-HEMT-Strukturen*. Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1999.
- [Kür99] R. Kürsten, T. Matsuyama, and U. Merkt. Resonant Transmission of Josephson Field-Effect Transistors in the Quasi-Ballistic Regime. In: *24th International Conference on the Physics of Semiconductors*, Singapore, 1999. World Scientific. CD-ROM.
- [Kre86] V. Z. Kresin. *Josephson current in low-dimensional proximity systems and the field effect*. Phys. Rev. B **34**, 7587 (1986).
- [Kul78] I. O. Kulik and A. N. Omel'yanchuk. *Josephson effect in superconductive bridges: microscopic theory*. Sov. J. Low Temp. Phys **4**, 142 (1978).
- [Kun89] U. Kunze. *Surface-field induced interband tunneling in InAs*. Z. Phys. B - Condensed Matter **76**, 463 (1989).
- [Kup76] M. Y. Kupriyanov, K. K. Likharev, and V. K. Semenov. *Boundary between static and dynamic state in long Josephson junctions*. Sov. J. low Temp. Phys. **2**, 610 (1976).
- [Lan57] R. Landauer. *Spatial variation of current and fields due to localized scatterers in metallic conduction*. IBM J. Res. Dev. **1**, 223 (1957).
- [Lan00] J. A. Lantz. *Multiple Andreev reflections and Nonequilibrium Josephson effect in three-terminal superconducting junctions*. licentiate thesis, Chalmers University of technology, Göteborg University, 2000.
- [Leh99] K. W. Lehnert, N. Argaman, H.-R. Blank, K. C. Wong, S. J. Allen, E. L. Hu, and H. Kroemer. *Nonequilibrium ac Josephson Effect in Mesoscopic Nb-InAs-Nb Junctions*. Phys. Rev. Lett. **82**, 1265 (1999).
- [Lik79] K. K. Likharev. *Superconducting weak links*. Rev. Mod. Phys. **51**, 101 (1979).
- [Lik86] K. K. Likharev. *Dynamics of Josephson Junctions and Circuits*. Gordon and Breach, New York, 1986.
- [Lip58] H. J. Lippmann and F. Kuhrt. *Der Geometrieinfluß auf den transversalen magnetischen Widerstandseffekt bei rechteckförmigen Halbleiterplatten*. Z. Naturforsch. **13**, 462 (1958).
- [Lom88] G. Lommer, F. Malcher, and U. Rössler. *Spin Splitting in Semiconductor Heterostructures for $B \rightarrow 0$* . Phys. Rev. Lett. **60**, 728 (1988).
- [Luo88] J. Luo, H. Munekata, F. F. Fang, and P. J. Stiles. *Observation of the zero-field spin splitting of the ground electron subband in GaSb-InAs-GaSb quantum wells*. Phys. Rev. B **38**, 10142 (1988).
-

- [Luo90] J. Luo, H. Munekata, F. F. Fang, and P. J. Stiles. *Effects of inversion asymmetry on electron energy band structures in GaSb/InAs/GaSb quantum wells*. Phys. Rev. B **41**, 7685 (1990).
- [Mag95a] P. H. C. Magnée, S. G. den Hartog, B. J. van Wees, T. M. Klapwijk, W. van de Graaf, and G. Borghs. *Experimental determination of the quasiparticle decay length ξ_{qp} in a diffusive superconducting quantum well*. Phys. Rev. B **52**, 11630 (1995).
- [Mag95b] P. H. C. Magnée, S. G. den Hartog, B. J. van Wees, T. M. Klapwijk, W. van de Graaf, and G. Borghs. *Influence of low energy Ar-sputtering on the electron properties of InAs-based quantum well structures*. Appl. Phys. Lett. **67**, 3569 (1995).
- [Mat94] T. Matsuyama. *Präparation und Charakterisierung von Nb/InAs-(2DEG)/Nb-Kontakten*. Dissertation, Universität Hamburg, Shaker-Verlag, Aachen, 1994.
- [Mat00] T. Matsuyama, R. Kürsten, C. Meißner, and U. Merkt. *Rashba spin splitting in inversion layers on p-type bulk InAs*. Phys. Rev. B **61**, 15588 (2000).
- [McC68a] D. E. McCumber. *Effect of ac Impedance on dc Voltage-Current Characteristics of Superconductor Weak Link Junctions*. J. Appl. Phys. **39**, 3113 (1968).
- [McC68b] D. E. McCumber. *Tunneling and Weak-Link Superconductor Phenomena Having Potential Device Applications*. J. Appl. Phys. **39**, 2503 (1968).
- [Mea64] C. A. Mead and W. G. Spitzer. *Fermi Level Position at Metal-Semiconductor Interfaces*. Phys. Rev. **134**, 713 (1964).
- [Mei98] C. Meißner. *Einfluß von Gateoxiden auf den elektrischen Transport und der Rashba-Effekt in 2DEG-InAs*. Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1998.
- [Mer87] U. Merkt and S. Oelting. *Simple description of nonparabolic two-dimensional subbands*. Phys. Rev. B **35**, 2460 (1987).
- [Mil76] M. F. Millea, M. McColl, and A. H. Silver. *Electrical characterization of metal/InAs contacts*. J. Electron. Mat. **5**, 321 (1976).
- [Mor84] R. A. Morrow and K. R. Brownstein. *Model effective-mass Hamiltonians for abrupt heterojunctions and the associated wave-function-matching conditions*. Phys. Rev. B **30**, 678 (1984).
- [Mor97] A. F. Morpurgo, S. Holl, B. J. van Wees, T. M. Klapwijk, and G. Borghs. *Phase Conjugated Andreev Backscattering in Two-Dimensional Ballistic Cavities*. Phys. Rev. Lett. **78**, 2636 (1997).
-

