

Institut für Schicht- und Ionentechnik

**Untersuchung der Transport-
eigenschaften von SNS-Kontakten
mit SrRuO_3 -Barriere**

Regina Dömel

1. The first part of the document discusses the importance of maintaining accurate records of all transactions and activities. It emphasizes that this is crucial for ensuring transparency and accountability in the organization's operations. The text also mentions that proper record-keeping is essential for identifying trends and making informed decisions.

2. The second part of the document focuses on the role of the management team in overseeing the organization's performance. It states that the management team should regularly review the progress of various projects and initiatives to ensure they are on track and meeting the organization's goals. The text also highlights the importance of communication and collaboration among team members.

3. The third part of the document addresses the need for continuous improvement and innovation. It suggests that the organization should encourage its employees to think creatively and come up with new ideas to improve its products and services. The text also mentions that the organization should invest in research and development to stay ahead of the competition.

4. The fourth part of the document discusses the importance of financial management. It states that the organization should maintain a healthy financial position by carefully managing its budget and controlling its expenses. The text also mentions that the organization should regularly review its financial statements to ensure they are accurate and up-to-date.

5. The fifth part of the document focuses on the role of the human resources department in managing the organization's workforce. It states that the HR department should ensure that the organization has the right people in the right positions and that they are receiving the necessary training and development. The text also mentions that the HR department should foster a positive work environment and promote employee well-being.

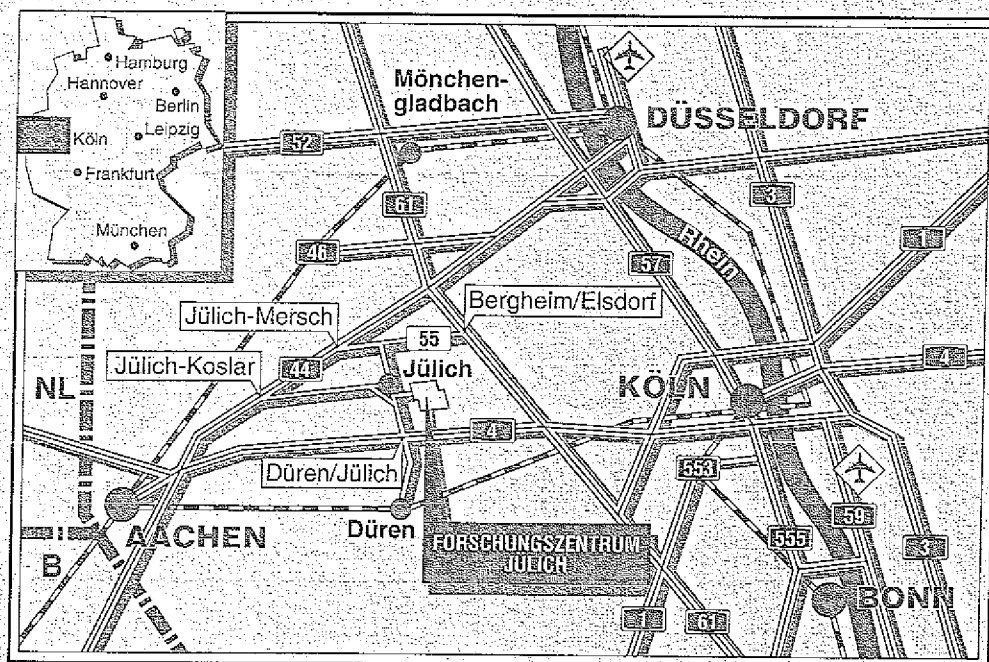
6. The sixth part of the document discusses the importance of risk management. It states that the organization should identify and assess the risks it faces and develop strategies to mitigate them. The text also mentions that the organization should regularly review its risk management policies and procedures to ensure they are effective and up-to-date.

7. The seventh part of the document focuses on the role of the marketing department in promoting the organization's products and services. It states that the marketing department should develop a clear marketing strategy and implement it effectively. The text also mentions that the marketing department should use various channels to reach its target audience and build brand awareness.

8. The eighth part of the document discusses the importance of customer service. It states that the organization should strive to provide excellent customer service and ensure that its customers are satisfied with their experience. The text also mentions that the organization should regularly collect feedback from its customers and use it to improve its products and services.

9. The ninth part of the document focuses on the role of the operations department in managing the organization's day-to-day activities. It states that the operations department should ensure that all processes are efficient and effective and that the organization is able to deliver its products and services on time and at a reasonable cost. The text also mentions that the operations department should regularly review its processes and procedures to identify areas for improvement.

10. The tenth part of the document discusses the importance of the organization's overall strategy. It states that the organization should have a clear vision and mission statement and develop a strategy that aligns with its goals and objectives. The text also mentions that the organization should regularly review its strategy and make adjustments as needed to stay on track.



Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 3009

ISSN 0944-2952

Institut für Schicht- und Ionentechnik Jül-3009

D26 (Diss. Universität Gießen)

Zu beziehen durch : Forschungszentrum Jülich GmbH · Zentralbibliothek
D-52425 Jülich · Bundesrepublik Deutschland

Telefon : 02461/61-61 02 · Telefax : 02461/61-61 03 · Telex : 833 556-70 kfa d

Untersuchung der Transport- eigenschaften von SNS-Kontakten mit SrRuO_3 -Barriere

Regina Dömel

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung.....	5
2. Grundlagen.....	7
2.1. Hochtemperatur-Supraleiter.....	7
2.1.1. $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$: Die Struktur und ihre Eigenschaften	8
2.1.2. Eigenschaften dünner $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ -Filme.....	9
2.1.2.1. Wachstums-Eigenschaften	9
2.1.2.2. Oberflächenmorphologie	10
2.1.2.3. Einfluß von Substratstufen auf das Filmwachstum	10
2.2. Der Josephson-Effekt.....	11
2.2.1. Die Josephson-Gleichungen.....	11
2.2.2. Das RCSJ-Modell	12
2.2.3. Josephson-Kontakte unter Mikrowelleneinstrahlung	13
2.2.4. Josephson-Kontakte im Magnetfeld	14
2.3. Theoretische Beschreibung der SNS-Kontakte.....	15
2.3.1. Effekte an Supraleiter-Normalleiter-Grenzflächen.....	15
2.3.1.1. Andreev- Reflexion	15
2.3.1.2. Proximity-Effekt.....	15
2.3.2. Modelle zur Beschreibung der SNS-Kontakte.....	16
2.3.2.1. SNS-Modell.....	17
2.3.2.2. Resonanztunnel-Prozesse	18
2.3.2.3. Magnetische Paarbrechung.....	20
2.4. Josephson-Kontakte aus Hochtemperatur-Supraleitern.....	21
2.4.1. Korngrenzkontakte.....	21
2.4.2. Überblick über SNS-Kontakte mit künstlichen Barrieren.....	22
2.4.2.1. SNS-Kontakte mit Ag, Au-Barrieren.....	23
2.4.2.2. SNS-Kontakte mit epitaktischen Barrieren.....	24
2.4.3. Motivation , Aussicht	27
3. Herstellung und Charakterisierung dünner Filme und Multilagen.....	29
3.1. Die Sputteranlage.....	29
3.1.1. Sputtern in "off-axis"- Geometrie	29
3.1.2. Aufbau der Mehrkopfsputteranlage	30
3.2. Herstellung dünner $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ -Filme	31
3.2.1. Der Herstellungsprozeß.....	31
3.2.2. Die Eigenschaften dünner YBCO-Filme.....	32
3.3. Herstellung dünner $\text{Sr}(\text{Ca})\text{RuO}_3$ -Filme.....	35
3.3.1. Die Struktur und ihre Eigenschaften	35
3.3.2. Eigenschaften dünner SrRuO_3 -Filme.....	36
3.3.2.1. Herstellung und Charakterisierung.....	36

3.3.2.2. Elektrische und magnetische Eigenschaften	38
3.3.3. Eigenschaften dünner CaRuO_3 -Filme	41
3.4. Eigenschaften der SrRuO_3 -YBCO-Multilagen	42
3.4.1. Deposition von Multilagen	42
3.4.1.1. Interdiffusion	43
3.4.1.2. Sauerstoffbeladung	43
3.4.2. Mikrostruktur der YBCO- SrRuO_3 -Multilagen	44
4. Herstellung von SNS-Kontakten	48
4.1. Aufgabenstellung	48
4.2. Überblick über die Strukturierungsmethoden	48
4.2.1. Naßchemische Ätzmethoden	48
4.2.2. Das Ionenstrahl-Ätzen (IBE)	49
4.2.3. Lift-off-Prozeß	54
4.3. Herstellung von SNS-Kontakten an Substratstufen	54
4.4. Herstellung von Rampen-Kontakten	55
4.4.1. Kontakte mit naßchemisch geätzten Kanten	56
4.4.2. Kontakte mit ionengeätzten Kanten	57
4.5. Herstellung planarer Kontakte	60
5. Eigenschaften planarer Kontakte aus a-Achsen orientierten Multilagen	65
5.1. Motivation	65
5.2. Überblick über die Herstellung a-Achsen orientierter Filme	66
5.3. Messung von Strom- Spannungskennlinien	66
5.4. Eigenschaften der SNS-Kontakte	67
5.5. Diskussion	70
6. Proximity-Kopplung an der YBCO-Au-Grenzfläche	72
6.1. Motivation	72
6.2. YBCO-Au-Nb	73
6.2.1. Die Kontaktgeometrie	73
6.2.2. Strom- Spannungskennlinien	73
6.2.3. Diskussion	75
6.3. YBCO-Au-YBCO	76
6.3.1. Die Kontaktgeometrie	76
6.3.2. Transporteigenschaften	77
6.3.5. Diskussion	79
7. SrRuO_3 als Barrierenmaterial in SNS-Kontakten	81
7.1. Motivation	81
7.1.1. Das metallische Perowskit SrRuO_3	81
7.1.2. Die Kontaktgeometrien	82

7.2. Rampenkontakte mit ionengeätzten Kanten	83
7.2.1. Kontakte mit Cooperpaar-Strömen	83
7.3.1.1. Strom- Spannungskennlinien	83
7.3.1.2. Temperaturabhängigkeit des normalleitenden Widerstandes	84
7.3.1.3. Strom-Spannungskennlinien unter Mikrowelleneinstrahlung	86
7.3.1.4. Magnetfeldabhängigkeit	87
7.2.2. Kontakte ohne Cooperpaar-Ströme	88
7.3. Rampenkontakte mit Brom-Ethanol-geätzten Kanten	90
7.3.1. Strom- Spannungskennlinien	91
7.3.2. Temperaturabhängigkeit des normalleitenden Widerstandes	92
7.4. Planare Kontakte	93
7.4.1. Strom- Spannungskennlinien	93
7.4.2. Temperaturabhängigkeit des normalleitenden Widerstandes	95
7.4.3. Dickenabhängigkeit	95
7.5. Diskussion	96
8. Zusammenfassung, Ausblick	100
8.1. Zusammenfassung	100
8.2. Ausblick	102
Anhang: Strukturierungsparameter	103
Literaturverzeichnis	106

1. *What is the main purpose of this document?*

2. *What are the key findings?*

3. *What are the recommendations?*

4. *What are the next steps?*

1. Einleitung

Josephson-Kontakte sind Grundelement vieler Anwendungen der oxidischen Hochtemperatur-Supraleiter, wie SQUID's, schnelle Signalverarbeitung (RSFQ) und Josephson Oszillatoren. Supraleiter-Normalleiter-Supraleiter-(SNS)-Kontakte bieten die Möglichkeit, den kritischen Strom und den normalleitenden Widerstand unabhängig über die Geometrie und die Barriendicke einzustellen und bieten somit gute Voraussetzungen für den Einsatz in elektronischen Schaltkreisen. Zur Zeit ist eine technische Anwendung jedoch dadurch begrenzt, daß an der SN-Grenzfläche Effekte auftreten, die bisher weitgehend unverstanden sind.

Zum einen findet bei den meisten Barrierenmaterialien an der SN-Grenzfläche eine drastische Reduzierung des supraleitenden Ordnungsparameters statt, die eine Verringerung der $I_c R_N$ -Produkte zur Folge hat. Zum anderen werden die normalleitende Widerstände der SNS-Kontakte häufig nicht durch den Widerstand der normalleitenden Schicht, sondern durch den Grenzflächenwiderstand bestimmt. Das hat zwar zur Folge, daß sich sehr viel höhere normalleitende Widerstände erreichen lassen, als mit niederohmigen metallischen Schichten möglich wäre. Jedoch läßt sich dieser Widerstand nicht über die Barriendicke einstellen und ist nur sehr schlecht kontrollierbar.

Eine Kontrolle ist schon deswegen schwierig, weil die Ursachen für die hohen Grenzflächenwiderstände, sowie die Transportmechanismen in den Grenzflächen nach wie vor unbekannt sind.

Die metallischen Perowskite SrRuO_3 und CaRuO_3 sind als epitaktische Barrierenmaterialien in SNS-Kontakten eine interessante Alternative zu Au und Ag, da sie Kontaktgeometrien ermöglichen, bei denen die Abmessung der Barriere über die Schichtdicke des Ruthenat-Films eingestellt werden kann. Durch ihre einfache pseudokubische Struktur sind sie, im Vergleich zu $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ -Verwandten Materialien, ein weniger komplexes System mit einer festen stabilen Sauerstoff-Stöchiometrie. Das Verständnis der $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ -Ruthenat-Grenzflächen ist in Hinblick auf einen möglichen technischen Einsatz von SNS-Kontakten mit Ruthenat-Barriere von zentraler Bedeutung.

Ziel dieser Arbeit ist das bessere Verständnis der Transporteigenschaften von SNS-Kontakten mit SrRuO_3 -Barriere, die durch die SN-Grenzfläche stark beeinflußt werden. Dabei werden verschiedene Kontaktgeometrien verwendet, um den Einfluß des Herstellungsprozesses auf die SN-Grenzfläche und die Transporteigenschaften der Kontakte zu untersuchen. Desweiteren werden SNS-Kontakte mit Au-Barrieren hergestellt, um die Anisotropie der Transporteigenschaften an einem einfachen Barrierensystem zu untersuchen.

Grundvoraussetzung für diese Untersuchungen ist die Entwicklung der Technologien, die für die Herstellung der SNS-Kontakte erforderlich sind. Das schließt Verfahren zur Abscheidung von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ - SrRuO_3 -Multilagen ebenso ein wie Strukturierungsmethoden, bei denen die Besonderheiten der Materialsysteme berücksichtigt werden müssen.

Zunächst werden in Kapitel 2.1 die für die SNS-Kontakte relevanten Eigenschaften des Hochtemperatur-Supraleiters $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ und dünner $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ -Filme vorgestellt. In 2.2 folgt ein kurzer Überblick über den Josephson-Effekt und die Eigenschaften von

Josephson-Kontakten. Die relevanten Transport- und Unterdrückungsmechanismen für den Cooperpaar- und Quasiteilchen-Strom in SNS-Kontakten aus Hochtemperatur-Supraleitern werden in 2.3 vorgestellt und die relevanten Modelle zur Beschreibung der Kontakteigenschaften beschrieben. Schließlich folgt in 2.4 ein Überblick über die Korngrenzkontakte, als die gebräuchlichsten Josephson-Kontakte. Anschließend erfolgt ein Überblick über den internationalen Entwicklungsstand bei der Herstellung von SNS-Kontakten mit verschiedenen Barrierenmaterialien. Aus den Möglichkeiten und Grenzen die sich mit den verschiedenen Materialien als Barriere in SNS-Kontakten eröffnen, ergibt sich die Motivation und die Aufgabenstellung für diese Arbeit (2.4.3).

