

Institut für Schicht- und Ionentechnik

HTSL-Josephson-Stufenkontakte

Klaus Herrmann

1000

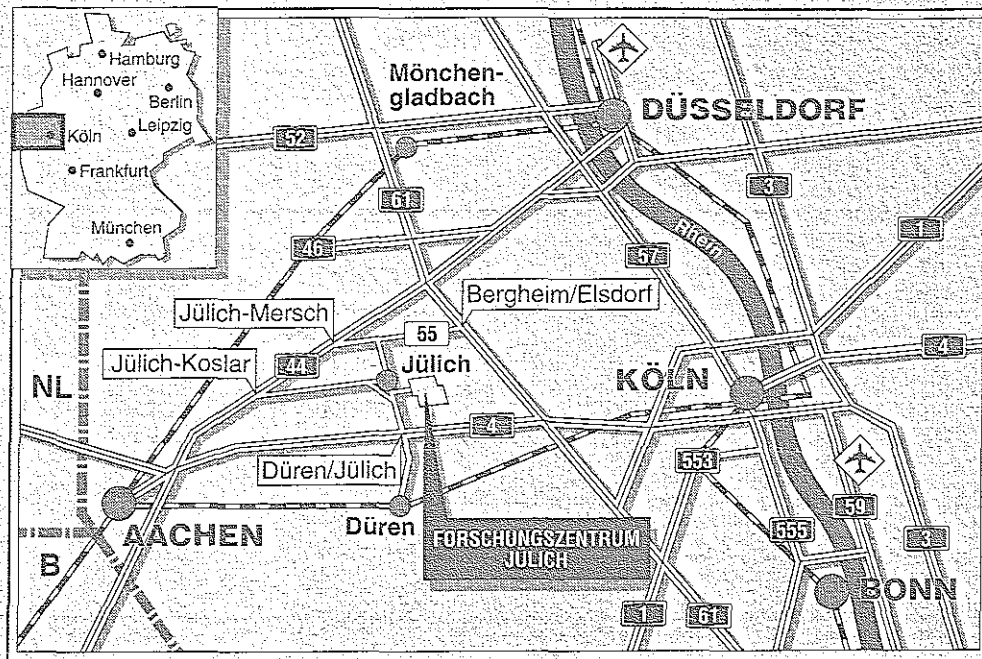
1000

1000

1000

1000

Handwritten text, likely bleed-through from the reverse side of the page. The text is extremely faint and illegible due to the low contrast and scan quality. It appears to be several lines of cursive or semi-cursive handwriting.



Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 2888

ISSN 0944-2952

Institut für Schicht- und Ionentechnik Jül-2888

D 26 (Diss. Universität Gießen)

Zu beziehen durch: Forschungszentrum Jülich GmbH · Zentralbibliothek

D-52425 Jülich · Bundesrepublik Deutschland

Telefon: 024 61 / 61 - 61 02 · Telefax: 024 61 / 61 - 61 03 · Telex: 8 333 556-70 kfa d

HTSL-Josephson-Stufenkontakte

Klaus Herrmann

Handwritten text at the bottom of the page, appearing to be a list or index of items, possibly names or titles, written in a cursive script.

Handwritten text in the middle of the page, possibly a title or a section header, written in a cursive script.

Inhaltsverzeichnis

1.	Einleitung	3
1.1	Einleitung	3
1.2	Überblick	3
2.	Grundlagen	5
2.1	Die Josephsoneffekte	5
2.2	Das RSJ Modell	6
2.3	Der Josephsonkontakt unter dem Einfluß von Mikrowellenstrahlung	9
2.4	Strahlungsemission eines Josephsonkontaktes	10
2.5	Die Magnetfeldabhängigkeit des kritischen Stromes	12
2.6	Theoretische Modelle	17
	2.6.1 SNS Sandwich Modell	17
	2.6.2 SNINS Modell	18
3.	YBa₂Cu₃O_{7-δ}: Struktur, Eigenschaften, Josephsonkontakte	20
3.1	Struktur und Eigenschaften des Hochtemperatursupraleiters YBa ₂ Cu ₃ O _{7-δ}	20
3.2	Strukturelle Eigenschaften von Korngrenzen in YBa ₂ Cu ₃ O _{7-δ}	22
3.3	Elektrische Eigenschaften von Korngrenzen in YBa ₂ Cu ₃ O _{7-δ}	23
3.4	Kontaktgeometrien für HTSL Josephsonkontakte	27
4.	Fabrikation	30
4.1	Herstellung der Stufen	30
4.2	Deposition der YBa ₂ Cu ₃ O _{7-δ} Filme	42
4.3	Strukturierungsverfahren	44
5.	Mikrostruktur	47
5.1	Herstellung der Proben	47
5.2	Abhängigkeit der Mikrostruktur vom Stufenwinkel	48
5.3	Diskussion des Filmwachstums über Substratstufen	51
5.4	Eigenschaften der Korngrenzen und zusätzliche Kristallfehler	53
5.5	Mikrostruktur des YBa ₂ Cu ₃ O _{7-δ} Films auf steilen Stufen in LaAlO ₃	54
6.	Gleichstrom-Gleichspannungskennlinien	62
6.1	Aufbau der Meßapparatur	62
6.2	Gleichstrom-Gleichspannungskennlinien	63
	6.2.1 Abhängigkeit vom Stufenwinkel α	63
	6.2.2 Abhängigkeit von der Brückenbreite w	67

6.2.3	Abhängigkeit von d/h	71
6.3	Skalierung der Kontakte mit dem Querschnitt	73
7.	AC-Josephson effekt	76
8.	Eigenschaften der Josephsonemission	80
8.1	Direkte Messung der Josephsonemission	80
8.2	Indirekte Messung der Josephsonemission	83
9.	Magnetfeldabhängigkeit der Stufenkontakte	86
10.	Temperaturabhängigkeit der stationären Transporteigenschaften	95
10.1	Die $R(T)$ Abhängigkeit der Stufenkontakte	95
10.2	Die Temperaturabhängigkeit des kritischen Stromes	97
10.3	Die Temperaturabhängigkeit des Normalwiderstandes	99
10.4	Die Temperaturabhängigkeit des $I_C R_N$ -Produktes	101
10.5	Die Skalierung der Stufenkontakte	103
10.6	Ursachen des Josephson effektes	105
11.	Anwendungen	107
11.1	Technologische Aspekte	107
11.2	RF-SQUIDS	109
12.	Zusammenfassung	111
Anhang		113
Literaturverzeichnis		117

1.1 Einleitung

Die Entdeckung der Hochtemperatur-Supraleitung (HTSL) durch Bednorz und Müller 1986 [1.1] führte zu einer Renaissance sowohl der angewandten als auch der grundlagenorientierten Supraleiterforschung. Wesentliche Triebfeder dieser Forschungen war die Aussicht, die Vorteile supraleitender elektronischer Bauelemente, aber auch großtechnische Applikationen bei höheren Temperaturen nutzen zu können.

Die anisotropen elektrischen Eigenschaften und Kohärenzlängen von der Größenordnung der Gitterkonstanten machen jedoch neue Konzepte bei der Realisierung von Anwendungen notwendig.

Ein solches neues Konzept zur Realisierung eines Josephsonkontaktes stellt der sogenannte Stufenkontakt dar [1.2]. Darunter versteht man eine Mikrobrücke aus einem HTSL-Film, die über eine Stufe im Substrat verläuft.

Ziel der vorliegenden Arbeit ist die Untersuchung und Erklärung der Eigenschaften dieser Josephsonkontakte.

1.2 Überblick

In Kapitel 2 werden die für das Verständnis der Messungen erforderlichen Grundlagen der elektrischen Eigenschaften von Josephsonkontakten dargestellt.

Kapitel 3 ist eine Zusammenfassung der wichtigsten materialspezifischen Aspekte des Themas und eine Diskussion alternativer Ansätze zur Herstellung von Josephsonkontakten.

Kapitel 4 beschreibt die Herstellung der Stufenkontakte, d.h. die Herstellung der Stufen, Deposition der Filme und die Verfahren zur Strukturierung der Mikrobrücken.

Kapitel 5 beschäftigt sich mit der Mikrostruktur der Kontakte. Dargestellt werden die Abhängigkeit der Filmstruktur vom Stufenwinkel, die Eigenschaften der Korngrenzen und eine Diskussion des Filmwachstums über eine Stufe.

Kapitel 6 erläutert den Meßaufbau zur elektrischen Charakterisierung der Kontakte und diskutiert die Form der I-V Kennlinien in Abhängigkeit der Geometrieparameter Stufenwinkel, Stufenhöhe, Filmdicke und Brückenbreite.

Kapitel 7 befaßt sich mit der Messung und theoretischen Deutung des AC-Josephsoneffektes.

Kapitel 8 erläutert die Eigenschaften der Josephsonemission, die mit Hilfe von zwei verschiedenen Verfahren gemessen wurden.

Kapitel 9 stellt die Messungen und Simulationen der Magnetfeldabhängigkeit der Stufenkontakte dar.

Kapitel 10 beschreibt die Temperaturabhängigkeit der supraleitenden Transporteigenschaften $R(T)$, $I_C(T)$, $R_N(T)$ und $I_C R_N(T)$. Die Ergebnisse werden im Rahmen verschiedener theoretischer Modelle diskutiert.

Kapitel 11 diskutiert einige technologische Aspekte, wie Kontrollierbarkeit, Reproduzierbarkeit und Stabilität der Stufenkontakte im Zusammenhang mit Problemen der Fabrikation und diskutiert die Anwendung dieses Kontakttyps in RF-SQUIDs.

Kapitel 12 gibt eine Zusammenfassung der wichtigsten Ergebnisse der Arbeit.

Im Anhang wird die Berechnung der Magnetfeldabhängigkeit der Stufenkontakte dargestellt.

2.1 Die Josephson-Effekte

Als Josephson-Effekte werden makroskopische Quanteneffekte bezeichnet, die in einem System aus zwei schwach gekoppelten Supraleitern auftreten. Die Stelle, an der die Kopplung stattfindet, wird Josephsonkontakt genannt. Die Kopplung kann auf verschiedene Arten realisiert werden. Die beiden Supraleiter können durch eine dünne isolierende oder leitende Barriere getrennt sein. Wichtig ist in beiden Fällen, daß es zu einem Austausch von Cooperpaaren kommen kann und daß die Kopplung schwach ist, d. h. daß der maximale Strom (I_C) durch diese Barriere viel kleiner als der maximale Strom in den Supraleitern ist. Die Josephsonkontakte mit einer isolierenden Barriere werden als Tunnelkontakte bezeichnet; alle übrigen Kontakte mit direkter Leitfähigkeit als "weak links".

Schickt man durch einen Josephsonkontakt einen elektrischen Strom, der kleiner ist als der Maximalstrom I_C , fällt keine Spannung an dem Kontakt ab und der Strom hängt von der Phasendifferenz der beiden Wellenfunktionen, die die Supraleiter beschreiben, ab. Dies wird als DC Josephson-Effekt bezeichnet. Legt man eine Gleichspannung an einen Josephsonkontakt, fließt ein Wechselstrom, dessen Frequenz proportional der angelegten Spannung ist. Dieser Effekt wird als AC Josephson-Effekt bezeichnet. Die Ursache für die beiden Effekte liegt in der Phasenkohärenz der Cooperpaare. Als Bosonen sind sie bestrebt, alle den niedrigsten Energiezustand zu besetzen. Ein makroskopischer Supraleiter kann daher als quantenmechanisches System durch eine einzige Wellenfunktion $\Psi(\mathbf{r})$ beschrieben werden.

$$\Psi(\vec{r}) = |\Psi(\vec{r})| e^{i\theta(\vec{r})} \quad (1)$$

Die Phase $\theta(\mathbf{r})$ ist für alle Cooperpaare gleich. Durch den Austausch von Cooperpaaren über den Josephsonkontakt sind die Phasen θ_1 und θ_2 der beiden Supraleiter korreliert. Eine mathematische Analyse liefert [2.1]:

$$I = I_C \sin \varphi, \quad \varphi = \theta_2 - \theta_1 \quad (2)$$

$$\frac{d\varphi}{dt} = \frac{2e}{\hbar} V \quad (3)$$

I ist der von den Cooperpaaren getragene Suprastrom und V ist die Spannung über dem Josephsonkontakt, wenn $I > I_C$ ist.

Diese zwei Gleichungen beschreiben die beiden Josephson-Effekte. Die zweite Josephsongleichung (3) macht eine Aussage über die Proportionalitätskonstante zwischen der Frequenz des Cooperpaarwechselstromes (Josephsonoszillationen) $\omega = d\varphi/dt$, und der Spannung V :

$$\omega = d\varphi/dt = (2e/\hbar)V \cong 2\pi(483 \text{ MHz} / \mu\text{V})V$$

Die beiden Gleichungen unterscheiden sich bezüglich ihrer Exaktheit. Gl. (2) ist eine Lösung, die in erster Näherung auf die meisten realen Josephsonkontakte zutrifft. Für gewisse Kontaktgeometrien treten aber Abweichungen von der sinusförmigen Strom-Phasen Beziehung auf. Gleichzeitig zeigen diese Kontakte aber auch andere Abweichungen vom Josephsonverhalten. Der Josephsonkontakt verhält sich immer mehr wie ein normaler Supraleiter [2.2]. Dies hat dazu geführt, daß das Vorliegen einer reinen $\sin\varphi$ -Abhängigkeit als mathematische Definition des idealen Josephsoneffektes angesehen wird. Der kritische Strom I_C hängt von der Barriere, dem Elektrodenmaterial, der genauen Kontaktgeometrie, der Temperatur und von äußeren Magnetfeldern ab. Im Gegensatz zu Gl. (2) ist Gl. (3) aus fundamentalen Prinzipien der Quantenmechanik herleitbar und gilt exakt.

2.2 Das RSJ Modell

Neben den Cooperpaaren existieren im Supraleiter bei endlicher Temperatur auch ungepaarte Elektronen, Quasiteilchen, die im Falle von $I > I_C$ auch zum Stromtransport beitragen, $I_N = V(t)/R(V)$, wobei $R(V)$ ein i.a. spannungsabhängiger Widerstand ist. Nach Gl. (3) tritt dann eine hochfrequente Wechselspannung auf, die im Zusammenhang mit einer endlichen Kapazität C des Kontaktes zu einem Verschiebungsstrom $C dV(t)/dt$ führt. Bei Josephsonkontakten aus HTSL, die bei $T = 77 \text{ K}$ arbeiten sollen, ist ein Fluktuationsstrom $I_F(t)$, verursacht durch thermische Fluktuationen, in der Gesamtstrombilanz zu berücksichtigen. Das elektrische Ersatzschaltbild eines Josephsonkontaktes besteht demnach aus vier Komponenten

$$I = I_C \sin \varphi(t) + \frac{V(t)}{R(V)} + C \frac{dV(t)}{dt} + I_F(t) \quad (4)$$

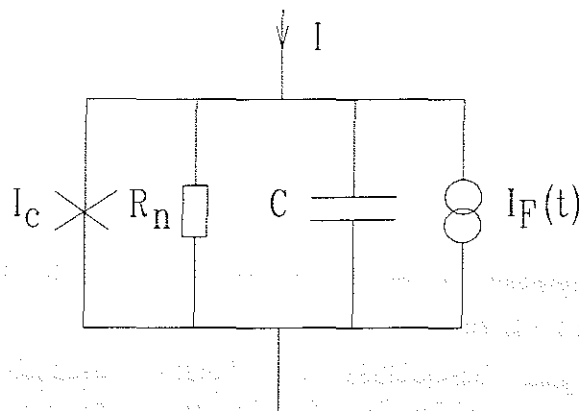


Bild 2.1: RSJ (resistively shunted junction) Modell.

Dieses Modell, das zuerst von Stewart [2.3] und McCumber [2.4] vorgeschlagen wurde, ist zunächst rein phänomenologischer Natur. Es läßt sich jedoch aus mikroskopischen Theorien ableiten [2.5] für $T \sim T_c$. In guter Näherung gilt es auch für Tunnelkontakte, die mit einem Parallelwiderstand versehen sind.

Der hier betrachtete Fall der Stromeinprägung in einen Josephsonkontakt liegt in der Praxis meistens vor, weil bei den hohen Frequenzen der Josephsonoszillationen die Impedanz einer Strom- oder Spannungsquelle viel größer als der Widerstand des Kontaktes ist.

Zur konkreten Berechnung von Strom-Spannungskennlinien (I-V Kennlinien) müssen Annahmen über den funktionalen Verlauf der einzelnen Stromkomponenten gemacht werden. Im einfachsten Fall wird $R(V) = \text{const.} = R_n$ gesetzt, wobei R_n der normalleitende Widerstand des Josephsonkontaktes ist. Der Fluktuationsstrom soll zunächst vernachlässigt werden. Der Verschiebungsstrom ist $C = dV/dt$. Damit schreibt sich die Strombilanzgleichung:

$$I = I_c \sin \varphi + \frac{V}{R_n} + C \frac{dV}{dt} \quad (5)$$

Mit Hilfe der 2. Josephsongleichung (3) läßt sich die Gleichung (5) dimensionslos schreiben:

$$i = \sin \varphi + \frac{d\varphi}{d\tau} + \beta_c \frac{d^2 \varphi}{d\tau^2} \quad (6)$$

$$i = \frac{I}{I_c}, \quad \tau = \omega_c t, \quad \omega_c = \frac{2eI_c R_n}{\hbar}, \quad \beta_c = \frac{2eI_c R_n^2 C}{\hbar} \quad (7)$$

Dies ist eine nichtlineare Differentialgleichung 2. Ordnung mit konstanten Koeffizienten, die nur numerisch lösbar ist. Der Parameter ω_c beschreibt die charakteristische Frequenz eines Josephsonkontaktes mit der charakteristischen Spannung $V_c = I_c R_n$. Diese Frequenz ist die Grenzfrequenz des Josephsonkontaktes, welche durch die Dämpfung durch die normalleitende Stromkomponente verursacht wird. Die Bedeutung von β_c , auch Stewart-McCumber Parameter genannt, wird klarer, wenn man eine weitere charakteristische Frequenz eines Josephsonkontaktes einführt. Diese sogenannte Plasmafrequenz ω_p ist definiert als:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{2eI_c}{\hbar C}} \quad (8)$$

Sie charakterisiert die Hochfrequenzeigenschaften des Kontaktes aufgrund seiner Kapazität C. Damit schreibt sich der Stewart-McCumber Parameter:

$$\beta_C = \left(\frac{\omega_C}{\omega_P} \right)^2 = \frac{2eI_C R_n^2 C}{\hbar} \quad (9)$$

Ist $\beta_C > 1$, wird der Kontakt überwiegend durch seine Kapazität charakterisiert. In diesem Fall wird der Josephsonkontakt als ungedämpft bezeichnet. Die Kapazität macht sich in der I-V Kennlinie durch eine Hysterese bemerkbar. Ist $\beta_C < 1$, werden die Eigenschaften überwiegend durch den Normalwiderstand R_n bestimmt. Dann wird der Josephsonkontakt als gedämpft bezeichnet. In Bild 2.2 sind die I-V Kennlinien für verschiedene Werte von β_C dargestellt.

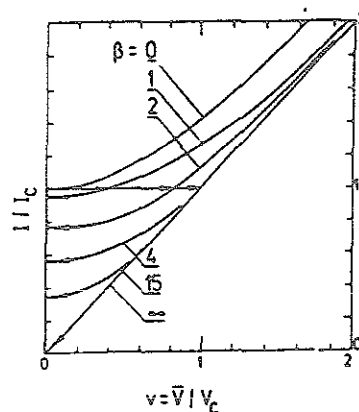


Bild 2.2: Strom-Spannungskennlinien nach dem RSJ Modell für verschiedene β_C [2.6].

Die I-V Kennlinie für $\beta_C = 0$ nähert sich erst bei wesentlich höheren Strömen der Widerstandsgeraden $R_n = \bar{V} / I$.

Die Spannung über dem Kontakt ist zeitabhängig $V = V(t)$. Gemessen wird jedoch nur der zeitliche Mittelwert \bar{V} . Diese gemittelte Spannung bestimmt die Form der I-V Kennlinie. Im folgenden ist immer diese gemittelte Spannung gemeint, wenn nicht ausdrücklich etwas anderes gesagt wird.

Berücksichtigt man einen Fluktuationstrom I_F , dessen Ursache die thermischen Fluktuationen der Elektronen im Normalwiderstand R_n sind, wird die Form der Kennlinien modifiziert (Bild 2.3). Die relative Intensität dieses thermischen Fluktuationsstromes I_F wird durch einen dimensionslosen Parameter γ charakterisiert [2.7]

$$\gamma = \frac{I_F}{I_C} = \frac{2ek_B T}{\hbar I_C} \quad (10)$$

Dabei wird formal geschrieben:

$$I_F = \frac{2ek_B T}{\hbar} \quad (11)$$

Diese thermischen Fluktuationen (Rauschen) führen zu einer Verringerung des kritischen Stromes I_C des Kontaktes.

Numerische Rechnungen im Rahmen des RSJ Modells haben ergeben [2.8], daß ganz allgemein elektromagnetische Störungen den kritischen Strom verringern. Die Messapparatur muß daher gut abgeschirmt sein und die Zuleitungen zum Josephsonkontakt müssen entsprechend gefiltert sein, um den Einfluß der Störungen auf die Messungen zu minimieren.

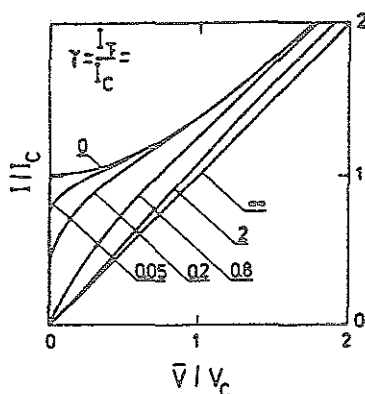


Bild 2.3: I-V Kennlinien für verschiedene γ [2.6].

2.3 Der Josephsonkontakt unter dem Einfluß von Mikrowellenstrahlung

Wird ein Josephsonkontakt mit Mikrowellen einer Frequenz ω_{ex} bestrahlt, kann es zu einer Phasensynchronisation der Josephsonoszillationen im Kontakt mit der externen Strahlung kommen. Als Folge davon bilden sich in der I-V Kennlinie Stromstufen aus, die sogenannten Shapirostufen [2.9]. Die Stufen sind äquidistant auf der Spannungsachse mit einem Abstand von $V_N = N\hbar\omega_{ex}/2e$, ($N = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$). Die Ausprägung der Stufen und die Stufenhöhe sind vom Verhältnis der eingestrahlten Frequenz ω_{ex} zur charakteristischen Frequenz ω_C abhängig. Zur mathematischen Beschreibung definiert man einen dimensionslosen Parameter $\Omega = \omega_{ex}/\omega_C$. Zur Berechnung der I-V Kennlinien muß in der Gl. (5) noch ein Strombeitrag $I = I_J \sin(\omega_{ex}t)$ berücksichtigt werden. Die berechneten Stufenhöhen in Abhängigkeit von der Amplitude der Mikrowellenstrahlung I_{rf} werden durch Besselfunktionen beschrieben, wenn Ω größer eins ist. Es gilt dann für die Stromamplitude der N-ten Stufe

$$\Delta I_N = 2I_C \left| J_N \left(I_{rf}/\Omega \right) \right|, N = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (12)$$

Es treten jedoch immer stärkere Abweichungen vom Besselverhalten auf, wenn Ω kleiner wird [2.10]. In diesen Rechnungen wurde der Fluktuationsstrom $I_F(t)$ vernachlässigt. Die Ergebnisse gelten dann in sehr guter Näherung für Josephsonkontakte bei $T = 4,2$ K. Die Berücksichtigung eines endlichen thermischen Fluktuationsstromes I_F führt zu Abweichungen vom idealen Besselverhalten auch für $\Omega > 1$ [2.11]. Die Messung der Stromstufenhöhen als Funktion der Mikrowellenamplitude und der Vergleich mit den theoretischen Berechnungen im RSJ Modell ist ein empfindlicher Test, ob in einem Kontakt der ideale Josephson effekt, (d.h. $I = I_C \sin \varphi$) vorliegt. Bei großen eingestrahnten Mikrowellenleistungen bilden sich die Shapirostufen um eine Gerade aus. Die Steigung dieser Gerade ist ein Maß für den Normalwiderstand R_N . Dadurch hat man die Möglichkeit, den R_N des Josephsonkontaktes experimentell zu bestimmen.

2.4 Strahlungsemission eines Josephsonkontaktes

Die Messung der Abhängigkeit der Stromstufenhöhen von der Amplitude der eingestrahnten Mikrowelle ist ein indirekter Nachweis der Josephsonoszillationen. Diese hochfrequenten Schwingungen sind auch die Ursache für die Emission von Mikrowellenstrahlung. Ein direkter Nachweis dieser Oszillationen gelingt durch die Messung der Strahlungsemission eines Kontaktes. Wenn man die Spannung über dem Josephsonkontakt als konstant ansehen kann, was z. B. in guter Näherung für einen Kontakt mit $\beta_C \gg 1$ oder für $V > V_C$ gilt, so ist die abgestrahlte Mikrowelle monochromatisch mit einer Frequenz, die durch die Gl. (3) gegeben ist. Nach der 2. Josephsongleichung (3) kann man einen Josephsonkontakt dann auch als Mikrowellenoszillator verstehen, dessen Frequenz man durch die äußere Spannung in einem weiten Bereich durchstimmen kann. Im allgemeinen wird ein Josephsonkontakt jedoch mit Stromeinprägung betrieben. Ist der eingeprägte Strom größer als der kritische Strom, kommt es wegen der Existenz der Josephson effekte zu einem Rückkopplungsmechanismus im Kontakt. Wenn über dem Kontakt eine Spannung abfällt, kommt es wegen Gl. (3) zu Oszillationen des Suprastromes im Kontakt. Dieser oszillierende Suprastrom führt wiederum zu einer Wechselspannung $V(t)$ über dem Kontakt, die wiederum zu einer Frequenzmodulation des Suprastromes führt. Das bedeutet, daß die Strahlung nicht mehr monochromatisch ist, sondern sehr viele Harmonische enthält. Dies gilt, wenn der Arbeitspunkt bei einer Spannung V liegt, die kleiner ist als die charakteristische Spannung V_C . Erst wenn der Arbeitspunkt bei einer Spannung liegt, die viel größer als V_C ist und man daher die Spannung als konstant ansehen kann, ist die Strahlung wieder monochromatisch. Die maximale Strahlungsleistung P eines Josephsonkontaktes kann nur gemessen werden, wenn eine optimale Impedanzanpassung zwischen dem Kontakt und der Strahlungsmessapparatur erfolgt, die jedoch experimentell sehr schwierig zu realisieren ist. In der Regel ist der Widerstand der Apparatur R_e viel größer als

der R_n der niederohmigen Kontakte. Die abgestrahlte Leistung ist dann eine Funktion dieses Widerstandes R_e . Die folgende Darstellung der mathematischen Zusammenhänge ist an [2.6] angelehnt. Im RSJ Modell ergibt sich für die maximale Leistung P_1 , welche bei der Grundfrequenz ω_1 abgestrahlt wird.

$$P_1 = \frac{2V^2 \left[(V^2 + V_c^2)^{\frac{1}{2}} - V \right]^2}{V_c^2 R_e} \quad (13)$$

Es läßt sich theoretisch zeigen, daß die Linienbreite Γ_1 der emittierten Mikrowellenstrahlung von den Spannungsfuktuationen verursacht wird [2.6]. Es gilt folgender Zusammenhang:

$$\Gamma_1 = \pi \left(\frac{2e}{\hbar} \right)^2 S_V(0) \quad (14)$$

wobei Γ_1 die Linienbreite bei der Grundfrequenz $\omega_1 = 2e/\hbar V$ ist. Zur mathematischen Beschreibung von fluktuierenden Größen wird die spektrale Leistungsdichte $S_X(\omega)$ verwendet. Ist X eine fluktuierende Größe, so ist $S_X(\omega)$ definiert als:

$$\langle X^2 \rangle = \int_0^{\infty} S_X(\omega) d\omega \quad (15)$$

Wenn der Josephsonkontakt mit Stromeinprägung betrieben wird, ist zunächst der Zusammenhang zwischen den Stromfluktuationen und den Spannungsfuktuationen zu ermitteln. Der Zusammenhang zwischen $S_V(\omega)$ und $S_I(\omega)$ ist im RSJ Modell mit $\beta_c \ll 1$ gegeben durch:

$$S_V(0) = R_d^2 \left[S_I(0) + \frac{I_c^2}{2I^2} S_I(\omega_J) \right] \quad (16)$$

wobei $R_d = dV/dI$ der dynamische Widerstand des Kontaktes ist, und $\omega_J = 2e/\hbar V$ ist.

Nimmt man an, daß die Stromfluktuationen durch thermische Fluktuationen verursacht werden mit einer spektralen Leistungsdichte:

$$S_I(\omega) = \frac{1}{\pi} \frac{k_B T}{R_n}, \quad (\text{Johnson-Nyquist Rauschen}) \quad (17)$$

ergibt sich für die Linienbreite:

$$\Gamma_1 = \left(\frac{2e}{\hbar} \right)^2 k_B T \frac{R_d^2}{R_n} \left[1 + \frac{I_c}{2I^2} \right] \quad (18)$$

2.5 Magnetfeldabhängigkeit des kritischen Stromes

Die Messung der Abhängigkeit des kritischen Stromes I_c eines Josephsonkontaktes von einem äußeren Magnetfeld H ist eine sehr empfindliche Methode, um die Suprastromverteilung in einem Kontakt zu untersuchen. Als Konsequenz aus der Phasenkohärenz im Supraleiter und der Kopplung der Cooperpaare über die Barriere ist ein Josephsonkontakt sehr empfindlich auf äußere Magnetfelder. Im Supraleiter gilt für den Zusammenhang von Stromdichte j und Vektorpotential A :

$$j = \rho \frac{q}{m} (\hbar \nabla \theta - qA) \quad (19)$$

wobei $\rho = |\Psi(r)|^2$ die Dichte der Cooperpaare im Supraleiter bezeichnet. Betrachtet man nun einen Josephsonkontakt unter dem Einfluß eines äußeren Magnetfeldes, so ergibt sich für den Zusammenhang zwischen Phasendifferenz φ und äußerem Feld H :

$$\nabla \varphi = \left(\frac{2ed^*}{\hbar} \right) (\hat{n} \times \vec{H}) \quad (20)$$

mit $d^* = \lambda_1 + \lambda_2 + d$, d ist die Barriendicke, λ_1, λ_2 sind die London-Eindringtiefen in den beiden Elektroden, \hat{n} ist ein Einheitsvektor, der normal zur Ebene des Kontaktes verläuft. In Bild 2.4 ist die Geometrie zur Berechnung des Magnetfeldverhaltens dargestellt.

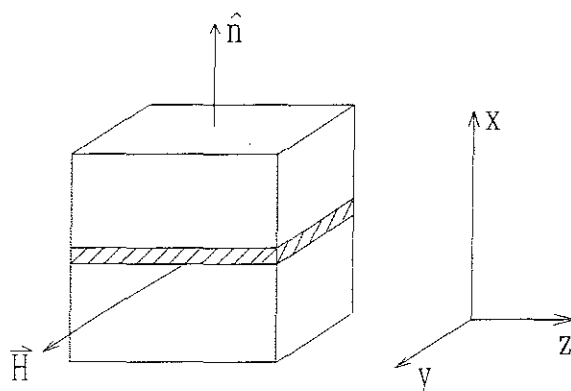


Bild 2.4: Definition des Koordinatensystems zur Berechnung der Magnetfeldabhängigkeit.

Zusammen mit der Maxwellgleichung:

$$\nabla \times \vec{H} = \frac{4\pi}{c} \vec{J} + \frac{1}{c} \frac{d\vec{D}}{dt} \quad (21)$$

kann die sogenannte Sinus-Gordon Gleichung hergeleitet werden, die die Elektrodynamik des Josephsonkontaktes beschreibt. Wählt man das Koordinatensystem wie in Bild 2.4, so ergibt sich:

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} + \frac{d^2\varphi}{dy^2} + \frac{d^2\varphi}{dz^2} - \frac{1}{\bar{c}} \frac{d^2\varphi}{dt^2} = \frac{1}{\lambda_j^2} \sin \varphi \quad (22)$$

$$\text{mit } \bar{c} = c \sqrt{\frac{1}{\epsilon_r d}} \quad (23)$$

$$\text{und der Josephsoneindringtiefe: } \lambda_j = \sqrt{\frac{\hbar^2 c^2}{8\pi e d J_c}} \quad (24)$$

Die Josephsonkontakte werden in zwei Klassen eingeteilt. Man unterscheidet danach, wann das Eigenmagnetfeld des Kontaktes so groß ist, daß die Rückwirkung auf den Suprastrom nicht mehr zu vernachlässigen ist. Diese Einwirkung ist dergestalt, daß der Suprastrom auf die Ränder des Josephsonkontaktes konzentriert wird. Die charakteristische Länge für das Abklingen der Suprastromdichte vom Rand in den Kontakt ist die Josephsoneindringtiefe. Sie ist das Analogon zur London-Eindringtiefe in einen Supraleiter.

Hat ein Kontakt eine Breite w , die kleiner als die Josephsoneindringtiefe ist, so bezeichnet man diesen Kontakt als schmalen Kontakt (small junction). Der Josephsonstrom fließt homogen durch den gesamten Querschnitt des Kontaktes. Dabei sei angenommen, daß die Ausdehnung senkrecht zur Breite sehr viel kleiner als w ist. Ist die Breite w größer als λ_j , so bezeichnet man ihn als breiten Kontakt (long junction). Legt man ein äußeres Feld H an, so dringt magnetischer Fluß in den Kontakt. Dies führt nach Gl. (20) dazu, daß die Phasendifferenz φ ortsabhängig wird. Aufgrund der 1. Josephsongleichung (2) hat das eine Änderung der Polarität des Josephsonstromes zur Folge. Die Interferenz der verschiedenen Teilströme reduziert den maximalen kritischen Strom des Kontaktes. Die räumliche Verteilung der Josephsonströme im Kontakt erinnert an die Form von Abrikosov-Flußwirbeln im Typ II Supraleiter. Man beschreibt diese Stromverteilung daher auch als Eindringen von Josephson-Flußwirbeln in den Kontakt. Die Josephson-Flußwirbel haben im Gegensatz zu den Abrikosov-Flußwirbeln keinen normalleitenden Kern. Diese Flußwirbel treten sowohl in schmalen als auch in breiten Kontakten auf. Der wesentliche Unterschied zwischen einem schmalen und einem breiten Kontakt ist, daß aufgrund des nichtverschwindenden Eigenmagnetfeldes die Anordnung der Josephson-Flußwirbel in einem breiten Kontakt keine eindeutige Funktion des äußeren Magnetfeldes ist [2.12]. Das bedeutet, daß es für einen bestimmten Wert des Magnetfeldes mehr als einen "Flußwirbelzustand" gibt, der jedoch zum gleichen maximalen kritischen Strom durch den Kontakt führt. Die Folge davon ist, daß in breiten Kontakten die Anordnung der Flußwirbel im Kontakt vom Transportstrom, vom Magnetfeld und von der Vorgeschichte, d.h. der zeitlichen Abfolge von Magnetfeldeinwirkung und Einstellung des Transportstromes

abhängt. Experimentell äußert sich dieses unterschiedliche physikalische Verhalten in der funktionalen Abhängigkeit des kritischen Stromes vom angelegten Magnetfeld. Für einen schmalen Kontakt, der homogen vom Josephsonstrom durchflossen wird, ergibt sich eine Magnetfeldabhängigkeit, die in ihrer Form an das bekannte "Fraunhofer-Beugungsmuster" am Einzelspalt in der Optik erinnert.

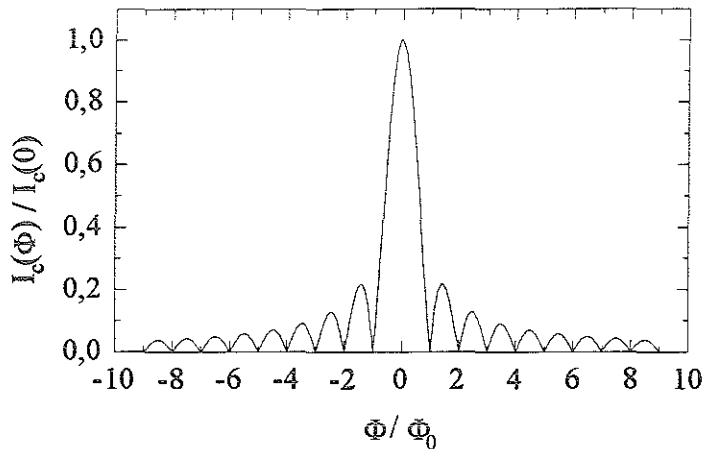


Bild 2.5: Magnetfeldabhängigkeit des kritischen Stromes eines Josephsonkontaktes ($w < \lambda_j$) für eine homogene Stromverteilung.

Nimmt man eine inhomogene Stromverteilung im Kontakt an, so ergeben sich charakteristische Abweichungen von diesem Verhalten [2.13]. Ist der Kontakt w größer als λ_j , läßt sich der kritische Strom nicht vollständig durch ein Magnetfeld unterdrücken. Ein Beispiel für dieses Verhalten ist in Bild 2.6 dargestellt. Die durchgezogenen Linien entsprechen theoretischen Berechnungen [2.14]. Die Punkte sind die experimentellen Werte. Man sieht sehr schön die verschiedenen überlappenden Kurven, die möglichen "Flußzuständen" im Kontakt entsprechen.

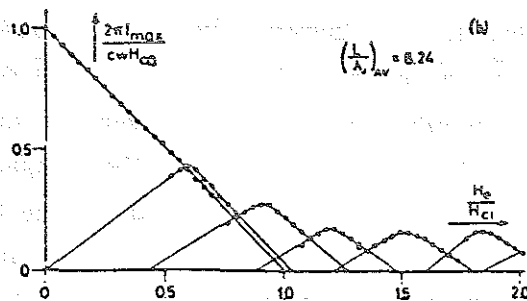


Bild 2.6: Magnetfeldabhängigkeit für einen breiten Kontakt ($w > 8,24 \lambda_j$) [2.14].

Die Form der Magnetfeldabhängigkeit für breite Kontakte hängt sehr stark von der Geometrie der Josephsonkontakte ab. Mathematisch bedeutet das, daß die Lösungen der Gl. (22) sehr stark von den Randbedingungen abhängen.

Aus der Periode ΔH der $I_c(H)$ Kurven kann man im Grenzfall eines schmalen Kontaktes ($w < \lambda_L$) die effektive Breite des Josephsonkontaktes berechnen. Es gilt der Zusammenhang:

$$\Phi = \Delta H A \quad (25)$$

Die Fläche A , in die der magnetische Fluß eindringt, ist gegeben durch:

$$A = w(d + 2\lambda_L) \quad (26)$$

Hierbei wird der Kontakt idealisiert angenommen als Tunnelkontakt mit Elektroden, die dicker als λ_L sind.

Die jeweiligen Minima in der $I_c(H)$ Kurve entsprechen ganzzahligen Vielfachen des Flußquantums Φ_0 im Kontakt. Damit ergibt sich für das erste Minimum:

$$\Delta H = \frac{\Phi_0}{w(d + 2\lambda_L)} \quad (27)$$

Diese Formel berücksichtigt jedoch noch nicht den Entmagnetisierungseffekt der supraleitenden Struktur. Aufgrund des Meissner-Effektes kann ein äußeres Magnetfeld nicht in den Supraleiter eindringen. Dies führt zu einer Erhöhung der Feldstärke an den Rändern der Struktur. Für den Fall einer planaren Brückengeometrie haben Rosenthal et al. [2.15] die Korrektur zur Formel (27) sowohl für den Grenzfall "dicker" Filme ($wt > \lambda^2$) (t : Filmdicke) als auch für den Fall "dünner" Filme ($wt \ll \lambda^2$) ausgerechnet.

a) "dicke Filme":

$$\Delta H \cong \frac{\Phi_0 t}{1,2w^2(2\lambda_L + d)} \quad (28)$$

b) "dünne" Filme:

$$\Delta H \cong \Phi_0 \frac{1,84}{w^2} \quad (29)$$

Der wesentliche Unterschied ist, daß $\Delta H \propto \frac{1}{w^2}$, anstelle von $\Delta H \propto \frac{1}{w}$, d.h. der

Josephsonkontakt ist wesentlich empfindlicher auf äußere Magnetfelder.

Diese Überlegungen gelten jedoch nur, wenn das Magnetfeld senkrecht zur Normalen der Barriere orientiert ist. Wie aus Gl. (20) deutlich wird, hat nur die Komponente des äußeren Magnetfeldes senkrecht zur Normalen der Barriere einen Einfluß auf die Phasendifferenz im Kontakt. Das bedeutet, daß die Periode ΔH der $I_c(H)$ Kurve für einen gegebenen Kontaktquerschnitt dann minimal ist, wenn die obige Bedingung erfüllt ist. Verkleinert man den Winkel zwischen äußerem Magnetfeld und der Normalen, vergrößert sich die Periode der $I_c(H)$ Kurve, da jetzt nur noch eine Komponente des gesamten äußeren Magnetfeldes wirksam ist.

Der Zusammenhang zwischen der Suprastromverteilung im Josephsonkontakt und der $I_c(H)$ Kurve ist gegeben durch [2.13]:

$$I(k) = \left| \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{I}(x) e^{ikx} dx \right| \quad (30)$$

mit

$$\hat{I}(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} J(x, y) dy \quad (31)$$

wobei $J(x, y)$ die i.a. ortsabhängige Suprastromdichte im Josephsonkontakt ist. Das bedeutet, daß bei vorgegebener Stromverteilung die daraus resultierende Magnetfeldabhängigkeit direkt berechenbar ist. Im Experiment liegt aber die umgekehrte Situation vor. Zu einer gegebenen $I_c(H)$ Kurve soll die Stromverteilung berechnet werden. Die Anwendung der inversen Fouriertransformation ist aufgrund des Betragszeichens in (30) jedoch nicht möglich. Man muß vielmehr zunächst eine Stromverteilung annehmen und dafür die $I_c(H)$ Kurve berechnen. Durch sukzessive Modifikation der Stromverteilung ist dann meist eine näherungsweise Beschreibung der experimentellen Magnetfeldabhängigkeit möglich.

2.6 Theoretische Modelle

Zur Beschreibung von HTSL-Josephsonkontakten auf der Basis von Korngrenzen werden in der Literatur zwei Modelle diskutiert, die das Verhalten solcher Kontakte theoretisch erklären. Beide Modelle, das SNS Sandwich- und das SNINS Sandwich Modell basieren auf dem Proximity -Effekt [2.16].

2.6.1 SNS Sandwich Modell

Im SNS Sandwich Modell wird der Josephsonkontakt idealisiert dargestellt als Supraleiter - Normalleiter - Supraleiter Kontakt, wobei angenommen wird, daß die Dicke L des normalleitenden Bereiches sehr klein gegenüber der Kohärenzlänge ξ_n^* ist.

Die Ursache des Josephsoneffektes in diesem Modell ist der Proximity-Effekt. Darunter versteht man eine Induzierung der Supraleitung in einem Normalleiter durch Diffusion von Cooperpaaren aus einem angrenzenden Supraleiter. Dazu muß jedoch der elektrische Kontakt zwischen Supraleiter und Normalleiter sehr gut sein. Ist die Länge des normalleitenden Bereiches nicht viel größer als die Kohärenzlänge ξ_n^* , so ist der Ordnungsparameter hinreichend abgeschwächt, aber es besteht noch eine endliche Überlappung zwischen den Wellenfunktionen der beiden angrenzenden Supraleiter, d.h. die Bedingungen für das Auftreten des Josephsoneffektes (s. Kap.2.1) sind erfüllt. Mathematisch wird die Stärke des Proximity-Effektes durch den Parameter γ charakterisiert [2.16].

$$\gamma = \frac{\rho_s \xi_s^*}{\rho_n \xi_n^*} \quad (32)$$

wobei $\rho_{n,s}$ die spezifischen Widerstände von Normalleiter bzw. Supraleiter sind und $\xi_{n,s}^*$ die jeweiligen Kohärenzlängen bedeuten. Ist $\gamma \ll 1$, so ist der Betrag des Ordnungsparameters im Supraleiter bis zur Grenzfläche konstant und klingt in den Normalleiter mit einer Abklinglänge von ξ_n^* ab. Die Unterdrückung des Ordnungsparameters im Supraleiter durch die Diffusion von Quasiteilchen aus dem Normalleiter ist in diesem Fall zu vernachlässigen. Ist $\gamma \gg 1$, so ist diese "Rückwirkung" des Normalleiters auf den Supraleiter nicht mehr zu vernachlässigen und führt zu einer merklichen Unterdrückung des Ordnungsparameters im Supraleiter. Dieses Verhalten entspricht dem klassischen Verhalten der SNS Kontakte mit konventionellen Supraleitern. Zur Beschreibung der Hoch- T_c Kontakte muß noch ein weiterer Parameter γ_b eingeführt werden, der die Eigenschaften der SN Grenzfläche charakterisiert:

$$\gamma_b = \frac{R_b}{\rho_n \xi_n^*} \quad (33)$$

wobei R_b der Grenzflächenwiderstand ist. Aufgrund dieses Widerstandes wird der Ordnungsparameter an der Grenzfläche sprunghaft unterdrückt. Die obige Definition des

Parameters γ_b ist gültig für den Fall $L \geq \xi_n^*$. Betrachtet man den Grenzfall $L \ll \xi_n^*$, so schreibt man für den modifizierten Parameter γ_{BM} :

$$\gamma_{BM} = \gamma_b \frac{L}{\xi_n^*} \quad (34)$$

Dieses SNS-Modell macht Voraussagen über die Temperaturabhängigkeit des $I_C R_n$ -Produktes. Wichtigster Parameter ist γ_{BM} . In Bild 2.7 ist der Temperaturverlauf des $I_C R_n$ -Produktes für verschiedene Werte des Parameters in reduzierten Einheiten aufgetragen.

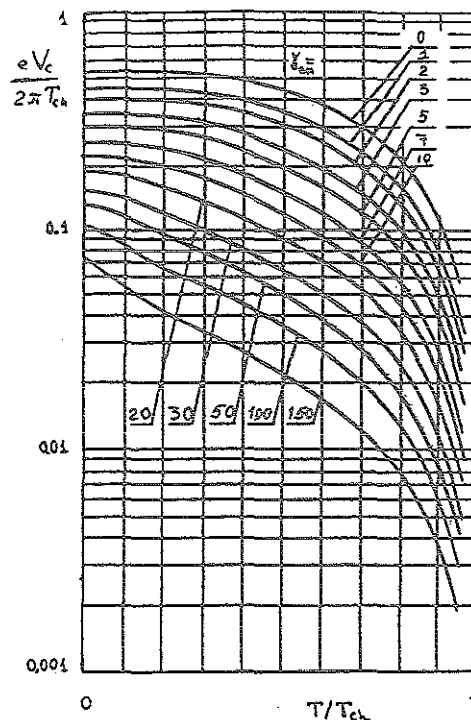


Bild 2.7: Temperaturabhängigkeit des $I_C R_n$ -Produktes im SNS Sandwich Modell ($L \ll \xi_n^*$) [2.17]. T_{ck} ist die kritische Temperatur des Kontaktes.

2.6.2 SNINS Modell

Die sehr hohen spezifischen Widerstände der Korngrenzen im Bereich von $\rho_n \approx 10^{-7} \Omega \text{cm}^2$ und die Tatsache, daß in manchen Korngrenzenkontakten Tunnelkontakt-ähnliches Verhalten beobachtet wird [2.18], führten zur Einführung des SNINS Modells.

Ersetzt man im SNS Sandwich den Normalleiter durch ein Normalleiter-Isolator-Normalleiter-Sandwich, erhält man das SNINS Modell. Auch in diesem Modell ist die physikalische Ursache für das Auftreten des Josephsoneffektes der Proximity-Effekt. Man unterscheidet zwei Fälle. Im ersten Fall gelten die gleichen Voraussetzungen wie im SNS Modell, ($\gamma_{BM} > 0$, $L \ll \xi_n^*$),

In Bild 2.8 ist die Temperaturabhängigkeit des $I_C R_n$ -Produktes für dieses Modell dargestellt.

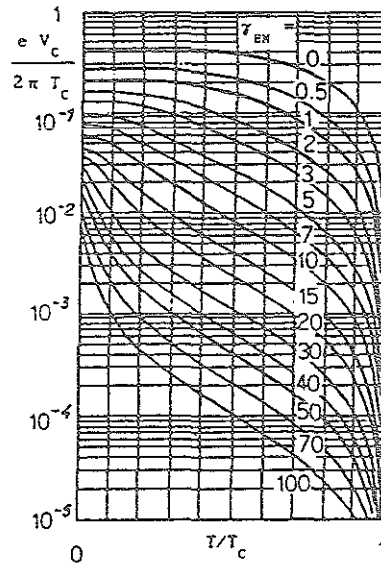


Bild 2.8: Temperaturabhängigkeit des $I_C R_n$ -Produktes im SNINS Modell ($L \ll \xi_n^*$) [2.19].

Eine zweite Variante dieses Modells gilt für eine beliebige Dicke des normalleitenden Bereiches. Die Grenzfläche zwischen N und S wird durch einen Parameter $\gamma_b \ll 1$ charakterisiert, d.h. der Grenzflächenwiderstand ist klein. Zusätzlich wird jedoch im N-Bereich ein temperaturunabhängiger Paarbrechungsmechanismus angenommen. Die resultierende Temperaturabhängigkeit des $I_C R_n$ -Produktes in diesem Modell ist in Bild 2.9 dargestellt.

