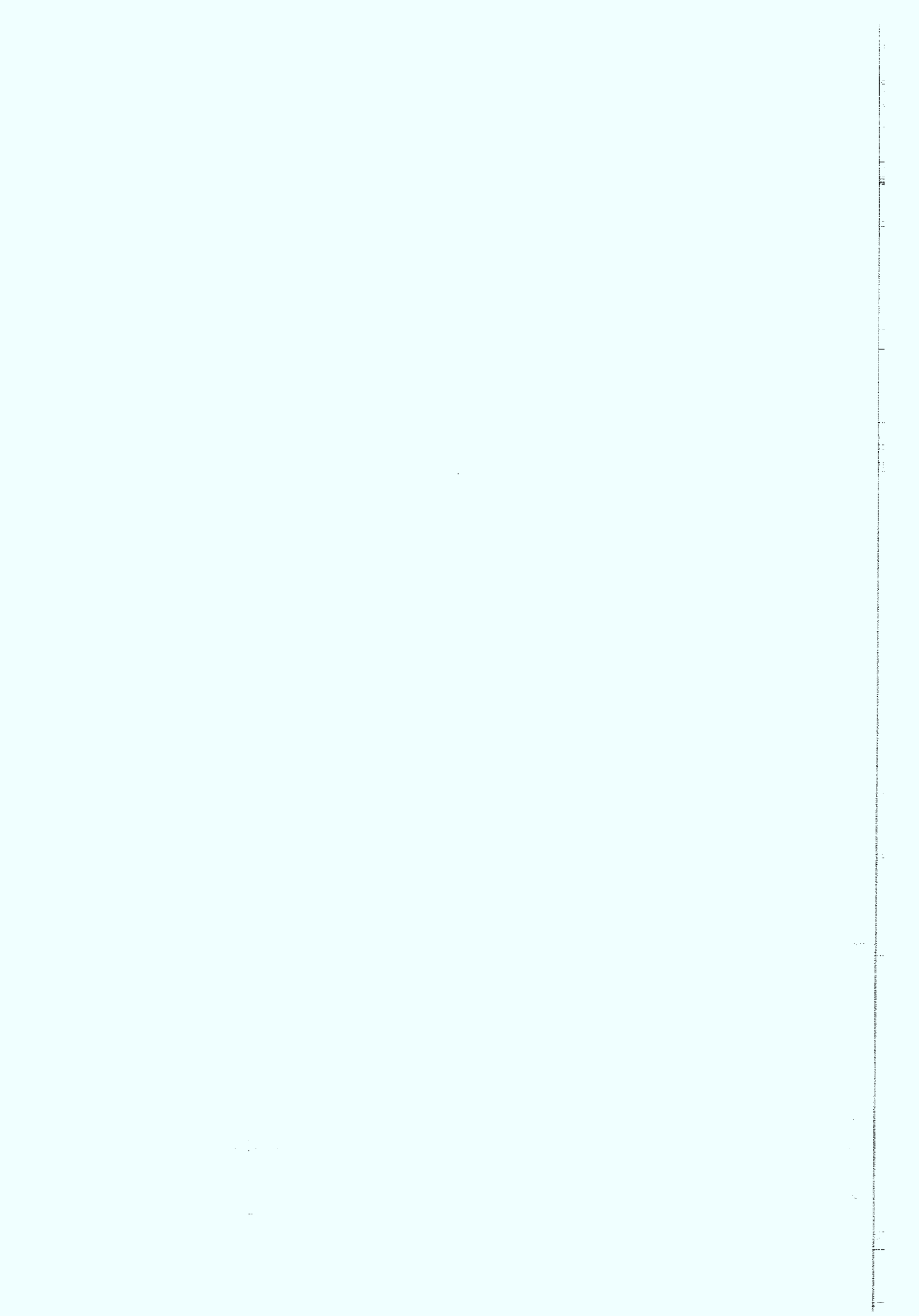
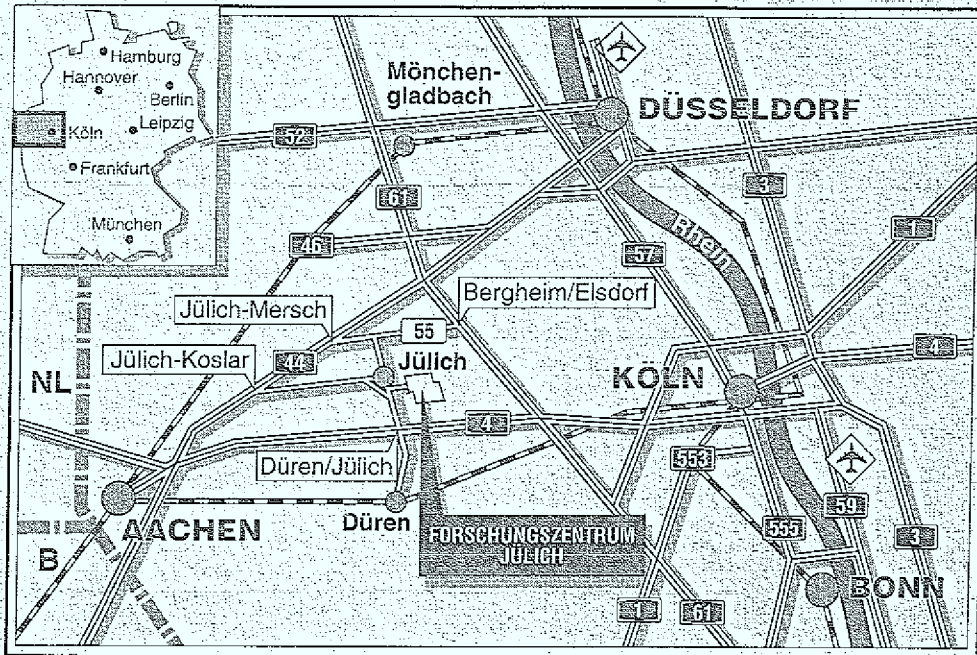


Institut für Schicht- und Ionentechnik

**Diepitaxie-Josephson-Kontakte
und Höchstfrequenzleitungen
aus $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\gamma}$**

Carlo Alberto Copetti





Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 3076

ISSN 0944-2952

Institut für Schicht- und Ionentechnik Jül-3076

D38 (Diss. Universität Köln)

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

**Biepitaxie-Josephson-Kontakte
und Höchstfrequenzleitungen
aus $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\gamma}$**

Carlo Alberto Copetti

Inhaltsverzeichnis

	Seite
1. Einleitung	3
2. Der Hochtemperatursupraleiter $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$	7
2.1 Struktur und supraleitende Eigenschaften	7
2.2 Der Stabilitätsbereich von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$	9
2.3 Substrate für $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ -Dünnschichten	10
2.4 Überblick über die Deposition von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ auf Silizium	11
3. Die Josephson-Effekte	13
3.1 Grundgleichungen des Josephson-Effektes	13
3.2 Josephson-Kontakte mit dem Supraleiter $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$	20
3.3 Korngrenzen-Josephson-Kontakte	22
4. Experimentelles	27
4.1 Filmherstellung	27
4.1.1 Das Elektronenstrahlverdampfen	27
4.1.2 Die Laserablation	27
4.2 Strukturelle Charakterisierung	28
4.2.1 Rutherford-Rückstreuanalyse und Channeling	29
4.2.2 Röntgendiffraktometrie	31
4.2.3 Hochauflösende Elektronenmikroskopie	32
4.2.4 Rasterkraftmikroskopie	32

5. Deposition von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ auf Silizium	33
5.1 Strukturelle Charakterisierung der Pufferschichten	33
5.2 Strukturelle Charakterisierung der $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ -Filme	38
5.3 Elektrische Charakterisierung der $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ -Filme	39
5.4 Zusammenfassung	44
6. Biepitaxie-Josephson-Kontakte	45
6.1 Wachstum von CeO_2 auf MgO	46
6.2 Strukturierung der CeO_2 -Filme	52
6.3 Elektrische Charakterisierung der Biepitaxie-Kontakte	55
6.3.1 Skalierung des $I_c R_n$ -Produktes	55
6.3.2 Magnetfeldabhängigkeit des kritischen Stromes von schmalen Biepitaxie-Kontakten	59
6.3.3 Modell zur Erklärung der ungewöhnlichen Magnetfeldabhängigkeit des kritischen Stromes bei schmalen Biepitaxie-Kontakten	61
6.3.4 Charakterisierung der dynamischen Eigenschaften einzelner ausgesuchter Biepitaxie-Kontakte	74
6.3.5 Diskussion	92
6.3.6 Zusammenfassung	96
7. Literaturverzeichnis	98

8. Danksagungen

1. Einleitung

Seit der Entdeckung von Bednorz und Müller im Jahre 1986 [1.1] hat die Hochtemperatur-Supraleitung (HTSL) eine Reihe von Phasen erlebt: Skepsis, Begeisterung, Bonanza (eine neue Entdeckung jagte die andere) und schließlich vielerorts Ernüchterung. Zur Zeit befindet sich die Physik und Technologie der HTSL in einer Phase der technologischen Konsolidierung, in der es zu erarbeiten gilt, auf welchen Gebieten die HTSL so gut zu beherrschen sind, daß an eine wirtschaftliche Nutzung gedacht werden kann. Deshalb sind zur Zeit besonders Gesichtspunkte der physikalischen und technischen Realisierbarkeit im Zentrum des Interesses. Auch diese Dissertation war auf diese Zielsetzung hin angelegt. Wie unten dargestellt wird, ergaben sich aber in der Arbeit neuartige überraschende grundlagenphysikalische Erkenntnisse, so daß in der vorliegenden Schrift vier Hauptpunkte dargestellt werden:

- 1) Die Koexistenz des HTSL $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ mit halbleitenden Silizium-Substraten und die Realisierung eines entsprechenden optoelektronischen supraleitenden Bauelementes.
- 2) Die "Graphoepitaxie" von CeO_2 auf MgO , die neue Möglichkeiten zur Herstellung von Josephson-Kontakten bietet.
- 3) Die Beobachtung eines starken experimentellen Hinweises für die d-Wellen Symmetrie des Ordnungsparameters in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$.
- 4) Die detaillierte Untersuchung der dynamischen Eigenschaften von Biepitaxie-Josephson-Kontakten

Im ersten Teil dieser Schrift wird dargestellt, daß es physikalisch möglich ist, gute $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -HTSL-Schichten auf Silizium-Substraten abzuscheiden, um eine Integration von supraleitenden Funktionen mit der Silizium-Halbleiter-Technologie zu ermöglichen. Nun ist bekannt, daß der Ausdehnungskoeffizient von Silizium wesentlich geringer ist als der von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$, so daß die direkte Abscheidung von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ auf Si-Substraten selbst bei Verwendung einer Pufferschicht unbrauchbare $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -Filme liefert, weil durch die Abkühlung von Entstehungstemperatur (ca. 750°C) zu Raumtemperatur eine Ribbildung in den $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -Filmen unvermeidlich ist [1.2]. Deshalb beginnt diese Dissertation mit der Untersuchung des Wachstums hochwertiger einkristalliner Filme aus $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ auf speziellen Saphir-Substraten, die mit einer halbleitenden einkristallinen Si-Schicht bedeckt sind. Diese "Silicon-on-Sapphire"-Substrate (SoS) sind kommerziell erhältlich und bieten eine realistische Alternative zur Integration von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ und Silizium, weil in diesem System der Ausdehnungskoeffizient von Saphir das thermische Verhalten bestimmt - nicht jedoch die dünne Siliziumschicht von typischerweise $0,5 \mu\text{m}$ Dicke. Wir haben nun eine neuartige

Kombination von Pufferschichten entwickelt, die es möglich macht, sehr gute HTSL-Filme auf Silizium (SoS-Substrate) abzuscheiden. Sie beruht auf dem Einsatz von Yttria-stabilisiertem Zirkonoxid (YSZ), welches die Epitaxie zum Silizium erleichtert, weil es das auf der Grenzfläche vorhandene natürliche SiO_2 reduziert und so einkristallines YSZ in direktem Epitaxiekontakt zum Silizium ermöglicht. Auf dem YSZ wird eine CeO_2 -Schicht aufgewachsen. Sie mindert Fehler im YSZ und bietet dem $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ eine besonders gute Epitaxiegrundlage. Die auf diese Weise hergestellten $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -Filme auf Silizium stellen zur Zeit die weltbesten derartigen Schichten dar. Sie stehen nun zur Verfügung, um supraleitende Funktionen mit Silizium zu integrieren. Als Demonstrator für diese Technologie haben wir einen ultraschnellen Photoschalter gewählt, der optische Signale in elektrische Signale konvertiert. Durch den Einsatz eines Titan-Saphir-Lasers mit Pulsen von 150 fs Länge als Anregung konnten elektrische Signale mit einem Frequenzspektrum von bis zu 1 THz erzeugt werden. Diese Signale propagieren auf einer supraleitenden Hochfrequenzleitung (Koplanar-Streifenleitung) und werden mit einem optischen Verfahren analysiert. Damit ist in dieser Arbeit eines der ersten Hybridbauelemente vom Typ HTSL-Si realisiert worden.

Der zweite Teil der Dissertation beschäftigt sich mit Josephson-Kontakten, die eine Schlüsselkomponente einer aktiven HTSL-Elektronik darstellen. Sie ermöglichen Anwendungen wie z.B. SQUIDs - die zur Zeit empfindlichsten Magnetfeldsensoren - und Mikrowellengeneratoren. Die Herstellung und auch das Verständnis der Josephson-Kontakte mit den HTSL sind noch Gegenstand der Forschung. Erinnerung sei dabei an die sehr kurze Kohärenzlänge der HTSL, die Beobachtung, daß Korngrenzen bereits weak-link Charakter haben, und an die Tatsache, daß die reproduzierbare Herstellung nutzbarer Josephson-Kontakte noch Ziel der Forschung ist. Deshalb wird im zweiten Teil dieser Dissertation ein neuer Ansatz zur Herstellung von Josephson-Kontakten untersucht. Dieser Ansatz nutzt gerade die Tatsache, daß Korngrenzen in HTSL als Josephson-Kontakte funktionieren. Er erfordert das kontrollierte epitaktische Wachstum von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ mit verschiedener Orientierung auf einem Substrat. Dabei sollen zwei um 45° verdrehte einkristalline $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -Bereiche entstehen, die an definiert festgelegten Grenzlinien aneinander stoßen [3.20-3.21]. In dieser Arbeit wird dieser sog. Biepitaxie-Josephson-Kontakt hergestellt, in dem auf einem einkristallinen MgO-Substrat eine dünne CeO_2 -Schicht epitaktisch abgeschieden und strukturiert wird. Im nachfolgenden Schritt erfolgt die Deposition von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$. Das $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ wächst auf den Substratbereichen, die mit CeO_2 bedeckt sind, um 45° verdreht auf, während es auf den freien Bereichen unverdreht aufwächst. Dadurch entsteht die gewünschte 45° -Korngrenze.

Die Epitaxie von CeO_2 ist somit ein entscheidender Prozessschritt zur Herstellung dieser Josephson-Kontakte und wurde daher eingehend untersucht. Hierbei zeigte es sich auf

überraschende Weise, daß die Orientierung der CeO_2 -Schicht durch die Oberflächenmorphologie des Substrates bestimmt wird:

auf "glatten" MgO -Flächen wächst das CeO_2 mit 45° Verdrehung - auf "rauen" Substraten dagegen unverdreht.

In dieser Arbeit wird die Ansicht vertreten, daß die Grenzflächenenergie auf glatten Substraten ein Minimum für ein verdrehtes Wachstum von CeO_2 besitzt. Ist die MgO -Oberfläche geringfügig aufgeraut, so ergeben sich Stufen im MgO . Diese Stufen stellen eine weitere seitliche Grenzfläche für die Nukleationskeime dar, so daß die Energiebilanz für ein unverdrehtes Wachstum günstiger wird.

Dieses mit "Graphoepitaxie" bezeichnete Phänomen ermöglicht nun durch die kontrollierte Veränderung der Oberflächen- und Grenzflächenmorphologie eines MgO -Einkristall-Substrates, daß ein einkristalliner CeO_2 -Film in seiner kristallographischen Orientierung gesteuert wird. Dadurch ergibt sich eine weitere planare Epitaxietechnik zum kontrollierten Einbau von 45° -Korngrenzen in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ - HTSL-Filme.

Ein besonders erfreulicher Aspekt der modernen HTSL-Physik ist die Tatsache, daß unerwartet interessante Fragestellungen auftauchen und bearbeitet werden können. Oft zeigt es sich, daß die Beherrschung der Materialphysik die entscheidende Voraussetzung für das Erarbeiten solcher Phänomene der Grundlagenforschung darstellt: Im dritten Teil dieser Dissertation wird die Magnetfeldabhängigkeit des kritischen Stroms schmaler Biepitaxie-Kontakte untersucht. Wir finden ungewöhnliche Ergebnisse für $I_c(H)$, die aber widerspruchsfrei erklärt werden können, wenn wir für die Symmetrie des Ordnungsparameters von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ eine d-Wellen Symmetrie annehmen, wobei diese "d-Wellen Funktionen" jeweils fest in das verdrehte Kristallgitter eingerastet sind. Weil eine s-Wellen Symmetrie nicht mit unseren Beobachtungen verträglich ist, liefern diese Messungen ein sehr starkes Argument für "d-wave symmetry" des Ordnungsparameters in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$. Entscheidend für unser Vorgehen ist das mikroskopische Verständnis der kristallinen Facettierungen an Biepitaxie-Korngrenzen und das "Einrasten" der Wellenfunktionen in das Kristallgitter rechts und links der Korngrenze. Es werden ein Reihe von Modell-Rechnungen vorgestellt, die alle beobachteten $I_c(H)$ -Kurven qualitativ erklären.

Ein weiterer Hauptpunkt dieser Dissertation stellt die Untersuchung der Hochfrequenzeigenschaften von Biepitaxie-Josephson-Kontakten dar. Dabei steht die Frage im Vordergrund, inwiefern die dynamischen Eigenschaften dieses Kontakttyps sich durch konventionelle Modelle beschreiben lassen. Hierbei zeigte es sich, daß die Dynamik der Biepitaxie-Kontakte durch das einfache Resistively Shunted Josephson Junction-Modell (RSJ-Modell) beschrieben werden kann. Bei hohen Frequenzen (reduzierte Frequenz $\Omega \sim 2$) treten jedoch charakteristische Abweichungen von diesem Modell auf. Diese Abweichungen konnten in dieser Arbeit nicht erklärt werden und erfordern weitergehende Untersuchungen.

Insgesamt legt auch diese Dissertation ein deutliches Zeugnis dafür ab, daß bei der Erforschung der Physik der HTSL Technologie und Grundlagenforschung Hand in Hand gehen müssen, wenn diese komplizierte Materialklasse verstanden und genutzt werden soll.

2. Der Hochtemperatursupraleiter $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$

2.1 Struktur und supraleitende Eigenschaften von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$

Die Struktur des Hochtemperatursupraleiters $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ ist eng mit der Perowskitstruktur ABO_3 verwandt. Die Einheitszelle von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ besteht aus drei in c-Richtung übereinandergestapelten Perowskitkuben. Im Zentrum der mittleren Zelle befindet sich das Yttriumion, der untere und der obere Kubus nehmen je ein Bariumion auf.

Im Vergleich zur idealen Perowskitstruktur weicht die Struktur von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ in charakteristischer Weise ab. So sind zum einen nicht alle verfügbaren Sauerstoffplätze besetzt, zum anderen sind die Atome bezüglich ihrer Position im idealen Perowskit verschoben. Aus der Elementarzelle von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ kann durch eine gezielte Temperaturbehandlung bis zu ein Sauerstoffatom entfernt werden. Dabei entstehen in den CuO-Ketten (O4-Plätzen) Sauerstofflücken, während die CuO_2 -Ebenen weitgehend unverändert bleiben [2.1].

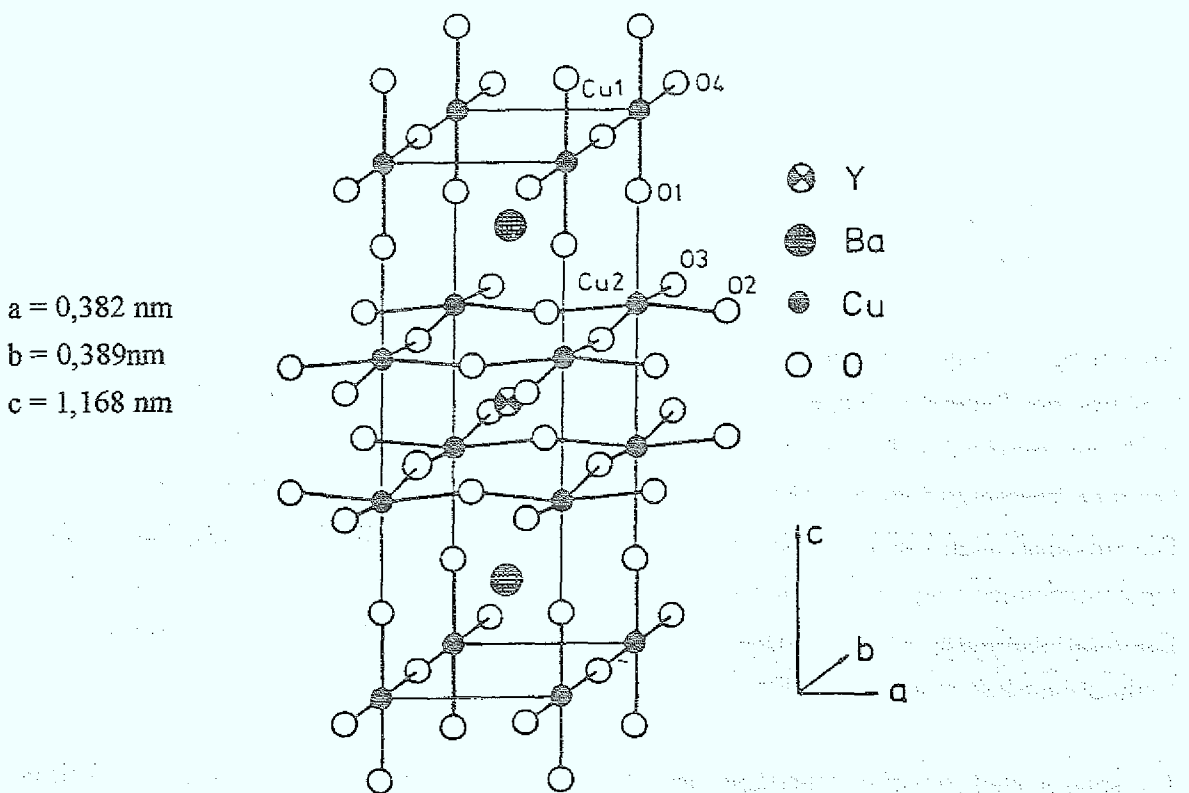


Abb.2.1: Einheitszelle von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$. Mit Cu1 und Cu2 werden die unterschiedlichen Positionen der Kupferatome, mit O1 - O4 die der Sauerstoffatome gekennzeichnet. Die Gitterparameter bei Raumtemperatur sind auf der linken Seite wiedergegeben. [2.2].

Mit zunehmendem Sauerstoffdefizit findet eine Umwandlung in die tetragonale $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$ Phase statt. Dieser Übergang ist mit einer Vergrößerung der c -Achse auf 1,182 nm verbunden [2.3].

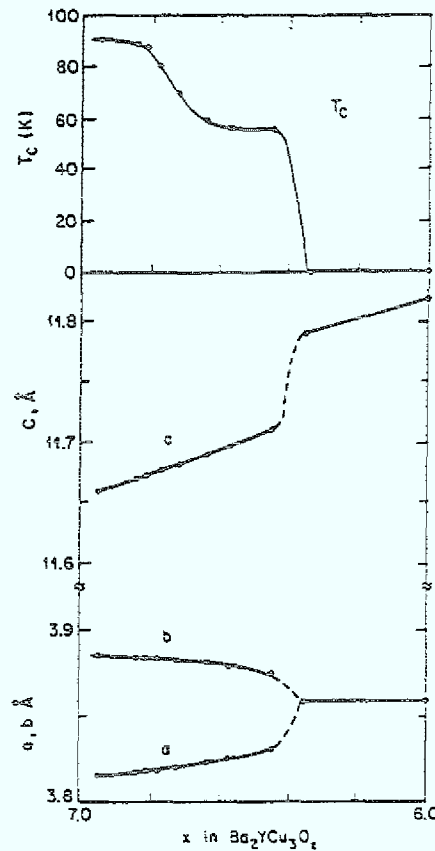


Abb. 2.2: Übergangstemperatur und Gitterparameter von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ als Funktion des Sauerstoffdefizits [2.4].

Abbildung 2.2 zeigt die Übergangstemperatur und die Gitterparameter von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ als Funktion des Sauerstoffdefizits [2.4]. $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ besitzt demnach im vollbeladenen Zustand ($x=0$) ein maximales T_c von ca. 93 K. Mit zunehmendem Sauerstoffdefizit nimmt auch die kritische Temperatur ab, bis bei $y = 0,65$ keine Supraleitung mehr beobachtet wird.

Die supraleitenden Eigenschaften werden somit entscheidend vom Sauerstoffgehalt bestimmt. Untersuchungen zeigten, daß die CuO_2 -Ebenen für den Cooper-Paarstrom verantwortlich sind. Die Sauerstoffatome in den Ketten wirken jedoch als Dotieratome und beeinflussen somit den Ladungshaushalt in den CuO_2 -Ebenen.

Ein starker elektronischer Überlapp innerhalb der CuO_2 -Ebenen und ein geringerer senkrecht dazu bedingen eine starke Anisotropie der elektrischen Eigenschaften. Daher sind die elektrische Leitfähigkeit und die kritische Stromdichte parallel zu den CuO_2 -Ebenen um ein bis zwei Größenordnungen höher als die Werte bei der Messung senkrecht dazu [2.5-2.6]. Während die Kohärenzlänge in ab -Richtung $\xi_{ab} = 2 - 3$ nm beträgt, ist die Kohärenzlänge in c -Richtung deutlich niedriger $\xi_c = 0,3 - 0,4$ nm [2.7-2.8].

2.2 Der Stabilitätsbereich von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$

Für die Herstellung von dünnen $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ -Filmen ist es wichtig, daß die Herstellungsparameter im Stabilitätsgebiet der 123-Phasen liegen. Abbildung 2.3 zeigt das Phasendiagramm (Partialdruck des molekularen Sauerstoffs $p(\text{O}_2)$ vs. reziproke Temperatur) des Y-Ba-Cu-O-Systems [2.9-2.11]. In diesem Phasendiagramm sind drei Linien eingezeichnet, die den Existenzbereich unterschiedlicher Phasen voneinander trennen. Die linke Linie bildet die Grenze, oberhalb derer die $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ -Phase mit der minimalen Sauerstoffkonzentration ($y=1$) noch stabil ist. Unterhalb dieser Linie zerfällt diese Verbindung in Y_2BaCuO_5 und in eine flüssige Phase bzw. in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, BaCu_2O_2 und O_2 .

Die rechte Linie bildet die Grenze, oberhalb derer die $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_8$ und andere Phasen stabil sind. Die Bildung dieser Phasen ist aufgrund der niedrigen Temperaturen diffusionskinetisch gehemmt.

Die gestrichelte Linie trennt die tetragonale, halbleitende $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ ($y = 0,6 - 1$) von der orthorhombischen $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ -Phase ($y = 0 - 0,6$).

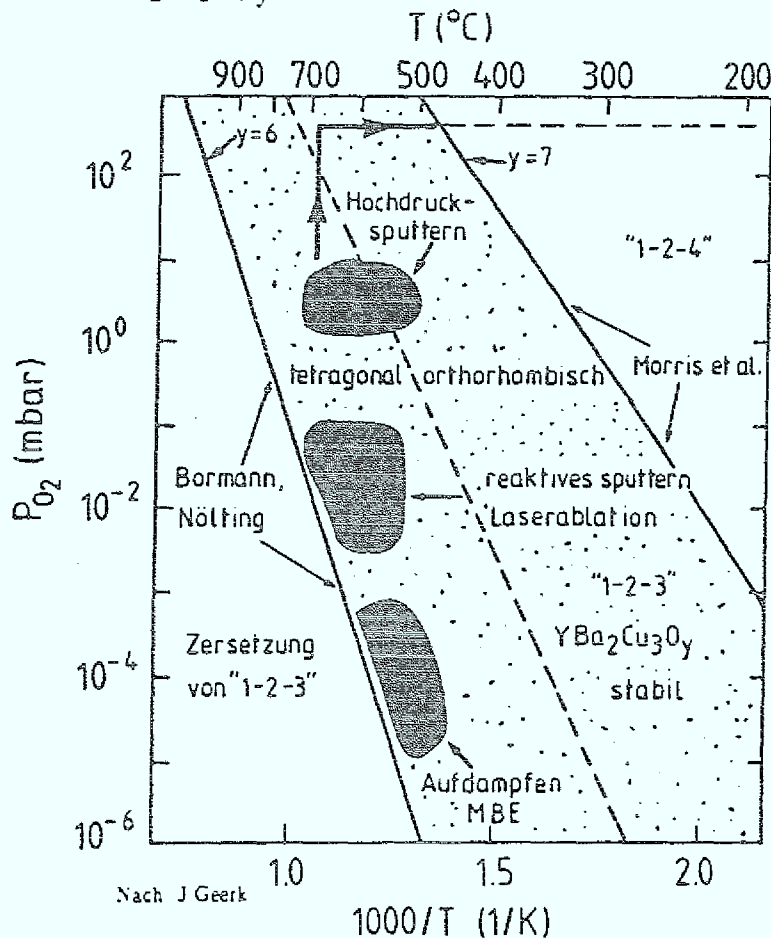


Abb.2.3: Sauerstoff-Temperatur Phasendiagramm von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$

In diesem Phasendiagramm sind noch zusätzlich die Bereiche eingezeichnet, in denen die zur Zeit wichtigsten Verfahren zur Herstellung von epitaktischen $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ -Filme stattfinden. Voraussetzung für ein epitaktisches Wachstum von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ ist eine hohe Mobilität der Adatome. Wie dem Phasendiagramm entnommen werden kann, ist im hohen Temperaturbereich die tetragonale Phase stabil. Daher finden die meisten Abscheidvorgänge von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ -Filmen überwiegend im Stabilitätsbereich der tetragonalen, halbleitenden $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ -Phase statt. Im anschließenden Abkühlvorgang in einer Sauerstoffatmosphäre erfolgt der strukturelle Phasenübergang in die orthorhombische, supraleitende Phase unter Aufnahme von Sauerstoff.

2.3 Substrate für $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ -Dünnschichten

Qualitativ hochwertige $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ -Filme lassen sich durch eine hohe Sprungtemperatur von ca. 90 K, hohen kritischen Stromdichten (bei 77 K: $>10^6 \text{ A/cm}^2$) und niedrigen Oberflächenwiderständen ($< 0,5 \text{ m}\Omega$ bei 77 K und 10 GHz) charakterisieren. Diese Eigenschaften lassen sich nur in einkristallinen Filmen realisieren, hergestellt durch epitaktisches Wachstum auf geeigneten Substraten. Dadurch ergibt sich als Forderung an Substrate eine möglichst geringe Gitterfehlpassung zum Supraleiter. Die Herstellung der epitaktischen Filme erfordert bei allen Verfahren eine Mindesttemperatur von ca. 600°C und einen Sauerstoffdruck von mindestens 10^{-5} bar. Dadurch ergeben sich zusätzlich zu einer guten Gitteranpassung zwischen Substrat und $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ Bedingungen für die Wahl der Substrate. So dürfen unter diesen Bedingungen keine chemischen Reaktionen und Interdiffusionen an der Grenzfläche zwischen Substrat und $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ stattfinden. Außerdem sollten die thermischen Ausdehnungskoeffizienten von Substrat und Schicht ähnlich sein, um Rissbildung beim Abkühlen von Herstellungstemperatur auf Raumtemperatur zu vermeiden.

Weitere Bedingungen an die Substrate ergeben sich aus den vorhergesehenen Anwendungen der $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ -Schichten. So werden für Hochfrequenzanwendungen Substratmaterialien mit einer möglichst geringen dielektrischen Konstante und einem geringen Verlustwinkel benötigt [2.12].

Tabelle 2.1 listet einige gebräuchliche Substrate und ihre in diesem Zusammenhang wichtigen physikalischen Eigenschaften auf.

Substrat	a	α	ϵ_r	$\tan\delta$
MgO	0,42 nm	$13 \times 10^{-6}/K$	9,6	$0,4 - 1 \times 10^{-4}$
SrTiO ₃	0,3905 nm	$10,8 \times 10^{-6}/K$	2200	6×10^{-2}
LaAlO ₃	0,379 nm	$9 \times 10^{-6}/K$	24	$0,83 \times 10^{-4}$
YSZ	0,516 nm	$10 \times 10^{-6}/K$	25	7×10^{-3}
Al ₂ O ₃	0,348 nm	$8 \times 10^{-6}/K$	9,4	1×10^{-5}
Si	0,543 nm	$4 \times 10^{-6}/K$	11,4	$< 10^{-4}$

Tab. 2.1: Verschiedene Substratmaterialien mit ihren Gitterparametern a , thermischen Ausdehnungskoeffizienten α , Permittivität ϵ_r und Verlustwinkel $\tan\delta$ bei 77K.

2.4 Überblick über das Wachstum dünner YBa₂Cu₃O_{7-y}-Filme auf Silizium

Betrachtet man die Gitterkonstanten von Silizium und YBa₂Cu₃O_{7-y}, so stellt man fest, daß die Si(001)-Oberfläche theoretisch eine gute Voraussetzung für die YBaCuO-Epitaxie bietet. Die Gitterfehlpassung von YBa₂Cu₃O_{7-y} zu Si beträgt weniger als 2% für die Orientierung YBa₂Cu₃O_{7-y} [100](001)//Si[110](001). Jedoch führen die für ein kristallines Wachstum von YBa₂Cu₃O_{7-y} benötigten Prozeßparameter - hohe Temperaturen von 650 bis 800°C in einer oxidierenden Atmosphäre - bei der Abscheidung von YBa₂Cu₃O_{7-y} auf Si zu einer Interdiffusion an der Grenzfläche und zu ausgeprägten chemischen Reaktionen. Diese zerstören die supraleitenden Eigenschaften. Daher ist eine direkte Abscheidung von YBa₂Cu₃O_{7-y} auf Si nicht möglich. Als möglicher Ausweg bietet es sich an, zwischen Si und YBa₂Cu₃O_{7-y} eine Pufferschicht abzuscheiden. Diese Pufferschicht soll als Diffusionsbarriere zwischen Silizium und dem Supraleiter YBa₂Cu₃O_{7-y} dienen. Eine Vielzahl an Materialien sind auf ihre Eignung als Pufferschicht hin untersucht worden. Diese Pufferschichten müssen einerseits eine Reaktion zwischen YBa₂Cu₃O_{7-y} und Si verhindern, andererseits epitaktisch auf Si wachsen und somit ein epitaktisches Wachstum von YBa₂Cu₃O_{7-y} ermöglichen. Einen frühen Überblick über diese Arbeiten gibt Mogro [2.13].

Aufgrund ihrer chemischen Beständigkeit und Epitaxiefähigkeit haben sich die Oxide als besonders vielversprechend erwiesen. So wurden die ersten kristallinen YBa₂Cu₃O_{7-y}-Schichten auf Si mit Yttrium-stabilisiertem Zirkonoxid (YSZ) als Pufferschicht hergestellt. Reines ZrO₂ kristallisiert in der tetragonalen, der monoklinen und der orthorhombischen Phase. Zusätze von Y₂O₃ im Bereich von 4 - 30 mol% stabilisieren die kubische CaF₂-Struktur [2.14]. Die Gitterkonstante dieses YSZ beträgt etwa 0,51 nm, so daß eine Gitterfehlpassung von 5% zu Si und von 7% zu YBa₂Cu₃O_{7-y} besteht. YSZ-Einkristalle wurden schon frühzeitig

als Substrate für die $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ -Deposition verwendet. Fork et al. konnten zeigen, daß YSZ auch auf Si einkristallin aufwächst, so daß es ihnen möglich war, die ersten hochwertigen $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ Filme auf Si-Substraten abzuscheiden. So konnte gezeigt werden, daß unter Verwendung einer 30 nm dicken YSZ-Schicht auf Si eine Sprungtemperatur von 86 K und eine kritische Stromdichte von $2,2 \times 10^6 \text{ A/cm}^2$ bei 77 K zu erreichen sind [2.15].

Es ist jedoch nicht möglich, $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ -Schichten einer beliebigen Dicke auf Si abzuscheiden. Während des Abkühlens von der Herstellungstemperatur auf Raumtemperatur führt der große Unterschied in den thermischen Ausdehnungskoeffizienten von Si ($4 \times 10^{-6}/\text{K}$) und $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ ($16 \times 10^{-6}/\text{K}$) zu Zugspannungen in der $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ -Schicht. In $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ -Filmen auf Si, deren Dicke den Wert 50-70 nm überschreitet, relaxiert diese Zugspannung durch Ribbildung [2.15-2.16]. Diese Mikrorisse durchziehen die gesamte Probe, und die kritische Stromdichte wird um mehrere Größenordnungen erniedrigt. Zusätzlich degradieren die Schichten in ihren supraleitenden Eigenschaften innerhalb von wenigen Stunden [2.16].

Für die meisten Anwendungen werden stabile $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ -Filme mit einer größeren Dicke benötigt. Daher sind reine Si-Substrate ungeeignet. Die hohen Spannungen aufgrund der unterschiedlichen Ausdehnungskoeffizienten von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ und Silizium können vermieden werden, wenn statt Si-Wafern ein Saphirsubstrat mit einer dünnen einkristallinen Si-Schicht (SoS) verwendet wird. Der thermische Ausdehnungskoeffizient von Saphir ist dem von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ besser angepaßt. Aufgrund der Dickenverhältnisse wird die Ausdehnung der SoS-Substrate durch den Saphir bestimmt. Daher wird die Abscheidung von dicken $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ -Filmen auf SoS möglich. So ist es Fork et al. gelungen, 400 nm dicke $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ -Schichten auf mit YSZ gepufferten SoS-Substraten abzuscheiden, ohne daß eine Ribbildung in den $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ -Filmen auftrat [2.18].

Vergleicht man aber die Kristallqualität der $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ -Filme auf SoS oder Si mit der von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ -Filmen, die auf "Standard-Substraten" wie SrTiO_3 oder LaAlO_3 abgeschieden worden sind, so fällt auf, daß sie nicht die gleiche Qualität erreichen. So wurden mit RBS/Channeling Minimum-Yield-Werte von 6% für $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ auf Si und 12% für $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ auf SoS veröffentlicht [2.17-2.18]. Auf SrTiO_3 oder LaAlO_3 lassen sich problemlos Minimum-Yield-Werte von 1 - 2% erzielen [2.19]. In dieser Arbeit wurde zum ersten mal gezeigt, daß es möglich ist, die Kristallqualität einer $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ -Schicht durch Verbesserung der Eigenschaften der Pufferschicht zu steigern.

3. Die Josephson-Effekte

Der Josephson-Effekt ist einer der makroskopischen Quanteneffekte der Supraleitung. Er tritt in einem System aus zwei schwach gekoppelten Supraleitern, dem Josephsonkontakt, auf. Eine solche schwache Kopplung kann über eine isolierende oder normalleitende Barriere oder auch durch eine starke räumliche Einschnürung eines einzigen Supraleiters erfolgen.

Als Josephson-Effekte werden das Fließen eines verlustfreien Gleichstromes über die Schwachstelle und das Auftreten eines Wechselstromes bei Anliegen einer Spannung am Josephsonkontakt bezeichnet.

3.1 Grundgleichungen des Josephson-Effektes

Die folgende Darstellung folgt den Arbeiten von Likharev, Barone und Paternò [3.1-3.3].

Der Cooperpaar-Strom über den Josephson-Kontakt ist eine eindeutige Funktion der Differenz der Phasen des Ordnungsparameters in den beiden supraleitenden Elektroden:

$$I_{1,2} = I_{1,2}(\varphi)$$

Da sich der Ordnungsparameter bei einer Änderung seiner Phase um 2π nicht ändert, muß $I_{1,2}(\varphi)$ eine 2π periodische Funktion sein. Eine Zeitumkehr ändert das Vorzeichen des Cooperpaarstromes und der Phasendifferenz. Bei Invarianz unter Zeitumkehr gilt:

$$I_{1,2}(\varphi) = -I_{1,2}(-\varphi)$$

Damit läßt sich der Cooperpaar-Strom über einen Josephson-Kontakt als eine Reihe in folgender Form entwickeln:

$$I_{1,2}(\varphi) = \sum_{n=1}^{\infty} I_n \sin(n\varphi)$$

Die Konstanten I_n hängen dabei von der Geometrie des Kontaktes, dem Barrierenmaterial, der Temperatur und anderen Faktoren ab. Für viele reale Kontakttypen kann die Reihe schon ab dem ersten Glied abgebrochen werden. Der Cooperpaar-Strom wird somit durch folgende einfache Gleichung beschrieben:

$$I_{1,2}(\varphi) = I_c \sin(\varphi)$$

Diese Gleichung wird die 1. Josephson-Gleichung genannt und beschreibt den dc-Josephson-Effekt.