Der Aufbau der Sputteranlage und die Entwicklung eines Mehrlagenprozesses für die $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ - SrRuO_3 -Multilagen, die für die Herstellung der SNS-Kontakte notwendig waren, wird in Kapitel 3 beschrieben. Die elektrischen und magnetischen Eigenschaften der SrRuO_3 -Filme, die in Hinblick auf die Verwendung von SrRuO_3 als Barrierenmaterial relevant sind, werden vorgestellt. Die Ergebnisse der Mikrostruktur-Untersuchungen der $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ - SrRuO_3 -Grenzflächen und Multilagen werden vorgestellt und in Hinblick auf ihre Bedeutung für die Kontakteigenschaften diskutiert.

In Kapitel 4 werden die relevanten Strukturierungsmethoden und die Herstellungsprozesse beschrieben, die für die verschiedenen Kontakttypen entwickelt wurden.

Die verwendete Meßtechnik zur Untersuchung der Transporteigenschaften und die Eigenschaften der planaren Kontakte aus a-Achsen-orientierten Multilagen werden in Kapitel 5 vorgestellt.

Die Möglichkeit einer Proximity-Kopplung an der Oberfläche eines c-Achsen orientierten $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ -Filmes wird in Kapitel 6 am Beispiel der $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ -Au-Grenzfläche in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ -Au-Nb-Kontakten diskutiert und die Transport-Eigenschaften von SNS-Stufen-Kontakten mit Au-Barriere beschrieben.

Die experimentellen Ergebnisse, der Strom- Spannungskennlinien von SNS-Kontakten verschiedener Geometrien mit SrRuO_3 -Barriere werden in Kapitel 7 vorgestellt. Auf Grundlage eines Vergleiches mit theoretischen Modellen erfolgt die Diskussion der Transportmechanismen für den Quasiteilchen- und den Cooperpaar-Strom.

Abschließend folgt in Kapitel 8 eine Zusammenfassung der Ergebnisse und ein Ausblick auf mögliche weitere Arbeiten auf diesem Gebiet.

2. Grundlagen

2.1. Hochtemperatur-Supraleiter

Gemeinsamkeit aller Hochtemperatur-Supraleiter (HTSL) ist die Verwandtschaft mit der kubischen Struktur von CaTiO_3 (Perowskit) (siehe Abbildung 2.1). Die verschiedenen Hochtemperatur-Supraleiter zeigen mehr oder weniger große Abweichungen von der idealen Perowskit-Struktur, ein entscheidendes Merkmal aller Materialien ist jedoch eine periodische Folge von CuO -Ebenen und eine Zwischenschicht aus Metallionen (meistens Seltene Erden und Erdaikalkimetalle) und Sauerstoff.

Die ersten HTSL waren $\text{La}_{2-x}\text{Ba}_2\text{CuO}_{4-y}$ ($T_c=30\text{K}$) [1] bzw. $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_2\text{CuO}_{4-y}$ ($T_c=40\text{K}$) [2] mit einer K_2NiF_4 -Struktur. Die bekannteste Struktur, bei der mit $T_c=90\text{K}$ als erstes eine kritische Temperatur oberhalb 77K erreicht wurde [3], ist $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (YBCO), bzw. die verwandten Materialien $\text{ReBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (Re: Nd, Sm, Eu, Gd, Ho, Er, Tm). Die technologische Entwicklung von YBCO ermöglicht bereits die Herstellung dünner Filme und $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ / $\text{PrBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ Übergitter sehr guter Qualität und bietet somit eine gute Basis für mögliche Anwendungen.

Noch höhere Übergangstemperaturen, aber auch wesentlich komplexere Herstellungsbedingungen haben die Materialien $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$ ($T_c=80\text{K}$) bzw.

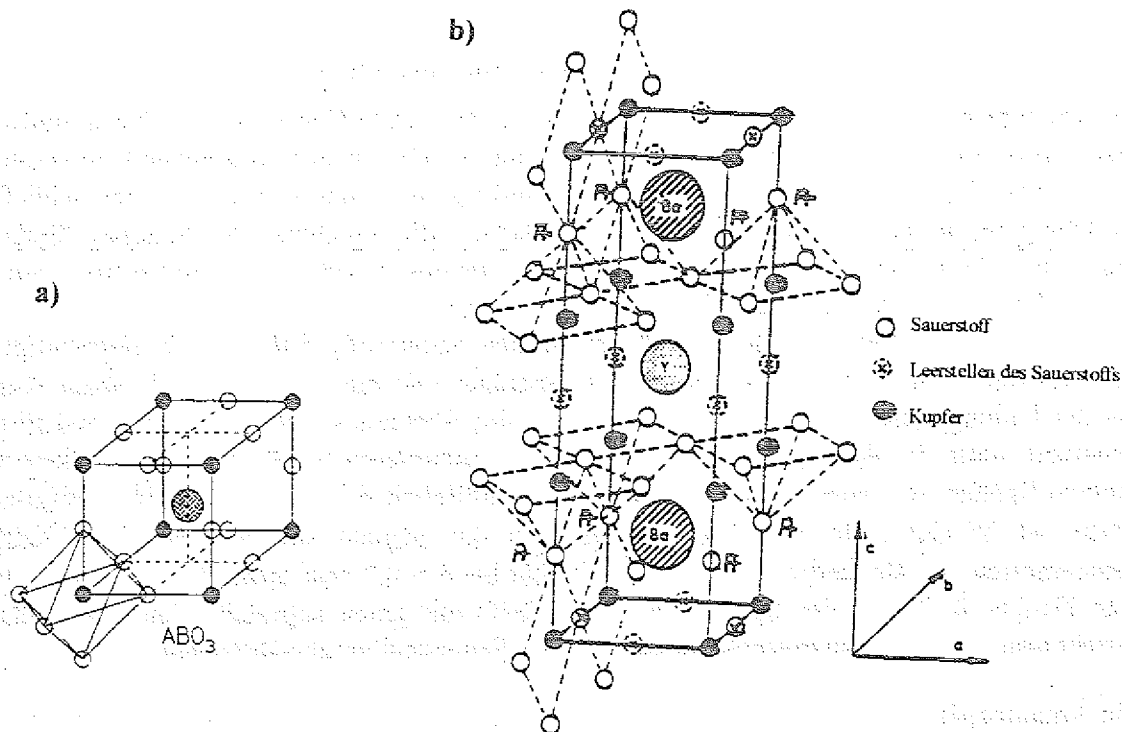


Abb.2.1: a) Perowskit-Struktur; b) Kristallstruktur von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

$\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ ($T_c=110\text{K}$) [4] und $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$ ($T_c=107\text{K}$) bzw. $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ ($T_c=125\text{K}$) [5]. Den derzeitigen Rekord hält $\text{Hg}_2\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ mit einem T_c von 133K [6], das sich unter Druck bis auf 160K erhöhen läßt [7].

Die Forschung geht zur Zeit in die Richtung, daß durch Molekularstrahlepitaxie künstlich Schichtsysteme aus CuO-Ebenen und Metalloxiden ("infinite layer") erzeugt werden, um damit gezielt Strukturen mit noch höheren Übergangstemperaturen zu erzeugen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde YBCO als supraleitendes Material verwendet, da die Herstellung von Supraleiter-Normalleiter-Kontakten hohe Anforderungen an die Qualität der dünnen Filme und Multilagen stellt. Die Eigenschaften von YBCO werden deswegen im weiteren genauer beschrieben.

2.1.1. $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$: Die Struktur und ihre Eigenschaften

Die orthorhombische Kristallstruktur von YBCO ist in Abbildung 2.1b zu sehen. Die Struktur mit den Gitterparametern $a = 3,8227\text{\AA}$; $b = 3,8872\text{\AA}$; $c = 11,682\text{\AA}$ [8] entsteht durch Übereinanderstapeln dreier Perowskit-Zellen. Von zentraler Bedeutung sind die CuO_5 -Pyramiden. Die Basen dieser Pyramiden sind innerhalb der ab-Ebene miteinander vernetzt und bilden so die CuO_2 -Ebenen. Die Spitze der Pyramide (das Apex-Sauerstoffatom) verbindet diese Ebenen mit den in Richtung der b-Achse ausgedehnten CuO-Ketten. Insgesamt läßt sich die Struktur durch die Abfolge der folgenden Sequenzen beschreiben:

...-BaO-CuO₂(Ebenen)-Y-CuO₂(Ebenen)-BaO-CuO(Ketten)-...

Die Bildung der Cooperpaare findet hauptsächlich in den CuO_2 -Ebenen statt. Die CuO-Ketten sind nur indirekt an der Bildung von Cooperpaaren beteiligt, da sie ein Ladungsreservoir für die CuO_2 -Ebenen bilden. Dieser Ladungstransfer findet über die Cu-O_{Apex}-Cu-Kettenfragmente in c-Richtung statt.

Einfluß des Sauerstoffgehaltes auf die Struktur und ihre Eigenschaften

Mit abnehmendem Sauerstoffgehalt entstehen in den CuO-Ketten der orthorhombischen YBCO-Struktur Sauerstofflückenstellen, während die CuO_2 -Ebenen weitgehend unverändert bleiben. Die Sauerstoffatome verteilen sich gleichmäßig auf a- und b-Achse, so daß schließlich ein Übergang in eine tetragonale Phase stattfindet. Mit zunehmenden Sauerstoffdefizit δ kommt es außerdem zu einer Vergrößerung des Abstandes zwischen den CuO-Ketten und den CuO_2 -Ebenen und somit zu einer Zunahme der c-Achse.

Die supraleitenden Eigenschaften werden durch den Sauerstoffgehalt stark beeinträchtigt, da die CuO-Ketten als Reservoir für freie Ladungsträger mit zunehmenden δ abgebaut werden und der Ladungstransfer durch die Vergrößerung des Abstandes zwischen Ketten und Ebenen erschwert wird. In Abbildung 2.2 ist die Übergangstemperatur T_c in Abhängigkeit vom Sauerstoffgehalt zu sehen [8]. Bei großem Sauerstoffdefizit $\delta > 0,6$, d.h. in der tetragonalen Phase, ist YBCO nicht supraleitend. Bei $\delta \approx 0,6$ beginnt die Struktur bei niedrigen Temperaturen supraleitend zu werden und erreicht bei $\delta \approx 0,2$ sein optimales T_c von ca. 90K . Eine Hauptaufgabe bei der Herstellung von YBCO mit guten supraleitenden Eigenschaften besteht also darin, eine ausreichende Beladung mit Sauerstoff zu gewährleisten.

Die Anisotropie

Die Anisotropie der Kristallstruktur bedingt eine starke Richtungsabhängigkeit nahezu aller physikalischer Eigenschaften. So ist der spezifische Widerstand in c-Richtung 25-50 mal größer als in ab-Richtung und in a-Richtung etwa doppelt so groß wie in b-Richtung (siehe

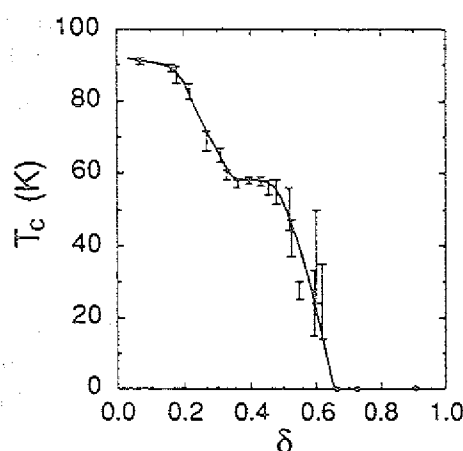


Abb.2.2: Abhängigkeit der Übergangstemperatur vom Sauerstoffdefizit δ nach [8]

[9],[10]). Während die Kohärenzlänge in ab-Richtung $\xi_{ab} \approx 20\text{-}30\text{\AA}$ beträgt, ist die Kohärenzlänge in c-Richtung $\xi_c \approx 3\text{-}4\text{\AA}$ eine Größenordnung niedriger ([11],[12]). Die Tatsache, daß die Kohärenzlänge in c-Richtung kleiner als die Abmessung der Einheitszelle ist, macht die Beobachtung von Josephson-Effekten in c-Richtung problematisch, da schon atomare Störungen zu einer Unterdrückung der Supraleitung führen können.

2.1.2. Eigenschaften dünner $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ -Filme

2.1.2.1. Wachstums-Eigenschaften

Die Herstellung dünner YBCO-Filme kann mit verschiedenen Verfahren realisiert werden. Die gebräuchlichsten Methoden sind die Kathodenzerstäubung (Sputtern) und die Laserablation. In Abbildung 2.3 ist der Parameterraum für Temperatur und O_2 -Druck bei den verschiedenen Methoden angedeutet [15]. Da bei tieferen Temperaturen die Mobilität nicht ausreicht, um ein gutes epitaktisches Wachstum zu ermöglichen, wird bei fast allen Verfahren in der Nähe der Stabilitätsgrenze der tetragonalen Phase (nach Bormann und Nölting [13]) abgeschieden.

Die Filme liegen nach der Deposition in der sauerstoffverarmten tetragonalen Phase vor und werden erst durch eine anschließende Sauerstoffbeladung in die gut supraleitende orthorhombische Phase umgewandelt.

Wie gut die Filme mit Sauerstoff beladen werden, hängt stark von der Orientierung und der Filmoberfläche ab, da die Sauerstoffdiffusion entlang der verschiedenen Kristallrichtungen sehr unterschiedlich ist. Im Bereich von 400°C , in dem bei einer Atmosphäre Sauerstoff die orthorhombische Phase mit $\delta \approx 0$ gebildet wird, ist die Diffusion entlang der c-Achse zu

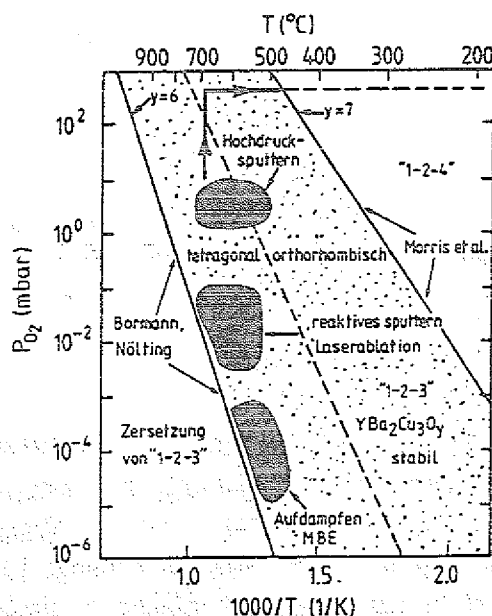


Abb.2.3: Erweitertes Phasendiagramm für YBCO nach [15]

vernachlässigen, da die Diffusionskonstante in ab-Richtung 5 Größenordnungen höher als in c-Richtung ist [16]. Die Sauerstoffbeladung ist also im Fall von c-Achsen orientierten Filmen wesentlich schwieriger als bei a-Achsen orientierten Filmen. Störungen im Kristallwachstum und Ausscheidungen in c-Achsen orientierten Filmen verbessern jedoch die Sauerstoffdiffusion, da dadurch Diffusionskanäle entstehen, die die wirksame Oberfläche in ab-Richtung vergrößern.

2.1.2.2. Oberflächenmorphologie

Die Rauigkeit der YBCO Oberfläche ist in SNS-Schichtsystemen von zentraler Bedeutung für die Homogenität der normalleitenden Zwischenschicht. Insbesondere bestimmt die Qualität der YBCO-Oberfläche, ab welcher Dicke sich Zwischenschichten kurzschlußfrei herstellen lassen.