-
- [Mur96] L. C. Mur, C. J. P. M. Harmans, J. E. Mooij, J. F. Carlin, A. Rudra, and M. Ilegems. *Experimental indication for supercurrents carried by opened transport channels*. Phys. Rev. B **54**, 2327 (1996).
- [Mur97] L. C. Mur. *Mesoscopic Superconductor 2-Dimensional Electron Gas Superconductor Junctions*. Dissertation, Technical University Delft, Delft University Press, 1997.
- [Naz94] Y. V. Nazarov. *Limits of Universality in Disordered Conductors*. Phys. Rev. Lett. **73**, 134 (1994).
- [Neh95] J. Nehls. *Feldeffekt an Inversionsschichten auf p-Typ InAs und an InAs/GaSb-Quantentöpfen*. Dissertation, Universität Hamburg, Shaker-Verlag, Aachen, 1995.
- [Nes97] O. Neshar and E. N. Ribak. *Retrieval of critical current distribution in small Josephson junctions*. Appl. Phys. Lett. **71**, 1249 (1997).
- [Neu96] K. Neurohr, A. A. Golubov, T. Klocke, J. Kaufmann, T. Schäpers, J. Appenzeller, D. Uhlisch, A. V. Ustinov, M. Hollfelder, H. Lüth, and A. I. Braginski. *Properties of lateral Nb contacts to a two-dimensional electron gas in an $In_{0.77}Ga_{0.23}As/InP$ heterostructure*. Phys. Rev. B **54**, 17018 (1996).
- [Ngu90] C. Nguyen, J. Werking, H. Kroemer, and E. L. Hu. *InAs-AlSb quantum well as superconducting weak link with high critical current density*. Appl. Phys. Lett. **57**, 87 (1990).
- [Nit92] J. Nitta, T. Akazaki, H. Takayanagi, and K. Arai. *Transport properties in an InAs-inserted-channel $In_{0.52}Al_{0.48}As/In_{0.53}Ga_{0.47}As$ heterostructure coupled superconducting junction*. Phys. Rev. B **46**, 14286 (1992).
- [Nit94] J. Nitta, T. Akazaki, and H. Takayanagi. *Magnetic-field dependence of Andreev reflection in a clean Nb-InAs-Nb junction*. Phys. Rev. B **49**, 3659 (1994).
- [Nit97] J. Nitta, T. Akazaki, H. Takayanagi, and T. Enoki. *Gate Control of Spin-Orbit Interaction in an Inverted $In_{0.53}Ga_{0.47}As/In_{0.52}Al_{0.48}As$ Heterostructure*. Phys. Rev. Lett. **78**, 1335 (1997).
- [Oct83] M. Octavio, M. Tinkham, G. E. Blonder, and T. M. Klapwijk. *Subharmonic energy-gap structure in superconducting constrictions*. Phys. Rev. B **27**, 6739 (1983).
- [Par79] M. Parikh and D. F. Kyser. *Energy deposition functions in electron resist films on substrates*. J. Appl. Phys. **50**, 1104 (1979).
- [Par80] M. Parikh. *Proximity Effects in Electron Lithography: Magnitude and Correction Techniques*. IBM J. Res. Dev. **24**, 439 (1980).
-