Die 2. Josephson-Gleichung beschreibt die Phasenänderung in Abhängigkeit von der am Kontakt anliegenden Spannung:

$$\hbar \dot{\phi} = 2eU$$

Diese Gleichung folgt direkt aus fundamentalen Prinzipien der Quantenmechanik und enthält als Proportionalitätskonstante nur Naturkonstanten. Diese Gleichung gilt für Systeme im Gleichgewicht exakt. Liegt eine Spannung am Josephsonkontakt an, so fließt ein Wechselstrom der Frequenz $f \sim 483 \text{ MHz}/\mu\text{V}$. Der Josephson-Kontakt stellt somit einen spannungsgesteuerten Oszillator dar, der Mikrowellen im cm- bis mm-Bereich emittiert. Diese besondere Eigenschaft des Josephson-Kontaktes, der sog. ac-Josephson-Effekt, macht ihn für viele Hochfrequenzanwendungen besonders interessant.

Der Josephson-Kontakt im Magnetfeld

Die Sinus-Gordon-Gleichung beschreibt die Elektrodynamik des Josephson-Kontaktes:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \phi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = \frac{1}{\lambda_J^2} \sin \phi$$

Dabei stellt λ_J eine wichtige Größe zur Beschreibung des Verhaltens von Josephson-Kontakten im Magnetfeld dar. Ähnlich wie die London'sche Eindringtiefe λ_L , die ein Längenmaß für das Eindringen eines Magnetfeldes in einen Supraleiter ist, ist die Josephson-Eindringtiefe λ_J ein Längenmaß für das Eindringen eines Magnetfeldes im Barrierenbereich des Josephson-Kontaktes. Die Josephson-Eindringtiefe berechnet sich aus den Kontaktparametern zu:

$$\lambda_J = \sqrt{\frac{\Phi_0}{2\pi L_0 J_c}}$$

b = Breite des Kontaktes, L_0 Induktivität pro Längeneinheit des Kontaktes, J_c = kritische Stromdichte des Kontaktes, Φ_0 = Flußquantum

λ_J erreicht Werte der Größenordnung μm . Dadurch ergibt sich eine natürliche Unterteilung von Josephson-Kontakten in zwei Klassen: "schmale" Josephson Kontakte mit der Breite $b < 4\lambda_J$ und "breite" Kontakte mit $b > 4\lambda_J$. Schmale Kontakte haben eine homogene

Stromverteilung, die Eigenfeldeffekte können vernachlässigt werden, während in breiten Kontakten der Strom hauptsächlich entlang der Kanten des Josephson-Kontaktes fließt. Experimentell wird die Breite b über die geometrische Breite des Kontaktes bestimmt. Dies trifft aber nur für einen homogenen Kontakt zu. Ist die Barriere inhomogen, so kann zwischen experimentell bestimmtem λ_J und effektivem λ_J ein großer Unterschied vorhanden sein.

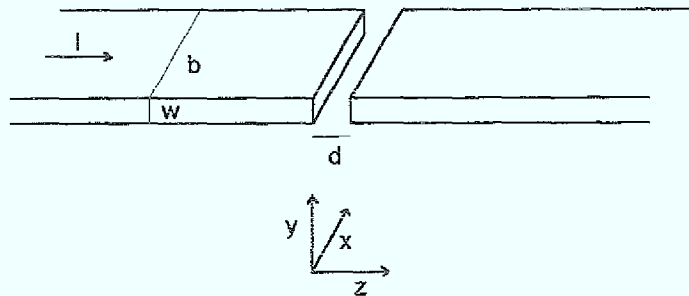


Abb. 3.1: Geometrie des Josephson-Kontaktes mit der Breite b , der Ausdehnung in y -Richtung w und der Barriendicke d :

Im folgenden wird die in Abb. 3.1 dargestellte Geometrie zugrundegelegt. Die Barriere der Dicke d ermöglicht einen dissipationslosen Strom in z -Richtung mit der Stromdichte:

$$j_z(x,y) = j_c(x,y) \sin(\phi(x,y))$$

wobei $j_c(x,y)$ die maximale Stromdichte im Punkt (x,y) und $\phi(x,y)$ die Phasendifferenz der Ordnungsparameter der beiden supraleitenden Elektroden an diesem Punkt bezeichnet. Liegt in y -Richtung ein Magnetfeld H am Kontakt an, so beträgt die Phasendifferenz im Falle eines schmalen Kontaktes:

$$\phi(x,y) = \phi_0 + kx \quad \text{mit} \quad k = \frac{2\pi\Phi}{b\Phi_0}$$

Der durch den Josephson-Kontakt fließende Gesamtstrom I berechnet sich durch Integration über die gesamte Kontaktfläche:

$$I(H, \phi_0) = \int_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} dx \int_0^w dy j_c(x,y) \sin(\phi_0 + kx)$$

Den kritischen Strom im gegebenen Magnetfeld erhält man durch Maximieren dieser Funktion bei Variation von ϕ_0 . Nach Integration über die y -Richtung folgt:

$$I_c(H) = \max_{\phi_0} I(H, \phi_0) = \max_{\phi_0} \int_{-b/2}^{b/2} dx \int_0^w dy J_c(x) \sin(\phi_0 + kx)$$

mit $J_c(x)$ als der in Magnetfeldrichtung gemittelten kritischen Stromdichte.

Bei vorgegebener Stromdichteverteilung läßt sich somit die daraus resultierende Magnetfeldabhängigkeit des kritischen Stromes berechnen.

Für eine homogene Stromdichteverteilung $J(x) = \text{const.}$ ergibt sich das bekannte Fraunhofer'sche Beugungsmuster:

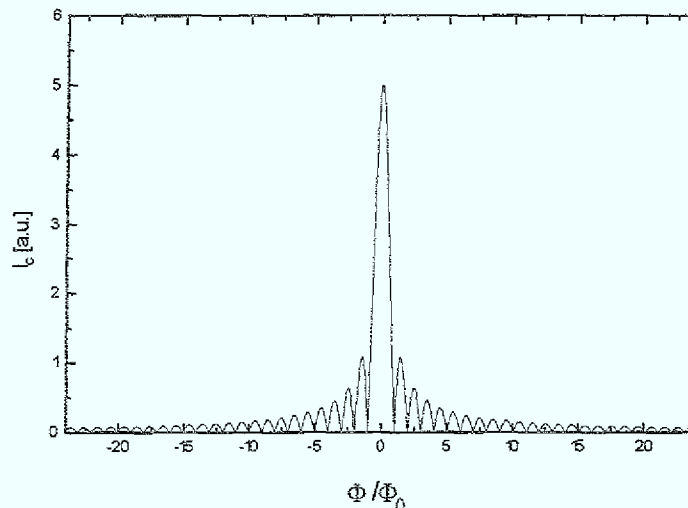


Abb. 3.2: $I_c(H)$ -Abhängigkeit eines homogenen, schmalen Kontaktes

In realen Kontakten kann die Stromdichteverteilung inhomogen sein, die $I_c(H)$ -Verläufe weichen daher mehr oder weniger vom Fraunhofer-Beugungsmuster ab. Eine Invertierung dieser Gleichung, um aus den experimentell ermittelten $I_c(H)$ -Kurven die Stromverteilung innerhalb des Kontaktes zu berechnen, ist aber aufgrund der Maximierung bezüglich ϕ_0 in dieser Gleichung nicht möglich. Im allgemeinen Fall beliebiger Stromdichteverteilungen besteht kein eindeutiger Zusammenhang zwischen $I_c(H)$ -Verlauf und $J_c(x)$. Trotzdem bietet die $I_c(H)$ -Kurve die Möglichkeit, sich ein Bild über die Stromverteilung im Kontakt zu machen. Mit einer zusätzlichen Forderung an die Symmetrie der Stromverteilung ist es möglich, einen eindeutigen Zusammenhang zwischen $I_c(H)$ und $J_c(x)$ zu erhalten. In einem solchen Fall läßt sich $J_c(x)$ numerisch berechnen. Die Eindeutigkeit erzielt man durch eine gewisse Einschränkung der Lösungsmenge, so daß die erhaltenen $J_c(x)$ -Kurven nicht zwangsläufig die einzige Lösung des Problems darstellen.

Während die Stromdichteverteilung im Kontakt nicht eindeutig bestimmt werden kann und die rechnerisch bestimmte mit Vorsicht interpretiert werden muß, ist aus der $I_c(H)$ Modulationsform ein Rückschluß auf die Stromdichteautokorrelationsfunktion möglich.

Die Stromdichteautokorrelationsfunktion

$$C(\partial) = \int_{-\infty}^{+\infty} J_c(x) J_c(x+\partial) dx$$

berechnet sich eindeutig aus $I_c(H)$ über:

$$C(\partial) = \int_{-\infty}^{+\infty} |I_c(q)|^2 e^{iq\partial} dq \quad \text{mit } q = \frac{4e\lambda_L \mu_0}{\hbar c} H$$

Periodische Strukturen in $J_c(x)$ äußern sich in einer entsprechenden Periodizität der Korrelationsfunktion. Die Korrelationsfunktion bietet somit die Möglichkeit, periodisch wiederkehrende Strukturen in $J_c(x)$ hervorzuheben.

Das RSCJ-Modell

Die Dynamik eines Josephson-Kontaktes kann in vielen Fällen durch das RSCJ-Modell beschrieben werden. Der Josephson-Kontakt wird in diesem Modell durch ein Ersatzschaltbild dargestellt, bestehend aus einer Parallelschaltung, die sich aus einem Supraström tragenden Element, einem ohmschen Widerstand und einer Kapazität C zusammensetzt. Dieses Modell berücksichtigt den im Falle $I > I_c$ getragenen Beitrag der Quasiteilchen am Gesamtstrom und den aufgrund der endlichen Kapazität des Kontaktes auftretenden Verschiebungsstrom $CdV(t)/dt$. Dabei wird der im allgemeinen spannungsabhängige Widerstand $R(V)$ durch einen spannungsunabhängigen Widerstand R ersetzt. Der von außen aufgeprägte Strom I teilt sich somit auf in den Josephson-Strom I_S , den dissipativen Anteil I_R und den Blindstrom I_C .

$$I = I_S + I_R + I_C = I_c \sin \varphi + \frac{U}{R} + C\dot{U}$$

Mit Hilfe der zweiten Josephsongleichung erhält man für den Gesamtstrom eine Differentialgleichung zweiter Ordnung in ϕ . Für den Gesamtstrom ergibt sich somit dimensionslos:

$$i = \sin \phi + \frac{d\phi}{d\tau} + \beta_c \frac{d^2 \phi}{d\tau^2}$$

$$\text{mit } i = \frac{I}{I_c}; \quad \tau = \omega_c t; \quad \omega_c = \frac{2eI_c R_N}{\hbar}; \quad \beta_c = \frac{2eI_c R_N^2 C}{\hbar};$$

Bei endlichen Temperaturen können thermische Fluktuationen der Elektronen im Normalwiderstand R nicht vernachlässigt werden. Diese können durch eine parallel geschaltete Rauschquelle im Ersatzschaltbild des Josephson -Kontaktes berücksichtigt werden. Dabei gilt für den Fluktuationsstrom I_F nach Johnson und Nyquist:

$$I_F = \frac{2ek_B T}{\hbar}$$

In der folgenden Betrachtung wird jedoch dieser Term vernachlässigt.

Im allgemeinen ist die obige Differentialgleichung nicht analytisch lösbar, ausgenommen für den Fall verschwindender Kapazität $C \rightarrow 0$. Für diesen Grenzfall ergibt sich als Lösung für die Strom-Spannungs-Kennlinie:

$$\bar{U} = R_N I_c \sqrt{\left(\frac{I}{I_c}\right)^2 - 1}$$

wobei \bar{U} der zeitliche Mittelwert der am Josephson-Kontakt oszillierenden Spannung ist.

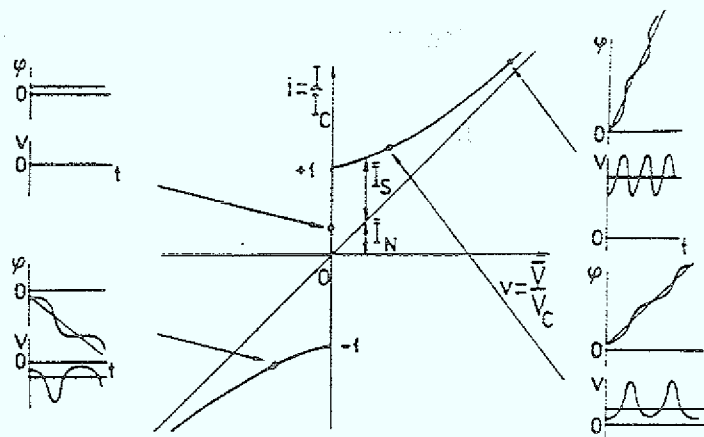


Abb.3.3: U-I-Kennlinie eines Josephson-Kontaktes mit verschwindender Kapazität. Für vier verschiedene Stromwerte wird das entsprechende Zeitverhalten der Phase und Spannung am Kontakt gezeigt [3.2].

Abbildung 3.3 zeigt eine U-I-Kennlinie eines Josephson-Kontaktes mit $C = 0$. Zusätzlich wird für vier verschiedene Stromwerte das entsprechende Zeitverhalten der Phase und Spannung am Josephson-Kontakt gezeigt. Für $I < I_c$ ist die Phasendifferenz am Kontakt konstant und die am Kontakt abfallende Spannung gleich Null. Für $I > I_c$ wird die Phase am Kontakt zeitabhängig und am Kontakt fällt eine Spannung U mit dem zeitlichen Mittelwert \bar{U} ab. Für $I \sim I_c$ ergibt sich eine pulsförmige Spannung, wobei die Pulse mit der Periode Φ_0/\bar{U} auftreten. Die Spannung oszilliert mit der Grundfrequenz die nach der zweiten Josephson-Gleichung gegeben ist. Zusätzlich sind höhere Harmonische dieser Grundfrequenz enthalten. Nähert man sich in der U-I-Kennlinie dem resistiven Ast, so werden diese Pulse zunehmend sinusförmig und der Anteil an höheren Harmonischen nimmt ab. Für Spannungen $\bar{U} > U_c$ oszilliert U annähernd sinusförmig.

Die Mikrowellenemission

Der Josephsonkontakt kann als Oszillator aufgefaßt werden. Die für $\bar{U} > U_c$ an einen angepassten Verbraucher maximal abzugebende Mikrowellenleistung beträgt:

$$P(v) = \frac{1}{8} I_c^2 R_N \quad \text{für } \bar{U} > U_c$$

Für einen Josephson-Kontakt mit einem $I_c R_n$ -Produkt von 1 mV und einem I_c von 1 mA ergibt sich als maximal emittierte Mikrowellenleistung $P \approx 10^{-7}$ Watt. Die Detektion dieser niedrigen Leistung ist sehr schwierig, stellt aber eine empfindliche Methode dar, um direkt das Hochfrequenzverhalten des Josephson-Kontaktes zu untersuchen. Insbesondere die Messung der Linienbreite der emittierten Mikrowellen läßt Rückschlüsse auf die intrinsische Funktion der Kontakte zu.

Die Linienbreite der emittierten Josephson-Strahlung wird im RSJ-Modell im wesentlichen durch die Frequenzmodulation aufgrund des niederfrequenten Spannungsrauschen, das von den Stromfluktuationen verursacht wird, bestimmt. Für die Linienbreite der n-ten Harmonischen ergibt sich aus dem RSJ-Modell:

$$\Delta V_n = \frac{h}{2e} \Delta v_n = n^2 \frac{4ek_B T^* R}{h} \left(\frac{R_d^2}{R^2} \right) \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{I_c}{I} \right)^2 \right]$$

mit T^* als die effektive Rauschtemperatur und R_d als der dynamische Widerstand dV/dI .

Weitere Mechanismen können noch zusätzlich zu einer Verbreiterung der Linienbreite führen. Als Beispiel sei hier das 1/f-Rauschen des Kontaktes genannt.

Die Mikrowellenabsorption

Die Mikrowellenbestrahlung eines Josephson-Kontaktes ist eine wichtige Methode um indirekt die Dynamik des vorliegenden Kontaktes zu untersuchen. Durch Einstrahlung einer Mikrowelle kann es zu einer Synchronisation der Josephson-Oszillationen mit der Mikrowelle kommen. Dies wird durch Stufen konstanter Spannung bei $V_n = nhf/2e$ in der U-I-Kennlinie ersichtlich. Diese Stufen werden Shapiro-Stufen genannt.

Im Ersatzschaltbild des RSJ-Modells kann die eingestrahlte Mikrowelle durch einen am Josephson-Kontakt zusätzlich fließenden Wechselstrom der Frequenz f und der Amplitude I_f (current source model) berücksichtigt werden. Man erhält somit als Differentialgleichung:

$$\frac{I_f}{I_c} \sin \Omega \tau + \frac{I}{I_c} = \frac{d\varphi}{d\tau} + \sin \varphi \quad \text{mit} \quad \tau = \frac{2eRI}{\hbar} \quad \Omega = \frac{\hbar \omega_{\text{rf}}}{2eRI_c}$$

Diese Differentialgleichung läßt sich numerisch lösen, so daß die Abhängigkeit der Shapirostufenhöhe von der Amplitude der eingestrahlten Mikrowelle bestimmt werden kann.

3.2 Josephson-Kontakte mit dem Supraleiter $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$

Die Herstellung von Josephson-Kontakten aus HTSL setzt Verfahren voraus, die die speziellen Eigenschaften dieser Materialklasse berücksichtigen. Konzepte, die in der Low- T_c -Technologie entwickelt worden sind, lassen sich nicht auf diese Materialien übertragen.

Ein großes Problem der HTSL Josephson-Kontakt-Technologie sind die extrem kurzen Kohärenzlängen, die zudem noch richtungsabhängig sind. Bei $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ betragen diese 2 - 3 nm in a-b-Richtung und nur 0,3 - 0,4 nm in c-Richtung [2.7-2.8]. Dadurch erhält die Mikrostruktur einen entscheidenden Einfluß auf die makroskopisch beobachteten supraleitenden Eigenschaften von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$. Grundvoraussetzung für eine Kontakttechnologie ist daher die Verwendung von einkristallinen Filmen, die sich nur in Form von epitaktischen Filmen realisieren lassen. Nur dann lassen sich die "natürlichen weak links" in Form von Korngrenzen in den Filmen vermeiden.

Die bisher entwickelten HTSL-Kontakttypen lassen sich in drei unterschiedlichen Klassen einteilen.

- a) Kontakte mit künstlichen Barrieren
- b) modifizierte Mikrobrücken
- c) Korngrenzen-Kontakte

a) Kontakte mit künstlichen Barrieren

Diese Klasse läßt sich nochmals unterteilen in

- a) Kontakte mit Edelmetall-Barrieren
- b) Kontakte mit epitaktischen Barrieren

Im Typ a) dient Gold bzw. Silber als Barriere zwischen zwei separierten $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ -Filmen. Abbildung 3.4a zeigt schematisch eine häufig verwendete Kontaktgeometrie. Durch eine gerichtete Deposition von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ über eine Substratstufe erfolgt ein Filmabriss an der Stufe. Anschließend wird die Edelmetallschicht deponiert, so daß die beiden $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ -Bereiche über diese Metallschicht miteinander elektrisch verbunden sind [3.5-3.6].

Als Typ b) finden hauptsächlich sogenannte "Rampenkontakte" Verwendung. Die Abbildung 3.4b zeigt schematisch die Geometrie des hauptsächlich verwendeten Rampenkontaktes. Durch diese Geometrie wird eine Kopplung in ab-Richtung der supraleitenden Elektroden gewährleistet.

Als epitaktisches Barrierenmaterial können dienen:

- Supraleiter mit niedrigem T_c (z.B. Ca oder Co dotiertes $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$), [3.7]
- Metalle (z.B. Ruthenate wie CaRuO_3 bzw. SrRuO_3), [3.8-3.9]
- Halbleiter (z.B. PrBaCuO_3), [3.10]
- Isolatoren (z.B. $\text{Sr}_2\text{AlTaO}_6$, NdGaO_3 und SrTiO_3), [3.11-3.13]

Eine detaillierte Untersuchung dieses Kontakttyps mit metallischer Barriere findet sich in der Dissertation von Regina Dömel [3.14].

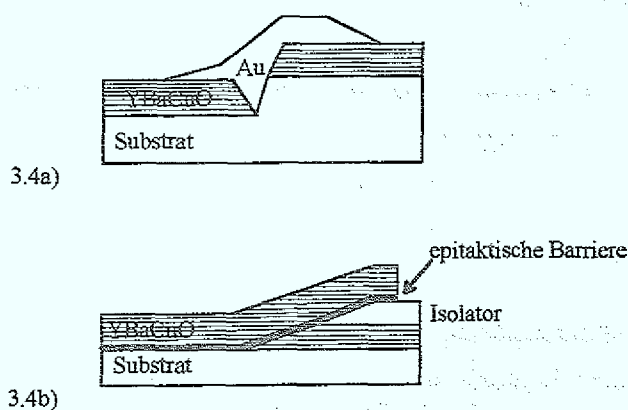


Abb. 3.4) Kontaktgeometrie a) Kontakt mit Edelmetall Barriere
b) Kontakt mit epitaktischer Barriere

b) Modifizierte Brücken

Bei diesem Kontakttyp wird durch eine gezielte Störung des Supraleiterkristalls eine Schwachstelle erzeugt. Diese Störung kann z.B. durch Ionenimplantation, oder Elektronenbestrahlung erfolgen [3.15-3.16]. Dieses Verfahren erfordert eine Sub- μm -Strukturierung, um den kurzen Kohärenzlängen in den HTSL gerecht zu werden. Dies macht diese Technologie gegenüber den anderen Verfahren, die mit der konventionellen UV-Lithographie auskommen, aufwendiger.

c) Korngrenzen-Kontakte

Dieser Kontakttyp nutzt geradezu die Schwäche der Hoch-Tc-Supraleiter aus. Da schon Korngrenzen in diesen Supraleitern ein weak link darstellen, sind unterschiedliche Technologien entwickelt worden, um Korngrenzen gezielt in ansonsten einkristallinen Filmen einzubringen.

Auf diesen Kontakttyp wird im folgenden Kapitel näher eingegangen.

3.3 Überblick über Korngrenzen-Josephson-Kontakte

Sowohl die Schichtstruktur der HTSL und die hieraus resultierenden Anisotropien der elektrischen Eigenschaften, als auch die kurzen, wenige Angström langen supraleitenden Kohärenzlängen sind wesentliche Merkmale dieser Supraleiterklasse. Dadurch gewinnt die Mikrostruktur entscheidenden Einfluß auf die makroskopisch beobachteten supraleitenden Eigenschaften. So wurde schon früh das weak link Verhalten von Korngrenzen in polykristallinen $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ -Proben beobachtet [3.17]. Dieser für Hochstrom-Anwendungen der HTSL so störende Effekt von Korngrenzen, hat sich für die aktive Supraleiter-Elektronik, bei der der Josephson-Kontakt das Schlüsselement ist, als Vorteil erwiesen. Eine technologische Nutzung von Korngrenzen als Josephson-Kontakte setzt voraus, daß es gelingt, diese kontrolliert und reproduzierbar herzustellen.

Ein Schritt in diese Richtung gelang zuerst einer Gruppe bei IBM im Jahre 1988 [3.18-3.19]. Sie führte die Bikristalltechnologie ein. Ein Bikristall-Substrat, in dem sich eine Korngrenze befindet, wird epitaktisch mit $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ beschichtet. Dabei wird die sich im Substrat befindende Korngrenze in die $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ -Schicht übertragen. Die Substratherstellung erfolgt durch Zusammenfügen von zwei gegeneinander verdrehten Substrathälften. Dabei können beliebige Winkel zwischen bestimmten Kristallrichtungen eingestellt werden. Abbildung 3.5a) zeigt eine Skizze der von dieser Gruppe (IBM) besonders intensiv untersuchten [001]-Kippkorngrenze.

Ebenfalls zu der Familie der $[001]$ -Kippkorngrenzen gehört der in Abbildung 3.5b) gezeigte Biepitaxie-Kontakt [3.20-3.21]. Dieser Kontakttyp wird hergestellt, in dem die "in-plane"-Orientierung des HTSL-Filmes mittels einer geeigneten Keim- und Pufferschicht kontrolliert wird. Dazu wird auf einem einkristallinen Substrat eine dünne Keimschicht epitaktisch abgeschieden und strukturiert. Im nächsten Schritt wird eine Pufferschicht deponiert. Diese wächst auf der Substratseite, die mit der Keimschicht bedeckt ist, Kubus auf Kubus auf, während sie auf der unbedeckten Seite um 45° verdreht aufwächst. An der Grenzlinie beider Bereiche bildet sich somit in der Pufferschicht eine Korngrenze aus. Diese Korngrenze wird bei der nachfolgenden Abscheidung einer epitaktischen $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ -Schicht in die $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ -Schicht übertragen. Zur Herstellung dieser Biepitaxie-Kontakte können viele unterschiedliche Schichtkombinationen verwendet werden.

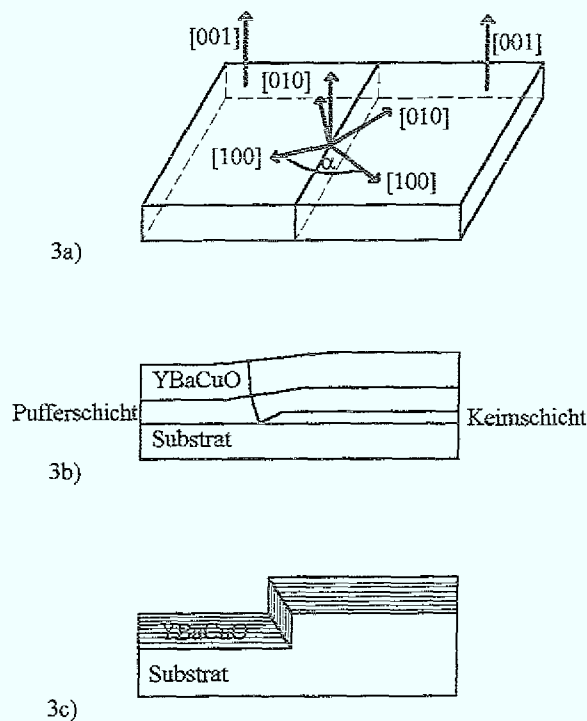


Abb. 3.5: Schemazeichnungen der drei wichtigsten Korngrenzen-Kontakt-Typen

3a) $[001]$ -Kippkorngrenze

3b) Biepitaxie-Kontakt (Seitenansicht)

3c) Stufenkontakt (Seitenansicht)

Vorteil dieser Technik ist, daß die Position der Korngrenze auf dem Substrat photolithographisch bestimmt werden kann. Somit kann im Gegensatz zur Bikristalltechnologie der Josephson-Kontakt an jedem beliebigen Ort auf dem Substrat positioniert werden. Nachteilig für viele Anwendungen ist jedoch, daß mit der Biepitaxie-Methode bisher nur 45° -Korngrenzen hergestellt werden können. Eine 45° -Korngrenze reduziert das I_c so stark, daß

für viele Anwendungen, die ein hohes $I_c R_n$ -Produkt erfordern, Biepitaxie-Kontakte nicht verwendet werden können.

Einen anderen Korngrenzen-Kontakttyp stellt der Stufenkontakt dar [3.22]. Dieser Kontakttyp wird hergestellt, indem vor der $YBa_2Cu_3O_{7-y}$ Deposition, Stufen in das Substrat geätzt werden. Hierbei wird die Tatsache ausgenutzt, daß sich an der Stufe in der $YBa_2Cu_3O_{7-y}$ -Schicht zwei Korngrenzen ausbilden. Die Abbildung 3.5c) zeigt schematisch diesen Korngrenzen-Kontakt-Typ, der ausführlich in der Dissertation von K. Herrman [3.23] untersucht wurde.

Viele Untersuchungen zum Verständnis des weak-link Verhaltens von Korngrenzen sind inzwischen durchgeführt worden. Im folgenden werden ausschließlich Ergebnisse zusammengefasst, die an Bikristall- und Biepitaxie-Kontakten erzielt worden sind.

Mikroskopie-Untersuchungen zeigen, daß die Korngrenzen praktisch keine Fremdphaseneinschlüsse aufweisen. Während die Korngrenzen in den Bikristallsubstraten geradlinig sind, treten Welligkeiten von bis zu mehreren 100 nm in den Korngrenzen im $YBa_2Cu_3O_{7-y}$ auf [3.24-3.26]. Dies hat zur Folge, daß die Korngrenze in verschiedene Segmente mit unterschiedlichen Facetten zerfällt.

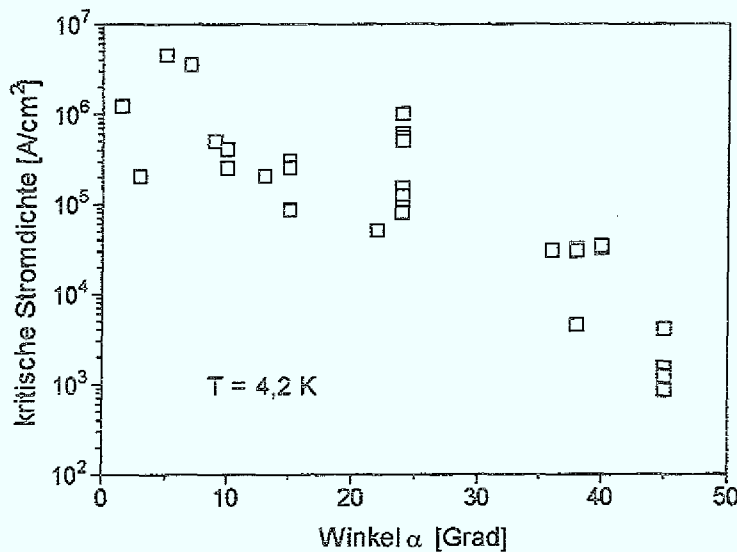


Abb. 3.6: Winkelabhängigkeit des kritischen Stromes [3.27]

Die meisten Untersuchungen der elektrischen Eigenschaften von Korngrenzen sind an den Kippkorngrenzen des Typs aus Abbildung a) durchgeführt worden. Eine wichtige Untersuchung ist die Reduktion der kritischen Stromdichte über eine [001]-Kippkorngrenze als Funktion des Winkels α (Abb. 3.6) [3.27]. Bis zu einem Winkel von etwa 5° ist kein Einfluß der Korngrenze auf die kritische Stromdichte zu beobachten. Mit größer werdendem Winkel nimmt die kritische Stromdichte ab. Eine maximale Reduktion der kritischen Stromdichte wird

bei einem Winkel von $\alpha = 45^\circ$ erreicht. Dieser Winkel stellt gleichzeitig den maximalen Kippwinkel in einem kubischen System dar.

Diese wichtige und universelle Abhängigkeit der kritischen Stromdichte vom Winkel α ist bis heute noch nicht verstanden.

Viele Untersuchungen zeigen, daß Störungen des Sauerstoffuntergitters im Bereich der Korngrenze verantwortlich sein können für das weak link-Verhalten der Korngrenzen. Die supraleitenden Eigenschaften von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ werden entscheidend vom Sauerstoffgehalt bestimmt. Gitterverzerrungen in Korngrenzen können dazu führen, daß eine optimale Beladung mit Sauerstoff nicht möglich ist. Dies führt zu einer Unterdrückung des Ordnungsparameters im Spannungsfeld der Korngrenze. Mockley et al. zeigten mittels Elektromigrationsexperimenten, daß die Sauerstoffdefektdichte entscheidend die Form der U-I-Kennlinie bestimmt. Durch eine Erhöhung der lokalen Sauerstoffdefektdichte gelang es, U-I-Kennlinien von Mikrobrücken von der "flux-flow"-artigen Form zur RSJ-artigen Form zu überführen [3.28-3.29].

Weitere Untersuchungen der elektrischen Eigenschaften lassen auf räumliche Inhomogenitäten entlang der Korngrenze schließen. Durch Bestimmung der Stromdichtekorrelationsfunktion eines Bikristallkontaktes konnten räumliche Inhomogenitäten bis in den Sub- μm Bereich festgestellt werden [3.30]. Messungen des kritischen Stroms in hohen Magnetfeldern lassen den Schluß zu, daß eine Korngrenze aus vielen parallelgeschalteten Josephson-Kontakten besteht, die voneinander durch normaleitende Bereiche separiert sind [3.31-3.32]. Diese Vorstellung wird durch Hochfrequenz-Untersuchungen bestätigt. Sowohl in Bikristall- als auch in Biepitaxie-Kontakten kann das Auftreten von Sub-Stufen in den U-I-Kennlinien unter Mikrowellenbestrahlung durch die Existenz von intrinsischen SQUIDs in den Korngrenzen erklärt werden [3.33-3.34].

Rauschuntersuchungen an Biepitaxie-Kontakten zeigten, daß das $1/f$ -Rauschen von zwei voneinander unabhängigen Komponenten bestimmt wird. Ein Beitrag entsteht durch Fluktuationen des Kontaktwiderstandes R , ein anderer durch Fluktuationen der kritischen Stromdichte I_c . Die Tatsache, daß diese zwei Beiträge unabhängig voneinander sind, läßt auf unterschiedliche Cooperpaar- und Quasiteilchen-Pfade schließen [3.35-3.36].

Insgesamt ergibt sich folgendes phänomenologische Modell des Korngrenzen-Josephson-Kontaktes (Abb. 3.7):

Im mechanischen Spannungsfeld der Korngrenze ist die Supraleitung geschwächt. Normalleitende und schwach supraleitende Bereiche wechseln sich auf einer nm-Skala ab. Zwei supraleitende Bereiche, die an der Korngrenze aufeinandertreffen, bilden einen supraleitenden Pfad über die Korngrenze. Die übrigen Bereiche ergeben normaleitende Pfade. Die

Korngrenze kann somit als Parallelschaltung sich abwechselnder Supraleiter und Normalleiter dargestellt werden.

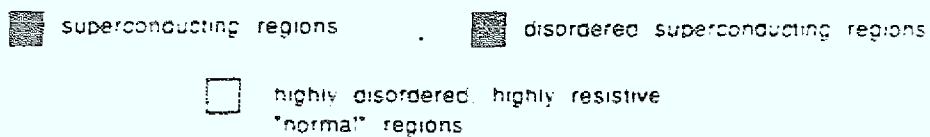


Abb. 3.7: Phänomenologische Modell des Korngrenzen-Josephson-Kontaktes nach [3.28].

4. Experimentelles

4.1 Die Filmherstellung

Die in dieser Arbeit untersuchten Filme wurden mit zwei Verfahren abgeschieden. Die Herstellung der $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ -Filme erfolgte mittels der Laserablation, die der epitaktischen Oxid-Filme mit Hilfe der Elektronenstrahlverdampfungstechnik, die . Diese zwei Schichtherstellungsverfahren werden im folgenden beschrieben.

4.1.1 Das Elektronenstrahlverdampfen

Zur Herstellung von epitaktischen MgO-, YSZ- und CeO_2 -Filmen wurde eine kommerziell erhältliche Elektronenstrahlaufdampfanlage (Fa. Leybold) umgerüstet. Sie ermöglicht das Aufwachsen von Schichten bei Substrattemperaturen bis zu 920°C , sowie die in-situ Abscheidung von bis zu vier verschiedenen Materialien.

Als Aufdampfmaterial diente zu Tabletten gepreßtes Pulver von MgO, YSZ und CeO_2 . Diese Tabletten befinden sich in einem wassergekühlten Kupfertiegel. Ein hochenergetischer Elektronenstrahl (50 keV) wird durch das Feld eines Elektromagneten auf das zu verdampfende Material gelenkt. Dadurch wird das Aufdampfmaterial aufgeschmolzen und verdampft. Oberhalb des Tiegels befindet sich das beheizte Substrat, so daß sich das verdampfte Material darauf niederschlagen kann. Die Abscheiderate wird mit einem in der Nähe des Substrates positionierten Schwingquarz kontrolliert. Typische Aufdampfraten betragen 0,1 - 0,2 nm/sec.

Die Abscheidung der Oxide erfolgt in der Kammer unter einem Sauerstoffpartialdruck von $1 - 2 \times 10^{-4}$ mbar. Dieser Druck stellt in etwa die obere Grenze dar, bei der sich die Elektronenstrahlanode stabil betreiben läßt.

4.1.2 Die Laserablation

Die Herstellung der $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ -Filme erfolgte fast ausschließlich mittels der Laserablation. Die Laserablation ist ein schnelles und flexibles Verfahren zur Herstellung qualitativ hochwertiger Schichten. Insbesondere bei der Deposition von Multikomponentenschichten hat sich dieses Verfahren bewährt, da es einen stöchiometrischen Übertrag des Targetmaterials auf das Substrat ermöglicht. Die Stöchiometrie einer abgeschiedenen Schicht wird durch die

Stöchiometrie des Targets bestimmt, auch wenn Elemente mit unterschiedlichen Dampfdrücken im Target enthalten sind.

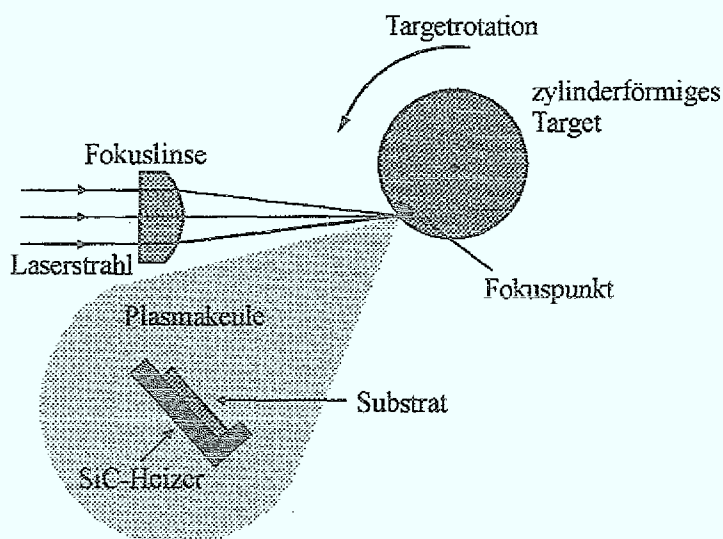


Abb. 4.1: Schematischer Aufbau der Laserablation

Der Aufbau der Apparatur ist in Abbildung 4.1 schematisch dargestellt. Als Laser wurde ein KrF-Excimer-Laser mit einer Wellenlänge von 248 nm verwendet. Die Pulsfrequenz dieses Lasers beträgt 1 - 10 Hz bei einer Pulsdauer von 40 ns. Dieser Laserstrahl wird auf die Oberfläche eines stöchiometrischen $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ Targets focussiert. Dadurch erreicht man Energiedichten auf der Targetoberfläche von etwa 3 - 4 Joule/cm², so daß schlagartig Material vom Target, unter Bildung einer Plasmawolke, abgetragen wird. Ein beheiztes Substrat wird in dieser Plasmawolke positioniert, so daß eine Beschichtung des Substrates erfolgt [4.1-4.3].

Die Deposition der $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ -Filme erfolgt bei einer Substrattemperatur von ca. 780 °C und einem Sauerstoffdruck zwischen 0,1 und 0,5 mbar. Das $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ kristallisiert bei diesen Prozeßparametern in der sauerstoffverarmten, tetragonalen Phase. Der Phasenübergang in die orthorhombische Phase geschieht unter Aufnahme von Sauerstoff während des Abkühlvorganges.

4.2 Strukturelle Charakterisierung

Die im Rahmen dieser Arbeit wichtigsten verwendeten Methoden zur strukturellen Charakterisierung der epitaktischen Filme sind: Rutherford-Rückstreuunganalyse (RBS), Röntgenstrukturuntersuchungen und hochauflösende Elektronenmikroskopie (HREM). Diese unterschiedlichen Methoden werden im folgenden vorgestellt.