Bei der Abscheidung dünner Filme kann es dazu kommen, daß sich nicht-stöchiometrisches, hauptsächlich Cu- (CuO) und Ba-reiches Material auf der Filmoberfläche absondert (z.B. [17]). Solche Ausscheidungen stellen ein großes Problem für die Herstellung von SNS-Kontakten dar, da sich dadurch nicht nur die Oberflächenrauigkeit stark vergrößert (100nm-1µm), sondern auch eine nicht-stöchiometrische Grenzfläche entsteht. Durch eine geeignete Wahl der Herstellungsparameter kann dieses Problem jedoch gelöst werden [18], [17].

Selbst ausscheidungsfreie YBCO-Filme weisen in der Regel eine große Rauigkeit auf, die durch die Morphologie der Filme bestimmt wird. Die endgültige Morphologie und die Art der Defekte werden schon im frühen Wachstumsstadium festgelegt und hängen davon ab, ob "Layer by Layer"-Wachstum oder Inselwachstum vorherrscht [19]. Bei einer Fehlanpassung zwischen Substrat und Film treten Spannungen auf, die bewirken, daß ab einer bestimmten Dicke "Layer by Layer" Wachstum in Inselwachstum übergeht. So treten gerade bei MgO-Substraten aufgrund der relativ großen Fehlanpassung zu YBCO (15%) häufig schon bei Dicken zwischen 1 und 10nm aufgrund der Spannungen Schraubenversetzungen auf [19], die Ursprung von starkem dreidimensionalem Spiralwachstum sind und zu Oberflächenrauigkeiten von bis zu 10nm führen können [20]. Bei Substraten mit sehr geringer Fehlanpassung wie LaAlO₃ (1% Fehlanpassung) und NdGaO₃ (0,23%) ist die Dichte der Schraubenversetzungen wesentlich geringer [21].

Verwendet man Substrate, deren Oberflächennormale um einen Winkel von 2°-3° von der (100)-Richtung abweichen, so entsteht ein quasizweidimensionales Filmwachstum (step flow) entlang der atomaren Oberflächen-Stufen [21].

Die Dichte der Schraubenversetzungen läßt sich durch geringe Wachstumsraten und durch eine Erhöhung der Depositionstemperatur verringern, da dadurch die Mobilität der Atome auf der Substratoberfläche erhöht wird [22].

2.1.2.3. Einfluß von Substratstufen auf das Filmwachstum

Ausführliche Untersuchungen der Mikrostruktur durch TEM (Transmissions Elektronen Mikroskop) haben gezeigt, daß das Wachstum eines YBCO-Films über einer Substratstufe stark von dem Stufenwinkel abhängt [24], [25]. Während die Orientierung der c-Achse senkrecht zur Substratoberfläche an flachen Stufen (Stufenwinkel < 45°) beibehalten wird, passt der Film bei steileren Winkeln seine Orientierung an die Stufenflanke an. Das heißt, daß der Film im Stufenbereich mit der c-Achse senkrecht zur Stufenflanke aufwächst und sich demzufolge zwei Korngrenzen ausbilden (siehe Abbildung 2.4).

Der Effekt läßt sich erklären, wenn man beachtet, daß die makroskopische Stufe aus vielen atomaren horizontalen und vertikalen Stufen besteht. Bei flachen Stufen überwiegt die Anzahl

der horizontalen Stücke, während für Winkel $> 45^\circ$ die Anzahl der vertikalen Stücke größer ist, an denen Atome nukleieren und ein c-Achsen orientiertes Wachstum bewirken.

Das oben beschriebene Wachstumsverhalten wurde bei SrTiO_3 - und LaAlO_3 -Substraten beobachtet. Bei MgO , mit einer sehr hohen Fehlanpassung, wächst der Film immer parallel zur Substratoberfläche, so daß es auch bei flachen Stufen zur Ausbildung zweier Korngrenzen kommt [27], [26].

Diese Korngrenzen führen zu einer Reduzierung der kritischen Ströme um mehrere Größenordnungen [29]. Dieser Effekt läßt sich einerseits für die Herstellung von Josephson-Kontakten nutzen, andererseits ist bei der Herstellung von Multilagensystemen darauf zu achten, daß große Transportströme in YBCO nur über flache Substratstufen mit Winkeln $< 45^\circ$ möglich sind.

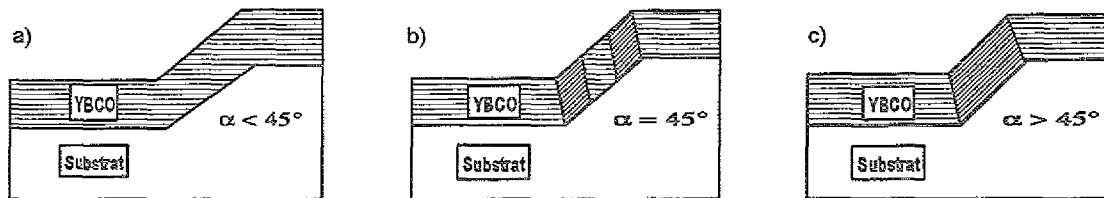


Abb. 2.4: Abhängigkeit des Filmwachstums vom Stufenwinkel nach [24]:

- a.) $0 < \alpha < 45^\circ \Rightarrow$ keine Änderung der Wachstumsrichtung, keine Korngrenzen
- b.) $0 \approx 45^\circ \Rightarrow$ es bilden sich viele Domänen, die durch 90° Korngrenzen getrennt sind
- c.) $45^\circ < \alpha < 90^\circ \Rightarrow$ Änderung der Wachstumsrichtung $\Rightarrow$ zwei 90° Korngrenzen

2.2. Der Josephson-Effekt

2.2.1. Die Josephson-Gleichungen

Der Josephson-Effekt ist eine Folge der Phasenkohärenz der supraleitenden Ladungsträger. Diese Ladungsträger sind Elektronenpaare (Cooperpaare), die in einen gemeinsamen Grundzustand kondensieren (Bosekondensation). Der makroskopische Supraleiter läßt sich deshalb durch eine einzige Wellenfunktion $\Psi = \rho^{1/2} \cdot e^{i\varphi}$ mit der Dichte der Cooperpaare ρ und der gemeinsamen Phase φ beschreiben.

Koppelt man zwei supraleitende Elektroden über eine dünne Isolator-Barriere oder eine normalleitende Schicht (Kopplungskonstante κ), so daß es zu einem Austausch von Cooperpaaren zwischen den Elektroden mit den Wellenfunktionen $\Psi_{1,2} = \rho_{1,2}^{1/2} \cdot e^{i\varphi_{1,2}}$ kommen kann, dann dehnt sich die Phasenkohärenz der einzelnen Elektroden auf das ganze System aus. Der Strom J und die Spannung U über dem Kontaktgebiet lassen sich dann durch die zwei Josephson-Gleichungen beschreiben [30]:

$$J = \frac{2\kappa}{\hbar} \sqrt{\rho_1 \rho_2} \sin(\varphi_1 - \varphi_2) \equiv J_c \sin(\varphi) \quad \varphi = \varphi_1 - \varphi_2 \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial T} \varphi = \frac{2eU}{\hbar} \quad (2)$$

Aus der 1. Josephson-Gleichung ergibt sich, daß auch ohne Anlegen einer äußeren Spannung ein Gleichstrom über den Kontakt fließen kann, der von der Phasendifferenz $\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$ zwischen den beiden Elektroden abhängt. Der maximale Strom I_C , der dissipationsfrei durch den Kontakt fließen kann, hängt von der Stärke der Kopplung und der jeweiligen Geometrie ab. Erhöht man den Strom über den kritischen Wert I_C , so fällt eine Spannung U über dem Kontakt ab und demzufolge fließt ein zusätzlicher Wechselstrom mit der Frequenz $\nu = 2eU/\hbar$ über den Kontakt. Diese Oszillationen bezeichnet man als AC-Josephson-Effekt.

Die zweite Josephson-Gleichung ist von sehr universeller Natur. Sie hängt nicht wie die erste Josephson-Gleichung von der Natur und der Geometrie des Josephson-Kontaktes ab und liefert die Frequenz der Josephson-Oszillationen, die bei einer gegebenen Spannung nur von fundamentalen Konstanten bestimmt wird.

2.2.2. Das RCSJ-Modell

Von Steward [31] und McCumber [32] wurde die Beschreibung eines Josephson-Kontaktes durch die Parallelschaltung des Cooperpaarstromes, des normalleitenden Stromes (Quasiteilchenstrom) mit dem Widerstand R_N und des Verschiebungsstromes $C \cdot dU(t)/dt$ (C : Kapazität des Kontaktes), der durch die hochfrequente Wechselspannung am Kontakt hervorgerufen wird, vorgeschlagen (siehe Abb.2.5). Da in der Praxis die Impedanz der Stromquelle bei den hochfrequenten Wechselströmen viel größer als der Widerstand des Kontaktes ist, wird an dieser Stelle der Fall der Stromeinprägung am Kontakt behandelt.

In dem Fall ergibt sich aus der Strombilanz folgende Bedingung:

$$I = I_C \sin \varphi(t) + \frac{U(t)}{R_N} + C \cdot \frac{dU(t)}{dt} \quad (3)$$

Mit Hilfe der 2. Josephson-Gleichung (Gl. 2) ergibt sich eine Differentialgleichung 2.Ordnung für die Phasendifferenz φ , die mit $i = I/I_C$, $\tau = \omega_C t$, $\omega_C = 2eI_C R_N / \hbar$ und $\beta_C = 2eI_C R_N^2 C / \hbar$ der Bewegungsgleichung eines gedämpften Pendels im Gravitationsfeld unter dem Einfluß

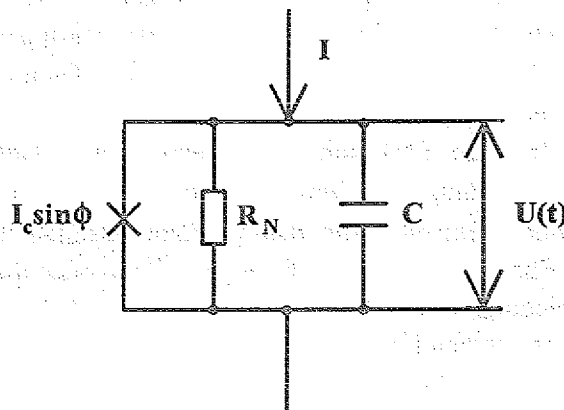


Abb.2.5: Ersatzschaltbild nach dem RCSJ-Modell

eines äußeren Drehmomentes entspricht.

$$i = \sin \varphi + \frac{d\varphi}{d\tau} + \beta_c \frac{d^2\varphi}{d\tau^2} \quad (4)$$

Der Parameter ω_c beschreibt die charakteristische Grenzfrequenz des Josephson-Kontaktes, die durch die Dämpfung des Systems aufgrund der normalleitenden Komponente zu Stande kommt. Der Parameter β_c ist ein Maß dafür, ob der Verschiebungsstrom oder der normalleitende Strom im Kontakt vorherrscht.

Dementsprechend können zwei Fälle unterscheiden werden [33]:

- $\beta_c > 0,8$: ungedämpfter Fall
- $\beta_c < 0,8$: gedämpfter Fall

Der einfachste Fall ist der Grenzfall vernachlässigbarer Kapazitäten $\beta_c \ll 1$, bei dem die Dämpfung durch den Ohmschen Widerstand das System bestimmt. In dem Fall nimmt die U-I-Kennlinie für $I > I_c$ folgende einfache Form an:

$$U = R_N I_c \sqrt{(I/I_c)^2 - 1} \quad (5)$$

Bei großen Strömen nähert sich die U-I-Kennlinie asymptotisch der Ohmschen Geraden $U = R_N I$.

Einfluß von Rauschquellen auf den Josephson-Kontakt

Bei hohen Temperaturen haben thermische Fluktuationen der Elektronen im Ohmschen Widerstand einen großen Einfluß auf den Josephson-Kontakt. Aus den thermischen Fluktuationen ergibt sich nach Johnson und Nyquist [33] unter der Voraussetzung $k_B T \gg eU$, $\hbar\omega$ der Strombeitrag $I_F = 2ek_B T / \hbar$, der in der Strombilanz berücksichtigt werden muß. Je größer der Parameter $\gamma = I_F / I$ ist, desto stärker ist die Verrundung der Kennlinien und die Verringerung des kritischen Stromes aufgrund des thermischen Rauschens.

Bei hohen Spannungen muß zusätzlich das Schrotrauschen und bei niedrigen Frequenzen das 1/f-Rauschen [33] im Kontakt berücksichtigt werden. Ein anderer, für die Meßpraxis sehr wichtiger Beitrag, ist der Einfluß äußerer Rauschquellen in der Laborumgebung.

2.2.3. Josephson-Kontakte unter Mikrowelleneinstrahlung

Setzt man den Josephson Kontakt einer elektromagnetischen Strahlung mit der Frequenz ν_{ex} aus, so kommt es zu einer Phasensynchronisation und demzufolge zu Stufen konstanter Spannung (Shapiro-Stufen) in der Kennlinie:

$$U_n = n \nu_{ex} \frac{h}{2e} \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (6)$$

Diese Erscheinung ist ein indirekter Nachweis für den AC-Josephson-Effekt.

Zur Beschreibung eines Josephson-Kontaktes in einem äußeren Mikrowellenfeld betrachtet man dieses Feld als zusätzliche Stromquelle, die in die Strombilanz des RCSJ-Modelles mit einbezogen werden muß.

$$I(t) = I_0 + I_1 \sin(\omega_{ex} t) \quad \text{bzw.} \quad i(t) = i_0 + i_1 \sin(\Omega t) \quad \text{mit } \Omega = \frac{\omega_{ex}}{\omega_c} \quad (7)$$

Der Parameter Ω ist als Verhältnis von eingestrahelter Frequenz zur Frequenz der Josephson-Oszillationen dabei von zentraler Bedeutung für das Verhalten des Kontaktes.

Die Abhängigkeit der Shapirostufenhöhe ΔI_n von der Amplitude der Mikrowellenstrahlung läßt sich im Fall großer Ω oder großer Amplituden durch Besselfunktionen J_n beschreiben:

$$\Delta I_n = 2I_c \left| J_n \left(\frac{i_1}{\Omega} \frac{1}{\sqrt{1 + \beta_c^2 \Omega^2}} \right) \right| \quad \text{mit } n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (8)$$

2.2.4. Josephson-Kontakte im Magnetfeld

In Anwesenheit eines Magnetfeldes wird die supraleitende Phase des Josephson-Kontaktes und somit der Suprastrom räumlich moduliert:

$$J(x) = J_c \sin \left(\frac{2\pi d_m}{\Phi_0} H \cdot x + \text{const} \right) \quad (9)$$

Dabei ist $d_m = d + 2\lambda_J$ (d : Barriendicke; λ_J : London'sche Eindringtiefe) die Dicke der vom Magnetfeld durchdrungenen Zone und $\Phi_0 = h/2e$ das magnetische Flußquant.

Die Wirkung des Eigenmagnetfeldes, das durch die Wechselströme, die im Josephson-Kontakt fließen, generiert wird, führt dazu, daß sich der Strom auf den Rändern des Kontaktes konzentriert. Die Strecke, über die der Suprastrom vom Rand aus in den Kontakt eindringt, ist die Josephson-Eindringtiefe $\lambda_J = (\hbar^2 c^2 / 8\pi e d J_c)^{1/2}$.

Josephson-Kontakte der Breite w können so in zwei Kategorien eingeteilt werden:

- kurze Kontakte: $w < 4\lambda_J$ (homogene Stromverteilung)
- lange Kontakte: $w > 4\lambda_J$ (Strom konzentriert sich an den Rändern)

Im Fall eines langen Kontaktes ergibt sich in einem äußeren Magnetfeld eine komplizierte Stromverteilung [34].