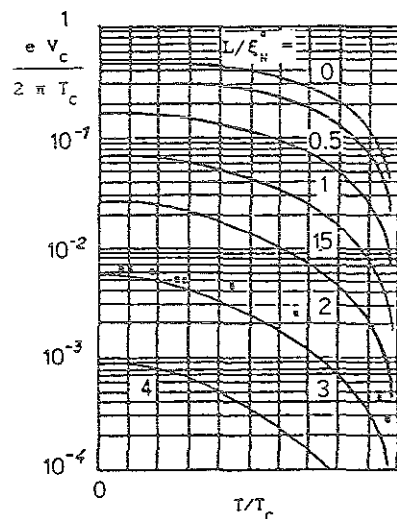


Bild 2.9: Temperaturabhängigkeit des $I_C R_n$ -Produktes im SNINS Modell mit temperaturunabhängigem Paarbrechungsmechanismus ($\gamma_b \ll 1$) [2.19].

3.1 Struktur und Eigenschaften des Hochtemperatursupraleiter $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

Der bisher am meisten untersuchte Hochtemperatursupraleiter (HTSL) ist das Yttrium-Barium-Kupferoxid ($\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$). Dieses Material war das erste, dessen Sprungtemperatur ($T_c = 92 \text{ K}$) über der Temperatur des flüssigen Stickstoffs lag [3.1]. Für diese Substanz existieren eine ganze Reihe von Herstellungsverfahren, sowohl für Einkristalle als auch für dünne Filme, so daß dieses Material eine gute Basis zur Realisierung von Anwendungen darstellt.

Neben YBaCuO existieren noch eine ganze Reihe strukturell ähnlicher Verbindungen, die ebenfalls Supraleiter mit hoher Sprungtemperatur sind. Wichtig sind hier vor allem $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ mit einem T_c von 110 K [3.2], sowie $\text{Tl}_2\text{Ca}_2\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ mit einem T_c von 125 K [3.3] und $\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+\delta}$ mit dem derzeit höchsten T_c von $\sim 133 \text{ K}$ [3.4]. Wenn die Herstellung guter epitaktischer Filme möglich ist, werden die Bi und die Tl-Supraleiter möglicherweise einmal das YBaCuO ersetzen können. Sowohl vom Standpunkt der Grundlagenforschung als auch in Bezug auf Applikationen ist das $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$ ($T_c = 30 \text{ K}$) sehr interessant, weil es im Vergleich mit den übrigen HTSL kein Kupfer enthält und an diesem Supraleiter bereits BCS-artige Tunnelkennlinien gemessen wurden [3.5]

Die Kristallstruktur des YBaCuO ist in Bild 3.1 schematisch dargestellt.

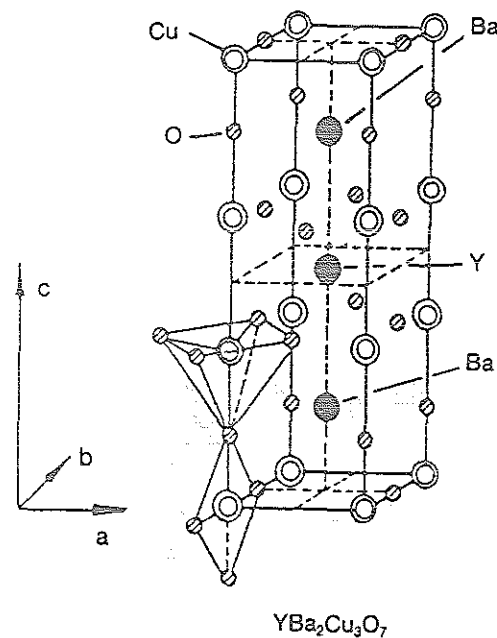


Bild 3.1: Kristallstruktur des $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ [3.6,3.7].

Strukturell ist das Material ein Abkömmling des Minerals Perowskit (CaTiO_3) mit der allgemeinen Zusammensetzung ABO_3 . Die YBCO Struktur ist orthorhombisch mit den Gitterparametern $a = 0.38227 \text{ nm}$, $b = 0.38872 \text{ nm}$, $c = 0.116802 \text{ nm}$ [3.8]. Charakteristisch für die YBCO Struktur sind CuO_5 Pyramiden bzw. aus CuO_3 Einheiten aufgebaute zaunartige "Plaketten". Die CuO_5 Pyramiden sind sowohl in a - als auch in b -Richtung miteinander vernetzt und bilden so eine Schichtstruktur im YBaCuO . In diesen CuO_2 Ebenen findet die Bildung der Cooper Paare statt und auch die elektrische Leitung erfolgt in diesen Ebenen. Die "Plaketten" sind nur in b -Richtung vernetzt und bilden so CuO Ketten. Untersuchungen weisen darauf hin, daß diese CuO Ketten mittelbar zur Supraleitung beitragen, indem sie Ladungsträger für die CuO_2 Ebenen bereitstellen. In der Ebene der Ba-Atome sind die beiden Struktureinheiten jeweils vernetzt. Das beiden gemeinsame Sauerstoffatom wird als Apex-Sauerstoff bezeichnet. Diese kurzen $\text{Cu-O}_{\text{Apex}}\text{-Cu}$ Stäbe in c -Richtung sind für den Ladungstransfer von den CuO Ketten zu den CuO_2 Ebenen verantwortlich. Diese Kombination aus ein- und zweidimensionalen Struktureinheiten hat eine starke Anisotropie sowohl der elektrischen als auch der supraleitenden Eigenschaften zur Folge. Die Leitfähigkeit in c -Richtung ist um einen Faktor 25-50 kleiner als in ab -Richtung [3.9]. Abschätzungen der Kohärenzlängen in a - b Richtung ergeben 2-3 nm und in c -Richtung 0.3-0.4 nm [3.10]. Demzufolge sind auch die kritischen Eigenschaften (J_c , B_{c1} , B_{c2}) und die Londoneindringtiefe λ_L anisotrop. Dies hat wichtige Konsequenzen bei der Realisierung von Anwendungen mit diesen neuen Materialien.

Eine weitere wichtige strukturelle Eigenschaft dieser Substanz ist die große Beweglichkeit der Sauerstoffatome [3.11]. Heizt man die Proben im Vakuum, so wird der orthorhombischen Phase Sauerstoff entzogen. Die Folge davon ist eine Strukturänderung und der Verlust der supraleitenden Eigenschaften. Es entsteht $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$ mit einer tetragonalen Kristallstruktur und halbleitenden Eigenschaften. In Bild 3.2 ist die Abhängigkeit des T_c von dem Sauerstoffgehalt dargestellt, die an gesinterten Keramiken bestimmt wurde.

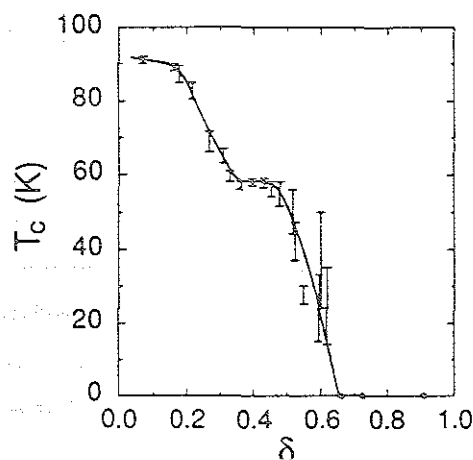


Bild. 3.2: Abhängigkeit des T_c vom Sauerstoffgehalt δ [3.12].

Für die supraleitenden Eigenschaften ist daher sowohl der Sauerstoffgehalt als auch die Ordnung der Sauerstoffatome in der Kristallstruktur von entscheidender Bedeutung.

3.2 Strukturelle Eigenschaften von Korngrenzen in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

Schon bald nach der Entdeckung der Hochtemperatursupraleiter stellte sich heraus, daß die Korngrenzen in diesen Materialien eine zentrale Rolle spielen. Ihre Struktur und die damit zusammenhängenden elektrischen Eigenschaften sind sowohl für das Verständnis des Mechanismus der Supraleitung, als auch für die Realisierung von Anwendungen von fundamentaler Bedeutung.

Die ersten experimentellen Beweise, daß bestimmte Korngrenzen in YBCO Josephson-Effekte zeigen, wurden an Keramiken und polykristallinen Schichten gefunden [3.13,3.14]. In der Folgezeit konzentrierten sich die Arbeiten auf die Erforschung der Mikrostruktur und der Ursache für die Josephson-Effekte. An gesinterten Keramiken und polykristallinen Schichten wurden mit XPS Untersuchungen Fremdphasen in Korngrenzen entdeckt. Bei diesen Verunreinigungen handelte es sich um CuO- und BaCu-Oxide [3.15]. In epitaktischen Filmen wurden jedoch keine Ausscheidungen oder Fremdphasen an Korngrenzen beobachtet [3.16,3.17,3.18,3.19]. Die Mikrostrukturuntersuchungen zeigten immer kristallographisch exakte Korngrenzen mit einer gestörten Zone von 1-2 Einheitszellen [3.16, 3.20,3.21,3.22,3.23,3.24].

Zur Klassifizierung der verschiedenen Korngrenzen wird folgendes Schema verwendet [3.25]. Unter einer Korngrenze versteht man die Grenzfläche, wo zwei Einkristalle verschiedener Orientierung so aufeinandertreffen, daß im Material keine Lücke entsteht. Die Orientierung der beiden Kristallite relativ zueinander läßt sich durch eine Drehachse und einen Drehwinkel beschreiben. Zusätzlich ist die Lage der Drehachse zur Ebene der Korngrenze wichtig. Man unterscheidet zwischen Kippkorngrenzen (Tilt grain boundaries), wo die Drehachse in der Ebene der Korngrenze liegt und Drehkorngrenzen (Twist grain boundaries), wo die Drehachse senkrecht zur Ebene der Korngrenze liegt. In der Abbildung 3.3 sind diese beiden Fälle schematisch dargestellt.

Zwischen diesen beiden Typen sind auch Mischformen möglich. Unterscheiden sich die beiden Kristallite nur um einen Winkel von max. 10° - 15° , so wird die Korngrenze als Kleinwinkelkorngrenze bezeichnet. Nur in diesem Fall kann man sich die Korngrenze aus einer Anordnung von Versetzungen aufgebaut denken. In einer Großwinkelkorngrenze sind die beiden Kristallite völlig unabhängig voneinander und das Versetzungsmodell ist hier nicht anwendbar. Eine Sonderstellung nehmen die sogenannten Zwillingkorngrenzen ein. Darunter versteht man solche Korngrenzen, wo sich die gegenseitigen Orientierungen zweier Kristallite

so verhalten, als ob sie an der Ebene der Korngrenze gespiegelt wären. In den HTSL entstehen solche Zwillingskorngrenzen als Folge der unterschiedlichen Länge der a-b Achsen der YBaCuO Einheitszelle. In bestimmten Abständen vertauschen die a und b Achsen ihre Richtung und es bilden sich senkrecht zueinander orientierte Domänen.

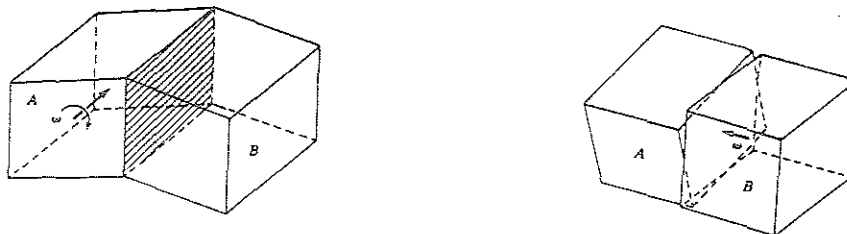


Bild 3.3: links: Kippkorngrenze. Der Rotationsvektor ω liegt in der Ebene der Korngrenze
rechts: Drehkorngrenze: Der Rotationsvektor ω ist senkrecht zur Ebene.

3.3 Elektrische Eigenschaften von Korngrenzen in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

Untersuchungen des elektrischen Verhaltens von (110) Zwillingskorngrenzen [3.19] haben ergeben, daß diese nicht als "weak link" wirken. Dies ist vermutlich darauf zurückzuführen, daß der geringe Längenunterschied der a- bzw. b- Achse ($\Delta l = 0,00645 \text{ nm}$) keine Gitterstörung erzeugt, die den Ordnungsparameter merklich beeinflusst. Die Untersuchung von (001) Kipp-, (100) Kipp- und (100) Drehkorngrenzen erfolgte bei IBM mit der Bikristalltechnologie [3.26]. Ein Kristall wird in zwei Teile geschnitten und, nach entsprechender Bearbeitung, wieder unter einem bestimmten Winkel zusammengefügt. Mit verschiedenen Tempermethoden wird dann der Kristall behandelt, um eine möglichst homogene Oberfläche zu erhalten. Der Vorteil dieser Methode liegt darin, daß man die Orientierung der beiden Kristalhälften relativ zueinander für den Winkelbereich von 0° - 45° frei wählen kann. Die Beschränkung auf diesen Winkelbereich ist eine Folge der kubischen bzw. pseudokubischen Kristallstruktur der verwendeten Substrate.

In Bild 3.4 sind schematisch die in den Bikristallexperimenten verwendeten Kristallgeometrien skizziert.

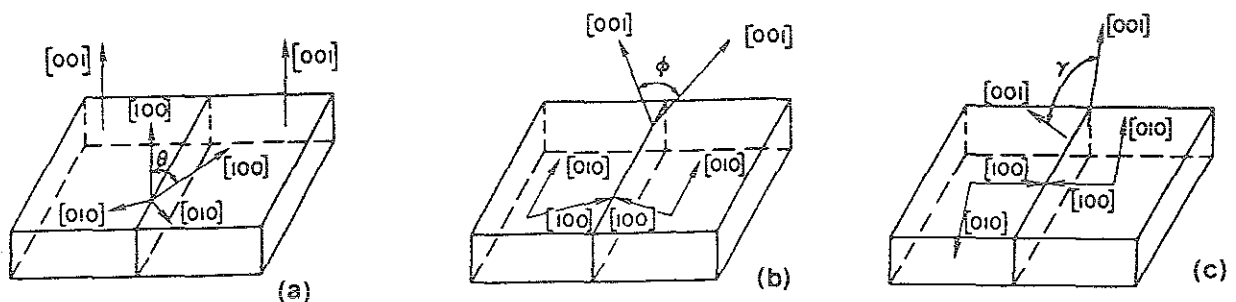


Bild 3.4: a) [001] Kippkorngrenzen b) [100] Kippkorngrenzen c) [100] Drehkorngrenzen

Das wesentliche Resultat dieser Experimente ist die Abhängigkeit des J_c vom Misorientierungswinkel.

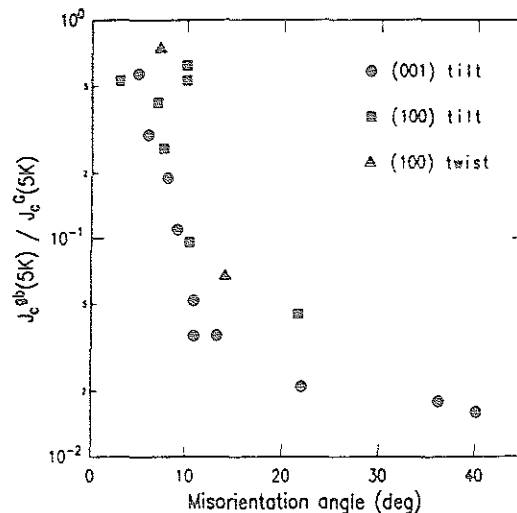


Bild 3.5: Normierte kritische Stromdichte als Funktion des Misorientierungswinkels [3.26].

Dazu wurden Mikrobrücken mit verschiedener Breite von 5 -50 μm Breite mit einem Laser strukturiert und in Vierpunktgeometrie gemessen. Der kritische Strom wurde gemessen und daraus die kritische Stromdichte J_c unter der Annahme eines homogen verteilten Suprastromes über den Brückenquerschnitt berechnet. Dieses J_c ist in Bild 3.5 aufgetragen als Funktion des Misorientierungswinkels.

Die (100) Kippkorngrenzen konnten nur bis zu einem Winkel von 20° untersucht werden, und die (100) Drehkorngrenzen nur bis zu einem maximalen Misorientierungswinkel von 15° . Für größere Winkel ist kein epitaktisches Wachstum mehr möglich.

Die kritische Stromdichte verhält sich für alle drei Korngrenzentypen gleich. Bis zu einem Winkel von ca. 5° ist das J_c vergleichbar mit dem J_c der angrenzenden Kristallite. Vergrößert man den Winkel, so nimmt das J_c rapide ab und erreicht einen Sättigungswert von ca. $1/50$ des J_c in den ungestörten Kristallgebieten bei einem Misorientierungswinkel von 15° - 20° . Diese Korngrenzenkontakte zeigen zwei ganz charakteristische Eigenschaften. Neben der bereits erwähnten Abhängigkeit des J_c vom Misorientierungswinkel gilt für das $I_c R_N$ Produkt die

folgende Skalierungsrelation: $I_c R_N = J_c \rho_N \propto \left(\frac{1}{\rho_N} \right)^q$

mit $q \cong 1$ für MgO Substrate, bzw $q \cong 1.5$ für SrTiO₃ -Substrate.

Die unterschiedlichen Exponenten für die beiden Substrattypen sind wahrscheinlich auf Unterschiede in den Filmherstellungsverfahren zurückzuführen. Diese Skalierung ist in Bild 3.6 aufgetragen.

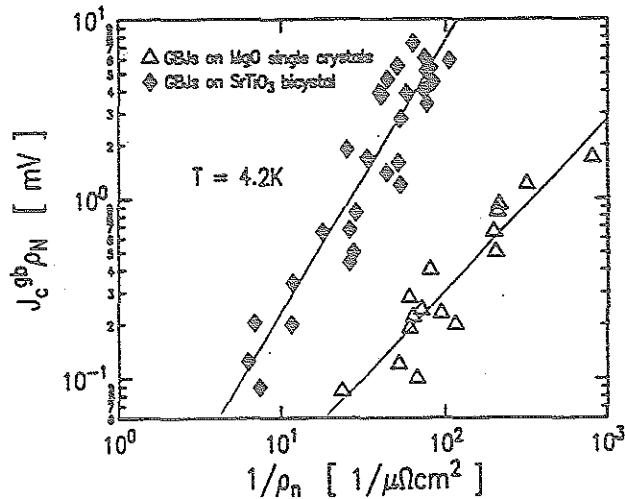


Bild 3.6: Skalierung des $I_c R_n$ -Produktes für (100) Kippkorngrenzen auf MgO und SrTiO₃ [3.27]

Die $I_c R_n$ Produkte liegen typischerweise im Bereich von 0.1-8 mV bei $T = 4.2\text{K}$. Die Temperaturabhängigkeit des $I_c R_n$ Produktes der Korngrenzenkontakte läßt sich mit dem SNS oder einem SNINS Modell beschreiben. Schätzt man jedoch den spezifischen Widerstand ρ_n des N-Bereiches für gegebenen spezifischen Widerstand der Korngrenze von 10^{-8} - $10^{-7}\ \Omega\text{cm}^2$ ab, so ergeben sich Werte in der Größenordnung von 0.1-1 Ωcm^2 . Dabei wurde für die Dicke der N-Schicht 0,1 nm angenommen. Diese hohen spezifischen Widerstände weisen eher auf ein isolierendes Barrierenmaterial hin. Die I-V Kennlinien von schmalen Kontakten lassen sich mit dem RSJ Modell beschreiben. Der normalleitende Widerstand der schmalen Kontakte ist temperaturunabhängig. Der McCumberparameter $\beta_c < 1$ für $4,2 < T < T_c$. Einige Kontakte auf SrTiO₃ zeigen $\beta_c < 5$ wegen der großen Streukapazität des Substrates. Die räumliche Verteilung des Suprastromes im Kontakt ist inhomogen. Dies kann durch eine direkte Messung dieser Verteilung mit einem Tieftemperaturrasterelektronenmikroskop oder indirekt durch Messung der Magnetfeldabhängigkeit des I_c gezeigt werden. Die Periode der $I_c(H)$ Kurve ΔH ist proportional zu $1/w^2$. Die Ursache für dieses Verhalten ist der Entmagnetisierungseffekt der Brückengeometrie [3.28]. Breite Josephsonkontakte zeigen Abweichungen vom RSJ Modell. Die I-V Kennlinien zeigen einen Exzess-Strom. Die Magnetfeldabhängigkeit zeigt in den meisten Fällen kein zweites Maximum. Die $I_c(H)$ Kurven hängen von der magnetischen "Vorgeschichte" ab, weil Fluß im Kontakt und in den Elektroden eingefroren wird. Neben

dieser Bikristalltechnologie wurden in der Folgezeit zwei weitere Verfahren entwickelt, um Korngrenzen kontrollierbar auf einem Substrat zu erzeugen. Eine elegante Weiterentwicklung der Bikristallidee stellen die Biepitaxie-Kontakte [3.29,3.30] dar. Dort wird die Tatsache ausgenutzt, daß bestimmte Oxide z. B. CeO_2 , mit einer um 45° verdrehten Orientierung gegenüber der des Substrates aufwachsen. Durch Strukturierung dieser Pufferschicht kann man an photolithographisch definierten Stellen im YBCO 45° Kippkorngrenzen herstellen. Eine weitere Methode sind die sogenannten Stufenkontakte [3.31,3.32]. Die Struktur und die Eigenschaften dieses Josephsonkontaktes sind Gegenstand der vorliegenden Arbeit.

Die Frage des Zusammenhangs der Mikrostruktur der verschiedenen Korngrenzentypen mit den elektrischen Eigenschaften und der Ursache des "Weak Link" Verhaltens sind zur Zeit noch Gegenstand der wissenschaftlichen Diskussion. Den oben erwähnten Arbeiten über die Josephsoneigenschaften bestimmter Korngrenzentypen stehen Ergebnisse an speziell präparierten Einkristallen [3.33] und dünnen Schichten gegenüber [3.34,3.35], die für spezifische Korngrenzen kein "Weak Link" Verhalten beobachtet haben. Im Falle der Einkristalle wurden eine 90° [010] Drehkorngrenze und eine 90° [010] Kippkorngrenze untersucht. Die Autoren waren aber nicht in der Lage, die beiden Korngrenzentypen zu trennen, die elektrisch parallel geschaltet waren. Aus der Tatsache, daß das J_C der Korngrenzen mit dem J_C der Körner vergleichbar ist, ziehen die Autoren den Schluß, daß diese Korngrenzen keine "Weak Links" sind, wobei jedoch das J_C in den Körnern nur in der Größenordnung $3 \cdot 10^3 \text{ A/cm}^2$ bei 73 K ist. Ein Vergleich mit den um ca. 2-3 Größenordnungen höheren kritischen Strömen in epitaktischen Filmen ist daher nur bedingt möglich.

In allen Fällen basiert die theoretische Begründung auf der "Coincidence Site Lattice" (CSL) Theorie, welche Minima in der freien Energie der Korngrenzen voraussagt, wenn möglichst viele Ortsvektoren der aneinandergrenzenden Gitter übereinstimmen. Dadurch sind bestimmte Vorzugswinkel ausgezeichnet. Eindeutige Beweise, daß bestimmte Korngrenzen keine "Weak Links" sind, stehen jedoch noch aus.

Die Ursache des "Weak Link" Verhaltens an den Korngrenzen ist zur Zeit noch Gegenstand des wissenschaftlichen Meinungsstreits. Die Ergebnisse der Messungen an den Bikristallen lassen sich im Rahmen eines einfachen Versetzungsmodells von Korngrenzen erklären. Ganz allgemein kann man sich eine Kleinwinkelkorngrenze aus verschiedenen Versetzungen, Stufen oder Schraubenversetzungen bzw. Kombinationen aus beiden, aufgebaut denken [3.36]. Die [100] Kippkorngrenzen bestehen aus einer regelmäßigen Anordnung von Stufenversetzungen. Jede Versetzung bildet einen strukturellen Defekt von der Größe $\sim 1 \text{ nm}$. Das ist aber auch die Größenordnung der Kohärenzlänge in YBCO in a- b Richtung. Das bedeutet, daß lokal der Ordnungsparameter stark unterdrückt wird. Vergrößert man den Kippwinkel, so verringert sich der Abstand zwischen den Versetzungen, bis zu einem Winkel von ca. 20° , wo sich die Versetzungen dann quasi überlappen. An diesem Punkt sollte dann entlang der Korngrenze die Supraleitung vollständig unterdrückt sein [3.19]. Dieser Punkt stellt aber auch den Grenzfall

für das Versetzungsmodell dar. Eng mit dem Versetzungsmodell zusammen hängt die Vorstellung, daß Gitterverspannungen die Ursache für die Unterdrückung der Supraleitung sind [3.37]. Dies ist in gewisser Weise eine Verallgemeinerung des Versetzungsmodells, da in der Umgebung einer Versetzung das Gitter immer lokal verspannt ist. Eine Gitterverspannung kann aber auch unabhängig von Versetzungen auftreten. Ein weiterer Erklärungsansatz basiert auf der hohen Beweglichkeit des Sauerstoffs in der YBCO Kristallstruktur. Die Zahl der besetzten Sauerstoffgitterplätze und der Ordnungsgrad der Struktur haben einen großen Einfluß auf die Sprungtemperatur des Supraleiters [3.38,3.39,3.40] und auf die elektrischen Eigenschaften. Die große strukturelle Unordnung an der Korngrenze sollte dann zu einer isolierenden Barriere [3.41] mit einer großen Zahl von lokalisierten Zuständen führen [3.42]. Hinweise auf ein Sauerstoffdefizit an der Korngrenze ergeben sich aus der Erhöhung des kritischen Stromes des Kontaktes durch Tempern in O_2 [3.43,3.44].

3.4 Kontaktgeometrien für HTSL Josephsonkontakte

Die Herstellung von Josephsonkontakten unterliegt sehr starken Randbedingungen durch das YBCO. Ganz wesentlich ist die sehr kleine und anisotrope Kohärenzlänge. Experimente an YBCO/Au/Nb SNS Kontakten bzw. an YBCO/Ag/Pb SNS Kontakten [3.45,3.46] haben gezeigt, das in a-b-Richtung ein Josephsonstrom durch den SNS Kontakt fließt, nicht jedoch in c-Richtung. Die Oberfläche von YBCO ist metastabil und verliert Sauerstoff durch Ausdiffusion bereits bei Raumtemperatur. Bringt man Metalle auf diese Oberfläche, so bildet sich eine halbleitende Grenzschicht zwischen YBCO und dem Metall, die den Proximityeffekt unterdrückt. Dies gilt für fast alle Metalle, mit Ausnahme von Au, Ag [3.47]. Aufgrund dieser starken Einschränkungen wurden eine ganze Reihe von Geometrien und Verfahren entwickelt [3.48]. Eine vollständige Darstellung dieser Ansätze würde den Rahmen der Arbeit sprengen. Aus den verschiedenen Varianten sollen nur zwei der wichtigsten Klassen von Kontakttypen (Korngrenzenkontakte und Kantenkontakte), die für technologische Anwendungen interessant sind, vorgestellt werden.

1. Korngrenzenkontakte

In diesen Kontakten werden künstlich Korngrenzen im YBCO erzeugt, die dann als Josephsonkontakte arbeiten. Dabei unterscheidet man heute drei Arten von Korngrenzenkontakten.

Bikristallkontakte: Hier wird die Technologie der Bikristallherstellung (s. Kap. 3.3) dazu verwendet, um Josephsonkontakte herzustellen. Das Verfahren der Bikristallherstellung ist jedoch aufwendig und erfordert viel technologisches Geschick. Der Aufbau komplexerer Schaltungen mit mehreren Josephsonkontakten ist praktisch nicht

durchführbar. Die Anwendbarkeit dieser Technologie ist auf einzelne Josephsonkontakte und einfache DC-oder RF-SQUID Schaltungen begrenzt.

Biepitaxie Kontakte: Einen Fortschritt in Richtung Anwendbarkeit stellt die Biepitaxie Methode dar [3.49]. Durch Aufwachsen einer Pufferschicht, deren Orientierung um 45° gegenüber der Orientierung des Substrates verdreht ist, wird erreicht, daß der YBCO Film ebenfalls mit zwei Orientierungen aufwächst. Durch Strukturierung der Pufferschicht kann man so gezielt auf beliebigen Stellen auf dem Substrat 45° Kippkorngrenzen erzeugen. Dieses Verfahren ist an bestimmte Materialkombinationen gebunden, z. B. CeO_2 auf SrTiO_3 , SrTiO_3 auf MgO . Zur Zeit sind noch keine Ansätze vorhanden, wie man andere Korngrenzenwinkel erzielen kann.

Stufenkontakte: Der Aufbau eines Stufenkontaktes ist in Bild 3.7 dargestellt.

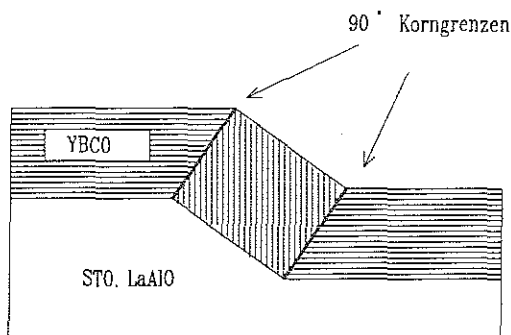


Bild 3.7: Geometrie der Stufenkontakte.

Die dargestellte Struktur der Stufenkontakte (d. h. die 90° Korngrenzen) wird auf Substraten beobachtet (SrTiO_3 , LaAlO_3), deren Gitterkonstanten sehr gut mit den Gitterkonstanten des YBaCuO übereinstimmen (s. Kap. 5). Auf MgO werden andere Typen von Korngrenzen beobachtet [3.50].

Die Strukturierung der Stufe kann auf verschiedene Arten erfolgen. Neben der Herstellung mit Ionenstrahlätzen [3.51,3.52] oder naßchemischem Ätzen [3.53] kann man die Stufe homoepitaktisch aufwachsen [3.54]. Alle drei Verfahren erlauben die Integration komplexerer Schaltungen mit Josephsonkontakten. In der vorliegenden Arbeit werden die Mikrostruktur und die elektrischen Eigenschaften von Stufenkontakten ausführlich diskutiert.

2. Kantenkontakte

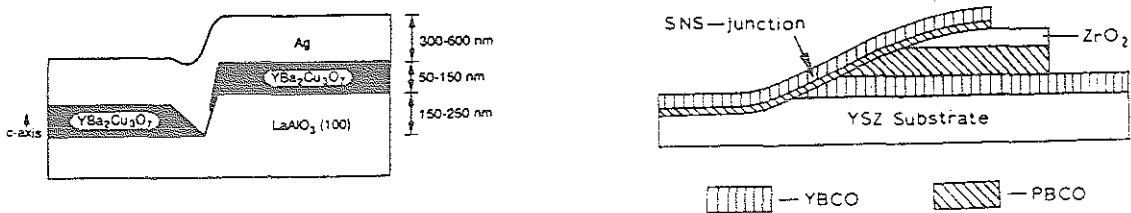


Bild 3.8: Kantenkontaktgeometrie.

a) Stufen-SNS Kontakt [3.56]

b) Rampenkontakt [3.55].

Bei dieser Klasse von Kontakten wird die Barriere künstlich erzeugt. Dabei liegt dieser Kontaktgeometrie das Prinzip zugrunde, in einem c-Achsen orientierten Film eine Josephsonkopplung über die a-b Richtung zu realisieren. Prinzipiell hat man die Wahl zwischen einer Barriere mit Perowskitstruktur ($\text{PrBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, Nb-SrTiO_3 , u. a.), die das Aufwachsen einer Gegenelektrode erlaubt und eines Edelmetalles (Au, Ag) [3.55,3.56]. Im ersten Fall muß die untere YBCO Schicht unter einem sehr kleinen Winkel abgetragen werden, damit die Barriere und die Gegenelektrode epitaktisch und ohne Korngrenzen (s. Kap.5) aufwachsen können. Aufgrund dieser rampenförmigen Geometrie werden diese Kontakttypen Rampenkontakte genannt. Verwendet man ein Edelmetall als Barriere, wird meist eine steile Stufe in das Substrat geätzt. Unter Anwendung anisotroper Depositsverfahren wird der YBCO Film so abgeschieden, daß an der Stufe der Film abreißt und dadurch die a-b Ebenen freiliegen [3.57,3.58]. Anschließend erfolgt die in-situ Abscheidung der Barriere.

4. Fabrikation

Der prinzipielle Aufbau eines Stufenkontaktes ist in Bild 3.7 dargestellt. Die Herstellung eines Stufenkontaktes umfaßt die folgenden Prozeßschritte:

- 1) Herstellung der Stufen
- 2) Deposition der YBCO Filme
- 3) Strukturierung der Mikrobrücken

Im folgenden werden die einzelnen Prozeßschritte diskutiert.

4.1 Herstellung der Stufen

Eine gezielte und kontrollierbare Mikrostrukturierung der Stufe ist ein wesentliches Element bei der Herstellung eines Stufenkontaktes. Das Strukturierungsverfahren muß eine Reihe von Anforderungen erfüllen. Die wichtigste Bedingung ist die Kontrollierbarkeit der Parameter Höhe (h) und Winkel (α) der Stufe. Die Oberfläche des Substrates darf durch das Strukturierungsverfahren nicht geschädigt werden und der Materialabtrag an der Stufe muß möglichst gleichmäßig sein. Eine weitere wichtige Bedingung ist die Reproduzierbarkeit der Ergebnisse, auch bei Verwendung verschiedener Materialien.

Ein Verfahren, welches alle Anforderungen erfüllt, insbesondere die Herstellung verschiedener Stufenwinkel, ist das Ionenstrahlätzen [4.1]. Dieses Verfahren wurde daher verwendet, um die Stufen herzustellen. Da es jedoch noch keinerlei Ergebnisse in der Literatur über die Anwendung des Ionenstrahlätzens auf die beiden Substrattypen SrTiO_3 und LaAlO_3 gab, mußte dieser Prozeß neu optimiert werden.

Prinzipiell hat man beim Ionenstrahlätzen die Möglichkeit, eine Lackmaske oder eine Metallmaske zu verwenden. Benutzt man eine Metallmaske, kann diese noch auf verschiedene Arten strukturiert werden. Aufgrund dieser Überlegungen wurden in dieser Arbeit drei mögliche Verfahren zur Stufenherstellung untersucht. Als Metallmaske wurde Niob gewählt, weil sowohl die Herstellung als auch die Strukturierung eine etablierte Technologie im Bereich der Tieftemperatursupraleiterelektronik ist.

Die wesentlichen Prozeßschritte der jeweiligen Verfahren sind in den folgenden Abbildungen 4.1, 4.2, 4.3 schematisch dargestellt. Die dort angegebenen Parameter für die einzelnen Prozeßschritte sind die Werte, die sich aufgrund der Optimierungen als gut herauskristallisiert haben. Bei der Optimierung der Stufenherstellung mittels Ionenstrahlätzen waren die folgenden drei Kriterien entscheidend:

- a) Qualität der Stufe
- b) Sauberkeit der Stufe

c) Keine Schädigung des übrigen Substrates durch die Strukturierungsmethode.

Prozeß 1: Ionenstrahlätzen der Stufe mit reaktiv strukturierter Nb Maske.

Ein Nb Film mit einer Dicke von 100 -600 nm (abhängig von gewünschter Stufenhöhe) wird zunächst auf das zuvor gereinigte Substrat (10*10 mm SrTiO₃(1 mm dick), LaAlO₃(0,5 bzw. 1 mm dick)) aufgesputtert. Das Sputtern der Filme erfolgte in einer Anlage der Firma Leybold (Z 400). Nach einer kurzen Reinigung (90 s) in einem Argon Plasma (4 Pa Ar, 800 V, RF), wird der Nb Film mit einer Sputterrate von typisch 1,5 nm/s bei einem Hintergrunddruck von $2 \cdot 10^{-6}$ mbar aufgesputtert (4 Pa, 750 mA, DC). Nach einem erneuten Reinigen in Aceton und Propanol wird Photolack (AZ 5214) aufgeschleudert (3000 Upm). Nach dem Trocknen (T: 90, t: 10 min.) wird der Lack belichtet (P: 6mW/cm²) und mit AZ 400 K (1:4) oder MIF (1:1,5) entwickelt. Mit reaktivem Ionenätzen (RIE) wird der Nb Film strukturiert. Als Ätzgas wird SF₆ verwendet. Diese Strukturierung erfolgte entweder in einer RIE Anlage von Oxford Instruments (Hintergrunddruck: $2 \cdot 10^{-6}$ mbar, 10 sccm SF₆,) oder in einer selbstgebauten [4.2] Anlage (Hintergrunddruck: $2 \cdot 10^{-2}$ mbar, P: 50 W, RF, pSF₆: $2 \cdot 10^{-2}$ mbar,). Nach dem Entfernen des Photolackes erfolgte das Ionenstrahlätzen.

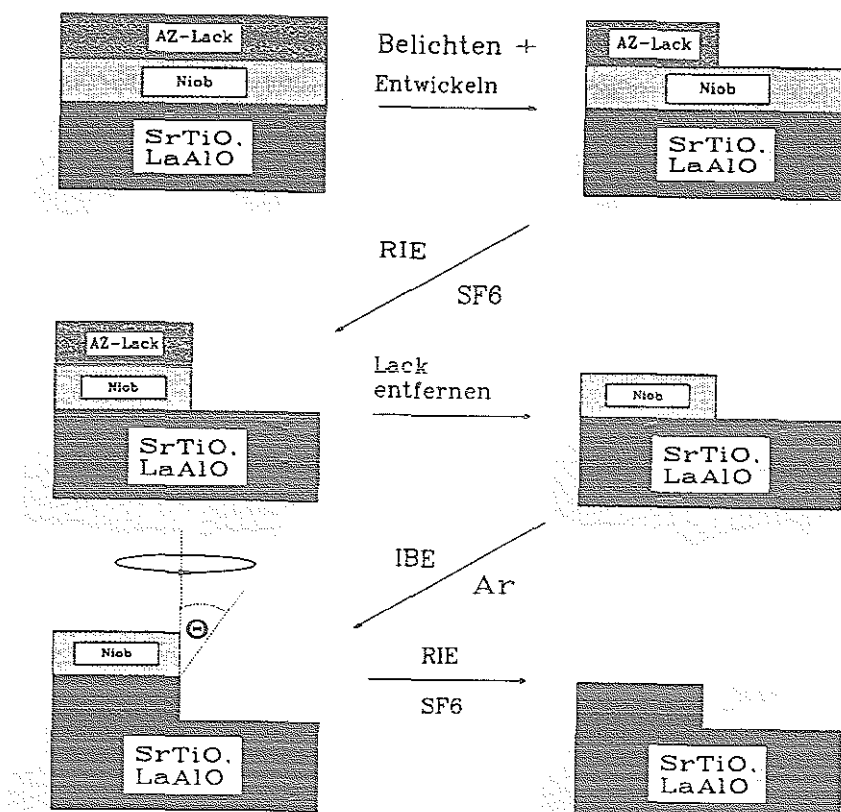


Bild 4.1: Prozessschritte zur Stufenherstellung in SrTiO₃ und LaAlO₃ mit reaktivem Ätzen der Nb Maske.

Für die Herstellung der Proben wurde eine IBE (Ion Beam Etching) Anlage von Oxford Instruments verwendet. Die Beschleunigungsspannung kann im Bereich von 100 - 1000 V variiert werden. Unabhängig davon kann die Strahlstromdichte zwischen 0,1 - 1,5 mA/cm² eingestellt werden. Der Substrathalter kann während des Ätzvorganges rotiert werden. Zur Verringerung der Wärmebelastung der Proben kann der Halter auf -7°C gekühlt werden. Der Hintergrunddruck in der Kammer beträgt typisch 1*10⁻⁶ mbar. Die Strahlstromdichte beträgt 0,5 mA/cm² bei einer Beschleunigungsspannung von 500 V. Die Parameter für das Ionenstrahlätzen sind ein Kompromiß einerseits zwischen geringer Schädigung des Substrates (kleine Beschleunigungsspannungen, kleine Strahlstromdichten) und andererseits einer kurzen Ätzzeit (hohe Beschleunigungsspannungen, hohe Strahlstromdichten).

Prozeß 2: Ionenstrahlätzen der Stufe mit Lift-off strukturierter Nb Maske.

Zunächst wird auf das gereinigte (Aceton, Propanol) Substrat Photolack (AZ 5214) aufgeschleudert (3000 Upm). Nach der optischen Lithographie (Parameter: s. Prozeß 1) wird Nb aufgesputtert (Parameter: s. Prozeß 1). Die Proben werden für den Lift-off Prozeß so lange in Aceton gelegt, bis sich der Lack löst und das Nb dadurch an diesen Stellen entfernt wird. Das Ionenstrahlätzen erfolgt analog Prozeß 1.

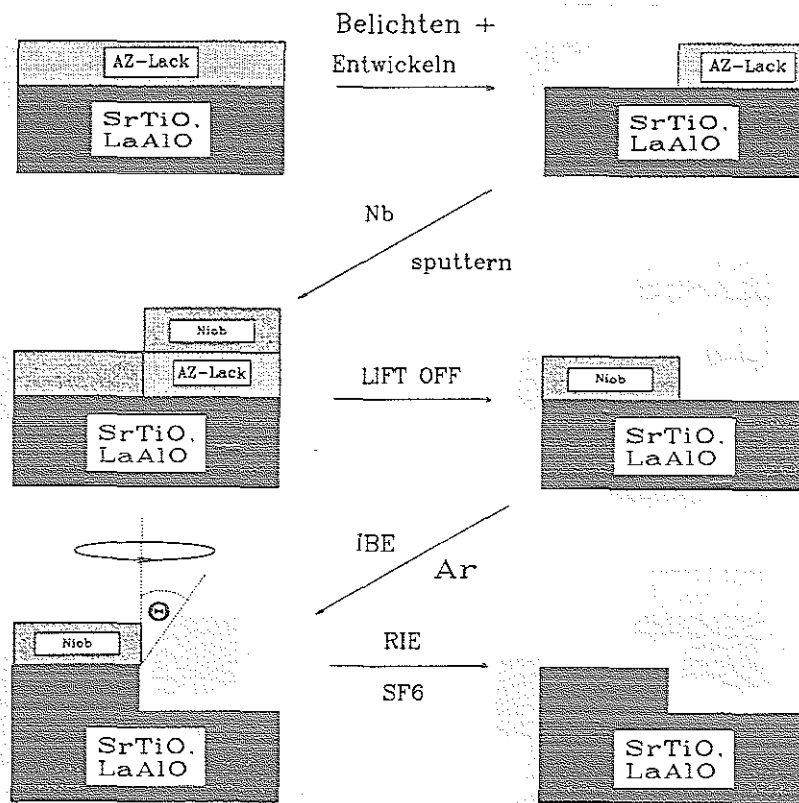


Bild 4.2 Prozessschritte zur Stufenherstellung mit Lift-off strukturierter Nb Maske.

Prozeß 3: Ionenstrahlätzen der Stufe mit Lackmaske.

Auf das gereinigte Substrat wird Photolack (AZ 5214) aufgeschleudert (3000 Upm). Der Lack wird belichtet ($P: 6\text{mW/cm}^2$) und entweder mit AZ 400 K (1:4) oder MIF (1:1,5) entwickelt. Danach erfolgt das Ionenstrahlätzen mit den Parametern von Prozeß 1. Zusätzlich wurde ein "Shutter" benutzt, der im 30 s Takt das Substrat abdeckte, um die Erwärmung des Photolackes zu verringern.

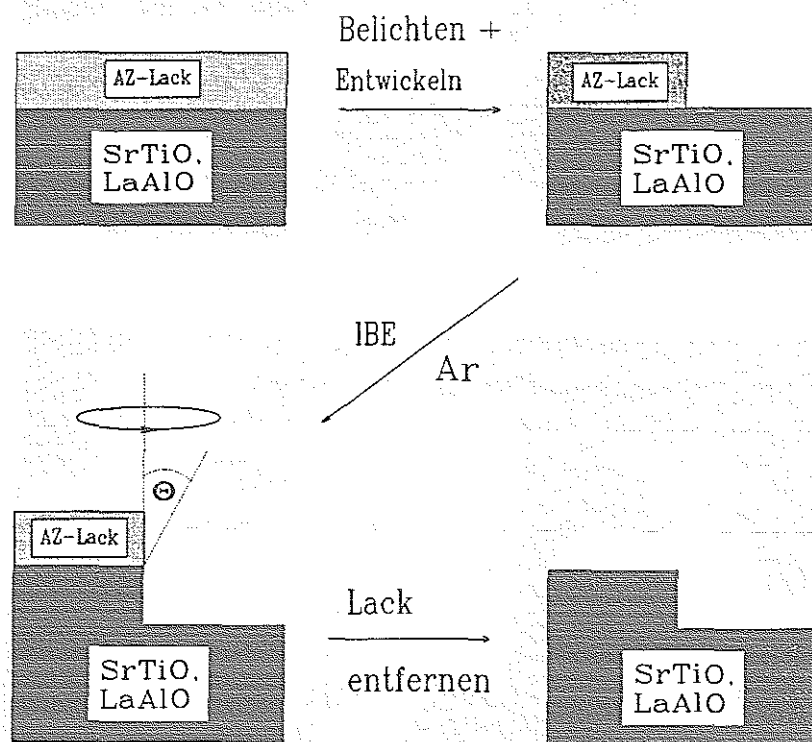


Bild 4.3: Prozessschritte zur Stufenherstellung mit Lackmaske.

Diskussion der drei verschiedenen Verfahren:

Die Stufen wurden mittels optischer Mikroskope, rasterelektronenmikroskopischer (REM) Aufnahmen und Profilometeruntersuchungen (Dektak 500) charakterisiert. Die Untersuchungen der Mikrostruktur des YBCO Filmes an den Stufen erlauben eine eindeutige Bestimmung des Stufenwinkels, was mit den anderen Methoden nicht möglich ist.

In der Beurteilung der drei Prozesse stand zunächst die Qualität und die Sauberkeit der Stufe im Vordergrund. Die größten Probleme traten in Prozeß 2 auf. Als Resultat der Lift-off Strukturierung blieben an der Nb Maske Lackreste hängen (Bild 4.4). Ein zweites Problem war die teilweise schlechte Haftung auf den Substraten (Bild 4.5). Aufgrund dieser Beobachtungen wurde Prozeß 2 für die Stufenherstellung nicht weiter verwendet.

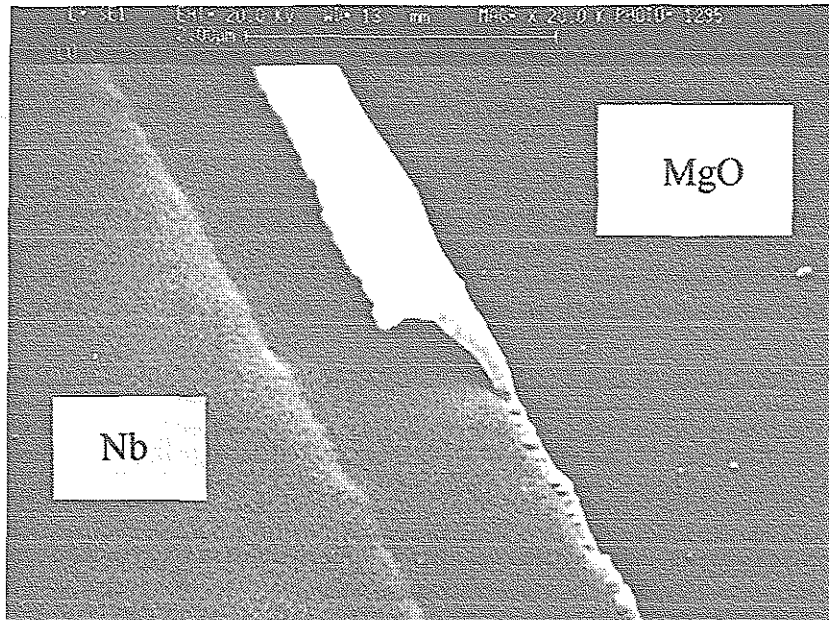


Bild 4.4: Lackreste an der Nb Maske nach der Lift-off Strukturierung.

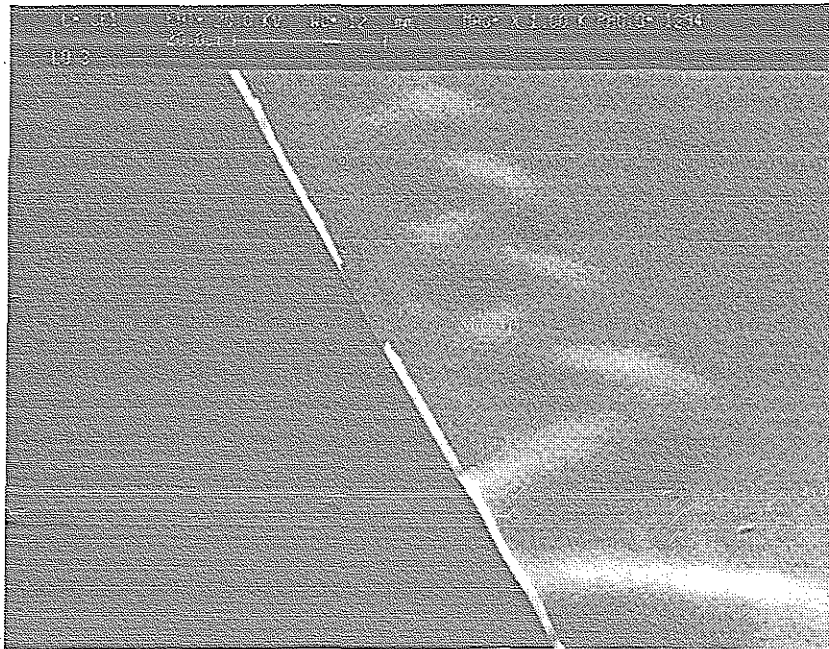


Bild 4.5: Schlechte Haftung der Nb Maske auf dem Substrat SrTiO₃.