4.2.1 Rutherford-Rückstreuanalyse und Channeling

Die Rutherford-Rückstreuanalyse ist eine sehr effiziente Methode zur Analyse von Dünnschichten. Sie liefert Informationen über die in der Probe enthaltenen Elemente, über die Stöchiometrie und über die Tiefenverteilung. In Verbindung mit der sog. "Channeling"-Technik kann auch ein Maß für die Kristallqualität eingeführt werden [4.4]. Da diese Verfahren weitgehend zerstörungsfrei sind, können sie auch zur Qualitätskontrolle für die Herstellung komplexer Schichtsysteme herangezogen werden. Dies ist besonders für diese Arbeit wichtig, da z.B. die Herstellung von Biepitaxie-Kontakten mehrere Schichtdepositionen und deren Strukturierung beinhaltet.

Im folgenden wird ein kurzer Überblick über diese Analysemethode gegeben.

Ein monoenergetischer He^+ -Ionenstrahl der Energie im Bereich von 1,4 bis 2,8 MeV wird auf die Probe gerichtet. Die Energie und Zahl der unter einem Winkel von 170° rückgestreuten Ionen werden von einem Detektor gemessen. Da bei diesen Energien Kernreaktionen ausgeschlossen werden können, unterliegen die in die Probe eintretenden Ionen hauptsächlich zwei Wechselwirkungen. Zum einen findet eine elastische Streuung an den Targetatomkernen statt, zum anderen erfahren die Projektil-Ionen einen kontinuierlichen Energieverlust durch Stöße mit Targetatomkernen und -elektronen.

Die Energie eines an der Oberfläche elastisch rückgestreuten Ions kann im Rahmen eines elastischen Stoßes zweier Massen M_1 und M_2 aus dem Energie- und Impulserhaltungssatz berechnet werden: ein Ion der Energie E wird mit der Energie $E_1 = k \cdot E$ zurückgestreut. Dabei ist k der kinematische Faktor.

$$k = \left[\frac{\left(M_1^2 - M_2^2 \sin^2 \Theta \right)^{1/2} + M_1 \cos \Theta}{M_1 + M_2} \right]^2$$

k ist somit lediglich eine Funktion der an diesem Zweikörperstoß beteiligten Massen und des Streuwinkels. Somit ist es bei einem festen Streuwinkel und einer festen Energie der Projektil-Ionen möglich, durch Messung der Energie E_1 der rückgestreuten Ionen auf die Massenzusammensetzung des Targets zu schließen.

Die im Inneren der Probe zurückgestreuten Ionen werden aufgrund des kontinuierlichen Energieverlusts entlang des Weges durch die Probe mit einer etwas niedrigeren Energie detektiert als bei der Streuung an der Oberfläche. Diese Energieverschiebung hängt für nicht allzu dicke Schichten nahezu linear von dem in der Probe zurückgelegten Weg ab. Damit kann aus dem Energieverlust dE direkt auf den in der Probe zurückgelegten Weg geschlossen

werden. Damit erhält man über die Breite des zu einem Element gehörenden Signals einen Maß für die Dicke der Schicht, in der sich dieses Element befindet.

Eine weitere wichtige Information ergibt sich bei der Analyse der Signalhöhe. Die Rückstreuerausbeute ist direkt proportional zur Flächenbelegungsdichte des betreffenden Elements. Dadurch ist eine direkte Bestimmung der Konzentration des Elements aus der Signalhöhe möglich.

Bei der bisherigen Betrachtung wurde stillschweigend eine isotrope Verteilung der Atome in der Probe vorausgesetzt. In kristallinen Proben können infolge der periodischen Anordnung der Gitteratome Anisotropieeffekte auftreten. Daher wird in sog. Random-Spektren die Probe um 5° aus der Normalenrichtung gekippt und während der Messung kontinuierlich um die Probennormalen gedreht.

Wird dagegen der Ionenstrahl gezielt parallel zu einer niedrig indizierten Kristallrichtung oder -ebene ausgerichtet, so kann es zu dem sog. Channelling-Effekt kommen. Dieser ist in Abbildung 4.2 illustriert. Die einfallenden Ionen werden durch eine Serie von Kleinwinkelstößen entlang der offenen Kristallkanäle geführt. Dadurch wird im sog. Aligned-Spektrum die Rückstreurrate abgesenkt. Diese Absenkung der Rückstreurrate fällt um so stärker aus, je "perfekter" der Kristall ist, da Defekte im Kristall, wie Punktdefekte, Versetzungen etc. die Kristallkanäle blockieren und zu Rückstreuung führen. Das Verhältnis von Aligned- und Random-Rückstreuerausbeute ist somit ein Maß für die Kristallqualität der Probe. Es wird als "Minimum Yield" bezeichnet:

Bei guten Einkristallen können Minimum Yield Werte bis zu 1% gemessen werden.

Voraussetzung für den Channelling-Effekt ist die präzise Ausrichtung der Probe relativ zum Strahl. Je nach Energie, Ionen- und Targetatommasse, sowie der jeweiligen Kristallrichtung liegen die sog. kritischen Winkel ψ_c für Channelling bei etwa einem Winkelgrad. Der kritische Winkel läßt sich näherungsweise durch die Formel berechnen:

$$\psi_c = \sqrt{\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2Z_1Z_2e^2}{E_d}}$$

Experimentell kann der kritische Winkel ψ_c aus einem Winkelscan bestimmt werden.

4.2.2 Röntgendiffraktometrie

Die Untersuchungen der Orientierung der epitaktischen Filme bezüglich des Substrates erfolgten mit der Röntgendiffraktometrie. Dazu wird der zu untersuchende Kristall mit monochromatischer, kollimierter Röntgenstrahlung unter einem definierten Winkel bestrahlt. Die Intensität der an den Netzebenen des Kristalls gebeugten Röntgenstrahlen wird in Abhängigkeit vom Ausfallwinkel aufgenommen. Eine konstruktive Interferenz für die Beugung an einer Netzebene ergibt sich dabei für Winkel, die der Bragg-Bedingung genügen:

$$2d\sin\theta = n\lambda$$

Dabei ist d der Netzebenenabstand, θ der Glanzwinkel der einfallenden Röntgenstrahlen, λ die Wellenlänge der Röntgenstrahlen.

Zur Untersuchung von epitaktischen Dünnschichten wurden drei Meßanordnungen verwendet.

Θ - 2Θ -Scan (Bragg-Brentano-Geometrie)

Bei dieser Meßanordnung wird die Röntgenquelle und der Detektor bezüglich der Probenoberfläche so positioniert, daß der Einfallswinkel gleich dem Ausfallwinkel ist. Dadurch werden nur Bragg-Reflexe von Netzebenen gemessen, die parallel zur Substratoberfläche orientiert sind. Diese Meßanordnung ermöglicht es, eine Texturierung des Films festzustellen.

Rocking-Kurve

Zur Messung der Rocking-Kurve wird die Quelle und der Detektor so positioniert, daß die Bragg-Bedingung für einen (001)-Reflex erfüllt ist. Aufgenommen wird die Intensität für diesen Reflex als Funktion des Verkippungswinkel der Probe. Die Halbwertsbreite der gemessenen Linie ist ein Maß für die Verkippung der Körner bezüglich der Substratoberflächennormalen.

ϕ -Scan

Die in-plane Orientierung der Filme wird durch einen ϕ -Scan festgestellt. Dabei werden Quelle, Probe und Detektor so positioniert, daß die Bragg-Bedingung für eine zur Oberfläche nicht parallelen Netzebene erfüllt ist. Gemessen wird die Intensität des Reflexes in Abhängigkeit vom Winkel ϕ , der die Rotation um die Substratnormale angibt. Bei einem einkristallinen Film mit einer vierzähligen Kristallsymmetrie erhält man bei Rotation um 360° vier Reflexe. Besitzt der Film mehrere Orientierungen, so tauchen entsprechend mehr Reflexe auf.

4.2.3 Hochauflösende Elektronenmikroskopie

Die hochauflösende Transmissionselektronenmikroskopie (HRTEM) ermöglicht eine detaillierte Untersuchung der Mikrostruktur von Festkörpern. Diese Methode ist somit ideal für Grenzflächenuntersuchungen geeignet. Die zu untersuchende Probe wird mit Elektronen der Energie von einigen 100 kV durchstrahlt. Die transmittierten Elektronen werden mittels eines magnetischen Linsensystems auf einem Leuchtschirm abgebildet. Beim Durchstrahlen der kristallinen Probe werden die Elektronen gebeugt. In der Brennebene der Objektivlinse des Mikroskops entsteht dadurch ein Beugungsmuster, in der Bildebene ein vergrößertes, reelles Bild der Probe.

Damit die Proben von Elektronen durchstrahlbar sind, sind spezielle Präparationen notwendig. Dazu werden die Proben zunächst mechanisch auf eine Dicke von etwa 30 μm gedünnt. Anschließend werden die Proben mit Ar-Ionen (3 - 5 kV) physikalisch geätzt, bis Bereiche entstehen, die eine Dicke von nur wenigen nm aufweisen.

4.2.4 Rasterkraftmikroskopie

Untersuchungen der Oberflächentopologie von MgO-Substraten erfolgten mit Hilfe der Rasterkraftmikroskopie [4.5]. Dazu wird eine Probe auf einem Piezoelement montiert, so daß sie durch Anlegen einer Spannung am Piezoelement in x-, y-, und z- Richtung verschiebbar ist. Anschließend bringt man eine Spitze in unmittelbare Nähe oder in Kontakt mit der zu untersuchenden Oberfläche. Beim Rasterkraftmikroskop unterscheidet man zwischen zwei Betriebsarten, dem "contact mode" und dem "non contact mode".

Im contact mode bringt man die Spitze in direkten Kontakt mit der Probe. Detektiert wird die Auslenkung der Spitze senkrecht zur Probenoberfläche.

Im non contact mode berührt die Spitze die Probe nicht. Die Spitze wird in resonante Schwingungen versetzt (100 - 200 kHz). Dabei wird die Amplitude der Schwingung konstant gehalten. Bei Annäherung an die Probenoberfläche verschiebt sich die Frequenz der Schwingung. Diese Frequenzverschiebung hängt vom Kräftegradienten ab, den die Spitze in der Nähe der Probenoberfläche spürt. Bei der Bildentstehung wird die Spitze mit konstanter Schwingungsfrequenz entlang der Probenoberfläche geführt, so daß die Spitze Linien mit konstantem Kräftegradienten beschreibt. Dabei werden die ausgleichenden Höhenbewegungen der Spitze ortsabhängig aufgenommen.

5. Experimentelle Ergebnisse

5.1 Deposition von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ auf Silizium

Wie in Kapitel 2.4 gezeigt wurde, besitzen $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ -Filme, die auf der Standardpufferschicht YSZ deponiert worden sind, eine mäßige Kristallqualität. Prinzipiell sind zwei Wege möglich, die Kristallqualität von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ auf Silizium zu verbessern. Zum einen kann dies durch ein alternatives Puffermaterial mit günstigeren Epitaxieeigenschaften für $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ erfolgen, zum anderen durch eine Verbesserung der bereits bekannten Pufferschicht YSZ.

Frühere Arbeiten haben gezeigt, daß die Epitaxie von YSZ auf Si aufgrund einer besonderen Eigenschaft des Zr ermöglicht wird. Andere Versuche, Oxide epitaktisch auf Si abzuscheiden, scheiterten aufgrund einer stabilen nicht epitaktischen SiO_2 -Schicht an der Grenzfläche bei den verwendeten Depositionsparametern. Dagegen ist das Zr in der Lage, die auf der Si-Oberfläche befindliche SiO_2 -Schicht zu entfernen. Dabei reduziert das Zr das SiO_2 zu flüchtigem SiO unter Bildung von ZrO_2 [5.1-5.2].

Daher ist das YSZ besonders für eine Epitaxie auf Si geeignet und wird im Rahmen dieser Arbeit als Epitaxiegrundlage verwendet. Es bietet sich an, die Gitteranpassung von YSZ durch eine zusätzliche Deposition einer Schicht zu verbessern. Hierfür hat sich das CeO_2 als besonders geeignet erwiesen [5.3-5.4]. CeO_2 kristallisiert wie das YSZ in der CaF_2 -Struktur. Die Gitterkonstante beträgt 0,54 nm und bietet somit eine hervorragende Unterlage für das $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$. Die Gitterfehlpassung von CeO_2 zu $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ beträgt 0,9% (Einheitszelle von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ um 45° relativ zu CeO_2 verdreht) und ist somit deutlich geringer als die Fehlanpassung von YSZ zu $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ (7%).

5.1.1 Strukturelle Charakterisierung des YSZ/ CeO_2 -Pufferschichtsystems

Mit dem im Kapitel 4.1.1 beschriebenen Verfahren des Elektronenstrahlverdampfens wurden sowohl die YSZ- als auch die CeO_2 -Schichten hergestellt. Die optimierten Depositionsparameter betragen dabei für beide Oxide: 900°C Heizertemperatur und 1×10^{-4} mbar Sauerstoffpartialdruck. Zunächst wurde die YSZ-Pufferschicht abgeschieden, anschließend, in-situ, eine CeO_2 -Schicht.

Θ - 2Θ Röntgenbeugungsmessungen an diesen Pufferschichten zeigen, daß sowohl das YSZ als auch CeO_2 mit der (001)-Orientierung senkrecht zur Substratoberfläche aufwachsen. In Verbindung mit φ -Scans der YSZ- und CeO_2 -Schicht wurde somit folgende Orientierungsbeziehung bestimmt:

$\text{Si}(001)[110]//\text{YSZ}(001)[110]//\text{CeO}_2(001)[110]$

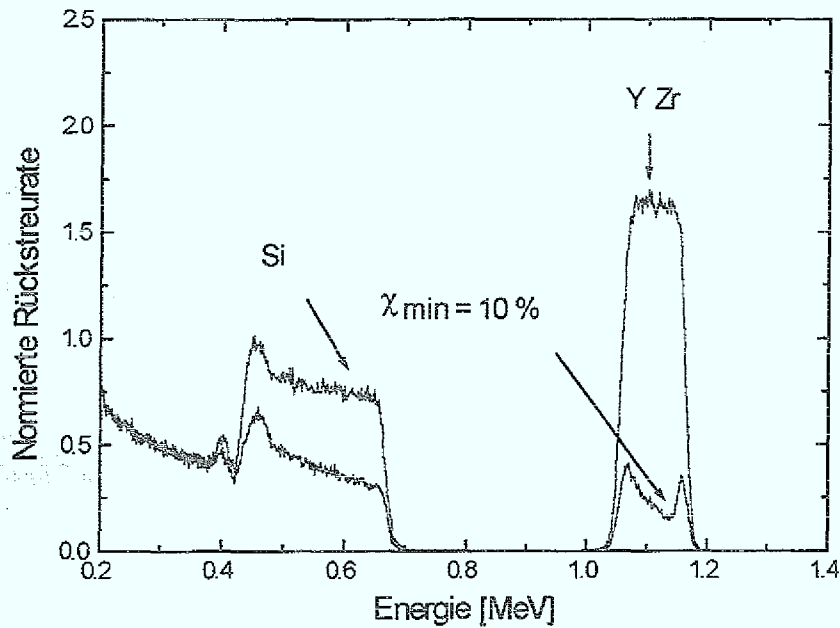


Abb. 5.1 RBS- und Channeling-Spektren eines YSZ-Filmes auf SoS, aufgenommen mit $1,4 \text{ MeV He}^+$.

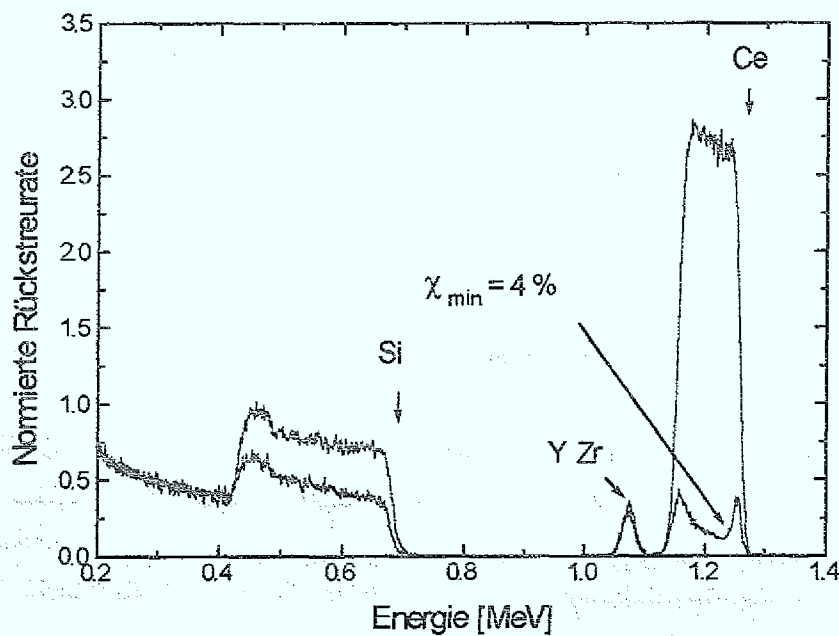


Abb. 5.2 RBS- und Channeling-Spektren eines CeO_2 -Filmes auf einer nur 3 nm dicken, epitaktischen YSZ-Schicht auf SoS, aufgenommen mit $1,4 \text{ MeV He}^+$.

Die Abbildungen 5.1 und 5.2 zeigen jeweils RBS/Channeling-Spektren einer auf SoS abgeschiedenen 100 nm dicken YSZ-Schicht (Abb. 5.1) und einer auf SoS abgeschiedenen Doppelschicht bestehend aus einer 3 nm dicken YSZ-Schicht und einer 100 nm dicken CeO_2 -

Schicht (Abb. 5.2). Der Minimum Yield Wert der YSZ-Schicht aus Abb. 5.1 beträgt 10%, der Minimum Yield Wert der CeO_2 -Schicht aus Abbildung 5.2 nur 4%. Die zu den Schichten zugehörigen Rockingkurvenbreiten betragen $0,9^\circ$ für die YSZ-Schicht und $0,75^\circ$ für die CeO_2 -Schicht.

Überraschend ist, daß die auf einer YSZ-Schicht abgeschiedene CeO_2 -Schicht eine deutlich höhere Kristallqualität besitzt als die YSZ-Unterlage. Dies ist ein wichtiges Ergebnis dieser Arbeit.

Um den Mechanismus zu verstehen, der zur Verbesserung der Kristallqualität führt, wurden weitergehende Untersuchungen der YSZ/ CeO_2 -Schichten vorgenommen. Diese werden im folgenden vorgestellt und diskutiert.

Bestimmung des kritischen Winkels für Channeling in CeO_2

Der kritische Winkel ist der maximal erlaubte Winkel zwischen einer kristallographischen Richtung und dem He-Strahl, bei dem Channeling noch stattfindet. Dieser kritische Winkel kann durch Messung der Halbwertsbreite des Winkel-Scans bestimmt werden.

Abbildung 5.3 zeigt den Winkelscan gemessen an einer CeO_2 -Schicht. Die Messung wurde an einer CeO_2 -Schicht durchgeführt, die direkt auf Saphir abgeschieden worden ist. Diese Schicht besitzt einen Minimum Yield-Wert von 2% und eine Rockingkurvenbreite von $0,2^\circ$ und ist somit in ihrer Kristallqualität vergleichbar mit Einkristallen [5.5].

Die aus diesem Winkelscan bestimmte Halbwertsbreite - und somit der kritische Winkel - für 1,4 MeV He^+ -Channeling in CeO_2 beträgt 1° .

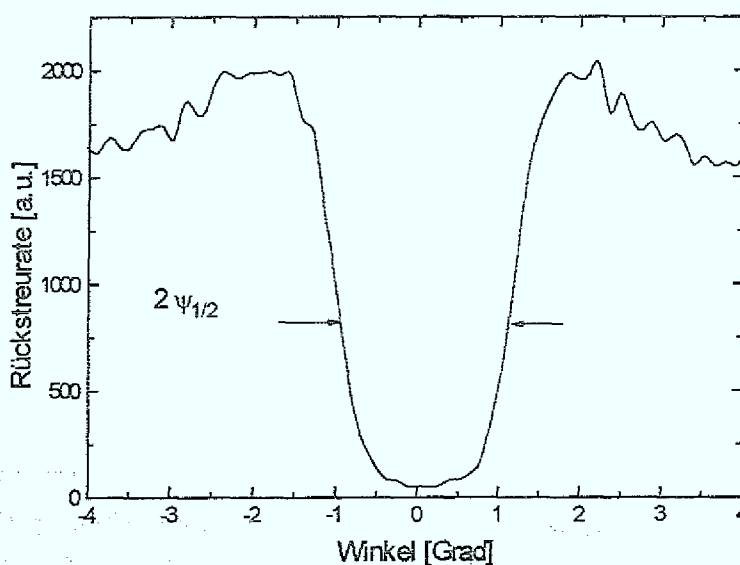


Abb.5.3: Winkelscan einer CeO_2 -Schicht auf Saphir, aufgenommen mit 1,4 MeV He^+ in (100)-Richtung

Auswertung der Rockingkurve des (002)-Reflexes von CeO_2

Abbildung 5.4. zeigt die Rockingkurve des (002)-Reflexes von CeO_2 auf SoS. Die punktierte Kurve entspricht einer Gauß-Verteilung mit der Halbwertsbreite von $0,67^\circ$. Die Verkipfung der CeO_2 -Körner um die Substratnormale läßt sich somit sehr gut durch eine Gauß-Verteilung beschreiben. In diesem Diagramm wurde eine weitere Kurve eingezeichnet, die die prozentuale Verteilung der Körner um die Substratnormale beschreibt. Dabei dient der Winkelabstand zur Substratnormalen als Parameter.

Daraus folgt, daß etwa 50 % der Körner eine Verkipfung kleiner $0,4^\circ$ und 99% der Körner kleiner als 1° aufweisen.

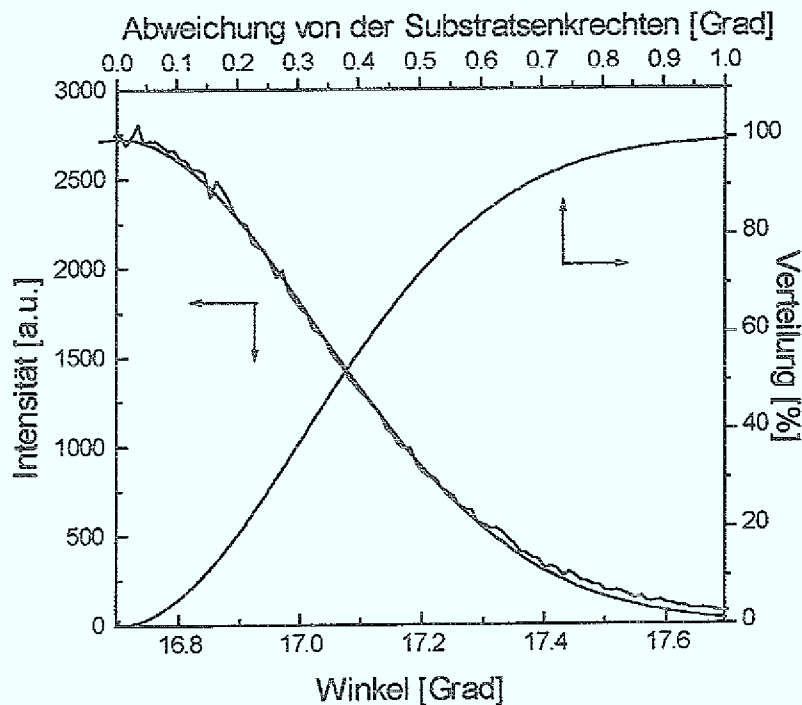


Abb. 5.4: Rockingkurve (linke Ordinate) des (002)-Reflexes von CeO_2 auf YSZ/SoS. Zusätzlich eingezeichnet ist die prozentuale Verteilung der CeO_2 -Körner (rechte Ordinate) als Funktion der Abweichung von der Substratsenkrechten (obere Abszisse).

Channeling-Untersuchungen in verschiedenen Kristallrichtungen

Die Abbildung 5.5 zeigt drei Channeling-Spektren, die in verschiedenen, niedrig indizierten Kristallrichtungen von CeO_2 aufgenommen worden sind. Bei der Messung in (011)-Richtung schließt der He-Strahl mit der Probe einen Winkel von 45° ein, bei der Messung in (111)-Richtung einen Winkel von $54,7^\circ$. Man erkennt deutlich die Zunahme der Rückstreuung im aligned Spektrum bei größer werdendem Winkel, obwohl in einem perfekten Einkristall in allen

drei Richtungen ein gleich gutes Channeling zu erwarten wäre. Das unterschiedliche Verhalten läßt sich durch eine Vorzugsorientierung von Defekten erklären.

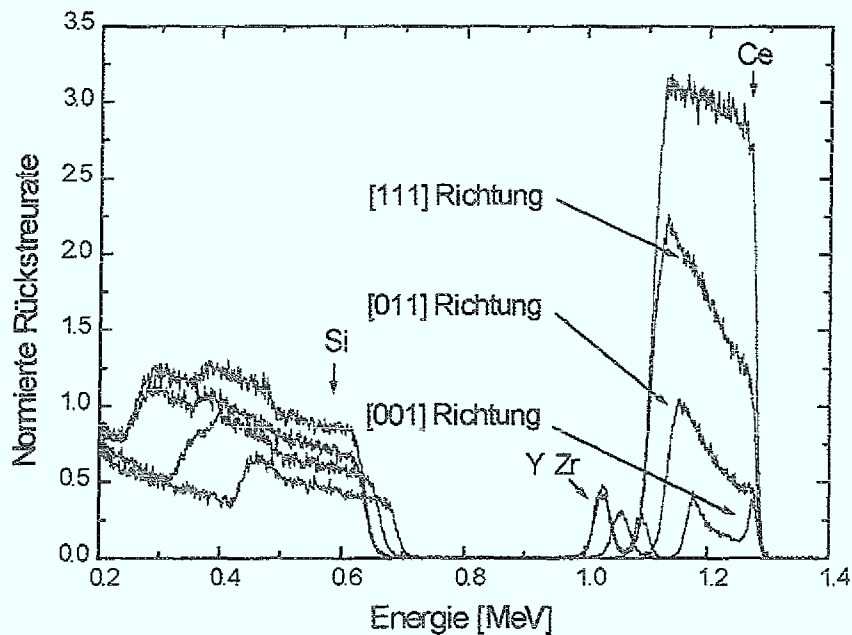


Abb.5.5: RBS- und Channeling-Spektren eines epitaktischen CeO_2 -Filmes auf YSZ/SoS, aufgenommen mit 1,4 MeV He^+ Ionen entlang der (001)-, (011)- und der (111)-Richtung.

Diskussion

Der kritische Winkel für Channeling in CeO_2 ist zu 1° bestimmt worden. Channeling kann daher auch an CeO_2 -Körner stattfinden, die um einen Winkel kleiner als 1° bezüglich der Substratsenkrechten verkippt sind. Die Auswertung der Rockingkurve des (002) CeO_2 -Reflexes ergab, daß 99% der Körner eine Verkippung kleiner 1° aufweisen. Damit wird das Channeling-Spektrum bei senkrechtem Einfall des He-Strahls nur geringfügig durch die Verkippung der Körner beeinflusst. Der Minimum Yield Wert wird somit fast ausschließlich von der Defektdichte in den CeO_2 Körnern bestimmt.

Eine Verkippung der CeO_2 -Körner gegeneinander bedeutet, daß sich Kleinwinkelkorngrenzen zwischen angrenzenden Körnern ausbilden. Diese Kleinwinkelkorngrenzen breiten sich parallel zur Substratnormalen aus, sie besitzen daher eine Vorzugsorientierung. Dies hat zur Folge, daß diese Kleinwinkelkorngrenzen, aufgrund ihrer Orientierung in (001)-Richtung, das Channeling in (001)-Richtung kaum beeinflussen. Dagegen bewirken diese Defekte bei geneigtem He-Primär-Strahl eine Erhöhung der Rückstreuung. Diese Erhöhung fällt um so stärker aus, je größer der Winkel zwischen He-Strahl und der (001)-Richtung ist.

Zusammenfassend ergibt sich folgendes Bild über die CeO_2 - und YSZ-Schichten:

Die YSZ-Schichten besitzen eine Körnerstruktur. Diese Körner sind schwach gegeneinander verkippt, so daß sich Kleinwinkelkorngrenzen zwischen den Körnern ausbilden. Die Fehlorientierung der YSZ-Körner wird direkt in die CeO_2 -Schicht übertragen. Während die YSZ-Schicht viele intra-granulare Defekte besitzt, wachsen die CeO_2 -Körner mit einer sehr hohen Kristallperfektion auf. Diese hohe Kristallperfektion der CeO_2 -Schicht erlaubt es, $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ -Schichten einer hohen Qualität darauf abzuscheiden.

5.2. Strukturelle Charakterisierung der auf den YSZ/ CeO_2 -Schichten abgeschiedenen $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ -Schichten

Auf diesen Pufferschichten wurden mittels Laserablation oder Hochdruckputtern [5.6] $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ -Schichten deponiert. Röntgenbeugungsmessungen zeigten eine reine c-Achsen-Orientierung der $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ -Filme. In Verbindung mit ϕ -Scans ergeben sich folgende Orientierungsbeziehungen:

$$\text{Si}(001)[110]//\text{YSZ}(001)[110]//\text{CeO}_2(100)[110]//\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}(001)[100]$$

Anhand der Röntgendiffraktogramme ließ sich die Länge der c-Achse zu 1,162 nm bestimmen. Dieser Wert ist etwas kleiner als der, der in Bulkproben gemessen wird (1,167 nm). Die Verkürzung der Gitterkonstanten in c-Richtung kann auf die unterschiedliche thermische Ausdehnung von Saphir-Substrat ($9 \times 10^{-6}/\text{K}$) und Supraleiterfilm $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ ($17 \times 10^{-6}/\text{K}$) zurückgeführt werden. Die thermische Ausdehnung von Si und der Pufferschichten kann vernachlässigt werden, da das Saphir-Substrat die thermische Ausdehnung aufgrund seiner Dicke dominieren wird. Beim Abkühlen von Herstellungstemperatur auf Raumtemperatur werden die a- und b- Achsen der $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ Einheitszelle aufgrund der auftretenden Zugspannung vergrößert und die c-Achse der Einheitszelle verkürzt.

Die Rutherford-Rückstreu- und Channeling-Spektren eines 120 nm dicken $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ -Filmes auf einer 100 nm dicken CeO_2 -Schicht auf 20 nm YSZ auf SoS sind in Abbildung 5.6 gezeigt. Das ausgeprägte Channeling weist auf die hohe Kristallperfektion des epitaktisch gewachsenen Supraleiterfilms hin. Der Minimum-Yield-Wert im Ba-Signal wurde zu 3% bestimmt. Dieser Wert stellt eine deutliche Verbesserung dar zu den Werten, die man auf einfachen YSZ-Pufferschichten erreicht hat und ist vergleichbar mit dem von Schichten auf SrTiO_3 und LaAlO_3 . Dies läßt sich zum einen auf die verbesserte Kristallqualität der Pufferschicht, zum anderen auch auf die für die Epitaxie von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ günstigere Gitterkonstante von CeO_2 zurückführen.

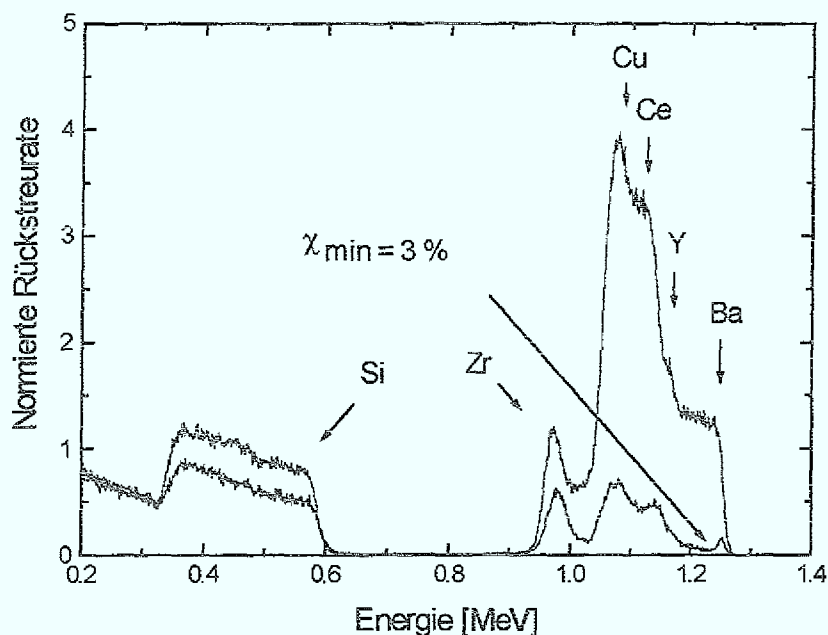


Abb. 5.6: RBS- Channeling-Spektren eines $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ -Filmes auf einem mit YSZ/CeO_2 gepufferten SoS-Substrat, aufgenommen mit $1,4 \text{ MeV He}^+$ -Ionen.

Die Rockingkurvenbreite des $(005)\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ -Peaks beträgt $0,65^\circ$. Dieser Wert ist noch etwas kleiner als der der Pufferschichten und läßt sich mit dem ausgesprochen zweidimensionalen Wachstum von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ erklären. Das $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ wächst entlang der a- und b-Richtung etwa zehn mal schneller als in der c-Richtung. Dadurch ergibt sich eine Tendenz, die c-Achse senkrecht zur Substratebene auszurichten [5.7]. So haben Lubig et al. festgestellt, daß sogar auf amorphen YSZ-Schichten eine c-Achsen-Texturierung vorliegt [5.8].

5.3 Elektrische Charakterisierung der $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ -Filme

Aus technologischer Sicht sind die elektrischen Eigenschaften der Supraleiter-Filme von primärem Interesse. Daher wurden die $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ -Filme hinsichtlich ihrer Gleichstrom- und Hochfrequenz-Eigenschaften untersucht.

Wie erwartet, führt die gute Kristallqualität der $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ -Filme zu guten elektrischen Eigenschaften der Filme. Abbildung 5.7 zeigt die Temperaturabhängigkeit des spezifischen Widerstandes einer 150 nm dicken $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ -Schicht. Der spezifische Widerstand bei Raumtemperatur beträgt $200 \mu\Omega\text{cm}$. Dieser niedrige Wert zeugt von einer niedrigen Defektdichte in den Filmen. Der Widerstandsverlauf ist leicht nichtlinear, und das

Restwiderstandsverhältnis $R(300\text{K})/R(100\text{K})$ beträgt 3,3. Ein nichtlineares Verhalten und Restwiderstände größer 3 sind typisch für Filme von hoher Qualität. [5.9]

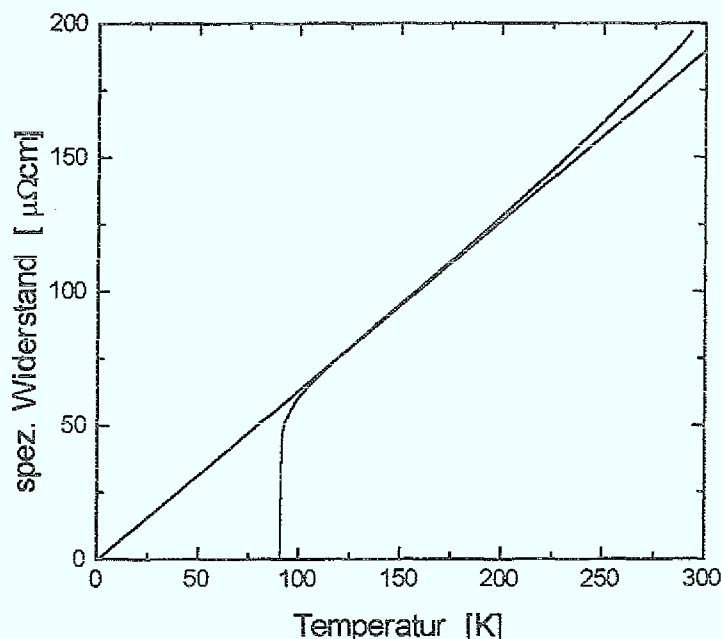


Abb. 5.7 Temperaturabhängigkeit des elektrischen Widerstandes eines epitaktischen $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ -Films auf einer CeO_2 -Pufferschicht hoher Kristallqualität

Die kritische Temperatur für den supraleitenden Phasenübergang beträgt 90 K. Zur Bestimmung der kritischen Stromdichte wurden Stege unterschiedlicher Breite (2- 20 μm) auf den Schichten strukturiert. Bei 77 K ergaben sich kritische Stromdichten von mehr als 2×10^6 A/cm². Dieser Wert ist vergleichbar mit den Werten, die an guten Filmen auf "Standard-Substraten" gemessen werden.

Die Temperaturabhängigkeit des Oberflächenwiderstandes $R_s(T)$ eines 150 nm dicken $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ -Filmes auf SoS ist in Abbildung 5.8 wiedergegeben. Der Oberflächenwiderstand bei 18,9 GHz wurde zwischen 5 K und T_c gemessen. Bei 77 K ergibt sich ein Widerstandswert von 1,4 m Ω . Im oberen Temperaturbereich entspricht sein Verlauf dem von guten Filmen auf LaAlO_3 oder NdGaO_3 . Allerdings fehlt der bei sehr guten Proben auftretende exponentielle Abfall von R_s im unteren Temperaturbereich $<T_c/2$.

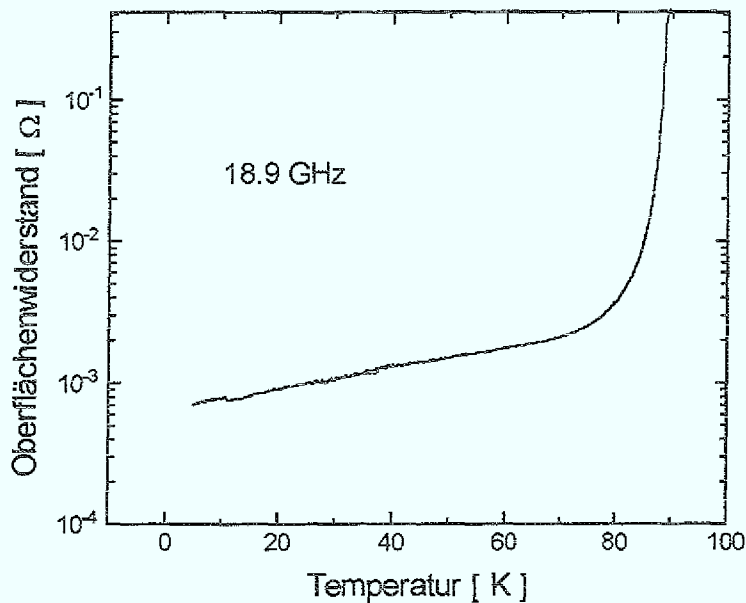


Abb. 5.8: Der Oberflächenwiderstand von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ auf SoS als Funktion der Temperatur gemessen bei 18,9 GHz.

Im folgenden sollen Untersuchungen der Hochfrequenzeigenschaften von strukturierten $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ -Filmen vorgestellt werden. $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ -Streifenleitungen wurden mit dem elektrooptischen Sampling-Verfahren charakterisiert [5.10]. Dazu wurde zuerst ein Photoschalter in die Streifenleitungen integriert.

Die Schritte zur Herstellung dieses integrierten Photoschalters sind in Abb.5.9 dargestellt.

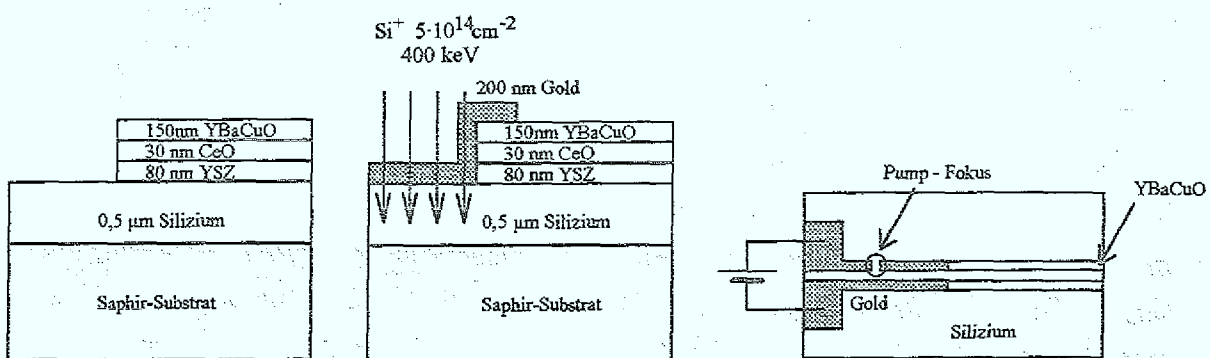


Abb.5.9: Schritte zur Herstellung eines integrierten Photoschalters

Ein Teil des Si-Substrats wurde mittels Ar-Sputtern freigelegt und dort (überlappend) 200 nm Au aufgedampft. Nach der Strukturierung der Streifenleitungen wurde der Bereich der Au-Streifenleitung mit Si-Ionen ($5 \cdot 10^{14} / \text{cm}^2$, 400 keV) implantiert. Diese Dosis ist ausreichend, um einerseits eine genügend hohe Defektdichte zu erzielen und andererseits die Lebensdauer

der Ladungsträger auf ca. 0,8 ps zu reduzieren. Als Photoschalter diente ein 15 μm breiter Spalt auf einer der 10 μm breiten Streifenleitungen. Die mit dieser Geometrie gemessenen Pulse sind in Abb. 5.10 dargestellt.