Bei einer homogenen Stromverteilung ($w \ll 4\lambda_J$) mit $w \gg \lambda_L$, ergibt sich in einer Rechteckförmigen Kontaktfläche eine Abhängigkeit des Stromes vom äußeren Magnetfeld, die der Intensitätsverteilung des Lichtes an einem Spalt entspricht (Fraunhofermuster):

$$I_c(H) = I_c(0) \left| \frac{\sin(\pi \frac{\Phi}{\Phi_0})}{\pi \frac{\Phi}{\Phi_0}} \right|, \quad \Phi = H \cdot A_{\text{eff}}, \quad A_{\text{eff}} = w \cdot (d + 2\lambda_L) \quad (10)$$

Sind obige Bedingungen nicht erfüllt, so treten charakteristische Abweichungen auf, die wichtige Rückschlüsse auf die tatsächliche effektive Fläche und die Stromverteilung im Kontakt zulassen. Eine eindeutige Bestimmung der Stromverteilung aus der gemessenen

Magnetfeldabhängigkeit ist jedoch nicht möglich, da bei der Messung des Betrages die Informationen über die Phase verloren gehen.

2.3. Theoretische Beschreibung der SNS-Kontakte

2.3.1. Effekte an Supraleiter-Normalleiter-Grenzflächen

Im Gegensatz zu SIS-Kontakten, bei denen die Isolatorschicht eine Potentialbarriere darstellt, so daß sowohl Quasipartikel als auch Cooperpaare nur über einen quantenmechanischen Tunnelprozeß ausgetauscht werden können, existieren in einer normalleitenden Zwischenschicht unbesetzte elektronische Zustände, über die direkte Leitungsprozesse stattfinden können.

Im wesentlichen gibt es zwei Prozesse, die an SN-Grenzflächen auftreten und zu einem Transport von Cooperpaaren durch die normalleitende Barriere führen können:

- Andreev Reflexion
- Proximity Effekt

2.3.1.1. Andreev- Reflexion

Bei hoher Durchlässigkeit der Grenzfläche kann die Andreev-Reflexion von Elektronen eine große Rolle spielen. Dabei wird beim Auftreffen eines Elektrons auf die SN-Grenzfläche ein Loch reflektiert und ein Cooperpaar tritt in die supraleitende Elektrode ein. Durch das normalleitende Gebiet kann dann ein Suprastrom über Elektronen und Löcher fließen, die einander wechselseitig durch Andreev-Reflexion an der Grenzfläche generieren [35]. Durch die Mehrfachreflexionen an den zwei Grenzflächen eines SNS-Kontaktes entstehen diskrete Zustände, die zu "subgap-peaks" und zu Oszillationen der Zustandsdichte oberhalb des "gap" führen.

Der kritische Strom nimmt exponentiell mit der Schichtdicke ab [36]. Die Strom- Phasen-Beziehung ist jedoch nur in der Nähe von T_C sinusförmig und die Kennlinien zeigen den charakteristischen Exzeßstrom [37, 38]:

$$I_{ex} \propto \Delta \tanh\left(\frac{eU}{2\pi k_B T}\right) \exp\left(-\frac{2d_N}{l}\right) \quad (11)$$

Dabei ist d_N die Dicke und l die mittlere freie Weglänge der Elektronen in der normalleitenden Barriere.

Der Effekt ist also zu vernachlässigen wenn $l \ll d_N$ ist, da in diesem Fall der kohärente Erzeugungsprozeß an der Grenzfläche durch inkohärente Stoßprozesse gestört wird. Die Andreev Reflexion wird also hauptsächlich an der Grenzfläche zwischen YBCO und Metallen mit großen mittleren freien Weglängen eine Rolle spielen.

Im Fall der YBCO-(Au,Ag)-Grenzflächen ist jedoch die Transparenz so gering, daß dieser Effekt eine untergeordnete Rolle spielt.

2.3.1.2. Proximity-Effekt

Bei dem Kontakt zwischen einem Metall und einem Supraleiter kann es zu einer Diffusion von Cooperpaaren in den Normalleiter kommen, so daß über eine Länge ξ_N auch im

normalleitenden Gebiet eine Phasenkohärenz zwischen den Cooperpaaren besteht. Die Wahrscheinlichkeit $F(x)$ ein Cooperpaar in dem Abstand x von der Grenzfläche vorzufinden beträgt dann [39]:

$$F(x) = \langle \Psi_{\downarrow} \Psi_{\uparrow} \rangle = \Phi(x) \cdot \exp(-|x|/\xi_N) \quad (12)$$

Dabei ist Φ eine Funktion, die sich nur langsam mit x ändert, so daß man näherungsweise von einem exponentiellen Abfall ausgehen kann.

Der Verlauf der Wellenfunktion im normalleitenden Bereich wird durch Stoßprozesse stark beeinflusst. Bei der Beschreibung des Proximity Effektes lassen sich zwei Grenzfälle unterscheiden:

"clean limit"

Wenn die mittlere freie Weglänge l_N im Metall viel größer als die Kohärenzlänge ξ_N ist, gilt:

$$\xi_N = \frac{\hbar v_F}{2\pi k_B T_c}; \quad (v_F: \text{Fermi-Geschwindigkeit}) \quad (13)$$

Die Ladungsträger bewegen sich in diesem Fall nahezu ungestört durch das normalleitende Gebiet und Streuprozesse finden im wesentlichen nur an der SN-Grenzfläche statt. Je nach Durchlässigkeit der Grenzfläche verhalten sich die Ladungsträger wie in einem Resonator. Das kann dazu führen, daß der kritische Strom und der normalleitende Widerstand oszillatorisch von der Barrierendicke abhängen [40].

"dirty limit"

Ist die mittlere freie Weglänge l_N im Metall viel kleiner als die Kohärenzlänge ξ_N^* , so stellt die SN-Grenzfläche einfach ein zusätzliches Streuzentrum dar und der Transport der supraleitenden Ladungsträger kann durch einen Diffusionsprozeß mit dem Diffusionskoeffizienten $D = 1/3 \cdot v_N l_N$ beschrieben werden. Für die Kohärenzlänge ergibt sich:

$$\xi_N^* = \left\{ \frac{\hbar v_N l_N}{6\pi k_B T_c} \right\}^{1/2} = \left\{ \frac{\hbar D}{2\pi k_B T_c} \right\}^{1/2} \quad (14)$$

2.3.2. Modelle zur Beschreibung der SNS-Kontakte

Für die technische Anwendung von SNS-Kontakten ist die kritische Spannung $V_C = I_C R_N$ von zentraler Bedeutung. Die Ambegaokar-Baratoff-Relation [41] für Tunnelkontakte gibt eine obere Abschätzung für die erreichbaren $I_C R_N$ -Produkte:

$$I_C R_N = \left(\frac{\pi \Delta(T)}{2e} \right) \cdot \tanh \left(\frac{\Delta(T)}{2kT} \right) \quad (15)$$

Dabei ist Δ die Energielücke der beiden als gleichartig angenommenen Elektroden.

Bei tiefen Temperaturen ($T \ll T_c$) gilt die Abschätzung $V_C \approx \pi \Delta / 2e$. Das bedeutet bei YBCO mit $\Delta = 20 \text{ meV}$, daß bei 77K ein V_C von ungefähr 10mV erzielt werden kann. Die experimentellen Werte liegen jedoch meist 1-2 Größenordnungen unter diesem Wert.

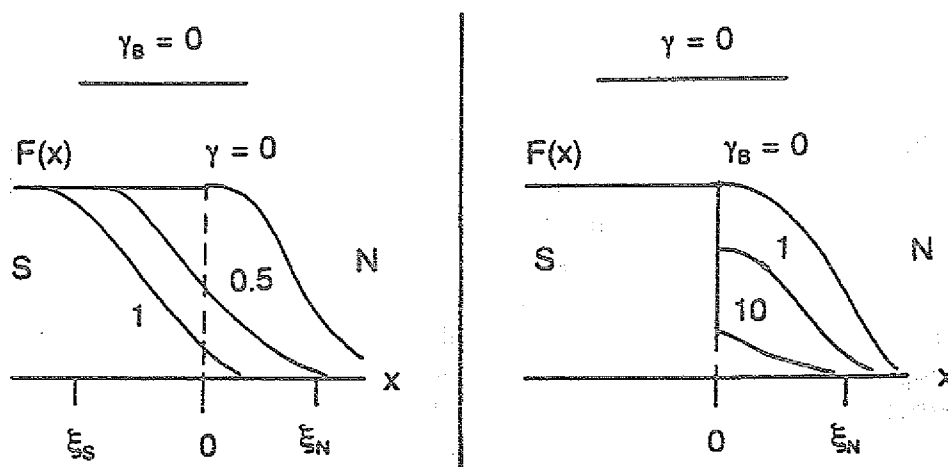


Abb.2.6: Abhängigkeit der Cooperpaardichte von γ und γ_B nach [42] a) $\gamma_B = 0$; b) $\gamma = 0$

2.3.2.1. SNS-Modell

Eine mögliche Erklärung für die drastische Reduzierung des $I_C R_N$ -Produktes im "dirty limit" liefert die Theorie von Kupriyanov und Likharev [42], nach der folgende Effekte an der SN-Grenzfläche berücksichtigt werden müssen:

1) Diffusion von normalleitenden Ladungsträgern in die supraleitenden Elektroden:

Bei dem Kontakt zwischen Normalleiter und Supraleiter diffundieren nicht nur Cooperpaare in den Normalleiter, sondern auch Quasiteilchen vom Normalleiter in den Supraleiter. Demzufolge kann der Ordnungsparameter schon an der Grenzfläche stark reduziert sein. Dieser Effekt wird durch den Unterdrückungsparameter γ parametrisiert:

$$\gamma = \frac{\rho_S \xi_S^*}{\rho_N \xi_N^*} \quad (16)$$

Das Verhalten des Ordnungsparameters an der SN-Grenzfläche in Abhängigkeit von γ ist in Abbildung 2.6a zu sehen. Für den Fall $\gamma \gg 1$ sind in der Nähe der Grenzfläche viele Quasiteilchen vorhanden, die in den Supraleiter hineindiffundieren können und dort den Ordnungsparameter über eine Länge ξ_S^* unterdrücken. Im entgegengesetzten Fall ($\gamma \ll 1$) hat der Proximity-Effekt im Normalleiter kaum Einfluß auf die Eigenschaften des Supraleiters. Der Ordnungsparameter des Supraleiters bleibt bis zur Grenzfläche nahezu konstant und die Cooper-Paare dringen in den Normalleiter bis zu einer Tiefe von ξ_N^* ein.

2) Reflexion von Ladungsträgern an der Grenzfläche

Eine andere Möglichkeit besteht darin, daß die SN-Grenzfläche eine endliche Transparenz für die Ladungsträger hat. Dadurch kommt es zu einem Sprung des Ordnungsparameters an der Grenzfläche, der durch den Parameter γ_B parametrisiert wird:

$$\gamma_B = \frac{R_B}{\rho_N \xi_N^*} \quad R_B: \text{Grenzflächenwiderstand} \quad (17)$$

Das Verhalten des Ordnungsparameters an der SN-Grenzfläche in Abhängigkeit von γ_B ist in Abbildung 2.6b zu sehen. Bei $\gamma=0$ bleibt der Ordnungsparameter bis zur Grenzfläche konstant und macht für $\gamma_B \neq 0$ dort einen Sprung. Der Ordnungsparameter beträgt bei großen γ_B -Werten an der SN-Grenzfläche nur noch ein Bruchteil seines ursprünglichen Wertes.

Eine Verringerung der Grenzflächentransparenz schränkt auch die Diffusion der Quasiteilchen vom Normalleiter in den Supraleiter ein, so daß dieser Effekt ($\gamma > 0$) bei großen Werten für γ_B vernachlässigt werden kann. Der Grenzflächenwiderstand R_B ist ein Maß für die Transparenz der Grenzfläche und kann verschiedene Ursachen haben:

- Verunreinigungen (Dielektrika) und Gitterstörungen an der Grenzfläche
- Beugungseffekte der de Broglie-Welle der Elektronen an der Grenzfläche
- Fehlanpassung der Fermi-Geschwindigkeiten

Neben Verunreinigungen stellen auch Gitterstörungen an der Grenzfläche sehr effektive Streuzentren für die Ladungsträger dar.

Ist die de Broglie-Wellenlänge der Elektronen in der Größenordnung der Rauigkeit der Grenzfläche, so müssen, in Analogie zur Optik, Beugungseffekte berücksichtigt werden. Ist die de Broglie-Wellenlänge sehr viel größer als die Rauigkeit der Grenzfläche, so tritt die Wellennatur der Elektronen in den Hintergrund und es können quasiklassische Beschreibungen benutzt werden [40]. Die Durchlässigkeit der Grenzfläche hängt dann hauptsächlich davon ab, ob die Ladungsträger an der Grenzfläche entsprechende Zustände auf der Fermikugel des Normalleiters finden.

Berücksichtigt man bei dem Grenzflächenwiderstand nur den Beitrag, der durch die Fehlanpassung der Fermigeschwindigkeiten zwischen YBCO und Edelmetallen zustande kommt, so kommt man zu den folgenden Abschätzungen für die Unterdrückungsparameter für eine YBCO-(Ag, Au)-Grenzfläche [42]:

c-Richtung: $\gamma \approx 100$; $\gamma_B \approx 10000$

ab-Richtung: $\gamma \approx 5$; $\gamma_B \approx 20$

Da diese Werte für die Unterdrückungsparameter lediglich die Fehlanpassung der Fermiflächen berücksichtigen, ist zu erwarten, daß eine reale Grenzfläche, die ein gewisses Maß an Gitterstörungen enthält, zu einer noch stärkeren Unterdrückung führt und eine Proximity-Kopplung in c-Richtung nahezu unmöglich ist. Bei der Wahl der Geometrie eines SNS-Kontaktes ist somit zu beachten, daß eine Kopplung der supraleitenden Elektroden über die ab-Ebenen ermöglicht wird.

2.3.2.2. Resonanztunnel-Prozesse

Bei SNS-Kontakten mit Zwischenschichten aus defektreichen Halbleitern, oder bei der Ausbildung gestörter Bereiche an der SN-Grenzfläche, spielen neben einer direkten Leitfähigkeit auch andere Leitungsmechanismen eine Rolle (siehe Abb.2.7):

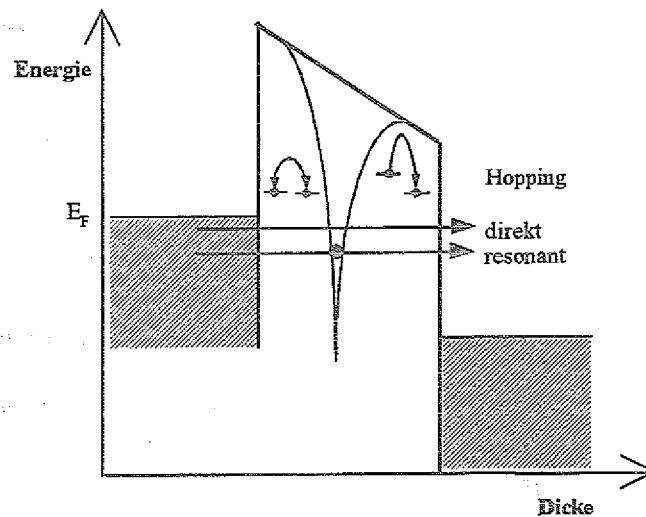


Abb.2.7: Verschiedene Leitungsmechanismen in Halbleiter- bzw. Isolator-Barrieren mit einer hohen Dichte lokalisierter Zustände.