Wesentlich bessere Ergebnisse ergaben sich für den Prozeß 1. Mit den oben beschriebenen Parametern war es möglich, eine saubere und gut definierte Kante in das Niob zu strukturieren (Bild 4.6). Im Vergleich dazu ist eine Lackkante, die mit den Parametern von Prozeß 3 hergestellt wurde, sehr viel stärker "ausgehöhlt" (Bild 4.7).

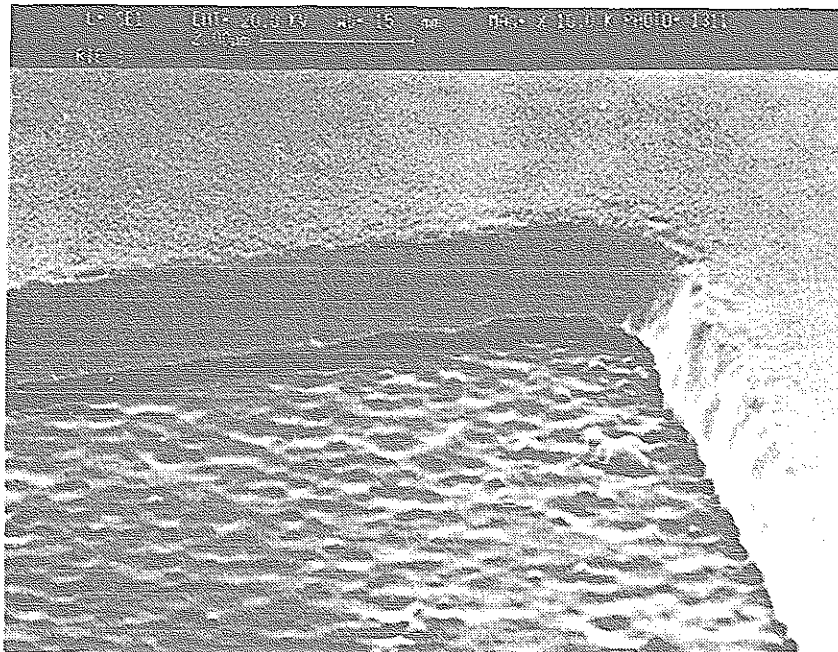


Bild 4.6: Nb Kante nach dem 1. RIE Ätzen.

In Bild 4.6 ist das Substratmaterial MgO. Das dunkle Band unterhalb des Nb Films zeigt, daß das reaktive Ätzen des Nb mit SF_6 auch das MgO angreift. Dieses Substrat ist daher für die reaktive Strukturierung nicht geeignet.

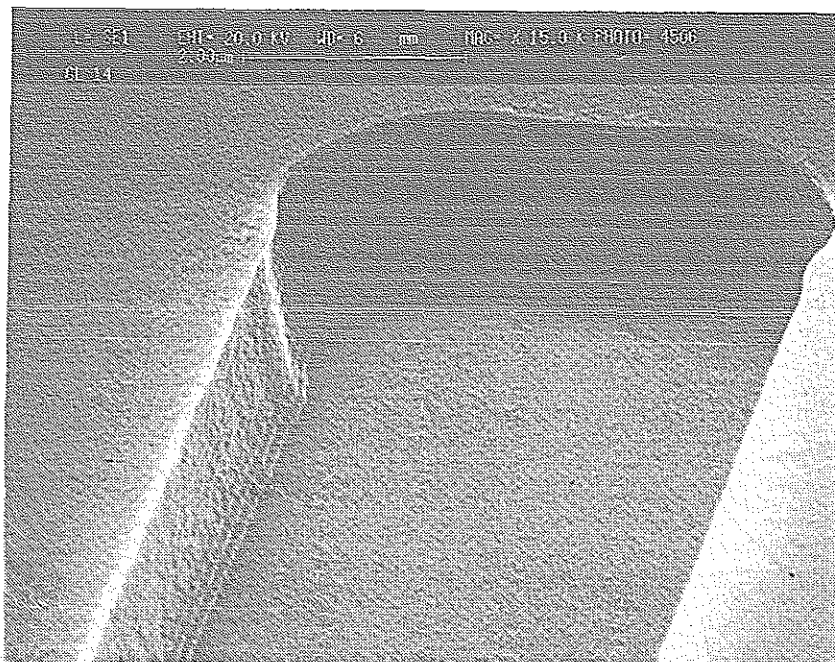


Bild 4.7: AZ 5214 Lackmaske .

Der Lack ist wesentlich dicker und oben an der Lackstufe ist ein leichter Überhang zu erkennen. Insgesamt ist die Nb Stufe besser definiert und daher als Maske für das

Ionenstrahlätzen besser geeignet. Ein weiterer Vorteil der Nb Maske gegenüber einer Lackmaske ist wesentlich gravierender. Beim Ionenstrahlätzen wird Substratmaterial abgetragen und an den Kanten deponiert (Bild 4.8, 4.9).

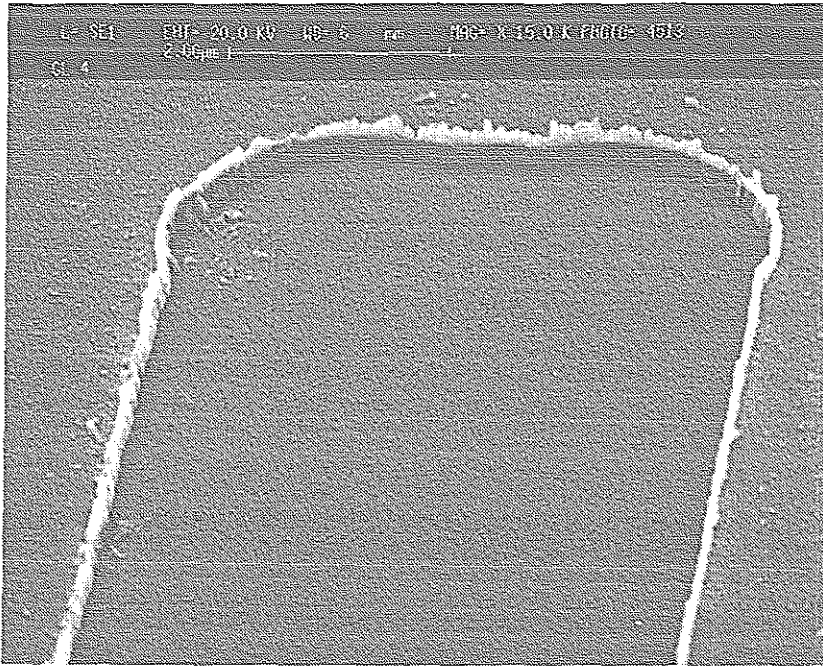


Bild 4.8: Redeposition von Substratmaterial (LaAlO_3) an einer Stufe, die mittels Nb-Maske strukturiert wurde.

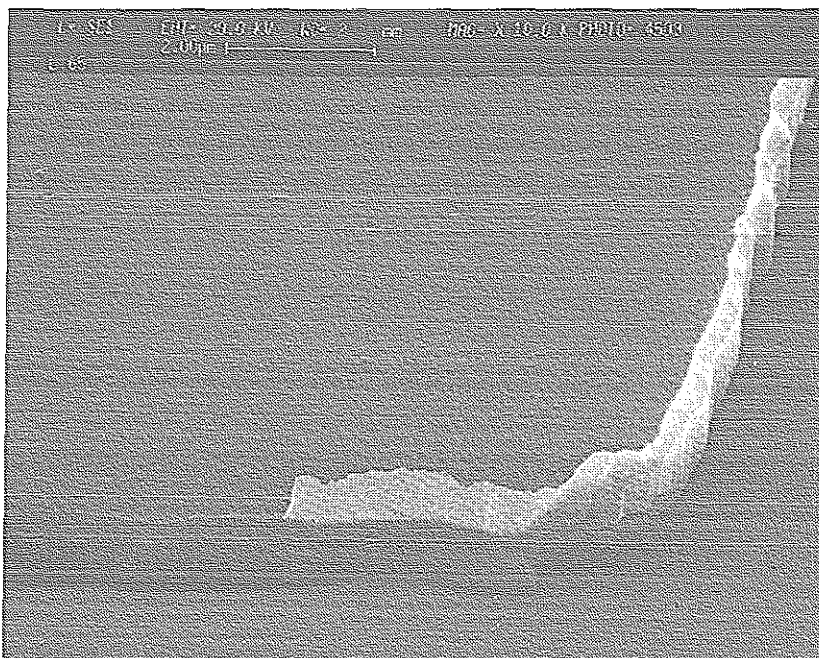


Bild 4.9: Redeposition an einer Stufe, die mit einer Lackmaske (AZ 5214) hergestellt wurde.

Diese sogenannte "Redeposition" ist eine Folge der rein physikalischen Natur des Prozesses und ist teilweise wesentlich stärker für eine Lackmaske als für eine dünne Nb Maske (Bild 4.8, 4.9). Mögliche Ursachen dafür können die größere Maskendicke der Lackmasken, das verrundete Lackprofil und besseres Haften des abgeätzten Substratmaterial am Photolack sein. Das amorphe Material verhindert ein epitaktisches Wachstum des YBCO Filmes an der Stufe. Die Entfernung des oben auf der Stufe angelagerten Materials kann durch mechanische Reinigung oder naßchemisches Ätzen erfolgen (verdünnte Salzsäure, verdünnte Salpetersäure). Inwiefern jedoch das Material in der Stufe entfernt wird, ist beim mechanischen Reinigen eine offene Frage. Ein besseres Vorgehen besteht darin, daß die Parameter beim Ionenätzen so gewählt werden, daß dieses redeponierte Material wieder während des Prozesses entfernt wird. Wird der Substrathalter während des Ätzens rotiert und gekippt (ca. 20°-30°) ist die Stufe sauber. Ist der Kippwinkel kleiner, tritt die Redeposition auf. In diesem Falle läßt sich das angelagerte Material wieder entfernen, wenn man einige Minuten unter 40°-45° entlang der Stufe ätzt. Dieses Verfahren kann jedoch nur bei steilen Stufen angewendet werden. Die Erklärung für diese Effekt wird im Zusammenhang mit der Diskussion der Stufenprofile gegeben. Obwohl die Stufenherstellung mit einer Lackmaske weniger Prozessschritte hat, wurde aufgrund der besseren Maskendefinition die Nb Strukturierung gewählt.

Neben der Sauberkeit der Stufen ist das Stufenprofil ein weiterer wichtiger Parameter, der die Eigenschaften eines Stufenkontaktes entscheidend mitbestimmt (s. Kap.5 + 6).

Zunächst wurde die Abhängigkeit der Ätzraten der beiden Substrattypen LaAlO_3 und SrTiO_3 sowie der Nb Maske als Funktion des Kippwinkels Θ untersucht. Dabei ist der Winkel Θ definiert als der Winkel, den die Substratnormale mit den einfallenden Ionenstrahlen bildet. Diese Daten waren notwendig, um einerseits die Höhe der Stufen kontrollieren zu können, aber andererseits auch, um die Entstehung der Stufenprofile zu verstehen.

Um diese Ätzratenabhängigkeit experimentell zu ermitteln, wurden kleine Auflagekeile aus Edelstahl mit Winkeln von 10° - 80° hergestellt. Damit war es möglich, in einem Ätzvorgang mehrere Substrate unter verschiedenen Winkeln, aber mit Rotation zu ätzen. Außerdem war dadurch gewährleistet, daß alle Substrate unter den gleichen Bedingungen geätzt wurden. Die Beschleunigungsspannung betrug 500 V und die Strahlstromdichte 0,5 mA/cm². Die Höhen der geätzten Stufen wurden mit einem Profilometer (Dektak 500) gemessen und lagen im Bereich von 100 - 350 nm. Die Streuung längs der Substratstufe betrug ca. ± 10 nm.

Die Ätzraten für LaAlO_3 , SrTiO_3 und Nb sind als Funktion des Kippwinkels Θ in Bild 4.10 dargestellt.

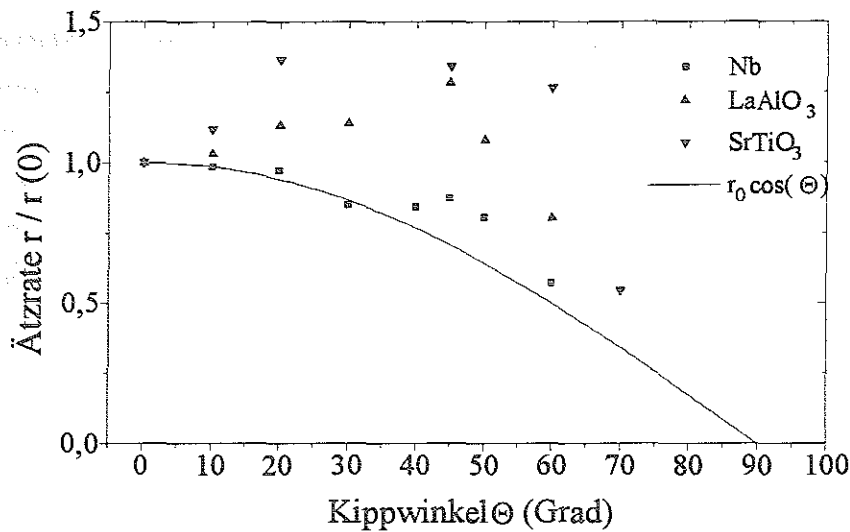


Bild 4.10: Ätzzraten als Funktion des Einfallswinkels der Ar-Ionen. Eingezeichnet ist auch der Verlauf der $r_0 \cos(\Theta)$ Funktion (durchgezogene Linie).

	$r(0) / \text{nm}$
Nb	13
LaAlO ₃	10
SrTiO ₃	12

Die Abhängigkeit der Ätzzrate für LaAlO₃ und SrTiO₃ entspricht dem Verhalten der meisten Materialien, wenn sie ionenstrahl-geätzt werden [4.3]. Qualitativ läßt sich dieses Verhalten folgendermaßen verstehen. Die Wahrscheinlichkeit, daß bei senkrechtem Auftreffen ($\theta = 0^\circ$) der Ar-Ionen Atome aus der Substratoberfläche herausgelöst werden, ist relativ gering. Neigt man das Substrat aber in bezug auf die einfallenden Ionen, so vergrößert sich die Wahrscheinlichkeit des HerauslöSENS aus der Oberfläche. Gleichzeitig wird aber auch die effektive Strahlstromdichte reduziert ($j \sim j_0 \cos(\theta)$). Die Überlagerung beider Effekte führt zu einem Maximum bei $\theta = 40^\circ - 50^\circ$. Dieser Wert ist auch typisch für die meisten anderen Materialien. Wird der Einfallswinkel noch weiter vergrößert, überwiegt der $\cos(\theta)$ -Faktor, d. h. die Ätzzrate wird wieder kleiner [4.4]. Die durchgezogene Linie in Bild 4.10 entspricht einer $\cos(\theta)$ -Abhängigkeit. Die Ätzzratenabhängigkeit für Nb zeigt kein Maximum bei $40^\circ - 50^\circ$; vielmehr dominiert die $\cos(\theta)$ -Abhängigkeit bereits bei kleinen Winkeln. Die absoluten Beträge der Ätzzraten für die verschiedenen Materialien unterscheiden sich nur wenig voneinander. Dies ist eine weitere Folge der rein physikalischen Natur des Ätzprozesses.

Um den Einfluß des Kippwinkels und der Rotation auf das Stufenprofil zu untersuchen, wurden Probenserien mit den Parametern von Prozeß 1 hergestellt und im TEM (Transmissionselektronenmikroskopie) untersucht (s. Kap.5). Das Hauptziel dieser Arbeiten war die

Untersuchung der Mikrostruktur, aber gleichzeitig konnte auch das Stufenprofil und der Stufenwinkel eindeutig bestimmt werden [4.5].

Das wichtigste Ergebnis ist, daß die Stufenform sowohl vom Kippwinkel Θ als auch von der Rotation des Substrates während der Ätzung bestimmt wird.

Die Stufenform ist sehr einfach, wenn das Substrat während der Ätzung nicht rotiert wird. Ist die Geometrie wie in Bild 4.12 (rechts), wird der Stufenwinkel immer kleiner, je größer der Kippwinkel des Substrathalters ist. Die Stufenform ist ein Resultat des Abschattungseffektes der Maske. In der Abbildung 4.11 ist eine rasterelektronenmikroskopische (REM) Aufnahme von einer Stufe zu sehen, die unter einem Winkel von $\Theta = 20^\circ$ ohne Rotation hergestellt wurde.



Bild 4.11: Stufe in SrTiO_3 : $\Theta = 20^\circ$ (ohne Rotation)

Die SEM Aufnahmen in diesem Kapitel wurden von H. P. Boehem angefertigt.

Die der Stufe in Bild 4.11 gegenüberliegende Stufe ist jedoch steil (Stufenwinkel $\sim 80^\circ$ für $\Theta = 10^\circ$). Bei einem Kippwinkel von $\sim 20^\circ$ ist diese Stufe sehr steil ($\sim 85^\circ$). Neigt man das Substrat weiter auf $\Theta = 30^\circ$, wird die Stufe nicht mehr steiler, sondern wieder flacher ($\sim 80^\circ$). Noch größere Kippwinkel wurden nicht mehr untersucht. Die Ursache dieses Verhaltens liegt in der nichtlinearen Abhängigkeit der Ätzrate vom Winkel, den der Ionenstrahl mit der Substratoberfläche bildet (Bild 4.10).

Für $\Theta = 0^\circ$ beobachtet man keinen Unterschied zwischen rotiertem bzw. nicht rotiertem Substrat. Mit zunehmendem Kippwinkel wird der Unterschied zwischen den Stufenprofilen, die mit Rotation hergestellt wurden immer größer im Vergleich zu den nicht rotierten Stufen.

In der Abbildung 4.12 sind die Stufenprofile für einen Kippwinkel von 30° schematisch dargestellt.

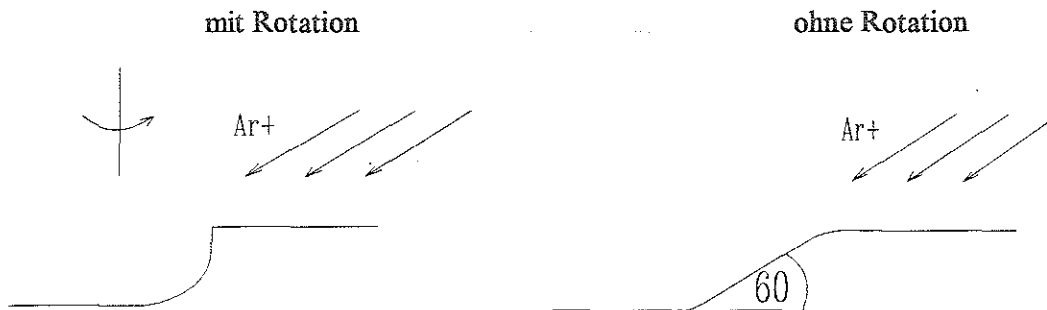
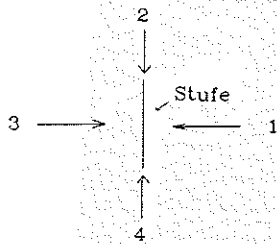


Bild 4.12 Stufenprofile:

links: $\Theta = 30^\circ$, mit Rotation (s. Kap. 5 Bild 5.6)

rechts: $\Theta = 30^\circ$, ohne Rotation

Auch dieses Verhalten ist eine Folge der nichtlinearen Ätzzratenabhängigkeit vom Einfallswinkel. Die Verrundung der Stufe kann folgendermaßen erklärt werden. Zunächst denkt man sich einen Umlauf des Substrathalters zerlegt in vier gleichlange Abschnitte (s. Skizze).



Die Stufe ist in der Draufsicht dargestellt. Die Pfeile geben die Richtung der einfallenden Ionen an (von oben gesehen). In den drei folgenden Skizzen ist jeweils angedeutet, wie die Stufe in der jeweiligen Position 1, 2, 3 oder 4 geätzt wird.

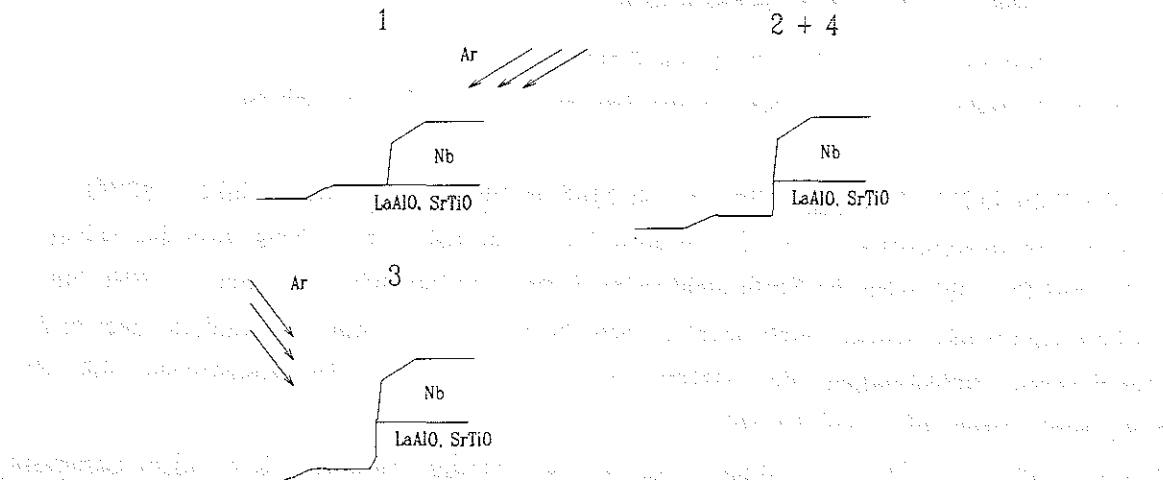


Bild 4.13: Entstehung des Stufenprofils bei gekipptem und gleichzeitig rotiertem Substrathalter.

In Position 1 ist die Geometrie mit der von Bild 4.12 (rechts) vergleichbar. Die Stufenform für diese Geometrie ist aber bekannt (s. Bild 4.11). Aufgrund der Maskendicke wird das Substrat im Bereich der unteren Maskenkante nicht geätzt. In Position 2 verläuft der Ionenstrahl entlang der Maskenkante, d.h. es gibt keinen Abschattungsbereich mehr und das Substrat wird auch dort geätzt. In Position 3 wird genau in die Stufe geätzt. Dies hat zur Folge, daß die bereits vorhandene Struktur noch tiefer geätzt wird und eventuell vorhandene Ecken werden verrundet. Position 4 schließlich ist analog zu Position 2.

Aus diesen Überlegungen wird deutlich, warum bei gekipptem und gleichzeitig rotierendem Substrathalter in der Summe keine Redeposition auftritt. Wird Substratmaterial während Position 1 an der Stufe und an der Maske angelagert, wird es in Position 2, 3 und 4 wieder entfernt. Die Entfernung des redeponierten Materials durch ein Ätzen entlang der Stufe unter 45° hilft deswegen, weil dann die Ätzrate ein Maximum hat. Der Effekt auf den Rest der Stufe ist ganz analog Position 2 und 4, d.h. das Verfahren eignet sich nur für steile Stufen. Die Redeposition im Falle der flachen Stufen ist kritischer. Rotation oder ein Ätzen unter 45° würden das Stufenprofil zu sehr verändern. Abhilfe kann hier eine Maske schaffen, deren Dicke so genau kontrolliert werden kann, daß die Abschrägung an der oberen Maskenkante genau bis an das Substrat wandert und nicht wesentlich weiter, weil sonst eine Verrundung an der oberen Stufenkante auftritt. Ist die Stufe sehr flach, ist eine einfache mechanische Reinigung wieder vollkommen ausreichend.

4.2 Deposition der $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ Filme

Bevor nun der Einfluß des Strukturierungsverfahrens auf die YBCO Filme diskutiert wird, soll kurz das Prinzip der Filmherstellungsmethode dargestellt werden.

Die überwiegende Mehrzahl der Proben wurden mittels Laserablation hergestellt. Der Aufbau einer solchen Anlage ist in Bild 4.14 schematisch dargestellt. Die Filmdeposition wurde von Dr. J. Schubert und W. Zander durchgeführt [4.6].

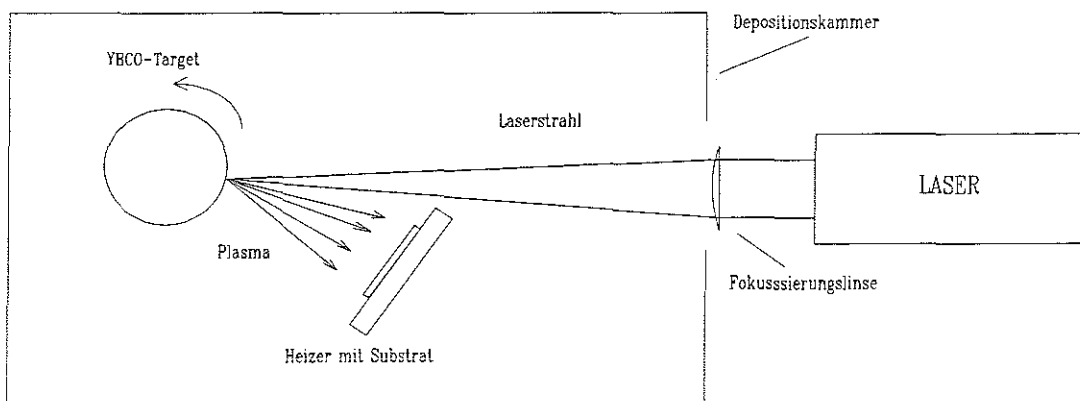


Bild 4.14: Skizze der Laserablation

Das emittierte Licht aus einem gepulsten KrF Excimer Laser ($\lambda = 248 \text{ nm}$) wird mittels einer Zylinderlinse zu einem linienförmigen Strahl, der parallel zur Achse des Zylinders verläuft, gebündelt. Der Laserstrahl ist gepulst mit einer Pulsdauer von 40 - 50 ns und einer Wiederholfrequenz von 2 Hz. Dieser Lichtstrahl trifft auf ein rotierendes zylinderförmiges Target aus YBCO. Die gekrümmte Oberfläche des Targets bewirkt Ablation, d.h. Abtragen des Targetmaterials in einen größeren Raumwinkel. Die Rotation des Zylinders ist notwendig, um einen gleichmäßigen Abtrag zu erzielen. Das Laserlicht trifft mit einer Energiedichte von ca. 2 J/cm^2 auf das Target und erzeugt ein Plasma aus Atomen und Atomgruppen, die sich auf dem geheizten Substrat ($T = 600 - 750^\circ \text{ C}$) ablagern. Die Depositionskammer befindet sich während des Prozesses unter einem Sauerstoffdruck von einigen mbar. Die Depositionsraten liegen bei ca. 0,1 nm pro Laserpuls. Dies bedeutet eine sehr kurze Prozeßdauer und ist ein wesentlicher Vorteil der Laserablation gegenüber anderen Herstellungsmethoden von YBCO Filmen.

Um den Einfluß der Prozeßschritte auf die Filmeigenschaften zu untersuchen, wurden diese jeweils ganzflächig auf die Substrate (LaAlO_3) angewendet. Dabei wurde darauf geachtet, daß keine Stufe in das Substrat strukturiert wurde. Nach jedem Prozeßschritt wurde ein YBCO

Film abgeschieden und das T_C dieses Films induktiv gemessen. Der Vorteil dieser induktiven Meßmethode liegt darin, daß großflächig die supraleitenden Eigenschaften des Films gemessen werden. Durch den Vergleich mit Referenzproben konnten die jeweiligen Prozeßschritte optimiert werden. Bei diesen Untersuchungen stellte sich heraus, daß die beiden Punkte, vollständiges Entfernen der Nb Maske und das Ionenstrahlätzen des Substrates, besonders kritisch waren. In manchen Fällen ist die Filmoberfläche von Substraten nach der Strukturierung verändert. Es sind Ausscheidungen zu sehen oder "Schlieren", d. h. der Film ist nicht homogen schwarz. Ein solcher Film zeigt in der induktiven Messung einen verbreiterten Übergang (Nb mit RIE entfernt). Werden die Substrate jedoch vor dem Beschichten mit YBCO bei 800°C 3 Stunden in Sauerstoff getempert, tritt diese Farbveränderung nicht mehr auf und die Filmqualität und die Filmoberfläche sind mit derjenigen eines unbehandelten Substrates vergleichbar. Die Ursache für dieses Verhalten liegt wahrscheinlich in der Bildung einer dünnen Reaktionschicht an der Grenzfläche zwischen Substrat und Nb, die manchmal im RIE Prozeß nicht richtig entfernt wird. Auf Ionenstrahlgeätzten Proben ist der Übergang nicht verbreitert, aber das T_C ist leicht gegenüber der Referenz erniedrigt. In Bild 4.15 sind die T_C Kurven für verschiedene Prozesse dargestellt.

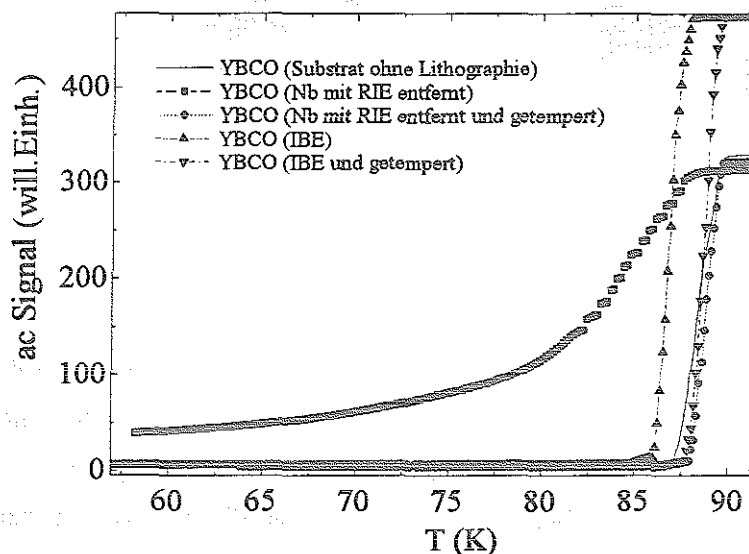


Bild 4.15: Einfluß der Lithographieschritte Nb Bedeckung und Ionenätzen auf den YBCO Film.

Die Veränderung der Filmqualität auf den Ionenstrahlgeätzten Substraten wird wahrscheinlich durch strahlungsinduzierte Defekte an der Substratoberfläche verursacht, die aber ebenfalls durch einen Temperprozeß ausgeheilt werden können.

4.3 Strukturierungsverfahren

Die Strukturierung der Mikrobrücken kann entweder mittels Ionenstrahlätzen oder naßchemisch erfolgen. In beiden Fällen wird der Film zunächst mit AZ-5214 Lack beschichtet. Die Strukturen werden mittels optischer Lithographie (Parameter: P: 6 mW/cm², Entwickler: AZ 400 K (1:4) oder MIF (1:1,5)) in den Lack übertragen. Die Parameter beim Ionenstrahlätzen sind: Beschleunigungsspannung: 500 V, Strahlstromdichte: 0,5 mA/cm². In der Abbildung 4.16 sind die Prozessschritte skizziert.

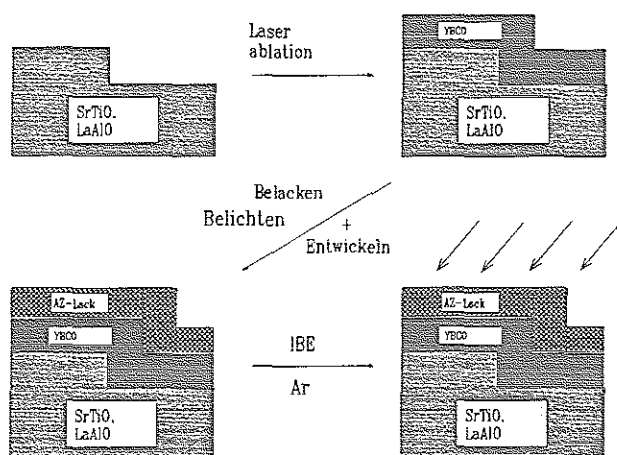


Bild 4.16: Strukturierung mit Ionenstrahlätzen

Um die Verträglichkeit dieses Verfahrens mit dem Hochtemperatursupraleiter YBa₂Cu₃O_{7-δ} zu untersuchen, und um die Parameter zu optimieren, wurden zunächst Mikrobrücken auf Substraten ohne Stufe strukturiert. Die Filme wurden mittels Laserablation auf SrTiO₃ hergestellt. Es konnte gezeigt werden [4.7], daß man mit dieser Strukturierungsmethode Mikrobrücken mit einer Breite von $\geq 1\mu\text{m}$ herstellen konnte. Das T_c der Mikrobrücken wurde mit einer Vierpunktmethode gemessen und lag im Bereich von 87 - 89 K, vergleichbar mit dem T_c eines unstrukturierten Filmes. Die T_c's der Stufenkontakte werden in Kapitel 10 ausführlich diskutiert.

Als Alternative zum Ionenstrahlätzen wurden die Brücken auch naßchemisch strukturiert. Als Säure wurde sowohl Phosphorsäure (H₃PO₄) als auch eine gesättigte EDTA (Ethylen-Diamin-Tetraacetat)-Lösung [4.8] verwendet. Die kleinsten erreichbaren Brückenbreiten für typische Filmdicken von 100 - 150 nm waren 3 - 4 μm . Aufgrund des starken Unterätzens der beiden

Säuren wurden schmalere Brücken weggeätzt. Als Resultat dieser Untersuchungen wurde für die Strukturierung der Stufenkontakte, deren typische Breiten im Bereich von 1 - 2 μm liegen, das Ionenstrahlätzen gewählt. Ein weiteres Strukturierungsverfahren ist die sogenannte "verbesserte Inhibit-Strukturierung" [4.9], die im folgenden kurz erläutert werden soll.

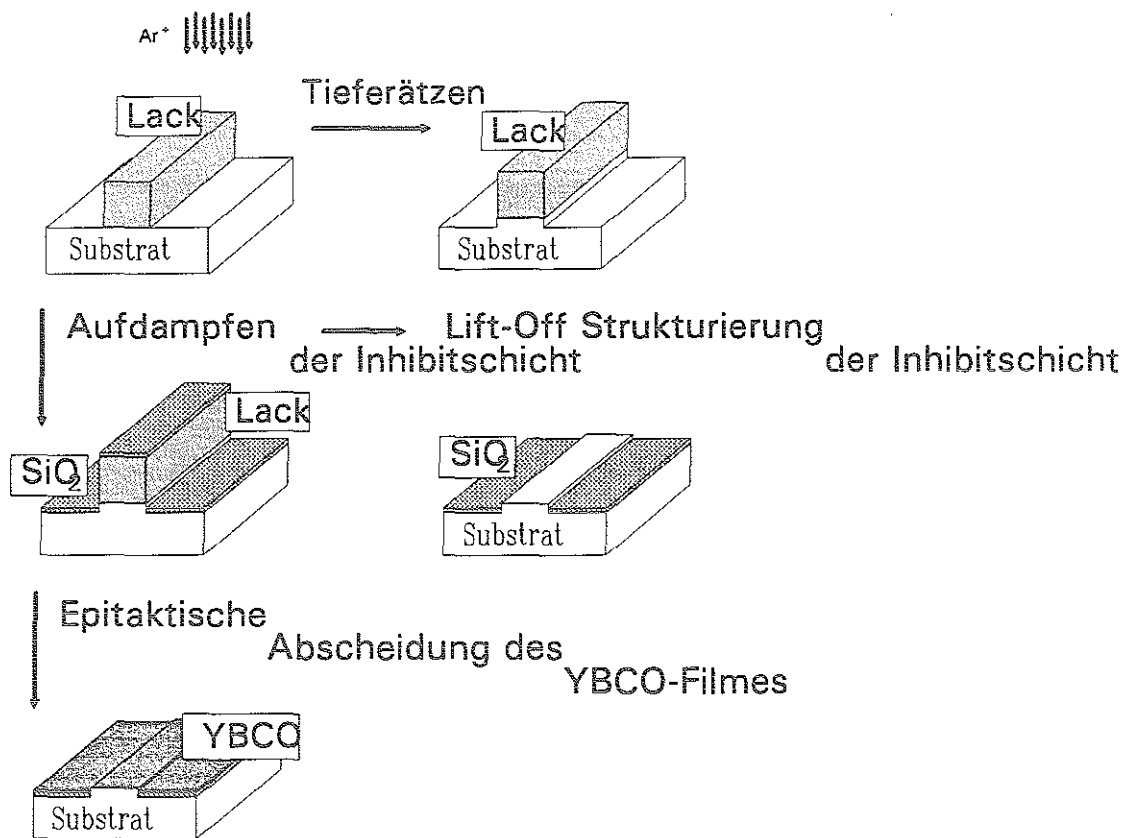


Bild 4.17: Inhibit - Strukturierung [4.8]

Dieses Verfahren nützt die Tatsache aus, daß ein Film aus YBaCuO auf einer SiO₂-Schicht aufgrund starker Interdiffusion halbleitend wird. Zunächst wird eine Lackmaske (AZ-5214 Lack) mit optischer Lithographie strukturiert. Um zu verhindern, daß die Mikrobrückenregion durch Diffusion des SiO₂ ebenfalls "vergiftet" wird, wird das Substrat ionenstrahlgeätzt. Typische Ätztiefen sind 300 - 400 nm. Danach wird die SiO₂ Schicht aufgedampft ($d = 25$ nm) und der Lack in Aceton gelöst (Lift-off). Durch die Höhendifferenz von 300 - 400 nm zwischen dem Mikrobrückenbereich und der SiO₂ Schicht wird die Interdiffusion stark behindert. Typische Widerstände für den Film auf dem SiO₂ liegen im Bereich von einigen hundert K Ω bei Raumtemperatur. Der Widerstand steigt beim Abkühlen auf über 20 M Ω bei 4,2 K an. Dadurch ist gewährleistet, daß die supraleitenden Strukturen auf dem Substrat elektrisch voneinander isoliert sind.

Dieses Verfahren hat gegenüber dem Ionenstrahlätzen den Vorteil, daß die weiteren Prozeßschritte nach der Filmherstellung wegfallen. Eine vollständige in-situ Bedeckung der Mikrobrücken, und damit ein Schutz vor äußeren Einflüssen wie Feuchtigkeit, Chemikalien etc. ist bei dieser Strukturierungsmethode ebenfalls möglich. Ein wesentliches Problem bei der Inhibitstrukturierung stellt die unterschiedliche Oberflächenbeschaffenheit des Substrates dar. Die Oberflächentemperatur im Bereich der SiO_2 Schicht ist anders, als in den freien Bereichen. Dies macht die Optimierung der Filmeigenschaften sehr schwierig, da diese empfindlich von der Substrattemperatur abhängen. Da die Diffusion durch die Höhendifferenz zwischen Mikrobrücke und Inhibitschicht nicht vollständig verhindert wird, kann insbesondere bei einem "langsamen" Filmherstellungsverfahren, d. h. niedrige Depositionsraten, doch eine Verschlechterung der supraleitenden Eigenschaften für kleine Strukturbreiten auftreten. Ein weiteres Problem, was insbesondere wichtig für die Untersuchung von Stufenkontakten ist, ist der Einfluß der Inhibitschicht auf die Korngrenzen (s. Kap. 5) im Bereich der Stufe. Inwieweit diese Korngrenzen durch mögliche Diffusion des SiO_2 geschädigt oder modifiziert werden, ist nicht klar. Auch die Abgrenzung des "vergifteten" Films gegenüber dem nicht geschädigten Film ist nicht klar. Wie scharf diese Grenze ist, ist wiederum besonders kritisch im Bereich der Stufe. Aufgrund dieser Probleme wurden die meisten der Stufenkontakte mit dem Ionenstrahlätzen hergestellt. Lediglich die Strukturierung von sehr dünnen Stufenkontakten (s. Kap. 6) erfolgte mit der Inhibitmethode, weil das Ionenstrahlätzen nicht anwendbar war.

5. Mikrostruktur

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Mikrostrukturuntersuchungen an Stufenkontakten dargestellt. Diese Untersuchungen liefern neben den elektrischen Messungen einen wichtigen Beitrag für das Verständnis der Stufenkontakte.

Die Mikrostruktur von epitaktisch aufgewachsenen YBaCuO Filmen auf SrTiO₃ und LaAlO₃ Substraten wurde mittels Hochauflösender Transmissionselektronenmikroskopie (HRTEM) untersucht. Diese Untersuchungen wurden am Institut für Mikrostrukturforschung (IMF) des Forschungszentrums Jülich (KFA) durchgeführt. Die Stufenpräparation und die Filmdeposition erfolgte nach den in Kapitel 4 beschriebenen Verfahren. Die Darstellung der Ergebnisse gliedert sich in zwei Teile entsprechend der chronologischen Reihenfolge der Untersuchungen. Zunächst werden die Daten für SrTiO₃ vorgestellt. Bei diesen Untersuchungen stand die Abhängigkeit des Wachstumsverhaltens als Funktion des Stufenwinkels im Vordergrund. Es wird ein Modell angegeben, mit dem man das Wachstum an der Stufe qualitativ erklären kann. Im zweiten Teil werden die Ergebnisse auf LaAlO₃ an steilen Stufen dargestellt.

5.1 Herstellung der Proben

Für die Untersuchungen der Mikrostruktur konnten die Masken mit den Brückenstrukturen für die elektrischen Messungen nicht verwendet werden. In Voruntersuchungen stellte sich die Präparation der Proben als sehr schwierig heraus, weil die Zahl der Stufenkontakte zu gering war. Es wurden daher neue Masken angefertigt mit vier verschiedenen Feldern, in denen sich jeweils sehr viele Stufen befanden. Der Abstand der Stufen in den Feldern betrug jeweils 50 μ m, 25 μ m, 10 μ m und 5 μ m. Mit diesen Masken wurden die Proben mit dem in Kap.4 beschriebenen Nb-Prozess, Tempern des geätzten Substrates und anschließender Filmdeposition mittels Laserablation hergestellt. Es wurden (100) SrTiO₃ Substrate mit 100 nm und 200 nm Stufenhöhe hergestellt. Das Verhältnis aus Filmdicke (d) und Stufenhöhe (h) war im Falle der 100 nm Stufen gleich 1, im Falle der 200 nm Stufen gleich 1/3. In Vorversuchen wurde eine größere Ausbeute an Kontakten mit dem Verhältnis $d/h = 1$ gefunden, die bei $T = 77$ K arbeiteten. Der Fall $d/h = 1/3$ wurde als Vergleich gewählt. Zur Untersuchung der Proben im TEM war eine Querschliffpräparation der Proben notwendig. Dazu wurde das Substrat in zwei Hälften geschnitten und mit den Filmseiten aufeinandergeklebt. Dieses Sandwich wurde dann mechanisch bis auf etwa 40 μ m und schließlich mit 5 KeV Ar-Ionen bis zur Perforation gedünnt. Die Untersuchungen der so präparierten Proben wurden mit Elektronenmikroskopen des Typs JEOL 4000 X und 4000 FX mit einer Elektronenenergie von 400 KV durchgeführt. Die Mehrzahl der Proben wurde von Dipl. Ing. C. L. Jia charakterisiert. Einige Proben wurden von Dr. B. Kabius untersucht [5.1,5.2]

5.2 Abhängigkeit der Mikrostruktur vom Stufenwinkel α

Das wichtigste Ergebnis dieser Untersuchungen ist das Wachstumsverhalten des YBaCuO Films als Funktion des Stufenwinkels. Der Stufenwinkel α ist definiert wie in Bild 5.1. In Abbildung 5.1, 5.2 und 5.3 sind die TEM Aufnahmen dreier Stufen mit unterschiedlichem Stufenwinkel dargestellt. In allen Fällen liegt deutlich erkennbar c-Achsen Wachstum im Bereich oberhalb der Stufe sowie unterhalb vor. Das Wachstum auf der Stufe unterscheidet sich signifikant. Im ersten Bild ($\alpha = 58^\circ$) sind zwei 90° Korngrenzen (markiert durch zwei offene Pfeile) zu sehen. Im zweiten Bild ($\alpha = 40^\circ$) wächst der Film epitaktisch ohne Änderung der Wachstumsrichtung über die Stufe, während für $\alpha = 45^\circ$ der Film in Form von vielen 90° Domänen aufwächst, die sich über die ganze Flanke erstrecken.

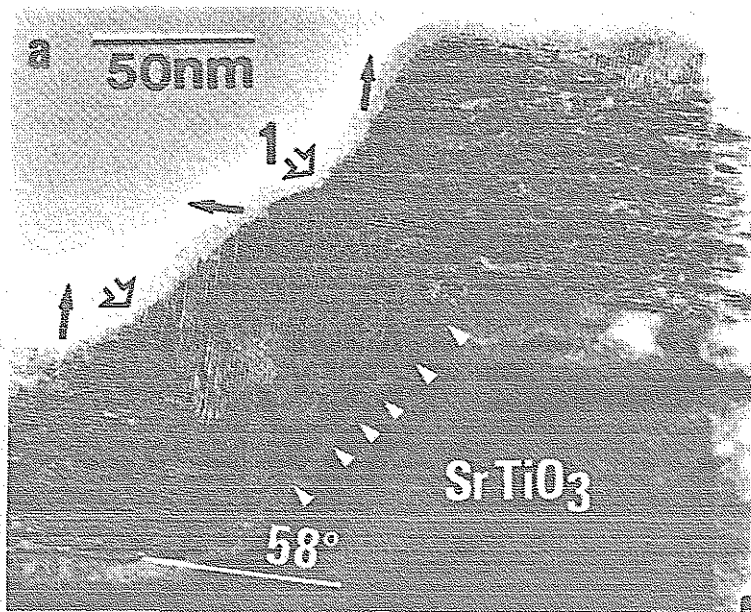


Bild 5.1: Querschnittsbild eines YBaCuO Filmes über einer 58° steilen Substratstufe in SrTiO₃. Die dunklen Pfeile markieren die Richtung der c-Achse. Die beiden offenen Pfeile weisen auf zwei 90° Korngrenzen und die weißen Dreiecke deuten auf 90° Domänen an der Film/Substrat Grenzfläche.

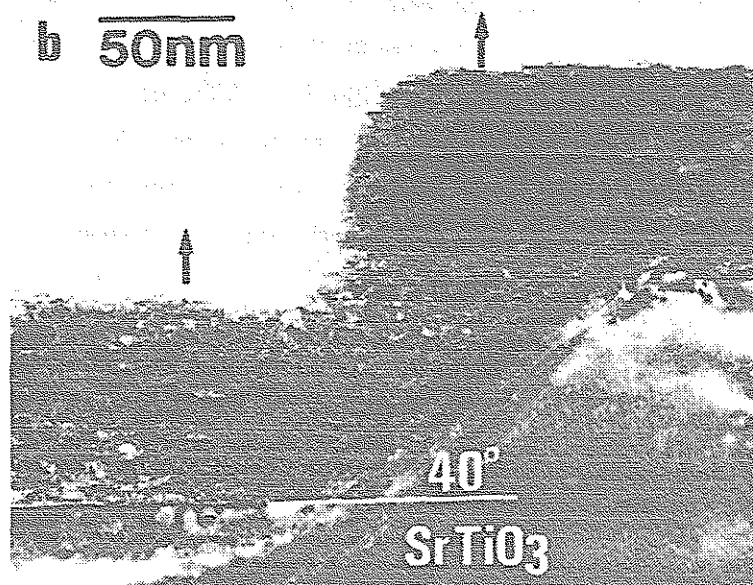


Bild 5.2: Der YBaCuO Film über einer 40° steilen Stufe. Die dunklen Pfeile markieren wieder die Richtung der c-Achse.

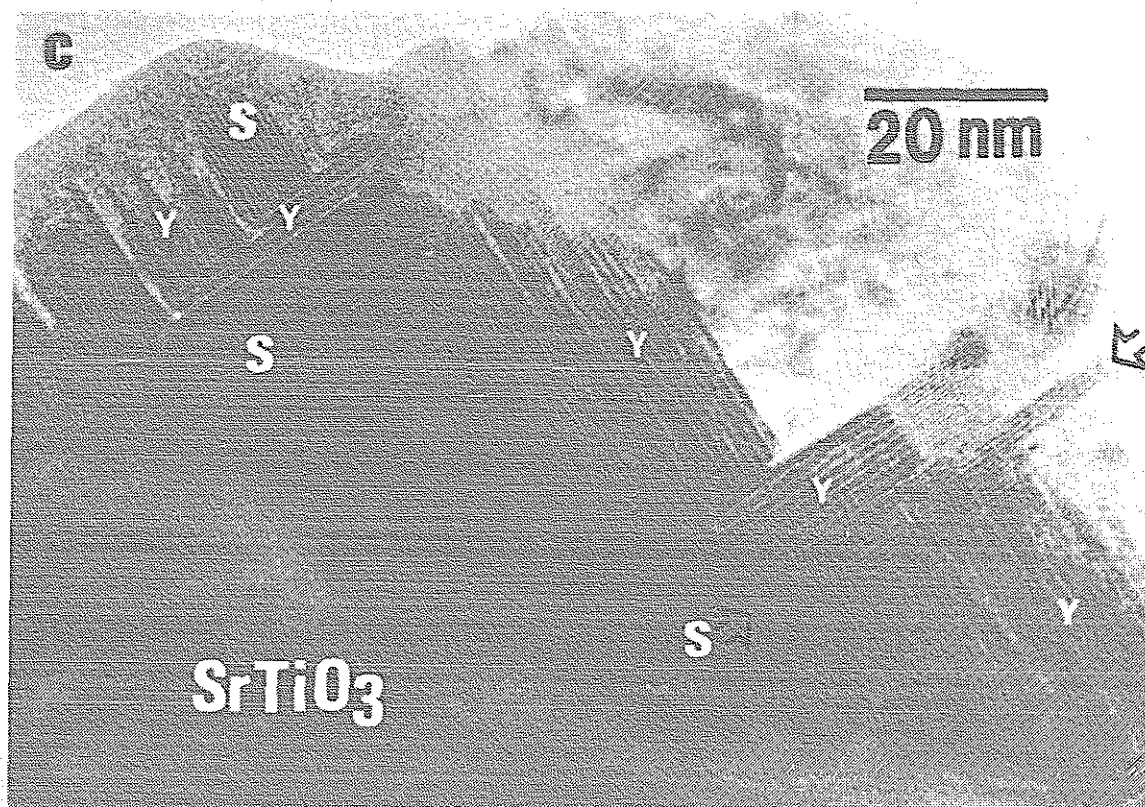


Bild 5.3: Das Filmwachstum über einer 45° Stufe. Der Buchstabe "Y" weist auf die $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ Phase hin, während der Buchstabe S eine nicht identifizierbare Phase markiert.