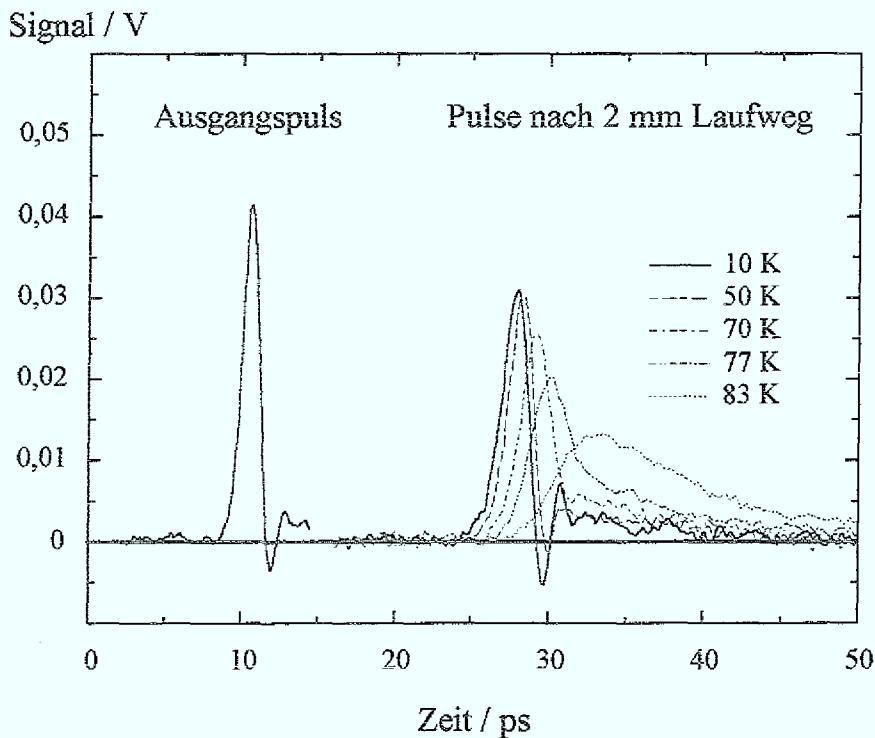


Abb. 5.10: Propagation von elektrischen Pulsen entlang $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ -Streifenleitern auf SoS

Der Ausgangspuls, der im Abstand von ca. 1 mm vom Photoschalter direkt auf den $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ Streifenleitungen aufgenommen wurde, besitzt eine Halbwertsbreite von 1,3 ps. Nach weiteren 2 mm Laufweg ist die Breite auf 1,8 ps angewachsen. Die Dispersion der Pulse ist aufgrund der geringen Dielektrizitätskonstante des Saphir-Substrates recht gering. Erst bei $T > 50 \text{ K}$ setzt eine deutlich sichtbare Dämpfung und Dispersion aufgrund der Änderung der supraleitenden Eigenschaften ein.

Abb. 5.11 zeigt den Oberflächenwiderstand R_s als Funktion von Frequenz und Temperatur. Zum Vergleich ist ein an der unstrukturierten Probe gemessener Wert bei 19 GHz eingetragen. Man erkennt aus der Abbildung, daß R_s eine leichte Verschlechterung gegenüber der unstrukturierten Probe zeigt. Ursache dafür ist wahrscheinlich eine Ausdiffusion von Sauerstoff aus den verspannten $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ -Schichten. Bei bekannter Dicke des supraleitenden Films läßt sich aus der Oberflächenimpedanz die magnetische Eindringtiefe $\lambda(T)$ absolut bestimmen. Die so gemessenen Werte zeigen eine sehr gute Übereinstimmung mit den Vorhersagen aus der BCS-Theorie, wenn die reduzierte Energielücke auf $2\Delta/k_B T_c = 2,8$ geändert wird (Abb. 5). $\lambda(0)$ wurde zu 200 nm bestimmt.

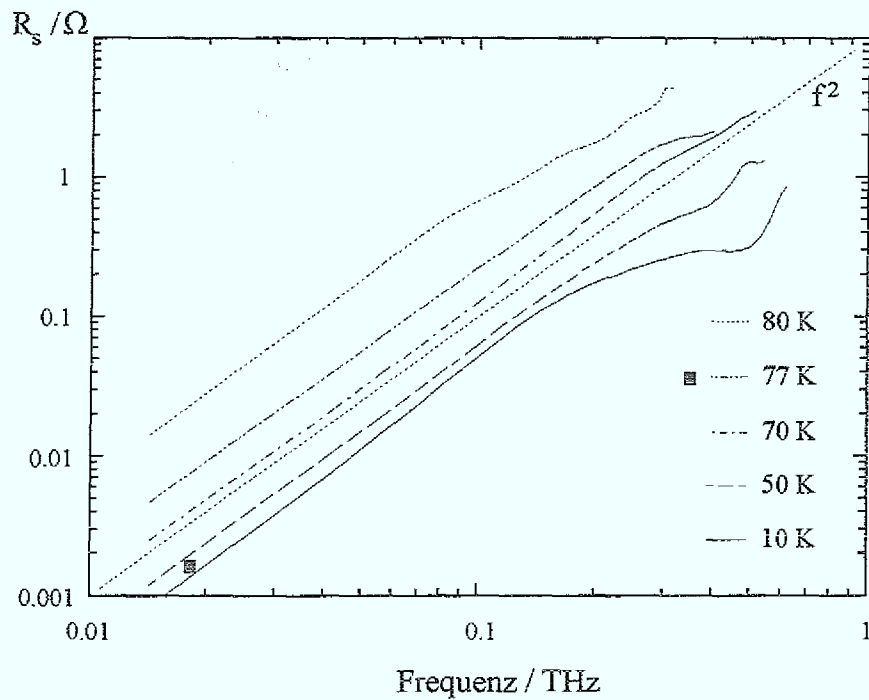


Abb. 5.11: Oberflächenwiderstand R_s als Funktion von Frequenz und Temperatur.

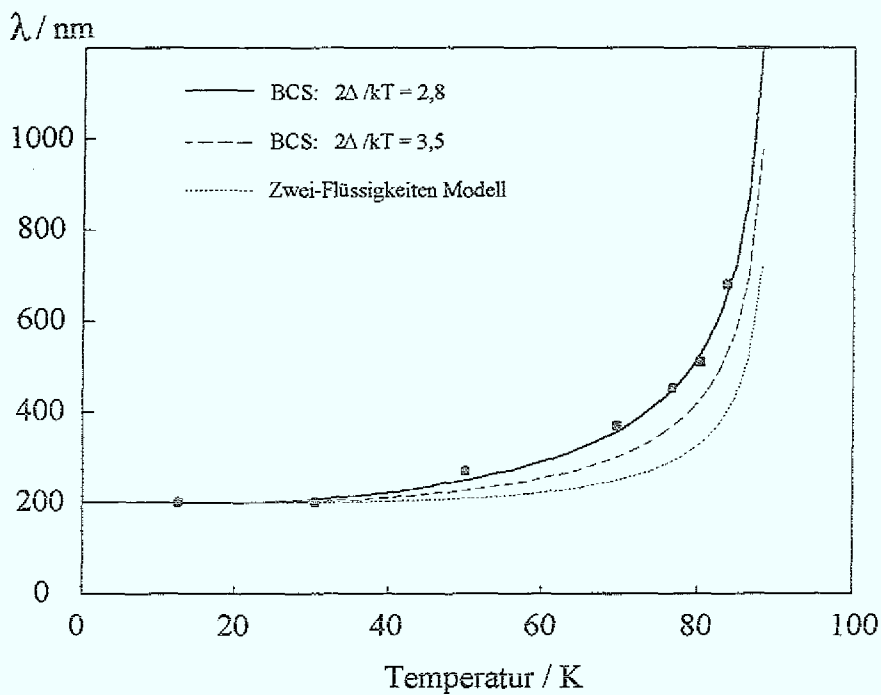


Abb. 5.12: Magnetische Eindringtiefe als Funktion der Temperatur im Vergleich zu Vorhersagen aus einem einfachen Zwei-Flüssigkeiten Modell und der BCS-Theorie.

5.4 Zusammenfassung

In diesem ersten Teil der vorliegenden Arbeit wurden das Wachstum und die Eigenschaften des Hochtemperatursupraleiters $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ auf Silicon-on-Sapphire (SoS) untersucht. Durch Verwendung einer Doppel-Pufferschicht bestehend aus Ytria-stabilisiertem ZrO_2 (YSZ) und CeO_2 statt der konventionell verwendeten Pufferschicht YSZ konnten die Kristallqualität und die elektrischen Eigenschaften von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ auf SoS drastisch verbessert werden.

Detaillierte Untersuchungen der Pufferschichten zeigten, daß die zusätzliche Deposition von CeO_2 auf YSZ zwei wichtige Funktionen erfüllt. Zum einen werden intergranulare Defekte, die in der YSZ-Pufferschicht enthalten sind, nicht in die darauf abgeschiedene CeO_2 -Schicht übertragen, so daß dem $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ eine defektärmere Epitaxiegrundlage angeboten wird. Zum anderen ist die Gitterfehlانpassung von CeO_2 zu $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ mit 0,9% deutlich geringer als die Gitterfehlانpassung von YSZ zu $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ (7%). Somit bietet das CeO_2 eine deutlich bessere Unterlage für das Wachstum von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$.

Die auf diesen Doppel-Pufferschichten abgeschiedenen $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ -Filme weisen eine sehr hohe Kristallperfektion und sehr gute elektrische Eigenschaften auf, die sich in Channeling-Minimum-Yield-Werten von 3%, kritischen Temperaturen für den Übergang in den supraleitenden Zustand von etwa 90 K, kritischen Stromdichten von $2 \times 10^6 \text{ A/cm}^2$ bei 77 K und Oberflächenwiderständen von $1,4 \text{ m}\Omega$ bei 77 K widerspiegeln. Diese Filme stellen damit die bisher besten $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ -Filme auf SoS dar.

Mit diesen Filmen wurde erstmalig die Integration von ultraschnellen Halbleiter-Bauelementen mit supraleitenden Streifenleitungen aus $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ gezeigt. Ein halbleitender Photoschalter wurde direkt in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ -Streifenleitungen integriert. Durch elektrooptisches Sampling konnten Pulse mit einer Halbwertsbreite von 1,3 ps erzeugt und ausgemessen werden. Weiterhin wurden wichtige Materialparameter von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$, wie der Oberflächenwiderstand als Funktion der Frequenz und die magnetische Eindringtiefe als Funktion der Temperatur, bestimmt.

6. Biepitaxie-Josephson-Kontakte

Wie im Kapitel 3.3 beschrieben, existieren viele Schichtkombinationen, mit denen Biepitaxie-Kontakte realisiert werden können. Im Rahmen dieser Arbeit wurden daher viele Systeme auf ihre Eignung hin getestet. Das System MgO/CeO_2 kommt mit der niedrigsten Anzahl an Schichten aus. Dieses System ist daher aus technologischen Gesichtspunkten zu bevorzugen, da es nur eine geringe Anzahl an Prozessschritten benötigt. Abbildung 6.1. zeigt es schematisch. $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ wächst auf MgO -Substraten Kubus auf Kubus auf. Werden aber Teilbereiche des MgO -Substrates mit CeO_2 beschichtet, dann wächst das $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ auf den mit CeO_2 bedeckten Bereichen um 45° verdreht auf. An der Grenzlinie beider Bereiche bildet sich somit im $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ eine 45° -Korngrenze aus [6.1-6.2].

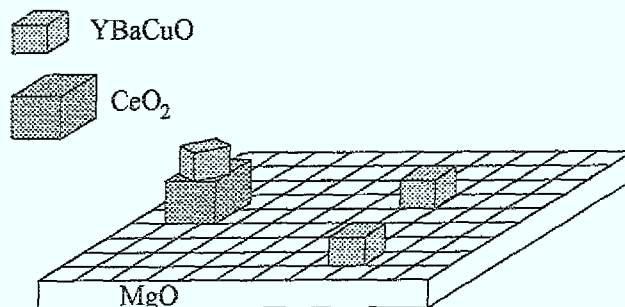


Abb. 6.1: Biepitaxie-System auf MgO - und CeO_2 -Basis

Damit ergeben sich für die Herstellung von Biepitaxie-Kontakten folgende Prozessschritte:

1. Abscheidung einer epitaktischen CeO_2 -Schicht
2. Strukturierung der CeO_2 -Schicht
3. Abscheidung eines epitaktischen $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ -Filmes
4. Strukturierung des $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ -Filmes

Während die Abscheidung von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ und die Strukturierung von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ als Standardprozesse zur Verfügung standen, mußten die Deposition von CeO_2 und die Strukturierung der CeO_2 -Schicht entwickelt werden. Daher beschäftigt sich der erste Abschnitt dieses Kapitels detailliert mit dem Wachstum von CeO_2 -Filmen. Anschließend wird auf die Strukturierung dieser Filme eingegangen. Der letzte Abschnitt stellt Ergebnisse der elektrischen Charakterisierung von Biepitaxie-Kontakten vor.

6.1 Wachstum von CeO₂-Schichten auf MgO-Substraten

MgO ist ein Ionenkristall, der in der NaCl-Struktur mit einer Gitterkonstante von 0,42 nm kristallisiert und ladungsneutrale (100)-Spaltebenen aufweist. CeO₂ besitzt eine kubische Fluorit-Struktur mit einer Gitterkonstanten von 0,54 nm. Den geringsten Misfit von etwa 10% zwischen diesen Materialien erhält man, wenn die CeO₂-Einheitszelle um 45° bezüglich der MgO-Einheitszelle verdreht ist, wenn also die CeO₂-Schicht mit [110] CeO₂ parallel zu [100] MgO aufwächst. Bei unverdrehtem Wachstum ([100] CeO₂ parallel zu [100] MgO) resultiert dagegen ein Misfit von ~22%. Betrachtet man jedoch die Anpassung von drei Einheitszellen CeO₂ zu vier Einheitszellen MgO, so resultiert eine Gitterfehlanspassung von nur 4%.

Unsere Untersuchungen zeigen, daß beide Orientierungen der CeO₂-Schicht auf MgO-Substraten möglich sind. Der entscheidende Faktor, der die Orientierung der CeO₂-Schicht bestimmt, ist die Oberflächenrauigkeit. In Abhängigkeit von der Oberflächentopologie des Substrates kann sich eine unterschiedliche Orientierung der CeO₂-Schicht einstellen.

Dieses bemerkenswerte Verhalten wurde systematisch untersucht. Dazu wurden unterschiedlich raue MgO-Substrate hinsichtlich ihrer Oberflächenmorphologie untersucht und mit CeO₂ beschichtet, um den Zusammenhang zwischen Oberflächenmorphologie und Orientierung der deponierten CeO₂-Schicht zu erhellen.

Die Herstellung der CeO₂-Schichten erfolgte durch das in Kapitel 4.1 beschriebene Verfahren des Elektronenstrahlverdampfens. Das Aufdampfen erfolgte bei einem Sauerstoff-Druck. Die beste Kristallqualität der Schichten wurde bei einer Heizertemperatur von 900°C erzielt. Als Substrat wurden (001)MgO-Substrate mit drei verschiedenen Polituren verwendet, die sich in ihrer Oberflächenrauigkeit unterscheiden.

Im folgenden werden diese Substrattypen mit a), b) und c) bezeichnet.

Alle CeO₂-Filme sind von guter Kristallqualität. Minimum-Yield-Werte von χ_{min} unter 5% wurden an diesen Filmen gemessen. Abbildung 6.2 zeigt ein typisches RBS- und Channeling-Spektrum. Mit Hilfe von Röntgenstrukturuntersuchungen wurde die Ausrichtung der CeO₂-Körner bezüglich der Oberflächennormalen bestimmt. Der (002)-Reflex von CeO₂ hat unabhängig von der in-plane-Orientierung eine Breite von $\Delta\omega \approx 0,5^\circ - 0,8^\circ$.

Die Abbildung 6.3 zeigt die in-plane Orientierung von CeO₂-Schichten auf den verschiedenen MgO (100) Substraten anhand von Röntgenmessungen des (024)-Reflexes des CeO₂ (Φ -Scans). Man erkennt die unterschiedliche Orientierung des CeO₂ auf den verschiedenen MgO-Substraten.

In Abb.6.3a ist der Φ -Scan einer CeO₂-Schicht auf einem Substrat des Typs a) dargestellt. Diese Schicht zeigt das aus der Literatur bekannte Wachstum Kubus auf Kubus der CeO₂-Schicht [6.3-6.4]. Auf einem Substrat des Typs b) (Abb.6.3b) besitzt die CeO₂-Schicht zwei Orientierungen: Kubus auf Kubus und die um 45° verdrehte Orientierung. In Abb.6.3c ist ein

Φ -Scan einer CeO_2 -Schicht auf einem Substrat des Typs c) gezeigt. Hier ist nur die um 45° verdrehte Orientierung zu beobachten.

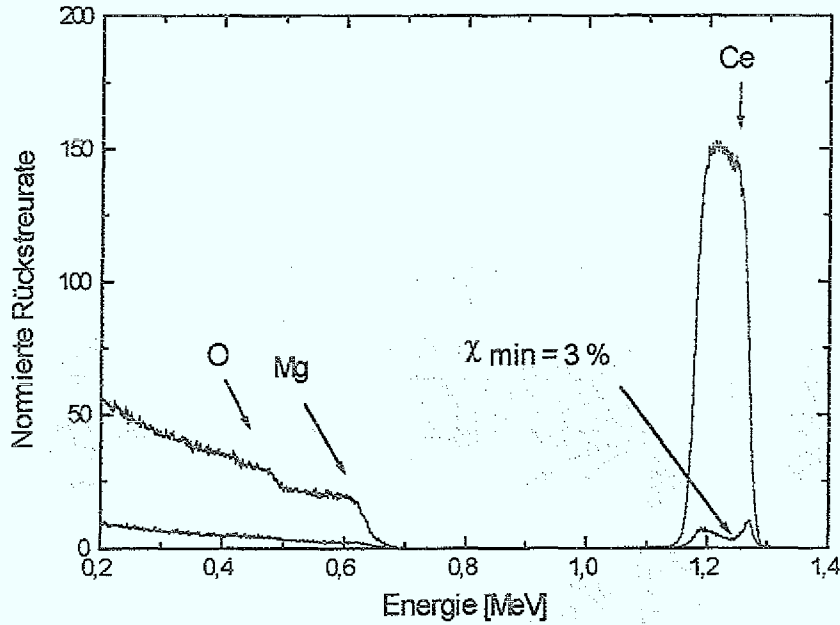


Abb. 6.2: RBS- und Channeling Spektren eines auf MgO abgeschiedenen CeO_2 -Films

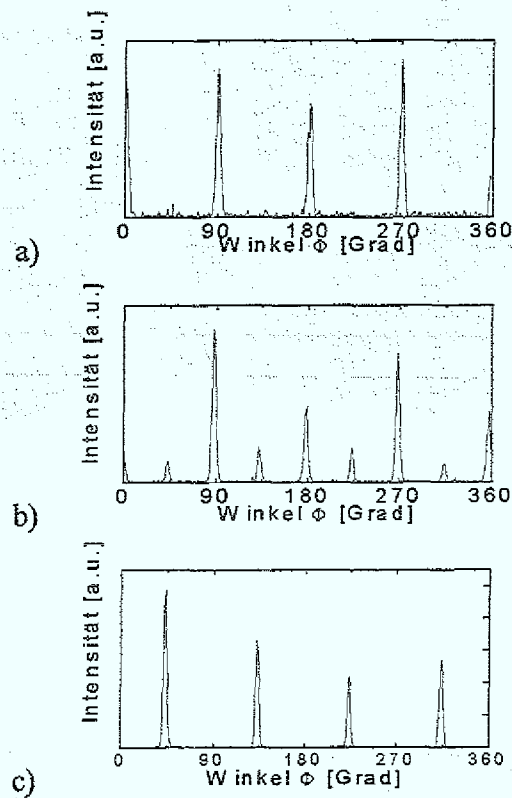


Abb. 6.3: Φ -Scan von CeO_2 -Schichten, die auf unterschiedlichen MgO -Substraten abgeschieden worden sind.

Abbildungen 6.4a+b zeigen TEM-Bilder von Querschnittpräparationen von zwei CeO_2 -Filmen, die auf MgO -Substraten des Typs a) (Abb.6.4a) und des Typs c) (Abb.6.4b) abgeschieden wurden [6.5]. Anzeichen für Fremdphasen oder Interdiffusion an der Grenzfläche Schicht-Substrat sind nicht zu erkennen. In Abb.6.4a sind Moiré-Muster sichtbar, die auf eine Überlagerung von CeO_2 und MgO in der Beobachtungsrichtung hindeuten. Die Abstände in dem Moiré-Muster stimmen mit den Werten überein, die sich aus den Gitterparametern von CeO_2 und MgO berechnen lassen. In diesem Fall des unverdrehten Wachstums weist die Grenzfläche zwischen MgO und der CeO_2 -Schicht eine Rauigkeit bis zu 8 nm auf.

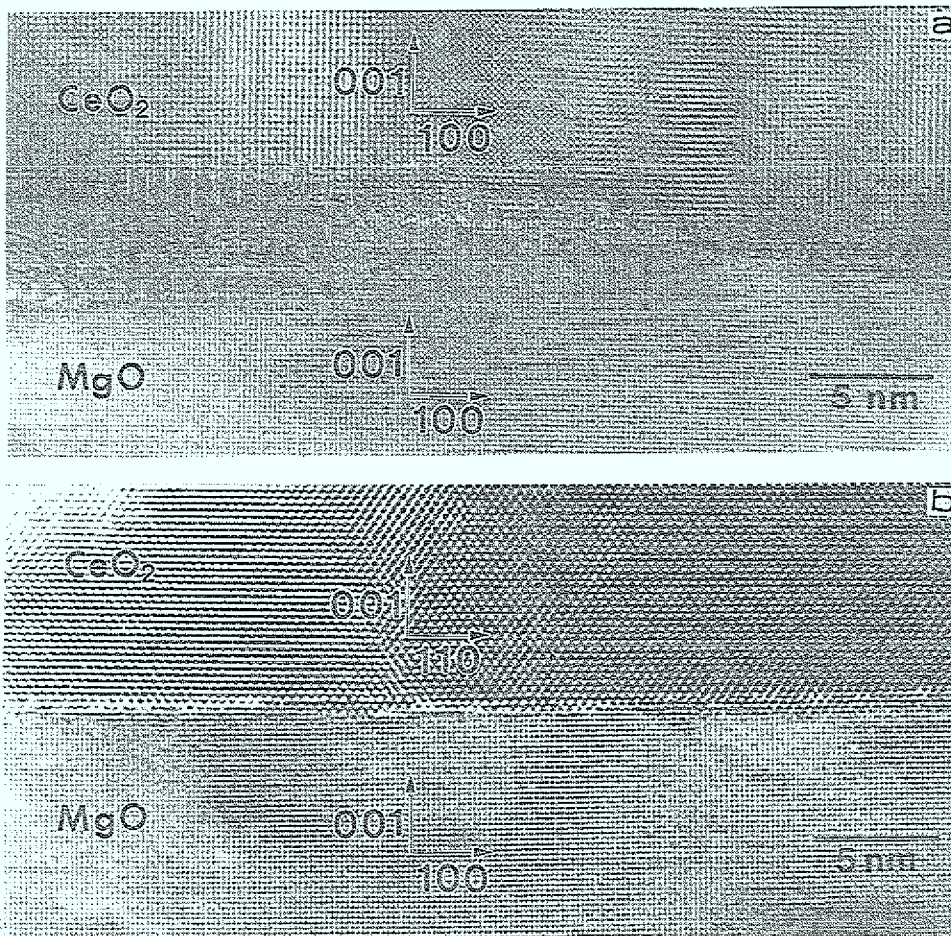


Abb. 6.4: Querschnitts-TEM-Aufnahmen von CeO_2 -Filmen auf (001) MgO . Die verschiedenen Orientierungen der CeO_2 -Schichten bezüglich MgO sind durch Pfeile gekennzeichnet [6.5].

Die Grenzfläche zwischen der 45° -gedrehten CeO_2 -Schicht und dem MgO -Substrat ist im Vergleich dazu glatt, wobei keine Stufen höher als eine Einheitszelle zu erkennen sind (Abb.6.4b). Rasterkraftmikroskop-Untersuchungen (AFM) bestätigen diese geringe

Rauhigkeit. Die Substratoberfläche weist auf einer Fläche von $0.5 \times 0.5 \mu\text{m}^2$ maximale Höhenunterschiede von 0,6 nm auf (siehe Abb. 6.6a).

Die Substrate des Typs b), auf denen beide CeO_2 -Orientierungen zu beobachten sind, besitzen eine mittlere Rauhigkeit. Mit AFM wurden Höhenunterschiede von bis zu 0,8 nm ermittelt.

Daher kann gefolgert werden, daß die Oberflächentopologie des MgO-Substrates die in-plane-Orientierung des abgeschiedenen Filmes beeinflusst. Folgendes Modell kann diesen Effekt erklären:

Zwei konkurrierende Wachstumsmoden von CeO_2 auf MgO sind möglich: das um 45° verdrehte und das unverdrehte Wachstum. Auf einem ideal glatten Substrat ist das verdrehte Wachstum des CeO_2 gegenüber dem unverdrehten geringfügig energetisch begünstigt.

In der Anfangsphase des Wachstums von CeO_2 auf MgO findet eine Nukleation statt. Die Nukleation kann sowohl auf den Terrassen als auch an Stufen auf der Substratoberfläche erfolgen. Wenn die Nukleation auf den Terrassen stattfindet, so werden sich die Keime um 45° verdreht bezüglich des Substrates orientieren. Sind jedoch Stufen auf der Oberfläche vorhanden, so bilden diese bevorzugte Nukleationsorte. Stufen stellen aber auch eine weitere seitliche Grenzfläche für den Nukleationskeim dar. Dies kann dazu führen, daß die Energiebilanz für eine unverdrehte Orientierung günstiger wird als für ein verdrehtes Wachstum. Damit bestimmen die Stufen auf der Oberfläche die Orientierung der epitaktischen Schicht.

In der Literatur wird diese Epitaxieform, bei der die Orientierung der Schicht von der Oberflächentopologie mitbestimmt wird, Graphoepitaxie bezeichnet.

Das graphoepitaktische Wachstum von Oxiden wurde von mehreren Gruppen beobachtet. So haben Norton et al. und Pennycook et al. im System MgO/YBaCuO auch graphoepitaktisches Wachstum vermutet. Sie schlossen aus der Tatsache, daß die Grenzfläche MgO-YBaCuO inkommensurabel ist und Verspannungen nicht zu beobachten sind, daß die Epitaxie-Information durch Stufen auf der Oberfläche übertragen wird [6.6-6.7].

Brorsson et al. zeigten, daß die in-plane Orientierung von YBaCuO auf YSZ-Substraten von der Oberflächenrauhigkeit bestimmt wird. Ihre Experimente mit unterschiedlich rauhen Substraten deuten darauf hin, daß das $[110]\text{YBaCuO}/[100]\text{YSZ}$ Wachstum graphoepitaktisch bestimmt wird [6.8].

Basierend auf dieser Erkenntnis wurde in einigen Experimenten die Oberfläche glatter MgO-Substrate gezielt modifiziert, um die Orientierung der CeO_2 -Schichten lokal steuern zu können. Dazu haben wir die glatten Substrate des Typs a) verwendet, auf denen die CeO_2 -Schicht verdreht aufwächst. Mit verschiedenen Methoden wurde versucht, die Rauhigkeit zu erhöhen, um damit die in-plane Orientierung der CeO_2 -Schicht zu verändern.

Sowohl Argon-Ionenstrahlätzen (500V, 0,5mA/cm², Ätzdauer 3min.) als auch Ce-Implantationen (50keV Ionen mit 50°-Einfallswinkel relativ zur Substratoberfläche mit Dosen von 5*10¹² bis 1*10¹⁵/cm²) eines glatten MgO-Substrates modifizieren die Oberfläche derart, daß ein hoher Anteil der CeO₂-Schicht unverdreht aufwächst. Es wurden jedoch weiterhin um 45° verdrehte CeO₂ Körner beobachtet. Abbildung 6.5 zeigt eine typische Φ -Scan-Messung eines CeO₂-Filmes, der auf einem mit Ar-Ionenstrahl geätzten MgO-Substrat deponiert wurde.

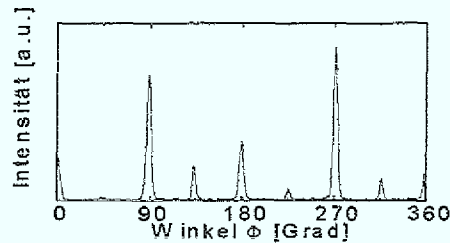


Abb. 6.5: Φ -Scan einer CeO₂-Schicht, die auf einem mit Ar⁺-Ionen vorbehandelten MgO-Substrat abgeschieden worden ist.

Die Homoepitaxie von MgO stellt eine weitere Möglichkeit dar, um die Oberflächentopologie des MgO-Substrates zu beeinflussen. MgO tendiert zu Inselwachstum. Die hohe Anzahldichte der Inseln führt zu einer Oberflächenstruktur die ein Wachstum Kubus auf Kubus begünstigt. Abb.6.6a + b zeigen AFM-Messungen [6.9], in denen die Veränderung der MgO-Oberfläche durch die Abscheidung einer 40 nm dicken MgO-Schicht dargestellt ist. Die unbehandelte Substratoberfläche weist eine Höhenvariation von 0,6 nm auf (Abb.6.6a). Nach der Deposition von 40 nm MgO liegt die Oberflächenrauigkeit bei über 3 nm (Abb.6.6b). Das dreidimensionale Wachstum von MgO auf MgO führt zu einer sehr hohen Dichte von rechteckigen Inseln, deren Kanten parallel zur (100)-Richtung ausgerichtet sind. Durch diese Stufen wird das unverdrehte Wachstum der CeO₂-Schicht induziert. Der Φ -Scan in Abb.6.7 zeigt deutlich, daß sich die Schicht ausschließlich aus unverdreht aufgewachsenem CeO₂ zusammensetzt.

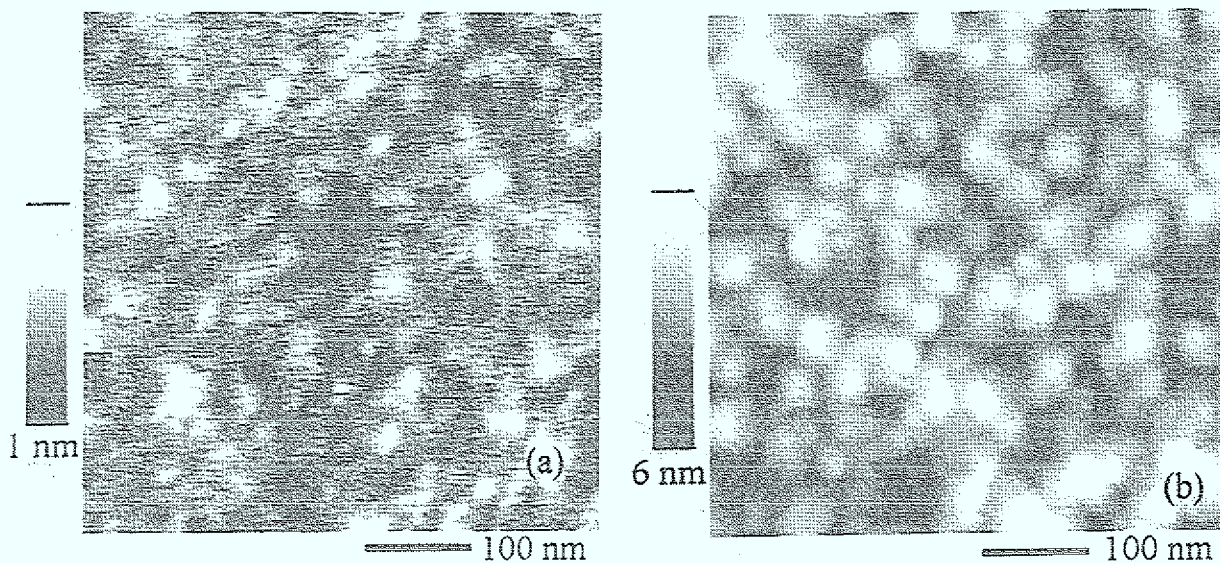


Abb. 6.6: AFM-Messung einer glatten MgO-Substratoberfläche (a), und einer Oberfläche, die mit einer 40 nm dicken epitaktischen MgO-Schicht bedeckt ist (b). Die Kanten des Bildes b) sind parallel zur (100)-Richtung des MgO-Substrates ausgerichtet [6.9].

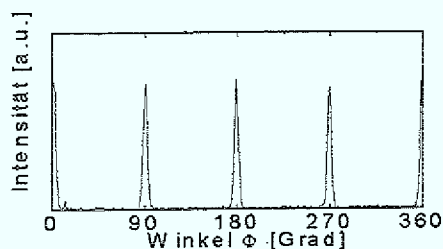


Abb. 6.7: Φ -Scan einer CeO_2 -Schicht, die auf einem mit 40 nm homoepitaktischem MgO abgedeckten MgO-Substrat abgeschieden worden ist.

Werden nur Teilbereiche der Substratoberfläche modifiziert, so führt das nachträgliche Aufdampfen von CeO_2 zu einer 45° Korngrenze. Diese Korngrenze bildet sich entlang der Grenzlinie zwischen den Bereichen mit verdrehtem und unverdrehtem CeO_2 . Diese Korngrenzen können dazu dienen, Josephson-Kontakte in YBCO-Schichten herzustellen. Dies wurde im Rahmen dieser Arbeit erfolgreich demonstriert [6.10].

Für den im Kapitel 5.2 beschriebenen Biepitaxie-Prozess ist es zwingend erforderlich, daß die CeO_2 -Schicht Kubus auf Kubus aufwächst. Daher wurde vor jeder CeO_2 -Deposition eine dünne, ca. 40 nm dicke MgO-Schicht homoepitaktisch abgeschieden. Damit konnte unabhängig von der Substratpolitur ein unverdrehtes Wachstum von CeO_2 gewährleistet werden.

6.2 Strukturierung der CeO₂-Schicht

Die Strukturierung der CeO₂-Schicht ist ein entscheidender Schritt bei der Herstellung von Biepitaxie-Kontakten. Die Strukturierung muß so erfolgen, daß sowohl auf den freigelegten MgO-Bereichen als auch auf dem CeO₂ ein gutes epitaktisches Wachstum von YBa₂Cu₃O_{7-y} erfolgen kann. Weiterhin darf die CeO₂-Kante das epitaktische Wachstum von YBa₂Cu₃O_{7-y} nicht beeinträchtigen. Es dürfen sich keine Ausscheidungen oder a-Achsen texturierte Bereiche im Kantenbereich ausbilden. Denn diese Inhomogenitäten in der Korngrenze würden die elektrischen Eigenschaften des Josephsonkontaktes empfindlich beeinflussen.

Untersuchungen der Mikrostruktur von YBa₂Cu₃O_{7-y}-Filmen, die über SrTiO₃- oder LaAlO₃-Substratstufen deponiert wurden, zeigen, daß das Wachstum der YBa₂Cu₃O_{7-y}-Filme vom Stufenwinkel abhängt. Auf steilen Stufen (Stufenwinkel > 45°) wächst der YBa₂Cu₃O_{7-y}-Film mit der c-Achse senkrecht zur Stufenflanke auf. Dies führt dazu, daß sich im ansonsten c-Achsen texturierten Film zwei 90° Korngrenzen an der oberen und unteren Stufenkante ausbilden. Dagegen wächst der YBa₂Cu₃O_{7-y}-Film auf einer Stufe mit einem Stufenwinkel < 45° ohne Änderung der Orientierung auf [6.11-6.12]. Wird ein YBa₂Cu₃O_{7-y}-Film über eine MgO-Stufe deponiert, so zeigen TEM-Untersuchungen, daß der YBa₂Cu₃O_{7-y}-Film immer parallel zu der Substratoberfläche aufwächst - auch im Bereich der Stufe. Damit bilden sich bei jedem Stufenwinkel zwei Korngrenzen [6.13-6.14].

Das unterschiedliche Verhalten von SrTiO₃ bzw LaAlO₃ und MgO läßt sich vermutlich auf die unterschiedlichen Fehlanpassungen zwischen Substrat und YBa₂Cu₃O_{7-y}-Film zurückführen. Die Fehlanpassung zwischen YBa₂Cu₃O_{7-y} und SrTiO₃ bzw LaAlO₃ beträgt etwa 2%. Daraus resultiert eine gute Epitaxie. Die Fehlanpassung zwischen MgO und YBa₂Cu₃O_{7-y} ist dagegen groß (ca. 8%). Die Epitaxie ist daher schwierig. Das Bestreben von YBa₂Cu₃O_{7-y}, die c-Achse senkrecht zur Substratoberfläche auszurichten, kann daher die Orientierung bestimmen.

Diese Tatsachen müssen bei der Herstellung von Biepitaxiekontakten berücksichtigt werden. Denn bei diesen Kontakten soll sich ausschließlich eine Korngrenze aufgrund der unterschiedlichen Orientierungen von YBa₂Cu₃O_{7-y} bilden. Zusätzliche Korngrenzen, die sich an der CeO₂-Stufe ausbilden könnten, sollen vermieden werden. Da die Fehlanpassung von YBa₂Cu₃O_{7-y} zu CeO₂ gering ist (ca. 1%), ist zu erwarten, daß CeO₂-Stufen den gleichen Einfluß auf das Wachstum haben wie Stufen in SrTiO₃ oder LaAlO₃. Daher sind Stufenwinkel im CeO₂ < 45° zu bevorzugen. Stufen im MgO dagegen sind zu vermeiden, da sich Korngrenzen bei jedem Stufenwinkel bilden.

Abbildung 6.8 zeigt die sich aus diesen Überlegungen ergebende ideale CeO₂-Kante.

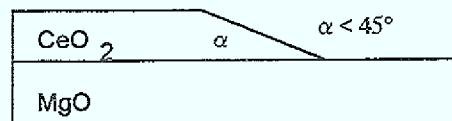


Abb. 6.8: Skizze der idealen CeO_2 -Kante auf MgO .

In dieser Arbeit wurden hauptsächlich zwei Verfahren zur Strukturierung der CeO_2 -Filme angewandt. Entweder wurde die CeO_2 -Schicht nachträglich auf photolithographischem Wege mittels Ionenstrahlätzen strukturiert, oder in-situ durch eine Deposition der CeO_2 über eine Schattenmaske.

Ersteres erfolgte mit einem von Regina Dömel für die Herstellung von Rampenkontakten entwickelten Prozeß. Dabei wird zunächst ein auf die MgO/CeO_2 -Probe aufgebracht Photolack (AZ5214E) photolithographisch strukturiert. Anschließend werden die freiliegenden CeO_2 -Bereiche durch Ionenstrahlätzen (250V, 0,5 mA/cm²) unter einem Winkel von 20° (Verkipfungswinkel 70°) abgetragen. TEM-Untersuchungen zeigen, daß sich unter diesen Bedingungen in SrTiO_3 ein Stufenwinkel von etwa 35° ergibt [3.14]. Es ist zu erwarten, daß sich ein ähnlicher Stufenwinkel in CeO_2 ausbildet.

Mit Hilfe dieses Verfahrens ist es gelungen, Biepitaxie-Kontakte herzustellen. Jedoch zeigte es sich, daß die CeO_2 -Kanten Bereiche gestörten Wachstums aufwiesen. Dies kann vermutlich auf Kontaminationen der Kante während des Strukturierens zurückgeführt werden.