-
- [Pfe95] P. Pfeffer and W. Zawadzki. *Spin splitting of conduction subbands in GaAs-Ga_{0.7}Al_{0.3}As heterostructures*. Phys. Rev. B **52**, 14332 (1995).
- [Pre92] W. H. Press, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, and B. P. Flannery. *Numerical Recipes in C*. Cambridge University Press, Cambridge, 1992.
- [Ras60] E. I. Rashba. *Cyclotron and combinational resonance in a magnetic field perpendicular to the plane of the loop*. Sov. Phys.-Solid State **2**, 1109 (1960).
- [Ric00] A. Richter. *Electronic Transport in Nb/InAs-HEMT Superconductor-Semiconductor Hybrid Devices*. Dissertation, Universität Hamburg, Shaker-Verlag, Aachen, 2000.
- [Rif76] R. Rifkin and B. S. Deaver. *Current-phase relation and phase-dependent conductance of superconducting point contacts from rf impedance measurements*. Phys. Rev. B **13**, 3894 (1976).
- [Sam00] P. Samuelsson. Chalmers University of technology, Göteborg University, private Mitteilung, 2000.
- [Sam01] P. Samuelsson. Chalmers University of technology, Göteborg University, *The Hamburg files*, 2001.
- [Sch72] K. Schwidtal. *dc and ac Josephson Effect in Sputtered Nb – NbO_x – Pb Junctions*. J. Appl. Phys. **43**, 202 (1972).
- [Sch94] R. Scharnweber, T. Matsuyama, and U. Merkt. *The characterization of p-type InAs for superconductor structures*. Supercond. Sci. Tech. **7**, 141 (1994).
- [Sch97a] E. Scheer, P. Joyez, D. Esteve, C. Urbina, and M. H. Devoret. *Conduction Channel Transmission of Atomic-Size Aluminum Contacts*. Phys. Rev. Lett. **78**, 3535 (1997).
- [Sch97b] K. M. Schep and G. E. W. Bauer. *Transport through dirty interfaces*. Phys. Rev. B **56**, 15860 (1997).
- [Sch97c] Th. Schäpers, A. Kaluza, K. Neurohr, J. Malindretos, G. Crecelius, A. van der Hart, H. Hardtdegen, and H. Lüth. *Josephson effect in Nb/two-dimensional electron gas structures using a pseudomorphic In_xGa_{1-x}As/InP heterostructure*. Appl. Phys. Lett. **71**, 3575 (1997).
- [Sch98] F. Schnell. *Josephson-Kontakte in Rampengeometrie mit PrBa₂Cu_{3-x}Ga_xO₇-Barrieren*. Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1998.
- [Sch99] Th. Schäpers, K. Neurohr, J. Malindretos, A. Kaluza, J.-M. Picard, and H. Lüth. *Multiple Andreev reflections in ballistic Nb-InGaAs/InP-Nb junctions*. Superlatt. and Microstr. **25**, 851 (1999).
-

-
- [Set72] J. Seto and T. van Duzer. *Low Temperature Physics LT-13*, volume 3. Plenum, New York, 1972.
- [Sha65] Y. V. Sharvin. *A Possible Method for Studying Fermi Surfaces*. Sov. Phys. JETP **21**, 655 (1965).
- [Shu97] V. S. Shumeiko, E. N. Bratus, and G. Wendin. *Scattering theory of superconductive tunneling in quantum junctions*. Low Temp. Phys. **23**, 181 (1997).
- [Sim81] R. W. Simon and P. M. Chaikin. *Josephson tunneling studies of magnetic screening in proximity-superconducting silver*. Phys. Rev. B **23**, 4463 (1981).
- [Sim84] R. W. Simon and P. M. Chaikin. *Penetration depth in proximity-effect superconductors*. Phys. Rev. B **30**, 3750 (1984).
- [Smi86] H. I. Smith. *A statistical analysis of ultraviolet, x-ray and charged-particle lithographies*. J. Vac. Sci. Technol. B **4**, 148 (1986).
- [Sta95] B. Stasik. *DC-SQUIDS aus $YBa_2Cu_3O_7$ — Modell und Experiment*. Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1995.
- [Ste68] W. C. Stewart. *Current-voltage characteristic of Josephson junctions*. Appl. Phys. Lett. **12**, 277 (1968).
- [Sze81] S. M. Sze. *Physics of Semiconductor Devices*. John Wiley & Sons, New York, 1981.
- [Tak85] H. Takayanagi and T. Kawakami. *Superconducting Proximity Effect in the Native Inversion Layer on InAs*. Phys. Rev. Lett. **54**, 2452 (1985).
- [Tak95a] H. Takayanagi and T. Akazaki. *Temperature dependence of the critical current in a clean-limit superconductor-2DEG-superconductor junction*. Solid State Commun. **96**, 815 (1995).
- [Tak95b] H. Takayanagi, T. Akazaki, and J. Nitta. *Interference effects on the critical current in a clean-limit superconductor-normal-metal-superconductor junction*. Phys. Rev. B **51**, 1374 (1995).
- [Tak95c] H. Takayanagi, T. Akazaki, and J. Nitta. *Observation of Maximum Supercurrent Quantization in a Superconducting Quantum Point Contact*. Phys. Rev. Lett. **75**, 3533 (1995).
- [Tak95d] H. Takayanagi and T. Kawakami. *Localization Effects on the Critical Current of a Superconductor-Normal-Metal-Superconductor Junction*. Phys. Rev. Lett. **74**, 162 (1995).
- [Ten99] D. M. Tennant. *Limit of Conventional Lithography*. Springer, New York, 1999.
-