Die kristallographische Orientierung des YBaCuO Films hängt somit sehr stark von dem Stufenwinkel α ab. Die Bildung von je einer 90° Korngrenze im Bereich der oberen Stufenkante bzw. der unteren Stufenkante konnte für Winkel zwischen $\alpha = 58^\circ$ und $\alpha = 70^\circ$ in SrTiO₃ nachgewiesen werden. Wie später an Stufen in LaAlO₃ gezeigt wird, konnte dieses Verhalten auch für Winkel zwischen 70° und 87° bestätigt werden. Diese drei verschiedenen Wachstumsbereiche wurden sowohl für $d/h = 1$, als auch für $d/h = 1/3$ beobachtet. Verallgemeinert man diese Ergebnisse, so läßt sich folgende Aussage über das globale Wachstumsverhalten eines YBaCuO Film als Funktion des Stufenwinkels in SrTiO₃ und LaAlO₃ treffen. Es gibt drei verschiedene Bereiche:

1. $0^\circ < \alpha \leq 45^\circ$: Der YBaCuO Film wächst epitaktisch ohne Änderung der Wachstumsrichtung über die Stufe.
2. $\alpha \cong 45^\circ$: Der Film wächst in Form von vielen Domänen, die durch 90° Korngrenzen getrennt sind.
3. $45^\circ \leq \alpha \leq 90^\circ$: Die c-Achse des Films bildet mit der c-Achse des Films auf der Stufe einen 90° Winkel. Dies führt zur Bildung von je einer 90° Korngrenze an der oberen bzw. unteren Stufenkante.

Dieses Verhalten gilt für alle Verhältnisse von Filmdicke zu Stufenhöhe ≤ 1 . Die in Abbildung 5.2 dargestellten 90° Domänen in der Nähe der Film/Substrat Grenzfläche an der Stufe weisen auf eine untere Grenze für das Verhältnis d/h hin. Erst wenn der Film eine gewisse Dicke besitzt (im Falle von SrTiO₃ ~ 3 nm) dominiert das c-Achsen Wachstum. Diese Domänen an der Film/Substrat Grenzfläche werden im Falle von $\alpha \leq 45^\circ$ nicht beobachtet.

Die Begrenzung auf Filmdicken zu Stufenhöhen ≤ 1 ergibt sich aus der Tatsache, daß das Wachstumsverhalten des YBaCuO Films für den Bereich $d/h > 1$ nicht systematisch untersucht wurde. Vereinzelt wurden Stufen beobachtet, wo aufgrund lokaler Schwankungen der Filmdicke das Verhältnis $d/h \sim 3/2$ war. Dort wurden ebenfalls die beiden 90° Korngrenzen gefunden, aber der Film an der oberen Stufenkante zeigte die Tendenz zum Überwachsen. Es ist zu vermuten, daß bei Filmdicken sehr viel größer als die Stufenhöhe die beiden Korngrenzen schließlich durch den oberen Film überwachsen werden und somit elektrisch "kurzgeschlossen" werden. Im folgenden wird eine qualitative Erklärung für das Wachstumsverhalten des YBaCuO Films als Funktion des Stufenwinkels für $d/h \leq 1$ gegeben.

5.3 Diskussion des Filmwachstums über Substratstufen

Der wichtigste Parameter, der die Orientierung der Filme bestimmt, ist die Depositionstemperatur. Dies gilt für praktisch alle Substrate, z.B. (100) SrTiO₃, LaAlO₃, MgO, NdGaO₃, die die Herstellung guter YBaCuO Filme erlauben. In allen Fällen konnte mit einer genügend hohen Depositionstemperatur c-Achsen Wachstum, d. h. c-Achse senkrecht zu den {100} Oberflächen der Substrate, erzielt werden. Dies wird auch im vorliegenden Fall durch die TEM Aufnahmen bestätigt. Weiterhin kann man diesen Aufnahmen entnehmen, daß die Stufe im Substrat nicht glatt ist, sondern aus vielen kleinen Stufen besteht. Schematisch ist das in Bild 5.4 angedeutet.

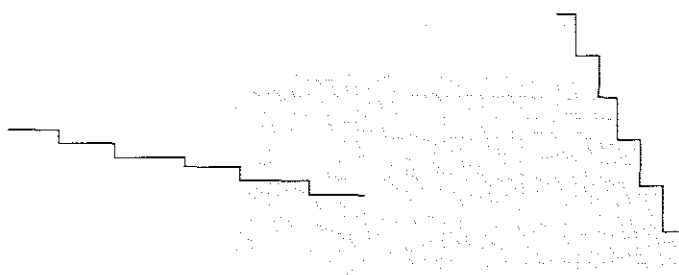


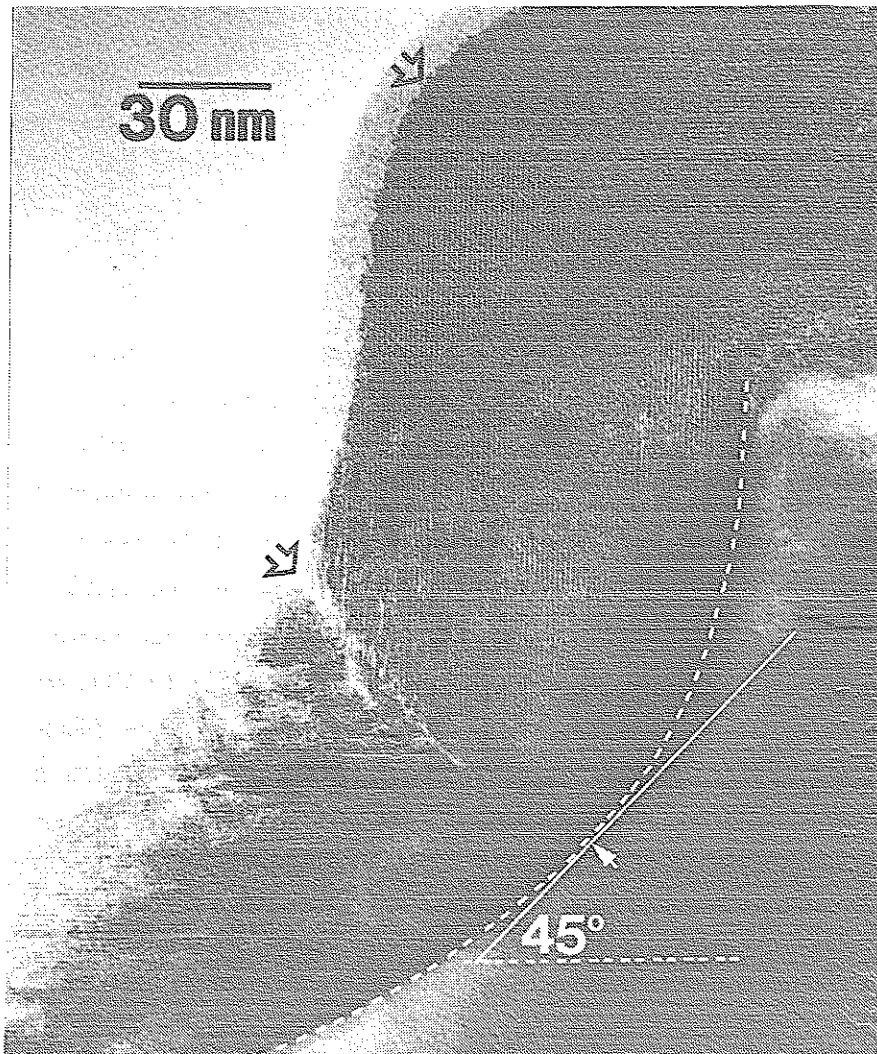
Bild 5.4: (links) Stufenwinkel $\alpha < 45^\circ$,

(rechts): Stufenwinkel $\alpha > 45^\circ$.

Da das Substrat näherungsweise als kubisch angesehen werden kann, besteht die Oberfläche der Stufe aus einer Reihe von {100} orientierten Flächen. Das Verhältnis der horizontalen zu den vertikalen Flächen ist eine Funktion des Stufenwinkels. Nimmt man an, daß die Filme bei hohen Depositionstemperaturen immer mit der c-Achse senkrecht zur Substratoberfläche orientiert sind, ganz gleich welche relative Orientierung diese hat, so wird das Wachstum hauptsächlich bestimmt durch das Verhältnis der horizontalen Flächen zu den vertikalen Flächen. Neben der hohen Substrattemperatur ist auch die Gitterfehlanpassung zwischen Substrat und Film zu berücksichtigen. Ist diese Fehlanpassung wie im Falle von LaAlO₃ oder SrTiO₃ klein (ca. 1%), bedeutet das, daß der Film bereits auf diesen kleinen Flächen epitaktisch aufwachsen kann. Dadurch ist dann aber das Wachstum determiniert durch das Verhältnis der horizontalen zu den vertikalen Flächen. Ist die Gitterfehlanpassung jedoch groß (z.B. MgO 8-10%), ist das Wachstum des Filmes auf der Stufe nicht mehr notwendigerweise durch das Verhältnis der vertikalen zu den horizontalen Flächen bedingt. Der Film wird zwar weiterhin c-Achsen orientiert aufwachsen, aber die "Führung" durch das Substrat ist nicht mehr vorhanden. Experimentelle Ergebnisse auf MgO [5.3, 5.4] zeigen, daß der Film dann mit der c-Achse überall, auch im Bereich der Stufe, senkrecht zur Substratoberfläche orientiert ist.

Zunächst sollen die Verhältnisse auf steilen Stufen diskutiert werden. Dort überwiegen die vertikalen Flächen, d.h. diese Wachstumsrichtung ist bevorzugt. Betrachtet man den Prozeß der Filmdeposition von Anfang, so werden zunächst beide Orientierungen vorliegen. Ab einer gewissen Filmdicke jedoch dominiert das Wachstum auf den vertikalen Flächen und als Folge davon müssen sich zwei Korngrenzen an der oberen und unteren Stufenkante bilden. Zusätzlich zu diesem Effekt muß man noch die Anisotropie des YBaCuO Filmwachstums (in a-b Richtung schneller als in c-Richtung) sowie einen möglicherweise anisotropen Teilchenstrom während der Filmherstellung berücksichtigen. Für die vorliegende Geometrie sollte dadurch sogar eine Verstärkung des obigen Effektes eintreten. Ist der Stufenwinkel kleiner als 45° , sind die Verhältnisse genau umgekehrt. Die horizontalen Flächen auf der Stufe überwiegen.

Deswegen sollte keine Änderung der Wachstumsorientierung erfolgen. Im Falle der 45° -Stufe sind beide Wachstumsrichtungen gleichberechtigt. Die Folge davon ist, daß sich viele 90°



Domänen ausbilden, die jeweils durch 90° Korngrenzen voneinander getrennt sind. Als Konsequenz aus diesem Modell ergeben sich einige Voraussagen für das Verhalten der YBaCuO Filme, wenn andere Depositionsmethoden und andere Stufenformen gewählt werden. Unabhängig vom Depositionsverfahren müssen immer zwei 90° Kippkorngrenzen entstehen, wenn der Stufenwinkel $> 45^\circ$ ist.

Mit der Nb Strukturierung ist es

Bild 5.5: YBa₂Cu₃O₇ Filmwachstum über eine verrundete Stufe in LaAlO₃

möglich, besonders "scharfe" Stufen herzustellen. Die Aussagen des Modells lassen sich aber auch auf den Fall von weniger gut definierten Stufen anwenden. Sind die Stufen an den oberen oder unteren Stufenkanten sehr stark verrundet, so ist in diesem Fall der Stufenwinkel nicht über die ganze Stufe konstant, wie im Falle der "scharfen" Stufen, sondern variiert lokal. Aber auch in diesem Fall ist es unzweifelhaft, daß die Stufe aus vielen kleinen Stufen besteht, d. h. das Modell ist auch hier anwendbar. Ist also der Stufenwinkel lokal, d. h. in einer kleinen Umgebung $> 45^\circ$, so müssen dort ab einer gewissen Filmdicke Domänen mit der c-Achse senkrecht zur c-Achse des übrigen Filmes wachsen. Dies führt aber zwangsläufig zur Ausbildung von zwei 90° Kippkorngrenzen.

Dieses Verhalten ist sehr schön in der Abbildung 5.4 zu sehen. Wie in Kapitel 4 bereits diskutiert, ist es möglich durch Rotation und Verkippen des Probenhalters Stufen herzustellen, die an der oberen Stufenkante sehr scharf sind, im unteren Teil aber stark verrundet. Deutlich zu sehen sind die beiden Korngrenzen. Die obere Korngrenze nukleiert an der gleichen Stelle, wie im Falle der steilen Stufen (s. Bild 5.1, 5.6) Die untere Korngrenze nukleiert jedoch wie vom Modell vorhergesagt an der Stelle, wo der Stufenwinkel lokal $\cong 45^\circ$ ist.

5.4 Eigenschaften der Korngrenzen und zusätzliche Kristallfehler

Auf der Stufe werden nur 90° Kippkorngrenzen beobachtet. Dies ist in dem oben dargelegten Modell auch zu verstehen. Strenggenommen sind diese Korngrenzen jedoch nicht exakt 90° , sondern aufgrund der Zwillingbildung in YBaCuO nur näherungsweise. Die Abweichung beträgt jedoch nicht mehr als ca. 1° . Die Habitus Ebene der Korngrenze, d. h. die Ebene wo die beiden unterschiedlich orientierten Bereiche aufeinanderstossen, wird jedoch sowohl durch das Depositionsverfahren als auch durch die anisotrope Wachstumsgeschwindigkeit des YBaCuO Filmes (in a-b Richtung schneller, als in c Richtung) bestimmt. Abhängig von der Anisotropizität des Teilchenflusses kann sich die Orientierung der Habitus Ebene ändern. In der Regel ist diese Orientierung für ein gegebenes Herstellungsverfahren konstant, kann sich aber bei einem anderen Verfahren ändern. Dies ist zu berücksichtigen, wenn die Ergebnisse auf ein anderes Depositionsverfahren übertragen werden sollen.

Im Falle der Laserablation ist diese Ebene nicht symmetrisch zu den jeweils senkrecht zueinander stehenden c orientierten Bereichen auf der Stufe und im Film. Dies bedeutet, daß der Teilchenfluß anisotrop ist, d. h. in Depositionsrichtung höher ist als senkrecht dazu. Sehr wichtig in Bezug auf die elektrischen Eigenschaften der Korngrenzen ist die Tatsache, daß sie in den weit überwiegenden Fällen frei von Fremdphasen sind. Dies wurde auch von anderen Gruppen an Korngrenzen desselben Typs als auch an anderen Korngrenzentypen in YBaCuO gefunden [5.5,5.6]. In einigen Fällen wurden jedoch Fremdphasen oder Stapelfehler im Film auf der Stufe gefunden.

5.5 Mikrostruktur des $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ Films auf steilen Stufen in LaAlO_3

In diesem Abschnitt sollen die wesentlichen Ergebnisse der Mikrostrukturuntersuchungen an LaAlO_3 Proben dargestellt werden. Die Proben für die Mikrostrukturierung und für die elektrischen Charakterisierungen wurden mit den gleichen Parametern hergestellt. Ziel dieser Untersuchungen war die genaue Charakterisierung der Mikrostruktur auf steilen Stufen, um das elektrische Verhalten der Stufenkontakte besser zu verstehen.

Dazu wurden Probenserien mit $\Theta = 0^\circ$ und $\Theta = 15^\circ$ mit einer Stufenhöhe von 120 nm bzw. 170 nm und einer nominellen Filmdicke von ebenfalls 120 nm und 170 nm mit dem Standardverfahren hergestellt. Die weiteren Verfahrensschritte waren analog den vorher beschriebenen für SrTiO_3 . Als Substrat wurde (001) orientiertes LaAlO_3 verwendet. Neben der sehr guten Gitteranpassung ($<1\%$) mit $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ sind die niedrigen Dielektrizitätskonstanten von $\epsilon \sim 25$ sowie der niedrige Verlustwinkel $\delta = 0,6 \cdot 10^{-4}$ ($T = 77 \text{ K}$) für Mikrowellen oder Hochfrequenzanwendungen (z.B. Mikrowellen SQUIDs s. Kap. 11) entscheidend.

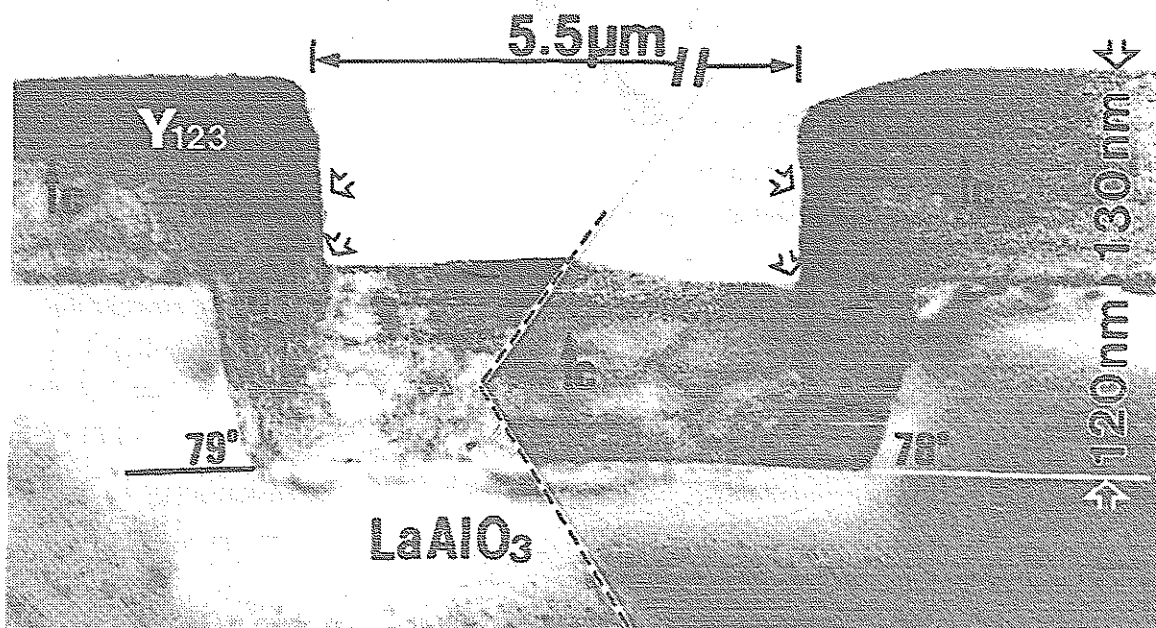


Bild 5.5: Querschnitt durch einen $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ Film über einer Grabenstruktur in LaAlO_3 . Die offenen Pfeile zeigen die beiden Korngrenzen und die dunklen Pfeile zeigen die c-Richtung des $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ Films an.

Der Ätzwinkel betrug in diesem Fall $\Theta = 0^\circ$. Die Stufenhöhe beträgt 120 nm, die Filmdicke 130 nm. Im Unterschied zu den 60° steilen Stufen auf SrTiO_3 ist die Dicke des Filmes auf der Stufe kleiner, als die übrige Filmdicke. Aus den TEM Aufnahmen ergibt sich eine Dicke von

ungefähr 60 nm. Der Stufenwinkel variiert leicht entlang der Stufe. An der oberen Stufenkante beträgt er 85°, an der unteren 79°. In dieser Untersuchung wurden 25 Stufen untersucht. Dabei waren Proben mit einem Ätzwinkel von 0° und 15°. Die max. Streuung des Stufenwinkels betrug in beiden Fällen 5°. Wie man aus den TEM Aufnahmen deutlich sieht, ist die c-Achse des $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ Films auf der Stufe parallel zur [100] Richtung, d.h. um 90° gegenüber der c-Achsen Orientierung des restlichen Filmes verkippt. Dies bestätigt das qualitative Modell vom Wachstum des $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ Filmes an einer Substratstufe. Es gibt jedoch vier signifikante Unterschiede beim Filmwachstum auf steilen Stufen. Dies ist sehr schön in Bild 5.6 zu sehen.

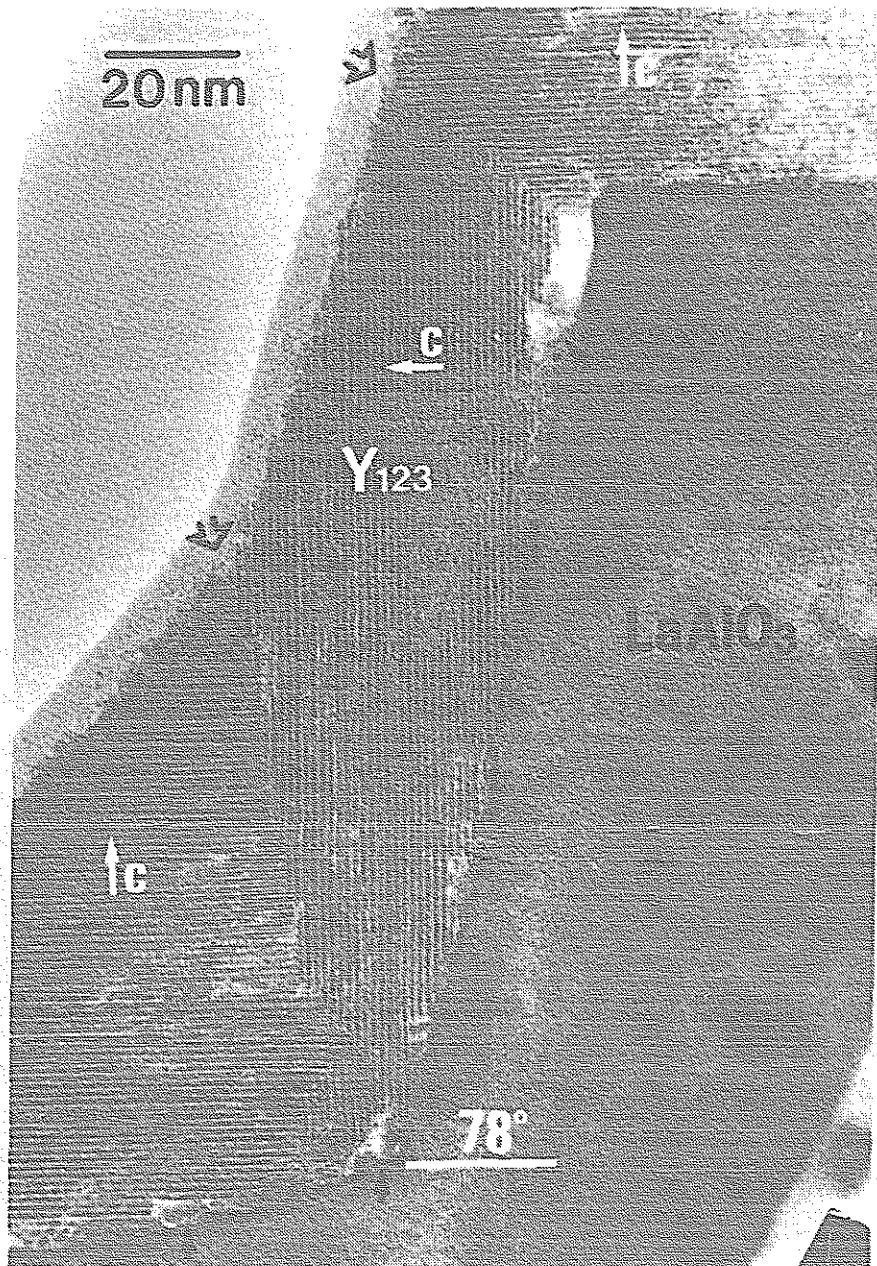


Bild 5.6: $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ Filmwachstum über eine steile Stufe in LaAlO_3 . Die offenen Pfeile weisen auf die beiden Korngrenzen hin. Die dunklen Pfeile zeigen nicht identifizierbare Fremdphasen an.

1. Auf der Stufe gibt es keine "offenen" CuO Ebenen.
2. Die Filmoberfläche an der Stufe ist annähernd vertikal.
3. Die Film ist auf der Stufe dünner als im übrigen Film.
4. Die beiden Korngrenzen sind verschieden.

Der Punkt 1. bedarf noch einer Erklärung. In diesem Bild sieht es so aus, als seien die CuO Ebenen nicht nach oben abgeschlossen. Dies ist jedoch ein Präparationseffekt, der dadurch entsteht, das am Rande des abzdünnenden Bereiches zuviel weggeätzt wird. Der dünne graue Saum am oberen Rand der Stufe ist ein amorpher Bereich, der ebenfalls durch Ionenstrahlenschäden während der TEM Präparation verursacht wird.

Die beiden Habitusebenen der oberen und unteren Korngrenze sind voneinander verschieden. Aus dem Bild sieht man ebenfalls, das die obere Korngrenze wesentlich regelmäßiger ist als die untere.

Die oben beschriebenen neuen Eigenschaften des Filmwachstums auf steilen Stufen sind an Proben mit relativ dünnen Filmen ($d < 200$ nm) und einem Verhältnis d/h von ~ 1 gefunden worden. Die Ursachen für diese Eigenschaften sind die verschiedenen Wachstumsgeschwindigkeiten von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ in c -Richtung bzw. in a - b Richtung und der anisotrope Teilchenfluß während der Laserablation. Die Überlagerung dieser beiden Effekte resultiert in einer effektiven Wachstumsrate für die c -Richtung bzw. die a - b Richtung. Bedingt durch die hohe laterale Wachstumsrate bildet der Film auf der Stufe rasch eine vertikale Oberfläche und reduziert somit gleichzeitig die effektive Oberfläche für den ankommenden Teilchenfluß. Die hohe laterale Wachstumsrate des oberen horizontalen Filmes führt zu einem Überwachsen des Films auf der Stufe, was ebenfalls zu einer Reduktion des Teilchenflusses auf die Stufe führt. Gleichzeitig wächst der untere horizontale $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ Film in den Film auf der Stufe hinein und erzeugt so die parabelförmige Habitusebene der unteren Korngrenze. Die Habitusebene der oberen Korngrenze ist um ca. 5° gegenüber der (103) bzw. (013) Ebene nach unten geneigt. Dies wird erklärt durch eine höhere Wachstumsgeschwindigkeit der horizontalen Filme in a - b Richtung gegenüber der Wachstumsrate in c -Richtung des Films auf der Stufe.

Die Indizierung der beiden Korngrenzen ist nicht eindeutig möglich. Der Grund liegt darin, daß die Längenunterschiede der a - bzw. b -Achse der $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ Einheitszelle im TEM nicht auflösbar sind. Daher werden im folgenden immer beide Möglichkeiten angegeben. Die Habitusebene der oberen Korngrenze ist demnach parallel zu (103) bzw. (013). Untersucht man

diese Korngrenze im Detail, so findet man eine Segmentierung der Korngrenze. Dies ist im folgenden Bild 5.7 dargestellt.

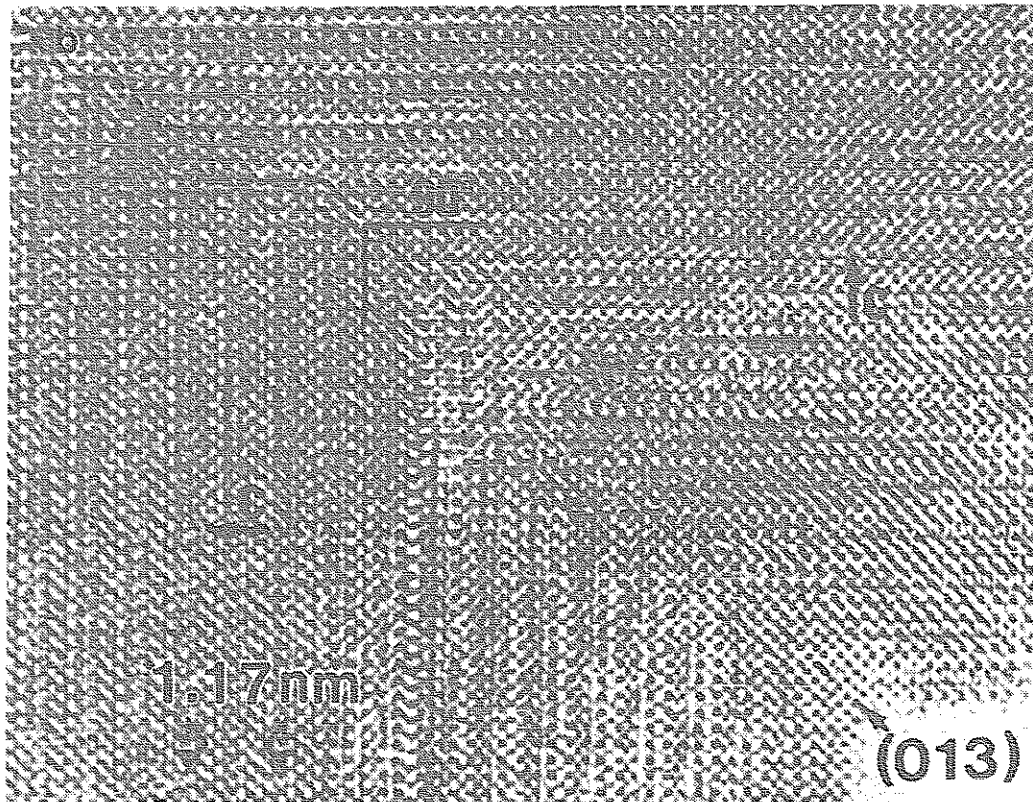


Bild 5.7: Vergrößerte TEM Aufnahme der oberen Korngrenze. Deutlich zu erkennen sind die verschiedenen Segmente.

Wie durch die gestrichelte Linie angedeutet, ist die Korngrenze durch zwei verschiedene Segmenttypen aufgebaut. Sie sind entweder parallel zur (013) (bzw. (103)) Ebene in beiden Körnern oder parallel zur (010) (bzw. (100)) Ebene in einem Korn und zur (001) Ebene in dem anderen Korn. Diese Segmentierung wurde in allen untersuchten Korngrenzen dieses Typs gefunden, wobei die Häufigkeit der einzelnen Segmente jedoch stark variierte. Die gleichen Segmenttypen wurden auch in der unteren Korngrenze gefunden. Das Bild 5.9 zeigt einen Ausschnitt aus der unteren Korngrenze.

Die Habitusene dieser Korngrenze hat einen parabelförmigen Verlauf, wobei mit zunehmender Filmdicke diese Ebene orthogonal zur Substratoberfläche verläuft. In diesem Bereich überwiegen die Segmente mit (100) bzw. (010) Orientierung in dem unteren horizontalen Film und (001) Orientierung in dem Film auf der Stufe. In der Nähe der unteren Stufenkante im Substrat ist die Korngrenze ähnlich aufgebaut wie die obere Korngrenze. Vergleicht man die beiden TEM Aufnahmen, erkennt man deutlich die höhere Defektdichte in

der unteren Korngrenze. Insbesondere ist der Film auf der Stufe defektreicher als der Film auf der normalen Substratoberfläche.

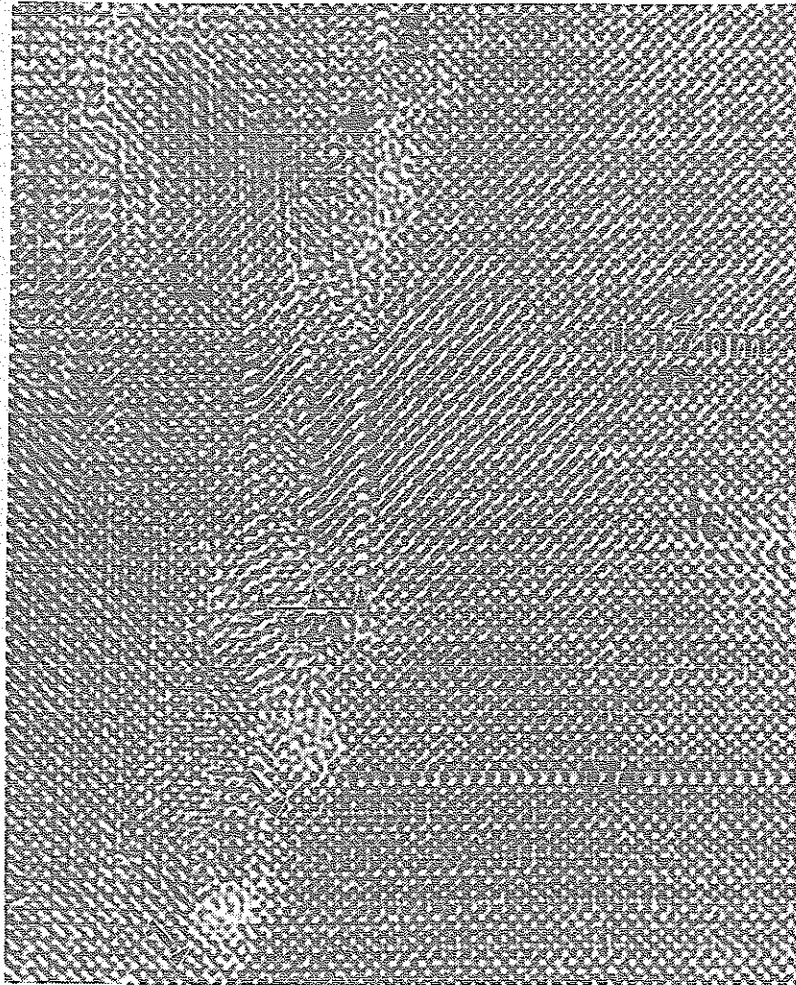


Bild 5.8: Ausschnitt aus der unteren Korngrenze.

"1" und "2" bezeichnen die Positionen von Versetzungen. "124" bezeichnet einen Stapelfehler, der einer lokalen $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$ Struktur entspricht. Der breite schwarze Pfeil markiert das Ende einer Reihe von a-b Ebenen an einer Stufe in der Korngrenze.

In den (100)(001) bzw. (010)(001) Korngrenzen gibt es eine Gitterfehlانpassung zwischen c und 3a bzw. c und 3b (a,b,c bezeichnen jeweils die Gitterparameter entlang der a, b und c-Achsen). Diese Gitterfehlانpassung wird durch Misfit-Versetzungen (misfit dislocation) ausgeglichen. Dies steht im Gegensatz zu anderen Untersuchungen [5.7] von Korngrenzen des gleichen Typs in a-orientierten Filmen, bei denen diese Gitterfehlانpassung durch den Einbau von Stapelfehlern ausgeglichen wird. Diese Misfit-Versetzungen liegen jedoch nicht in der Ebene der Korngrenze, sondern um ca. 0.7 nm daneben und werden daher "stand-off"

Misfit Versetzungen" genannt. Die Ursache für diese Art von Versetzungen liegt in dem unterschiedlichen Elastizitätsmodul in der a (oder b) und der c-Richtung im $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ begründet.

Die Häufigkeit dieser Versetzungen entlang der unteren Korngrenze ist hoch. Durchschnittlich alle 5-6 nm findet man eine solche Versetzung. Schätzt man nun den Abstand der Versetzungen, wenn man von der geometrischen Gitterfehlpassung ausgeht, so erhält man ~ 50 nm. Die Ursache dieser erhöhten Versetzungsdichte sind Gitterverspannungen, die als Folge der Einwirkung der Stufe auf das Filmwachstum entstehen.

Eine strukturelle Eigenschaft der (103)(103) Korngrenzen sind periodisch wechselnde Druck- und Zugspannungen entlang der Korngrenze. Wie Computersimulationen bestätigen [Dr. B. Kabius], werden diese Verspannungen durch die verschiedene Größe und Anordnung der Atome in den drei Untereinheiten der $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ Einheitszelle verursacht.

Ein weiterer Aspekt des YBCO Filmwachstums auf LaAlO_3 Substraten ist das Auftreten von Zwillingskorngrenzen (s. Kap. 3). Zur Untersuchung dieser Frage wurden planare Querschnittsaufnahmen des Films im Bereich der Stufe angefertigt (Bild 5. 9).

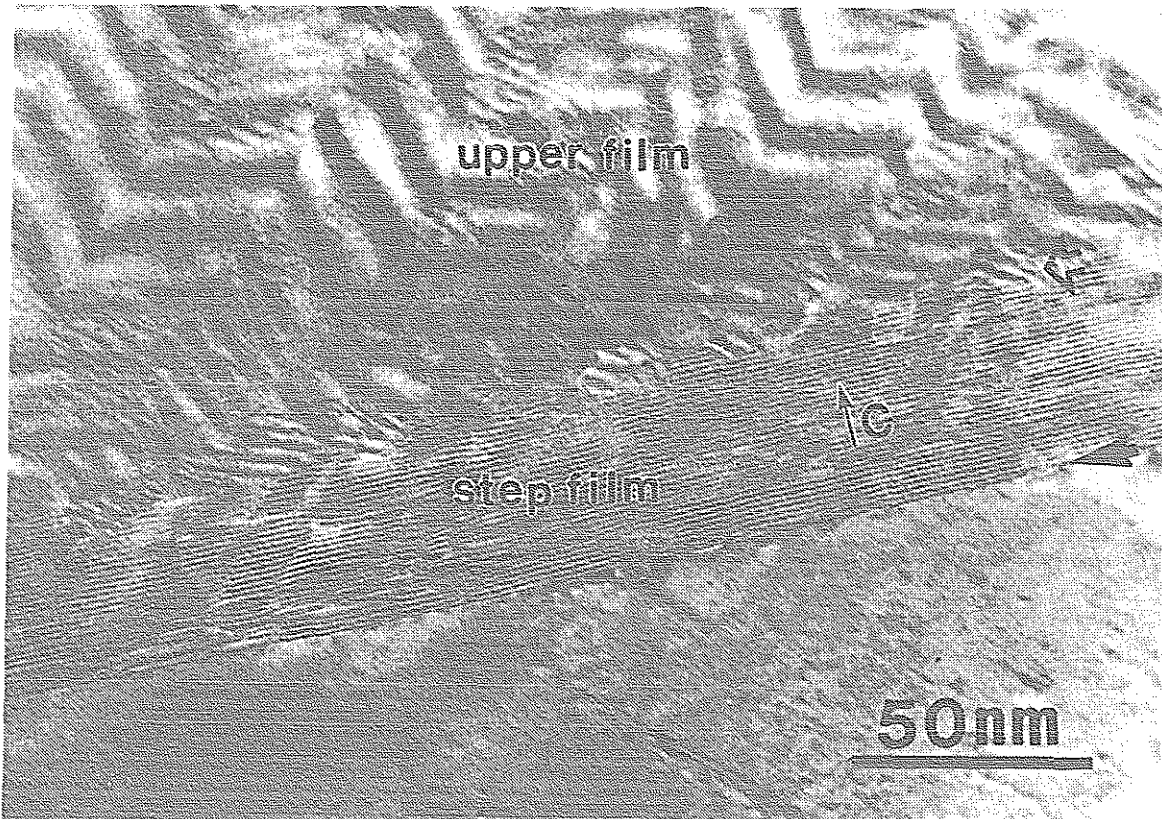


Bild 5. 9: Planare Querschnittsaufnahme des Films an der Stufe und des oberen horizontalen Filmes. Die offenen bzw. geschlossenen Pfeile deuten die Lage der oberen bzw. unteren Korngrenze an.

Der untere horizontale Film wurde während der TEM Präparation entfernt. Sichtbar sind nur noch der Film an der Stufe und der obere horizontale Film. Das "Zick-zack" Muster aus hellen und dunklen Streifen im oberen Film ist ein sogenanntes Moire-Muster, das entsteht durch die Überlagerung der Beugungsbilder, die von dem Gitter des LaAlO_3 und des $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ erzeugt werden. Die Zwillingskorngrenzen befinden sich an der Stelle, wo das Moire-Muster die Richtung wechselt. Wie im Bild deutlich zu sehen, enden sie im oberen Film an der oberen 90° Korngrenze. Der Abstand zwischen den Zwillingskorngrenzen beträgt sowohl im unteren als auch im oberen horizontalen Film ca. 30 nm. Diese Zwillingsstruktur bewirkt eine weitere Komplikation der Morphologie der Korngrenzen. Neben der bereits dargelegten Segmentierung können jetzt zusätzlich alle drei möglichen Kombinationen der $[100]$ und der $[010]$ Richtungen in dem horizontalen Film und dem Film auf der Stufe entlang der Korngrenze auftreten.

Zusammenfassend kann man die Korngreneigenschaften so darstellen:

Die beiden $[100]$ und $[010]$ 90° Kippkorngrenzen in YBaCuO bestehen jeweils hauptsächlich aus zwei verschiedenen Korngrentypen. Dies sind einerseits die $(010)(001)$ und $(100)(001)$ Korngrenzen und andererseits die $(103)(103)$ und $(013)(013)$ Korngrenzen. Schematisch ist die Anordnung der CuO_2 Ebenen in den beiden Korngrentypen in Bild 5.10 und 5.11 dargestellt.

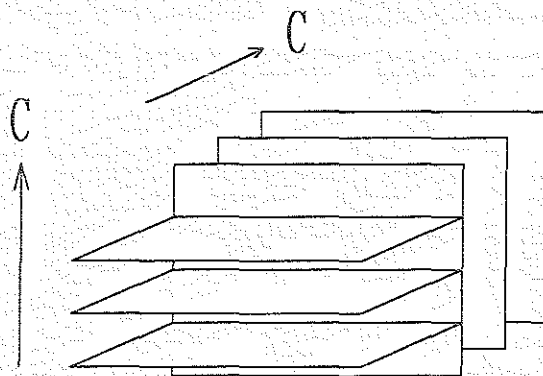


Bild 5.10: $(100)(001)$ Korngrenze. Dargestellt sind die CuO_2 Ebenen.

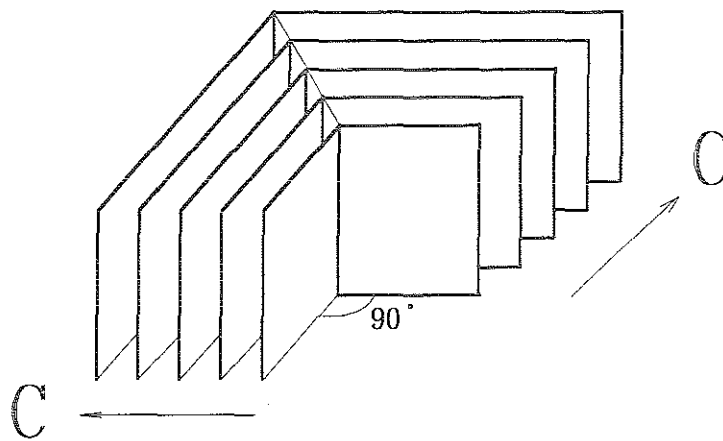


Bild 5.11: (103)(103) Korngrenze

Eine gemeinsame strukturelle Eigenschaft beider Typen ist das Vorhandensein eines periodischen Spannungsfeldes entlang der Korngrenze. Im ersten Fall ist dies eine Folge der periodischen Anordnung der Versetzungen entlang der Korngrenze, die durch das Nichtaufeinanderpassen der YBaCuO Einheitszellen, die um 90° verkippt sind, verursacht werden. Im zweiten Fall ist die Ursache die verschiedene Größe und Anordnung der Atome in den drei Untereinheiten der YBaCuO Einheitszelle.

6. Gleichstrom-Gleichspannungskennlinien

6.1 Aufbau der Meßapparatur

In diesem Kapitel werden die Meßverfahren und der Meßaufbau zur Untersuchung der Transporteigenschaften (I - V , $I_c(T)$, $R(T)$, $R_n(T)$, $I_c(H)$, Shapirostufen) der Stufenkontakte erläutert.

Die Messungen der Gleichstrom-Gleichspannungskennlinien (I - V Kennlinien) erfolgten mit einer analogen batteriegespeisten Meßelektronik [6.1]. Eine programmierbare Strom-Spannungsquelle (SMU) (Fa. Keithley) wurde verwendet, um die I - V Kennlinien mit dem Computer aufzunehmen. Der direkte Anschluß der netzbetriebenen Stromquelle an die Probe konnte nicht realisiert werden, da dies starke Störungen zur Folge hatte. Die programmierbare Stromquelle wurde daher nur zur Steuerung des Stromgenerators der batteriegespeisten Analogelektronik verwendet. Die Spannung über der Probe wurde ebenfalls zuerst mit einem batteriebetriebenen Vorverstärker um einen einstellbaren Faktor von 100, 1000 bzw. 10000 verstärkt, um genügend hohe Signalpegel zu erhalten. Durch diese Entkopplung von Probe und netzgespeister Elektronik konnten die I - V Kennlinien ohne Störungen mit dem Rechner aufgenommen werden. Es konnten Meßströme bis maximal ± 10 mA in die Probe eingepreßt werden. Die Aufnahme der Kennlinien erfolgte durch ein langsames "Sweepen" des Stromes, mit gleichzeitiger Messung der Spannung über der Probe.

Zur Messung der Shapirostufen wurde in den Probenhalter ein Koaxialkabel eingebaut, um die Proben mit Mikrowellen bestrahlen zu können. Das Mikrowellenkabel wurde bis wenige Millimeter (3-5mm) über die Probe geführt. Dort wurde der Außenleiter und die Isolation entfernt, so daß der Innenleiter wie eine Antenne wirkt. Mit diesem Aufbau konnten Mikrowellen mit Frequenzen bis 11 GHz übertragen werden. Durch Einstrahlen von Mikrowellen wurde auch der Normalwiderstand R_n der Stufenkontakte bestimmt. Wie in Kapitel 2.3 erläutert, bilden sich bei großer Mikrowellenleistung die Shapirostufen um eine Gerade aus, deren Steigung ein Maß für den R_n des Josephsonkontaktes ist.

Zur Messung der Temperaturabhängigkeit der Transporteigenschaften wurde ein He-Verdampferkryostat (Fa. Leybold) in Verbindung mit einem programmierbaren Temperaturcontroller (Fa. Lakeshore) aufgebaut. Eine beliebige Temperatur zwischen 4,2 K und T_c konnte stabilisiert werden, um dann die Messungen durchzuführen. Ein Pt 103- und ein Ge-Temperatursensor befanden sich in unmittelbarer Nähe der Probe am Probenhalter. Die Sensoren wurden zuvor kalibriert und die Kalibrierkurve dann im Lakeshore-Temperaturcontroller gespeichert. Eine einfache und weniger zeitaufwendige Messung als in einem Verdampferkryostaten ist in einer He- Kanne bzw. in einer Stickstoffkanne möglich. Dies ist insbesondere dann vorteilhaft, wenn die Proben nur bei 4,2 K oder 77 K charakterisiert

werden sollen. Die magnetische Abschirmung der Proben erfolgte durch eine dreifache Ummantelung des Kryostaten mit Mu-Metall. Um elektrische Störungen zu filtern, wurden in die Zuleitungen zur Probe Tiefpaßfilter eingebaut.

Die Messung der Magnetfeldabhängigkeit der Stufenkontakte erfolgte im Verdampferkryostaten. Um ein genügend großes und homogenes Magnetfeld erzeugen zu können und um das Magnetfeld in einem beliebigen Winkel zum Stufenkontakt orientieren zu können, wurde eine Helmholtzspulenanordnung gewählt. Die Spulen wurden außerhalb des Verdampferkryostaten aufgestellt. Mit einer programmierbaren Stromquelle (Fa. Keithley) konnte ein maximales Magnetfeld von 150 Gauss erzeugt werden. Die Messung der $I_c(H)$ Kurven erfolgte vollautomatisch. Das Magnetfeld wurde mit vorgegebener Schrittweite erhöht. Zu jedem Wert wurde eine I-V Kennlinie aufgenommen und der kritische Strom mit einem Spannungskriterium von $10 \mu\text{V}$ bestimmt. Aus diesen beiden Größen wurde dann im Rechner die Magnetfeldabhängigkeit konstruiert. Mit diesem Aufbau konnte die Feldabhängigkeit bei beliebiger Temperatur zwischen 4,2 K und T_c gemessen werden. Der Nachteil des Aufbaus war, daß die Proben nicht mehr durch Mu-Metall abgeschirmt werden konnten. Für Brückenbreiten von $w \leq 4 \mu\text{m}$ stellte dies kein Problem dar. Größere Brückenbreiten konnten jedoch mit diesem Aufbau nicht gemessen werden. Da die erforderlichen Magnetfeldstärken für diese breiten Brücken deutlich kleiner waren, genügte eine kleine Spule, die vorne am Probenhalter befestigt war. Dadurch konnten Spule und Probe mit einer Cryoperm Abschirmung umgeben werden.

6.2 Gleichstrom-Gleichspannungskennlinien

6.2.1 Abhängigkeit vom Stufenwinkel α

In diesem Kapitel werden die Gleichstrom-Gleichspannungskennlinien (I-V Kennlinien) für die Stufenkontakte vorgestellt. Ganz allgemein läßt sich der Stufenkontakt durch vier Geometrieparameter charakterisieren: 1. Stufenhöhe (h), 2. Filmdicke (d), 3. Stufenwinkel (α), 4. Brückenbreite (w). Die I-V Kennlinien und damit das elektrische Verhalten der Stufenkontakte hängen in charakteristischer Weise von diesen Parametern ab.