Weitaus erfolgreicher hat sich die in situ Strukturierung der CeO_2 -Schicht erwiesen. Hierbei wurde die CeO_2 -Schicht durch eine Schattenmaske deponiert. Somit wächst die CeO_2 -Schicht bereits strukturiert auf und muß nicht mehr nachträglich behandelt werden. Die erwünschten flachen Strukturkanten entstehen durch die Deposition unter den Schattenmaskenrand, da dieser einen endlichen Abstand zur Substratoberfläche besitzt. Als Schattenmaske wurde ein MgO -Substrat verwendet, welches eine Hälfte des Substrates während des Aufdampfens bedeckte.

Abbildung 6.10 zeigt einen Biepitaxie-Kontakt, der mit diesem Verfahren hergestellt worden ist. Man erkennt die quer zur Brücke verlaufende CeO_2 -Kante.

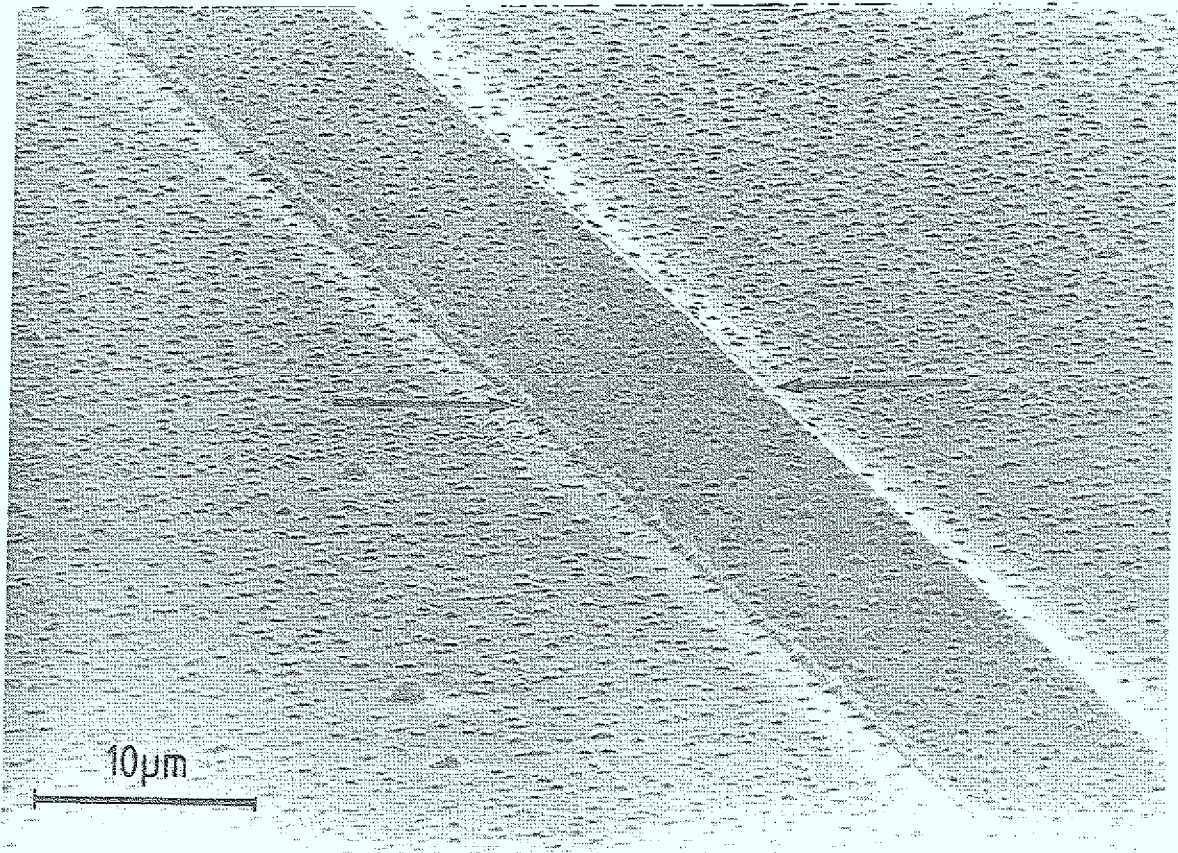


Abb. 6.10: Rasterelektronenmikroskopaufnahme eines mit der Schattenmaskentechnik hergestellten Bi epitaxie-Josephson-Kontaktes

Dieses Verfahren hat sich für die Strukturierung der CeO_2 -Schichten als am zuverlässigsten erwiesen. Nachteilig ist hierbei jedoch, daß in diesem Verfahren die Korngrenze durch eine grobe Maske bestimmt wird. Für komplexe Josephson-Kontakt-Schaltungen ist dieses Verfahren ungeeignet. Jedoch ist zu erwarten, daß ein in unserem Institut entwickeltes Mikro-Schattenmaskenverfahren, welches die Herstellung einer beliebigen Struktur bis in den μm -Bereich ermöglicht, auf diesen Prozeß übertragbar ist. Damit ließe sich dann jede beliebige Schaltung mit einer Schattenmaskentechnik realisieren [6.15].

6.3 Elektrische Charakterisierung der Biepitaxie-Josephson-Kontakte

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit den elektrischen Eigenschaften von Biepitaxie-Josephson-Kontakten. Im ersten Teil wird die Gesamtheit der im Rahmen dieser Arbeit mittels Schattenmaske hergestellten Biepitaxie-Kontakte betrachtet. Das Skalierungsverhalten des $I_c R_n$ -Produktes mit der kritischen Stromdichte j_c und der Leitfähigkeit χ_n wird untersucht und mit Ergebnissen anderer Gruppen verglichen. Anschließend befaßt sich dieses Kapitel mit der Magnetfeldabhängigkeit des kritischen Stromes von Biepitaxie-Kontakten. Ein Modell wird vorgestellt, welches das ungewöhnliche Verhalten der $I_c(H)$ -Abhängigkeiten beschreibt.

Im abschließenden Teil dieses Kapitels werden detaillierte Untersuchungen der dynamischen Eigenschaften einzelner ausgesuchter Biepitaxie-Kontakte präsentiert.

6.3.1 Skalierung des $I_c R_n$ -Produktes

Abbildungen 6.11 + 6.12 zeigen das Skalierungsverhalten des $I_c R_n$ -Produktes von Biepitaxie-Kontakten auf unterschiedlichen Substraten mit der kritischen Stromdichte j_c und der Leitfähigkeit χ_n bei 4,2 K. Biepitaxie-Kontakte besitzen typischerweise $I_c R_n$ -Produkte zwischen 10 - 1000 μV , kritische Stromdichten zwischen 10^2 - 10^5 A/cm² und Leitfähigkeiten zwischen 10^6 - 10^9 1/ Ωcm^2 ¹. Die Streuungen von j_c und χ_n sind sehr groß. In diesen Diagrammen ist zusätzlich eine Gerade eingezeichnet. Diese Gerade spiegelt das Skalierungsverhalten des $I_c R_n$ -Produktes wieder, welches an 45°- und 27°-YBa₂Cu₃O_{7-y}-Korngrenzen auf MgO-Einkristallen von Russek et al. gefunden worden ist [6.16]. Durch diese Gerade wird das Verhalten der im Rahmen dieser Arbeit hergestellten Biepitaxie-Kontakte tendenziell beschrieben. Die $I_c R_n$ -Produkte der meisten untersuchten Biepitaxie-Kontakte fallen jedoch etwas niedriger aus. Vermutlich läßt sich dies auf Defekte an der Korngrenze zurückführen, die präparationsbedingt sein können. Durch die künstliche Erzeugung der Korngrenze können gestörte Bereiche entlang der Korngrenze entstehen, die z.B. durch Kontaminationen der CeO₂-Schicht-Kante verursacht werden. Diese Bereiche sind nicht supraleitend, können aber vermutlich zusätzlich Kanäle für Quasiteilchen darstellen. Dies führt zu einer Erniedrigung des $I_c R_n$ -Produktes.

¹Der Widerstand einer Barriere unbekannter Dicke ergibt sich aus $R = \rho^* l/A$, wobei A die Querschnittsfläche ist. ρ^* hat die Dimension Ωcm^2

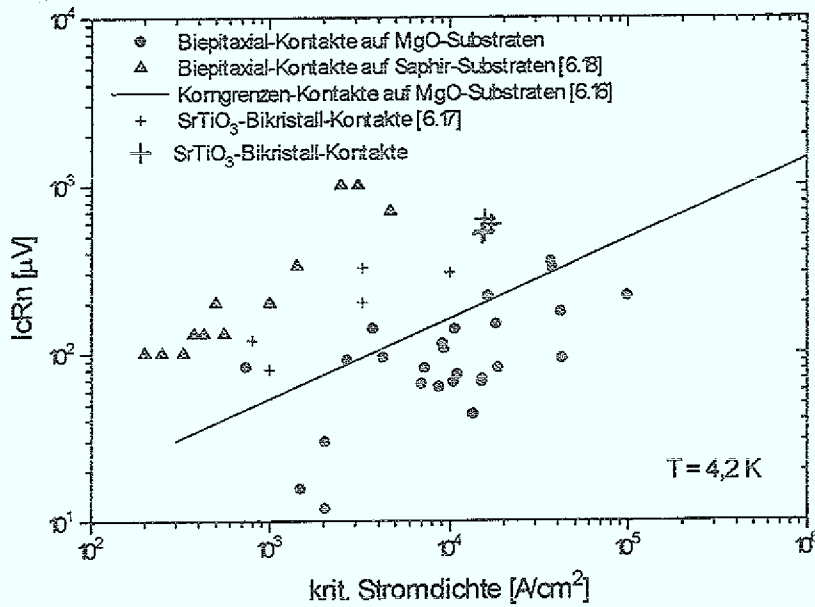


Abb. 6.11: Abhängigkeit des $I_c R_n$ -Produktes von der kritischen Stromdichte bei 4.2 K

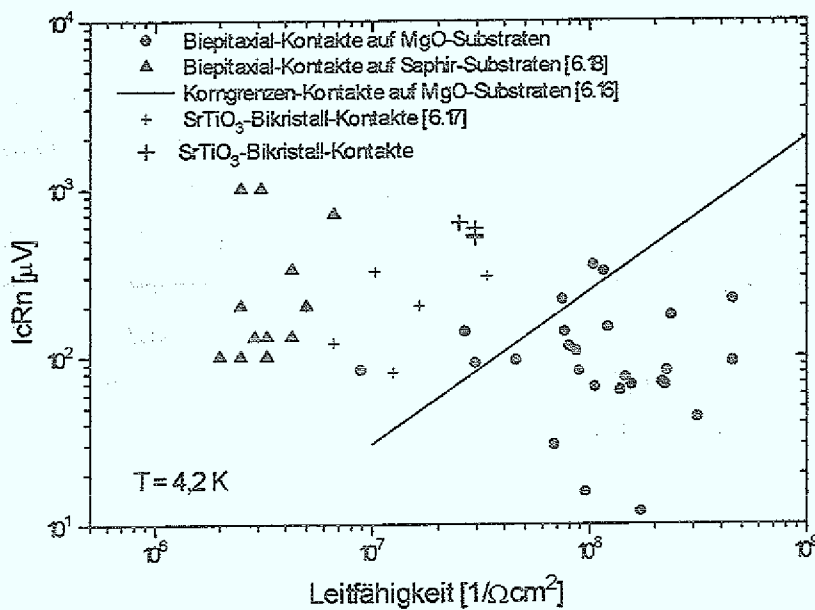


Abb. 6.12: Abhängigkeit des $I_c R_n$ -Produktes von der Leitfähigkeit χ_n bei 4,2 K

In diesen Abbildungen wurden zusätzlich Messungen anderer Gruppen an 45° Korngrenzen-Kontakten auf SrTiO₃- [6.17] und Saphir-Substraten [6.18] eingetragen. Deutlich ist eine Abhängigkeit der kritischen Stromdichte und Leitfähigkeit vom verwendeten Substrat zu

erkennen. So ist die Leitfähigkeit für 45°-Korngrenzen auf SrTiO₃-Substraten etwas niedriger als für Korngrenzen gleichen Typs auf MgO. Die Leitfähigkeit der 45°-Korngrenzen auf Saphir ist wiederum geringer als auf SrTiO₃. Ein ähnliches Bild ergibt sich bei der Betrachtung der Abhängigkeit des I_cR_n-Produktes von der kritischen Stromdichte. Obwohl die Leitfähigkeit und die kritische Stromdichte für diese Kontakte eine Variation von über drei Größenordnungen zeigen, beträgt die Variation des I_cR_n-Produktes nur eine Größenordnung. Diese Tatsache wird deutlicher bei der Auftragung der kritische Stromdichte gegen die Leitfähigkeit (Abb.6.13). An Biepitaxie-Kontakten auf Saphir werden niedrigere kritische Stromdichten, aber auch niedrige Leitfähigkeiten gemessen als an 45°-Korngrenzen auf SrTiO₃-Substraten. Die höchsten kritischen Stromdichten und auch die höchsten Leitfähigkeiten werden an Korngrenzen auf MgO-Substraten gemessen.

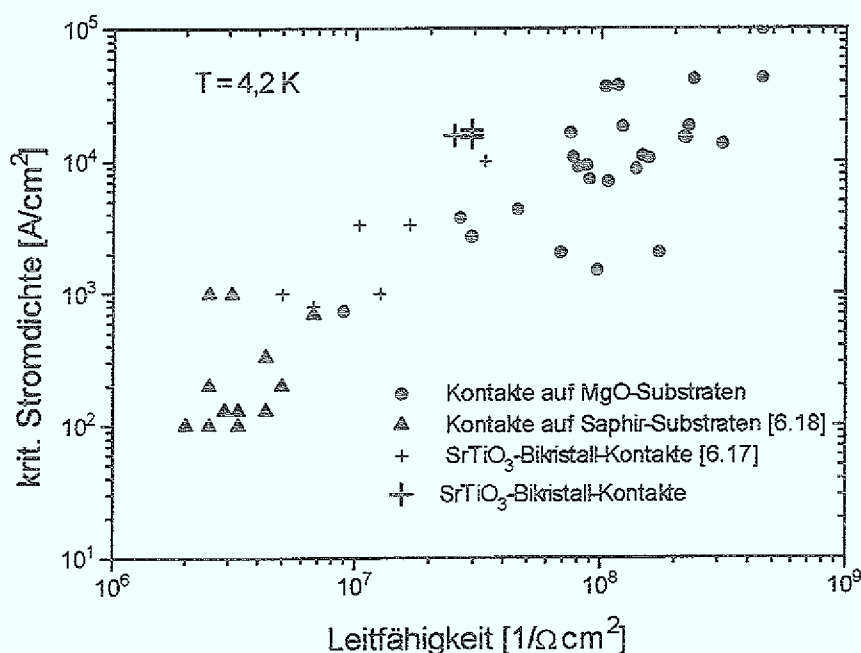


Abb. 6.13: Kritische Stromdichte j_c aufgetragen gegen die Leitfähigkeit χ_n

Der genaue Mechanismus, der zu diesem unterschiedlichen Verhalten der Korngrenzen auf verschiedenen Substraten führt, ist nicht bekannt. Jedoch ist eine Korrelation zwischen den Materialeigenschaften einzelner Substrattypen und den elektrischen Eigenschaften der auf diesen Substrattypen hergestellten Biepitaxie-Kontakten zu beobachten:

MgO, SrTiO₃, Saphir und YBa₂Cu₃O_{7-y} besitzen unterschiedliche thermische Ausdehnungskoeffizienten, die in Tabelle 6.1 aufgelistet sind. YBa₂Cu₃O_{7-y} besitzt demnach den größten thermischen Ausdehnungskoeffizient. Eine auf diesen drei Substratmaterialien aufgebrachte YBa₂Cu₃O_{7-y}-Schicht steht somit unter Zugspannung. Dabei ist die Zugspannung in den YBa₂Cu₃O_{7-y}-Schichten auf Saphir-Substraten am größten und in den YBa₂Cu₃O_{7-y}-Schichten auf MgO-Substraten am geringsten. Char et al. haben daher die

Vermutung geäußert, daß diese Spannung an der Korngrenze zu den beobachteten unterschiedlichen elektrischen Eigenschaften einer 45°-Korngrenzen führt [6.18].

Substrat	α
MgO	$13 \times 10^{-6}/\text{K}$
SrTiO ₃	$10,8 \times 10^{-6}/\text{K}$
Al ₂ O ₃	$8 \times 10^{-6}/\text{K}$
YBa ₂ Cu ₃ O _{7-y}	$17 \times 10^{-6}/\text{K}$

Tab.6.1: Thermischer Ausdehnungskoeffizient α .

6.3.2 Magnetfeldabhängigkeit des kritischen Stromes von schmalen Biepitaxie-Kontakten

Abbildungen 6.14a) - c) zeigen an Biepitaxie-Kontakten gemessene Magnetfeld-abhängigkeiten des kritischen Stromes.

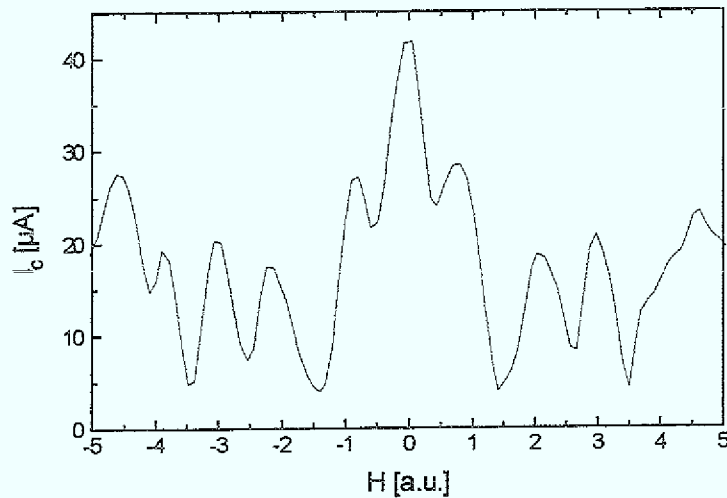


Abb.6.14a): Abhängigkeit des kritischen Stroms vom Magnetfeld eines $10 \mu\text{m}$ breiten Biepitaxie-Kontaktes bei 70 K. Der Widerstand R_n dieses Kontaktes beträgt $0,3 \Omega$.

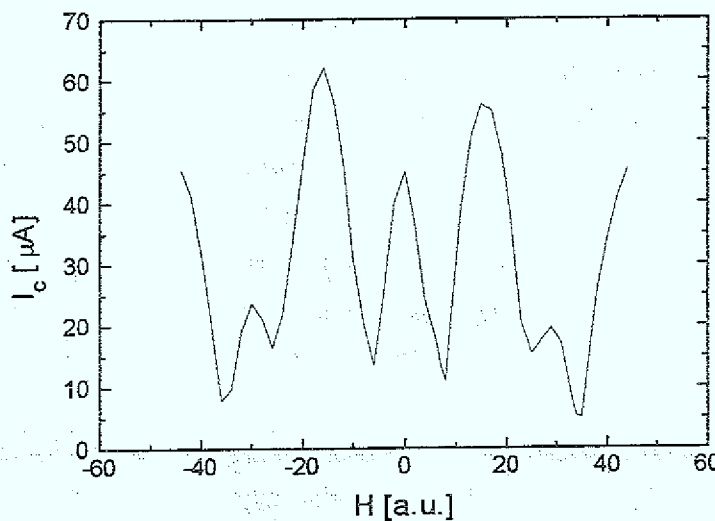


Abb.6.14b): Abhängigkeit des kritischen Stroms vom Magnetfeld eines $5 \mu\text{m}$ breiten Biepitaxie-Kontaktes bei 4.2 K. Der Widerstand R_n dieses Kontaktes beträgt $2,2 \Omega$.

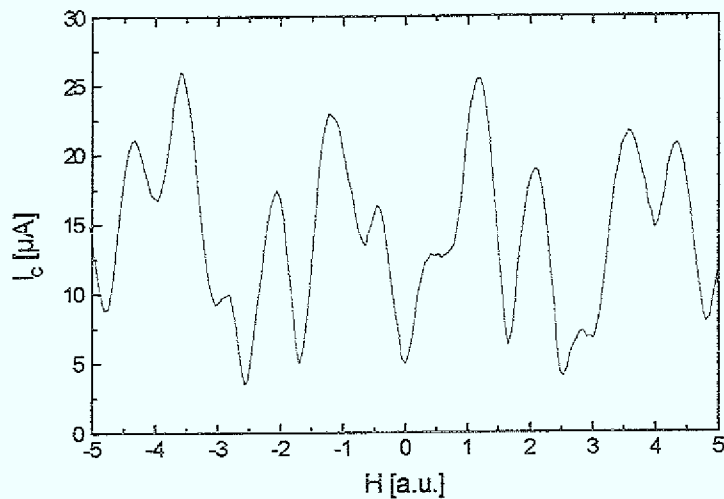


Abb. 6.14c): Abhängigkeit des kritischen Stroms vom Magnetfeld eines $10 \mu\text{m}$ breiten Bi2201-Kontaktes bei 65 K . Der Widerstand R_n dieses Kontaktes beträgt $0,4 \Omega$.

Für alle Messungen gilt:

$$b/\lambda_J < 2$$

mit b = Breite des Josephson Kontaktes und λ_J = Josephson Eindringtiefe

Diese Josephson Kontakte lassen sich daher in erster Näherung als schmale Kontakte beschreiben bei denen Eigenfeldeffekte vernachlässigt werden können.

Man erkennt, daß der kritische Strom in allen Fällen durch das Magnetfeld stark moduliert wird. Aber den Meßkurven 6.14b) + c) ist eine Besonderheit gemeinsam: das absolute Maximum des kritischen Stromes ist nicht bei $H = 0$ zu finden. In Abbildung 6.14c) besitzt die $I_c(H)$ -Kurve bei $H = 0$ sogar ein Minimum. $I_c(H)$ -Abhängigkeiten von schmalen Bi2201-Kontakten, die bei $H = 0$ nicht das Maximum des kritischen Stromes aufweisen, wurden auch von N. G. Chew et al. [6.19] und S. G. Hammond et al. [6.20] beobachtet.

Im Bereich des Kontaktes eingefrorener magnetischer Fluß kann diese Tatsache nicht erklären, weil alle $I_c(H)$ -Kurven symmetrisch bezüglich des angelegten Feldes sind. Eingefrorener magnetischer Fluß verschiebt den Ursprung der $I_c(H)$ -Kurve, die Symmetrie bezüglich $H=0$ würde dadurch verloren gehen.

Auch Inhomogenitäten in der Barriere können diese Modulation des kritischen Stromes nicht verursachen. Inhomogenitäten der Barriere können zwar die $I_c(H)$ -Abhängigkeit entscheidend verändern. Die $I_c(H)$ -Kurve eines schmalen Kontaktes weist jedoch für $H \sim 0$ immer ein absolutes Maximum auf [3.3].

Eine wesentliche Voraussetzung hierfür ist, daß die Phasendifferenz erst nach Anlegen eines Magnetfeldes ortsabhängig wird. Der offensichtliche Widerspruch zwischen diesem "Lehrbuchwissen" und dem Experiment legt die Vermutung nahe, daß diese Voraussetzung für die betrachteten Kontakte nicht zutrifft.

Somit ergibt sich folgende Frage:

Was könnte die Phasendifferenz ohne Magnetfeld ortsabhängig machen?

oder:

Was kann die Symmetrie der Phasendifferenz am Kontakt brechen?

Die Beantwortung dieser Fragen hat uns zu einem Modell einer 45°-Korngrenze geführt.

6.3.3 Modell zur Erklärung der ungewöhnlichen Magnetfeldabhängigkeit des kritischen Stromes bei schmalen Biepitaxie-Kontakten

Zur Zeit wird in der Literatur kontrovers diskutiert, welche Symmetrie dem Ordnungsparameter in HT_c-Supraleitem zugrunde liegt. Die Kenntnis dieser Symmetrie ist wichtig, da sich aus ihr andere wichtige Größen und Effekte von HTSL ableiten lassen und sich Rückschlüsse auf den sie bestimmenden Paarungsmechanismus ergeben. Folgende Symmetrien werden besonders intensiv diskutiert, die s-Wellen Symmetrie, die d_{x²-y²}-Symmetrie oder Kombinationen beider Symmetrien.

Der grundlegende Unterschied dieser Symmetrien wird in Abbildung 6.15 gezeigt. Während in der s-Wellen Symmetrie die Phase bei Rotation um 360° ihr Vorzeichen nicht ändert, ändert diese in der d_{x²-y²}-Wellen Symmetrie vier mal ihr Vorzeichen, und sie erhält eine starke Richtungsabhängigkeit.

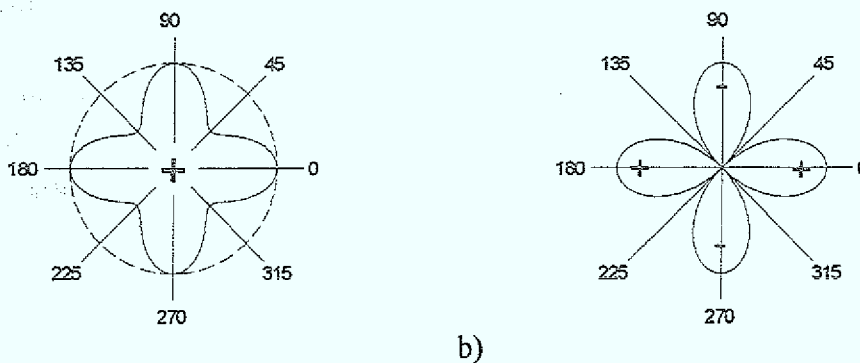


Abb.6.15: Schematische Darstellung der

a) s-Wellen Symmetrie (isotrop und anisotrop)

b) der d_{x²-y²}-Wellen-Symmetrie

Es wurden bereits verschiedene Experimente zur Bestimmung der Symmetrie des Ordnungsparameters durchgeführt. Eine Klasse von Experimenten bestimmt direkt oder

indirekt die Energielücke. Zur Unterscheidung zwischen den Symmetrien kann dann genutzt werden, daß in einer d-Wellen-Symmetrie zwangsweise eine Nullstelle im Ordnungsparameter vorhanden ist, in einer s-Wellen-Symmetrie dagegen nicht. Diese Experimente jedoch erfordern eine vorsichtige Interpretation der Meßdaten, da Verunreinigungen und Störungen im Supraleiter eine Nullstelle im Ordnungsparameter sowohl verdecken als auch vortäuschen können [6.21].

Andere Experimente sind empfindlich auf die Phase des Ordnungsparameters: Sie nutzen zur Bestimmung der Symmetrie die Tatsache, daß in einer s-Wellen Symmetrie das Vorzeichen des Ordnungsparameters winkelnunabhängig ist, während in einer $d_{x^2-y^2}$ -Wellen Symmetrie der Ordnungsparameter bei Rotation um 2π vier mal sein Vorzeichen ändert.

So wird z.B. in sog. SQUID-Experimenten ein Tunnelkontakt in a-Richtung von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ über einen konventionellen s-Wellen Supraleiter mit einem Tunnelkontakt in b-Richtung von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ gekoppelt. Wechset der Ordnungsparameter beim Übergang von der a-Richtung in die b-Richtung sein Vorzeichen, wie es in der $d_{x^2-y^2}$ -Symmetrie erwartet wird, so fließt zum Ausgleich dieser Phasendifferenz im SQUID ein Kreistrom, was zu einer Verschiebung der SQUID-Modulation um einen halben Flußquant $\Phi_0/2$ führt [6.22-6.23].

Diese SQUID-Experimente leiden unter der Problematik, daß sowohl Anisotropien im SQUID als auch eingefrorene magnetische Flußschläuche, magnetischen Fluß in die SQUID-Schleife einkoppeln können, und somit eine Verschiebung der SQUID-Modulation bewirken. Dies wiederum kann einen halben Flußquant $\Phi_0/2$ vortäuschen.

Diese Problematik wird in den sog. Einzel-Kontakt-Messungen vermieden. Hierbei wird die Modulation des kritischen Stromes von Josephson-Kontakten, bei denen eine Elektrode aus einem konventionellen s-Wellen Supraleiter (z.B. Pb) und die andere aus $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ bestehen, im Magnetfeld gemessen. Kontakte ("corner junctions"), bei denen der Cooperpaar-Strom zu einer Hälfte in a-Richtung zur anderen Hälfte in b-Richtung fließt, weisen Minimas bei $H=0$ auf, die charakteristisch für eine Parallelschaltung von 0- und π -Kontakten ist. Dies läßt auf eine intrinsische Phasenverschiebung um π zwischen der a- und b-Richtung von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ schließen [6.23-6.24].

Die bisher veröffentlichten Ergebnisse ergeben noch kein klares Bild über die tatsächlich vorliegende Symmetrie des Ordnungsparameters von HTSL. Jedoch zeigen mehr und mehr kürzlich veröffentlichte Ergebnisse an SQUIDs, unter Berücksichtigung der oben angesprochenen Problematiken, daß $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ eine $d_{x^2-y^2}$ -Wellen Symmetrie besitzt [6.25].

Daher stellt sich die Frage, ob die beobachteten ungewöhnlichen Magnetfeldabhängigkeiten des kritischen Stromes von Biepitaxie-Kontakten durch eine $d_{x^2-y^2}$ -Wellen Symmetrie des Ordnungsparameters von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ zu erklären sind. Es ist offensichtlich, daß die Gestalt des Ordnungsparameters entscheidend die elektrischen Eigenschaften von Korngrenzen-

Josephson-Kontakte bestimmt. Um jedoch diesen Einfluß bestimmen zu können, ist die Kenntnis der genauen Mikrostruktur der Korngrenze erforderlich.

Mikroskopie-Untersuchungen an Korngrenzen zeigen, daß die Korngrenzen in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ prinzipiell facettiert sind. Untersuchungen an $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -Filmen, die auf Bikristall-Substraten abgeschieden worden sind, lassen erkennen, daß sich hierbei bevorzugt Facetten des Typs (100) und (110) ausbilden [6.26]. Jeder Typ ist dabei zweifach entartet je nachdem, in welchem $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -Film er sich ausbildet. Daraus ergeben sich vier verschiedene Facetten.

Fließt über die Korngrenze ein Cooperpaar-Strom, so ist der Überlapp des Ordnungsparameters beider Systeme an der Korngrenze entscheidend. Die Tunnelwahrscheinlichkeit ist am höchsten in Richtung der Facettennormalen, so daß in dieser Richtung der Überlapp des Ordnungsparameters zu betrachten ist. Liegt im Supraleiter eine isotrope oder anisotrope s-Wellen Symmetrie vor, so ist die Phasendifferenz an der Korngrenze unabhängig von der Form der Korngrenze. Eine Facettierung der Korngrenze vergrößert lediglich die effektive Breite der Korngrenze und hat somit keine weiteren Auswirkungen. Bei einer d-Wellen Symmetrie dagegen ist die Form der Korngrenze entscheidend. Der Ordnungsparameter ist im Kristallgitter fixiert, die Keulen sind fest mit der a- und b-Richtung verbunden. Das Vorzeichen ist noch frei wählbar, d.h. das System wird die "+" und "-" Keulen so orientieren, daß die Gesamtenergie des Systems minimal wird.

Somit ist der maximale Cooperpaar-Stromdichte über die Korngrenze eine Funktion der Verdrehung α der zwei Supraleiter an der Korngrenze und eine Funktion der Lage der Korngrenze (beschrieben durch den Winkel β). Es gilt nach [6.22]:

$$J_c = A \cos(2\beta) \cos(2(\alpha - \beta)) \sin\varphi$$

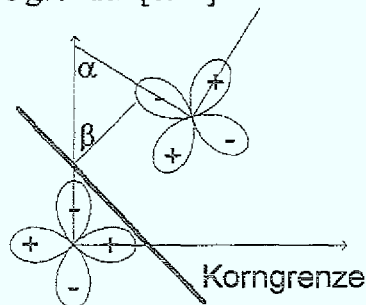


Abb. 6.16: Schematische Darstellung einer Korngrenze zur Festlegung der Winkel α und β

Dabei ist φ die Phasendifferenz der beiden supraleitenden Elektroden, die Winkel α und β sind der Abbildung 6.16 zu entnehmen und A ist eine Konstante.

Berücksichtigt man die Mikrostrukturuntersuchungen, so stellt man fest, daß nur diskrete Winkel β für die an der Korngrenze aufeinanderstoßenden Filme (im folgenden Film 1 und Film 2 bezeichnet) vorkommen. Allgemein gilt:

Facettentyp		(100)	(110)
		↓	↓
Film 1	$\beta =$	0°	45°
		90°	135°
		180°	225°
		270°	315°
Film 2	$\beta =$	$0^\circ + \alpha$	$45^\circ + \alpha$
		$90^\circ + \alpha$	$135^\circ + \alpha$
		$180^\circ + \alpha$	$225^\circ + \alpha$
		$270^\circ + \alpha$	$315^\circ + \alpha$

Für Winkel $\alpha \neq 45^\circ$ tragen die (110)-Facetten kaum zum Stromtransport bei aufgrund einer Unterdrückung des Ordnungsparameters in diesen Richtungen. Der Hauptanteil des Cooperpaar-Stromes fließt durch die (100)-Facetten. Für den aus den (100)-Facetten resultierenden Winkeln β ist der Term $\cos(2\beta)\cos(2(\alpha-\beta))$ positiv. Dieser Term ist somit für die erlaubten Winkel β gleich Null oder positiv. Für $\alpha = 30^\circ$ ist dies exemplarisch in Abbildung 6.17 gezeigt.

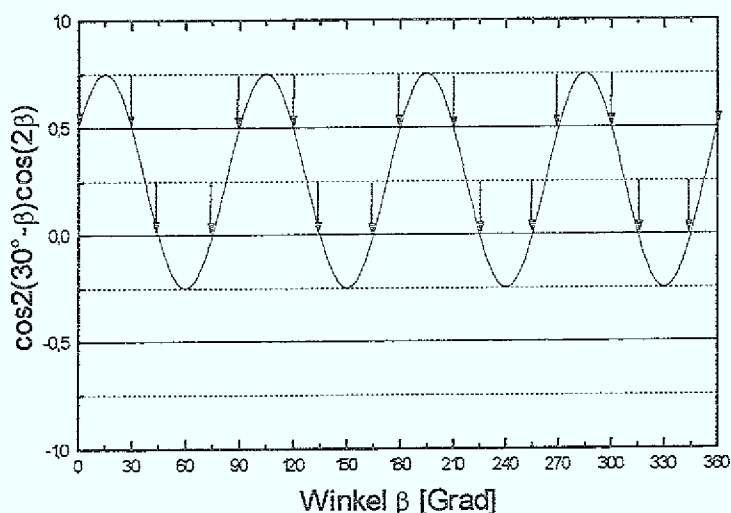


Abb.6.17: Berechnung des Terms $\cos(2\beta)\cos(2(\alpha-\beta))$ für $\alpha = 30^\circ$. Die durch die Mikrostrukturuntersuchungen bestimmten möglichen Winkel β sind durch Pfeile hervorgehoben.

Der Winkel $\alpha = 45^\circ$ stellt einen Sonderfall dar. Bei diesem Winkel stimmt die (100)-Richtung von Film 1 mit der (110)-Richtung von Film 2 überein. Somit dürfte bei einer Verdrehung beider Filme um 45° gar kein Strom fließen. Dafür muß jedoch der Winkel $\alpha = 45^\circ$ exakt eingehalten werden. Aufgrund des Inselwachstums von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ sind kleine Fluktuationen um den Winkel 45° herum möglich. Das hat zur Folge, daß die Verdrehung beider Filme zueinander den Wert $\alpha = 45^\circ \pm \delta$ annimmt. Dabei variiert δ von Korn zu Korn im $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -Film [6.27].

Diese Fluktuationen um den Winkel $\alpha = 45^\circ$ führen dazu, daß der Term $\cos(2\beta)\cos(2(\alpha-\beta))$ positiv und negativ werden kann, je nachdem wie die Körner zueinander ausgerichtet sind. Abbildung 6.18 skizziert eine mögliche Konfiguration von drei $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -Körnern an der Korngrenze. Die (100)-Facette von Korn 1 bildet hierbei die Korngrenze. Aufgrund von Fluktuationen während des Wachstums soll Korn 2 zu Korn 1 um $45^\circ - \delta_1$ verdreht sein, Korn 3 zu Korn 1 um $45^\circ + \delta_2$. Diese zusätzliche Verdrehung bewirkt, daß die positiven "Orbitale" von Korn 2 mit den positiven "Orbitalen" von Korn 1 überlappen, während in Korn 3 die negativen "Orbitale" mit den positiven "Orbitalen" von Korn 1 überlappen.

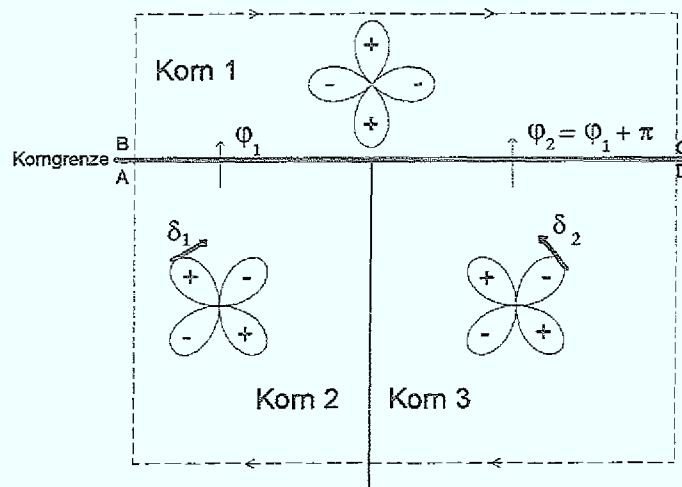


Abb.6.18: Schematische Darstellung eines $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -Filmes an einer "45°"-Korngrenze. Exemplarisch für die gesamte Korngrenze werden hier 3 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -Körner betrachtet. Dabei ist Korn 2 um den Winkel $45^\circ - \delta_1$ und Korn 3 um den Winkel $45^\circ + \delta_2$ gegen Korn 1 verdreht. Daraus resultiert eine unterschiedliche Phasendifferenz zwischen Korn 1 - Korn 2 und Korn 1 - Korn 3. Es gilt: $\varphi_1 - \varphi_2 = \pi$.

²Anmerkung: Zwischen Korn 2 und Korn 3 existiert somit eine Kleinwinkel-Korngrenze. Diese hat jedoch keinen Einfluß auf den Stromfluß.

Welche Konsequenzen hat dies?

Ein Grundprinzip der Supraleitung stellt die Eindeutigkeit der Wellenfunktion im gesamten supraleitenden Bereich dar. Eine Kreisintegration der Phase von jedem beliebigen Punkt aus muß ein ganzzahliges Vielfaches von 2π oder Null ergeben. Wählt man in Abb. 6.18 die Kreisintegration von A - B - C - D - A, dann gilt für den Fall, daß kein äußeres Magnetfeld anliegt:

$$\varphi_{AB} + \varphi_{BC} + \varphi_{CD} + \varphi_{DA} + \frac{2\pi}{\Phi_0} LI = 0$$

LI entspricht dabei dem magnetischen Fluß, der durch Kreisströme induziert wird.

Die Phasendifferenz zwischen Ort B und C beträgt $\varphi_{BC} = 0$. Dagegen ergibt sich eine intrinsische Phasendifferenz zwischen D und A von $\varphi_{DA} = \pi$. Damit obige Gleichung gilt folgt:

$$\varphi_{AB} + \varphi_{CD} + \frac{2\pi}{\Phi_0} LI = -\pi$$

Die zusätzliche Phasendifferenz von $-\pi$ wird somit von beiden Kontakten und vom Kreisstrom I getragen. Es stellt sich nun die Frage, wie hoch der Beitrag der einzelnen Komponenten ist.

Welchen Wert kann $2\pi LI / \Phi_0$ maximal annehmen?

Der maximale Strom, der fließen kann, wird durch die Korngrenze bestimmt. Die kritische Stromdichte einer 45° -Korngrenze beträgt maximal 10^4 A/cm² bei 77 K und 10^5 A/cm² bei 4,2 K.

Die Induktivität der oben skizzierten Anordnung kann mittels der Formel $L = \mu_0 B$ abgeschätzt werden, mit B als die Breite der betrachteten Anordnung [6.28]. TEM-Untersuchungen zeigen, daß der Durchmesser eines YBaCuO-Kornes auf MgO-Substraten etwa 100 nm beträgt [6.27].

Aus diesen Werten folgt:

$$\frac{2\pi}{\Phi_0} L |I| \approx 0,015 \text{ bei } 4,2\text{K} \text{ und } 0,0015 \text{ bei } 77\text{K}$$

Damit ist der Beitrag $2\pi LI / \Phi_0$ vernachlässigbar klein. Aufgrund der kleinen Induktivität L und den geringen Strömen, die fließen können, fällt fast die gesamte Phase π an beiden Kontakten ab.