- 1) direktes Tunneln
- 2) Resonanztunneln über lokalisierte Zustände
- 3) Hopping

Der direkte Tunnelprozeß spielt nur bei sehr dünnen defektfreien Barrieren eine Rolle. Die Stromdichte der Ladungsträger nimmt exponentiell mit der Dicke ab:

$$j_T \propto \exp(-2\kappa d) \quad \kappa: \text{Wellenzahl der Elektronen in der Barriere} \quad (18)$$

Enthält die Barriere lokalisierte Zustände in Form von Verunreinigungen, Defekte oder Dotanden, so stehen zusätzliche Leitungs Kanäle zur Verfügung. Elektronen, deren Energie der eines lokalisierten Zustands entspricht, können die Barriere ungehindert durchdringen. Für die Stromdichte über diese Kanäle gilt:

$$j_T \propto N_L(E_F) \exp(-\kappa d) \quad (19)$$

Bei größeren Barrierendicken und einer hohen Dichte lokalisierter Zustände N_L dominiert der Resonanztunnel-Prozeß.

Mit steigender Temperatur werden diese lokalisierten Zustände durch eine Beteiligung von Phononen für eine zunehmende Anzahl von Elektronen resonant. Von Glazman und Matveev [44] wurde gezeigt, daß sich die Leitfähigkeit aus der Summe über die Beiträge einzelner Kanäle ergibt, die sich durch Resonanztunneln über n lokalisierte Zustände ergeben:

Bei kleinen Spannungen $eU \ll k_B T$ gilt mit :

$$\frac{1}{R} = \sum_n G_n \exp\left\{-\frac{2d}{(n+1)\alpha}\right\} \cdot T^{n-\frac{2}{n+1}} = G_1 \exp(-d/\alpha) + G_2 \exp(-2d/3\alpha) \cdot T^{4/3} + \dots \quad (20)$$

Dabei ist α der effektive Radius der lokalisierten Zustände:

$$\alpha = \frac{1}{\sqrt{2m(V-\mu)}} \quad V: \text{untere Leitungsbandkante, } \mu: \text{chemisches Potential} \quad (21)$$

Temperaturabhängige Beiträge ergeben sich nur bei Transportprozessen, an denen mehrere lokalisierte Zentren beteiligt sind. Die Bedeutung dieser Kanäle nimmt mit steigender Temperatur zu.

Ein analoger Prozeß kann mit zunehmender Spannung beobachtet werden, d.h. bei $eU \gg k_B T$ gilt:

$$\frac{1}{R} = \sum_n G_n \exp\{-2d/(n+1)\alpha\} \cdot U^{n-\frac{2}{n+1}} = G_1 \exp(-d/\alpha) + G_2 \exp(-2d/3\alpha) \cdot U^{4/3} + \dots \quad (22)$$

Das bedeutet, daß bei hohen Spannungen Kanäle mit höheren n wichtig werden. Aus der exponentiellen Dickenabhängigkeit in Gleichung 20 und 22 wird ersichtlich, daß mit zunehmender Barrierendicke Kanäle über mehrere Zustände stark an Bedeutung gewinnen.

Mit zunehmender Temperatur und zunehmender Dichte der lokalisierten Zustände geht dieser Prozeß in "Variable Range Hopping" [45] über.

Die eben beschriebenen Leitungskanäle sind für den Transport von Cooperpaaren insofern problematisch, da die Coulombabstoßung der Elektronen auf den lokalisierten Zuständen überwunden werden muß. Von Devyatov und Kupriyanov wurde der Cooperpaarstrom durch Resonanztunneln über einen lokalisierten Zustand für kleine Barrierenhöhen $V - \mu$ berechnet [46].

In diesem Modell wird die Unterdrückung des $I_C R_N$ -Produktes in der Barriere durch den dimensionslosen Wert Γ_{LS} parametrisiert [46]:

$$\Gamma_{LS} = \frac{\pi T_c}{V - \mu} \sqrt{\frac{\mu}{V - \mu}} \frac{d}{2a} \exp\left\{\frac{d}{\alpha}\right\} \quad (23)$$

Der Parameter ist proportional zu dem Verhältnis der Rate der Cooperpaare, die die Barriere durch thermische Aktivierung überwunden haben, zu der Rate der Cooperpaare, die durch einen reinen Resonanztunnelprozeß durch die Barriere gelangt sind.

Bei $\Gamma_{LS} \ll 1$ dominiert der Tunnelprozeß und bei $\Gamma_{LS} = 0$ geht die Abhängigkeit über in die Werte für die Ambekar-Baratoff-Theorie [41] (Gl. 15):

$$V_c = \frac{4}{\pi} V_c^{AB}(0) \quad (24)$$

Bei großen Werten für Γ_{LS} kommt es zu einer Unterdrückung des $I_C R_N$ -Produktes durch thermische Anregung und im Grenzfall $\Gamma_{LS} \gg \exp(d/\alpha)$ erhält man:

$$I_c \propto \exp(-d/\alpha) \quad (25)$$

Der Zerfall der Cooperpaare in der Barriere wird also durch den effektiven Radius der lokalisierten Zustände bestimmt. Man erhält mit einem solchen Prozess also unter Umständen eine Kopplung über viel größere Abmessungen als die Kohärenzlänge, die aus der Theorie des Proximity Effektes für Materialien mit einer sehr geringen Leitfähigkeit folgen würde.

Diese Überlegungen liefern also eine Erklärung für den "Long Range- Proximity-Effekt", den man beispielsweise bei YBCO-PrBCO-YBCO-Kontakten beobachtet [47],[48].

2.3.2.3. Magnetische Paarbrechung

Paramagnetische Ionen können im Supraleiter eine Paarbrechung bewirken, da die Wechselwirkung der ungesättigten Spins der Ionen mit denen der Leitungselektronen in Konkurrenz zu der antiparallelen Spin-Kopplung der Cooperpaare tritt. Der Effekt muß bei

Barrierenmaterialien mit starken magnetischen Momenten berücksichtigt werden, insbesondere dann, wenn eine langreichweitige ferromagnetische Kopplung in dem Material besteht.

Berechnungen von Kuplevakhskii et al. [49] liefern für Temperaturen in der Nähe von T_c folgende Abhängigkeit des kritischen Stromes von der Schichtdicke der ferromagnetischen Zwischenschicht:

$$J_c = J_0 \exp(-d/\xi_n) \cdot \{1 - 2 \sin^2(\pi d/4d_c)\} \cdot \theta(d - d_c); \quad (26)$$

d_c : kritische Dicke; θ : Heavyside Funktion

Der erste Faktor entspricht der üblichen exponentiellen Dickenabhängigkeit, die von der Kohärenzlänge der Zwischenschicht abhängt. Der zweite Faktor berücksichtigt die Paarbrechung für den Fall, daß Spin-Bahn-Streuprozesse vernachlässigt werden können und die Austauschenergie $k_B T_{\text{Curie}}$ größer als die thermische Energie ist. Die Paarbrechung bewirkt also, daß der Suprastrom ab einer kritischen Dicke d_c verschwindet. Die kritische Dicke hängt von der Stärke der ferromagnetischen Kopplung, aber auch von der mittleren freien Weglänge und der Fermi-Geschwindigkeit des Materials ab [49].

So wurde beispielsweise von Claeson et al. [50] an Pb/Fe/Pb-Multilagen eine kritische Fe-Schichtdicke von 5 Å bestimmt, oberhalb der keine Supraströme durch die Barriere gelangen.

2.4. Josephson-Kontakte aus Hochtemperatur-Supraleitern

2.4.1. Korngrenzkontakte

Neben den SNS-Kontakten sind bei den Josephson-Kontakten aus Hochtemperatur-Supraleitern die Korngrenzkontakte von großer Bedeutung. Da die Korngrenzen in einem Hochtemperatur-Supraleiter als "weak link" wirken [28], besteht die einfachste Möglichkeit zur Erzeugung eines Josephson-Kontaktes darin, definiert Korngrenzen an bestimmten Stellen eines Filmes zu erzeugen. An dieser Stelle folgt ein kurzer Überblick über diese Kontakttypen und die technologischen Möglichkeiten bzw. Grenzen.

1) Stufenkontakte

Wie von Jia et al. [24] (siehe 2.1.2) gezeigt wurde, entstehen an steilen Substratstufen zwei 90°-Korngrenzen im YBCO-Film. Diese Art der Kontakte hat aufgrund der vergleichsweise einfachen Herstellungsmethode breite Verwendung gefunden [51],[52]. Es lassen sich $I_c R_N$ -Produkte von 0,1mV-5mV bei 4,2K und 0,5mV bei 77K [29] herstellen. Desweiteren ermöglicht dieser Kontakttyp aufgrund seines geringen 1/f-Rauschens die Herstellung sehr empfindlicher SQUID-Sensoren [60]. Diese Kontakte weisen in der Regel jedoch eine sehr inhomogene Stromverteilung auf und die Parameterstreuung ist demzufolge ein großes Problem. Dieses Problem wird dadurch verschärft, daß die Stufenkontakte eine Serienschaltung zweier Josephson-Kontakte mit sehr unterschiedlichen kritischen Strömen sein können [59]. Die Kontakteigenschaften skalieren nur schlecht mit der Brückenbreite, so daß sich der kritische Strom lediglich über den Sauerstoffgehalt der Korngrenze einstellen läßt [29]. Damit ist es jedoch nicht möglich, verschiedene Werte für den kritischen Strom in einer Schaltung von Josephson-Kontakten einzustellen.

2) Biepitaxiale Kontakte

Eine Alternative bieten die Biepitaxialen Kontakte, bei denen eine "Template"-Schicht benutzt wird, um die Orientierung in einem Teil der supraleitenden Films zu ändern. Von Char et al. wurden die Systeme Saphir/MgO/SrTiO₃ [53] und SrTiO₃/MgO/CeO₂ [54] (Substrat/Template/Puffer) untersucht.

Nachteil dieser Methode ist, neben einem sehr komplexen Herstellungsprozeß, daß sich damit nur 45°-Korngrenzen erzeugen lassen, die mit sehr kleinen $I_C R_N$ -Produkten verbunden sind [28] ($I_C R_N = 0,1\text{-}1\text{mV}$ bei 4,2K; $1\text{-}10\mu\text{V}$ bei 77K [54]). In Hinblick auf die Homogenität und die Kontrollierbarkeit bestehen im wesentlichen die gleichen Probleme wie bei den Stufenkontakten.

3) Bikristalle

Setzt man ein Substrat aus zwei Einkristallen unter einem Winkel α zusammen, so entsteht an der Grenzfläche eine Korngrenze, an der sich die Orientierung der a- bzw. b-Achse um den Winkel α ändert. So lassen sich beliebige Fehlorientierungswinkel erzielen und somit auch höhere $I_C R_N$ -Produkte als bei den Biepitaxialen Kontakten ($0,1\text{-}1\text{mV}$ bei 4,2K; $0,01\text{-}0,1\text{mV}$ bei 77K [55], [56]). Die Stromverteilung in den Bikristallen ist wesentlich homogener als in den anderen Korngrenz-Kontakten. Die Bikristall-Kontakte können gut durch das RSJ-Modell beschrieben werden und es lassen sich Parameterstreuungen $< 30\%$ erzielen. Bikristalle sehr guter Qualität sind bereits kommerziell erhältlich, so daß kein komplexes Multilagenwachstum, wie im Fall der Biepitaxialen Kontakte, nötig ist. Nachteil dieses Verfahrens ist, daß große Einschränkungen in der Wahl der Geometrie für integrierte Schaltungen bestehen.

Gemeinsamkeit aller Korngrenz-Kontakte ist, daß sich der kritische Strom nur über die Brückenbreite, bzw. über den Sauerstoffgehalt der Korngrenze einstellen läßt. Josephson-Kontakte mit künstlicher Barriere bieten hingegen den Vorteil, daß sich bei einer gegebenen Geometrie der kritische Strom und der normalleitende Widerstand über einen großen Bereich einstellen läßt.

Die Realisierung von Tunnelkontakten auf YBCO-Basis scheitert an der Herstellung dünner kurzschlußfreier Isolator-Barrieren, da atomare Stufen bereits 1nm Rauigkeit mit sich bringen (siehe Abschnitt 2.2.2.2). Deshalb ist es aussichtsreicher SNS-Kontakte mit einer normalleitenden bzw. halbleitenden Zwischenschicht zu wählen, da durch den Proximity-Effekt eine Kopplung über deutlich größere Abmessungen ($>10\text{nm}$) erreicht werden kann.

2.4.2. Überblick über SNS-Kontakte mit künstlichen Barrieren

Bei der Wahl des Barrierenmaterials für SNS-Kontakte ist zu beachten, daß es zu einer Reaktion zwischen dem Material und YBCO kommen kann. Es gibt beispielsweise nur neun Metalle, deren Oxide eine geringere Bindungsenergie als CuO haben und somit in Kontakt mit YBCO keine Oxidschicht entstehen muß [57]: Ru, Rh, Pd, Ag, Os, Ir, Pt, Au, Hg

Alle anderen Metalle reagieren mit Kupraten wie YBCO und führen zur Bildung eines Metalloxides und einer halbleitenden YBCO-Schicht von einigen nm an der Grenzfläche. In Tabelle 2.1 sind die Oxidschichtdicken für verschiedene Metalle zusammengestellt.

Material	Fe	Al	Ti	In	Bi	Pb	Cu	Si	Ag	Au
Dicke der Oxidschicht	24Å	14Å	10Å	8Å	8Å	4Å	4Å	2Å	-	-

Tab.2.1: Dicke der Oxidschichten zwischen YBCO und verschiedenen Metallen nach [57]

Bei der Wahl des Herstellungsprozesses und der Kontaktgeometrie für SNS-Kontakte ist zu beachten, daß YBCO an der Umgebungsluft mit Feuchtigkeit und CO_2 zu Hydroxyden und Carbonaten reagiert. Demzufolge eignen sich YBCO-Oberflächen, die der Luft oder wässrigen Lösungen ausgesetzt waren, nur sehr schlecht für die Herstellung von SNS-Kontakten. Damit sind alle Prozesse, bei denen die Zwischenschicht nicht insitu aufgebracht wird, sehr kritisch, da die Gefahr besteht, daß eine degradierte YBCO-Schicht an der SN-Grenzfläche entsteht.

2.4.2.1. SNS-Kontakte mit Ag, Au-Barrieren

Die Edelmetalle Ag und Au sind nach den vorangegangenen Überlegungen die einfachsten Metalle, die für die Herstellung von SNS-Kontakten in Frage kommen. Da kein epitaktisches Wachstum der Metalle auf YBCO möglich ist, muß eine Kontaktgeometrie verwendet werden, bei der dies nicht erforderlich ist.

Die einzige Geometrie, bei der beide SN-Grenzflächen "in-situ" hergestellt werden können, wurde von DiIorio et al. [61], bzw. Ono et al. [62] vorgeschlagen. Dabei wird durch gerichtete Deposition von YBCO an einer Substratstufe eine Durchtrennung des supraleitenden Films bewirkt und anschließend durch einen Au-Film verbunden. Auf diese Weise kann im Stufenbereich eine Ankopplung über die ab-Ebenen erreicht werden, ohne den YBCO-Film einem zusätzlichen Strukturierungsschritt auszusetzen.