Einer der wichtigsten Geometrieparameter des Stufenkontaktes ist der Stufenwinkel α (Zur Definition des Winkels s. Kap.5). Wie bereits in Kapitel 5 gezeigt, ändert sich das Wachstum des YBCO Films als Funktion des Stufenwinkels. Ähnlich stark ändern sich auch die elektrischen Eigenschaften. Damit ein Vergleich mit den Mikrostrukturuntersuchungen gemacht werden konnte, wurden die Stufenkontakte mit den gleichen Prozessen hergestellt, wie die Proben für die TEM Untersuchungen. In Bild 6.1 sind die Ergebnisse der

Mikrostrukturuntersuchung und der elektrischen Charakterisierung an flachen Stufen gegenübergestellt.

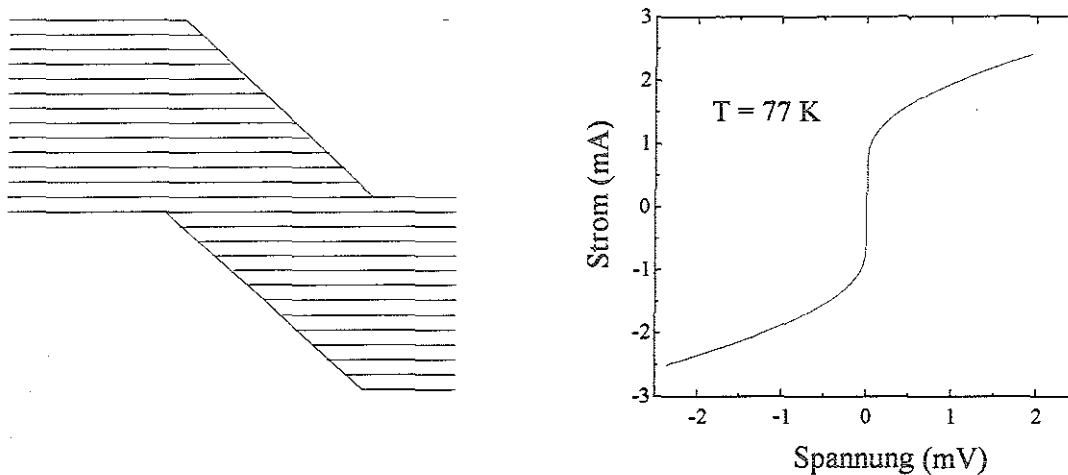


Bild 6.1: Skizze der Mikrostruktur und I-V Kennlinien für Stufenwinkel $< 45^\circ$.

Die I-V Kennlinien sind nicht RSJ-förmig, sondern zeigen Flux-Flow Verhalten. Obwohl sich der kritische Strom mit Mikrowellen unterdrücken läßt, wurden an diesen Proben keine Shapirostufen beobachtet. Die Kontakte waren darüberhinaus auch unempfindlich auf ein äußeres Magnetfeld. Dies alles legt den Schluß nahe, daß es sich hierbei nicht um Josephsonkontakte handelt, sondern eher um eine Art von Mikrobrücke mit Flux-Flow Verhalten. Die Reduzierung des kritischen Stromes gegenüber einer planaren Mikrobrücke, die nicht über eine Stufe verläuft, beträgt ca. einen Faktor 10. Da es in diesen Stufenkontakten keine Korngrenzen gibt, ist diese Abschwächung des kritischen Stromes nur eine Folge der Anisotropie der supraleitenden Eigenschaften. Der Suprastrom fließt im Bereich der Stufe entlang der c-Richtung. Dort ist die kritische Stromdichte aber kleiner als in a-b Richtung und das führt zu einem kleineren I_C , obwohl sich der Querschnitt der Mikrobrücke über die Stufe nicht ändert.

Einen weiteren Sonderfall stellen 45° Stufen dar. Wie in Bild 5.3 dargestellt, bilden sich dort eine ganze Reihe von Domänen, die durch 90° Korngrenzen voneinander getrennt sind.

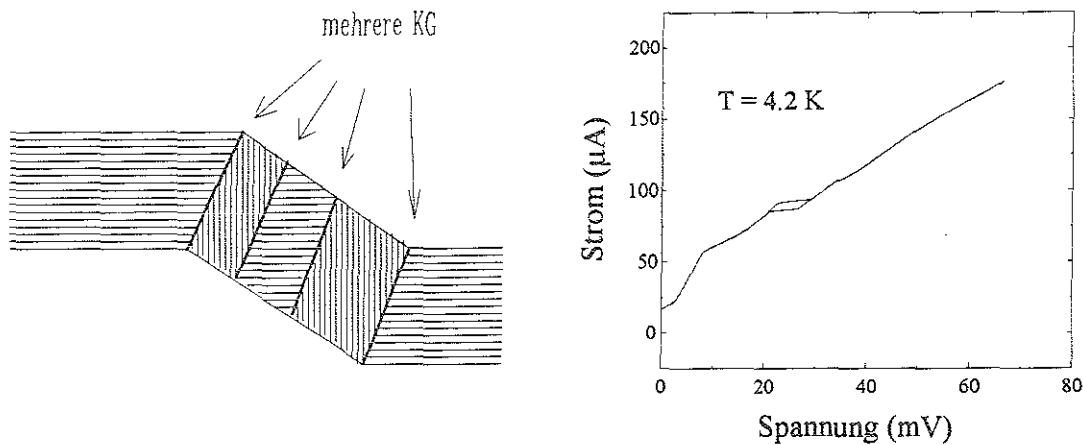


Bild 6.2: Skizze der Mikrostruktur und I-V Kennlinie für 45° Stufen.

In den entsprechenden I-V Kennlinien findet man mehrere Knicke. Jedoch ist dieser Typ von Stufenkontakt sehr selten, da der Stufenwinkel dazu exakt 45° sein muß. In allen anderen Fällen kann der Winkel der Stufe über einen gewissen Bereich streuen, ohne das die elektrischen Eigenschaften bzw. die Mikrostruktur sich signifikant ändern.

Ist der Stufenwinkel $> 45^\circ$, treten in den I-V Kennlinien sehr häufig nur noch zwei Knicke auf.

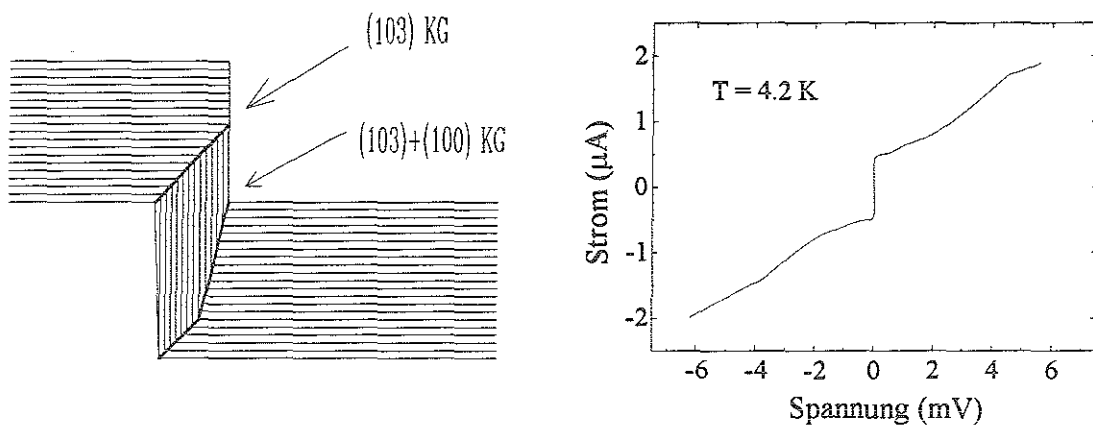


Bild 6.3: (rechts): Skizze der Mikrostruktur des YBCO Films auf steilen Stufen.

(links): I-V Kennlinie eines Stufenkontaktes auf steilen Stufen.

Dabei gibt es einen Unterschied zwischen steilen Stufen ($\alpha \cong 80^\circ$) und flacheren Stufen ($\alpha \cong 60^\circ$).

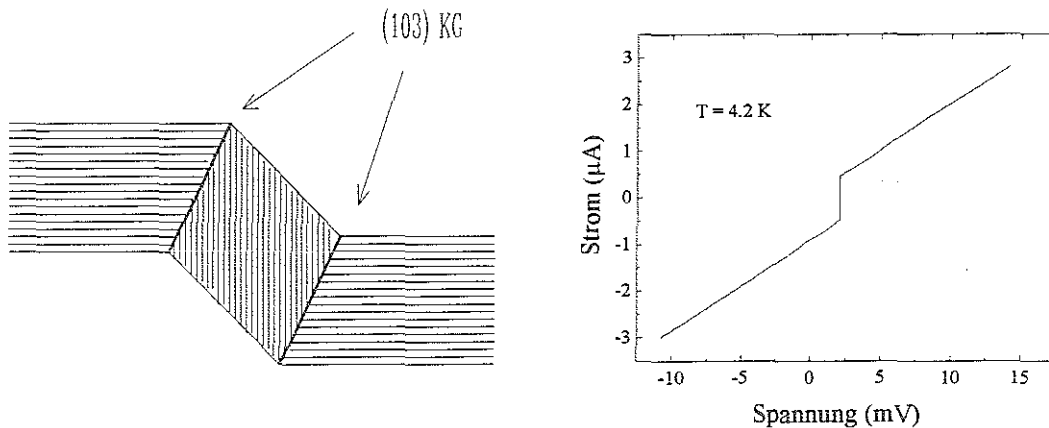


Bild 6.4: (links) Skizze der Mikrostruktur auf $\cong 60^\circ$ Stufen.
(rechts) I-V Kennlinie für diesen Stufentyp.

Auf steilen Stufen ist der Abstand der Knicke auf der Kennlinie in der Regel viel größer als auf den flachen Stufen.

Diese sehr enge Korrelation mit der Mikrostruktur legt den Schluß nahe, daß der Knick in der Kennlinie ein zweiter kritischer Strom ist, der von den Korngrenzen verursacht wird. Diese Vermutung wird durch die weiteren Untersuchungen der Josephsoneigenschaften (Josephsonemission (Kap. 8), Magnetfeldabhängigkeit (Kap. 9), Mikrowelleneinstrahlung (Kap. 10)) an steilen Stufen bestätigt. Während die Emissionscharakteristiken auf steilen Stufen zwei deutlich getrennte Emissionspeaks zeigen (s. Kap. 8), findet man auf 60° Stufen zwei fast ganz überlappende Emissionscharakteristiken.

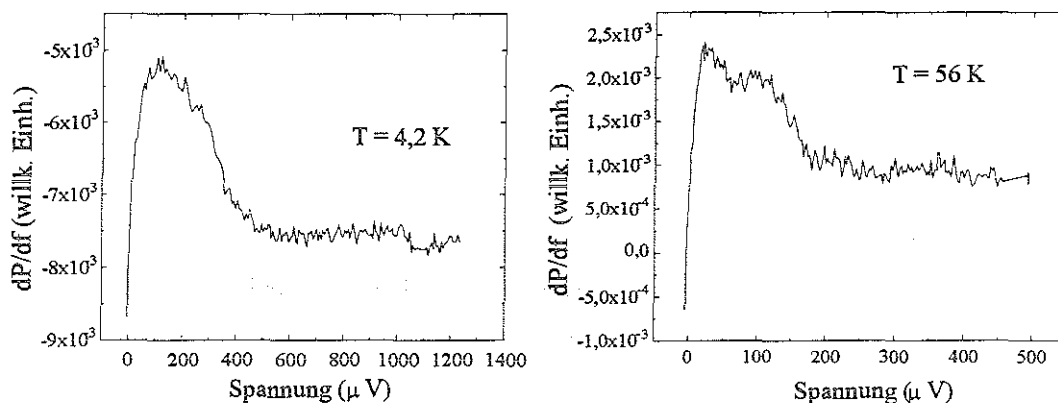


Bild 6.5: Josephsonemission für einen Stufenkontakt mit $\cong 60^\circ$ Stufen
(Messungen: G. Kunkel)

Die Überlappung ist geringer für höhere Temperaturen. Dies ist wahrscheinlich auf den in Kapitel 8 diskutierten Effekt der Linienbreitenvergrößerung bei tiefen Temperaturen

zurückzuführen. Eine mögliche Ursache für die Unterschiede in den beiden kritischen Strömen auf steilen Stufen und 60° Stufen ist die unterschiedliche Mikrostruktur der beiden Korngrenzen. Auf steilen Stufen sind die Habitusebenen der beiden Korngrenzen sehr verschieden. Macht man den Stufenwinkel flacher, ändert sich im wesentlichen nur die Mikrostruktur der unteren Korngrenze. Die durchschnittliche Habitusebene der unteren Korngrenze nimmt den gleichen Verlauf an, wie die obere Habitusebene.

Die weitere Charakterisierung beschränkte sich auf die Kontakte auf steilen Stufen. Der Grund dafür lag in der engen Verzahnung der Einzelkontaktuntersuchungen und der Untersuchungen von RF-SQUIDS (s. Kap. 11). Für den Betrieb dieser Sensoren ist die Verwendung von Stufenkontakten mit zwei deutlich getrennten kritischen Strömen zu bevorzugen. Daher werden im folgenden die Josephsoneigenschaften dieses Typs genauer charakterisiert.

6.2.2 Abhängigkeit von der Brückenbreite w

Typische Parameter dieser Kontakte sind: $d/h \sim 2/3 - 1$, $d = 200 \text{ nm} - 250 \text{ nm}$, $\alpha = 80^\circ$ (steile Stufen). Es wurden Brücken mit einer Breite w von $2 \mu\text{m} - 32 \mu\text{m}$ untersucht. In der Beschreibung der I-V Kennlinien muß man nun unterscheiden zwischen $w < \lambda_j$ und $w > \lambda_j$, wobei λ_j die Josephsoneindringtiefe (s. Kap. 2) ist. Bei der Berechnung von λ_j stellt sich folgendes Problem. In die Formel (24) geht die Stromdichte J_c ein. Für die Berechnung dieser Stromdichte muß man jedoch eine Annahme über die Stromverteilung im Josephsonkontakt machen. In erster Näherung nimmt man an, daß der Supraström homogen über den Kontaktquerschnitt fließt. Daraus wird die Stromdichte und die Josephsoneindringtiefe berechnet. Im Falle $w > \lambda_j$ müßte noch die Stromkonzentration an den Rändern des Kontaktes berücksichtigt werden. Dies führt zu einer Korrektur von λ_j nach kleineren Werten. Die Annahme einer homogenen Stromverteilung ergibt eine obere Grenze für λ_j . Wie in Kapitel 9 gezeigt wird, ist die Stromverteilung von breiten Kontakten sehr inhomogen. Es gibt über die Breite des Kontaktes verteilt, Bereiche mit großer und kleiner Stromdichte. Eine korrekte mathematische Beschreibung dieser Stromverteilung und der daraus folgenden Eindringtiefe λ_j ist sehr kompliziert. Aufgrund dieser Tatsache wurde für die Berechnung der Josephsoneindringtiefe immer die Näherung einer homogenen Stromverteilung verwendet.

Der qualitative Verlauf der I-V Kennlinien von Stufenkontakten auf steilen Stufen läßt sich mit dem RSJ Modell beschreiben. Eine Simulation mit nur einem Josephsonkontakt ergab keine Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie. Berechnet man jedoch die I-V Kennlinie für zwei in Reihe geschaltete Josephsonkontakte, ist die Übereinstimmung deutlich besser.

In Bild 6.6 ist ein Vergleich einer gemessenen und einer nach dem RSJ Modell berechneten I-V Kennlinie dargestellt.

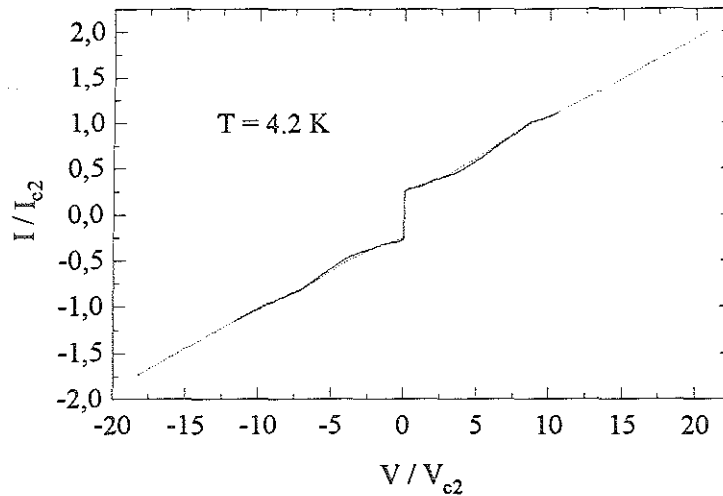


Bild 6.6: Experimentelle I-V Kennlinie (durchgezogene Linie) und Simulation durch eine Reihenschaltung von zwei Josephsonkontakten im RSJ-Modell (gestrichelte Linie). (Programm: PSCAN, V. Semenov et al.)

Diese durch die Simulation nahegelegte Erklärung der I-V Kennlinie wurde durch eine direkte Messung der Josephsonemission bestätigt (s. Kap. 8). In Kapitel 2 wurde erläutert, wie sich ein Josephsonkontakt unter dem Einfluß von Mikrowellenstrahlung verhält. Bei genügend großer Amplitude der Mikrowellenstrahlung bildet sich eine Gerade aus, deren Steigung ein Maß für den Kehrwert des normalleitenden Widerstands R_n des Kontaktes ist (s. Bild 6.8). Mit diesem Meßverfahren wurden die Widerstände der Stufenkontakte ermittelt. Die gemessenen Parameter für den Kontakt in Bild 6.6 betragen: $I_{c1} = 512 \mu\text{A}$, $R_{n1} = 2,97 \Omega$, $I_{c2} = 1602 \mu\text{A}$, $R_{n2} = 0,31 \Omega$. In der Simulation wurden die experimentellen I_c -Werte verwendet. Die R_n -Werte und die Stewart-McCumber Parameter β_c wurden variiert, um größtmögliche Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie zu erzielen. Als beste Werte wurden ermittelt: $I_{c1} = 512 \mu\text{A}$, $R_{n1} = 2,76 \Omega$, $\beta_{c1} = 0,1$; $I_{c2} = 1602 \mu\text{A}$, $R_{n2} = 0,53 \Omega$, $\beta_{c2} = 0,2$. Zum Vergleich mit der Theorie wurde eine I-V Kennlinie bei $T = 4,2 \text{ K}$ verwendet, weil dann der thermische Rauschstrom I_T vernachlässigbar klein ist. Aus der guten Übereinstimmung folgt, daß das RSJ-Modell mit zwei in Reihe geschalteten Josephsonkontakten die Gleichstrom-Gleichspannungskennlinien der Stufenkontakte beschreibt.

Für die Berechnung der Stewart-McCumber Parameter β_c wurde eine endliche Kapazität angenommen. Dies wird durch die Tatsache gerechtfertigt, daß experimentell häufig eine Hysterese in der I-V Kennlinie von schmalen Kontakten auf SrTiO_3 und auf LaAlO_3 unterhalb von 20 K beobachtet wird. Durch Einstrahlung von Mikrowellen kann diese Hysterese unterdrückt werden. Dies ist ein experimenteller Hinweis darauf, daß diese Hysterese nicht durch thermische Effekte verursacht wird, sondern durch den Einfluß einer Kapazität [6.2]. Die β_c Werte liegen typischerweise im Bereich von $0,1-2$ bei $T = 4,2 \text{ K}$ (s. Bild 6.7) und $\beta_c \ll 1$ bei $T = 77 \text{ K}$. Eine mögliche Ursache ist die Streukapazität des Substrates.

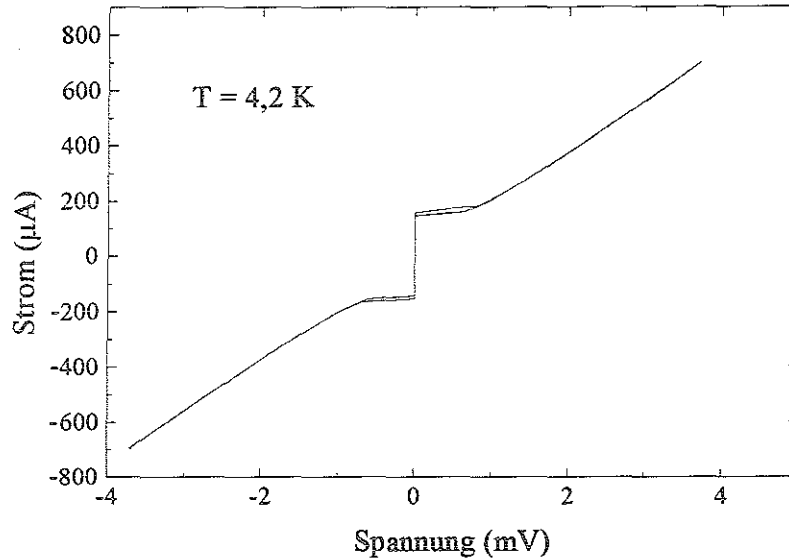


Bild 6.7: I-V Kennlinie mit Hysterese (Stufenkontakt auf LaAlO_3).

Betrachtet man nun I-V Kennlinien von breiten Kontakten ($w > \lambda_j$), die zwar immer noch RSJ artig sind, so treten aber charakteristische Abweichungen auf. In Bild 6.8 ist eine Kennlinie von einem breiten Kontakt ($w/\lambda_j = 7,5$) dargestellt. Die gerade Linie ist der normalleitende Widerstand des Kontaktes.

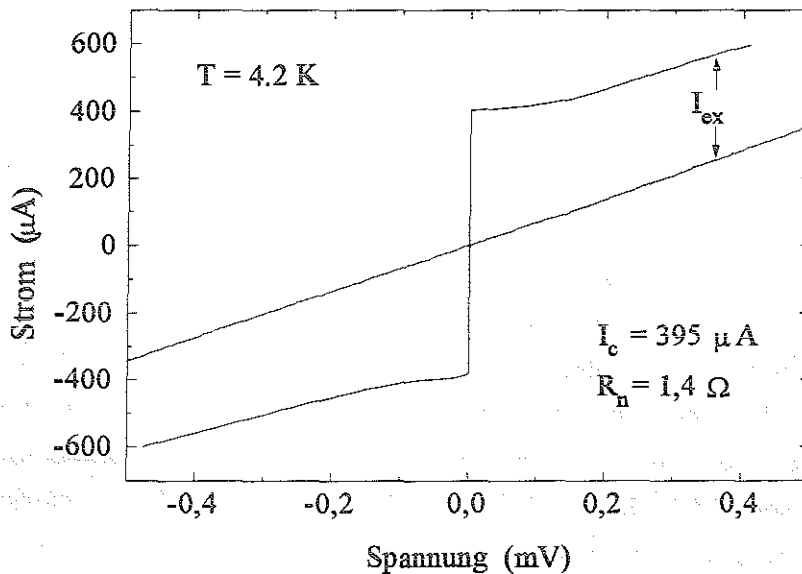


Bild 6.8: I-V Kennlinie eines breiten Stufenkontaktes ($w/\lambda_j = 7,5$).

Charakteristisch für diese Kontakte ist ein sogenannter Exzess-Strom I_{ex} . Diese Bezeichnung hat sich für die folgende Eigenschaft von Josephson-Kontakten eingebürgert. Die I-V Kennlinie eines schmalen Kontaktes nähert sich asymptotisch für hohe Spannungen (\sim einige $I_c R_n$) der Widerstandsgeraden R_n . Im Falle von breiten Kontakten nähert sich die I-V

Kennlinie bei hohen Spannungen nicht dieser Geraden, sondern verläuft parallel zu dieser. Anschaulich sieht das so aus, als sei die I-V Kennlinie eines schmalen Kontaktes um einen gewissen Strombetrag verschoben. Diesen Strombetrag nennt man Exzess-Strom. In Bild 6.8 beträgt der Exzess-Strom ungefähr die Hälfte des kritischen Stromes. Um die physikalische Ursache für diesen Effekt herauszufinden, wurde die Abhängigkeit des Exzess-Stromes als Funktion des Parameters w/λ_j untersucht und mit theoretischen Modellen verglichen [6.3]. Dabei wurde eine qualitative Übereinstimmung der experimentellen Werte mit der Theorie von Waldram, Pippard und Clarke für SNS Kontakte gefunden (Bild 6.9) [6.4].

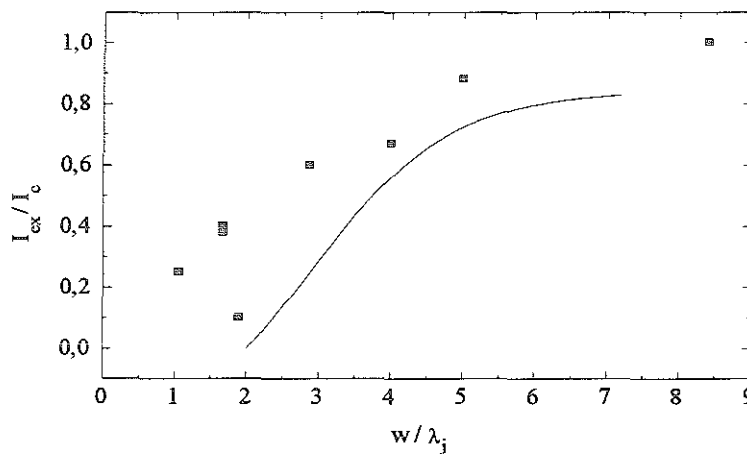


Bild 6.9: Exzess-Strom I_{ex}/I_c als Funktion von w/λ_j . Die Punkte sind die gemessenen Werte für verschiedene Stufenkontakte. Bei einigen Kontakten wurde das Verhältnis w/λ_j durch Verändern der Temperatur geändert. Die durchgezogene Linie sind experimentelle Daten von breiten Tief- T_c SNS Kontakten nach [6.4].

Nach dieser Theorie ist die Ursache des Exzess-Stromes das Eindringen von Josephson - Flußwirbeln in den Kontakt. Ein Josephsonkontakt, der breiter ist als λ_j , verhält sich zunehmend wie ein normaler Supraleiter. Das bedeutet, das der Suprastrom nicht mehr homogen durch den Querschnitt fließt, sondern an den Rändern konzentriert ist (s. Kap.2). Bei Überschreitung einer kritischen Feldstärke dringen Flußwirbel in den Kontakt und bewegen sich unter dem Einfluß der Lorentzkraft mit zunehmender Geschwindigkeit senkrecht zur Richtung des eingepprägten Stromes durch den Kontakt. Am Rand der Brücke ist die Dichte dieser Flußwirbel sehr hoch. In der Nähe der Brückenmitte ist die Geschwindigkeit der Flußwirbel größer, was zu einer geringeren Dichte führt. Zur Berechnung des Gesamtstromes durch den Kontakt muß man die Stromdichte über den Querschnitt integrieren. Dieses Integral wird, sobald man einen Flußwirbel passiert, oszillieren. Am Rand der Brücke wird die Amplitude aufgrund der hohen Flußwirbeldichte sehr klein. Insgesamt wird das Integral aber einen endlichen Beitrag liefern. Das bedeutet, das durch den nichtverschwindenden Beitrag des Suprastromes im Zentrum des Josephsonkontaktes der Exzess-Strom entsteht. Dieser Exzess-Strom ist also der Suprastrom, der durch diesen dynamischen Effekt bis zu höheren Spannungen als im Falle der schmalen Kontakte aufrechterhalten wird.

6.2.3 Abhängigkeit von d/h

Neben dem Stufenwinkel ist auch das Verhältnis aus Filmdicke d und Stufenhöhe h ein weiterer wichtiger Geometrieparameter der Stufenkontakte. Die überwiegende Zahl der Stufenkontakte wurde mit einem Verhältnis von $d/h = 2/3 - 1$ hergestellt. Dies hat sich im Laufe der Untersuchung als das Optimum herausgestellt. Von grundsätzlicher Bedeutung ist die Frage, bis zu welcher Filmdicke die Stufenkontakte noch arbeiten. Dazu wurden eine Reihe von Proben mit einer Filmdicke von 10-20 nm hergestellt [6.5]. Mögliche Anwendungen dieser sehr dünnen Stufenkontakte könnten sich in Josephson-Feldeffekt Bauelementen ergeben. Die Stufen wurden entweder mit dem Ionenstrahlätzen hergestellt ($h = 30$ nm) oder homoepitaktisch auf das SrTiO_3 aufgewachsen ($h = 90$ nm). Die Brückenbreiten betragen 10 - 50 μm . Die Strukturierung der Stufenkontakte erfolgte mit dem Inhibitverfahren (s. Kap. 4). In Vorversuchen hatte sich herausgestellt, daß diese dünnen Filme nicht mit dem Ionenstrahlätzen strukturiert werden konnten. Durch das Aufheizen im Vakuum während des Ätzens verloren die Filme Sauerstoff und waren nicht mehr supraleitend. Es wurden Stufenkontakte mit Filmdicken von 10 - 20 nm hergestellt. Die Stufenkontakte wurden zum Schutz vor äußeren Einflüssen mit 200 - 300 nm amorphem SrTiO_3 in-situ abgedeckt. Eine typische I-V Kennlinie für einen Stufenkontakt mit einer Filmdicke von 20 nm ist in Bild 6.10 dargestellt. Diese Kontakte unterscheiden sich nun in einigen Punkten von den üblichen 200- 300 nm dicken Stufenkontakten. Auffallend ist die große Hysterese in der I-V Kennlinie.

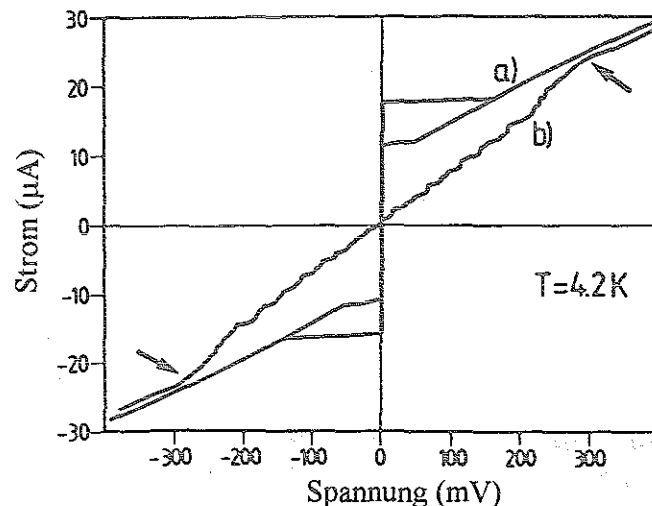


Bild 6.10: a) I-V Kennlinie eines Stufenkontaktes mit einem 20 nm dicken Film. ($d/h \approx 0,22$)
 Die geometrische Breite des Kontaktes beträgt 20 μm . Der Kontakt ist mit α - SrTiO_3 abgedeckt.
 b) Derselbe Kontakt unter dem Einfluß von Mikrowellenstrahlung ($f = 4,5\text{ GHz}$).
 Die Pfeile weisen auf das zweite I_C hin.

Deren Ursprung ist jedoch nicht intrinsisch, sondern durch das Abdecken der Kontakte mit dem amorphen SrTiO_3 verursacht. Durch die Bedeckung wird die Streukapazität des Kontaktes erhöht. Diese Schlußfolgerung ergibt sich aus einem Vergleich zwischen unbedeckten und bedeckten dünnen Stufenkontakten.

Bei beiden Stufenkontakttypen ergaben sich auch eindeutige Hinweise auf einen zweiten Kontakt aus dem Verhalten unter Mikrowelleneinstrahlung. Die Steigung der Geraden änderte sich, wenn die eingestrahlte Leistung groß genug war, um das zweite I_C auch zu unterdrücken. Typische Widerstände für die 20 nm Filme lagen im Bereich von 13-40 Ω und für die 10 nm Filme im Bereich von 100-200 Ω . Diese überproportionale Erhöhung des Normalwiderstandes bzw. des spezifischen Widerstandes beim Übergang zu den 10 nm Filmen ist wahrscheinlich eine Folge der größeren Inhomogenität dieser sehr dünnen Stufenkontakte. Sehr wahrscheinlich trägt nur ein Bruchteil des geometrischen Kontaktquerschnitts zum Stromtransport bei. Die kritischen Ströme für diese beiden Kontakttypen waren immer kleiner als in den Stufenkontakten mit vergleichbarer Breite und einer Filmdicke von 200-250 nm.

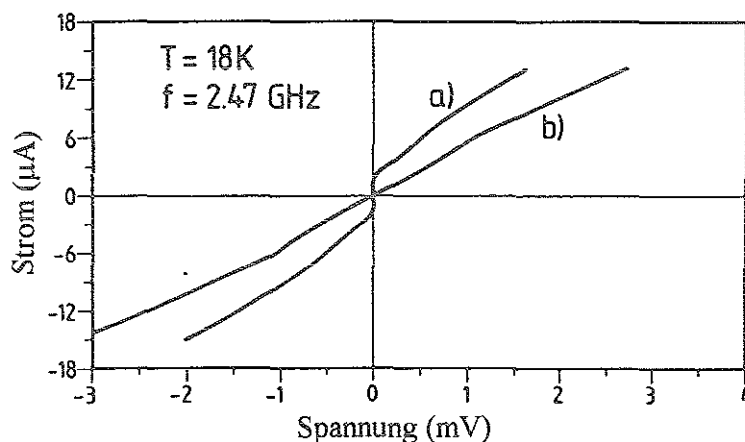


Bild 6.11: a) I-V Kennlinie für einen Stufenkontakt mit einem 10 nm dicken Film.

Der Stufenkontakt war nicht mit amorphem SrTiO_3 bedeckt.

b) Derselbe Kontakt unter dem Einfluß von Mikrowelleneinstrahlung ($f = 2,47$ GHz)

Der Unterschied zwischen den beiden kritischen Strömen ist viel kleiner als in den Stufenkontakten auf steilen Stufen. Die Interpretation dieses Verhaltens im Rahmen des Korngrenzenmodells ist konsistent mit den Ergebnissen von Abschnitt 6.2.1. Dort zeigte sich bereits, daß die beiden kritischen Ströme vergleichbarer waren auf 60° Stufen. Dort sind aber auch die beiden Korngrenzen (beide (103)) vergleichbar. In den dünnen Filmen fehlt bei der unteren Korngrenze größtenteils der (100) Anteil (vgl. Bild 5.6), d.h. nur der (103) Anteil ist vorhanden. Das bedeutet, die beiden Korngrenzen sind auch hier von gleicher Art.

Ein weiterer charakteristischer Unterschied zwischen den dünnen Stufenkontakten und den Standardkontakten war das niedrige T_C . Obwohl die Sprungtemperatur eines 20 nm dicken strukturierten Filmes mit dem T_C eines 200 nm Filmes vergleichbar war ($T_C = 88$ K), war das

T_C der 20 nm Stufenkontakte deutlich kleiner ($T_C = 60$ K), als das vergleichbare T_C bei 200 nm (s. Kap.10). In den 10 nm Stufenkontakten betrug das T_C nur noch ≈ 32 K. Der Grund für diese Absenkung kann in einer stärkeren Degradation des Films auf der Stufe liegen. Dieser Bereich ist auf steilen Stufen noch dünner als der restliche Film und die CuO_2 -Ebenen werden dort mit zunehmendem d/h mehr und mehr freiliegen, was die Ausdiffusion von Sauerstoff begünstigt. Hier zeigt sich auch der Grund für das "optimale" Verhältnis $d/h \approx 1$. Nur dann sind die CuO_2 -Ebenen auf der Stufe nicht mehr "offen". Die Magnetfeldabhängigkeiten von diesen dünnen Stufenkontakten weisen auf eine wesentlich schlechtere Homogenität der Barriere als in Standardkontakten hin. Eine der Ursachen ist sicher die Rauigkeit der Stufe. Je dicker der Film, desto mehr werden diese Unebenheiten durch das YBCO ausgeglichen.

6.3 Skalierung der Kontakte mit dem Querschnitt

Mit der Frage der Homogenität (s. Kap.9) eng zusammen hängt die Frage nach der Skalierung der Stufenkontakte mit dem Querschnitt. Unter dem Querschnitt ist im folgenden der geometrische Querschnitt des Kontaktes gemeint, d.h. $A = wd$, wobei w die Breite des Kontaktes ist und d die Filmdicke. In Bild 6.12 sind die Ergebnisse für den kritischen Strom und den normalleitenden Widerstand als Funktion des Kontaktquerschnittes A aufgetragen.

Bild 6.12: Skalierung des kritischen Stromes I_{c1} mit dem Kontaktquerschnitt A .

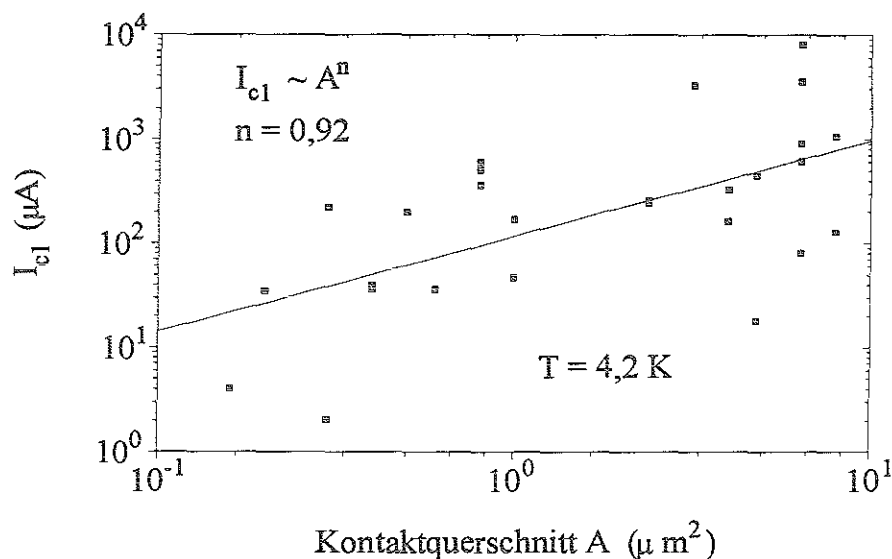


Bild 6.12: Skalierung des kritischen Stromes I_{c1} mit dem Kontaktquerschnitt A .

Die untersuchten Brückenbreiten lagen im Bereich von $2 \mu\text{m}$ - $32 \mu\text{m}$. Die Filmdicken variierten zwischen 20 nm - 250 nm .

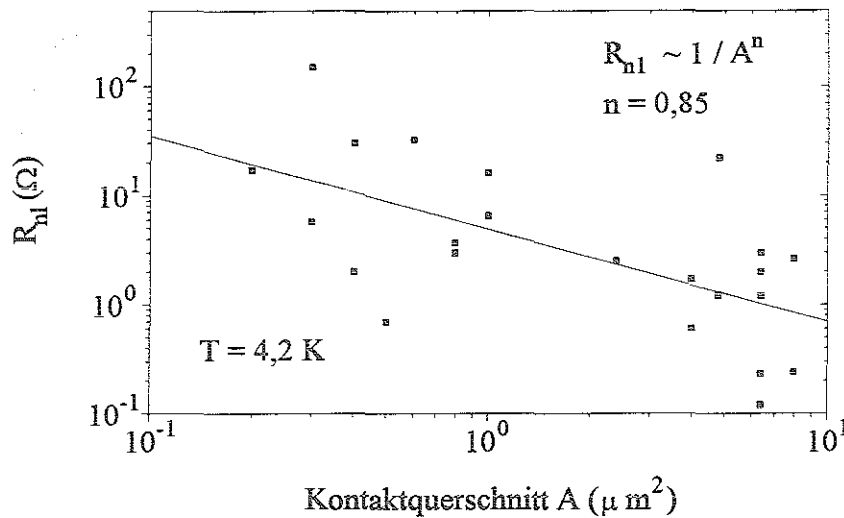


Bild 6.13: Skalierung des R_{n1} mit dem Kontaktquerschnitt A .

Die durchgezogenen Linien sind lineare Regressionsgeraden. Die Steigung in Bild 6.12 beträgt 0,92, d.h. in sehr guter Näherung gilt $I_{c1} \propto A$. Der Normalwiderstand der Kontakte skaliert ebenfalls in guter Näherung $R_{n1} \propto 1/A$. Die Steigung beträgt hier -0,85. In dieser Darstellung wurden nur I_{c1} und R_{n1} berücksichtigt, weil nicht genug Daten über I_{c2} und R_{n2} vorlagen, um eine statistische Aussage machen zu können. Das gemessene Verhalten dieser Größen steht jedoch im Einklang mit der generellen Skalierung. Aus den Steigungen lassen sich nun auch die Werte für das durchschnittliche J_c und das durchschnittliche ρ_n der Stufenkontakte gewinnen. Demnach ist das $J_c = 0,92 \cdot 10^3 \text{ A/cm}^2$ und das $\rho_n = 0,85 \cdot 10^{-8} \text{ } \Omega\text{cm}^2$. In dieser Untersuchung wurden nur Stufenkontakte auf steilen Stufen berücksichtigt.

Im Zusammenhang mit der Skalierung ist die Frage wichtig, ob der kritische Strom mit dem Kontaktquerschnitt stetig zunimmt oder ob es eine Sättigung gibt. Dazu wurden die I_c 's einer Reihe von Stufenkontakten normiert als Funktion von w/λ_j aufgetragen. Diese experimentellen Daten wurden dann mit den theoretischen Berechnungen für zwei verschiedene Kontakttypen verglichen. In Bild 6.14 sind die beiden Kontakttypen schematisch dargestellt [6.6].

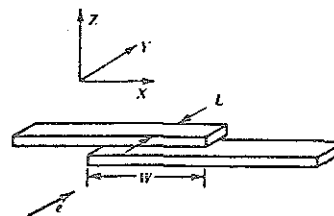
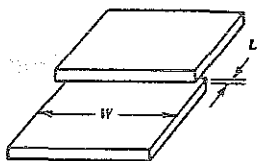


Bild 6.14: (links) Overlap-Geometrie

(rechts) In-line Geometrie

Im Falle einer "In-line" Geometrie wird ein weiterer Stromanstieg durch die Rückwirkung des Eigenmagnetfeldes begrenzt, während bei der "Overlap"-Geometrie der Strom nicht begrenzt wird. In Bild 6.15 sind die Ergebnisse dargestellt.

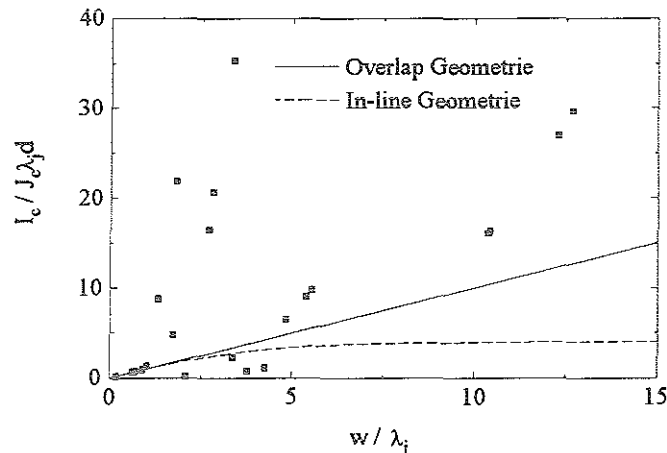


Bild 6.15: normierte Darstellung des kritischen Stromes als Funktion der normierten Brückenbreite und theoretische Berechnungen.

Die Daten stimmen im Bereich $w < 2 \lambda_J$ mit der Theorie überein. Dies ist eine Bestätigung der in Kapitel 9 dargestellten Ergebnisse, daß die effektive Breite von Kontakten mit einer Brückenbreite $w \approx 2-4 \mu\text{m}$ mit der geometrischen Breite übereinstimmt. Die systematischen Abweichungen von breiteren Kontakten lassen sich durch den Unterschied zwischen der angenommenen homogenen Stromverteilung und der tatsächlichen inhomogenen Stromverteilung erklären. Die tatsächliche Stromdichte führt zu einer kleineren Josephsoneindringtiefe und damit zu einem größeren Verhältnis w/λ_J . Die Ursachen für die große Streuung der Daten sind vielfältig. Zunächst ist in diesen Berechnungen nur der geometrische Querschnitt angenommen worden. Aus den Magnetfeldmessungen ist jedoch klar, daß der effektive Querschnitt kleiner ist als der geometrische. Die Filmdicke im Bereich der Stufe ist ebenfalls kleiner als im übrigen Film. Diese ganzen Beiträge sind aber nur schwer in den Rechnungen zu berücksichtigen, da z.B. der effektive Querschnitt insbesondere bei den Stufenkontakten $> 2 \mu\text{m}$ sehr unterschiedlich sein kann. Dennoch ist klar die Tendenz zu erkennen.

7. AC-Josephsoneffekt

Die Untersuchung des AC-Josephsoneffektes liefert wichtige experimentelle Hinweise über das Vorliegen einer sinusförmigen Strom-Phasen Relation (s. Kap.2) in einem Josephsonkontakt. Wie in Kap.2 bereits erläutert, können beim Bestrahlen eines Josephsonkontaktes mit Mikrowellen Shapirostufen auftreten. Die Messung der Stufenhöhen als Funktion der eingestrahlten Mikrowellenleistung ermöglicht den Vergleich mit theoretischen Berechnungen. Grundlage dieser Rechnungen ist das RSJ -Modell. In Kap. 2 wurde gezeigt, daß der Josephsonkontakt mit Stromspeisung betrieben wird. Daraus folgt die Differentialgleichung für das dynamische Verhalten des Kontaktes.

$$\frac{I_J}{I_C} \sin(\Omega \tau) + \frac{I}{I_C} = \frac{d\varphi}{d\tau} + \beta_C \frac{d^2 \varphi}{d\tau^2} + \sin \varphi \quad (35)$$

$$\text{mit } \Omega = \frac{\omega_{ex}}{\omega_C} = \frac{f_{ex}}{f_C}$$

I_J : Amplitude der Mikrowellenstrahlung

Diese Gleichung wurde numerisch berechnet (Programm: G. Kunkel und Programm PSCAN: V. Semenov et al.). Die Messungen wurden an verschiedenen Proben durchgeführt, jedoch wurden nur Kontakte untersucht, wo das zweite I_C um einen Faktor 5-10 größer als das erste I_C war. Dies war notwendig, um nur die Eigenschaften eines einzelnen Kontaktes zu untersuchen. Die verfügbare Leistung des Mikrowellengenerators reichte nicht aus, um den zweiten kritischen Strom ganz zu unterdrücken. Ein Beispiel für eine I-V Kennlinie mit und ohne Mikrowelleneinstrahlung ist in Bild 7.1 dargestellt.

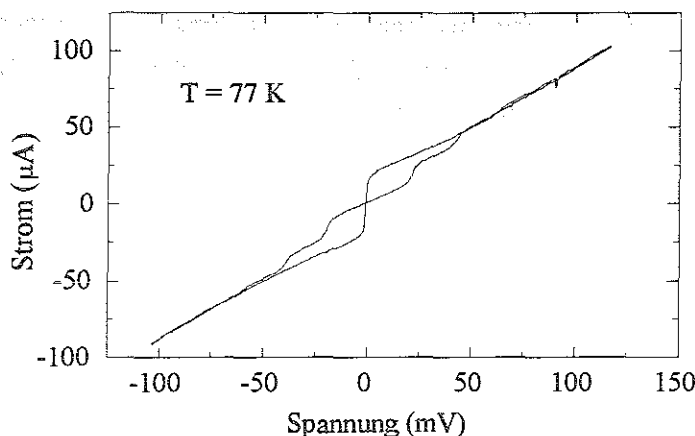


Bild 7.1: I-V Kennlinie mit und ohne Mikrowellenstrahlung von 9.74 GHz bei $T = 77 \text{ K}$

Die Messungen wurden nicht im Verdampferkryostat, sondern wegen der besseren Langzeitstabilität der Temperatur in einer He- bzw. Stickstoffkammer durchgeführt. Zur Reduzierung von äußeren Störfeldern wurden die Proben mit einer Cryoperm-Abschirmung gemessen. Die Auswertung der Stufenhöhen erfolgte mit dem Tangentenverfahren. Die Ergebnisse der Messungen an einer Probe bei $T = 4,2 \text{ K}$ und $T = 77 \text{ K}$ sind in Bild 7.2 dargestellt.

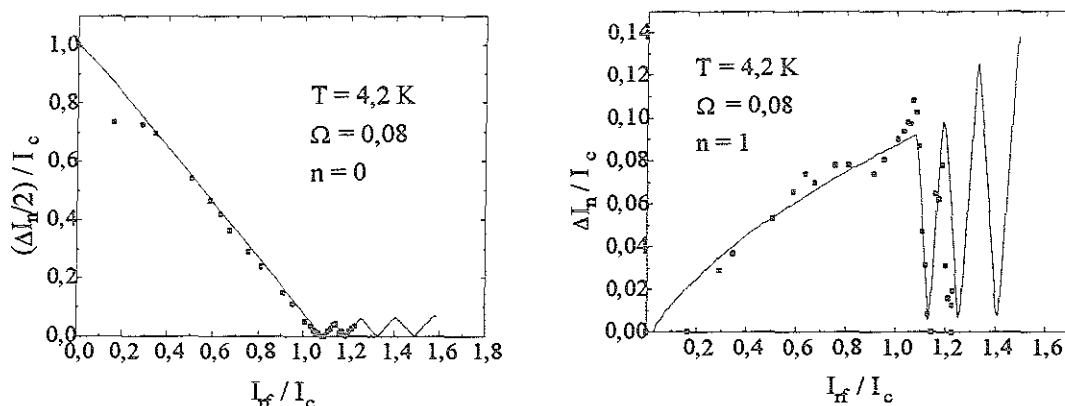


Bild 7.2: Stufenhöhen als Funktion der Mikrowellenamplitude. ($T = 4,2 \text{ K}$) für $n = 0$ und $n = 1$. Die durchgezogenen Linien sind Simulationen im RSJ Modell mit stromgespeistem Josephsonkontakt ($\Omega = \omega_{\text{ex}} / \omega_{\text{C}}$) ($w/\lambda_j = 8,6$).