Es gilt in erster Näherung:

$$\varphi_{AB} + \varphi_{CD} = \pi \Leftrightarrow \varphi_{AB} - \varphi_{DC} = \pi$$

Die Phasendifferenz an beiden Kontakten ist um den Wert π verschoben. Diese werden im folgenden 0- und π -Kontakte bezeichnet.

Unter Berücksichtigung der geschilderten Gedanken wurde ein Modell entwickelt, welchem folgende Voraussetzungen zugrunde liegen:

1. Die Symmetrie der Phasendifferenz am Kontakt ist gebrochen, d.h. die Phasendifferenz ist intrinsisch ortsabhängig.
2. Es existieren zwei Klassen von Kontaktbereichen, die jeweils zueinander intrinsisch eine Phasendifferenz mit dem Wert π haben, d.h. die Korngrenze wird als Parallelschaltung von 0- und π -Kontakten modelliert.
3. Der Betrag der maximal möglichen Stromdichte beider Kontaktbereiche ist identisch: $|J_c(x, H=0)| = J_c = \text{const.}$ für alle x .

Der $I_c(H)$ -Verlauf kann somit durch folgende Gleichung berechnet werden

$$I_c(H) = \max_{\varphi_0} I(H, \varphi_0) = \max_{\varphi_0} \int_{-b/2}^{b/2} dx J_c \sin(\varphi_0 + kx + F(x)\pi)$$

mit $F(x) = 0$ für Facette des Typs 1

und $F(x) = 1$ für Facette des Typs 2

Dieses Modell unterteilt die Korngrenze somit in unterschiedliche Segmente. Den Segmenten wird abwechselnd ein Phasenoffset von 0 bzw. π zugeordnet. Eigenfeld-Effekte insbesondere im Übergangsbereich zwischen zwei Segmenttypen mit unterschiedlichem Phasenoffset werden dabei wiederum nicht berücksichtigt.

Welchen Effekt hat eine Parallelschaltung eines 0- und π -Kontaktes?

Abbildung 6.19a. zeigt eine Skizze eines solchen Kontaktes der Breite b . Die eine Hälfte des Kontaktes wird von einem π -Kontakt gebildet, die andere von einem 0-Kontakt. Dabei sollen beide Kontaktbereiche den gleichen kritischen Strom besitzen. Aufgrund des Phasenoffsets von π zwischen den beiden Kontaktbereichen fließen die Ströme in entgegengesetzter Richtung, da $j_c \sin(\varphi) = -j_c \sin(\varphi + \pi)$ ist.³

Ohne Magnetfeld heben sich somit die Cooperpaar-Transportströme auf. Legt man ein Magnetfeld an, so wird die Phasendifferenz zusätzlich ortsabhängig moduliert. Das hat zur

³Bei entsprechend großen Facetten fließen große Kreisströme. Diese Kreisströme bilden magnetische Dipole. Könnte man diese magnetischen Dipole an den Facettengrenzen direkt messen (z.B. durch Raster-Kraft-Mikroskopie mit magnetischer Spitze oder SQUID-Mikroskopie), wäre die Symmetriebrechung gezeigt.

Folge, daß nun Cooperpaar-Transportströme fließen können. Die entsprechende Magnetfeldabhängigkeit eines solchen Kontaktes ist in Abbildung 6.19b gezeigt [6.23-6.24].

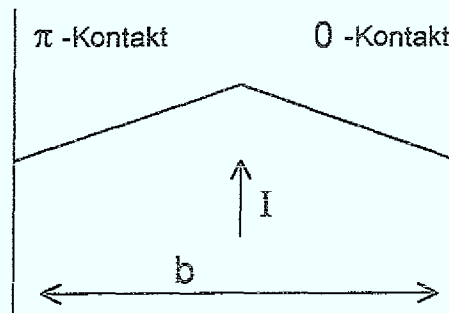


Abb. 6.19a: Skizze einer Parallelschaltung eines 0- und π -Kontaktes.

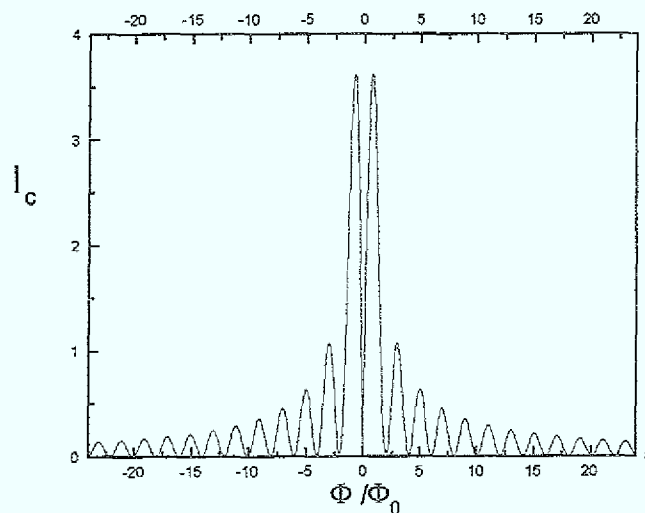


Abb. 6.19b: Berechnete Magnetfeldabhängigkeit des kritischen Stromes der oben skizzierten Parallelschaltung eines 0- und π -Kontaktes.

Diese einfache Betrachtung zeigt, daß eine Parallelschaltung von 0- und π -Kontakten trotz homogener Stromdichte-Verteilung im Kontakt eine große Auswirkung auf die Magnetfeldabhängigkeit dieser Kontakte hat.

Um eine Korngrenze zu modulieren, ist jedoch diese Segmentierung zu grob. Mikrostruktur-Untersuchungen zeigen, daß die $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -Körnung unregelmäßig ist, wobei die Maximalgröße der Körner etwa 100 nm beträgt.

Daher wurden zur systematischen Betrachtung der möglichen qualitativen Effekte einer feineren Segmentierung der Korngrenzen folgende Modellierungen untersucht:

1. Parallelschaltung von 0- und π -Kontakten gleicher Länge mit identischer kritischer Stromdichte periodisch angeordnet (Abb. 6.20)
2. Parallelschaltung von 0- und π -Kontakten unterschiedlicher Länge, wobei Segment 1 doppelt so lang ist wie Segment 2 (Abb.6.21).
3. Parallelschaltung von 0- und π -Kontakten mit einer stochastischen Verteilung ihrer Länge und mit identischer kritischer Stromdichte (Abb.6.22).

Abbildungen 6.20 - 6.22 zeigen einige Ergebnisse dieser Simulationen für die oben genannten unterschiedlichen Fälle.

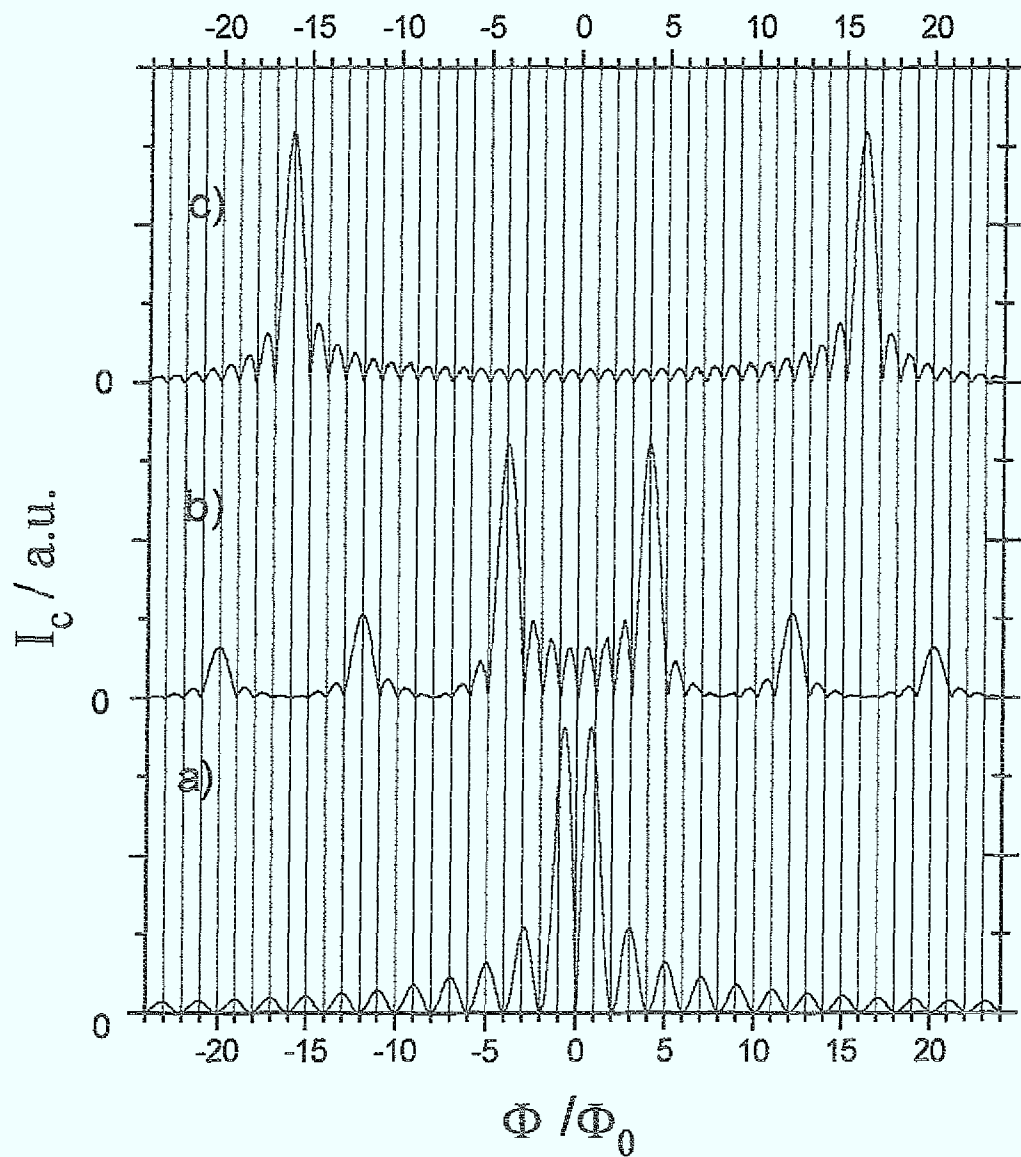


Abb.6.20: Simulation der Magnetfeldabhängigkeit der kritischen Stromdichte für eine Parallelschaltung von 0 - und π -Kontakten gleicher Länge mit identischer kritischer Stromdichte. Der Kontakt besteht aus:

- a) 2 Segmenten gleicher Länge mit abwechselnder Phasendifferenz π .
- b) 8 Segmenten gleicher Länge mit abwechselnder Phasendifferenz π .
- c) 32 Segmenten gleicher Länge mit abwechselnder Phasendifferenz π .

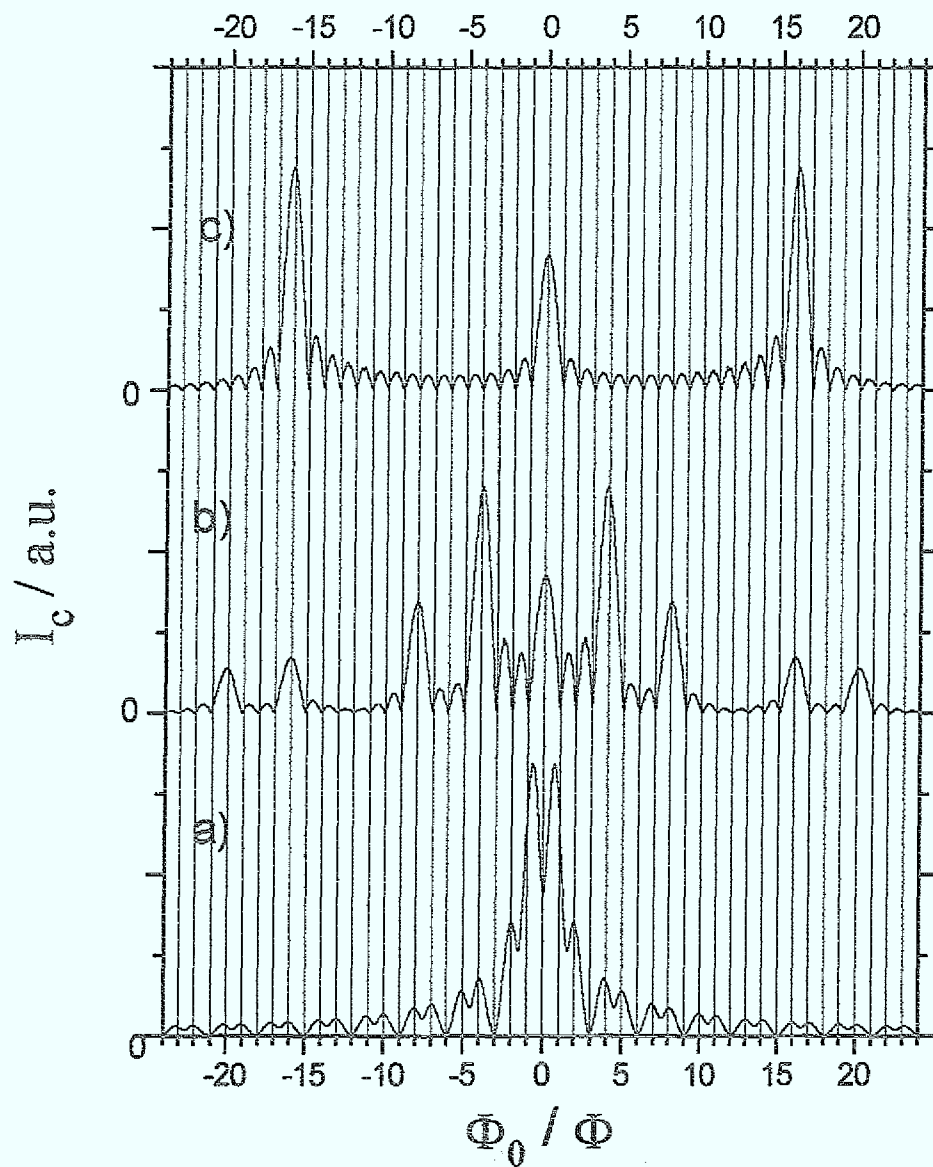


Abb.6.21: Parallelschaltung von 0- und π -Kontakten unterschiedlicher Länge mit identischer kritischer Stromdichte. Dabei wurde ein konstantes Längenverhältnis der beiden Segmenttypen von 2 : 1 gewählt. Der Kontakt besteht aus:

- a) 2 Segmenten mit abwechselnder Phasendifferenz π .
- b) 8 Segmenten mit abwechselnder Phasendifferenz π .
- c) 32 Segmenten mit abwechselnder Phasendifferenz π .

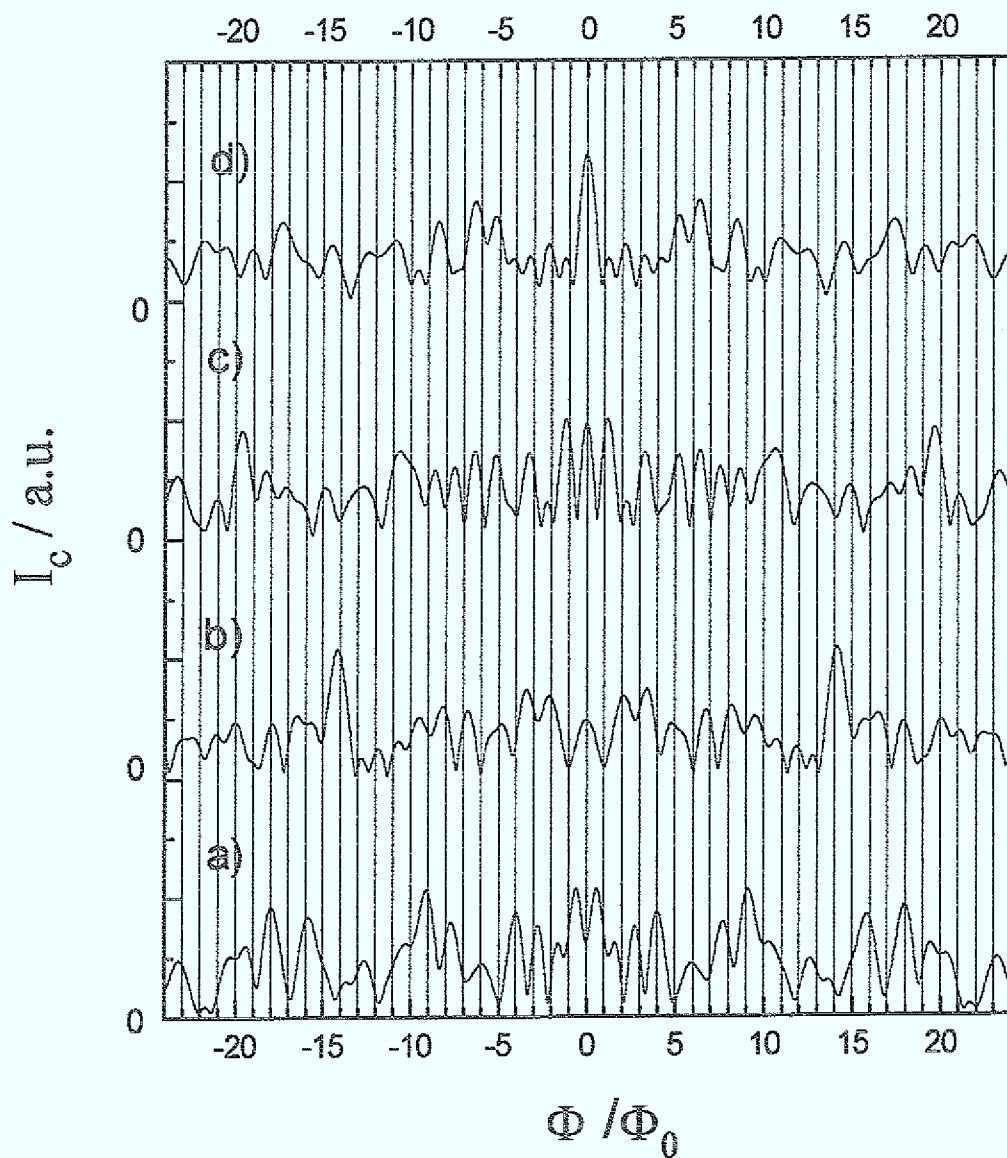


Abb.6.22: Simulation der $I_c(H)$ -Abhängigkeit einer Parallelschaltung von 0- und π -Kontakten mit einer stochastischen Verteilung ihrer Länge und mit identischer kritischer Stromdichte. Folgende mittlere Segmentlängen wurden gewählt:

a) mittlere Länge Segment 1: $b/100$ // mittlere Länge Segment 2: $b/200$

b) mittlere Länge Segment 1: $b/50$ // mittlere Länge Segment 2: $b/100$

c) mittlere Länge Segment 1: $b/100$ // mittlere Länge Segment 2: $b/150$

d) mittlere Länge Segment 1: $b/50$ // mittlere Länge Segment 2: $b/100$

wobei b die Brückenbreite ist

Charakteristisch für eine periodische Parallelschaltung von 0- und π -Kontakten mit identischer Länge und kritischer Stromdichte (Abb. 6.20) ist, daß der kritische Strom bei $H=0$ den Wert Null annimmt. Das absolute Maximum in der $I_c(H)$ -Kurve ist somit bei $H \neq 0$. Mit feiner werdender Facettierung rücken die absoluten Maxima weiter auseinander. Im Grenzfall sehr kleiner Segmentierung erhält man $I_c(H) \neq 0$. Diese regelmäßige Anordnung von 0- und π -Kontakten ist völlig analog zu einem Phasengitter in der Optik.

Die periodische Anordnung der 0- und π -Kontakten mit unterschiedlicher Länge (Abb.6.21) hat zur Folge, daß nun auch bei $H=0$ ein Cooperpaar-Strom fließen kann. Im Nullfeld sind die Ströme durch die unterschiedlichen Kontakte entgegengesetzt gerichtet, aber aufgrund des höheren Anteils eines Kontakttyps resultiert ein Nettotransportstrom: bei $H=0$ ist ein lokales Maximum der $I_c(H)$ -Kurve. Das absolute Maximum ist jedoch bei $H \neq 0$. Auch hier gilt, daß bei feiner werdender Segmentierung die absoluten Maxima auseinanderrücken. In diesem Fall ist bei sehr kleiner Segmentierung ein modifiziertes Fraunhofermuster um $H=0$ zu sehen.

Eine so regelmäßige Segmentierung, wie sie diesen beiden Simulationen zugrunde lag, ist bei einer realen Korngrenze nicht zu erwarten. Hier bilden sich die unterschiedlichen Segmente aufgrund einer Nukleation des $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ -Filmes um die Korngrenze im Substrat. Die Bildung von Keimen auf beiden Seiten der Korngrenze hat statistischen Charakter. Während des Wachstums stoßen die $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ -Inseln aufeinander und bilden die Segmente.

Die Segmentierung der Korngrenze stellt somit einen stochastischen Prozeß dar. Daher wurde eine dritte Simulationsreihe durchgeführt, bei der eine Parallelschaltung von 0- und π -Kontakten mit einer stochastischen Verteilung ihrer Länge zugrunde liegt.

Abbildung 6.22 zeigt vier ausgewählte Ergebnisse dieser Simulationen. Zunächst einmal erkennt man, daß die $I_c(H)$ -Kurven aufgrund der stochastischen Facettierung an Regelmäßigkeit verloren haben. Die Modulation des kritischen Stromes ist immer noch sehr stark, jedoch wird der kritische Strom nur noch sehr selten vollständig unterdrückt. Zusätzlich erkennt man, daß bei $H=0$ der kritische Strom sowohl ein lokales Maximum als auch ein lokales Minimum haben kann. Diese Ergebnisse stimmen qualitativ gut mit den gezeigten experimentellen Kurven in Abbildung 6.14 überein.

Schließlich ist zu bemerken, daß die vorhergehenden Überlegungen auch auf andere Symmetrien, bei denen der Ordnungsparameter sein Vorzeichen wechselt, übertragbar sind. Das Auftreten der ungewöhnlichen $I_c(H)$ -Kurven bei $\alpha = 45^\circ$ ist in dieser Modellvorstellung mit der Existenz eines Knotenpunktes im Ordnungsparameter in (110)-Richtung zu erklären. Dies stellt eine starke Evidenz für das Vorhandensein einer d-Wellen Symmetrie dar. Es ist jedoch nicht auszuschließen, daß auch ein s-Wave Anteil der Form $s + id$ vorhanden ist.

6.3.4. Charakterisierung der dynamischen Eigenschaften der Biepitaxie-Kontakte

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit den dynamischen Eigenschaften von Biepitaxie-Kontakten. Anhand der an zwei Biepitaxie-Kontakten erzielten Meßergebnisse wird das Josephson-Verhalten dieses Kontakttyps vorgestellt und diskutiert.

Teil a) 1. Untersuchungsreihe:

Die folgenden Ergebnisse wurden alle an einem 5 μm breiten und 0,2 μm dicken Biepitaxie-Josephson-Kontakt erzielt.

Die Strom-Spannungs-Kennlinie

Abbildung 6.23 zeigt die U-I-Kennlinie bei 4,2 K dieses Josephson-Kontaktes. Der kritische Strom beträgt 43 μA , was einer kritischen Stromdichte von $4,3 \cdot 10^3 \text{ A/cm}^2$ entspricht. Zusätzlich wird der differentielle Widerstand dU/dI in Abhängigkeit von dem angelegten Strom gezeigt.

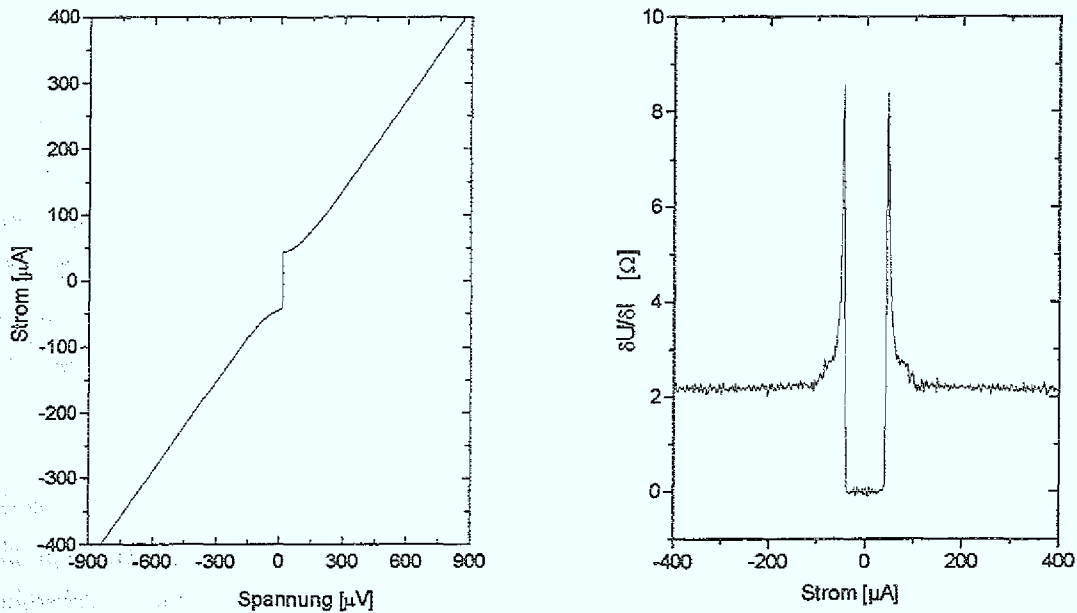


Abb. 6.23: U-I-Kennlinie des Biepitaxie-Kontaktes und der differentielle Widerstand in Abhängigkeit von dem angelegten Strom, gemessen bei 4,2 K.

Demnach mündet die Kennlinie nach einem kurzen Übergangsbereich in eine spannungsunabhängige Gerade ein. Mit einem Widerstand R_n von 2,2 Ohm ergibt sich die kritische Spannung V_c des Kontaktes zu 95 μ V. Das Verhältnis zwischen Brückenbreite b und der Josephson-Eindringtiefe beträgt $b/\lambda_J \sim 1$. Dieser Kontakt stellt somit einen schmalen Kontakt dar. Die Magnetfeldabhängigkeit des kritischen Stromes dieses Kontaktes wird in Abbildung 6.14b gezeigt.

Typisch für alle im Rahmen dieser Arbeit charakterisierten Biepitaxie-Kontakte ist das Vorhandensein eines Exzeß-Stromes in der U-I-Kennlinie. Die Strom-Spannungs-Kennlinie nähert sich nicht asymptotisch der Ursprungsgeraden, sondern verläuft parallel dazu. Der Exzeß-Strom dieses Kontaktes beträgt 8 μ A. Ursachen für diese Exzeß-Ströme können z.B. Barriereninhomogenitäten [6.29] und Andreev-Reflexionen sein [6.30].

Alle Kontakte auf MgO-Substraten zeigen im Gegensatz zu den Kontakten auf SrTiO₃ keine Hysterese in den Strom-Spannungs-Kennlinien. Die im Vergleich zu MgO hohe Dielektrizitätskonstante von SrTiO₃ führt vermutlich zu einer Streukapazität, die die auf SrTiO₃ beobachtete Hysterese erklären kann. Der Stewart-McCumber-Parameter des Kontaktes auf MgO wurde zu $\beta_c = 0,3$ abgeschätzt, was einer Kapazität von 4 pF entspricht.

Die Mikrowellenemission

Die Messung der Mikrowellenemission eines Josephson-Kontaktes ist eine empfindliche Methode zur Analyse der Dynamik eines Josephson-Kontaktes.

Die Messung der Josephson-Strahlung erfolgte mit einem von Gerhard Kunkel aufgebauten, nicht-resonanten Mikrowellenempfänger. Somit wird vermieden, daß die Meßapparatur die Josephson-Oszillationen beeinflusst. Die Proben wurden in eine Hornantenne positioniert. Diese Hornantenne ist über einen vergoldeten X-Band Hohlleiter mit einem Mikrowellenverstärker und einem Mischer verbunden. Das empfangene Signal der Frequenz 11 GHz wird im Mischer auf eine Zwischenfrequenz von 0,8 - 2 GHz heruntergemischt. Aufgenommen wird die Amplitude der Zwischenfrequenz als Funktion der Probenspannung. Gleichzeitig wird die UI-Kennlinie des untersuchten Kontaktes aufgezeichnet [6.31].

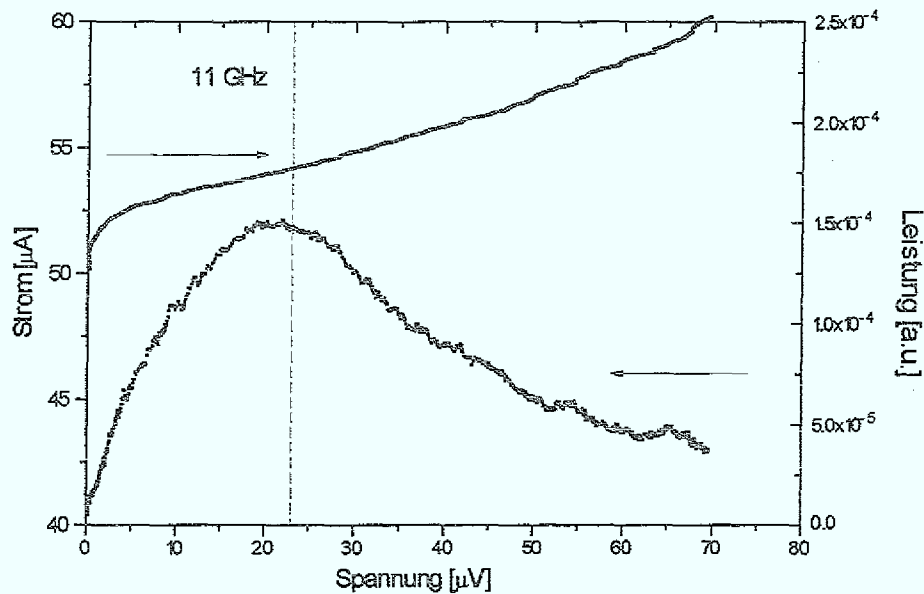


Abb. 6.24: Josephson-Emission bei 11 GHz als Funktion der am Kontakt abfallende Spannung und U-I-Kennlinie des Bi2208-Kontaktes gemessen bei 4,2 K

Abbildung 6.24 zeigt die Strom-Spannungs-Kennlinie und das entsprechende Emissionsspektrum des Kontaktes bei 4,2 K. Das Emissionsspektrum ist sehr breit. Das Emissionsmaximum ist zu einer etwas kleineren Frequenz hin verschoben, als die Frequenz die durch die zweite Josephson-Gleichung $2eV=hf$ bestimmt wird. Zusätzliche höhere Harmonische der Josephson-Oszillationen können diese Verschiebung erklären. Höhere Harmonische sind bei Spannungen unterhalb der charakteristischen Spannung V_c zu erwarten, weil die Josephson-Oszillationen bei diesen Spannungen nicht rein sinusförmig sind. So kann der Ausläufer einer breiten zweiten Harmonischen eine Verschiebung des Maximums der Hauptoszillation verursachen. Dies wird im folgenden ersichtlich.

Wie im Kapitel 3.1 vorgestellt, hängt die Linienbreite der Josephson-Oszillation im RSJ-Modell von der Temperatur, vom differentiellen Widerstand und von I_c ab:

$$\Delta V = \frac{h}{2e} \Delta v = \frac{4ek_B T^* R}{h} \left(\frac{R_d^2}{R^2} \right) \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{I_c}{I} \right)^2 \right]$$

Der differentielle Widerstand - und somit auch die Linienbreite - lassen sich bei konstanter Temperatur durch Anlegen eines Magnetfeldes variieren. Die Phase im Kontakt wird durch Anlegen eines Magnetfeldes ortsabhängig. Die Phase wird jedoch im RSJ-Modell als

ortsunabhängig angenommen. Eine Auswirkung der Ortsabhängigkeit der Phase auf die Linienbreite wird aber nicht erwartet. Es sollte weiterhin obige Gleichung gelten [6.32]. Abbildung 6.25 zeigt Emissionsspektren des Kontaktes in unterschiedlichen Magnetfeldern und damit mit unterschiedlichen differentiellen Widerständen bei 4,2 K. Man erkennt deutlich, daß mit kleiner werdendem differentiellen Widerstand die Linienbreite schmäler wird, so daß die zweite Harmonische klar erkennbar wird. Gleichzeitig verschiebt sich das Maximum der Hauptoszillation zu der Frequenz hin, die durch die zweite Josephson-Gleichung bestimmt wird. Für $R_d = 2,2 \text{ Ohm}$ überlappen beide Emissionspeaks nicht mehr und das Hauptmaximum ist exakt bei der Spannung $V = h\nu/2e = 23 \text{ } \mu\text{V}$.

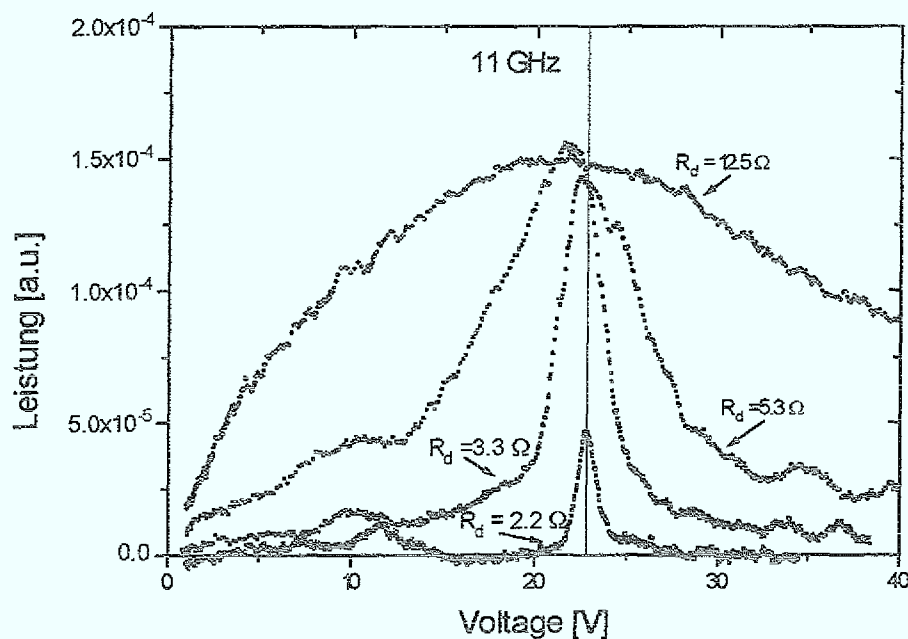


Abb. 6.25: Josephson-Emission bei 11 GHz des Biepitaxie-Kontaktes in unterschiedlichen Magnetfeldern, gemessen bei 4,2 K

Abbildung 6.26a zeigt die Linienbreite der Hauptoszillation als Funktion von R_d^2 . Zusätzlich sind in diesem Diagramm die nach dem RSJ-Modell zu erwartenden Linienbreiten eingetragen. Hierfür wurden die Werte für den kritischen Strom I_c und die Widerstände R_d und R_n aus den experimentellen IU-Kennlinien bestimmt. Tatsächlich stimmen gemessene und berechnete Werte innerhalb der Fehlergrenzen überein. Dies läßt den Schluß zu, daß die Linienbreite des Biepitaxie-Kontaktes hauptsächlich durch das niederfrequente Spannungsrauschen verursacht wird.

Die Abhängigkeit der Linienbreite von der Temperatur ist in Abbildung 6.26b gezeigt. Auch hier ist die Übereinstimmung mit den nach dem RSJ-Modell berechneten Werten sehr gut, wenn die Werte für den kritischen Strom I_c und die Widerstände R_d und R_n aus den experimentellen U-I-Kennlinien bestimmt werden.

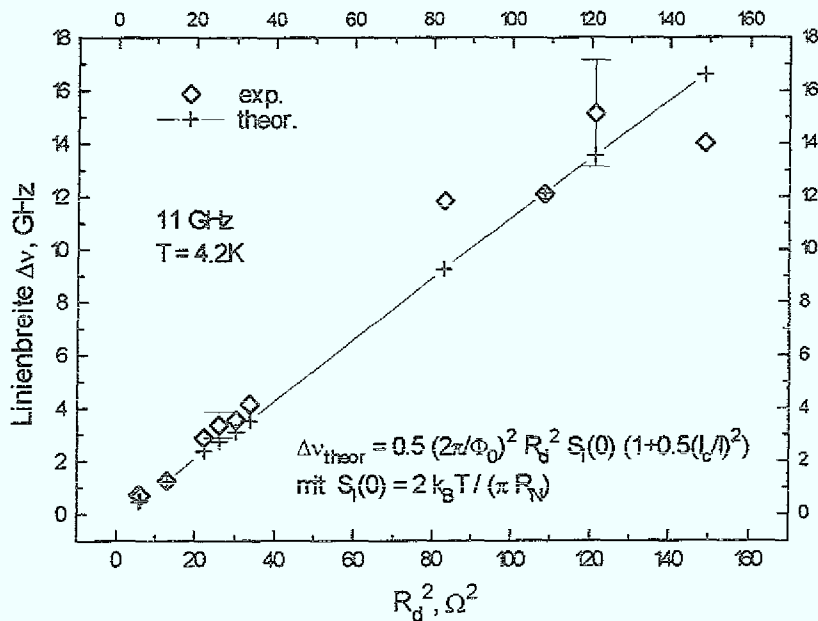


Abb. 6.26a: Abhängigkeit der Linienbreite der Josephson-Mikrowelle bei 11 GHz vom differentiellen Widerstand. Der differentielle Widerstand wurde durch eine Änderung des äußeren Magnetfeldes variiert. Zusätzlich eingezeichnet sind die nach dem RSJ-Modell zu erwartenden Linienbreiten.

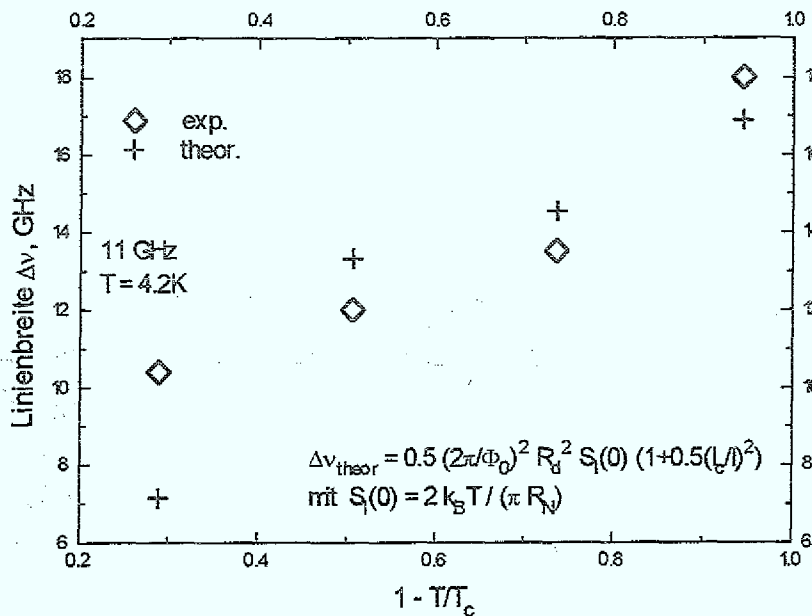


Abb. 6.26b: Abhängigkeit der Linienbreite der Josephson-Mikrowelle bei 11 GHz von der Temperatur. Zusätzlich eingezeichnet sind die nach dem RSJ-Modell zu erwartenden Linienbreiten.

Die Mikrowellenabsorption

Eine indirekte Methode zur Hochfrequenzcharakterisierung der Josephson-Kontakte stellt die Untersuchung der Wechselwirkung eines Josephson-Kontaktes mit einer eingestrahlten Mikrowelle dar. Die Messung der Abhängigkeit der Shapiro-Stufen von der eingestrahlten Mikrowellenleistung wurde für zwei unterschiedliche Mikrowellenfrequenzen durchgeführt. Abbildung 6.27 zeigt die bei 10,87 GHz durchgeführte Messung. Aufgetragen ist die Leistungsabhängigkeit der nullten bis dritten Shapiro-Stufe. Die durchgezogenen Linien sind Simulationen nach dem RSJ-Modell für $\Omega = 0,25$, die für einen stromgespeisten Josephson-Kontakt berechnet wurden [6.33]. Man erkennt, daß die Übereinstimmung zwischen gemessenem Verlauf und Simulation sehr gut ist. Jedoch liegen die berechneten Werte immer oberhalb den gemessenen Werten. Vermutlich ist dies auf eine Verrundung der Stufen aufgrund des thermischen Rauschens zurückzuführen.