- [Tes77] C. D. Tesche and J. Clarke. *Noise and Optimization*. J. Low Temp. Phys. **29**, 301 (1977).
- [Tin96] M. Tinkham. *Introduction to superconductivity*. McGraw-Hill, New York, 1996.
- [vdP93] Niko van der Post, J. Nitta, and H. Takayanagi. *Elastic scattering and the current-voltage characteristics of superconducting Nb-InAs-Nb junctions*. Appl. Phys. Lett. **63**, 2555 (1993).
- [Wil97] F. K. Wilhelm, A. D. Zaikin, and G. Schön. *Supercurrent in a mesoscopic proximity wire*. J. Low Temp. Phys. **106**, 305 (1997).
- [Wil98] F. K. Wilhelm, G. Schön, and A. D. Zaikin. *Mesoscopic superconducting-normal metal-superconducting transistor*. Phys. Rev. Lett. **81**, 1682 (1998).
- [Win93] R. Winkler and U. Rössler. *General approach to the envelope-function approximation based on a quadrature method*. Phys. Rev. B **48**, 8918 (1993).
- [Yam85a] E. Yamaguchi. *Electron subbands and transport properties in inversion layers of InAs and InP*. Phys. Rev. B **32**, 5280 (1985).
- [Yam85b] E. Yamaguchi and M. Minakata. *Magnetoconductance study of inversion layers on InAs metal-insulator-semiconductor field-effect transistors*. Appl. Phys. Lett. **43**, 965 (1985).
- [Zap75] H. H. Zappe. *Determination of the current density distribution in Josephson tunnel junctions*. Phys. Rev. B **11**, 2535 (1975).
-

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die mich während meiner Promotion unterstützt haben und so zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Mein besonderer Dank gilt:

- Prof. Dr. Ulrich Merkt, der mir diese Arbeit ermöglichte und mir immer Unterstützung gewährte.
 - Prof. Dr. Meinhard Schilling für die Bereitschaft, das Zweitgutachten zu übernehmen.
 - Dr. Toru Matsuyama für die hervorragende Betreuung und Unterstützung, der immer ein offenes Ohr für mich hatte.
 - Dr. Andreas Richter für so manche Diskussion, das Korrekturlesen dieser Arbeit und für den Kontakt zu Peter Samuelsson.
 - Dr. Kay Biedermann für die Einführung in die Präparation der SNS-Kontakte.
 - Dr. Guido Meier für das Korrekturlesen.
 - Dr. Till O. Wiegard für die gute Zusammenarbeit am REM und den Erfahrungsaustausch über das widerspenstige und fehlerhafte Elphy-Programm.
 - Dipl. Phys. Michael Widmann für seine Hilfestellung am Magnetkryostat im FIR-Labor.
 - Dipl. Carsten Meißner und Dipl. Mark Ebel für die gute Zusammenarbeit während ihrer Diplomarbeit.
 - Dr. Peter Samuelsson von der Chalmers Universität für das SNININS-Modell und die Informationen zur Transport-Theorie.
 - Dr. Il'ichev (Zhenya) vom IPHT in Jena und Prof. Dr. Miroslav Grajcar von der Comenius Universität in Bratislava für die Messung der Strom-Phasenbeziehung.
-

- Dr. Martin Schultz, Dr. Andreas Bock, Dr. Ines Meinel, Dr. Can-Ming Hu und allen anderen Mitgliedern der Gruppe N und H für die angenehme Atmosphäre und gute Zusammenarbeit.
 - meinen Eltern, die mir das Studium der Physik ermöglicht haben.
-