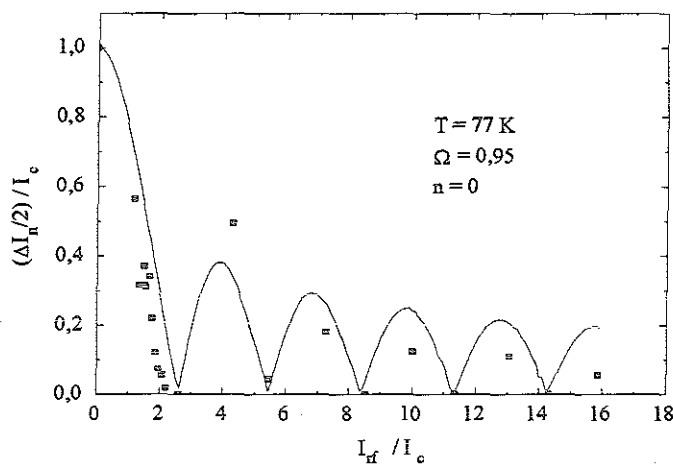


Bild 7.3: Stufenhöhen als Funktion der Mikrowellenamplitude bei $T = 77 \text{ K}$ ($w/\lambda_j = 1,7$).

Zur Anpassung der berechneten an die gemessenen Kurven wurden zunächst die Stufenhöhen beider Kurven auf den jeweiligen kritischen Strom normiert. Die Mikrowellenleistung wurde nicht absolut gemessen, sondern nur in relativen Einheiten. Diese relative Leistung mußte dann zum Vergleich mit der Theorie in eine relative rf-Amplitude umgerechnet werden. Die Normierung der experimentellen rf-Amplituden erfolgte durch entsprechende Skalierung, damit das erste Minimum der nullten Stufe mit der Theorie übereinstimmte. Die reduzierte Frequenz

Ω wurde variiert, bis die Periodizität der gemessenen und berechneten Stufenhöhen übereinstimmte. In allen untersuchten Proben stimmt die Amplitude der gemessenen Stufenhöhen nicht mit den berechneten überein, obwohl die Periodizität der Stufen übereinstimmt (Bild 7.2,7.3,7.4). Da die thermischen Fluktuationen bei $T = 4,2$ K zu vernachlässigen sind, ist die Diskrepanz vermutlich darauf zurückzuführen, daß die untersuchten Kontakte nicht im Grenzfall $w < \lambda_j$ arbeiten. Nur in diesem Fall ist das RSJ Modell mit Stromspeisung streng gültig. Ist der Kontakt jedoch breit ($w > \lambda_j$) müssen in der Rechnung auch die Bildung und Bewegung von Flußfäden berücksichtigt werden. Eine Messung der Shapirostufen an Kontakten im Grenzfall $w < \lambda_j$ war aufgrund der sehr kleinen Stufenhöhe und der begrenzten Auflösung der Messapparatur nicht möglich.

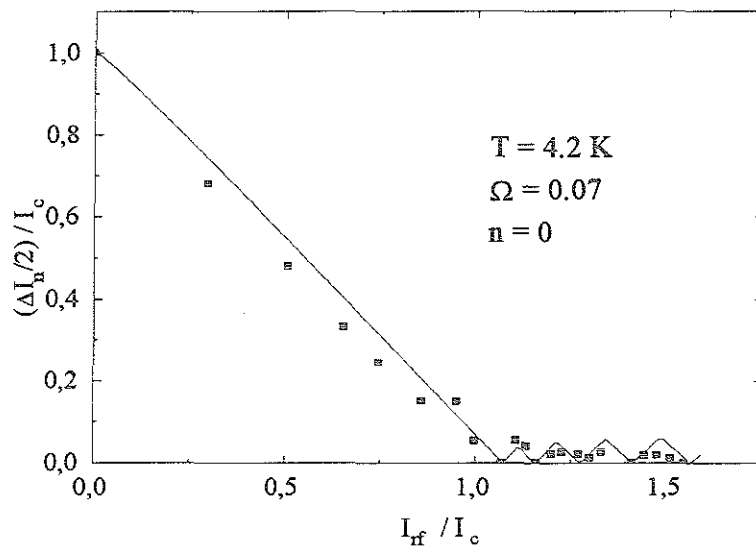


Bild 7.4: Stufenhöhen als Funktion der Mikrowellenamplitude ($T = 4,2$ K) ($w/\lambda_j = 7,5$)

Aufgrund der thermischen Fluktuationen wurden bei der Messung bei $T = 77$ K nur die Maxima und die Minima der Stufenhöhen aufgenommen. Aus der Anpassung der reduzierten Frequenz Ω erhält man einen Wert für das $I_c R_n$ -Produkt ($V_c(\text{theor.})$) des betreffenden Kontaktes. Andererseits kann aus den Daten auch direkt ein $I_c R_n$ -Produkt ($V_c(\text{exp.})$) berechnet werden. Bei großer Mikrowellenleistung bilden sich die Shapirostufen entlang einer Geraden aus. Die Steigung dieser Geraden ist im Rahmen des RSJ-Modells ein Maß für den normalleitenden Widerstand des Kontaktes (s. Kap.2). Zusammen mit dem gemessenen kritischen Strom ergibt sich somit ein Wert für das $I_c R_n$ -Produkt ($V_c(\text{exp.})$) des Kontaktes. Das Verhältnis von $V_c(\text{theor.})$ zu $V_c(\text{exp.})$ war jedoch bei allen untersuchten Kontakten nicht gleich eins. Ähnliche Ergebnisse berichten auch andere Gruppen von Stufenkontakten [7.1,7.2].

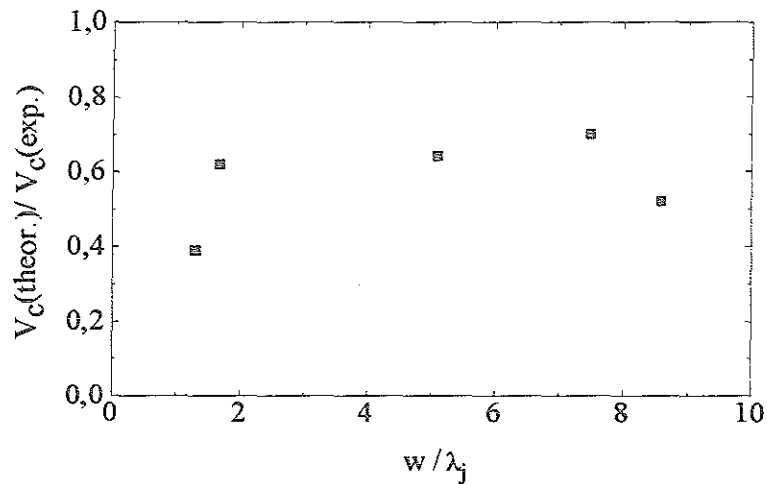


Bild 7.5: Verhältnis aus gemessenem $I_C R_{\text{N}}$ -Produkt und berechnetem $I_C R_{\text{N}}$ -Produkt als Funktion von w/λ_j .

Das Verhältnis ist annähernd konstant über einen weiten Bereich von w/λ_j Werten. Dieser Effekt, daß die beiden, auf verschiedene Weise ermittelten $I_C R_{\text{N}}$ -Produkte, nicht gleich sind, wurde auch für andere Arten von Hoch- T_C Kontakten (Korngrenzenkontakte [7.3] bzw PrBCO-Barrieren [7.4]) beobachtet. Die Ursache für diesen Effekt ist wahrscheinlich der Exzess-Strom, der in den breiten Kontakten auftritt, und der keinen Beitrag zum AC - Josephson effekt liefert.

8. Eigenschaften der Josephsonemission

8.1 Direkte Messung der Josephsonemission

Obwohl die bisher dargelegten experimentellen Ergebnisse zwingend den Schluß nahelegen, daß ein Stufenkontakt aus einer Reihenschaltung von zwei Josephsonkontakten besteht, ist der Nachweis der Emission von Mikrowellenstrahlung ein eindeutiger Beweis für das Vorhandensein von zwei Kontakten. Zu diesem Zweck wurde in Zusammenarbeit mit dem Institute of Radiophysics and Electronics, Ashtarak (Armenien) (Dr. L. E. Amatuni) und dem Walther-Meissner-Institut, Garching (Dr. P. Müller) die Strahlung der Stufenkontakte untersucht [8.1,8.2]. In diesem Kapitel werden die wichtigsten Ergebnisse dieser Messungen zusammengefaßt.

Diese Untersuchung der Strahlungseigenschaften wurde in beiden Instituten mittels einer nichtresonanten radiometrischen Messung durchgeführt. Das Prinzip einer solchen Messung beruht auf dem Superheterodynverfahren. Die sehr hochfrequente Mikrowellenstrahlung (abhängig vom eingepprägten Strom im oberen GHz-Bereich) wird mit Hilfe eines Lokaloszillators und eines Mischers auf eine niedrigere Frequenz umgesetzt und dann detektiert. Die Detektionsfrequenz betrug 12,7 GHz (Garching), 24,7 GHz, 44,5 GHz und 58 GHz (Armenien). Zur besseren Ankopplung an das Empfangssystem wurden die Zuleitungen zu den Josephsonkontakten auf dem Chip als Tiefpaßfilter mit einer Grenzfrequenz von 17 GHz ausgelegt [8.3].

In der Mehrzahl der Proben, die in Garching untersucht wurden, wurde die charakteristische Form der I-V Kennlinien mit den beiden kritischen Strömen beobachtet. In der emittierten Mikrowellenstrahlung wurden auch eindeutig zwei Maxima entsprechend den beiden Josephsonkontakten gefunden (s. Bild 8.1). Die Position der beiden Maxima ist mit den beiden $I_{C,s}$ korreliert. Die Lage des ersten Maximums entspricht genau der zweiten Josephsongleichung (3) $V = (h/2e) f$. Das zweite Maximum ist mit der Spannung korreliert, wo I_{C2} und eine Vergrößerung des dynamischen Widerstandes in der Kennlinie auftreten. Subtrahiert man von dieser Spannung den Beitrag, der von dem bereits resistiven ersten Josephsonkontakt herrührt, so erhält man ebenfalls wieder einen Spannungswert entsprechend der zweiten Josephsongleichung (3). Die Asymmetrie in den beiden Kurven in Bild 8.1 wird durch eingefrorenen Fluß verursacht. Die Halbwertsbreite der beiden Maxima ist direkt proportional zu der Linienbreite der Josephsonemission. Die größere Linienbreite des zweiten Peaks ist zu erklären durch den größeren differentiellen Widerstand in der Kennlinie in diesem Arbeitspunkt gemäß der Formel (18). Diese Messungen zeigen ganz zweifelsfrei, daß ein Stufenkontakt aus zwei in Reihe geschalteten Josephsonkontakten besteht.

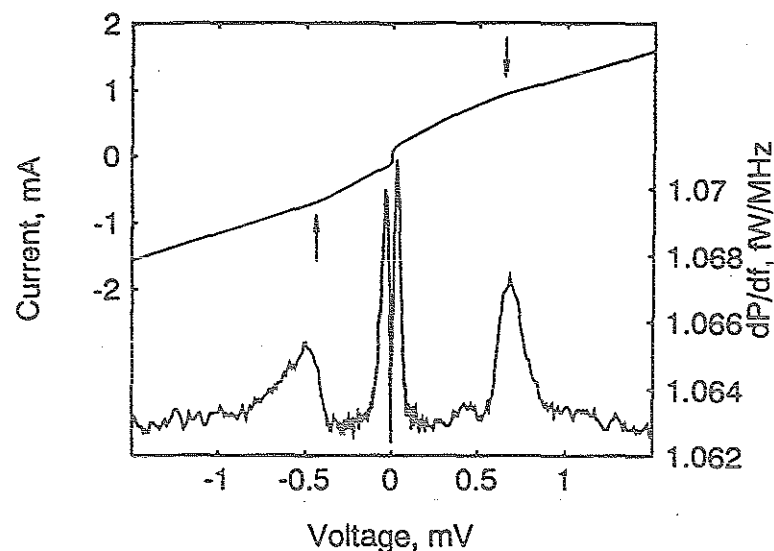


Bild 8.1: Die I-V Kennlinie (obere Kurve) eines Stufenkontaktes und die entsprechende spektrale Leistungsdichte (untere Kurve) der Mikrowellenemission bei $T = 63$ K als Funktion der Spannung über dem Kontakt. Die Empfangsfrequenz betrug 12,7 GHz mit einer Bandbreite von 3 MHz.

In den Untersuchungen in Armenien wurde in den I-V Kennlinien nicht das typische zweite I_C gefunden, obwohl die Herstellungsparameter für die Stufenkontakte nominell die gleichen waren. In den Emissionscharakteristiken wurde dementsprechend auch nur ein Maximum gefunden.

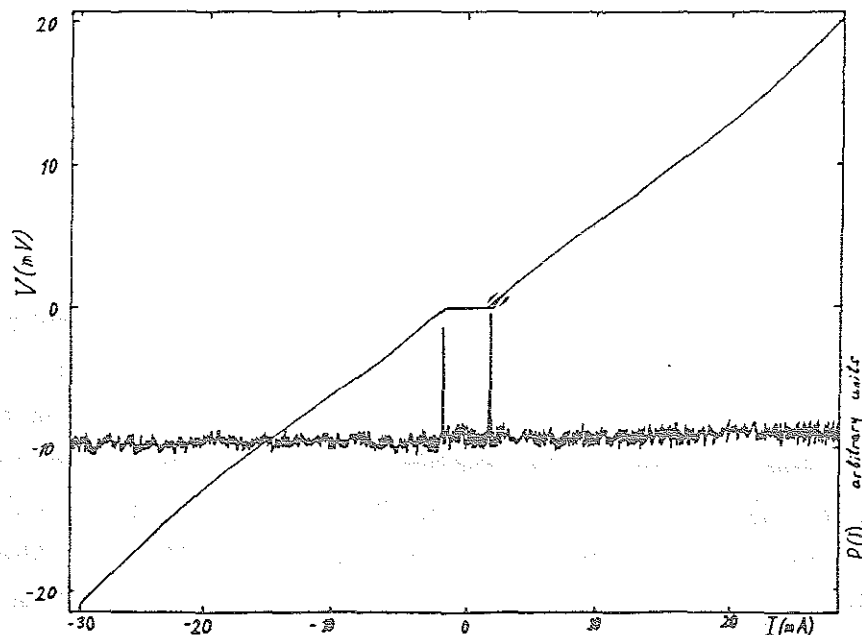


Bild 8.2: Die I-V Kennlinie eines Stufenkontaktes und die spektrale Leistungsdichte als Funktion vom eingepprägten Strom bei $T = 4,5$ K. Die Empfangsfrequenz betrug 44,5 GHz mit einer Bandbreite von 2 GHz.

Die Frage nach der Größe des zweiten kritischen Stromes ließ sich in diesen Messungen nicht mit letzter Sicherheit beantworten. Die Möglichkeit, daß die beiden kritischen Ströme gleich oder fast gleich sind, ist so gut wie auszuschließen, da dann z. B. geneigte Shapirostufen oder Shapirostufen beim Zweifachen der Spannung der Josephsongleichung (3) zu beobachten sein müßten. Dies wurde jedoch nicht gefunden. Es ist also sehr wahrscheinlich, daß das zweite I_C viel größer als das erste ist. Dies ist jedoch ein extremes Beispiel für die Parameterstreuung der Stufenkontakte. Typische Werte für die Streuungen und Ursachen für die schlechte Reproduzierbarkeit der Kontaktparameter werden in Kapitel 11 diskutiert. In Bild 8.3 sind einige I-V Kennlinien und die entsprechenden P(V) Kurven als Funktion der Temperatur dargestellt.

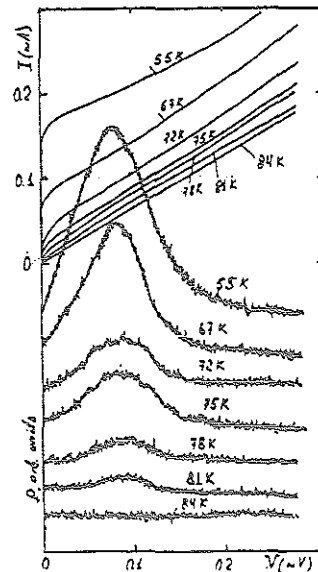


Bild 8.3: I-V Kennlinien und entsprechende Emissionsdaten für verschiedene Temperaturen ($f = 44,5$ GHz).

Diese Daten zeigen, daß die Stufenkontakte über einen großen Temperaturbereich bis kurz unterhalb von T_C als Josephsonkontakte arbeiten. Aus diesen und weiteren Daten wurde die Linienbreite und die emittierte Leistung der Stufenkontakte als Funktion der Temperatur bestimmt (s. Bild 8.4) und mit theoretischen Berechnungen im Rahmen des RSJ-Modells verglichen [8.4]. Dabei zeigten sich zwei generelle Trends. Die Abhängigkeit der Leistung von der Temperatur entspricht qualitativ dem erwarteten Verlauf. Merkliche Abweichungen von der Theorie sind bei höheren Temperaturen in der Nähe von T_C zu beobachten. Die gemessene Leistung ist größer als im RSJ-Modell berechnet. Die Linienbreite verhält sich genau umgekehrt. Hier ist die Übereinstimmung bei höheren Temperaturen besser, d.h. wenn die Stromdichte so niedrig ist, daß die Kontakte im Grenzfall schmaler Kontakte ($w < \lambda_j$)

arbeiten. Die gemessenen Linienbreiten sind um einen Faktor 1,5-2 größer als die nach Formel (18) abgeschätzten Werte.

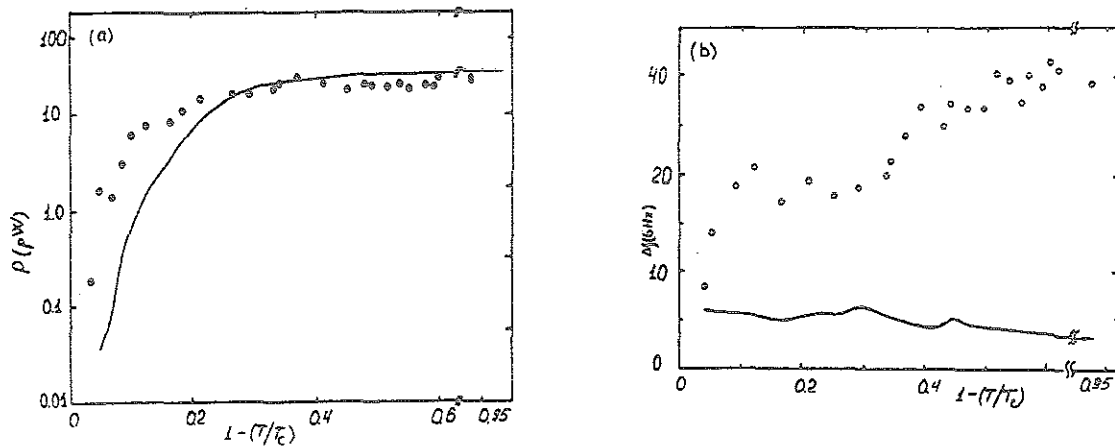


Bild 8.4: Temperaturabhängigkeit der emittierten Leistung (links) und der Linienbreite (rechts). Die durchgezogenen Linien sind Berechnungen im RSJ Modell (s. Kap. 2).

Wird die Temperatur gesenkt, so steigt der kritische Strom an und die Kontakte arbeiten im Grenzfall von breiten Kontakten ($w > \lambda_j$). Damit verbunden ist eine merkliche Linienverbreiterung.

8.2 Indirekte Messung der Josephsonemission

Neben der direkten radiometrischen Messung wurden einige Stufenkontakte auch mit einer indirekten spektroskopischen Technik analysiert [8.5,8.6]. Diese Methode beruht auf folgendem Prinzip. Bestrahlt man einen Josephsonkontakt mit Mikrowellen einer geeigneten Frequenz, bilden sich Shapirostufen aus. Ist die Amplitude der Strahlung klein gegenüber dem kritischen Strom, so bildet sich lediglich die erste Stromstufe aus. Alle Stufen höherer Ordnung sind noch nicht vorhanden. In diesem Grenzfall kann die äußere Strahlung noch als kleine Störung des Systems behandelt werden und in den entsprechenden Gleichungen müssen nur die linearen Terme berücksichtigt werden [8.7]. Darüberhinaus ist bekannt, daß Spannungsfluktuationen, seien sie intrinsischer oder extrinsischer Natur, zu einer Verbreiterung der Shapirostufen führen [8.8]. Die Spannungsdifferenz zwischen dem Minimum und dem Maximum der ersten Stromstufe ergibt dann mit Hilfe der zweiten Josephsongleichung (3) $\delta f = (2e/h)\delta V$ die Linienbreite δf . Zur Messung dieser sogenannten Response $\Delta V(V)$ wird die Probe mit einer amplitudenmodulierten (ein-aus) Mikrowelle ($f = 70$ GHz) bestrahlt. Die Modulationsfrequenz beträgt 531 Hz. Gleichzeitig wird mit einer Standard Lock-in Technik die erste Ableitung der

I-V Kennlinie gemessen. Die resultierende Kurve, (Response), ist in Bild 8.5 zusammen mit der I-V Kennlinie dargestellt.

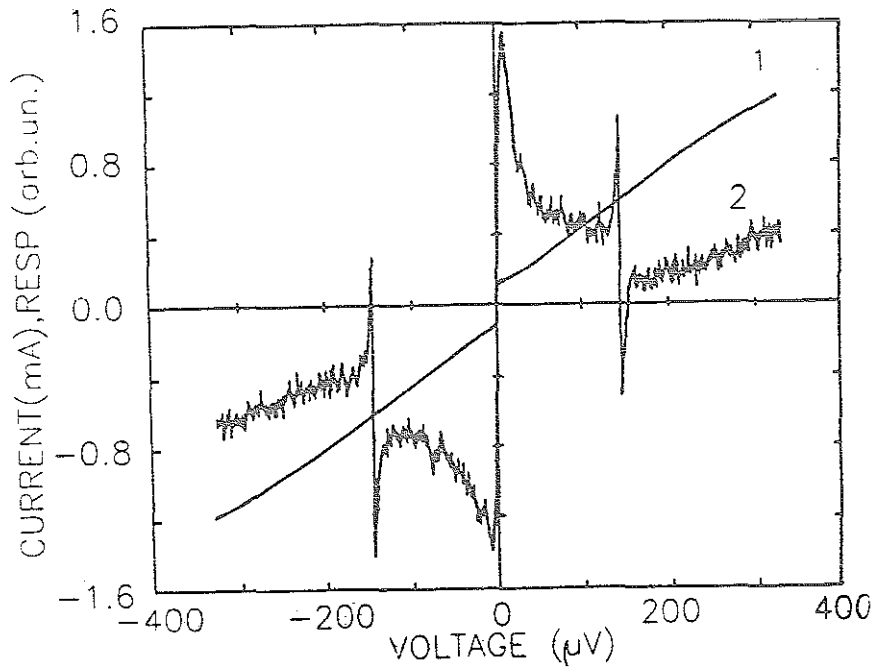


Bild 8.5: I-V Kennlinie (1) und Response $\Delta V(V)$ (2) für einen Stufenkontakt ($w = 32 \mu\text{m}$) bei $T = 77 \text{ K}$.

Auch in diesen Messungen wurde innerhalb des gemessenen Strombereiches kein zweiter Knick in der I-V Kennlinie gefunden. Die Messergebnisse, die im folgenden dargelegt werden, sind nicht vereinbar mit der Annahme, daß zwei Kontakte mit einem gleichen I_C vorliegen. Hier gelten demzufolge die gleichen Argumente wie in Abschnitt 8.1 über die Größe des zweiten I_C . Die beiden Resonanzstrukturen bei einer Spannung von $\pm 145 \mu\text{V} \cong \pm (h/2e)f$ zeigen, daß die eingestrahlte Mikrowelle mit den Josephsonoszillationen wechselwirkt. Die Abwesenheit von Resonanzen bei $(1/n)(h/2e)f$ bestätigen, daß in diesem Kontakt eine reine $\sin\phi$ -Strom-Phasen Relation vorliegt. Die Breite δV ist gleich $(2,5 \pm 0,4) \mu\text{V}$. Dies entspricht einer Linienbreite von $\delta f = (1,2 \pm 0,2) \text{ GHz}$. Dieser Wert liegt nahe dem mit Gl.(18) abgeschätzten Wert $0,9 \text{ GHz}$. Dies bestätigt die Ergebnisse der direkten Messung der Linienbreiten. Die Resonanzstruktur ist jedoch um einen "Offset" verschoben. Dieser Beitrag kommt von einer nicht-resonanten Wechselwirkung der äußeren Strahlung mit dem Kontakt. Eine mögliche Ursache können Erwärmungseffekte sein. Bei Kontakten mit größerem R_N und kleinerer

Brückenbreite w wurde dieser Beitrag so groß, daß die Abhängigkeit der Response von der Brückenbreite nicht untersucht werden konnte.

Aus der Analyse der Response als Funktion der Temperatur wurde, wie in den direkten Messungen der Linienbreiten, ein Anstieg mit sinkender Temperatur gefunden.

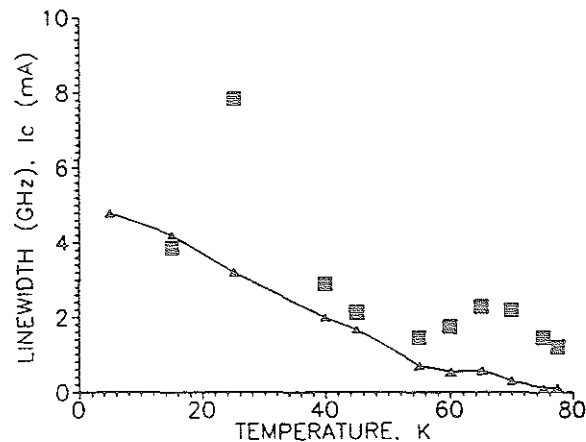


Bild 8.6: Die Linienbreite der 70 GHz Josephsonemission (Quadrate) und der kritische Strom (Dreiecke) als Funktion der Temperatur. Die durchgezogene Linie dient nur zur optischen Hervorhebung der kritischen Stromwerte.

Dies verdeutlicht ebenso wie Bild 8.4, daß zusätzlich zu den thermisch bedingten Spannungsfluktuationen weitere nicht-thermische Beiträge die Linienbreite bei tiefen Temperaturen dominieren. Dies steht im Gegensatz zu den Untersuchungen von Bikristallkontakten auf SrTiO_3 . Dort bestimmen die thermischen Fluktuationen auch bei tiefen Temperaturen die Linienbreite [8.9].

9. Die Magnetfeldabhängigkeit der Stufenkontakte

Die Messung der Magnetfeldabhängigkeit des kritischen Stromes in einem Josephsonkontakt gibt Aufschluß über die räumliche Verteilung der Supraströme (s. Kap. 2). In diesem Kapitel wird gezeigt, wie typische $I_c(H)$ Kurven der Stufenkontakte aussehen und das man diese Kurven unter der Annahme einer inhomogenen Stromverteilung interpretieren kann.

Eine typische $I_c(H)$ Kurve für einen Stufenkontakt ($w \leq 2 \mu\text{m}$) ist in Bild 9.1 im Grenzfall $w < \lambda_j$ zusammen mit einer berechneten Kurve und im Grenzfall $w > \lambda_j$ (Bild 9.2) dargestellt.

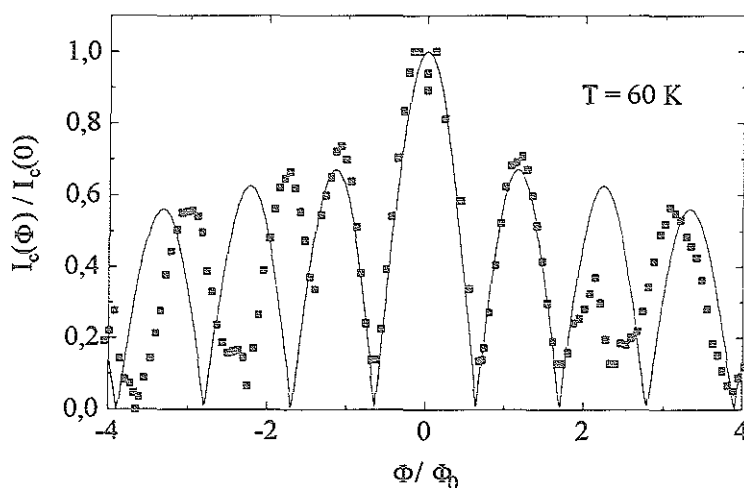


Bild 9.1: Gemessene (Punkte) und berechnete (durchgezogene Linie) $I_c(H)$ Kurve für einen Stufenkontakt. ($w/\lambda_j = 0,6$).

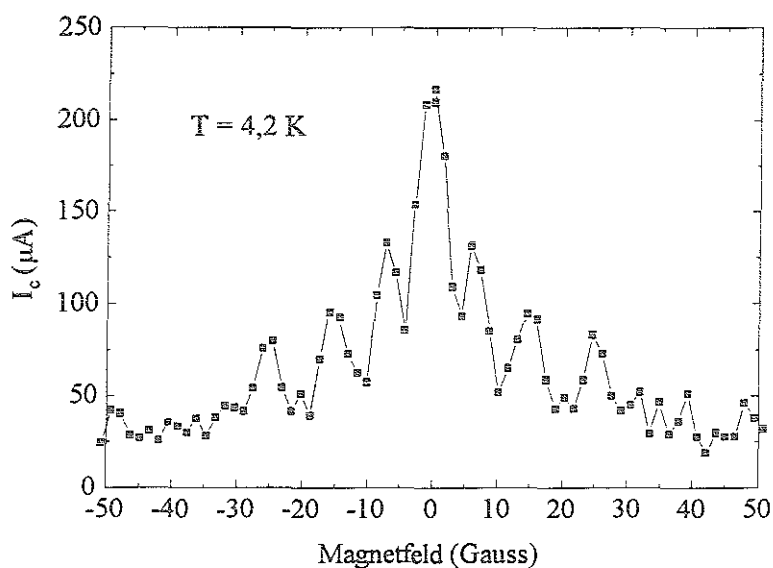


Bild 9.2: Der gleiche Kontakt im Grenzfall $w > \lambda_j$ ($w/\lambda_j = 1,6$).

Die gestrichelte Linie dient der optischen Hervorhebung der Punkte

Dieses Verhalten wurde auch von anderen Gruppen an Stufenkontakten auf SrTiO_3 [9.1] bzw. NdGaO_3 [9.2] gefunden. Das Magnetfeld wurde senkrecht zur Filmoberfläche angelegt. Durch Einstellen der Temperatur konnte der Kontakt in den beiden Grenzfällen untersucht werden. Im Grenzfall $w < \lambda_j$ erwartet man für einen homogenen Kontakt eine ideale Fraunhofer- $I_c(H)$ Kurve (s.Kap.2). Dieses ideale Verhalten wurde jedoch nicht gefunden. Die Abweichungen von dem idealen Bild lassen sich erklären, wenn man eine inhomogene Suprastromverteilung annimmt. Um diese Inhomogenität genauer zu charakterisieren, wurden $I_c(H)$ -Kurven numerisch berechnet (Formel und Berechnungen s. Anhang). In Bild 9.3 ist die angenommene Stromverteilung dargestellt.

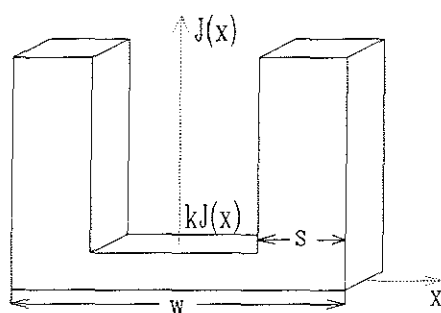


Bild 9.3: Theoretische Suprastromverteilung in einem Stufenkontakt im Grenzfall $w < \lambda_j$

Mit dieser Stromverteilung kann der qualitative Verlauf der experimentellen Kurve reproduziert werden. Die Parameter für die Rechnung sind: $k = 0,1$ und $s / w = 0,1$. Dabei ist w die Breite des Kontaktes und k ist das Verhältnis der Suprastromdichte im Zentrum des Kontaktes zur Suprastromdichte am Rand. Es wird angenommen, daß die Stromverteilung in Richtung des angelegten Feldes homogen ist. Dies erlaubt die Reduzierung der Rechnung auf eine eindimensionale Form. Auf den realen Stufenkontakt angewandt bedeutet das, daß die Stromverteilung über die Filmdicke als homogen angenommen wird. Diese Annahme ist bei einer Josephsoneindringtiefe in der Größenordnung von $\approx \mu\text{m}$ im Vergleich mit einer typischen Filmdicke von 100 - 200 nm sicher erfüllt. Der Strom ist im Stufenkontakt gemäß diesem Modell nur inhomogen über die Breite w des Kontaktes.

Die Ursache dieser inhomogenen Stromverteilung ist nicht klar. Eine mögliche Erklärung besteht darin, daß die Josephsoneindringtiefe für diesen Kontakt noch nicht groß genug ist im Vergleich mit der Breite w , d. h. der Kontakt arbeitet im Übergangsbereich von $w > \lambda_j$ zu $w < \lambda_j$. Dies wird nahegelegt durch die Ähnlichkeit der angenommenen Stromverteilung mit der Stromverteilung in den Zuleitungen [9.3]. Dies würde bedeuten, daß der Kontakt, und damit die Mehrzahl der Stufenkontakte nur unmittelbar in der Nähe von T_c ein ideales "Fraunhofer Muster" zeigen. Experimentell war dieser Bereich aufgrund der dafür benötigten sehr kleinen kritischen Ströme und der begrenzten Meßgenauigkeit ($\Delta I \approx 3\mu\text{A}$) nicht zugänglich.

Eine Eigenschaft aller $I_c(H)$ Kurven kann mit diesem Modell jedoch nicht erklärt werden. Bei den dargestellten Kurven ist der kritische Strom der Mittelwert aus dem I_c auf dem positiven Zweig der I-V Kennlinie und dem I_c des negativen Zweiges. Betrachtet man nur das I_c des positiven Zweiges der I-V Kennlinie als Funktion des Magnetfeldes, so ist die $I_c(H)$ Kurve asymmetrisch um den Nullpunkt. Das gleiche gilt für den negativen Zweig. Beide Kurven sind jedoch spiegelbildlich zueinander. Dieser Effekt ist für die $I_c(H)$ Kurve bei $T = 4,2$ K in Bild 9.3 und 9.4 dargestellt.

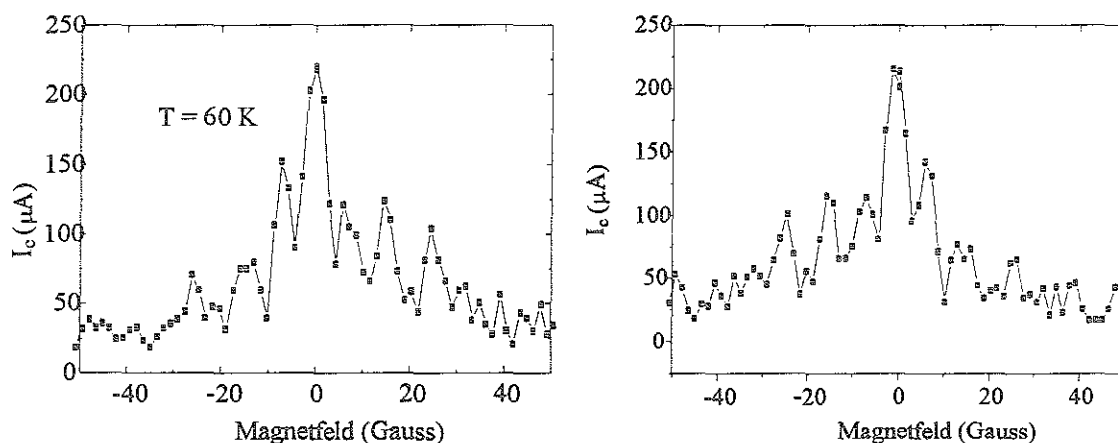


Bild 9.3 ,9.4:

(links) I_c des positiven Zweiges der I-V Kennlinie als Funktion des Magnetfeldes.
 (rechts) I_c des negativen Zweiges.

Für diesen Effekt gibt es zwei mögliche Ursachen. Einerseits können die Zuleitungen bereits ein Magnetfeld erzeugen, das sich zu dem äußeren Feld addiert, andererseits kann dieser Effekt auch durch eine asymmetrische Stromverteilung im Kontakt verursacht werden [9.4]. Die Tatsache, daß dieser Effekt auch bei hohen Temperaturen nicht verschwindet, ist ein Hinweis auf eine asymmetrische Stromverteilung.

Wie bereits in Kap.2 dargestellt, kann die effektive Breite des Josephsonkontaktes aus der Periode der $I_c(H)$ Kurven berechnet werden. Bei einer angenommenen London'schen Eindringtiefe von $\lambda_L = 150$ nm [9.5] und einer Filmdicke von $t = 200$ nm erhält man für den Kontakt in Bild 9.1 unter Verwendung der Formel (28) eine effektive Breite $w_{\text{eff}} = 2,1$ μm . Das bedeutet, daß die effektive Breite des Kontaktes im wesentlichen mit der geometrischen Breite übereinstimmt.

Zur vollständigen Darstellung der Magnetfeldabhängigkeit muß auch das Verhalten der Kontakte im Grenzfall breiter Kontakte ($w > \lambda_j$) untersucht werden. Bild 9.2 zeigt das typische Verhalten eines Stufenkontaktes bei tiefen Temperaturen. Die Form der Magnetfeldabhängigkeit ist charakteristisch für einen breiten Kontakt. In diesem Grenzfall ist es schwierig, eine Aussage über die Stromverteilung zu machen. Wie bereits in Kap.2 erläutert,

hängt die genaue Form der $I_c(H)$ Kurve sehr stark von den Randbedingungen ab, d.h. die vollständige Geometrie der Stufenkontakte müßte berücksichtigt werden. Eine theoretische Deutung ist daher im Rahmen dieser Arbeit nicht versucht worden.

Neben den bereits diskutierten Messungen der I-V Kennlinien und der Mikrowellenemission, bestätigen auch die Messungen der Magnetfeldabhängigkeit der beiden Kontakte, daß der Stufenkontakt eine Reihenschaltung aus zwei Josephsonkontakten ist. In den Abbildungen 9.5 und 9.6 sind die $I_c(H)$ Kurven für das erste und das zweite I_c dargestellt.

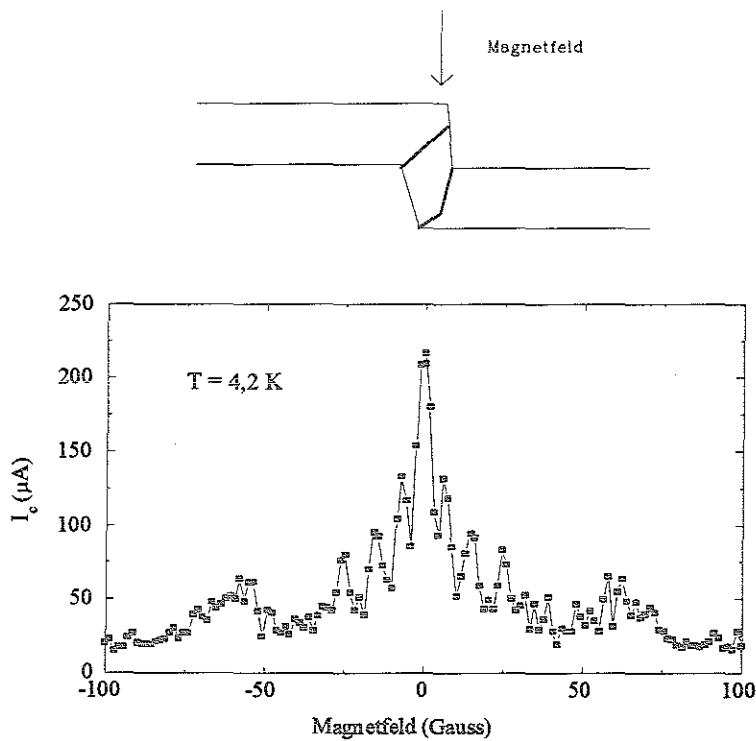


Bild 9.5: Magnetfeldabhängigkeit für I_{c1} ($w/\lambda_j = 1,6$).

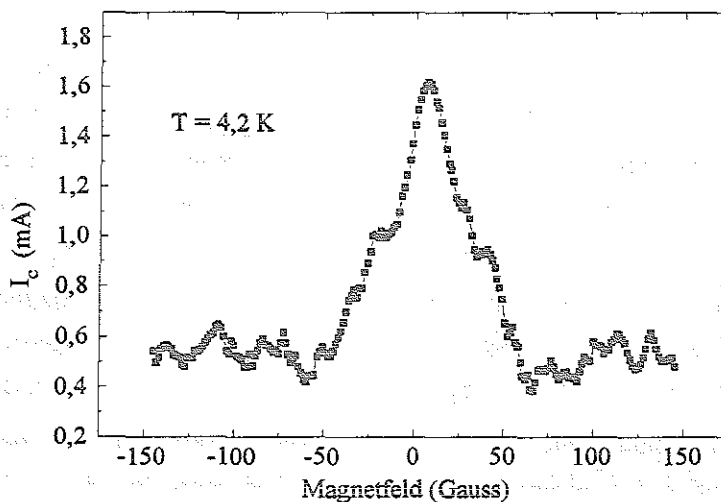


Bild 9.6: Magnetfeldabhängigkeit für I_{c2} ($w/\lambda_j = 4,3$).

Je größer das Verhältnis w/λ_j wird, desto mehr entspricht das Magnetfeldverhalten dem "idealen" Verhalten eines breiten Kontaktes (s. Bild 2.6).

Die Magnetfeldperiode der beiden Kontakte ist jedoch nicht gleich. Die Periode des ersten I_c beträgt ca. 4 Gauss, während die Periode des zweiten Kontaktes ca. 26 Gauss beträgt. Für diesen Effekt gibt es zwei mögliche Erklärungen. Die effektive Breite des Kontaktes kann kleiner sein als die geometrische Breite. Aus Formel (28) ergibt sich ein $w_{\text{eff}} = 1,3 \mu\text{m}$. Das bedeutet, daß die effektive Breite ungefähr die Hälfte der geometrischen Breite ist. Diese Rechnung gilt unter der Annahme, daß die beiden Kontakte unabhängig voneinander sind. In einem typischen Stufenkontakt ($d/h \cong 1 - 2/3$, $d = 200 - 300 \text{ nm}$) sind die beiden Josephsonkontakte jedoch gekoppelt. Die Kopplung findet statt durch die gemeinsame Elektrode; den Film auf der Stufe. Dieser Bereich ist für die oben genannten Parameter ca. 100 - 200 nm breit. Die London-Eindringtiefen betragen bei YBCO bei $T = 4,2 \text{ K}$ ungefähr 150 nm. Das bedeutet, daß sich in der gemeinsamen Elektrode die Bereiche, wo die Abschirmströme fließen, deutlich überlappen. Dieser Überlapp wird zu höheren Temperaturen hin immer größer. Der Stufenkontakt ist also eine Reihenschaltung aus zwei *gekoppelten* Josephsonkontakten. Erst in jüngster Zeit wurden Rechnungen veröffentlicht [9.5], die zeigen, daß diese Stromkopplung der beiden Josephsonkontakte zu einer Modifikation der Magnetfeldabhängigkeit führt. Unter der Annahme einer idealen homogenen Stromverteilung wurde berechnet, daß der Kontakt mit der größeren kritischen Stromdichte eine größere Magnetfeldperiode hat, als ein Einzelkontakt mit der gleichen Stromdichte. Umgekehrt hat der Kontakt mit der kleineren Stromdichte eine kleinere Periode als ein vergleichbarer Einzelkontakt. Eine Abschätzung aus den in der Veröffentlichung angegebenen Werten ergibt einen Unterschied von ca. 1 Gauss für ein Verhältnis aus I_{c2}/I_{c1} von 2 und ein Verhältnis von $d / 2\lambda_L = 0,3$. Im vorliegenden Fall unterscheiden sich die kritischen Ströme um einen Faktor 8. Dennoch ist der Unterschied in den Magnetfeldperioden um einen Faktor 6 zu groß, als das nur die Stromkopplung der beiden Kontakte die Ursache sein kann. Obwohl auch die erste Erklärung aufgrund der schlechten Reproduzierbarkeit der Kontakte nicht ganz auszuschließen ist, kann dieser Unterschied in den Magnetfeldperioden auch anders interpretiert werden.

Im Zusammenhang mit den beiden Korngrenzen ist die Frage wichtig, welche Korngrenze welchen kritischen Strom hat. Die Messung der Magnetfeldabhängigkeiten eines einzelnen Stufenkontaktes einmal mit senkrecht und einmal mit parallel orientiertem Magnetfeld sollte diese Frage beantworten. Die Idee dabei ist, daß die Magnetfeldabhängigkeit der beiden Josephsonkontakte in einem Stufenkontakt aufgrund der unterschiedlichen relativen Orientierung zum angelegten Magnetfeld in charakteristischer Weise verschieden sein sollte. Bei diesen Betrachtungen wird der Stufenkontakt idealisiert als Reihenschaltung von zwei Josephsonkontakten aufgefaßt und die beiden Barrieren werden mit den unterschiedlichen Habitusebenen der beiden Korngrenzen gleichgesetzt. Aufgrund der (103) Orientierung der oberen Korngrenze würde man in erster Näherung keine große Änderung der

Magnetfeldperiode erwarten, wenn das Magnetfeld senkrecht oder parallel zur Filmoberfläche gerichtet ist. Die mittlere Habitusebene der unteren Korngrenze auf steilen Stufen ist nur am Anfang (103) orientiert und neigt sich sehr schnell in Richtung (100) Ebene, d.h. diese Barriere sollte einmal parallel zum Magnetfeld orientiert sein und einmal senkrecht dazu. Im Idealfall sollte dann überhaupt kein Effekt bei parallelem Magnetfeld auftreten, während bei senkrechtem Feld eine $I_c(H)$ Kurve meßbar sein sollte. Die Ergebnisse der Messungen sind in Bild 9.7 und 9.8 dargestellt.

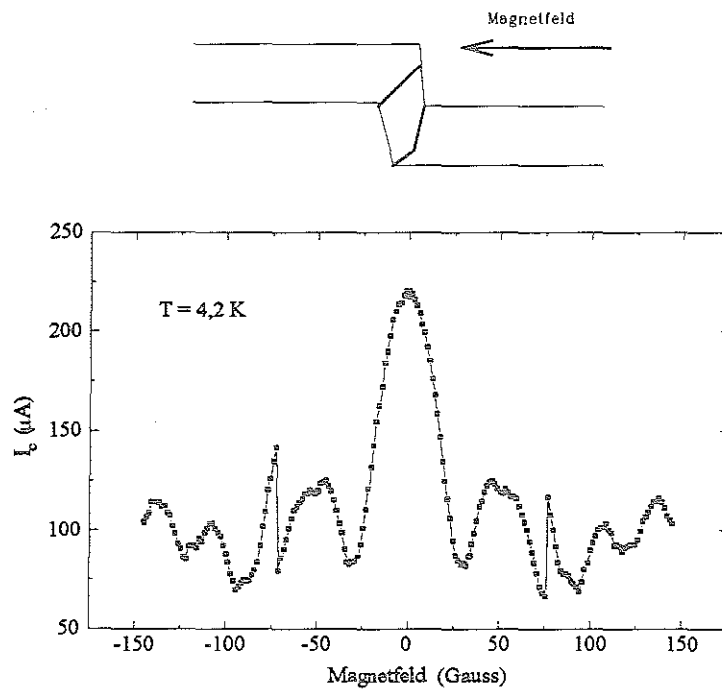


Bild 9.7: Magnetfeldabhängigkeit für den kleineren kritischen Strom I_{c1} . Die scharfen Sprünge werden durch das Eindringen von Fluß verursacht ($w/\lambda_j = 1,6$).

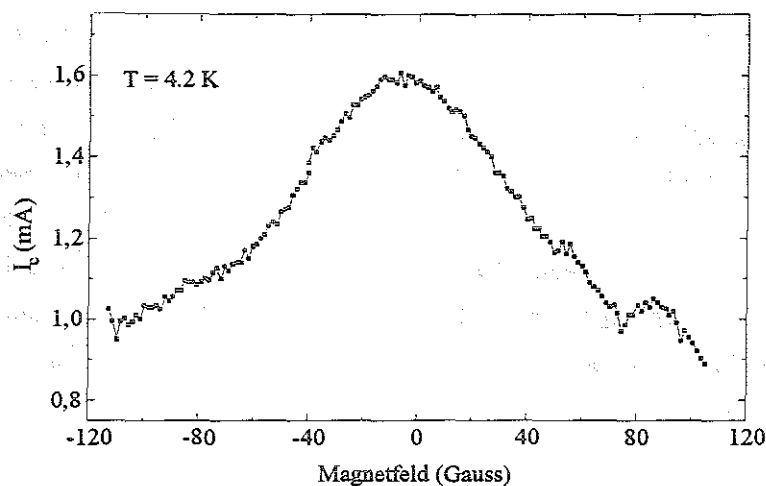


Bild 9.8: Magnetfeldabhängigkeit für den größeren kritischen Strom I_{c2} ($w/\lambda_j = 4,3$).