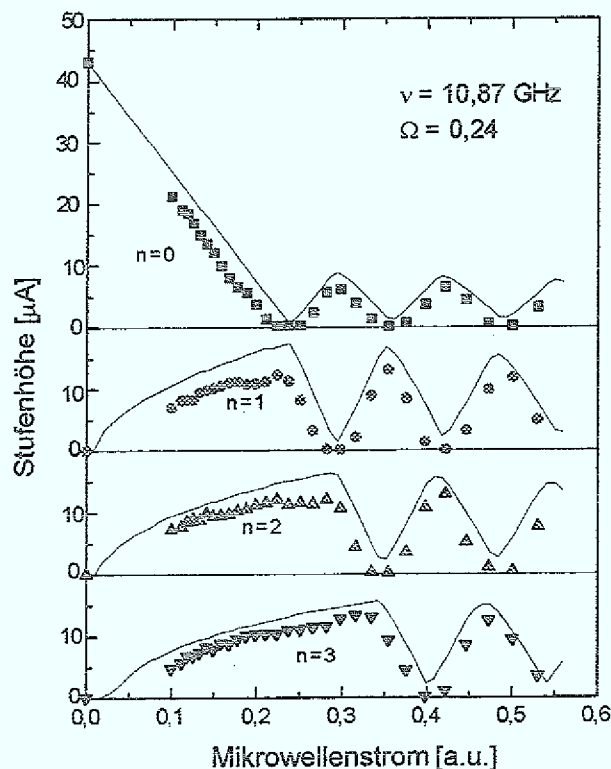


Abb. 6.27: Mikrowellenleistungsabhängigkeit der Stufenhöhe für $n = 0 - n = 3$ gemessen bei 4,2 K. Die durchgezogenen Linien sind Simulationen nach dem RSJ Modell für $\Omega = 0,25$ [6.33].

Das Verhalten des Kontaktes bei dieser Frequenz wird somit gut durch das RSJ-Modell beschrieben. Große Abweichungen zum RSJ-Modell treten bei der Untersuchung der Shapiro-Stufen bei der höheren Mikrowellenfrequenz auf. Zusätzlich zu den Stufen bei Spannungen $V = n \times hf/2e$ treten auch Stufen bei Spannungen $V = (n+1/2) \times hf/2e$ auf. Diese Halbstufen sind nicht im Rahmen des RSJ-Modells für einen einzelnen Josephson-Kontakt erklärbar. Die Leistungsabhängigkeit der nullten bis zweiten Shapiro-Stufen, einschließlich der ersten beiden Halbstufen, für $\Omega = 2,2$ wird in Abbildung 6.28 gezeigt.

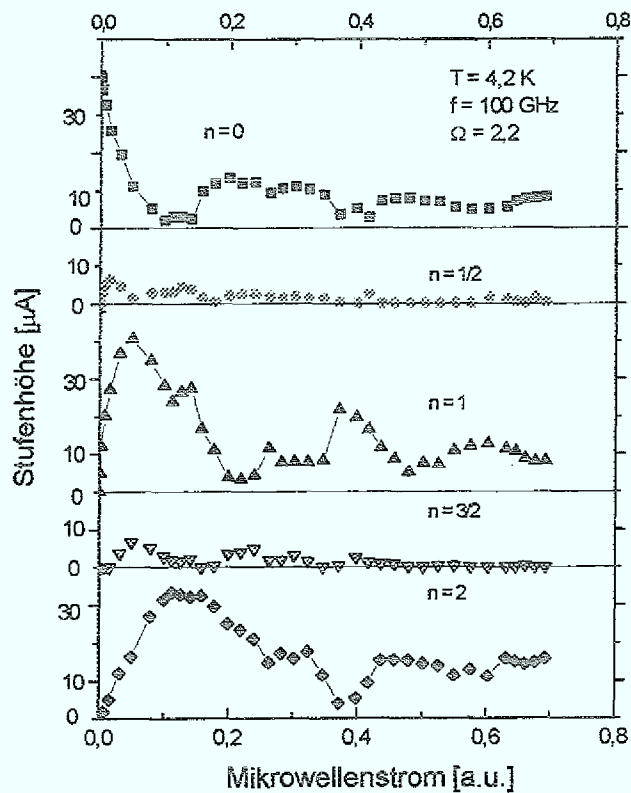


Abb.6.28: Mikrowellenleistungsabhängigkeit der Stufenhöhe für $n = 0$; $n = 0,5$; $n = 1$; $n = 1,5$ und $n = 2$ für $\Omega = 2,2$ gemessen bei 4,2 K.

Es gibt drei bekannte Mechanismen, die das Auftreten von zusätzlichen Substufen erklären können:

- 1) Der Josephson-Kontakt besteht aus einer Parallelschaltung mehrerer einzelner Kontakte, die einen oder mehrere SQUIDs mit kleiner Induktivität bilden [6.35].
- 2) Die Mikrowelle synchronisiert die Bewegung von Josephson-Flußschläuchen entlang der Korngrenze [6.43-6.44].
- 3) Die Strom-Phasenbeziehung ist nicht, wie im RSJ-Modell angenommen, rein sinusförmig [3.3].

Fall 1 kann ausgeschlossen werden, weil das Auftreten der Halbstufen in SQUID-Strukturen frequenzunabhängig ist, die Halbstufen in diesem Fall aber nur bei 100 GHz nicht aber bei 10,87 GHz auftraten. Dieser Fall trifft aber durchaus bei Korngrenzen-Kontakten, insbesondere bei Biepitaxie-Kontakten zu, wie anhand von Kontakt 2 gezeigt werden kann.

Fall 2 kann aus ähnlichen Gründen ausgeschlossen werden. Simulationen zeigen, daß dieser Mechanismus auch bei niedrigen Frequenzen zu meßbaren Halbstufen führt [6.32].

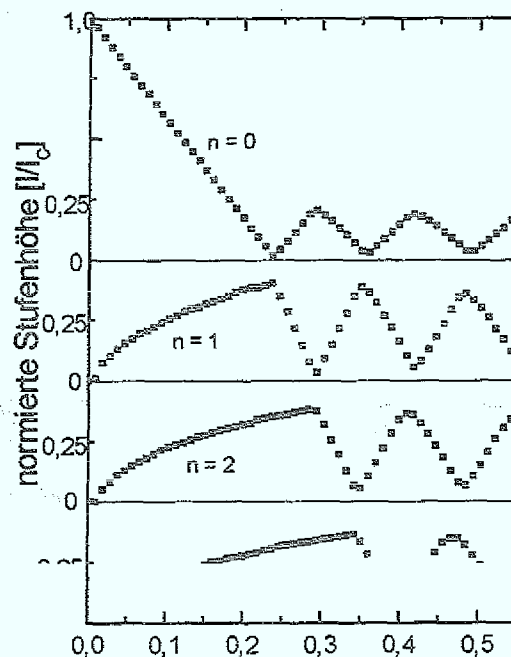


Abb. 6.29a): Simulierte Leistungsabhängigkeit der Shapirostufenhöhe für $\Omega = 0,25$. Der Simulation lag eine sägezahnförmige Strom-Phasen-Beziehung zugrunde [6.33].

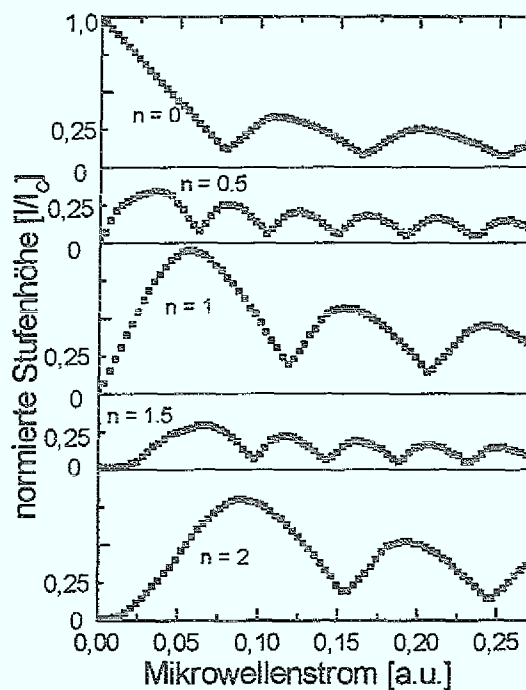


Abb.6.29b): Simulierte Leistungsabhängigkeit der Shapirostufenhöhe für $\Omega = 2$. Der Simulation lag eine sägezahnförmige Strom-Phasen-Beziehung zugrunde [6.33].

Abbildung 6.29 zeigt Simulationen der Leistungsabhängigkeit der Shapiro-Stufen, bei der eine sägezahnförmige Strom-Phasen-Beziehung zugrunde lag. Die sägezahnförmige Strom-Phasen-Beziehung ist ein extremes, aber realistisches Beispiel für eine nicht sinusförmige Strom-Phasen-Beziehung [6.34]. Die reduzierte Frequenzen für die Simulationen betragen $\Omega = 0,25$ und $\Omega = 2$, entsprechen somit in etwa den gemessenen Werten von 0,24 und 2,2 des Kontaktes.

Charakteristisch für die Shapiro-Stufen in diesen Simulationen ist:

- * Das Auftreten der Halbstufen ist frequenzabhängig. Für kleine Ω -Werte (= niedrige Frequenzen) sind die Halbstufen sehr schwach und können im Experiment nicht gemessen werden. Für große Ω -Werte (= hohe Frequenzen) sind die Halbstufen ausgeprägt. Bei $\Omega = 2$ erreichen die Halbstufen Amplituden von fast 40% des I_c des Kontaktes.
- * Die Mikrowelle unterdrückt den Cooperpaar-Strom nie vollständig.
- * Die Oszillationen der Halbstufen besitzen die doppelte Periodizität der Oszillationen der n-ten Stufen.

Die Abweichungen zwischen experimentell bestimmter Leistungsabhängigkeit der Shapiro-Stufen und Simulation sind groß. Es lassen sich aber alle charakteristischen Merkmale der Simulation in der gemessenen Abhängigkeit nachvollziehen. Die Frequenzabhängigkeit der Amplitude der Halbstufen, die nicht vollständige Unterdrückung des Cooperpaar-Stromes durch die Mikrowelle und auch die doppelte Periodizität der Halbstufenamplituden ist in Abbildung 6.28 zu sehen. Demnach beschreibt das Modell einer nicht sinusförmigen Stromphasenbeziehung im Vergleich zu den übrigen zwei Erklärungsmodellen das Auftreten von Halbstufen an diesem Kontakt am besten. Diese Übereinstimmungen lassen somit vermuten, daß die Strom-Phasenbeziehung in diesem Biepitaxie-Josephson-Kontakt nicht rein sinusförmig ist. Es ist jedoch nicht auszuschließen, daß das im Kapitel 6.3.3 vorgestellte Modell, welches die 45° -Korngrenze als eine Parallelschaltung von 0 - und π -Kontakten beschreibt, dieses Hochfrequenzverhalten der Biepitaxie-Kontakte erklären kann. Diese Parallelschaltung von 0 und π - Kontakten führt dazu, daß an der Korngrenze Kreisströme fließen. So ist zu erwarten, daß diese Kreisströme zu zusätzlichen Effekten im Hochfrequenzverhalten dieses Kontakttyps führen.

Teil b) 2. Untersuchungsreihe:

Die folgenden Ergebnisse wurden alle an einem $10\ \mu\text{m}$ breiten und $0,2\ \mu\text{m}$ dicken Biepitaxie-Josephson-Kontakt erzielt. Dieser Kontakt weist ein abweichendes Verhalten gegenüber dem vorhin vorgestellten Biepitaxie-Kontakt auf und wird daher im folgenden detailliert charakterisiert.

Die Strom-Spannungs-Kennlinie

Abbildung 6.30 zeigt die UI-Kennlinie dieses Kontaktes. Das Verhältnis w/λ_J beträgt etwa 2. Dieser Kontakt stellt somit auch einen schmalen Kontakt dar, Eigenfeldeffekte sind somit nicht zu erwarten.

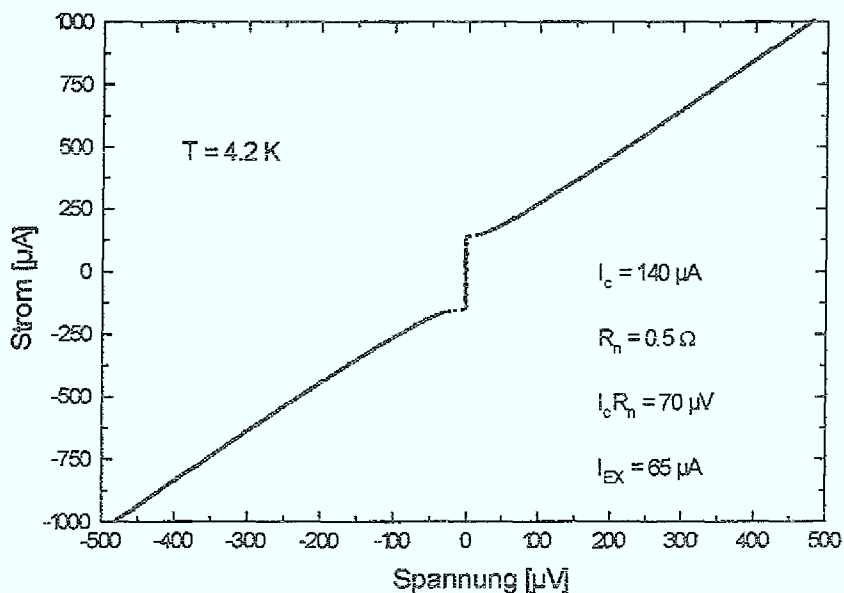


Abb. 6.30: Kennlinie des $10\ \mu\text{m}$ breiten Biepitaxie-Kontaktes, gemessen bei $4,2\ \text{K}$.

Die Mikrowellenabsorption

Eine besondere Eigenschaft dieses Kontaktes zeigte sich unter Bestrahlung mit Mikrowellen. An diesem Kontakt konnte ein, im Gegensatz zu Kontakt 1, von der Frequenz der eingestrahlten Mikrowelle unabhängiges Auftreten von Halbstufen in der U-I-Kennlinie beobachtet werden. Durch Anlegen eines Magnetfeldes konnten diese Halbstufen völlig

unterdrückt werden. Abbildung 6.31 illustriert dies anhand der Strom-Spannungs-Kennlinie dieses Kontaktes mit und ohne angelegtem Magnetfeld unter 9 GHz-Mikrowellenbestrahlung.

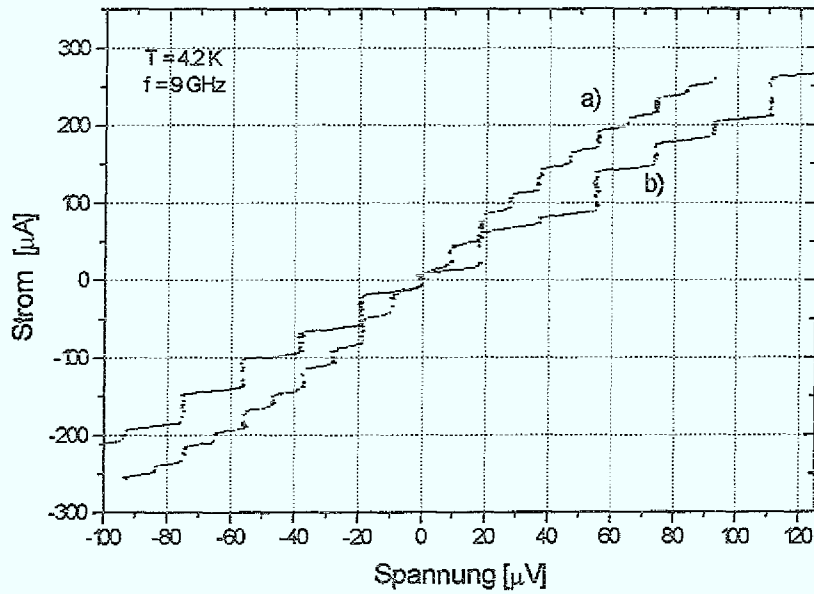
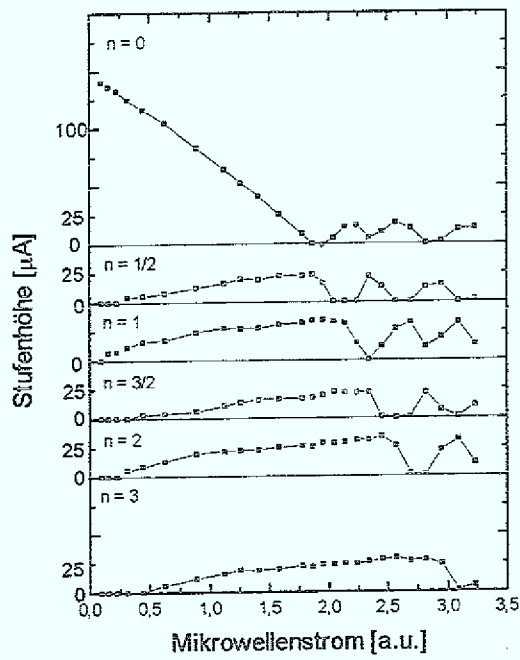
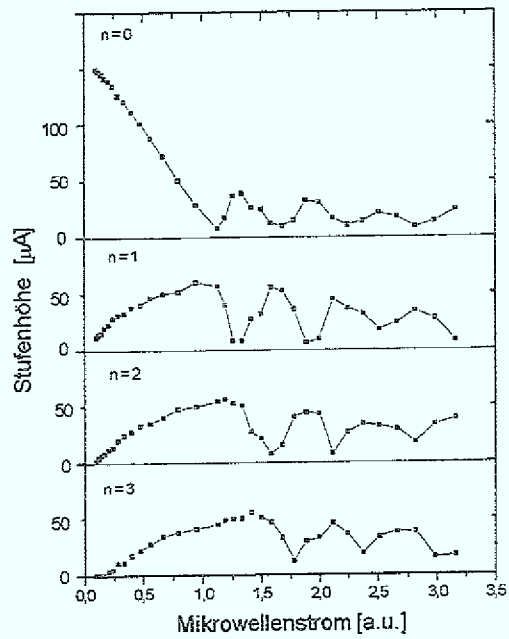


Abb. 6.31: U-I-Kennlinie des Bi-epitaxie-Kontaktes unter Einfluß von Mikrowellenstrahlung der Frequenz 9 GHz, gemessen bei 4,2 K: a) ohne Magnetfeld b) mit Magnetfeld

Die entsprechenden Mikrowellen-Leistungsabhängigkeiten der Shapiro-Stufen werden in Abbildung 6.32a +b für den Fall mit und ohne Magnetfeld für $f = 9$ GHz und in Abbildung 6.33 bei 100 GHz ohne Magnetfeld.



a)



b)

Abb. 6.32: Mikrowellenleistungsabhängigkeit der Shapirostufenhöhe gemessen bei 4,2 K und 9 GHz
 a) ohne Magnetfeld ($\Omega = 0,22$)
 b) im Magnetfeld ($\Omega = 0,27$)

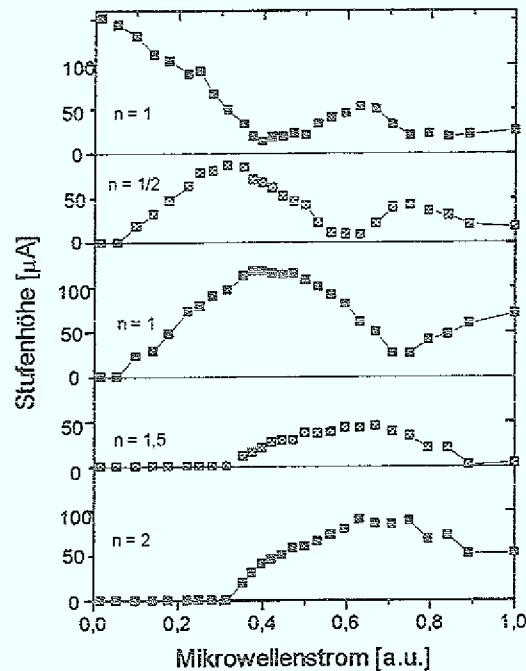


Abb. 6.33: Mikrowellenleistungsabhängigkeit der Shapiro-stufenhöhe gemessen bei 4,2 K und 100 GHz ($\Omega = 2,8$) ohne Magnetfeld.

Eine nicht sinusförmige Strom-Phasenbeziehung scheidet als Mechanismus, der zu Halbstufen führt, für diesen Kontakt zunächst aus. Die Simulationen, denen eine nicht sinusförmige Strom-Phasenbeziehung zugrunde liegt, zeigen eindeutig eine Frequenzabhängigkeit für das Auftauchen von Halbstufen. Bei einem $\Omega = 0,2 - 0,3$ wären demnach bei 9 GHz keine meßbaren Halbstufen zu erwarten.

Eine durch die Mikrowelle synchronisierte Flußbewegung entlang der Korngrenze kann das Auftreten dieser Halbstufen auch nicht erklären. Charakteristisch für diesen Mechanismus ist, daß die Amplituden der Halbstufen als Funktion der Mikrowellenleistung die doppelte Periodizität der n-ten Stufen besitzen [6.32].

Halbstufen in den U-I-Kennlinien von mit Mikrowellen bestrahlten dc-SQUIDs wurden von Vanneste et al. beobachtet und theoretisch behandelt [6.35]. Seine numerischen Simulationen zeigten, daß diese Halbstufen generiert werden durch das mit der Mikrowelle synchronisierte Umschalten des dc-SQUIDs zwischen zwei Flußzuständen. Voraussetzung für das Erscheinen von zusätzlichen Halbstufen ist, daß sich im SQUID-Ring Fluß ungleich $n\Phi_0$ befindet. In einem symmetrischen SQUID tauchen daher die Halbstufen erst bei angelegtem äußeren Magnetfeld auf. In einem asymmetrischen SQUID dagegen kann das Auftreten von Halbstufen schon im

Nullfeld beobachtet werden, da aufgrund der Asymmetrie das Eigenmagnetfeld der beiden SQUID-Arme sich im SQUID-Ring nicht zu Null aufhebt. Durch Anlegen eines Magnetfeldes kann aber der sich im SQUID-Ring befindende Fluß den Wert $n\Phi_0$ erreichen und die Halbstufen verschwinden.

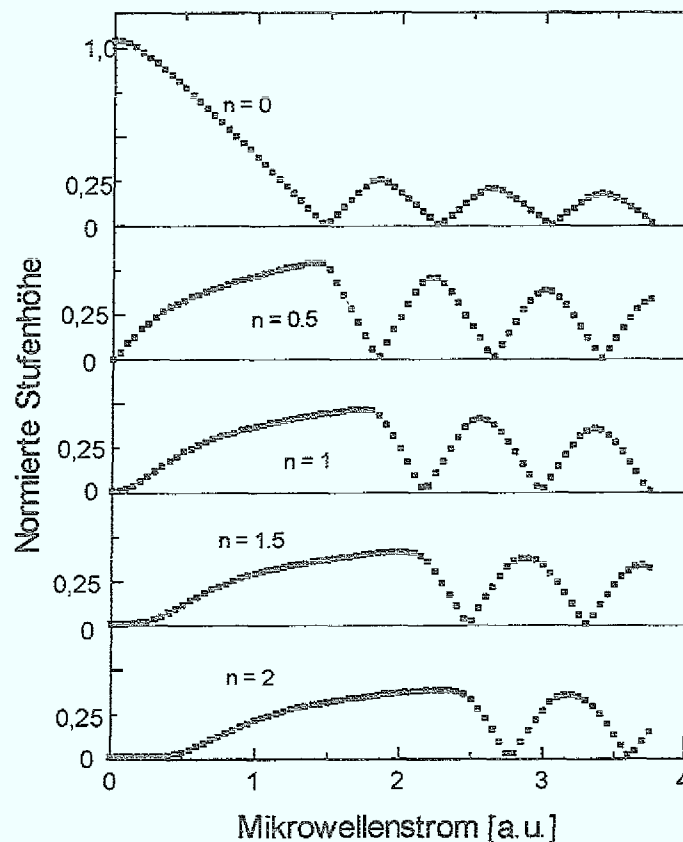


Abb. 6.34: Die simulierten Leistungsabhängigkeiten der Shapiro-Stufenhöhen für einen symmetrischen dc-SQUID mit $\beta_L = 1$, $\Phi_{ext} = 0,5\Phi_0$ und $\Omega = 0,25$ [6.33].

Abbildung 6.34 zeigt die simulierten Leistungsabhängigkeiten der Shapiro-Stufenhöhen für einen symmetrischen dc-SQUID mit $\beta_L = 1$ im Magnetfeld für die reduzierte Frequenz $\Omega = 0,25$ [6.33].

Man erkennt, daß die gemessene Leistungsabhängigkeit der Shapiro-Stufen gut durch dieses Modell einer Parallelschaltung von Josephson-Kontakten beschrieben wird. Da die Halbstufen auch ohne äußeres Magnetfeld experimentell zu beobachten sind, ist davon auszugehen, daß der Kontakt ein asymmetrisches dc-SQUID bildet.

Demnach existieren im Kontakt makroskopische Defekte die zu der Bildung der intrinsischen SQUIDs führen. Dies ist in Übereinstimmung mit der Beobachtung, daß dieser Kontakt eine

um den Faktor 2 - 3 geringere kritische Stromdichte, als die übrigen Kontakte auf dem selben Chip besitzt.

Diese Ergebnisse sind in Übereinstimmung mit den Messungen von Early et al. an Bi₂Se₃-Kontakten und Messungen in unserem Institut an Bikristall-Kontakten [6.36-6.37]

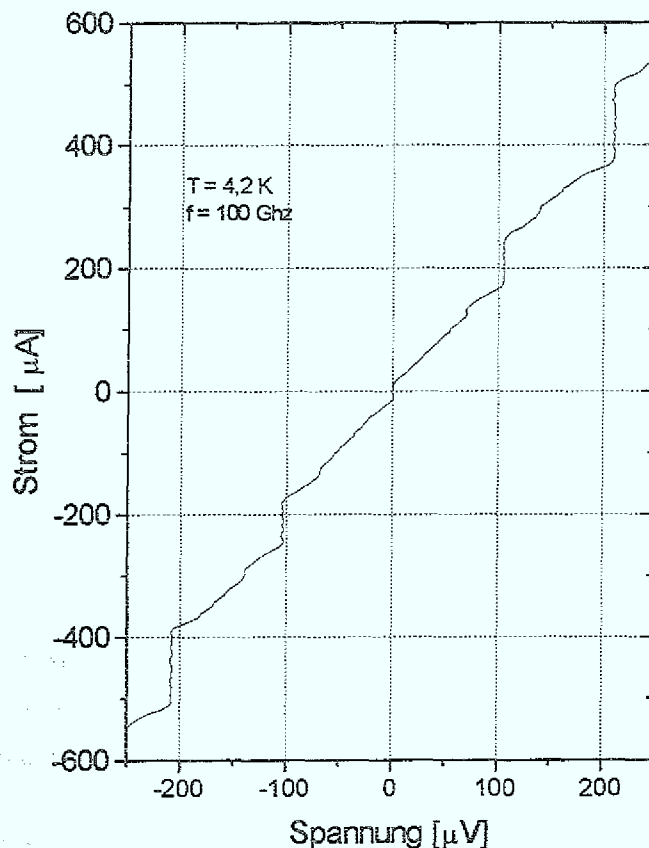


Abb. 6.35: U-I-Kennlinie des Kontaktes bei 4,2 K unter dem Einfluß von Mikrowellenstrahlung der Frequenz 100 GHz ohne Magnetfeld.

Abbildung 6.35 zeigt die U-I-Kennlinie dieses Kontaktes bei 4,2 K unter dem Einfluß von Mikrowellenstrahlung der Frequenz 100 GHz. Deutlich sind die Stromstufen bei den Spannungen $V = 1/2 \times V_{rf}$ und $V = 1 \times V_{rf}$ zu erkennen. Zusätzlich sind aber kleinere Stromstufen in der U-I-Kennlinie sichtbar. Diese Feinstrukturen können durch Differentiation dieser Kennlinie deutlicher hervorgehoben werden (Abbildung 6.36). In dieser Auftragung sind Stromstufen in der U-I-Kennlinie als Spitzen erkennbar. Demnach existieren nicht nur Halbstufen, sondern auch Drittel- und Viertel-Stufen. Diese zusätzlichen Substufen lassen sich nicht mehr mit dem einfachen dc-SQUID-Modell der Korngrenze erklären, da nur Halbstufen aus diesem Modell der Korngrenze folgen. Vielmehr sind Modifikationen dieses Modells nötig.

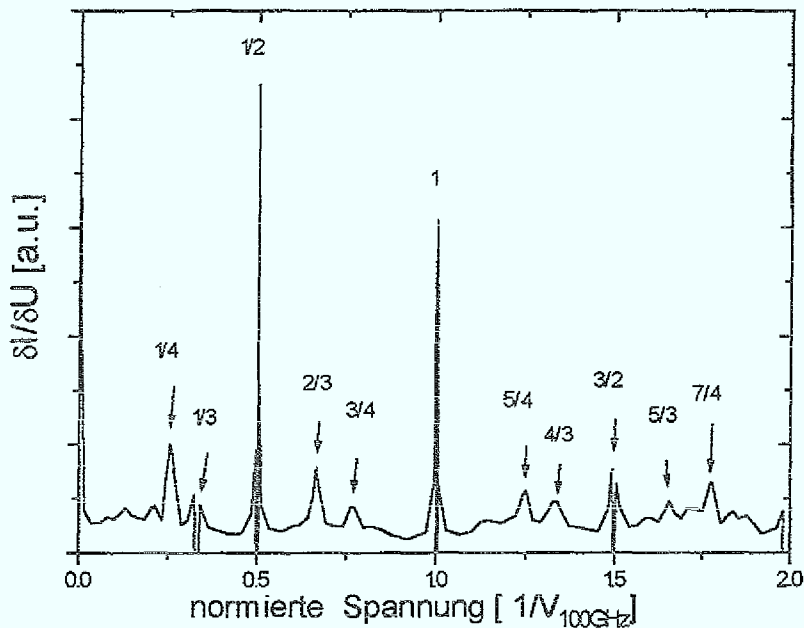


Abb.6.36: Differentielle Leitfähigkeit $\delta I/\delta U$ des Kontaktes bei 4,2 K unter dem Einfluß von Mikrowellenstrahlung der Frequenz 100 GHz.

Eine Erweiterung des einfachen dc-SQUID Modells der Korngrenze ergibt sich, wenn man statt nur zwei parallelgeschaltete Kontakte, mehrere parallelgeschaltete Josephson-Kontakte betrachtet. Drei parallelgeschaltete Josephson-Kontakte würden das Auftauchen von Drittelstufen erklären - vier parallelgeschaltete Kontakte das der Viertelstufen. Ein erweitertes Modell mit N parallelgeschalteten Kontakten wurde von Kautz et al. diskutiert [6.38]. Ihr vorgeschlagenes Ersatzschaltbild für breite Josephson-Kontakte ist in Abb. 6.37 zu sehen. Tatsächlich läßt sich mit diesem Modell das Auftauchen von Substufen verschiedenster Ordnung erklären. Voraussetzung für das Auftreten dieser Substufen in diesem Modell ist aber, daß $b/\lambda_J \gg 1$ ist. Aus der Existenz dieser unterschiedlichen Flußzustände im Kontakt folgt direkt das Auftreten von Substufen in der U-I-Kennlinie. In dem hier betrachteten Biepitaxie-Kontakt beträgt $b/\lambda_J = 2$. Unter der Voraussetzung, daß die mittels der geometrischen Breite des Kontaktes bestimmte Josephson-Eindringtiefe λ_J der tatsächlichen Eindringtiefe in etwa entspricht, ist somit das Auftauchen von Drittel- und Viertelstufen mit diesem Modell nicht zu erklären.

Eine einfache, naheliegende Erklärung für das Auftreten dieser Subharmonischen höherer Ordnung ist, daß auch an diesem Kontakt die Strom-Phasenbeziehung nicht sinusförmig ist. Die Mikrowellenleistungsabhängigkeit der Halbstufen könnte durch die Parallelschaltung mehrerer Kontakte bestimmt werden, so daß die nicht sinusförmige Strom-Phasenbeziehung sich nur durch das Auftreten der Drittel- und Viertelstufen äußert. Aber auch hierbei ist nicht

auszuschließen, daß das im Kapitel 6.3.3 vorgestellte Modell, welches die 45°-Korngrenze als eine Parallelschaltung von 0- und π -Kontakten beschreibt, dieses Hochfrequenzverhalten der Biepitaxie-Kontakte erklären kann. Um genauere Aussagen machen zu können sind weitere Simulationen nötig.

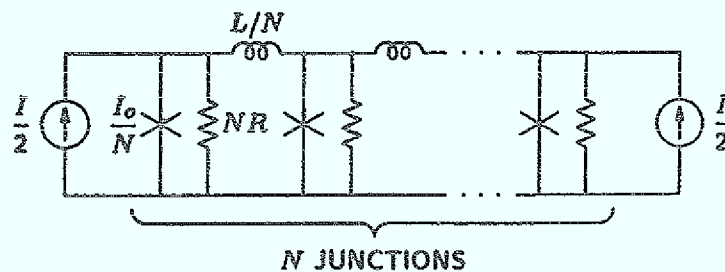


Abb. 6.37: Modell für einen breiten Josephson-Kontakt bestehend aus N parallel geschalteten Kontakten nach [6.38].

Insgesamt ergibt sich folgendes Bild über die Dynamik von Biepitaxie-Kontakten:

Das Josephson-Verhalten dieses Kontakttyps läßt sich bei kleinen reduzierten Frequenzen ($\Omega \sim 0,25$) sehr gut durch das RSJ-Modell beschreiben. Auftretende Abweichungen vom RSJ-Modell eines einzelnen Kontaktes lassen sich auf makroskopische Defekte entlang der Korngrenze zurückführen, so daß die Korngrenze aus einer Parallelschaltung von zwei oder mehreren Einzelkontakten besteht (intrinsische SQUIDs). Das Hochfrequenzverhalten dieser Kontakte läßt sich sehr gut durch eine Parallelschaltung von Kontakten beschreiben, die sich einzeln RSJ-förmig verhalten.

Bei hohen reduzierten Frequenzen ($\Omega \sim 2$) treten Abweichungen vom RSJ-Verhalten auf, deren genaue Ursache noch nicht geklärt werden konnte.

6.3.5 Diskussion

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Charakterisierung der Biepitaxie-Kontakte abschließend diskutiert. Dabei wird diese Diskussion unter dem Gesichtspunkt der technologischen Verwertbarkeit der Biepitaxie-Kontakte geführt. Basierend auf den Resultaten dieser Arbeit und auf bekannten Ergebnissen aus der Literatur wird in diesem Kapitel erörtert, inwiefern Biepitaxie-Kontakte wichtige technologisch- und anwendungsorientierte Kriterien erfüllen, um ihr Potential für Anwendungen abzuschätzen.

Wichtige Kriterien für Anwendungen sind:

- a) Die Herstellung sollte technologisch einfach sein.
- b) Die Kontaktparameter I_c und R_n sollten einstellbar sein.
- c) Die Kontaktparameter müssen reproduzierbar sein.
- d) Die Kontakte sollten stabil gegen thermisches Zyklieren und Alterung sein.
- e) Die Kontakteigenschaften sollten durch das RSJ-Modell beschrieben werden können.

a) Technologisch einfache Herstellung

Dieses für die Technologie wichtige Kriterium wird von den Biepitaxie-Kontakten erfüllt. Die Herstellung erfordert die Deposition von zwei epitaktischen Schichten CeO_2 und $YBa_2Cu_3O_{7-y}$ und deren Strukturierung. So wurde in dieser Arbeit gezeigt, daß die Deposition hochwertiger CeO_2 -Schichten auf MgO -Substraten möglich ist. Die Deposition von epitaktischen $YBa_2Cu_3O_{7-y}$ -Filmen ist ein inzwischen etablierter Prozeßschritt. Kritisch bei der Herstellung von Biepitaxie-Kontakten ist die Strukturierung der CeO_2 -Schicht, da die Qualität der Schichtkante direkt die Eigenschaften der Kontakte bestimmt. In dieser Arbeit konnte jedoch gezeigt werden, daß dieser Prozeßschritt beherrschbar ist.

b) Einstellbarkeit der Kontaktparameter

Verschiedene Anwendungen erfordern unterschiedliche, problemangepasste $I_c R_n$ -Produkte, kritische Ströme I_c und Widerstände R_n . Abgesehen von der Möglichkeit, das $I_c R_n$ -Produkt der Biepitaxie-Kontakte durch eine Temperaturänderung zu variieren, ist es kaum möglich dieses einzustellen. Das $I_c R_n$ -Produkt wird in der Familie der [001]-Kippkorngrenzen hauptsächlich durch den Verdrehungswinkel α bestimmt und läßt sich nur geringfügig durch eine nachträgliche Temperung modifizieren. Für Biepitaxie-Kontakte beträgt der Winkel $\alpha = 45^\circ$ und läßt sich nicht verändern.

Der kritische Strom I_c und der Widerstand R_n lassen sich über die laterale Dimension des Kontaktes und durch eine nachträgliche Temperung einstellen. Dabei erfolgt die Variation des kritischen Stromes und des Widerstandes R_n nicht unabhängig voneinander: eine Erhöhung des Widerstandes R_n ist immer mit einer Erniedrigung des kritischen Stromes I_c verbunden.

Eine noch nicht näher untersuchte Methode, den Widerstand R_n unabhängig vom kritischen Strom I_c zu verändern, ist es, den Josephson-Kontakt mit einem Widerstand parallelzuschalten. Dies ermöglicht jedoch nur eine Erniedrigung des Widerstandes R_n und nicht eine bei Biepitaxie-Kontakten technologisch interessantere Erhöhung des Widerstandes.

Ein weiteres Problem ergibt sich aufgrund des intrinsisch niedrigen $I_c R_n$ -Produktes der Biepitaxie-Kontakte. Bei 4,2 K beträgt dieses maximal 1 mV, bei 77 K sogar nur einige μV . Dieses niedrige $I_c R_n$ -Produkt schränkt die möglichen Anwendungen von Biepitaxie-Kontakten sehr stark ein. So können Biepitaxie-Kontakte nicht mit anderen Kontakttypen mit höheren $I_c R_n$ -Produkten für die Herstellung der vergleichsweise technologisch weniger aufwendigen SQUIDs konkurrieren. SQUIDs benötigen nur ein oder maximal zwei Josephson-Kontakte (rf- oder dc-SQUID) und sind daher in der Herstellung einfacher als komplexe Schaltungen von Josephson-Kontakten. dc-SQUIDs mit zwei parallel geschalteten Biepitaxie-Kontakten besitzen typischerweise eine Transfer-Funktion $dV/d\Phi$ von etwa $1 \mu\text{V}/d\Phi_0$ bei 77 K. Dabei setzt das $1/f$ -Rauschen schon bei Signalfrequenzen von 100 bis 1000 Hz ein [6.2]. Dagegen besitzen die im Institut für Schicht- und Ionentechnik hergestellten rf-SQUIDs mit zwei in Serie geschalteten Stufen-Kontakten bei 77 K typischerweise eine Transfer-Funktion von $dV/d\Phi$ von etwa $10 - 50 \mu\text{V}/d\Phi_0$ und ein geringes $1/f$ -Rauschen, das erst bei Signalfrequenzen von unterhalb 1 Hz in Erscheinung tritt [6.39].

c) Reproduzierbarkeit

Anwendungen erfordern grundsätzlich eine geringe Streuung der Kontaktparameter I_c und R_n . So muß die Streuung der Kontaktparameter sowohl "von Chip zu Chip" als auch "auf einem Chip" gering sein. Die erlaubten Toleranzen hängen dabei vom Anwendungsfeld und vom jeweiligen Design der Schaltung ab. Das zur Zeit von der Physikalisch Technischen Bundesanstalt Braunschweig (PTB) genutzte Voltstandard besteht aus einer Reihenschaltung mit über 20.000 Nb/Al₂O₃/Nb Josephson-Kontakten [6.40]. Der dabei maximal erlaubte Unterschied zwischen dem kleinsten und größten kritischen Strom der Kontakte in dieser Schaltung beträgt $I_{c\text{max}} \sim 2I_{c\text{min}}$ [6.41-6.42]

Die Variation des $I_c R_n$ -Produktes von Biepitaxie-Kontakten, die im Rahmen dieser Arbeit hergestellt worden sind, beträgt etwa eine Größenordnung. Die Variation der kritischen Stromdichte und der Leitfähigkeit dieser 45°-Korn Grenzen ist mit bis zu drei Größenordnungen

deutlich größer. "Auf einem Chip" konnte eine deutlich geringere Streuung der Kontaktparameter festgestellt werden. Bei den besten Proben wurde ein Unterschied zwischen der größten und kleinsten kritischen Stromdichte von Faktor 2 gemessen.