Diese Kontakte lassen sich gut durch das RSJ-Modell beschreiben, jedoch sind sie durch sehr niedrige normaleitende Widerstände gekennzeichnet, da es einen großen Bereich außerhalb der Stufe gibt, in dem der Quasiteilchen-Strom über die c-Achse fließen kann ($R_N = 0,05\text{-}1\Omega$; $I_C R_N = 0,6\text{mV}$ bei 4,2K). Die Verwendung einer Ag, Au-Legierung als Zwischenschicht führt zu einer Erhöhung des $I_C R_N$ -Produktes auf 1mV bei 4,2K [62]. Durch die Zunahme des Widerstandes nimmt die Kohärenzlänge gegenüber den reinen Metallen ab und das $I_C R_N$ -Produkt fällt mit der Temperatur stärker ab, so daß diese Kontakte nur bis 50K arbeiten.

Eine Erhöhung des normaleitenden Widerstandes um eine Größenordnung (von $0,6\Omega$ auf 6Ω) konnte von Rosenthal et al. [63] dadurch erzielt werden, daß das Gold durch einen weiteren Ätzschritt außerhalb des Stufenbereiches entfernt wurde. Da der kritische Strom nahezu unverändert bleibt, können $I_C R_N$ -Produkte von 7mV bei 4,2K erreicht werden.

Von Dong et al. [64] wurde durch eine Isolatorschicht ein Quasiteilchen-Strom über die c-Achse außerhalb des Stufenbereiches verhindert. Der normaleitende Widerstand konnte dadurch auf den 15 fachen Wert erhöht werden und es wurden $I_C R_N$ -Produkte von 7,8mV bei 4,2K bzw. 0,18mV bei 77K erzielt. Außerdem weisen die Kontakte eine sehr homogene Stromverteilung auf, da nahezu ideale Fraunhofermuster beobachtet wurden [64].

Der normaleitende Widerstand der SNS-Kontakte mit Au (Ag)-Barriere wird nicht durch die Goldschicht, sondern durch den Kontaktwiderstand von $2\text{-}12 \cdot 10^{-8} \Omega\text{cm}^2$ bestimmt. Dieser Widerstand ist mehrere Größenordnungen höher als sich aus der Fehlanpassung der Fermigeschwindigkeiten ergibt [42]. Die genauen Ursachen für den Grenzflächenwiderstand und die Transportmechanismen an der YBCO-Edelmetall-Grenzfläche sind bisher nicht vollständig geklärt. Von Sanders et al. [65] wurden, unabhängig von der Höhe des

Kontaktwiderstandes, Hinweise auf Tunnelprozesse gefunden, die durch magnetische Streuung an isolierten magnetischen Momenten an der YBCO/Ag-Grenzfläche begleitet werden.

Eine Kontrolle des kritischen Stromes und des $I_c R_N$ -Produktes ist bei diesem Kontakttyp nur begrenzt möglich, da die Barrierendicke nicht systematisch geändert werden kann und der normalleitende Widerstand durch die Grenzfläche bestimmt wird.

2.4.2.2. SNS-Kontakte mit epitaktischen Barrieren

Perowskitähnliche Barrierenmaterialien ermöglichen Kontaktgeometrien, bei denen ein epitaktisches Wachstum erforderlich ist. Dazu gehören planare Kontakte aus vollständig in situ hergestellten Dreifachschichten und Rampenkontakte. Da die Kopplung der supraleitenden Elektroden über die ab-Ebenen erfolgen sollte (siehe Abschnitt 2.3.2.1), müssen bei planaren Kontakten a-Achsen orientierte Filme verwendet werden. Rampenkontakte ermöglichen hingegen eine ab-Kopplung an der Kante eines c-Achsen orientierten Films und sind der gebräuchlichste Kontakttyp. Der genaue Einfluß des ex-situ-Prozesses zur Erzeugung der YBCO-Rampe auf die Eigenschaften der SN-Grenzfläche ist bei diesem Kontakttyp jedoch unklar.

Es steht eine große Anzahl epitaktischer Materialien zu Verfügung, die ein größeres Spektrum an Materialeigenschaften eröffnen als die einfachen Metalle. Neben einer geringen Fehlanpassung zwischen dem Barrierenmaterial und YBCO sind noch andere Materialeigenschaften von Bedeutung, da sie Beiträge zum Grenzflächenwiderstand liefern und im Rahmen der SNS-Theorie (siehe Abschnitt 2.3.2.1) zu einer Unterdrückung des $I_c R_N$ -Produktes führen:

- 1) Gute Anpassung der Fermigeschwindigkeiten
- 2) Gute Anpassung der Gitterkonstanten und der thermischen Konstanten
- 3) Chemische Kompatibilität: Keine Interdiffusion und Reaktion an der Grenzfläche

Hohe Grenzflächenwiderstände sind auch deswegen für die Herstellung von SNS-Kontakten von Nachteil, da diese Widerstände in der Regel schwer kontrollierbar sind und stark von kleinen Änderungen des Herstellungsprozesses abhängen. Da sich gewisse Beiträge der Grenzfläche nicht verhindern lassen, ist es vorteilhaft, ein Barrierenmaterial zu verwenden, dessen Widerstand so hoch ist, daß er den entscheidenden Beitrag zum normalleitenden Widerstand liefert. Desweiteren sollte das Barrierenmaterial stabil gegenüber dem YBCO-Herstellungsprozeß sein und möglichst nicht von der Sauerstoffkonzentration abhängen.

Es gibt eine Vielzahl epitaktischer Materialien, die als Barrierenmaterialien in SNS-Kontakten untersucht wurden. An dieser Stelle soll keine vollständige Zusammenstellung folgen, sondern ein Überblick, an Hand dessen die Problematik, ein optimales Material zu finden, erläutert werden soll.

Die Materialien können folgendermaßen klassifiziert werden:

- YBCO-Verwandte: PrBCO, dotiertes YBCO
- Perowskite mit metallischer Leitfähigkeit: z.B. die Ruthenate

Tabelle 2.2 gibt einen Überblick über verschiedene normalleitende Perowskite, im Vergleich mit YBCO.

Material	Gitterparameter [Å]	Parameter des pseudokubischen Gitters [Å]	spez. Widerstand bei 300K [Ωcm]	magnetische Eigenschaften	Zitat
Kristallstruktur					
YBa ₂ Cu ₃ O ₇	a = 3,82 b = 3,89 c = 11,68	a' = 3,82 b' = 3,89 c' = 3,89	$\rho_{ab} = 1 \cdot 10^{-4}$ $\rho_c = 5 \cdot 10^{-3}$	Pauli-Paramagnetismus	[8] [9]
Orthorhombisch					
Y _{0,7} Ca _{0,3} Ba ₂ Cu ₃ O ₇	a = 3,82 b = 3,89 c = 11,7	a' = 3,82 b' = 3,89 c' = 3,9	$\rho_{ab} = 3 \cdot 10^{-4}$	Pauli-Paramagnetismus	[67], [86]
Orthorhombisch					
YBa ₂ Cu _{2,79} Co _{0,21} O ₇	a = 3,87 b = 3,89 c = 11,7	a' = 3,82 b' = 3,89 c' = 3,9	$\rho_{ab} = 9 \cdot 10^{-4}$	Pauli-Paramagnetismus	[67], [85]
Orthorhombisch					
PrBa ₂ Cu ₃ O ₇	a = 3,87 b = 3,92 c = 11,66	a' = 3,87 b' = 3,92 c' = 3,88	$\rho_{ab} = 10$ $\rho_c = 100$ & halbleitend	Antiferromagnetisch	[58] [66]
Orthorhombisch					
SrRuO ₃	a = 5,53 b = 5,57 c = 7,85	a' = 3,91 b' = 3,93 c' = 3,93	$3 \cdot 10^{-4}$	Ferromagnetisch unterhalb 150K	[1], [68] [71]
Orthorhombisch					
Sr ₂ RuO ₄	a = b = 3,87 c = 12,74		$\rho_{ab} = 1 \cdot 10^{-4}$ $\rho_c = 3 \cdot 10^{-2}$ & nicht metallisch	Pauli-Paramagnetismus	[2], [68] [69]
Tetragonal					
CaRuO ₃	a = 5,36 b = 5,53 c = 7,67	a' = 3,79 b' = 3,91 c' = 3,84	$2,5 \cdot 10^{-4}$	Antiferromagnetisch (T _N = 110K)	[3], [68] [70] [71]
Orthorhombisch					

Tab.2.2: Beispiele normalleitender Perowskite im Vergleich mit YBCO. Obere Hälfte: YBCO-Verwandte Materialien, Untere Hälfte: metallische Perowskite (Ruthenate)

YBCO-Verwandte Materialien:

In YBCO und anderen perowskit-ähnlichen Supraleitern findet mit abnehmender Ladungsträgerkonzentration ein Metall-Supraleiter-Isolator-Übergang statt. Bei einer bestimmten Ladungsträgerkonzentration hat YBCO die optimalen supraleitenden Eigenschaften. Durch Änderung der Sauerstoffkonzentration (siehe 2.1.1.) oder durch entsprechende Substitutionen ändert sich die Ladungsträgerkonzentration und es kommt zu einer T_c-Erniedrigung. Wird die Ladungsträgerkonzentration weiter reduziert, so geht YBCO in einen antiferromagnetischen Isolator bzw. einen Halbleiter über, bei dem der Ladungstransport über "Variable Range Hopping" (VRH) erfolgt. Eine Überdotierung von YBCO bis zu einem Metall, das keinen supraleitenden Übergang zeigt, ist jedoch nicht möglich.

PrBa₂Cu₃O_{7-δ}

Ersetzt man Y teilweise durch Pr, so wird die Übergangstemperatur unterdrückt und man erhält mit PrBa₂Cu₃O_{7-δ} (PrBCO) schließlich eine halbleitende Verbindung, die nicht supraleitend wird [73]. Der Effekt kann nicht allein über eine Veränderung der Ladungsträgerkonzentration erklärt werden, da auch die magnetische Paarbrechung einen möglichen Beitrag zu der Unterdrückung der Supraleitung leistet [76].

PrBa₂Cu₃O_{7-δ} bietet sich als einzige nicht-supraleitende Verbindung des Systems ReBa₂Cu₃O_{7-δ} (Re: Seltene Erde) für die Herstellung von SNS-Kontakten an, da der spezifische Widerstand mit 10 Ωcm (300K) sehr hoch ist. PrBCO und Y_xPr_{1-x}Ba₂Cu₃O_{7-δ}

wird von zahlreichen Gruppen als Barrierenmaterial verwendet (z.B. [48],[73],[74],[47]). Es werden normalleitende Widerstände von $1\text{-}10\Omega$ erreicht, die nicht durch die SN-Grenzfläche sondern über die Barrierendicke bestimmt und somit $I_C R_N$ -Produkte im Bereich von 10mV bei $4,2\text{K}$ erzielt werden [75] (siehe Tabelle 2.3).

Während von Faley et al. [75] über den gesamten Temperaturbereich ein metallischer Verlauf des normalleitenden Widerstandes beobachtet wird, wurde von anderen Gruppen bei tiefen Temperaturen ein Übergang zu einem Transport durch resonantes Tunneln über lokalisierte Zentren beobachtet [79], [80]. Eine mögliche Erklärung für die Überlagerung dieser beiden Transportmechanismen ist, daß die CuO -Ketten einen metallischen Beitrag zum Ladungstransport liefern, der von der Sauerstoffbeladung der Filme abhängt [78], der Ladungstransport in den CuO_2 -Ebenen hingegen über lokalisierte Zustände in Form von Sauerstoffhohlräumen und Defekten erfolgt [77].

Da lokalisierte Zustände in der Barriere eine mögliche Quelle für $1/f$ -Rauschen in den Kontakten darstellen [81], [82], sollte bei hohen Anforderungen an die Rauscharmut ein mit YBCO verwandtes Material verwendet werden, das sich innerhalb des metallischen Bereiches des Metall-Isolator-Übergangs befindet und somit eine direkte Leitfähigkeit besitzt.

Dotiertes YBCO mit reduziertem T_c

Von Char et al. wurde die ladungsträgerreiche Dotierung $\text{Y}_{0,7}\text{Ca}_{0,3}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7,8}$ [67], [86] und die ladungsträgerarme Dotierung $\text{YBa}_2\text{Cu}_{2,79}\text{Co}_{0,21}\text{O}_{7,8}$, [67], [85] untersucht.

Bei diesem System wurden sehr geringe Grenzflächenwiderstände in der Größenordnung von $10^{-10}\Omega\text{cm}^2$ erzielt, so daß der normalleitende Widerstand durch das Barrierenmaterial bestimmt wird und eine metallische Temperaturabhängigkeit zeigt. Die Kontakte lassen sich sehr gut durch das RSJ-Modell beschreiben und die Magnetfeldabhängigkeit des kritischen Stromes weist gerade bei Co-dotierten YBCO auf eine vergleichbar homogene Stromverteilung hin. Die Kontakte lassen sich außerdem gut mit klassischen Proximity-Effekt-Modellen beschreiben und es wurden Hinweise auf Andreev-Reflexion gefunden.

Die Problematik bei diesen Barrierenmaterialien besteht jedoch darin, daß die normalleitenden Widerstände bei üblichen Kontaktdimensionen im $\text{m}\Omega$ -Bereich liegen und bei Kohärenzlängen von ca. 10nm (siehe Tabelle 2.3) nicht sehr große Barrierendicken verwendet werden können. Bei Ca-dotiertem YBCO ist der kritische Strom bei 40nm so weit unterdrückt, daß die Kontakte nicht bei 77K arbeiten. Bei Co-dotiertem YBCO tritt dies schon bei ca. 20nm ein.

Bei den Ca-dotierten YBCO-Barrieren besteht außerdem das Problem, daß die Kontakteigenschaften stark von der Sauerstoffkonzentration abhängen und lokale Abweichungen von der Filmstöchiometrie auftreten [86].

Pseudokubische Perowskite mit metallischer Leitfähigkeit

Beispiele für Perowskite mit metallischer Leitfähigkeit sind die Oxoruthenate CaRuO_3 , SrRuO_3 und Sr_2RuO_4 (siehe Tabelle 2.2). Von Char et al. wurde CaRuO_3 [83] als Barrierenmaterial untersucht. Neben einer sehr hohen Parameterstreuung zeigen die U-I-Kennlinien starke Abweichungen vom RSJ-Modell. Von Antognazza et al. [84] wurde das ferromagnetische SrRuO_3 als Barrierenmaterial verwendet. Es wurden im wesentlichen ähnliche Ergebnisse wie mit CaRuO_3 erzielt, mit dem Unterschied, daß bei Barrierendicken oberhalb 25nm möglicherweise aufgrund magnetischer Paarbrechung (siehe 2.3.2.3) kein Cooperpaarstrom mehr existiert. Die erzielten $I_C R_N$ -Produkte entsprechen bei 77K (bzw. 70K) in etwa den Werten, die mit den dotierten YBCO-Materialien erzielt wurden (siehe Tabelle 2.3).

Material	$I_C R_N$	R_N	$R_B [\Omega \text{cm}^2]$	ξ_n	Zitat
PrBCO	10mV (4,2K) 0,3mV (77K)	0,1-10 Ω	10^{-8} - 10^{-7}	40-60Å	[75],[48]
$\text{Y}_{0,7}\text{Ca}_{0,3}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$	100 μV (77K)	20-50m Ω	$4 \cdot 10^{-10}$	100Å	[86]
$\text{YBa}_2\text{Cu}_{2,79}\text{Co}_{0,21}\text{O}_{7-\delta}$	15 μV (70K)	80-400m Ω	$1 \cdot 10^{-9}$	70Å	[85]
CaRuO ₃	10mV (4,2K) 60 μV (77K)	0,3 Ω	$1 \cdot 10^{-8}$	44Å	[83]
SrRuO ₃	1mV (4,2K) 18 μV (77K)	3 Ω	$1 \cdot 10^{-8}$	62Å	[84]

Tab.2.3: Vergleich der Kontakteigenschaften der verschiedenen Barrierenmaterialien; die Ergebnisse für PrBCO sind lediglich eine Auswahl aus den Ergebnissen zahlreichen Gruppen

Die normalleitenden Widerstände sind, ähnlich wie bei den Kontakten mit Au-Zwischenschichten, höher als von der Leitfähigkeit des Barrierenmaterials erwarten werden kann und werden auf einen Grenzflächenwiderstand von $R_B = 1 \cdot 10^{-8} \Omega \text{cm}^2$ zurückgeführt. Es lassen sich bei üblichen Kontaktflächen normalleitende Widerstände von 0,3 Ω -3 Ω erzielen.