Dieser Zusammenhang zwischen den beiden kritischen Strömen in einem Stufenkontakt wurde bei tiefen Temperaturen untersucht, weil dann die thermische Verrundung der Kennlinien zu vernachlässigen war und das zweite I_c deutlich meßbar war. Für die Untersuchungen wurden nur die $2\ \mu\text{m}$ breiten Kontakte verwendet, weil die effektive Breite bei diesen Kontakten in den meisten Fällen gleich der geometrischen war. Vergleicht man die Messungen in Bild 9.5, 9.6 mit den Messungen von Bild 9.7, 9.8 fällt auf, daß beide Kontakte im Magnetfeld modulieren. Der erwartete Effekt, daß ein Kontakt bei parallelem Magnetfeld nicht moduliert, wurde nicht beobachtet. Allerdings ist die Änderung der Perioden bei den beiden Kontakten unterschiedlich. Die Periode des ersten I_c ändert sich von ca. 5 Gauss auf ca. 25 Gauss. Die Bestimmung der Periode des zweiten Kontaktes ist aufgrund des ausgeprägten "Long Junction" Verhalten (s. Bild 2.6) des Kontaktes sehr schwierig. Ein besseres Maß ist das untere kritische Magnetfeld H_{j1} des Kontaktes. Extrapoliert man den linearen Abfall des kritischen Stromes mit zunehmendem Magnetfeld auf Null, erhält man H_{j1} . Auf diese Weise erhält man für den Kontakt (I_{c2}) im senkrechten Feld einen Wert von ca. 70 Gauss, und für den Kontakt im parallelen Magnetfeld (I_{c2}) einen Wert von ca. 200 Gauss. Wenn man annimmt, daß dieser Unterschied in H_{j1} durch den Entmagnetisierungsfaktor der Struktur verursacht wird, kann dieser größere kritische Strom (I_{c2}) der oberen Korngrenze zugeordnet werden. Der kleinere kritische Strom ist demnach der unteren Korngrenze zuzuordnen. Die Vergrößerung der Magnetfeldperiode von I_{c1} um einen Faktor 6, wenn man das Magnetfeld von senkrechter zu paralleler Orientierung ändert, ist folgendermaßen zu verstehen. Die wirksame Komponente des äußeren Magnetfeldes ist am größten für senkrechte Orientierung und am kleinsten für parallele Orientierung. Das bedeutet, daß für eine gegebene Fläche das Magnetfeld bei paralleler Orientierung größer sein muß, um einen Fluß von Φ_0 im Kontakt zu erzeugen. Bisher wurde das Magnetfeld senkrecht bzw. parallel zur Filmoberfläche orientiert. Die Möglichkeit, daß Feld zwar auch parallel zur Filmoberfläche, aber seitlich auf den Stufenkontakt zu richten, wurde bisher nicht besprochen. Wie in Kap.2 bereits gezeigt, würde man Informationen über die Stromverteilung längs der Filmdicke erhalten, d.h. diese Informationen würden sehr gut mit den Mikrostrukturdaten zu korrelieren sein. Anhand einer kurzen Abschätzung soll gezeigt werden, daß diese Untersuchungen jedoch im Rahmen unserer apparativen Möglichkeiten nicht durchführbar waren. Unter Benutzung von Formel (28) erhält man für die Periode $\Delta H = 510$ Gauss. Dabei wurde eine "Brückenbreite" von 250 nm, d.h. die Filmdicke angenommen. Dies entspricht einem Fluß von einem Φ_0 im Kontakt. Um Aussagen über die Homogenität machen zu können, genügt es nicht, nur bis zur ersten oder zweiten Nullstelle zu messen, d.h. man braucht ein Magnetfeld von einigen tausend Gauss. Mit den vorhandenen Stromquellen konnte jedoch nur ein maximales Feld von ca. 150 Gauss erreicht werden.

Zum Abschluß dieses Kapitels soll noch kurz auf Stufenkontakte, die breiter als $2\ \mu\text{m}$ sind, eingegangen werden. Die $I_c(H)$ Kurven sind komplexer als im Falle der $2\ \mu\text{m}$ breiten Kontakte.

In Bild 9.9 ist ein typisches Beispiel für einen 16 μm breiten Kontakt dargestellt. Das Magnetfeld wurde parallel zur Filmoberfläche angelegt.

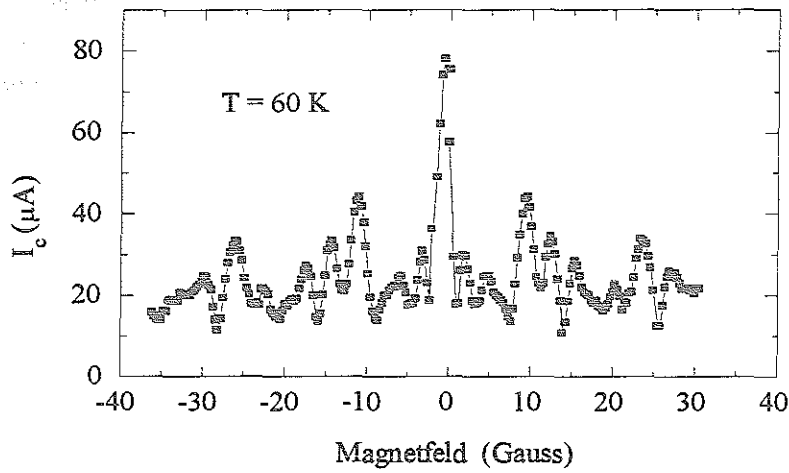


Bild 9.9: $I_c(H)$ für einen 16 μm breiten Kontakt. ($w \sim 2,3\lambda_j$).

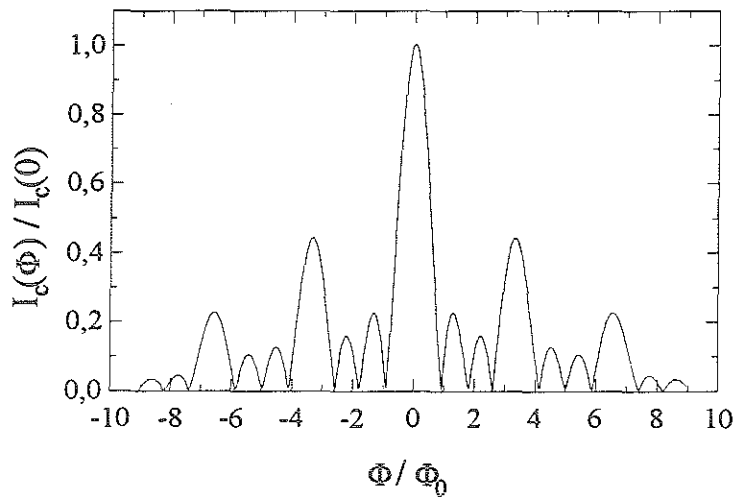


Bild 9.10: Berechnete $I_c(H)$ Kurve für den Fall einer inhomogenen Stromverteilung (s. Bild 9.11)

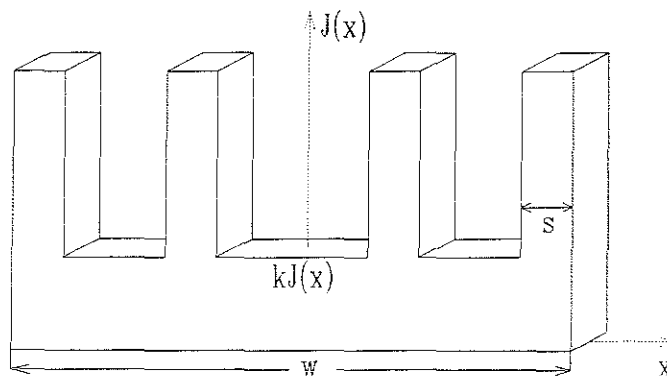


Bild 9.11: Supraströmverteilung für einen breiten Kontakt ($w > 2 \mu\text{m}$).

Die berechnete $I_c(H)$ Kurve auf der Basis der Stromdichteverteilung in Bild 9.11 zeigt viele charakteristische Eigenschaften wie die gemessene Kurve (s. Bild 9.9). Im Unterschied zu den 2 μm breiten Kontakten wird der kritische Strom nicht vollständig unterdrückt. Der "Reststrom" ist auch nicht feldabhängig, was im Yanson Modell [9.6] durch zufällig verteilte lokale Dickschwankungen der Barriere erklärbar ist. Die Stromverteilung in Bild 9.11 veranschaulicht die Tatsache, daß es in diesen breiten Kontakten über den Querschnitt verteilt, Bereiche mit höherer und niedrigerer Stromdichte gibt. In einigen Fällen wird sogar "SQUID-ähnliches" Verhalten beobachtet, d.h. die Amplitude der I_c -Modulation bleibt konstant. Das bedeutet, daß die verschiedenen Bereiche nicht zusammenhängend sind. Diese Fälle sind jedoch die Ausnahme. Typisch ist ein $I_c(H)$ Verhalten, welches auf ein zwar inhomogenes, aber zusammenhängendes Stromprofil hinweist. In der Literatur veröffentlichte Ergebnisse über direkte Messungen der Suprastromverteilung an Stufenkontakten mit einem Tieftemperatur-rasterelektronenmikroskop (LTSEM) [9.7] unterstützen diese Schlußfolgerungen über eine inhomogene, aber zusammenhängende Stromverteilung. Dies wird ebenfalls durch die Skalierung des kritischen Stromes mit dem Querschnitt der Kontakte bestätigt (s. Kap 6).

10.1 Die $R(T)$ Kurven der Stufenkontakte

Die $R(T)$ Kurven der Stufenkontakte lassen sich in drei verschiedene Abschnitte einteilen. Oberhalb einer Temperatur von ca. 90 K zeigt die Temperaturabhängigkeit metallisches Verhalten. Innerhalb eines sehr kleinen Temperaturintervalles ändert sich der Widerstand von einigen hundert Ohm auf einige Ohm. Die Breite dieses Intervalles beträgt 1-2 K. Dies entspricht dem normalen Verhalten eines supraleitenden Films und es liegt daher nahe, dies als das T_c der Elektroden zu interpretieren, obwohl der Widerstand noch nicht auf Null gefallen ist. Diese Sprungtemperaturen liegen im Bereich von 88-89 K. An diesen Bereich schließt sich dann ein wesentlich breiteres Temperaturintervall von einigen Kelvin an, innerhalb dessen der Widerstand dann auf Null fällt. Einen typischen Verlauf zeigt Bild 10.1 für verschiedene Brückenbreiten. Diesen sogenannten "Fuß" in der $R(T)$ Kurve (Bild 10.1 rechts) zeigen alle Stufenkontakte. Um mögliche Schädigungen durch das Ionenstrahlätzen auszuschließen, wurden für diese Untersuchungen nur Inhibit-strukturierte Proben verwendet.

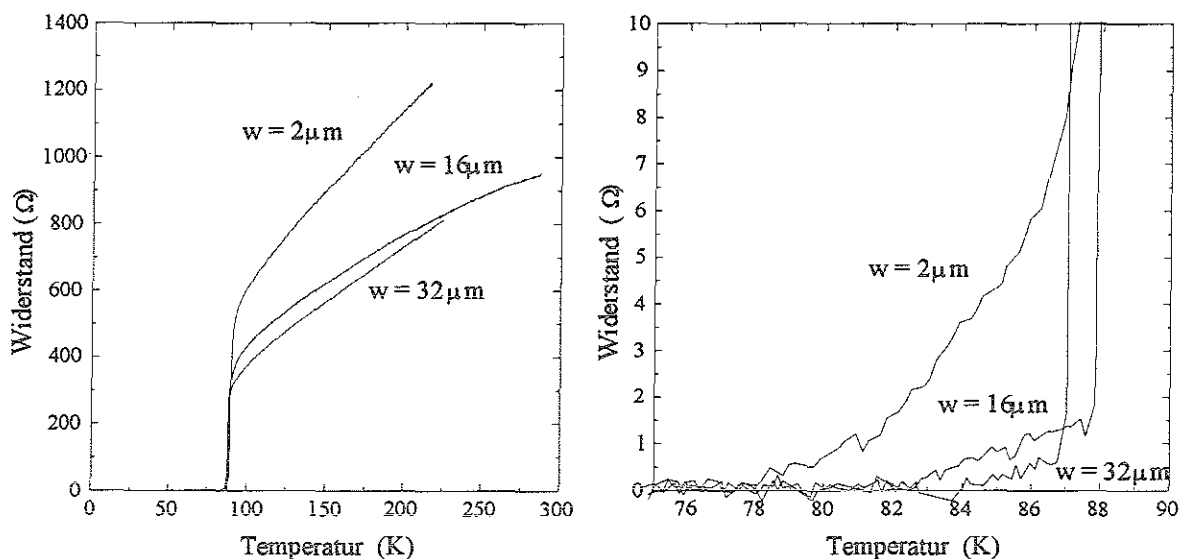


Bild 10.1: (links) $R(T)$ Kurven für verschiedene Brückenbreiten
(rechts) $R(T)$ Kurven in der Nähe von T_c .

Im Rahmen des TAPS-Modells (thermally activated phase slippage) [10.1,10.2] kann dieser "Fuß" numerisch berechnet werden (Bild 10.2) [10.3]. Dieser Effekt ist jedoch zu unterscheiden von einer Degradation der Brücke. In diesem Fall ist bereits der Übergang verbreitert und das T_c erniedrigt.

Im TAPS-Modell resultiert der endliche Widerstand des Josephsonkontaktes in einem schmalen Bereich unterhalb des T_c der Elektroden aus abrupten Änderungen der Phase (phase

slip) des Ordnungsparameters um 2π . Dieser durch thermische Fluktuationen verursachte Effekt führt aufgrund der 2. Josephsongleichung (3) zu einem Spannungsabfall über dem Kontakt. Ambegaokar und Halperin [10.1] haben eine Formel angegeben für das Verhältnis des Widerstandes R , der durch TAPS verursacht wird, zu dem Widerstand R_n des Kontaktes.

$$R/R_n = \left[I_0 \left(\gamma_0 / 2 \right) \right]^{-2} \quad (36)$$

I_0 : modifizierte Besselfunktion 0. Ordnung,

$$\gamma_0 = C I_c(T) \quad (37)$$

Für die konkrete numerische Rechnung wird die Annahme gemacht, daß die $I_c(T)$ Abhängigkeit in der Nähe von T_c proportional zu $(1-T/T_c)^n$ ist. Damit ergibt sich folgende Formel:

$$R/R_n = \frac{1}{\left\{ I_0 \left[\frac{1}{2} C (1 - T/T_c)^n \right] \right\}^{-2}} \quad (38)$$

Die beste Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie konnte für $C = 300$ und $n = 1,5$ erzielt werden. Für die beiden anderen Parameter wurden die experimentellen Werte, $T_c = 88$ K und $R_n = 1,4 \Omega$ verwendet.

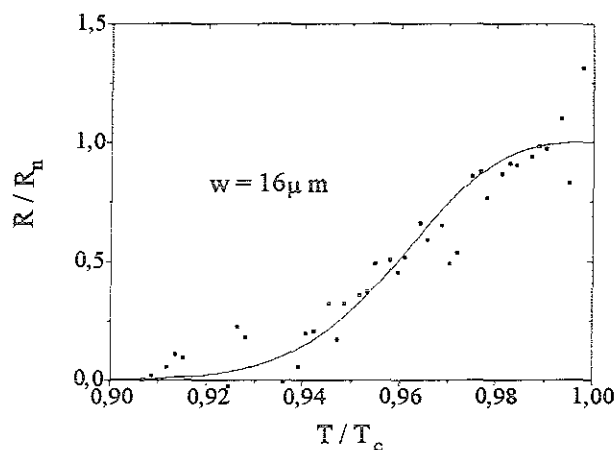


Bild 10.2: Experimentelle R/R_n Abhängigkeit (Punkte) und Simulation (durchgezogene Linie) nach dem TAPS-Modell.

Da dieses Modell nur im Grenzfall von $I \rightarrow 0$ gültig ist, konnte zur Messung der $R(T)$ Kurven nur ein sehr kleiner Speisestrom ($I = 4 \mu A$) verwendet werden. Dies erklärt die relativ starken Schwankungen in den experimentellen Kurven. Äußere Magnetfelder wurden durch eine dreifache Mu-Metall Abschirmung unterdrückt.

Die gute Übereinstimmung zwischen Experiment und theoretischer Berechnung bestätigt somit zwei Annahmen.

1. Die Ursache für die "Fußstruktur" ist der thermisch aktivierte Prozess des "phase slip".

2. Das Potenzgesetz für $I_C(T)$ wurde indirekt bestätigt.

Unabhängig von der direkten Messung der Temperaturabhängigkeit, die im nächsten Abschnitt beschrieben wird, konnte auch ein Wert für den Exponent n bestimmt werden.

10.2 Die Temperaturabhängigkeit des kritischen Stromes

Die Messung der Temperaturabhängigkeit des $I_C R_n$ -Produktes gibt wichtige Aufschlüsse über die Art des Kontaktes. Aus deren Interpretation im Rahmen von theoretischen Modellen unter Beachtung der Mikrostrukturdaten können Anhaltspunkte für die Ursache des Josephson-effekts in Stufenkontakten gewonnen werden. In diesem Kapitel sollen zunächst die Messungen der Temperaturabhängigkeiten des kritische Stromes für beide Josephsonkontakte in einem Stufenkontakt beschrieben werden.

Um die beiden kritischen Ströme auch bei hohen Temperaturen, wo eine starke thermische Verundung der RSJ Kennlinien auftritt, noch empfindlich messen zu können, wurde nicht nur die I-V Kennlinie gemessen, sondern parallel dazu noch die erste Ableitung $dV/dI(I)$. Eine typische I-V Kennlinie und deren Ableitung ist in Bild 10.3 dargestellt.

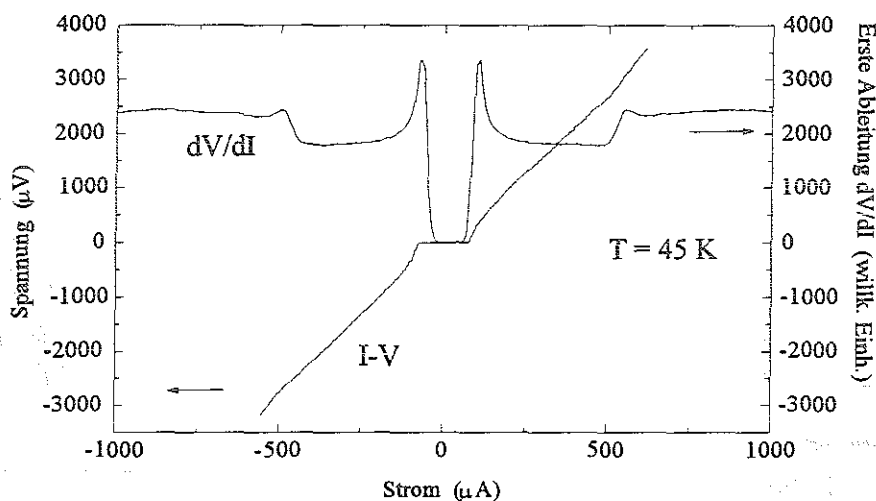


Bild 10.3: I-V Kennlinie und erste Ableitung $dV/dI(I)$ bei $T = 45$ K.

Die Messung der ersten Ableitung erfolgte mit einer Standard Lock-in Technik. Während in der I-V Kurve der zweite kritische Strom nur noch andeutungsweise zu erkennen ist, ist das zweite Maximum in der Ableitung deutlich zu sehen. In der Ableitung ist auch deutlich zu

erkennen, daß sich der differentielle Widerstand des Stufenkontaktes nach Überschreiten des zweiten Maximums vergrößert. Dies ist ein experimenteller Hinweis dafür, daß das zweite Maximum in der I-V Kennlinie ein zweiter Josephsonkontakt ist. Erhöht man den Strom durch den Stufenkontakt so weit, daß der zweite kritische Strom überschritten wird, so wird dieser Kontakt resistiv und der Widerstand dieses Kontaktes addiert sich zu dem Widerstand des ersten Kontaktes.

In Bild 10.4 sind typische $I_c(T)$ Abhängigkeiten der kritischen Ströme dargestellt.

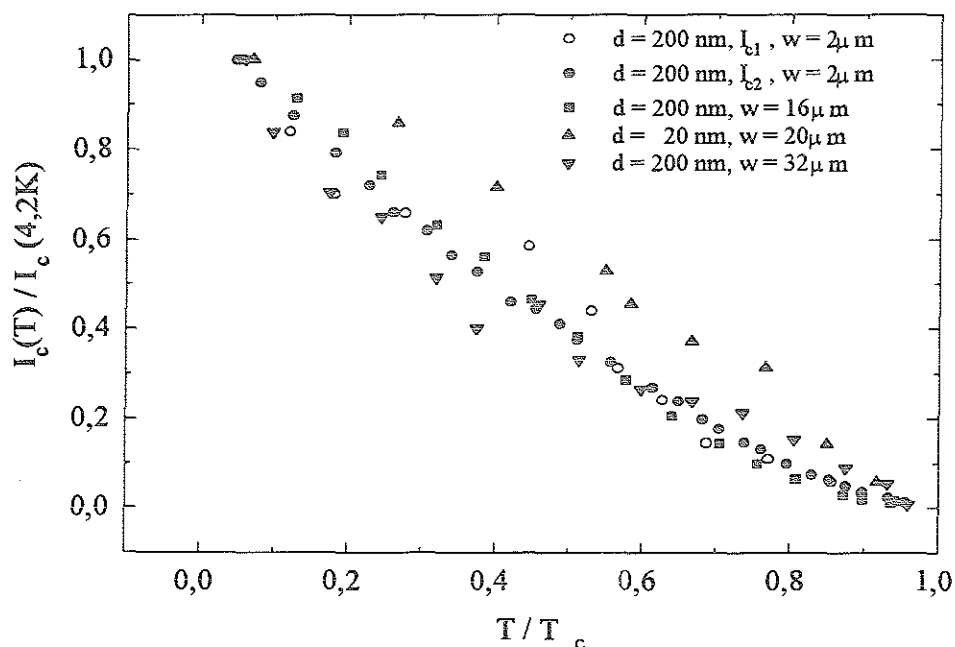


Bild 10.4: Temperaturabhängigkeit der kritischen Ströme in verschiedenen Stufenkontakten, aufgetragen in reduzierten Einheiten.

Zum besseren Vergleich sind die verschiedenen Kontakte in reduzierten Einheiten aufgetragen. Obwohl die Kontakte sehr unterschiedliche Parameter haben: die Filmdicke variiert zwischen 20 und 200 nm, die Brückenbreite zwischen 2 und 32 μm , die beiden kritischen Ströme in einem Kontakt; die Temperaturabhängigkeit ist für alle im wesentlichen gleich. Dies weist daraufhin, daß der Mechanismus, der den Josephson Effekt hervorruft, in allen Kontakten unabhängig von der Geometrie ist.

Der Vergleich mit theoretischen Modellen wird erst im Zusammenhang mit dem Verhalten des Normalwiderstandes durchgeführt. Diese Ergebnisse werden im nächsten Abschnitt vorgestellt. Im Zusammenhang mit den $R(T)$ Kurven im letzten Abschnitt wurde bereits die Frage nach der Temperaturabhängigkeit von I_c in der Nähe von T_c gestellt. Dort wurde ein Potenzgesetz angenommen. Eine direkte Messung bestätigt nun diese Annahme (Bild 10.5).

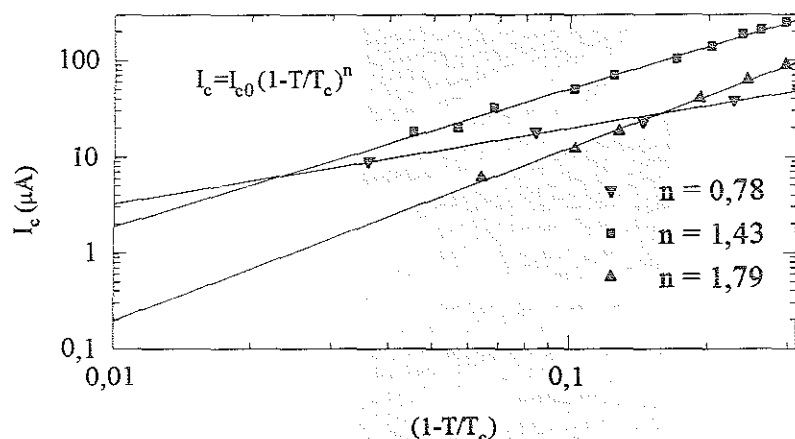


Bild 10.5: Temperaturabhängigkeiten des kritischen Stromes für einige Stufenkontakte in der Nähe von T_c .

Der Exponent n variiert zwischen 0,8 und 2. Ähnlich große Streuungen wurden auch an 45° Kippkorn Grenzen in MgO gefunden [10.4]. Andere Gruppen geben einen Exponenten von $n = 2$ an [10.5]. Ein Exponent von 2 würde auf einen SNS Kontakt hinweisen, während $n = 1$ eher auf SIS Verhalten hinweisen würde. Diese Abschätzungen gelten jedoch nur in dem Falle, daß der Ordnungsparameter an der Grenzfläche zwischen Supraleiter und Normalleiter bzw. Isolator nicht unterdrückt wird. Liegen die Kohärenzlängen in der Größenordnung der Gitterkonstanten, wie im Falle der Hoch- T_c Supraleitung, muß eine signifikante Unterdrückung, sogar an einer idealen Grenzfläche in der Rechnung berücksichtigt werden [10.5]. Theoretische Rechnungen zeigen, daß dann für einen SNS Kontakt und einen SIS Kontakt der Exponent $n = 2$ ist. Damit entfällt die Möglichkeit, die beiden Kontakttypen anhand dieser Messungen zu unterscheiden.

10.3 Die Temperaturabhängigkeit des Normalwiderstandes

Auch in diesen Messungen wurde deutlich, daß das zweite Maximum in der I-V Kennlinie von einem zweiten Josephsonkontakt in einem Stufenkontakt stammt. Durch Einstrahlung von Mikrowellen einer Frequenz von typisch 6-10 GHz wurden die beiden kritischen Ströme unterdrückt. Die Gerade, die sich durch die Unterdrückung des ersten kritischen Stromes ausbildet, verändert ihre Steigung zu größeren Werten hin, wenn auch der zweite kritische Strom unterdrückt wird. Dieser Effekt kann im Rahmen eines Zwei-Kontakt Modells verstanden werden. Die Steigung, die sich aus der Unterdrückung des ersten I_c ergab, wurde als Maß für den R_{n1} genommen. Nach der Unterdrückung des zweiten I_c ist die Steigung ein Maß für die Summe aus R_{n1} und R_{n2} . In Bild 10.6 ist dieses Verhalten dargestellt.

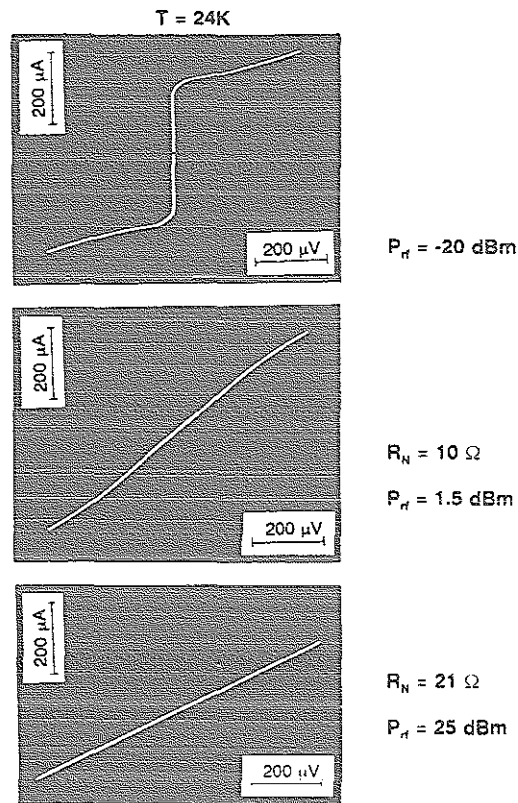


Bild 10.6: Bestimmung des R_{n1} und R_{n2} durch Mikrowelleneinstrahlung.

In Bild 10.7 ist der Temperaturverlauf für verschiedene Brückenbreiten dargestellt. Der Normalwiderstand eines Stufenkontaktes ist temperaturunabhängig. Dies ist unabhängig von der Brückenbreite und der Filmdicke und gilt sowohl für R_{n1} als auch für R_{n2} .

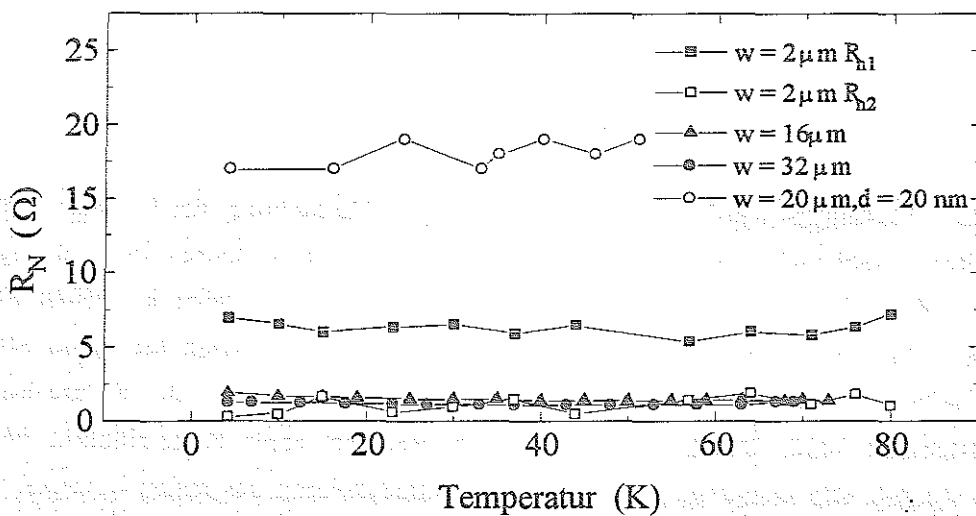


Bild 10.7: Temperaturabhängigkeit des Normalwiderstandes für verschiedene Brückenbreiten.

Diese Temperaturunabhängigkeit des Normalwiderstandes wurde auch von anderen Gruppen an Stufenkontakten gefunden [10.6, 10.7]. Es wurde sowohl für Bikristall- und Biepitaxie-Kontakte als auch für isolierte Korngrenzen in Mikrobrücken gefunden. [10.4,10.5,10.8] und ist eine charakteristische Eigenschaft von Korngrenzenkontakten. Dies ist ein weiterer starker Hinweis darauf, daß die beiden Korngrenzen in den Stufenkontakten die Ursache für die Josephsoneigenschaften sind.

10.4 Die Temperaturabhängigkeit des $I_c R_n$ -Produktes

Das $I_c R_n$ -Produkt ist eine sehr wichtige Kenngröße eines Josephsonkontaktes. Wie in Kap. 2 bereits dargelegt, ist die charakteristische Frequenz $\omega_c = (2e / \hbar) I_c R_n$ im Falle $\beta_c \leq 1$ die obere Grenzfrequenz des Josephsonkontaktes. Ein hohes $I_c R_n$ -Produkt ist daher für viele Anwendungen wichtig. Von grundlegender Bedeutung ist die Temperaturabhängigkeit von $I_c R_n$. Durch den Vergleich mit theoretischen Modellen lassen sich Aussagen über die Art des Kontaktes gewinnen. In Bild 10.8 sind die experimentellen Daten als Funktion von T/T_c in halblogarithmischer Form aufgetragen. Die durchgezogenen Linien sind Berechnungen im Rahmen eines SNS Modells [10.9].

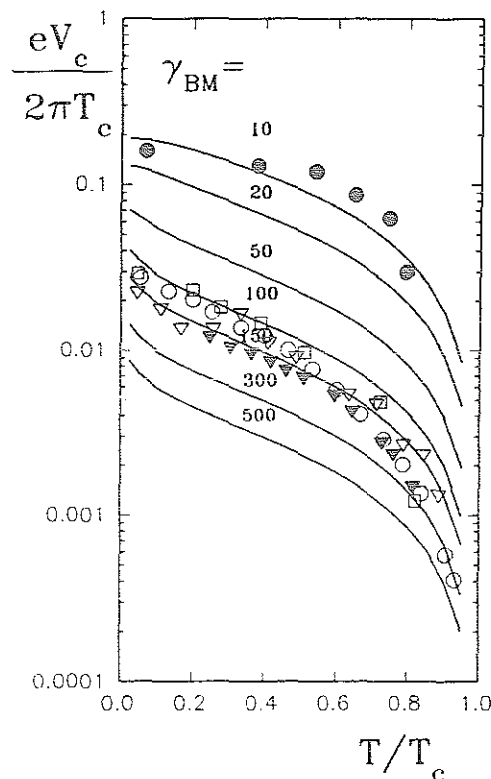


Bild 10.8: Temperaturabhängigkeit des $I_c R_n$ -Produktes der Stufenkontakte (Punkte) und Berechnungen für einen SNS Kontakt (durchgezogene Linien) (Die Berechnungen wurden von M. Yu. Kupriyanov durchgeführt).

Die Mehrzahl der Daten für die Stufenkontakte liegen auf der Kurve mit $\gamma_{BM} = 150$. Als Ausnahme muß der Kontakt mit $\gamma_{BM} = 10$ angesehen werden. Die Tatsache, daß die Mehrzahl der Kontakte auf einer Kurve liegt, zeigt wie bereits in Bild 10.4, daß die Art der Barriere durch Änderung der Geometrie nicht verändert werden kann.

Die Übereinstimmung der experimentellen Daten mit den theoretischen Kurven darf jedoch nicht überinterpretiert werden, da dieses Modell nicht das Einzige ist, daß mit den Daten übereinstimmt. Bevor jedoch das zweite Modell erläutert wird, soll noch der Rahmen umrissen werden, indem das SNS "Sandwich" Modell gültig ist. Die Herleitung basiert auf mehreren Annahmen. Die fundamentalste Annahme ist die, daß sich die Hoch- T_c Supraleiter mit einer BCS Theorie beschreiben lassen. Dies ist jedoch zur Zeit noch Gegenstand der wissenschaftlichen Diskussion und noch nicht gesichert. Die zweite Annahme ist, daß die mittlere freie Weglänge der Elektronen in der Barriere kleiner ist als die Kohärenzlänge. Dies ist das sogenannte "dirty limit". Die Gleichungen, die diesem Modell zugrundeliegen, sind erst gültig, wenn die Barriere eine Mindestausdehnung von einigen Gitterkonstanten besitzt. Das bedeutet, daß dieses Modell nicht zur Beschreibung einer Korngrenze geeignet ist, da sich dort der Ordnungsparameter innerhalb von 1-2 Gitterkonstanten ändert. Diese Annahmen gelten in gleicher Weise auch für das folgende Modell. Die experimentellen Daten lassen sich auch im Rahmen eines SNINS-Modells mit einem temperaturunabhängigen Paarbrechungsmechanismus interpretieren (Bild 10.9).

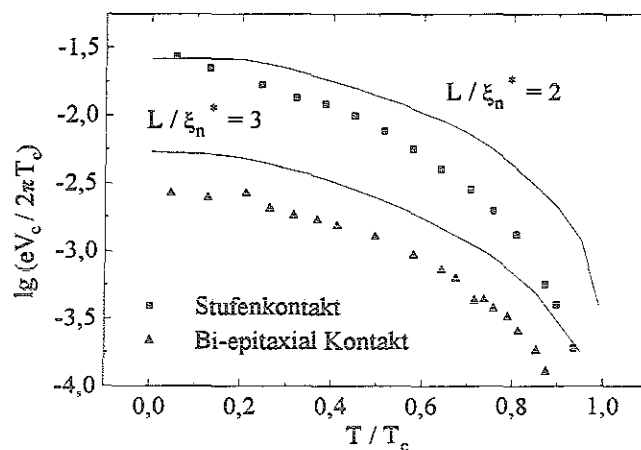


Bild 10.9: Temperaturabhängigkeit des $I_C R_N$ -Produktes im Rahmen des SNINS-Modells

[10.10] für verschiedene Verhältnisse L / ξ_n^* und einem magnetischen

Paarbrechungsparameter $\tau^* = 1 / \pi T_c$.

Es konnte keine Übereinstimmung erzielt werden mit einem einfachen SNINS Modell, weil die berechnete Unterdrückung des $I_C R_N$ -Produktes sehr viel stärker sein sollte. Auch keine Übereinstimmung konnte mit einem SNINS Modell unter der Annahme eines endlichen Grenzflächenwiderstand R_b erzielt werden. Die berechnete $I_C R_N$ -Temperaturabhängigkeit ist

ebenfalls viel steiler als gemessen. Ein SNINS Modell mit einem niedrigen Grenzflächenwiderstand R_b , d.h. $\gamma_b \ll 1$, aber unter der zusätzlichen Annahme eines temperaturunabhängigen Paarbrechungsmechanismus in der N-Region führte zu einer qualitativen Übereinstimmung. Insgesamt gesehen ist die Übereinstimmung der experimentellen Daten mit der Theorie im SNS Modell besser.

10.5 Die Skalierung der Stufenkontakte

In Kapitel 3 wurde bereits dargelegt, daß die Skalierung des $I_c R_n$ Produktes mit der kritischen Stromdichte J_c eine charakteristische Eigenschaft von Korngrenzenkontakten ist. Dies ist jedoch bisher nur für (100) Kippkorngrenzen gemessen worden. Für diesen Typ von Korngrenzen wurde gezeigt, daß die Skalierung unter zwei Bedingungen auftritt [10.11]:

- wenn die kritische Stromdichte durch Veränderung des Misorientierungswinkels verändert wird.
- wenn die kritische Stromdichte bei konstantem Misorientierungswinkel durch Tempern in Sauerstoff oder Argon verändert wird.

Die Ergebnisse der Messungen für die Stufenkontakte zeigen ein davon abweichendes Verhalten. In Bild 10.10 ist die Abhängigkeit des $I_c R_n$ -Produktes von der kritischen Stromdichte J_c aufgetragen.

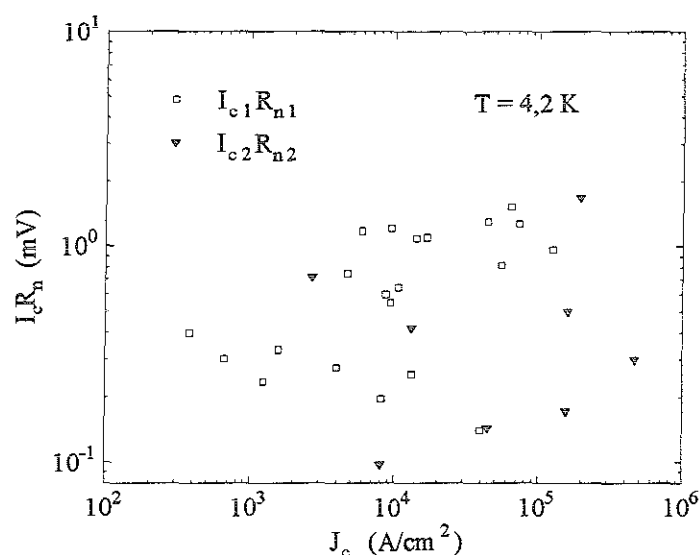


Bild 10.10: Abhängigkeit des $I_c R_n$ -Produktes von der kritischen Stromdichte J_c .

Für diese Darstellung wurden nur Stufenkontakte verwendet, die nicht getempert wurden. Obwohl auch hier die Daten stark streuen, wird deutlich, daß das $I_c R_n$ -Produkt unabhängig von der kritischen Stromdichte der Stufenkontakte ist. Dies bedeutet jedoch keinen

Widerspruch zu der Behauptung, daß die Korngrenzen die Ursache des Josephson-effektes sind. Vielmehr kann dieses Ergebnis als weitere Stütze für diese Behauptung angesehen werden. Der wesentliche Punkt dabei ist, daß im Falle der Stufenkontakte eine Änderung des kritischen Stromes und des normalleitenden Widerstandes nur erreicht wird über eine Änderung der Filmdicke und/oder der Brückenbreite, d.h. über eine Änderung des Querschnittes. Es ist nicht möglich, den Misorientierungswinkel der Korngrenzen auf der Stufe zu ändern. Im Idealfall sollte aber eine Querschnittsänderung keine Änderung der kritischen Stromdichte verursachen. Diese sollte konstant sein und nur z.B. von der Barrierendicke und der Art der Barriere abhängen. Das $I_c R_N$ Produkt sollte aber unabhängig von der Stromdichte sein. Im Falle der Stufenkontakte ist die Streuung in der kritischen Stromdichte jedoch groß. Dies kann z.T. durch Inhomogenitäten in den Stufenkontakten bedingt sein oder durch Unterschiede in der Art der Barriere. Ein möglicher Mechanismus für diese Barrierenänderung ist das Sauerstoff "be oder entladen", d.h. das Tempern der Stufenkontakte. Für einen gegebenen Querschnitt kann die kritische Stromdichte durch Tempern in Sauerstoff verändert werden. Dies ist in Bild 10.11 dargestellt.

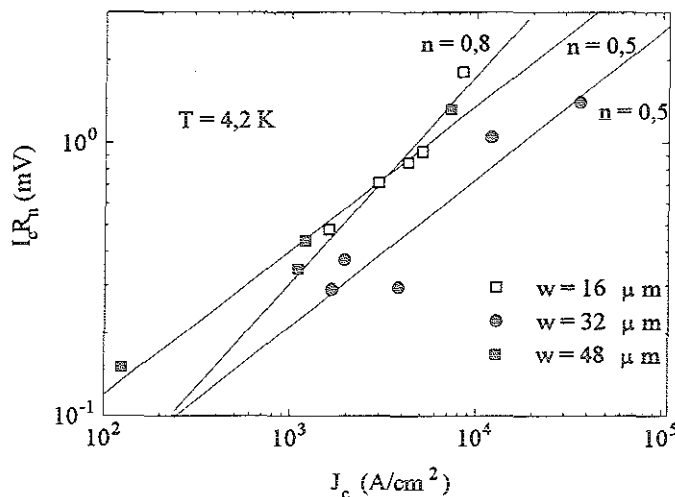


Bild 10.11 Abhängigkeit des $I_c R_N$ -Produktes von der kritischen Stromdichte J_c . Das J_c wurde durch sukzessives Tempern in Sauerstoff verändert. Die durchgezogenen Linien sind lineare Regressionsgeraden.

Dargestellt sind nur die Daten für das erste I_c . Diese Messungen zeigen, daß die Stufenkontakte auch einer Skalierungsrelation vom Typ $I_c R_N \propto (J_c)^\alpha$ folgen, wobei der Exponent α im Bereich von 0,5 - 0,7 liegt. Diese Skalierung ist jedoch nur zu beobachten, wenn die Kontakte getempert werden. Die Temperbedingungen waren: 400° C, O₂ Durchfluß. Das Tempern unter den genannten Bedingungen für eine Dauer von 10 min. unmittelbar nach dem Strukturieren der Kontakte führte zu einer Erhöhung des kritischen Stromes um bis zu 25 - 50%. Jedes weitere Tempern unter den gleichen Bedingungen hatte eine Verringerung des

kritischen Stromes zur Folge. Trägt man die erhaltenen $I_c R_n$ Werte als Funktion der berechneten kritischen Stromdichte auf, erhält man das Diagramm 10.11. Die Daten aus Bild 10.11 erfüllen auch eine Skalierungsrelation vom Typ $I_c R_n \propto (1/\rho_n)^q$ (s. Kap. 3). Der Exponent q variiert dabei zwischen 0,8 und 1,5.

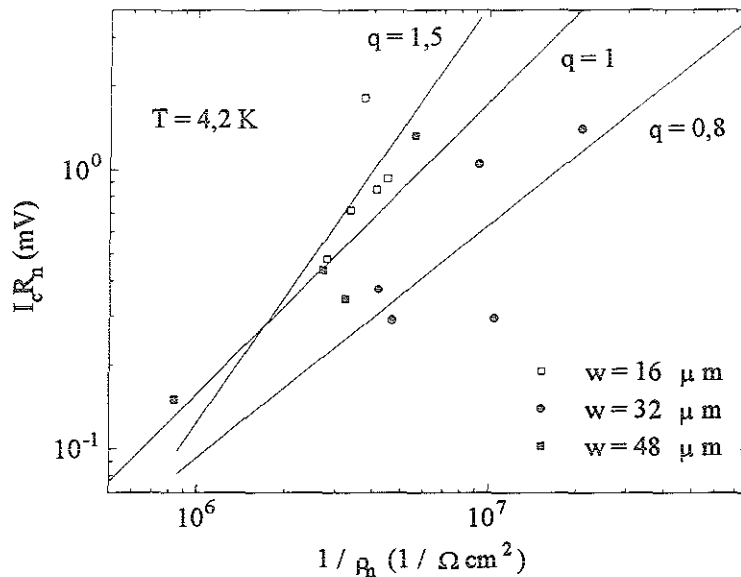


Bild 10.12: Abhängigkeit des $I_c R_n$ -Produktes vom spezifischen Widerstand ρ_n . Die durchgezogenen Linien sind lineare Regressionsgeraden.

Dieser Einfluß des Temperns zeigt deutlich, daß der Sauerstoffgehalt an der Korngrenze eine entscheidende Rolle spielt.

10.6 Ursachen des Josephsoneffektes

Die Antwort auf die Frage, was die Ursache des Josephsoneffektes in den Stufenkontakten ist, teilt sich in zwei Abschnitte. Die Mikrostrukturdaten zeigen, daß in einem Stufenkontakt unter bestimmten Bedingungen zwei Korngrenzen vorhanden sind. Die wesentlichen Ergebnisse der elektrischen Charakterisierung, die beweisen, daß die Korngrenzen als "weak link" wirken, sind:

1. Die Gestalt der I-V Kennlinien (Simulation nur mit einer Reihenschaltung aus zwei Josephsonkontakten möglich).
2. Die Magnetfeldabhängigkeiten für beide Josephsonkontakte in einem Stufenkontakt.

3. Zwei Strahlungspeaks in den Emissionsmessungen, deren jeweilige Position durch die Josephsongleichung (3) gegeben ist.
4. Das Verhalten der Kontakte unter Mikrowellenbestrahlung (zwei Widerstandsgeraden).
5. Die Temperaturunabhängigkeit des Normalwiderstands.
6. Die Veränderung in den I-V Kennlinien als Funktion des Stufenwinkels.
7. Die Skalierung des $I_C R_n$ -Produktes der Stufenkontakte sowohl mit J_C als auch mit $1 / \rho_n$ unter dem Einfluß einer Sauerstofftemperatur.

Dies zeigt, daß die 90° Korngrenzen in den Stufenkontakten für die Josephsoneigenschaften verantwortlich sind. Diese Aussage gilt jedoch nicht generell für 90° Korngrenzen, sondern bezieht sich nur auf die Stufenkontakte. Aufgrund der Stufenform und der Wachstumskinetik sind die beiden 90° Korngrenzen in den Stufenkontakten z.B. verschieden von den 90° Korngrenzen in a-Achsen orientierten Filmen [10.12]. Ein Vergleich der elektrischen Eigenschaften zwischen diesen beiden Systemen ist daher nicht möglich. Wie bereits in Kapitel 5 dargestellt, sind die beiden 90° Korngrenzen hauptsächlich aus (103)(103) bzw. (100)(001) Segmenten aufgebaut. Da diese Segmente jedoch sowohl in der oberen als auch der unteren Korngrenze vorkommen, kann man keine differenzierte Aussage über die elektrischen Eigenschaften der einzelnen Segmente machen.

In Kapitel 5 wurde bereits dargelegt, daß in beiden Korngrenzensegmenten Verspannungen auftreten. Dieses Spannungsfeld wird in den (103)(103) Segmenten verursacht durch die unterschiedliche Größe und Anordnung der Atome in den drei Untereinheiten der $YBa_2Cu_3O_7$ Einheitszelle. In den (100)(001) Segmenten existiert eine periodische Anordnung von Versetzungen, verursacht durch das Nicht-Aufeinanderpassen der $YBa_2Cu_3O_7$ Einheitszellen, die um 90° verkippt sind, die ein solches Spannungsfeld hervorruft. Aufgrund der Verspannungen sollte eine Störung des Sauerstoffuntergitters im Bereich der Korngrenzen vorliegen. Dieser Mechanismus kann zu einer Unterdrückung des Ordnungsparameters und damit zu einer Erniedrigung der kritischen Stromdichte an den beiden Korngrenzen führen. Diese Störung des Sauerstoffgehalts kann durch Tempern in Sauerstoff vergrößert oder verkleinert werden. Die kritische Stromdichte kann jedoch nicht beliebig erhöht werden. Es gibt eine obere Grenze, die wahrscheinlich durch die Verspannungen und die daraus folgende Störung des Sauerstoffuntergitters bestimmt wird.

11. Anwendungen

11.1 Technologische Aspekte

In diesem Kapitel werden einige Aspekte zur technologischen Verwertbarkeit der Kontakte behandelt. Die Untersuchung dieser Fragen war jedoch nicht Hauptaufgabe der Arbeit und daher sollen auch nur einige Problemfelder dargestellt und mögliche Lösungsansätze diskutiert werden.

Die wichtigsten Problembereiche sind:

1. Ausbeute
2. Kontrollierbarkeit
3. Reproduzierbarkeit
4. Stabilität und Degradation

Punkt 1 ist sehr positiv zu bewerten. Die Ausbeute liegt bei $> 90\%$. Dies ist sicher eine Folge der einfachen Herstellung und der intrinsischen Natur der Kontakte. Das bedeutet, wenn die Stufe steil genug ist und der Film kleiner gleich der Stufenhöhe ist, wachsen zwei Korngrößen und die arbeiten als Josephsonkontakte. Demzufolge ist auch die Kontrollierbarkeit der Herstellungsparameter sehr gut. Sowohl die Stufenhöhe als auch der Stufenwinkel sind innerhalb sehr schmaler Toleranzen kontrollierbar. Die Schichtdicke des YBCO Films ist auch sehr gut kontrollierbar. Die Rauigkeit der Stufe ist für die Homogenität der Kontakte wichtig. An diesem Punkt muß sicher noch optimiert werden. Eine mögliche Verbesserung ist das Tempern der ionengestrahlten Oberfläche (s. Kap.4). Inwiefern eine Pufferschicht eine raue Oberfläche sozusagen "einebnet", ohne das die Steilheit der Stufe verändert wird, muß noch eingehender untersucht werden. Daß Untersuchungen in dieser Richtung Erfolge versprechen, kann mit dem Beispiel der Bikristallkontakte belegt werden. Auch dort ist ein entscheidender Punkt, nach dem Zusammenfügen der beiden geschnittenen Substrathälften, die Substratoberfläche im Bereich der Fügung wieder auszuheilen. Eine Verbesserung in dieser Richtung hatte unmittelbar homogenere Kontakte zur Folge. Es besteht aber a priori kein Grund, warum dies bei Stufenkontakten nicht genauso möglich sein sollte.