Was ist die Ursache für diese Streuung der Kontaktparameter?

Der Vergleich der elektrischen Eigenschaften von Biepitaxie-Kontakten auf unterschiedlichen Substraten (Kap. 6.3.1) zeigt, daß die Kontaktparameter empfindlich auf Verspannungen an der Korngrenze und damit auf die Sauerstoffbeladung der Korngrenze reagieren. Eine inhomogene Sauerstoffbeladung der Korngrenze kann somit zu inhomogenen Transporteigenschaften über die Korngrenze führen.

Weiterhin zeigen Hochfrequenz-Untersuchungen, daß manche Biepitaxie-Kontakte an der Korngrenze makroskopische Defekte besitzen, die zu einer Reduktion des kritischen Stromes führen. Diese Defekte bewirken, daß der Josephson-Kontakt aus einer Parallelschaltung mehrerer einzelner Kontakte besteht, die einen oder mehrere SQUIDs mit kleiner Induktivität bilden.

Weitaus gravierendere Konsequenzen auf die Variation der elektrischen Eigenschaften von Biepitaxie-Kontakten ergeben sich aus dem im Kapitel 3.3 vorgestellten Modell der 45°-Korngrenze. Dieses Modell beschreibt die 45°-Korngrenze als Parallelschaltung von 0- und π -Kontakten. Deren Entstehen ist eine direkte Folge von Fluktuationen während des Wachstums von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$. Diese Fluktuationen sind rein statistischer Natur und lassen sich nicht kontrollieren. Jedoch bestimmen sie die elektrischen Eigenschaften des Kontaktes entscheidend. Je nachdem, wie hoch der relative Anteil von 0- und π -Kontakten ist, ergibt sich ein unterschiedlicher kritischer Strom bei gleichbleibender Kontaktbreite. Unter der Voraussetzung, daß keine Mechanismen gefunden werden, die es gestatten, diese Fluktuationen während des Wachstums von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ zu kontrollieren, wird es nicht möglich sein, die Streuung von I_c an Biepitaxie-Kontakten auf sehr kleine Werte zu reduzieren.

d) Stabilität gegen thermisches Zyklieren und Alterung

Die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Biepitaxie-Kontakte auf MgO-Substraten sind sehr stabil. Es konnte keine signifikante Änderung der Kontaktparameter durch das thermische Zyklieren der Proben oder durch Alterung festgestellt werden. Die Stabilität der Biepitaxie-Kontakte ist somit vergleichbar mit der der Bikristall-Kontakte.

e) Gültigkeit des RSJ-Modells

Ein wichtiger Punkt für die Anwendung von Josephson-Kontakten ist, daß zur Optimierung von komplexen Schaltungen durch numerische Simulationen ein Josephson-Kontakt zumeist durch das einfache RSJ-Modell (Resistively Shunted Junction) beschrieben wird. Daher ist es wichtig, daß die verwendeten Kontakte sich im für die Anwendung wichtigen Temperatur- und Frequenzintervall auch RSJ-förmig verhalten.

Das Hochfrequenzverhalten der Biepitaxie-Kontakte bei kleinen reduzierten Frequenzen ($\Omega \sim 0,25$) wird sehr gut durch das RSJ-Modell beschrieben. Sowohl die Abhängigkeit der Linienbreite der Josephson-Oszillationen von der Temperatur und vom dynamischen Widerstand als auch die Leistungsabhängigkeit der Shapirostufen, die sich aus der Wechselwirkung der Josephson-Oszillationen mit einer von außen aufgeprägten Mikrowelle ergeben, stimmen sehr gut mit Ergebnissen überein, die aus dem RSJ-Modell resultieren. Auftretende Abweichungen des Hochfrequenzverhaltens vom RSJ-Modell bei diesen Frequenzen konnten auf Störungen entlang der Korngrenze zurückgeführt werden, die keinen Cooperpaar-Strom tragen. Das Hochfrequenzverhalten dieser Kontakte läßt sich sehr gut durch ein modifiziertes RSJ-Modell beschreiben. Sie können als Parallelschaltung von Josephson-Kontakten modelliert werden, wobei die Kontakte selbst RSJ-förmig sind.

Dagegen treten bei höheren reduzierten Frequenzen ($\Omega \sim 2$) deutliche Abweichungen vom RSJ-Modell auf. Untersuchungen des Einflusses von Mikrowellen der Frequenz 100 GHz auf die U-I-Kennlinien von Biepitaxie-Kontakten ergaben Feinstrukturen in der U-I-Kennlinie. Es konnten Substufen höherer Ordnung festgestellt werden. Messungen der Leistungsabhängigkeit der Shapirostufen lassen jedoch bisher keine eindeutigen Schlüsse auf den Entstehungsmechanismus dieser zusätzlichen Substufen zu. Von den drei bekannten Mechanismen, die zu zusätzlichen Substufen führen (siehe Kap. 6.3.4), beschreibt das Modell, welches von einer nicht sinusförmigen Strom-Phasenbeziehung ausgeht, die gemessenen Leistungsabhängigkeiten der Shapirostufen am besten. Jedoch ist es nicht auszuschließen, daß diese Substufen ihre Ursache in der komplexen inneren Struktur der Biepitaxie-Kontakte haben. So ist es möglich, daß das im Kapitel 3.3 vorgestellte Modell, welches die 45°-Korngrenze als Parallelschaltung von 0- und π -Kontakten beschreibt, dieses Hochfrequenzverhalten erklären kann.

6.3.6 Zusammenfassung

Der zweite Teil dieser Arbeit beschäftigt sich mit der Herstellung und Charakterisierung von Biepitaxie-Josephson-Kontakten aus $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$.

Die Herstellung dieser Josephson-Kontakte auf MgO-Substraten erfordert zunächst die Abscheidung einkristalliner CeO_2 -Filme. Daher wurde das epitaktische Wachstum von CeO_2 auf MgO-Substraten detailliert untersucht. Dabei konnte erstmalig gezeigt werden, daß die in-plane Orientierung von (100) orientierten CeO_2 -Filmen auf MgO durch die Oberflächenrauigkeit bestimmt wird. Auf sehr glatten Substraten, mit einer Rauigkeit von unter 0,6 nm auf einer Fläche von $0,25 \mu\text{m}^2$, wächst die CeO_2 -Einheitszelle auf MgO um 45° verdreht auf ([011] CeO_2 parallel zu [010] MgO). Auf rauhen Substraten ändert sich die Orientierung. Bei diesen Substraten bestimmen die Stufen auf der Oberfläche die Orientierung der CeO_2 -Schicht: die CeO_2 -Einheitszelle wächst auf MgO Kubus auf Kubus auf ([010] CeO_2 parallel zu [010] MgO). Die Kenntnis dieser in der Literatur Graphoepitaxie genannte Epitaxieform ermöglichte es, die Orientierung der CeO_2 -Schicht durch eine gezielte Änderung der Oberflächenrauigkeit zu steuern.

Ein weiterer wichtiger Abschnitt dieser Arbeit stellt die elektrische Charakterisierung der Biepitaxie-Josephson-Kontakte dar. Besonders intensiv wurde die Magnetfeldabhängigkeit des kritischen Stromes schmaler Biepitaxie-Kontakte untersucht. Es zeigte sich, daß diese Merkmale aufweisen, die nicht durch eine konventionelle s-Wellen-Symmetrie des Ordnungsparameters zu erklären sind. So befindet sich in vielen $I_c(H)$ -Mustern das absolute Maximum des kritischen Stromes als Funktion des angelegten Magnetfeldes nicht bei $H = 0$. In manchen $I_c(H)$ -Kurven beobachtet man sogar ein Minimum bei $H = 0$. Diese Merkmale lassen sich nicht durch Inhomogenitäten der Barriere und auch nicht durch einen im Kontakt eingefrorenen magnetischen Fluß erklären. Dagegen erlaubt eine zugrunde gelegte d-Wellen-Symmetrie eine konsistente Erklärung dieser Daten. Ein im Rahmen dieser Arbeit entwickeltes Modell, welches sowohl die Mikrostruktur der Korngrenze berücksichtigt als auch eine d-Wellen-Symmetrie des Ordnungsparameters im Supraleiter $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ annimmt, kann die gemessenen $I_c(H)$ -Muster sehr gut erklären. $I_c(H)$ -Muster ergeben sich aufgrund Interferenzen der Wellenfunktion am Josephson-Kontakt. Der kritische Strom eines Kontaktes reagiert daher empfindlich auf den Vorzeichenwechsel im Ordnungsparameter in einer d-Wellen-Symmetrie. Dieser Vorzeichenwechsel ist in dieser Arbeit nachgewiesen worden. Diese Ergebnisse sind somit ein weiteres, überzeugendes Indiz für eine d-Wellen-Symmetrie des Ordnungsparameters im Hochtemperatursupraleiter $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$.

Weiterhin wurde die Dynamik von Biepitaxie-Josephson-Kontakten untersucht. Diese Untersuchungen ergaben, daß bei kleinen reduzierten Frequenzen ($\Omega \sim 0,25$) das Hochfrequenzverhalten dieser Kontakte sehr gut durch das RSJ-Modell beschrieben wird. Die

Abhängigkeiten der Linienbreite der Josephson-Oszillationen von der Temperatur und vom dynamischen Widerstand stimmen hervorragend mit denen, die aus dem RSJ-Modell resultieren, überein. Eine ebenso gute Übereinstimmung ergab sich bei der Untersuchung der Mikrowellen-Leistungsabhängigkeit der Shapirostufenhöhe.

Bei höheren Frequenzen ($\Omega \sim 2$) traten dagegen starke Abweichungen vom RSJ-Modell auf. So konnten bei der Untersuchung der Wechselwirkung der Josephson-Oszillationen mit einer von außen aufgeprägten Mikrowelle Shapirostufen gemessen werden, die nicht mehr mit dem RSJ-Modell modelliert werden konnten.

Insgesamt spiegelt diese Arbeit in zwei Themenbereichen den aktuellen Stand in der Hochtemperatursupraleitungsforschung wieder. Dies ist zum einen die Herstellung und Charakterisierung von Biepitaxie-Josephson-Kontakten. Zum anderen ist dies die Heteroepitaxie von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ auf Silizium, bei der es durch Einführung einer zusätzlichen Pufferschicht möglich wurde, die Qualität der auf Silizium abgeschiedenen $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ -Filme derart zu verbessern, daß ein Hybridbauelement (halbleitender Photoschalter + supraleitende Koplantarleitung) hergestellt werden konnte.

7. Literaturverzeichnis

- [1.1] J.G.Bednorz, K.A.Müller; *Z.Phys. B- Condensed Matter* **64**, 189 (1986)
- [1.2] D.K.Fork, D.B.Fenner, A.Barrera, J.M.Phillips, T.H.Geballe, G.A.N.Conell, J.B.Boyce; *IEEE Trans. Appl.Supercond.* **1**, 67 (1991)

- [2.1] C.C.Toradi, E.M.McCarron, P.E.Bierstedt, A.W.Sleight, D.E.Cox; *Solid State Comm.* **64**,497 (1987)
- [2.2] M.A.Benno, L.Soderholm, D.W.Capone, D.G.Hinks, J.D.Jorgensen, J.D.Grace, I.K.Schuller, C.U.Segre, K.Zhang; *Appl. Phys. Lett.* **51**(10), 57 (1987)
- [2.3] B.Rupp, P.Fischer, E.Pörschke, R.R.Arons, P.Meuffels; *Physica C* **156**, 559 (1988)
- [2.4] R.J.Cava, A.W.Hewat, E.A.Hewat, B.Batlogg, M.Marezio, K.M.Rabe, J.J.Krajewski, W.F.Peck, L.W.Rupp; *Physica C* **165**, 419 (1990)
- [2.5] A.Gupta, G.Koren, R.J.Baseman, A.Segmüller, W.Holber; *Physica C* **162-164**, 127 (1989)
- [2.6] T.A.Friedman, M.W.Rabin, J.Giapinzakis, J.P.Rice, D.M.Ginsburg; *Phys. Rev. B* **42**,6217 (1990)
- [2.7] T.K.Worthington, W.J.Gallagher, T.R.Dinger; *Phys. Rev.* **59**, 1160 (1988)
- [2.8] A.Kapitulnik, M.R.Beasley, C.Castellani, D.Castro; *Phys. Rev. B* **37**,537 (1988)
- [2.9] R.Bormann, J.Nölting; *Appl. Phys. Lett.* **54**(21), 2148 (1989)
- [2.10] P.Meuffels, B.Rupp, E.Pörschke; *Physica C* **156**, 441 (1988)
- [2.11] D.E.Morris, J.Nickel, J.Wei, N.Asmar, J.Schott, U.Scheven, Ch.Hultgren, A.Markelz, J.Post, P.Heaney, D.Veblen, R.Hazen; *Phys.Rev.B* **39**, 7347 (1989)
- [2.12] E.K.Hollmann, O.G. Vendik, A.G.Zaitsev, B.T.Melekh; *Supercond. Sci. Technol.* **7**, 609 (1994)
- [2.13] A.Mogro-Campero; *Supercond. Sci. Tech.* **3**, 155 (1990)
- [2.14] P. Li, I.-W. Chen, J.E.Penner-Hahn; *Phys.Rev. B* **48**, 10063 (1993)
- [2.15] D.K.Fork, D.B.Fenner, R.W.Barton, J.M.Phillips, G.A.N.Connell, J.B.Boyce, T.H.Geballe; *Appl. Phys. Lett.* **57**, 1161 (1990)
- [2.16] C.A.Copetti, J.Schubert, W.Zander, H.Soltner, U.Poppe, Ch.Buchal; *J. Appl. Phys.* **73**(3), 1339 (1993)
- [2.17] W.Prusseit, S.Corseépius, M.Zwenger, P.Berberich, H.Kinder, O.Eibl, C.Jaekel, U.Breuer, H.Kurz; *Physica C* **201**,249 (1992)
- [2.18] D.K.Fork, F.A.Ponce, J.C.Tramontana, N.Newman, J.M.Phillips, T.H.Geballe; *Appl. Phys. Lett.* **58**(21), 2432 (1991)
- [2.19] U.Poppe, N.Klein, U.Dähne, H.Soltner, C.L.Jia, B.Kabius, K.Urban, A.Lubig, K.Schmidt, S.Hensen, S.Orbach, G.Müller, H.Piel; *J. Appl. Phys.* **71**(11), 5557 (1992)

- [3.1] K.K.Likharev; Rev. Mod. Phys. **51**(1), 101 (1979)
- [3.2] K.K.Likharev: "Dynamics of Josephson Junctions and Circuits"
Gordon and Breach, New York (1986)
- [3.3] A.Barone, G.Paternó: "Physics and Applications of the Josephson Effect"
John Wiley & Sons, New York (1982)
- [3.5] M.S.DiIorio, S.Yoshizumi, K.Y.Zhang, M.Maung; Appl. Phys. Lett. **58**, 2552 (1991)
- [3.6] R.H.Ono, J.A.Beall, M.W.Cromar, T.E.Harvey, M.E.Johansson, C.D.Reintsema,
D.A.Rudman; Appl. Phys. Lett. **59**, 1126 (1991)
- [3.7] K.Char, L.Antognazza, T.H.Geballe; Appl. Phys. Lett. **63**, 2420 (1993)
- [3.8] K.Char, M.S.Colclough, T.H.Geballe, K.E.Myers; Appl. Phys. Lett. **62**, 196 (1993)
- [3.9] L.Antognazza, K.Char, T.H.Geballe; Appl. Phys. Lett. **63**, 2420 (1993)
- [3.10] M.I.Faley, U.Poppe, H.Soltner, C.L.Jia, M. Siegel, K.Urban;
Appl. Phys. Lett. **63**, 15 (1993)
- [3.11] Q.Y.Ying, C. Hilbert; Appl. Phys. Lett. **65**, 3005 (1994)
- [3.12] D.Grundler, J.-P. Krumme, B.David, O.Doessel;
Appl. Phys. Lett. **65**, 1841 (1994)
- [3.13] R.B.Laibowitz, J.Z.Sun, V.Foglietti, W.J.Gallagher, R.H.Koch;
Appl. Phys. Lett. **64**, 247 (1994)
- [3.14] R.Dömel; Bericht des Forschungszentrum Jülich; 3009 (1995)
- [3.15] S.S.Tinchev, J.H.Hinken: in "Superconducting Devices and Their Application"
Springer-Verlag, Berlin (1992)
- [3.16] A.J.Pauza, A.M.Campbell, D.F.Moore, R.E.Somekh, A.N.Broers;
IEEE Trans. Appl. Supercond. **3**, 2405 (1993)
- [3.17] J.W.Ekin, A.I.Braginski, A.J.Panson, A.A.Janocko, D.W.CaponeII, N.J.Zaluzec,
B.Flandermeyer, O.F.de Lima, M.Hong, J.Kwo, S.H.Liou;
J. Appl. Phys. **62**, 4821 (1987)
- [3.18] D.Dimos, P.Chaudhari, J.Mannhart, F.K.LeGoues; Phys. Rev. Lett. **61**, 219 (1988)
- [3.19] D.Dimos, P.Chaudhari, J.Mannhart; Phys. Rev. B **41**, 4038 (1990)
- [3.20] K.Char, M.S.Colclough, S.M.Garrison, N.Newman, G. Zaharchuk;
Appl. Phys. Lett. **59**, 733 (1991)
- [3.21] K.Char, M.S.Colclough, L.P.Lee, G. Zaharchuk;
Appl. Phys. Lett. **59**, 2177 (1991)
- [3.22] R.W.Simon; in R.D.McConell and Noufi (eds) "Science and Technology of
Thin Film Superconductors 2" Plenum Press, New York, 549 (1990)
- [3.23] K.Herrmann; Bericht des Forschungszentrum Jülich; 2888 (1993)
- [3.24] B.Kabius, J.W.Seo, T.Amrein, U.Dähne, A.Scholen, M.Siegel, K.Urban, L.Schulz;
Physica C **231**, 123 (1994)
- [3.25] J.A.Alarco, E. Olsson, Z.G.Ivanov, P.A.Nilsson, E.A.Stepantsov,
A.Ya. Tzanlenchuk; Ultramicroscopy **51**, 239 (1993)

- [3.26] C.Tracholt, J.G.Wen, H.W.Zandbergen, Y.Shen, J.W.M.Hilgenkamp;
Physica C 230, 425 (1994)
- [3.27] R.Gross, B.Mayer; Physica C 180, 235 (1991)
- [3.28] B.H.Moeckly, D.K.Lathrop, R.A.Buhrman; Phys. Rev. B 47, 400 (1993)
- [3.29] B.H.Moeckly, R.A.Buhrman, P.E.Sulewski; Appl. Phys. Lett. 64 (11), 1427 (1994)
- [3.30] S.Schuster, R.Gross, B.Mayer, R.P.Huebener; eingereicht bei Phys. Rev. B
- [3.31] E.Sarnelli, P.Chaudhari, M.Däumling, J.A.Lacey;
IEEE Trans. Appl. Supercond. 3,1, 2329 (1993)
- [3.32] E.Sarnelli, P.Chaudhari, J.A.Lacey; Appl. Phys. Lett. 62, 777 (1993)
- [3.33] L. Vonderbeck, C.A.Copetti, A.M.Klushin, G.Kunkel, M.Siegel, E.Sodke, J.Schubert,
W.Zander; erscheint in IEEE Trans. Appl. Supercond. (1995)
- [3.34] E.A.Early, A.F.Clark, K.Char; Appl. Phys. Lett. 62, 3357 (1993)
- [3.35] A.H.Miklich, J. Clarke, M.S.Colclough, K.Char; Appl. Phys. Lett. 60, 1899 (1992)
- [3.36] S.G.Hammond, Y.He, C.M.Muirhead, P.Wu, M.S.Colclough, K.Char;
IEEE Trans. Mag. 31, 1695 (1993)
-
- [4.1] J.Fröhlingsdorf, W.Zander, B.Stritzker; Solid State Comm. 67(10), 965 (1988)
- [4.2] B.Roas, L.Schulz, G.Endres; Appl. Phys. Lett. 53, 1557 (1988)
- [4.3] X.D.Wu, A.Inam, T.Venkatesan, C.C.Chang, E.Chase, P.Barboux, J.M.Tarascon,
B.Wilkens; Appl. Phys. Lett. 52, 754 (1988)
- [4.4] W.Chu, J.W.Mayer, M.A.Nicolet; "Backscattering Spectrometry"
Academic Press, New York (1978)
- [4.5] Diplomarbeit Markus Bauer; Technische Universität München, (1993)
-
- [5.1] A.Lubig, Ch.Buchal, D.Guggi, C.L.Jia, B.Stritzker; Thin Solid Films 217, 25 (1992)
- [5.2] A.Bardal, Th.Matthée, J.Wecker, K.Samwer; J. Appl. Phys. 75, 2902 (1994)
- [5.3] C.A.Copetti, H.Soltner, J.Schubert, W.Zander, O.Hollricher, Ch.Buchal, H.Schulz,
N.Tellmann, N.Klein; Appl. Phys. Lett. 63, 1429 (1993)
- [5.4] C.A.Copetti, F.Wang, J.Schubert, H.Schulz, W.Zander, Ch.Buchal;
Mat. Res. Soc. Symp. Proc. 341, 171 (1994)
- [5.5] F.Wang, R.Wördenweber; Thin Solid Films 227, 200 (1993)
- [5.6] U.Poppe, J.Schubert, R.R.Arons, W.Evers, Ch.Freiburg, W.Reichert, K.Schmidt,
W.Sybertz, K.Urban; Solid State Comm. 66, 661 (1988)
- [5.7] C.W.Nieh, L.Anthony, J.Y.Josefowicz, F.G.Krajenbrink;
Appl. Phys. Lett. 56, 2138 (1990)
- [5.8] A.Lubig, Ch.Buchal, J.Schubert, C.A.Copetti, D.Guggi, C.L.Jia, B.Stritzker;
J. Appl. Phys. 71, 5560 (1992)

- [5.9] U.Poppe, N.Klein, U.Dähne, H.Soltner, C.L.Jia, B.Kabius, K.Urban, A.Lubig, K.Schmidt, S.Hensen, S.Orbach, G.Müller, H.Piel;
J. Appl. Phys. 71(11), 5557 (1992)
- [5.10] O.Hollricher; Bericht des Forschungszentrum Jülich; 2895 (1994)
- [6.1] F.Wang, G.Kunkel, C.A.Copetti, H.Kohlstedt, R.Wördenweber; in "Applied Superconductivity", H.C.Freyhard (ed),
DGM Informationsgesellschaft Verlag 1155 (1994)
- [6.2] K.Petersen, C.Stölzel, M.Schmitt, C.Krimmer, A.Wilkens, J.Söllner, H.W.Grueninger H.Adrian; erscheint in IEEE Trans. Appl. Supercond. (1995)
- [6.3] K.Char, M.S.Colclough, L.P.Lee, G.Zaharchuk; Appl.Phys.Lett. 59 (17), 2177 (1991)
- [6.4] X.D.Wu, L.Luo, R.E.Muenchausen, K.N.Springer, S.Foltyn;
Appl.Phys.Lett. 60 (11), 1381 (1992)
- [6.5] TEM-Untersuchungen durchgeführt von J.W.Seo, IFF (KFA-Jülich)
- [6.6] M.G.Norton, C.B.Carter; J.Cryst.Growth 110, 64 (1990)
- [6.7] S.J.Pennycook, M.F.Chisholm, D.E.Jesson, R.Feenstra, S.Zhu, X.Y.Zheng,
D.J.Lowndes; Physica C 202, 1 (1992)
- [6.8] G.Brorsson, E.Olsson, Z.G.Ivanov, E.A.Stephantsov, J.A.Alarco, Yu.Boikov,
T.Claeson, P.Berastegui, V.Langer, M.Löfgren; J.Appl.Phys.75 (12), 7958, (1994)
- [6.9] AFM-Untersuchungen durchgeführt von M.Bauer TU München
- [6.10] C.A.Copetti, J.Schubert, S.Bauer, W.Zander, Ch.Buchal, J.W.Seo, M.Bauer;
eingereicht bei J. Appl. Phys.
- [6.11] C.L.Jia, B.Kabius, K.Urban, K.Herrmann, G.J.Cui, J.Schubert, W.Zander,
A.I.Braginski, C.Heiden; Physica C 175, 545, (1991)
- [6.12] C.L.Jia, B.Kabius, K.Urban, K.Herrmann, J.Schubert, W.Zander, A.I.Braginski;
Physica C 196, 211 (1992)
- [6.13] J.A.Edwards, J.S.Satchell, N.G.Chew, R.G.Humphreys, M.N.Keene, O.D.Dosser;
Appl. Phys. Lett. 60, 2433 (1992)
- [6.14] S.Tanaka, H.Kado, T.Matsura, H.Itozaki;
IEEE Trans. Appl. Supercond. 3, 2365 (1993)
- [6.15] M.Strikovski, F.Kahlmann, J.Schubert, W.Zander, V.Glyantsev, C.L.Jia;
eingereicht bei Appl. Phys. Lett.
- [6.16] S.E.Russek, D.K.Lathrop, B.H.Moeckly, R.A.Buhrman, D.H.Shin, J.Silcox;
Appl. Phys. Lett. 57, 1155 (1990)
- [6.17] R.Gross, B.Mayer; Physica C 180, 235 (1991)
- [6.18] K.Char, M.S.Colclough, L.P.Lee, G.Zaharchuk; Appl. Phys. Lett. 59, 2177 (1991)
- [6.19] N.G.Chew, S.W.Goodyear, R.G.Humphreys, J.S.Satchell, J.A.Edwards, M.N.Keene;
Appl.Phys.Lett. 60,12 (1992)1516

- [6.20] S.G.Hammond, Y.He, C.M.Muirhead, M.S.Colclough, K.Char;
Cryogenics 32,8 (1992) 715
- [6.21] B.G.Levi; Physics Today 5, 17 (1993) + Leserbriefe; Physics Today 2, 11 (1994)
- [6.22] M.Sigrist, T.M.Rice; J.Phys.Soc.Jpn. 61,4283 (1992)
- [6.23] D.A.Wollmann, D.J.Van Harlingen, W.C.Lee, D.M.Ginsberg, A.J.Leggett;
Phys. Rev. Lett. 71, 2134 (1993)
- [6.24] I.Iguchi, Z.Wen; Phys. Rev. B 49, 12388 (1994)
- [6.25] J.R.Kirtley, C.C.Tsuei, J.Z.Sun, C.C.Chi, Lock See Yu-Jahnes, A.Gupta, M.Rupp,
M.B.Ketchen; Nature 373, 225 (1995) und
C.C.Tsuei, J.R.Kirtley, C.C.Chi, Lock See Yu-Jahnes, A.Gupta, T.Shaw, J.Z.Sun,
M.B.Ketchen; Phys.Rev.Lett. 73, 593 (1994)
- [6.26] B.Kabius, J.W.Seo, T.Amrein, U.Dähne, A.Scholen, M.Siegel, K.Urban, L.Schulz;
Physica C 231(1994)123
- [6.27] M.G.Norton, L.A.Tietz, Scott, R.Summerfelt, C.B.Carter;
Appl. Phys. Lett. 55, 2348, (1989)
- [6.28] S.B.Cohn; IEEE Trans. Microwave Theory Tech. MTT-17, 768 (1969)
- [6.29] K.Enpuku, K.Yoshida, K.Hamasaki, F.Irie; Jpn. J. Appl. Phys. 20, 265 (1981)
- [6.30] R.Kümmel, U.Gunsenheimer, R.Nicolosky; Phys. Rev. B. 42, 3992 (1990)
- [6.31] G.Kunkel, M.Bode, F.Wang, M.Siegel, W.Zander, J.Schubert, A.I.Braginski;
Supercond. Sci. Technol. 7, 313 (1994)
- [6.32] E. Sodtke, private Mitteilung
- [6.33] Simulationen durchgeführt von Erik Sodtke
- [6.34] L.D.Jackel, W.H.Henkels, J.M.Warlaumont; Appl. Phys. Lett. 29, 214 (1976)
- [6.35] C.Vanneste, C.C.Chi, W.J.Gallagher, A.W.Kleinsasser, S.I.Raider, R.L.Sandstrom;
J.Appl.Phys. 64, 242 (1988)
- [6.36] E.A.Early, A.F.Clark, K.Char; Appl. Phys. Lett. 62, 3357 (1993)
- [6.37] L.Vonderbeck, C.A.Copetti, A.M.Klushin, G.Kunkel, M.Siegel, E.Sodtke, J.Schubert,
W.Zander; erscheint in IEEE Trans. Appl. Supercond. (1995)
- [6.38] R.L.Kautz, S.P.Benz, C.D.Reintsema; Appl. Phys. Lett. 65, 1445 (1994)
- [6.39] Y. Zhang; private Mitteilung
- [6.40] R.Pöpel, J.Niemeyer, R.Fromknecht, W.Meier, L.Grimm;
J. Appl. Phys. 68, 4294 (1990)
- [6.41] J.Niemeyer in V.Klose (ed.): "Superconducting Quantum Electronics"
Springer Verlag Berlin
- [6.42] S.I.Borovitski, A.M.Klushin, T.B.Korotina, A.E.Pariski, S.K.Khorhev,
P.A.Shisharin; Sov. Tech. Phys. Lett. 11, 275 (1985)
- [6.43] S.P.Benz, M.S.Rzchowski, M.Tinkham, C.J.Lobb; Phys. Rev. Lett. 64, 693 (1990)
- [6.44] M.Octavio, J.U.Free, S.P.Benz, R.S.Newrock, D.B.Mast, C.J.Lobb;
Phys. Rev. B 44, 4601 (1991)

8. Danksagungen

Für die Hilfsbereitschaft und die tatkräftige Unterstützung mit der zahlreiche Personen zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben, möchte ich mich an dieser Stelle herzlich bedanken.

Mein besonderer Dank gilt:

Herrn Prof. A.I. Braginski und Herrn Priv. Doz. Dr. S. Mantl für die Möglichkeit im Institut für Schicht- und Ionentechnik des Forschungszentrums Jülich diese Dissertation in einem hochaktuellen Forschungsgebiet durchführen zu können;

Herrn Priv. Doz. Dr. Christoph Buchal für die Betreuung dieser Arbeit und darüberhinaus für die vielen persönlichen Gesprächen, so daß diese Arbeit für mich auch menschlich einen großen Gewinn darstellt;

Herrn Dr. Jürgen Schubert und Herrn Willi Zander, für die freundliche Zusammenarbeit im Laserlabor und für vielfältige Hilfen bei der schnellen Umsetzung von Ideen, die entscheidend zum Erfolg dieser Arbeit beigetragen haben;

Herrn Frank Rüders für die vielen an- und aufregenden Diskussionen zu jeder Tages- und Nachtzeit und für viele Simulationen, die letztendlich zu einem Verständnis der elektrischen Eigenschaften von 45° -Korngrenzen geführt haben;

den Herren Dr. Sascha Klushin, Lothar Vonderbeck und Bernd Oelze für die fruchtbare Zusammenarbeit bei der elektrischen Charakterisierung der Biepitaxie-Kontakte;

Herrn Dr. Erik Sodtke für die vielen Simulationen und Diskussionen, die zu einem Verständnis der Dynamik von Biepitaxial-Kontakten beigetragen haben;

Herrn Priv. Doz. Dr. Michael Siegel und Frau Dr. Regina Dömel für die vielen Diskussionen und die Durchsicht dieser Arbeit;

Herrn Prof. K.H. Fischer für viele hilfreiche Diskussionen, die dazu geführt haben, daß die unvorstellbare "d-Wellen Symmetrie" begreifbarer wird;

Herrn Dr. Bernd Kabius und Frau Maria Seo für die TEM Untersuchungen und deren Diskussion;

Herrn Dr. Helmut Soltner, der insbesondere in der Anfangsphase dieser Arbeit eine große Hilfe war;

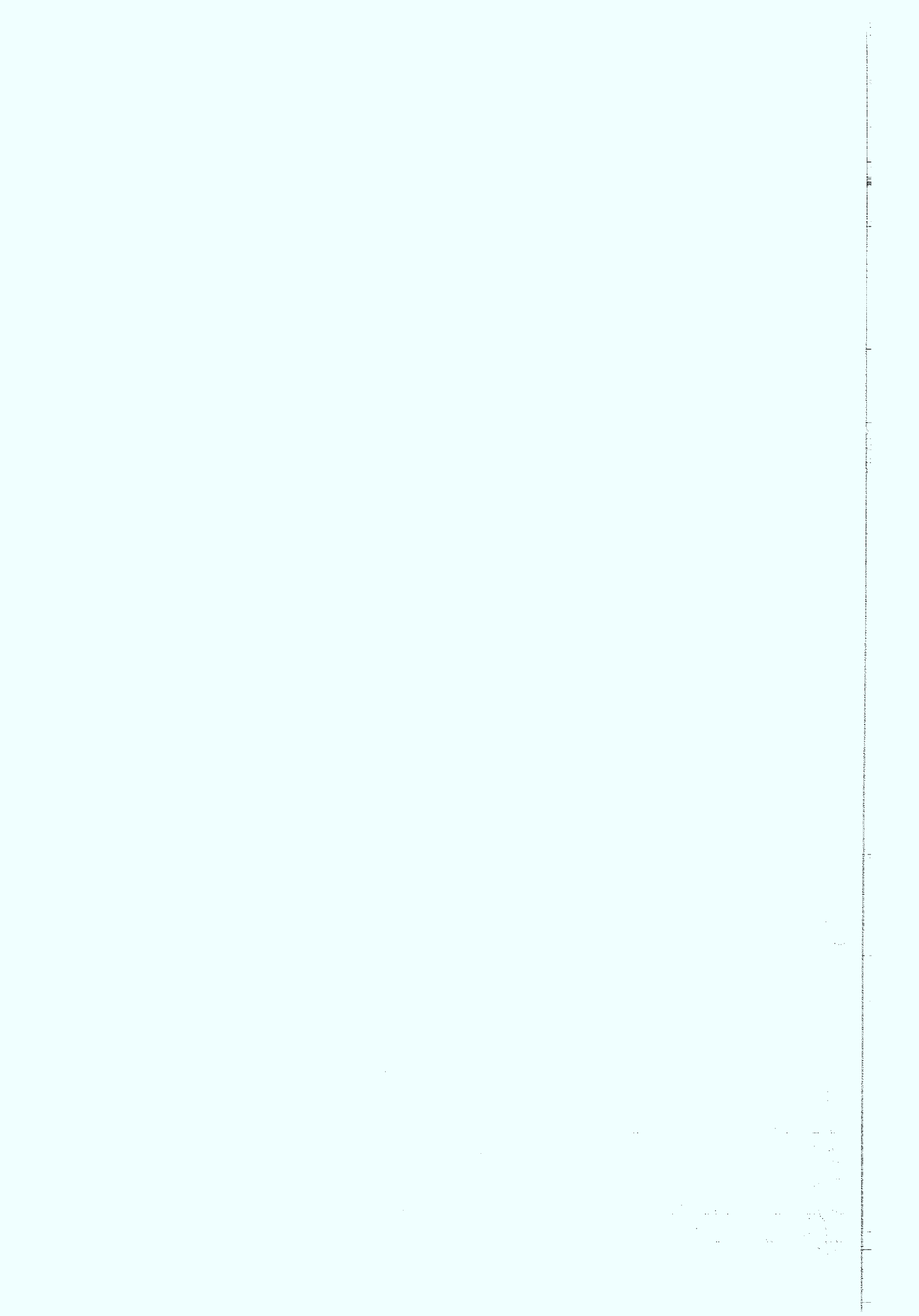
den Herren Dr. Werner Prusseit und Markus Bauer von der TU-München für die anregenden Diskussionen und die AFM-Untersuchungen von MgO-Substratoberflächen;

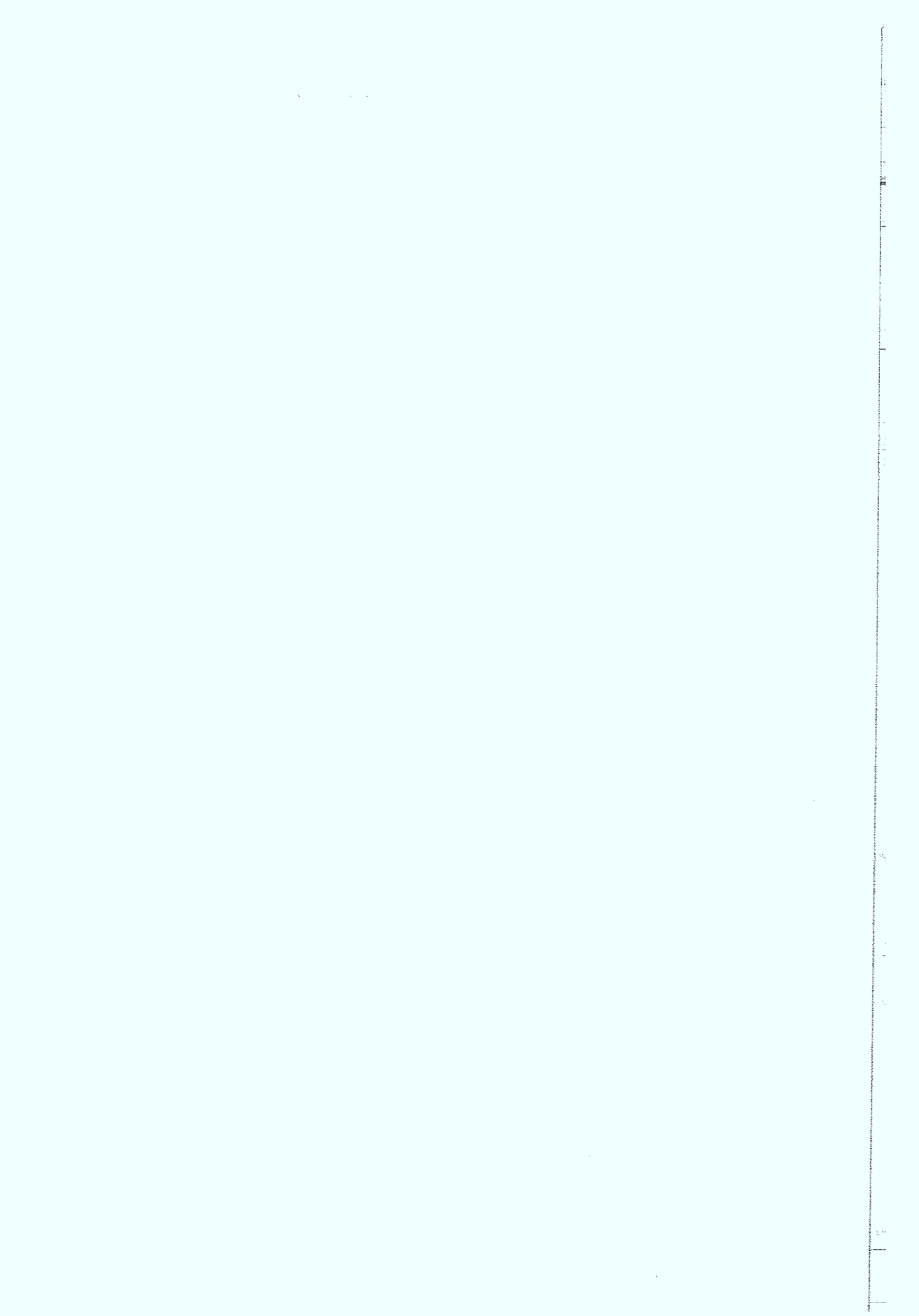
den Herren Dr. Norbert Klein, Dr. Norbert Tellmann und Heiko Schulz für die angenehme Zusammenarbeit bei der Herstellung und Charakterisierung der YBaCuO-Filme auf SoS;

der Reinraummannschaft, insbesondere F. Schröteler und A. Steffen, denen es gelungen ist auch unter "erschweren" Bedingungen eine angenehme Arbeitsatmosphäre aufzubauen;

meinen Zimmergenossen Frau Stephanie Bauer und Dr. Olaf Hollricher, die das Arbeiten im Büro zu einem Vergnügen gemacht haben;

und allen hier namentlich nicht erwähnten Mitarbeitern des Instituts für das angenehme Arbeitsklima.





JüI-3076

Juni 1995

ISSN 0944-2952