Die Ursachen für den Grenzflächenwiderstand bei diesen Materialien sind nach wie vor unklar und die Transportmechanismen durch diese Grenzfläche unbekannt. Von Char et al. [67] werden die Unterschiede in den thermischen Ausdehnungskoeffizienten und die daraus resultierenden Spannungen als mögliche Ursache für den Grenzflächenwiderstand vorgeschlagen.

2.4.3. Motivation , Aussicht

Der Überblick über die verschiedenen Barrierenmaterialien hat gezeigt, daß SNS-Kontakte mit metallischer Barriere entweder sehr niedrige normalleitende Widerstände haben, wie im Fall von Co- und Ca-dotiertem YBCO, oder der normalleitende Widerstand durch die SN-Grenzfläche bestimmt wird, wie im Fall von Au und den Ruthenaten. PrBCO-Barrieren ermöglichen hingegen hohe normalleitende Widerstände, die über die Barrierendicken kontrolliert werden können, jedoch stellen lokalisierte Zustände in den Barrieren mögliche Rauschquellen dar.

SNS-Kontakte mit Au- und Ruthenatbarrieren sind somit nach wie vor auch für technische Anwendungen von Interesse, da die hohen Grenzflächenwiderstände die Möglichkeit bieten, normalleitende Widerstände im Ω -Bereich und $I_C R_N$ -Produkte im mV-Bereich (bei 4,2K) zu erreichen. Andererseits ist die Ausbildung einer hochohmigen Grenzfläche häufig mit einer hohen Parameterstreuung der SNS-Kontakte verbunden. Grundlage für eine bessere Kontrolle der SN-Grenzfläche ist die Kenntnis möglicher Ursachen für die Entstehung hochohmiger Bereiche und der Transportmechanismen in der SN-Grenzfläche.

Schwerpunkt dieser Arbeit ist die Untersuchung dieser Fragestellung in SNS-Kontakten mit Ruthenat-Barrieren. Der Vorteil dieser Metalle gegenüber den YBCO-Verwandten-Materialien ist, daß sie eine einfache Struktur und eine sehr stabile Ru^{4+} -Konfiguration haben und somit

nicht die Problematik besteht, daß sich in Abhängigkeit von den Prozeßbedingungen in den Kontakten andere Sauerstoffkonfigurationen ergeben. Da der spezifische Widerstand der Ruthenate 2 Größenordnungen höher als der von Au ist, ist eine bessere Anpassung der Fermi-Geschwindigkeiten zu YBCO (siehe 2.3.2.1) und somit ein geringerer Grenzflächenwiderstand zu erwarten.

Neben materialspezifischen Ursachen, kann der Grenzflächenwiderstand auch Ursachen haben, die durch ex-situ-Prozeßschritte bedingt sind. Deshalb wird im Rahmen dieser Arbeit ein Vergleich zwischen Rampen-Kontakten, bei denen die YBCO-Rampen mit verschiedenen Ätzmethoden erzeugt werden und planaren Kontakten mit vollständig in situ hergestellten Grenzflächen angestrebt.

Da die Kopplung der supraleitenden Elektroden über die ab-Ebenen erfolgen sollte, wird zunächst der Ansatz planarer Kontakte mit a-Achsen orientierten Multilagen verfolgt. Die Untersuchung dieser Herstellungs-Methode erfolgt an a-Achsen orientierten YBCO-PrBCO-Multilagen.

Als Alternative dazu wird die Möglichkeit einer Proximity-Kopplung in c-Achsen orientierten Multilagen untersucht. Dazu wird am Beispiel der YBCO-Au-Grenzflächen eine mögliche Proximity-Kopplung an der Oberfläche eines c-Achsen orientierten Filmes untersucht.

3. Herstellung und Charakterisierung dünner Filme und Multilagen

3.1. Die Sputteranlage

3.1.1. Sputtern in "off-axis"- Geometrie

Im Rahmen dieser Arbeit erfolgte die Filmherstellung mit Hilfe der Kathodenzerstäubung (Sputtern). Einen Überblick über das Verfahren findet sich in der Literatur beispielsweise bei [87] oder [88]. Beim Sputtern von YBCO ist es notwendig, dem Sputtergas Sauerstoff hinzuzufügen, da sonst keine ausreichende Oxidation des aufwachsenden Films gewährleistet ist. Die Zugabe von O_2 hat jedoch zur Folge, daß O^- -Ionen vorhanden sind, die in Richtung des Substrates beschleunigt werden und dort zu einer Zerstörung des aufwachsenden Films führen.

Dieses Problem läßt sich lösen, indem der Druck in der Anlage so weit erhöht wird, daß eine Thermalisierung der O^- -Ionen vor dem Auftreffen auf dem Substrat erreicht wird [18]. Eine weitere Möglichkeit, den Beschuß des Substrats mit negativen Ionen zu verhindern, besteht darin, das Substrat aus der Flugrichtung der Ionen zu entfernen, indem es um 90° gegen die Kathode verdreht wird (siehe Abb. 3.1) ("off-axis"-Sputtern). Ein solches Verfahren ist mit einer sehr niedrigen Sputterrate verbunden, da nur ein Bruchteil abgesputterten Materials in die Richtung des Substrates gelangt.

Die Depositionsrate läßt sich dadurch erhöhen, daß unterhalb des Targets ein Magnet befestigt wird (Magnetron-Sputtern), der die Ionen auf eine Kreisbahn zwingt und somit eine Erhöhung der Ionendichte in der Nähe der Targetoberfläche bewirkt.

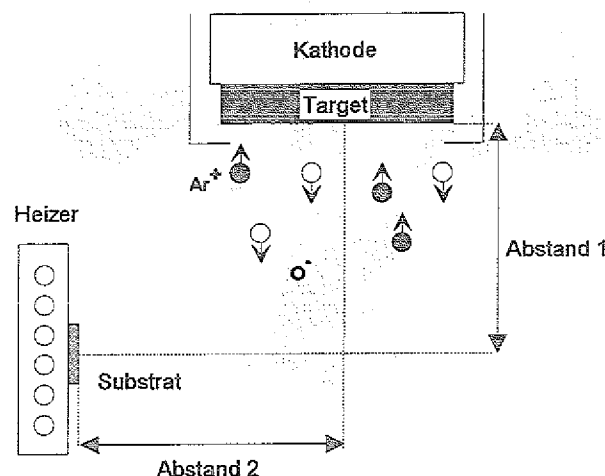


Abb.3.1: Geometrie des off-axis-Sputtern

3.1.2. Aufbau der Mehrkopfsputteranlage

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Mehrkopfsputteranlage zur Abscheidung von Multilagen für die Herstellung von SNS-Kontakten aufgebaut. In Abbildung 3.2 ist der Aufbau der Sputteranlage schematisch dargestellt, der die in-situ Deposition dreier verschiedener Materialien durch "off-axis"-Sputtern ermöglicht. Als Kathoden dienen Magnetron-Kanonen, die für YBCO und die jeweiligen Barrierenmaterialien im rf-Betrieb genutzt werden. Die Metalle Silber bzw. Gold werden im Gleichstrombetrieb abgeschieden. Die Befestigung von Shutttern an jeder Kanone verhindert die Beschichtung der ungenutzten Kanonen während des Sputterprozesses.

Als Kammer dient ein CF 150 Doppelkreuzstück, das mit einem Turbomolekularpumpstand als Pumpsystem ausgerüstet ist. Damit kann die Kammer bis zu einem Hintergrunddruck von ungefähr $1 \cdot 10^{-5}$ mbar abgepumpt werden. Während des Sputterprozesses kann die Turbomolekularpumpe über das darüberliegende Schieberventil gedrosselt werden.

Als Substratheizer dient ein Widerstandsheizer, der von K. Schmidt (KFA-ZAT) für den Betrieb bei hohen Temperaturen und hohen Sauerstoffdruck entwickelt wurde. Die Kontrolle der Heizertemperatur erfolgt über einen Eurotherm-Temperaturregler zusammen mit 2 Thermoelementen, die in den Heizer eingelötet sind.

Um die thermische Ankopplung der schlecht leitenden Substrate an den Heizer zu gewährleisten, werden sie mit Leitsilber aufgeklebt. Die Substrattemperatur liegt mit dieser Methode ca. 50°C unter der des Heizers und hängt von den Strahlungseigenschaften des bereits abgeschiedenen Films ab.

Das Sputtergas, ein Ar-O_2 -Gemisch, wird über einen Durchflußregler kontrolliert und oberhalb des Substrates eingelassen.

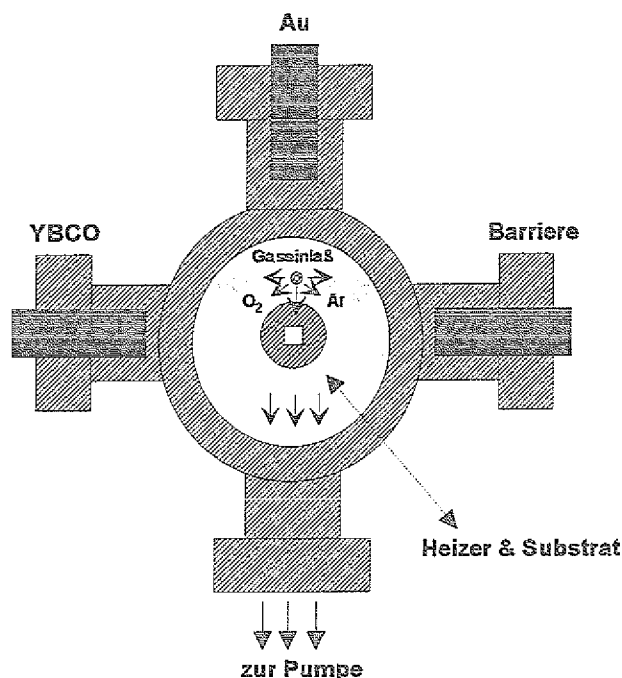


Abb.3.2: Schematischer Aufbau der Sputteranlage

3.2. Herstellung dünner $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ -Filme

Die Untersuchung des Wachstums dünner YBCO-Filme, die durch off-axis-Sputtern hergestellt wurden, ist bereits von zahlreichen Gruppen beschrieben worden (z.B. [89], [90]) und war nicht Gegenstand dieser Arbeit. Im Rahmen dieser Arbeit stand die Optimierung der dünnen YBCO-Filme entsprechend der Anforderungen, die für die Herstellung von SNS-Kontakten bestanden, im Vordergrund. So sollte neben den guten supraleitenden Eigenschaften der YBCO-Filme deren Kristallqualität ein epitaktisches Wachstum weiterer Schichten ermöglichen.

Desweiteren ist die Oberflächenrauigkeit der Filme für die Eigenschaften der SNS-Kontakte von zentraler Bedeutung, da eine glatte ausscheidungs freie Oberfläche Grundlage für das Aufwachsen kurzschlußfreier Barrieren ist (siehe auch 2.1.2.2). Außerdem behindert nichtstöchiometrisches Material die Proximity-Kopplung an der SN-Grenzfläche.

3.2.1. Der Herstellungsprozeß

Die Substrate werden mit Leitsilber auf den Heizer aufgeklebt und zunächst außerhalb der Kammer auf mindestens 100°C hochgeheizt, damit sich das Lösungsmittel nicht in der Kammer oder auf den Targets niederschlägt. Vor dem Sputterprozeß wird die Kammer auf $1 \cdot 10^{-4}$ mbar abgepumpt und dann für ca. 30min vorgesputtert.

In Tabelle 3.1 sind die Standardbedingungen für die Herstellung c-Achsen orientierter YBCO-Filme zusammengestellt. In diesem Parameterbereich ergeben sich Sputterraten von 0,5-1nm/min.

Die Parameter wurden zur Optimierung der Filmeigenschaften um wenige Prozent geändert. Die Veränderung der Targetoberfläche mit der Zeit macht ein ständiges Nachregeln der Parameter erforderlich. Bei Verwendung eines neuen Targets veränderten sich die Parameter so, daß in der Regel eine neue Optimierung nötig war und sich erst nach einigen Sputterzyklen stabile Bedingungen ergaben.

Die optimale Substrattemperatur variiert für die verschiedenen Substratmaterialien (LaAlO_3 , SrTiO_3 , NdGaO_3) um $10\text{-}20^\circ\text{C}$.

Die Sauerstoffbeladeprozedur für einfache YBCO-Filme ist, wie auch von Gao [91] für einen off-axis-Sputterprozeß beschrieben wurde, sehr unkritisch. Deshalb wurde die Kammer standardmäßig oberhalb des Phasenübergangs orthorhombisch-tetragonal ($T \approx 600^\circ\text{C}$) (siehe auch 2.1.2.1) mit 1 Atmosphäre Sauerstoff geflutet.

Druck/Durchfluß		rf-Leistung	100 W
Verhältnis Ar:O ₂	2:1	DC-bias	-40V - -80V
Ar-Durchfluß	68 SCCM	Abstand 1 (siehe Abb.3.1)	3-4 cm
O ₂ -Durchfluß	34 SCCM	Abstand 2 (siehe Abb.3.1)	3-4 cm
Gesamtdruck	0.2 mbar	Heizertemperatur	780°C-820°C

Tab.3.1: Standard Herstellungsparameter für c-Achsen orientierte YBCO-Filme

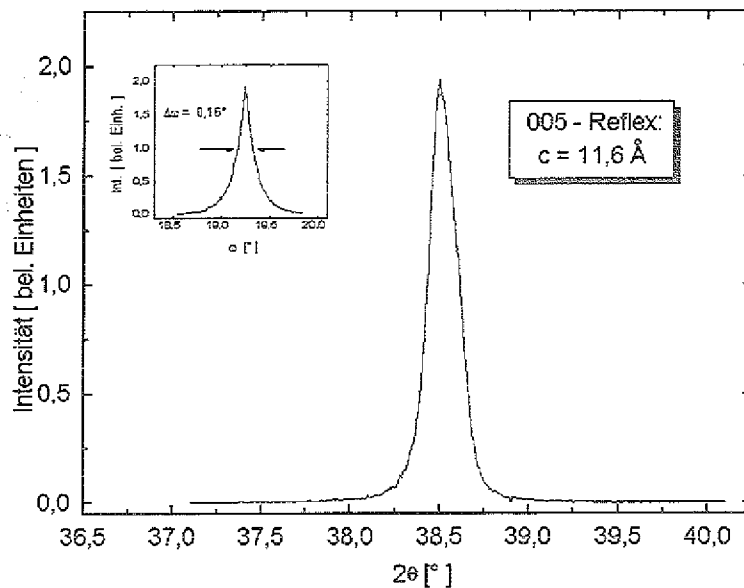


Abb.3.3: Röntgendiffraktogramm eines YBCO-Films im Bereich des 005-Reflexes; *Inset*: Rockingkurve des 005-Reflexes.

3.2.2. Die Eigenschaften dünner YBCO-Filme

Die Kristallstruktur

In Abbildung 3.3 ist der (005)-Reflex des Röntgendiffraktogrammes eines YBCO-Films auf SrTiO_3 und die Rockingkurve des Reflexes (siehe Inset) zu sehen. Der Film besitzt eine gute Kristallqualität, da die Halbwertsbreite der Rockingkurve $0,16^\circ$ beträgt.