Obwohl also die Kontrollierbarkeit der Herstellungsparameter gut ist, ist die Kontrollierbarkeit und Reproduzierbarkeit der Kontaktparameter schlecht. Beispiele dafür sind die großen Streuungen in den Bildern 6.12 und 6.13. Besonders deutlich wurde das in einer Untersuchung von Serienschaltungen von Stufenkontakten [11.1]. In Bild 11.1 ist die Verteilungsfunktion der kritischen Ströme einer Reihenschaltung von 30 Stufenkontakten bei $T = 4,2 \text{ K}$ und $T = 77 \text{ K}$ dargestellt. Die Ströme sind auf die kleinsten gemessenen Ströme ($I_{\min}(4,2\text{K}) = 4,2 \text{ mA}$ und

$I_{\min}(77\text{ K}) = 0,4\text{ mA}$) normiert. Die Halbwertsbreite der Verteilung ist ca. $I_{c1} \pm 20\%$ und $I_{c2} \pm 30\%$ bei 4,2 K. Die beiden Maxima in den Verteilungen werden nicht nur durch den Unterschied der beiden kritischen Ströme in jeweils einem Stufenkontakt verursacht. Die Reihenschaltungen wurden hergestellt, indem eine 5 μm breite Mikrobrücke mäanderförmig über eine Reihe von Ionenstrahl-strukturierten Gräben verlief. Untersuchungen mit dem Tieftemperatur-Rasterelektronenmikroskop [11.2] ergaben, daß die I_c -Werte der Stufenkontakte auf einer Seite der Gräben systematisch höher waren als auf der gegenüberliegenden Seite. Die Ursache für dieses Verhalten ist wahrscheinlich die Anisotropie der Filmdeposition.

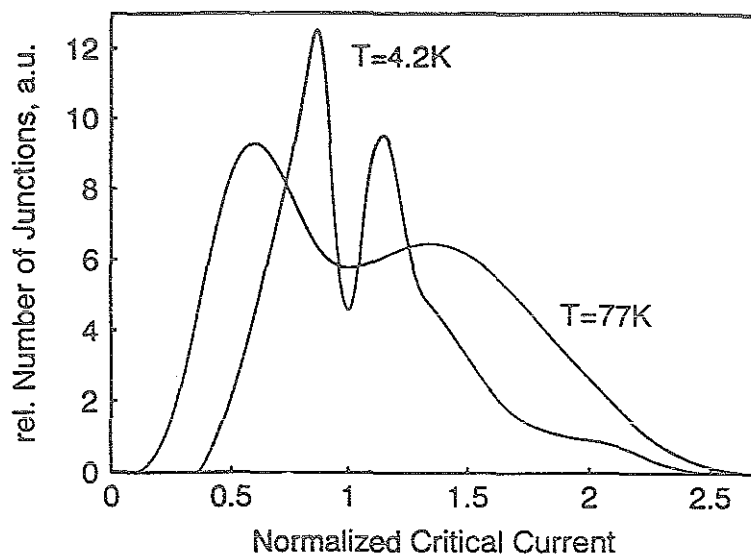


Bild 11.1: Verteilungsfunktion der kritischen Ströme in einer Reihenschaltung von 30 Stufenkontakten bei $T = 4,2\text{ K}$ und $T = 77\text{ K}$ [11.1]

Der nächste wichtige Punkt ist die Stabilität der Kontakte gegenüber äußeren Einflüssen. Auch hier wurden keine systematischen Untersuchungen gemacht. Es sollen daher nur einige Erfahrungen dargelegt werden, die sich aus dem Gebrauch der Kontakte ergeben haben. Ein wichtiger Punkt ist die Anfälligkeit der Kontakte gegenüber Feuchtigkeit. Eine Lagerung in einer trockenen Atmosphäre ist daher für ungeschützte Kontakte sehr wichtig. Typische Lebensdauern von Kontakten, die regelmäßig benutzt wurden und entsprechend gelagert wurden, lagen bei einigen Monaten ohne signifikanten Verlust der supraleitenden Eigenschaften [11.3]. Erste Experimente mit Bedeckungen (amorphem YBCO bzw. SrTiO_3) zeigten Verbesserungen gegenüber ungeschützten Kontakten. Sehr vielversprechend ist auch die Bedeckung mit epitaktischem SrTiO_3 [11.4], der erste Schritt zu einer mehrlagigen Integration supraleitender Bauelemente.

11.2 RF-SQUIDS

Parallel zu den Untersuchungen der Einzelkontakte wurden erste Anwendungen in Form einfacher RF-SQUIDS realisiert.

Das RF-SQUID besteht aus einer supraleitenden Schleife, die an einer Stelle einen Josephsonkontakt enthält. Diese Schleife wird induktiv an einen Parallelschwingkreis angekoppelt. Ein äußerer magnetischer Fluß führt aufgrund der Fluxoidquantisierung [11.5] zu einer periodischen Variation der Spannung über dem Schwingkreis mit der Periode Φ_0 ($\Phi_0 = h/2e = 2,07 \cdot 10^{-15}$ Wb). Das RF-SQUID ist daher ein sehr empfindlicher Fluß-Spannungswandler.

Ein typisches Dünnschicht -RF-SQUID Layout ist in Bild 11.2 dargestellt.

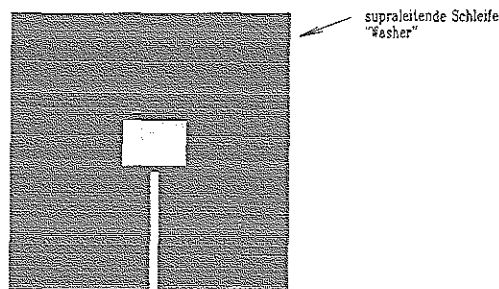


Bild 11.2: RF-SQUID Layout

Die schmale Stelle im Washer ist die Mikrobrücke. Aufgrund der besonderen Geometrie der Stufenkontakte standen zwei mögliche Konfigurationen zur Wahl. Eine Möglichkeit war, nur einen Stufenkontakt zu verwenden. Dies führte aber zwangsläufig dazu, daß die Stufe auch durch den Washer verlief. Die zweite Alternative war, daß die Mikrobrücke über einen Graben verlief. Als Konsequenz daraus arbeitete das RF-SQUID mit zwei in Reihe geschalteten Stufenkontakten. Die Messungen des Rauschverhaltens ergaben im ersten Falle ein viel höheres $1/f$ -Rauschen [11.6]. Für die weiteren Untersuchungen wurde daher nur die zweite Konfiguration verwendet. Die Untersuchungen, die im wesentlichen von Dr. Y. Zhang und Dr. M. Mück durchgeführt wurden [11.7,11.8,11.9,11.10], zeigten, daß die RF-SQUIDS mit Stufenkontakten ein sehr geringes $1/f$ -Rauschen aufweisen (s. Bild 11.3). Ähnliche Ergebnisse wurden auch an DC-SQUIDS mit Stufenkontakten gefunden [11.11]. Während das weiße Rauschen hauptsächlich von dem Schwingkreis und dem Vorverstärker verursacht wird [11.12], ist das niedrige $1/f$ -Rauschen eine Eigenschaft der Stufenkontakte. Dieses, im

12. Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit werden die Mikrostruktur und die supraleitenden Transporteigenschaften von Stufenkontakten aus $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ auf LaAlO_3 und SrTiO_3 untersucht. Unter einem Stufenkontakt versteht man eine Mikrobrücke aus einem HTSL-Film, die über eine Stufe im Substrat verläuft.

Mittels einer Metallmaskentechnologie (Nb) und Ar-Ionenstrahlätzen wurden Stufen mit verschiedenen Winkeln und Stufenprofilen hergestellt. Es konnte gezeigt werden, daß sowohl der Einfallswinkel der Ar-Ionen als auch die Rotation des Substrathalters das Profil der Stufen bestimmen.

In Zusammenarbeit mit dem Institut für Mikrostrukturforschung (IMF) wurde zum erstmalig die Mikrostruktur eines solchen Kontaktes untersucht. Abhängig vom Winkel der Stufe (α) im Substrat wurden drei verschiedene Wachstumsregimes gefunden. Auf steilen Stufen ($46^\circ < \alpha < 87^\circ$) wachsen an der oberen und unteren Stufenkante zwei 90° Korngrenzen. Die beiden Korngrenzen bestehen im wesentlichen aus $(103)(103)$ und $(100)(001)$ Segmenten. Ist der Stufenwinkel gleich 45° , wachsen auf der Stufe verschiedene Domänen, die durch 90° Korngrenzen voneinander getrennt sind. Wenn der Stufenwinkel kleiner als 45° ist, wächst der Film vollständig epitaktisch ohne Korngrenzen über die Stufe.

Zur Beschreibung des Stufenkontaktes dienen die folgenden Geometrieparameter:

1. Stufenwinkel α , 2. Brückenbreite w , 3. Filmdicke d , 4. Stufenhöhe h . Die elektrische Charakterisierung der Stufenkontakte ergab eine enge Korrelation der I-V Kennlinien und des Josephsonverhaltens mit dem Stufenwinkel. Die I-V Kennlinien von Stufenkontakten auf steilen Stufen ($46^\circ < \alpha < 87^\circ$) zeigen zwei kritische Ströme. Beträgt der Stufenwinkel $\sim 45^\circ$, findet man mehrere kritische Ströme in den I-V Kennlinien. Ist der Stufenwinkel kleiner als 45° zeigt der Kontakt Flux-Flow Verhalten, unabhängig von den anderen Parametern. Der Bereich, wo die Stufenkontakte Josephson-Verhalten zeigen, läßt sich ungefähr eingrenzen in folgendes Parameterfeld: Stufenwinkel $\alpha \geq 45^\circ$, Brückenbreite $w < \text{ca. } 20 - 30 \lambda_j$, Filmdicke $d \leq$ Stufenhöhe h .

Die I-V Kennlinien von Stufenkontakten auf steilen Stufen lassen sich theoretisch durch eine Reihenschaltung von zwei Josephsonkontakten beschreiben. Die Berechnung der Kennlinien wurde im RSJ-Modell mit Stromeinprägung durchgeführt. Ist der Stufenkontakt breit, ($w > \lambda_j$) tritt in den Kennlinien ein Exzess-Strom auf. Dessen Abhängigkeit von der, auf die Josephsoneindringtiefe normierten Brückenbreite w läßt sich qualitativ durch den Einfluß von Flußbewegungen im Josephsonkontakt beschreiben. Die Abhängigkeit der Shapirostufenhöhen von der eingestrahlten Mikrowellenleistung für einen Kontakt läßt sich qualitativ mit dem RSJ-Modell berechnen. Allerdings ist das berechnete $I_c R_n$ -Produkt kleiner als das gemessene, unabhängig von der normierten Brückenbreite. Die Ursache dieser Diskrepanz ist wahrscheinlich der Exzess-Strom. In Zusammenarbeit mit dem Institute of Radiophysics and

Electronics (Armenien), dem Walter-Meissner Institut (Garching) und der Technical University of Denmark wurden die Eigenschaften der Josephsonemission gemessen. Die Temperaturabhängigkeit der emittierten Mikrowellenstrahlungsleistung der Stufenkontakte verläuft qualitativ wie vom RSJ-Modell vorhergesagt. Es konnte gezeigt werden, daß die spektrale Leistungsdichte der Josephsonemission von Stufenkontakten auf steilen Stufen zwei Maxima entsprechend zwei in Reihe geschalteter Josephsonkontakte zeigt. Der Vergleich der Linienbreitemessungen mit Rechnungen im RSJ-Modell ergab, daß thermische Fluktuationen nur bei hohen Temperaturen, wenn die Breite der Kontakte vergleichbar mit der Josephsoneindringtiefe ist, die Ursache für die Linienbreite der Josephsonemission ist. Bei tiefen Temperaturen sind die Linien breiter, als nach der Theorie vorhergesagt.

Die Magnetfeldabhängigkeiten der Stufenkontakte konnten durch eine inhomogene Verteilung des Suprastromes qualitativ gedeutet werden. Die Magnetfeldabhängigkeiten wurden sowohl für ein senkrecht als auch parallel zur Filmoberfläche orientiertes Magnetfeld gemessen. Die Interpretation dieser Messungen führt zu einer Zuordnung des kleineren kritischen Stromes zu der unteren Korngrenze bzw. des größeren kritischen Stromes zu der oberen Korngrenze im Stufenkontakt.

Die Natur der Barriere wurde aus den Temperaturabhängigkeiten des kritischen Stromes, des Normalwiderstandes und des $I_C R_N$ -Produktes ermittelt. Ein wichtiges Ergebnis dieser Messungen war der Nachweis, daß der Normalwiderstand temperaturunabhängig ist. Die experimentellen Daten der $I_C R_N$ -Abhängigkeit konnten sowohl mit dem Modell eines SNS-Kontaktes mit endlichem Grenzflächenwiderstand, als auch mit dem SNINS Modell mit einem temperaturunabhängigen Paarbrechungsmechanismus modelliert werden. Die Übereinstimmung der Daten mit der Theorie war jedoch beim SNS Modell besser. Es wurde gezeigt, daß das $I_C R_N$ -Produkt der Kontakte durch Tempern in Sauerstoff gemäß einer Skalierungsrelation ($I_C R_N \sim (J_C)^n \sim (1/\rho_n)^q$) modifiziert werden konnte.

Anhang

A.1 Berechnung der Magnetfeldabhängigkeit eines Stufenkontaktes

In Kapitel 9 wurden die typischen Magnetfeldabhängigkeiten von Stufenkontakten dargestellt. Dort wurde gezeigt, daß die $I_c(H)$ Kurven unter der Annahme einer inhomogenen Stromverteilung qualitativ erklärt werden können. In diesem Kapitel werden die wesentlichen Schritte zur Berechnung des Magnetfeldverhaltens erläutert. Zur Berechnung der $I_c(H)$ Kurven wird der Stufenkontakt idealisiert wie in Bild A.1 angenommen.

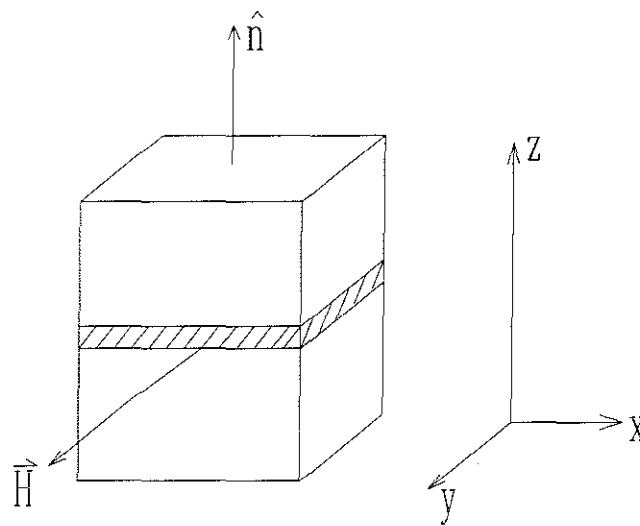


Bild A.1: Geometrie zur Berechnung des Magnetfeldverhaltens

Das Magnetfeld wird in y -Richtung angelegt. Der gesamte Josephsonstrom ist gegeben durch:

$$\hat{i}(x) = \begin{cases} 0, & |x| > L/2 \\ \int_{-w/2}^{+w/2} J_1(x, y) dy, & |x| \leq L/2 \end{cases} \quad (\text{A.1})$$

Es wird weiter angenommen, daß die räumliche Verteilung der Suprastromdichte die in Bild A.2 dargestellte Form hat.

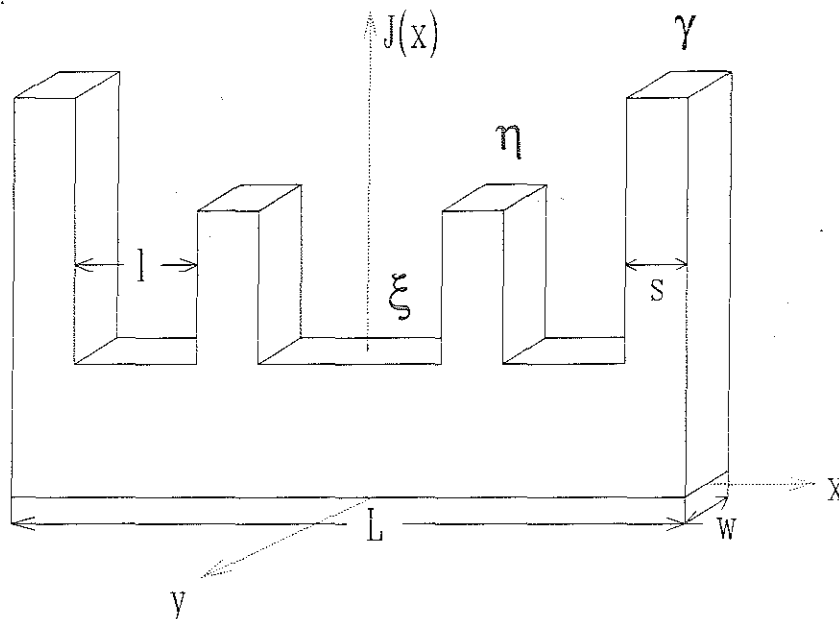


Bild A.2: Suprastromdichteverteilung in einem Stufenkontakt

Mögliche Ursachen für diese Verteilung wurden bereits in Kapitel 11 diskutiert. Die Stromdichteverteilung ist nur inhomogen in x-Richtung. In y-Richtung wird die Ausdehnung des Kontaktes als klein gegenüber der Josephsoneindringtiefe angenommen, d.h. die Stromdichte in y-Richtung ist homogen. Der analytische Ausdruck für $J_1(x)$ ist gegeben durch:

$$\begin{aligned}
 J_1 = J_0 & \left[\xi p_{\frac{1}{2}}(x) + \eta p_{\frac{1}{2}}\left(x + \frac{l}{2} + \frac{s}{2}\right) + \xi p_{\frac{1}{2}}\left(x + \frac{l}{2} + s + \frac{l}{2}\right) \right. \\
 & + \gamma p_{\frac{1}{2}}\left(x + \frac{l}{2} + s + l + \frac{s}{2}\right) + \eta p_{\frac{1}{2}}\left(x - \left(\frac{l}{2} + \frac{s}{2}\right)\right) \\
 & \left. + \xi p_{\frac{1}{2}}\left(x - \left(\frac{l}{2} + s + \frac{l}{2}\right) + \gamma p_{\frac{1}{2}}\left(x - \left(\frac{l}{2} + s + l + \frac{s}{2}\right)\right)\right) \right] \quad (\text{A.2})
 \end{aligned}$$

wobei die Bedeutung von s, l, xi, eta und gamma aus Bild A.1 deutlich wird. L ist die Ausdehnung des Kontaktes in x-Richtung, während w die Ausdehnung in y-Richtung bezeichnet. Die Funktion $p_\tau(x)$ ist definiert als:

$$p_\tau(x) = \begin{cases} 1, & |x| \leq \tau \\ 0, & |x| > \tau \end{cases} \quad (\text{A.3})$$

Zwischen der Stromverteilung und der Magnetfeldabhängigkeit gilt ganz allgemein der Zusammenhang [A.1]:

$$I(k) = \left| \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{I}(x) e^{jkx} \right| \quad (\text{A.4})$$

Unter Benutzung der Regel, daß die Fouriertransformierte von $f(x-x_0)$ gleich der Fouriertransformierten von $f(x)$ mal einem Phasenfaktor e^{-jkx_0} ist [A.2] erhält man nach einigen Umformungen und der Benutzung von Additionstheoremen:

$$\begin{aligned} I\left(\frac{\Phi}{\Phi_0}\right) = J_0 \omega L & \left| \frac{\xi l}{L} \frac{\sin\left(\pi \frac{l\Phi}{L\Phi_0}\right)}{\left(\pi \frac{l\Phi}{L\Phi_0}\right)} + \frac{2\eta s}{L} \frac{\sin\left(\pi \frac{s\Phi}{L\Phi_0}\right)}{\left(\pi \frac{s\Phi}{L\Phi_0}\right)} \cos\left(\pi \frac{(l+s)\Phi}{L\Phi_0}\right) \right. \\ & + \frac{2\xi l}{L} \frac{\sin\left(\pi \frac{l\Phi}{L\Phi_0}\right)}{\left(\pi \frac{l\Phi}{L\Phi_0}\right)} \cos\left(\pi \frac{2(l+s)\Phi}{L\Phi_0}\right) \\ & \left. + \frac{2\eta s}{L} \frac{\sin\left(\pi \frac{s\Phi}{L\Phi_0}\right)}{\left(\pi \frac{s\Phi}{L\Phi_0}\right)} \cos\left(\pi \frac{3(l+s)\Phi}{L\Phi_0}\right) \right| \quad (\text{A.5}) \end{aligned}$$

mit $k = \frac{\Phi}{\Phi_0}$.

Für $k = \frac{\Phi}{\Phi_0} = 0$ ergibt sich:

$$I(0) = J_0 \omega L \left(\frac{3\xi l}{L} + \frac{4s}{L} \right) \quad (\text{A.6})$$

Damit ergibt sich die endgültige Formel zur Berechnung von $I_c(H)$:

$$\frac{I\left(\frac{\Phi}{\Phi_0}\right)}{I(0)} = \frac{1}{3\xi l + 4s} \left| \xi l \frac{\sin\left(\pi \frac{l\Phi}{L\Phi_0}\right)}{\left(\pi \frac{l\Phi}{L\Phi_0}\right)} + 2\eta s \frac{\sin\left(\pi \frac{s\Phi}{L\Phi_0}\right)}{\left(\pi \frac{s\Phi}{L\Phi_0}\right)} \cos\left(\pi \frac{(l+s)\Phi}{L\Phi_0}\right) \right.$$

$$\begin{aligned}
& +2\xi l \frac{\sin\left(\pi \frac{l\Phi}{L\Phi_0}\right)}{\left(\pi \frac{l\Phi}{L\Phi_0}\right)} \cos\left(\pi \frac{2(l+s)\Phi}{L\Phi_0}\right) \\
& +2\gamma s \frac{\sin\left(\pi \frac{s\Phi}{L\Phi_0}\right)}{\left(\pi \frac{s\Phi}{L\Phi_0}\right)} \cos\left(\pi \frac{3(l+s)\Phi}{L\Phi_0}\right) \Bigg| \tag{A.7}
\end{aligned}$$

mit $\Phi = H_y L(d + 2\lambda_L)$,

d ist die Barrierendicke und λ_L ist die London'sche Eindringtiefe.

Literaturverzeichnis

Kapitel 1: Einleitung

- [1.1] J. G. Bednorz and K. A. Müller, *Z. Phys. B- Condensed Matter* 64 (1986) 189
- [1.2] R. W. Simon, in R.D. McConnell and Noufi (eds) *Science and Technology of Thin Film Superconductors 2*, Plenum Press, New York, 1990, 549

Kapitel 2: Grundlagen

- [2.1] B. D. Josephson, Kap. 9 *Superconductivity Vol. I*, Parks, ed., M. Dekker, Inc., New York 1969
- [2.2] K.K. Likharev, *Rev. of Mod. Phys.*, Vol. 51, No. 1, 1979
- [2.3] W.C. Stewart, *Appl. Phys. Lett.* 12, (1968) 277
- [2.4] D. E. McCumber, *Appl. Phys. Lett.* 12 (1968) 3113
- [2.5] L. G. Aslamazov, A. I. Larkin, *JETP Lett.* 9, (1987), 87
- [2.6] K. K. Likharev, *Dynamics of Josephson Junctions and Circuits*, Gordon and Breach, New York 1986
- [2.7] V. Ambegaokar, B. I. Halperin, *Phys. Rev. Lett.* Vol. 22, No. 25, (1969) 1364
- [2.8] V. E. Kose, D. B. Sullivan, *J. Appl. Phys.* 41, (1970) 169
- [2.9] S. Shapiro, *Phys. Rev. Lett.* 11, (1963) 80
- [2.10] S. Shapiro, A. R. Janus, S. Holly, *Rev. Mod. Phys.* 36, (1964) 223
- [2.11] R. L. Kautz, R. H. Ono, and C. D. Reintsema, *Appl. Phys. Lett.* 61, (1992) 342
- [2.12] T. Van Duzer, C. W. Turner, *Principles of Superconductive Devices and Circuits*, Elsevier, New York, Amsterdam, London, 1981
- [2.13] A. Barone, G. Paterno, *Physics and Applications of the Josephson Effect*, John Wiley & Sons, New York, 1982
- [2.14] K. Schwidtal, *Phys. Rev.* 2, (1970), 2526
- [2.15] P. Rosenthal, M.R. Beasley, K. Char, M. S. Colclough, and G. Zaharchuk, *Appl. Phys. Lett.* 59, (1991) 3482
- [2.16] M. Yu. Kupriyanov, K. K. Likharev, *Sov. Phys. Usp* 33 (5), (1990) 340
- [2.17] M. Yu. Kupriyanov, K.K. Likharev, *IEEE Trans. Mag.* 27, 2, (1991) 2460
- [2.18] I. Takeuchi, J. S. Tsai, H. Tsuge, N. Matsukara *Jap. J. Appl. Phys.* 27, (1988) 2265
- [2.19] A. A. Golubov, M. Yu. Kupriyanov, *Phys. Lett. A*, Vol. 154, No. 3,4 (1991) 181

Kapitel 3: $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$: Struktur, Eigenschaften, Josephsonkontakte

- [3.1] M. K. Wu, J. R. Asburn, C. J. Torng, P. H. Hor, R. L. Meng, L. Gao, Z. J. Huang, C. H. Chu, *Phys. Rev. Lett.* **58**, (1987) 908
- [3.2] H. Maeda, Y. Tanaka, M. Fukutomi, T. Asano, *Jap. J. Phys. Lett* **27**, (1988) L209
- [3.3] Z. Z. Sheng, A. M. Herman, A. ElAli, L. Almasan, J. Estrada, T. Duttu, R. J. Matsoun, *Phys. Rev. Lett.* **60**, (1988) 937
- [3.4] L. Gao, Z. J. Huang, R. L. Meng, J. G. Lin, F. Chen, L. Beauvais, Y.Y.Sun, Y. Y. Xue and C. W. Chu, *Physica C* **213** (1993) 261
- [3.5] R. J. Cava, B. Batlogg, J. J. Krajewski, R. Farrow, L. W. Rupp Jr., A. E. White, K. Short, W. F. Peck, T. Kometani, *Nature* **332**, (1988) 814
- [3.6] J. D. Jorgensen, H. Shaked, D. G. Hinks, B. Dabrowski, B. W. Veal, A. P. Paulikas, L. J. Nowicki, G. W. Crabtree, W. K. Kwok, L. H. Numez, H. Claus, *Physica C* **153-155**, (1988) 578
- [3.7] R. Beyers, G. Lim, E. M. Engler, V. Y. Lee, M. L. Ramirez, R. Y. Savoy, R. D. Jacowitz, T. M. Shaw, S. LaPlaca, R. Boehme, C. C. Tsuei, Sung I. Park, M. W. Shafer u. W. J. Gallagher, *Appl. Phys. Lett.* **51**, (1987) 614
- [3.8] J. D. Jorgensen, B. W. Veal, A. P. Paulikas, L. J. Nowicki, G. C. Crabtree, H. Claus, and W. K. Kwok, *Phys. Rev. B* **41** (1990) 1863
- [3.9] A. Gupta, G. Koren, R. J. Baseman, A. Segmüller, and W. Holber, *Physica C* **162-164** (1989) 127
- [3.10] A. Kapitulnik, M. R. Beasley, C. Castellani, and D. Castro, *Phys. Rev. B* **37** (1988) 537
- [3.11] J. D. Jorgensen, M. A. Beno, D. G. Hinks, L. Soderholm, K. J. Volin, R. L. Hitterman, J. D. Grace, I. V. Schuller, C. U. Segre, K. Zhang, and M. S. Kleefisch, *Phys. Rev. B* **36** (1987) 3608
- [3.12] J. D. Jorgensen, B. W. Veal, A. P. Paulikas, L. J. Nowicki, G. W. Crabtree, H. Claus and W. K. Kwok, *Phys. Rev B* **41**, (1990) 1863
- [3.13] H. Tanabe, S. Kita, Y. Yoshizako, M. Tonouchi, T. Kobayashi, *Jpn. J. Appl. Phys.* **1 26** (1987) 1961
- [3.14] P. Chaudhari, J. Mannhart, D. Dimos, C. C. Tsuei, J. Chi, M.M. Oprysko, M. Scheuermann, *Phys. Rev. Lett.* **60**, (1988) 1653
- [3.15] F. Stucki, P. Bruesch, T. Baumann, *Physica C* **153**, (1988) 200
- [3.16] D. Dimos, P. Chaudhari, J. Mannhart, F. K. LeGoues, *Phys. Rev. Lett.* **61**, (1988) 219
- [3.17] D. H. Shin, J. Silcox, S. E. Russek, D. K. Lathrop, B. Moeckly, R. A. Buhrman, *Appl. Phys. Lett.* **57**, (1990) 508
- [3.18] M. F. Chisholm, S. J. Pennycook, *Nature* **351**, (1991) 47

- [3.19] P. Chaudhari, *Physica C* 185-189, (1991) 292
- [3.20] T. S. Ravi, D. M. Hwang, R. Ramesh, Siu Wai Chan, L. Nazar, C. Y. Chen, A. Inam, T. Venkatesan, *Phys. Rev. B* 42, (1990) 10141
- [3.21] Y. Gao, K. L. Merkle, G. Bai, H. L. M. Chang, D. J. Lam, *Physica C* 174, (1990) 1
- [3.22] S. J. Rosner, K. Char, G. Zaharchuk, *Appl. Phys. Lett.* 60, (1992) 1010
- [3.23] C. L. Jia, B. Kabius, K. Urban, K. Herrmann, J. Schubert, W. Zander, A. I. Braginski, C. Heiden, *Physica C* 175 (1991) 545
- [3.24] C. L. Jia, B. Kabius, K. Urban, K. Herrmann, J. Schubert, W. Zander, A. I. Braginski *Physica C* 196 (1992) 211
- [3.25] J. P. Hirth, J. Lothe, *Theory of Dislocations*, John Wiley & Sons, New York, (1982)
- [3.26] D. Dimos, P. Chaudhari, J. Mannhart, *Phys. Rev. B* 41, (1990) 4038
- [3.27] R. Gross, P. Chaudhari, *Principles and Applications of Superconducting Quantum Interference Devices*, ed. A. Barone, World Scientific, Singapore 1991
- [3.28] P. Rosenthal, M.R. Beasley, K. Char, M. S. Colclough, and G. Zaharchuk, *Appl. Phys. Lett.* 59, (1991) 3482
- [3.29] K. Char, M. S. Colclough, L. P. Lee, G. Zaharchuk, *Physica C* 185-189, (1991) 2561
- [3.30] K. Char, M. S. Colclough, S. M. Garrison, N. Newman, G. Zacharchuk, *Appl. Phys. Lett.* 59, (1991) 733
- [3.31] R. W. Simon, J. B. Bulman, J. F. Burch, S. B. Coons, K. P. Daly, W. D. Dozier, R. Hu, A. E. Lee, J. A. Luine, C. E. Platt, S. M. Schwarzbek, M. S. Wire, M. J. Zani, *IEEE Trans. Mag.* 27, (1991) 3209
- [3.32] G. Cui, Y. Zhang, K. Herrmann, Ch. Buchal, J. Schubert, W. Zander, A. I. Braginski, C. Heiden, *Supercond. Sci. Technol.* 4, (1991) 130
- [3.33] S. E. Babcock, X. Y. Cai, D. L. Kaiser, D. C. Larbalestier, *Nature* 347, (1991) 167
- [3.34] C. B. Eom, A. F. Marshall, Y. Suzuki, B. Boyer, R. F. W. Pease, T. H. Geballe, *Nature* 353, (1991) 544
- [3.35] Siu-Wai Chan, D. M. Hwang, R. Ramesh, S. M. Sampere, L. Nazar, Rosario Gerhardt, and P. Pruna, preprint (1990)
- [3.36] W. T. Read, *Dislocations in Crystals*, McGraw-Hill New York (1953)
- [3.37] M. F. Chisholm, S. J. Pennycook, *Nature* 351, (1991) 47
- [3.38] R. Cava, A. W. Hewat, E. A. Hewat, B. Batlogg, M. Marezio, K. M. Rabe, J. J. Krajewski, W. F. Peck Jr., L. W. Rupp Jr., *Physica C* 165 (1990) 419
- [3.39] J. D. Jorgensen, B. W. Veal, A. P. Paulikas, L. J. Nowicki, G. C. Crabtree, H. Claus, W. K. Kwok, *Phys. Rev. B* 41 (1990) 1863
- [3.40] J. D. Jorgensen, D. G. Hinks, P. D. Radaelli, S. Pei, P. Lightfoot, B. Dabrowski, C. U. Segre, B. A. Hunter, *Physica C* 185-189 (1991) 184
- [3.41] R. Gross, B. Mayer, *Physica C*, 180, (1991) 235
- [3.42] J. Halbritter, *Phys. Rev. B*, 46 (22) (1992) 14861

- [3.43] S. E. Russek, D. K. Lathrop, B. H. Moeckly, R. A. Buhrman, D. H. Shin, J. Silcox, *Appl. Phys. Lett.* **57**, (1990) 1155
- [3.44] R. Gross, P. Chaudhari, M. Kawasaki, A. Gupta, *Supercond. Sci. Technol.* **4**, (1991) 253
- [3.45] H. Akoh, C. Camerlingo, S. Takada, *Physica C*, **180**, (1991) 227
- [3.46] M. Lee, D. Lew, G.B. Eon, T.H. Geballe, M. R. Beasley, *Appl. Phys. Lett.* **57** (11) 1152
- [3.47] M. Yu. Kupriyanov, K.K.Likharev, *Sov. Phys. Usp* **33** (5), (1990) 340
- [3.48] A. I. Braginski, *Physica C*, **185-189**, (1991) 391
- [3.49] K. Char, M. S. Colclough, S. M. Garrison, N. Newman, G. Zaharchuk, *Phys. Rev. Lett.* **59**, (1991)
- [3.50] S. Tanaka, H. Kado, T.Matsuura, H. Itozaki, *IEEE Trans. on Appl. Supercond*, Vol.3, No. 1, (1993), 2365
- [3.51] R. W. Simon, J. B. Bulman, J. F. Burch, S. B. Coons, K. P. Daly, W. D. Dozier, R. Hu, A. E. Lee, J. A. Luine, C. E. Platt, S. M. Schwarzbek, M. S. Wire, M. J. Zani, *IEEE Trans. Mag.* **27**, (1991) 3209
- [3.52] G. Cui, Y. Zhang, K. Herrmann, Ch. Buchal, J. Schubert, W. Zander, A. I. Braginski, C. Heiden, *Supercond. Sci. Technol.* **4**, (1991) 130
- [3.53] S. T. Ruggiero, A. H. Cardona, L. C. Bourne, *Physica C* **185-189**, (1991), 2605
- [3.54] J. Schubert, C. Copetti, W. Zander, M. Siegel, C. L. Jia, B. Kabius, DPG-Tagung 1992, Regensburg
- [3.55] J. Gao, Yu. M. Boguslavskij, B. G. Klopman, D. Terpstra, R. Wijbrans, G. J. Gerritsma, H. Rogalla, *J. Appl. Phys.* **72**(2), (1992), 575
- [3.56] R. Ono, J.A. Beall, M. W. Cromar, T. E. Harvey, M. E. Johansson, C. D. Reintsema, D. A. Rudman, *Appl. Phys. Lett.*, **59**, (1991) 9
- [3.57] D. K. Shin, T. VanDuzer, *Appl. Phys. Lett.* **58**, 7, (1991) 753
- [3.58] M. S. DiIorio, S. Yoshizumi, K. Y. Yang, J. Zhang, M. Maung, *Appl. Phys. Lett.* **58**, (1991) 22

Kapitel 4: Fabrikation

- [4.1] R. E. Lee, in *VLSI Electronics Microstructure Science*, Vol. 8 *Plasma Processing for VLSI*, N. G. Einspruch, D. M. Brown, Vol. eds Academic Press, Inc (1984), p. 341.
- [4.2] M. Mück, private Mitteilung
- [4.3] L. D. Bollinger, R. Fink, *Solid State Technology*, vol. **23**, no. 11, (1978) 85.
- [4.4] L. D. Bollinger, R. Fink, *Solid State Technology*, vol. **23**, no. 11, (1978) 79.

- [4.5] A. Thust, B. Kabius, private Mitteilung.
- [4.6] B. Stritzker, J. Schubert, U. Poppe, W. Zander, U. Krüger, A. Lubig and Ch. Buchal, *J. Less Common Met.*, 164 & 165 (1990) 279
- [4.7] R. Lehmann, K. Herrmann, F. Schroeteler, A. van der Hart, J. Schneider, E. Sodtke, H. Soltner, W. Zander and A. I. Braginski, *Proc. ICMC '90*, (1990)
- [4.8] F. K. Shokoohi, L. M. Schiavone, C. T. Rogers, A. Inam, X. D. Wu, L. Nazar and T. Venkatesan, *Appl. Phys. Lett.* 55, (1990), 2661
- [4.9] C. A. Copetti, U. Gassig, W. Zander, J. Schubert, Ch. Buchal, *Appl. Phys. Lett.* 61 (25), (1992), 3041

Kapitel 5: Mikrostruktur

- [5.1] C. L. Jia, B. Kabius, K. Urban, K. Herrmann, G. J. Cui, J. Schubert, W. Zander, A. I. Braginski and C. Heiden, *Physica C* 175 (1991) 545
- [5.2] C. L. Jia, B. Kabius, K. Urban, K. Herrmann, J. Schubert, W. Zander and A. I. Braginski, *Physica C* 196 (1992) 211
- [5.3] J. A. Edwards, J. S. Satchell, N. G. Chew, R. G. Humphreys, M. N. Keene, and O. D. Dosser, *Appl. Phys. Lett.* 60, (1992), 2433
- [5.4] S. Tanaka, H. Kado, T. Matsuura, H. Itozaki, *IEEE Trans. on Appl. Supercond.*, Vol. 3, No. 1, (1993), 2365
- [5.5] C. B. Eom, A. F. Marshall, S. S. Ladermann, R. D. Jacowitz and T. H. Geballe, *Science* 249, (1990), 1549
- [5.6] C. B. Eom, A. F. Marshall, Y. Suzuki, T. H. Geballe, *Phys. Rev.* 46(18), (1992) 11902
- [5.7] Y. Gao, K. L. Merkle, G. Bai, H. L. M. Chang, D. J. Lam, *Physica C* 174, (1990) 1

Kapitel 6: Gleichstrom-Gleichspannungskennlinien

- [6.1] M. Mück, private Mitteilung
- [6.2] T. A. Fulton and L. N. Dunkleberger, *J. Appl. Phys.*, Vol. 45, No. 5 (1974) 2283
- [6.3] M. Siegel, K. Herrmann, C. Copetti, C. L. Jia, B. Kabius, J. Schubert, W. Zander and A. I. Braginski, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 3, (1993) 2369
- [6.4] J. R. Waldram, A. B. Pippard and J. Clarke, *Phil. Trans. Roy. Soc. Lond. A.* 268, (1970) 265
- [6.5] H. Kohlstedt, J. Schubert, K. Herrmann, M. Siegel, C. Copetti, W. Zander, A. I. Braginski, *Supercond. Sci. Technol.* No. 6, (1993) 246

- [6.6] A. Barone, G. Paterno, *Physics and Applications of the Josephson Effect*, John Wiley & Sons, New York, 1982

Kapitel 7: AC-Josephsoneffekt

- [7.1] P. Seidel, E. Heinz, F. Schmidl, K. Zach, H.-J. Köhler, H. Schneidewind, J. Borck, L. Dörrer, S. Linzen, T. Köhler, W. Michalke, M. Manzel, E. Steinbeiss, H. Bruchlos, E. B. Kley, H. J. Fuchs, *IEEE Trans. on Applied Superconductivity*, Vol.3, No. 1, (1993), 2353
- [7.2] M. Vildic, G. Friedl, D. Uhl, G. Daalmans, H. Köhler, H. Meyer, F. Bömmel, G. Saemann-Ischenko, *IEEE Trans. on Appl. Supercond*, Vol.3, No. 1, (1993), 2357
- [7.3] B. Häuser, B.B.G. Klopman, G.J. Gerritsma, J. Gao, H. Rogalla, *Appl. Phys. Lett.*, 54, (1989) 1368
- [7.4] G. Koren, E. Aharoni, E. Polturak, D. Cohen, *Appl. Phys. Lett.*, 58, (1991) 634

Kapitel 8: Eigenschaften der Josephsonemission

- [8.1] L.E. Amatuni, K. Y. Constantinian, R. M. Martirosian, K. Herrmann, J. Schubert, W. Zander and A. I. Braginski, unveröffentlicht
- [8.2] W. Reuter, M. Siegel, K. Herrmann, J. Schubert, W. Zander and A. I. Braginski, P. Müller, *Appl. Phys. Lett*, Vol. 62, (1993) 2280
- [8.3] L. E. Amatuni, private Mitteilung
- [8.4] L. E. Amatuni, unveröffentlicht
- [8.5] H. Kanter, F. L. Vernon, Jr., *J. Appl. Phys.*, Vol. 43, No. 7, (1972) 3174
- [8.6] Yu. Ya. Divin, A. V. Andreev, G. M. Fisher, J. Mygind, N. F. Pedersen, K. Herrmann, V. N. Glyantsev, M. Siegel, and A. I. Braginski, *Appl. Phys. Lett.* 62 (11), (1993) 1295
- [8.7] K. K. Likharev, *Dynamics of Josephson Junctions and Circuits*, Gordon and Breach, New York, 1986
- [8.8] V. E. Kose, D. B. Sullivan, *J. Appl. Phys.* Vol. 41, No. 1, (1970) 169
- [8.9] Yu. Ya. Divin, J. Mygind, N. F. Pedersen, P. Chaudhari, *Appl. Phys. Lett.* 61,(25), (1992) 3053

Kapitel 9: Magnetfeldabhängigkeit der Stufenkontakte

- [9.1] M. Vildic, G. Friedl, D. Uhl, G. Daalmans, H. Köhler, H. Meyer, F. Bömmel, G. Saemann-Ischenko, *IEEE Trans. on Appl. Supercond*, Vol.3, No. 1, (1993), 2357
- [9.2] W. Jutzi, 3. Zwischenbericht, " Verbundprojekt Hochtemperatursupraleitung in der Mikroelektronik"
- [9.3] T. Van Duzer, C. W. Turner, *Principles of Superconductive Devices and Circuits*, Elsevier, New York, Amsterdam, London, 1981
- [9.4] A.deLozanne, PhD Thesis, Stanford University, 1982
- [9.5] H. Amin, M. G. Blamire and J. E. Evetts, *IEEE Trans. on Appl. Supercond*, Vol.3, No. 1, (1993), 2204
- [9.6] I. K. Yanson, *Sov. Phys. JETP*, Vol 31, No.5, (1970) 800
- [9.7] F. Schmid, L. Alff, R. Gross, K.D. Husemann, H. Schneidewind and P. Seidel, *IEEE Trans. on Appl. Supercond.*, Vol.3, No. 1, (1993), 2349

Kapitel 10: Temperaturabhängigkeit der stationären Transporteigenschaften

- [10.1] V. Ambegaokar, B. I. Halperin, *Phys. Rev. Lett.* Vol. 22, No. 25, (1969) 1364
- [10.2] R. Gross, P. Chaudhari, D. Dimos, A. Gupta, and G. Koren, *Phys. Rev. Lett.* Vol. 64, No.2 (1990) 228
- [10.3] W. H. Press, B. P. Flannery, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, *Numerical Recipes in C*, Cambridge University Press, Cambridge 1990
- [10.4] D. K. Lathrop, B. H. Moeckley, S. E. Russek, and R. A. Buhrman, *Appl. Phys. Lett.* 58, No. 10, (1991) 1095
- [10.5] R. Gross, P. Chaudhari, M. Kawasaki, and A. Gupta, *IEEE Trans. Mag.* Vol 27, No.2 (1991) 3227
- [10.6] J. Luine, J. Bulman, J. Burch, K. Daly, A. Lee, C. Pettiette-Hall, and S. Schwarzbeek, D. Miller, *Appl. Phys. Lett.* 61 No.9, (1992) 1128
- [10.7] C. W. Yuan, A. B. Berezin, and A. L. de Lozanne, *Appl. Phys. Lett.* 60 (1992) 2552
- [10.8] K. Char, M. S. Colclough, S. M. Garrison, N. Newman, G. Zaharchuk, *Appl. Phys. Lett.* 59, (1991) 733
- [10.9] M. Yu. Kupriyanov, K.K. Likharev, *IEEE Trans. Mag.* 27, 2, (1991) 2460
- [10.10] A. A. Golubov, M. Yu. Kupriyanov, *Phys. Lett. A*, Vol. 154, No. 3,4 (1991)
- [10.11] P. Chaudhari, *Physica C* 185-189, (1991) 292
- [10.12] A. F. Marshall, C. B. Eom, *Physica C* 207 (1993) 239

Faint, illegible text covering the majority of the page, likely bleed-through from the reverse side. The text is too light to transcribe accurately.

Vertical text on the right margin, possibly a page number or reference code, also appearing to be bleed-through or a stamp.

Danksagung

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

Besonders bedanken möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. C. Heiden für die Anregung zu dieser Arbeit, die freundliche Unterstützung sowie für sein Interesse am Fortgang dieser Arbeit.

Mein Dank gilt Herrn Prof. Dr. A. I. Braginski, der durch wertvolle Anregungen und durch seine stete Hilfs- und Diskussionsbereitschaft besonders zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen hat.

Ebenso möchte ich mich bei Herrn Dr. habil. M. Siegel für seine freundliche Hilfsbereitschaft und viele konstruktive Vorschläge bedanken

Danken möchte ich auch:

Herrn Dr. C. L. Jia, Herrn Dr. B. Kabius und Herrn Dipl. Phys. A. Thust für die Anfertigung der TEM Aufnahmen, sowie für zahlreiche interessante Diskussionen.

Herrn Dr. J. Schubert und Herrn W. Zander für die Herstellung der YBCO Filme.

Herrn Dr. L.E. Amatuni, Herrn Dr. P. Müller, Herrn Dr. Yu. Ya. Divin und Herrn Dipl. Phys. G. Kunkel für die Messung der Strahlungsemission der Stufenkontakte.

Herrn Dr. M. Yu. Kupriyanov für die Berechnung der theoretischen $I_c R_n$ -Produkte im SNS Modell und die Anpassung an die experimentellen Daten.

Herrn G. Hallmanns für die Herstellung der Nb Filme.

Frau St. Bunte für ihre Hilfe bei den Strukturierungsarbeiten.

Herrn Dipl. Ing. H. P. Bochem für die Anfertigung der REM Aufnahmen.

Frau K. Barthels für photographische Arbeiten.

Herrn R. Otto und Herrn H. M. Schwan stellvertretend für die Mitarbeiter der Werkstätten für die Herstellung mechanischer und elektrischer Teile.

Desweiteren danken möchte ich auch Herrn Dr. Y. Zhang, Herrn Dr. M. Mück, Herrn Dr. H. Kohlstedt, Herrn Prof. Dr. G. J. Cui, Herrn Dr. R. Wördenweber und allen Mitgliedern des Institutes für ihre Diskussionsbereitschaft und die gute Zusammenarbeit.

Nicht zuletzt möchte ich mich bei meiner Frau und meinen Eltern für ihre Geduld und unermüdliche Unterstützung bedanken.

12.12.2011

1. The first part of the document discusses the importance of maintaining accurate records of all transactions and activities. It emphasizes the need for transparency and accountability in financial reporting.

2. The second part of the document outlines the various methods and techniques used to collect and analyze data. It includes a detailed description of the experimental procedures and the statistical tools employed.

3. The third part of the document presents the results of the study, showing the trends and patterns observed in the data. It includes several tables and graphs to illustrate the findings.

4. The fourth part of the document discusses the implications of the results and the potential applications of the findings. It also addresses the limitations of the study and suggests areas for future research.

5. The final part of the document provides a conclusion and summarizes the key points of the study. It also includes a list of references and a bibliography.

1. The first part of the document discusses the importance of maintaining accurate records of all transactions and activities. It emphasizes that this is crucial for ensuring transparency and accountability in the organization's operations.

2. The second part of the document outlines the various methods and tools used to collect and analyze data. It highlights the need for consistent and reliable data collection processes to support informed decision-making.

3. The third part of the document focuses on the role of technology in modern data management. It discusses how advanced software solutions can streamline data collection, storage, and analysis, leading to more efficient and accurate results.

4. The fourth part of the document addresses the challenges associated with data management, such as data quality, security, and privacy. It provides strategies to mitigate these risks and ensure the integrity and confidentiality of the organization's data.

5. The fifth part of the document concludes by summarizing the key findings and recommendations. It stresses the importance of ongoing monitoring and evaluation to ensure that the data management processes remain effective and up-to-date.

JUL-2888
März 1994
ISSN 0944-2952