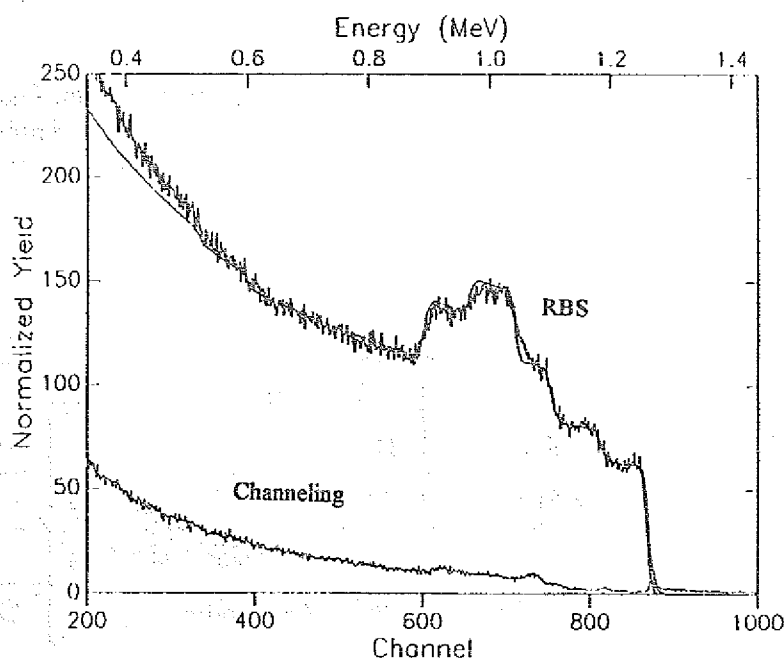


Abb.3.4: RBS- und Channeling-Spektren eines YBCO-Films auf SrTiO_3 ; glatte Kurve: Simulation.

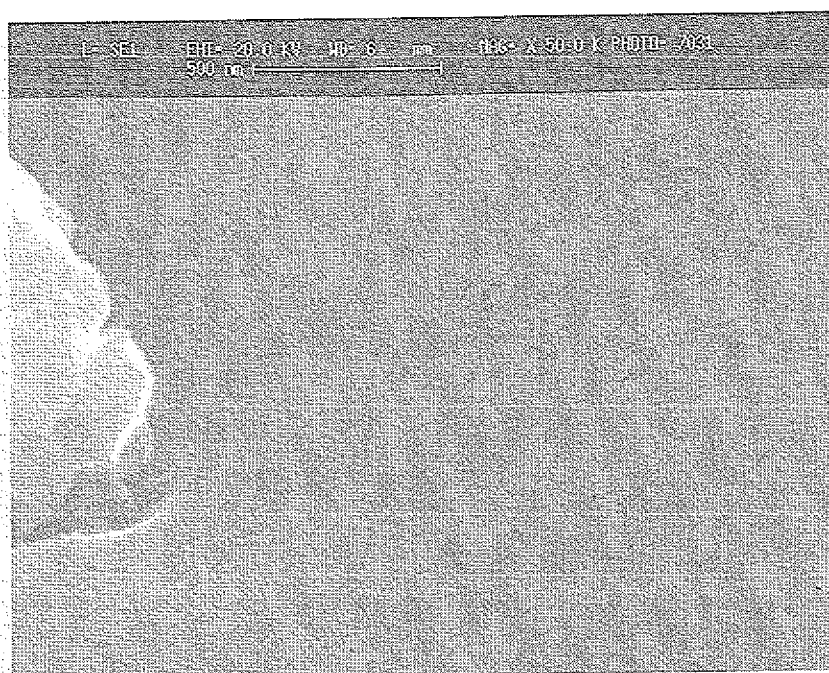


Abb.3.5: REM-Aufnahme einer YBCO-Oberfläche auf SrTiO_3

Die Orientierung der Filme ist $c \perp$ zur Substratoberfläche und es konnten keine a-Achsen orientierten Bereiche nachgewiesen werden. Aus der Lage des (005)-Reflexes ergibt sich für die Länge der c-Achse $11,6 \text{ \AA}$, was nach [8] einem Sauerstoffgehalt von ca. 7 entspricht. Rutherford-Rückstreuraten von 1% "minimum yield" (Definition siehe z.B. [93]) (Abb.3.4) bestätigen das nahezu einkristalline Wachstum der Filme.

Oberflächeneigenschaften

In Abbildung 3.5 ist die Raster-Elektronen-Mikroskop-(REM)-Aufnahme der Oberfläche eines YBCO-Films zu sehen. In der linken Ecke ist ein Partikel -wahrscheinlich CuO - zu sehen, der zur Fokussierung ausgewählt wurde; ansonsten ist die Oberfläche weitgehend ausscheidungsfrei. Die Morphologie des Films ist mit dieser Untersuchungsmethode nicht zu erkennen, so daß keine Aussagen über die Oberflächenrauigkeit gemacht werden können.

Die Mikrostruktur

Die Untersuchung der Mikrostruktur erfolgte durch Transmissions-Elektronen-Mikroskopie (TEM) im Institut für Mikrostrukturforschung des IFF durch Herrn C.L. Jia. Informationen über die Untersuchungsmethode und die Proben-Präparation finden sich z.B. in seiner Dissertation [92]. In den untersuchten YBCO Filmen wurde reines c-Achsen orientiertes Wachstum gefunden, doch fällt eine hohe Dichte von Wachstumsinseln auf (siehe Kapitel 2.1.2.2). Der mittlere Abstand der Wachstumsinseln, die durch Antiphasengrenzen voneinander getrennt sind, beträgt 100nm - 200nm . In der TEM-Aufnahme in Abbildung 3.6 ist eine Wachstumsinsel mit einem Durchmesser von 200nm zu erkennen. An den Antiphasengrenzen (mit Pfeilen gekennzeichnet), sind häufig Y_2O_3 -Einschlüsse zu finden. Dies ist ein Hinweis darauf, daß in dem verwendeten Sputterregime ein leichter Y-Überschuß vorliegt [94]. Aus der Morphologie der Filme resultiert eine Oberflächenrauigkeit von $3\text{-}5\text{nm}$.

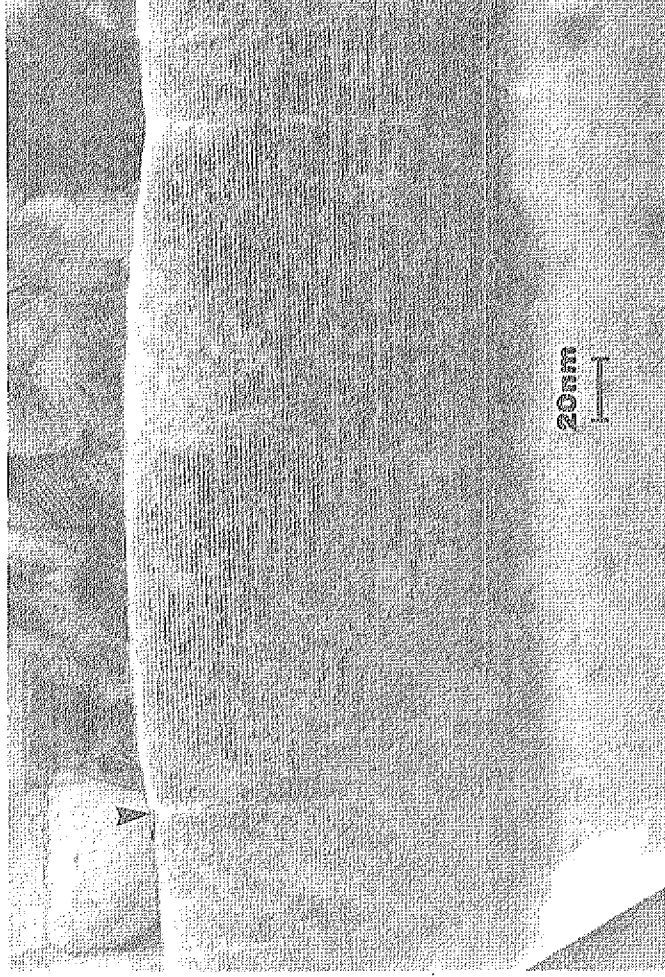


Abb.3.6: TEM-Aufnahme eines YBCO-Filmes entlang der $[100]$ -Richtung mit Au-Bedeckung

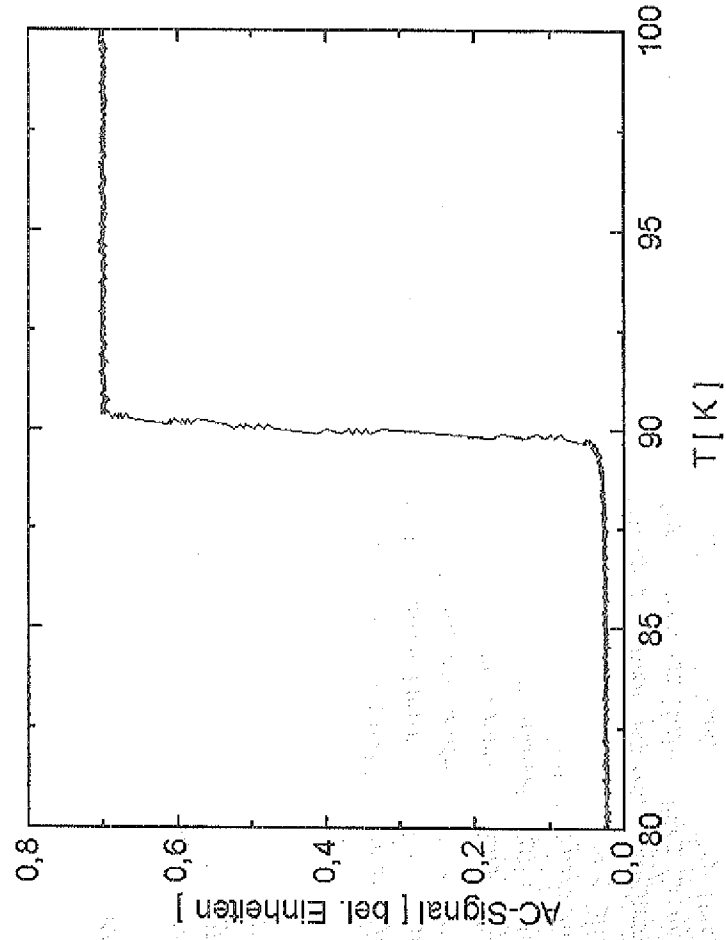


Abb.3.7: Induktives Abschirm-Signal eines YBCO-Films. $T_c = 90$ K

Die Supraleitenden Eigenschaften

Durch eine Optimierung der Abscheidungsparameter konnten Filme mit einem T_c von 90K erzielt werden, wie in Abb.3.7 an dem induktiv bestimmten magnetischen Abschirm-Signal zu sehen ist. Die kritischen Ströme der Filme, die an strukturierten Brücken (siehe Kapitel 4) durch 4 Punkt-Messungen ermittelt wurden, waren typischerweise $1-5 \cdot 10^6 \text{ A/cm}^2$.

Üblicherweise hatten die YBCO-Filme mit guter Kristallqualität jedoch lediglich Übergangstemperaturen zwischen 85K-90K. Dies ist konsistent mit den Beobachtungen anderer Arbeitsgruppen [94], daß Y-reiche Filme im Gegensatz zu Cu-reichen Filmen zwar glatte Oberflächen und höhere kritische Ströme aufweisen, aber ein niedrigeres T_c als die Cu-reichen Filme haben.

Da eine geringe Oberflächenrauigkeit ein Schwerpunkt bei der Optimierung der YBCO Filme war, konnten die Filme nicht in einem Cu-reichen Regime abgeschieden werden, in dem die Herstellungsbedingungen stabil in Bezug auf die Übergangstemperatur sind, aber viele CuO-Ausscheidungen entstehen. Deshalb hängt die Übergangstemperatur der Filme sehr empfindlich von kleinen Prozeßänderungen ab.

Die Oberflächen waren aber zuverlässig nahezu frei von Ausscheidungen, so daß die Rauigkeit der Filme von 3-5nm durch YBCO-Inselwachstum bestimmt wird.

3.3. Herstellung dünner $\text{Sr}(\text{Ca})\text{RuO}_3$ -Filme

Ursprüngliches Ziel dieser Arbeit war die Herstellung dünner Sr_2RuO_4 -Filme, da bei dieser Struktur keine ferromagnetische Ordnung auftritt. Die Versuche dünne Filme dieser Phase herzustellen, scheiterten daran, daß stets die wesentlich stabilere ferromagnetische Phase SrRuO_3 gebildet wurde. Diese Problematik wurde auch von anderen Arbeitsgruppen beobachtet [98] und bis jetzt gibt es keine Veröffentlichungen über die erfolgreiche Herstellung dünner Sr_2RuO_4 -Filme. Im Rahmen dieser Arbeit wurden deshalb die Perowskite SrRuO_3 und CaRuO_3 untersucht.

Neben der Kristallqualität sind die elektrischen und magnetischen Eigenschaften der Filme zu untersuchen, da sie großen Einfluß auf die Eigenschaften der SNS-Kontakte haben können.

3.3.1. Die Struktur und ihre Eigenschaften

In Abbildung 3.8 ist die Struktur der metallischen Perowskite SrRuO_3 bzw. CaRuO_3 zu sehen. Das zentrale Metallion (Ca bzw. Sr) ist von RuO_6 Oktaedern umgeben, die sich an den Ecken berühren und sich dort ein Sauerstoffatom teilen. Der vierwertige Ruthenium-Ionenrumpf befindet sich in beiden Verbindungen in der sehr stabilen $4d^3$ Konfiguration [95].

Die Sauerstoffkonfiguration ist demzufolge sehr stabil, so daß es nur bei CaRuO_{3-x} zur Bildung von Phasen mit $x \neq 0$ kommen kann [96].

Um die metallische Leitfähigkeit der Struktur zu verstehen, muß der Einfluß des Kristallfeldes auf die Ru-Ionen in Betracht gezogen werden. So

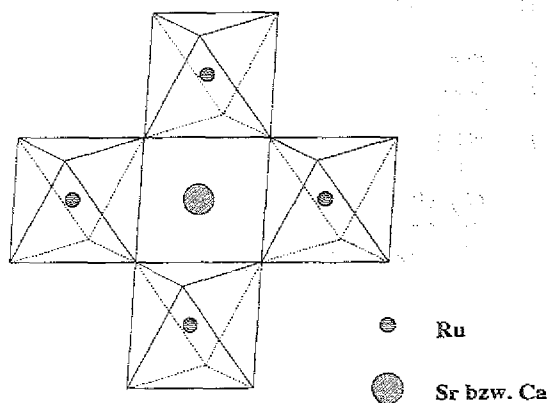


Abb.3.8: Struktur von SrRuO_3 bzw. CaRuO_3 nach [68]

spaltet sich das d-Orbital der Ru-Ionen im kubischen Feld der Sauerstoff-Oktäeder in ein höherenergetisches e_g Dublett, bei dem die Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Elektronen in Richtung der negativ geladenen Sauerstoffliganden sehr groß ist, und ein t_{2g} Triplett auf, bei dem die maximale Aufenthaltswahrscheinlichkeit zwischen den Liganden liegt und das somit energetisch günstiger ist. Durch die Bindung zwischen dem p-Orbital des Sauerstoffs und den t_{2g} bzw. e_g -Zuständen des Ru-Kations entsteht ein π -Band und ein antibindendes π^* -Band. Da das π^* -Band nur teilweise gefüllt ist, kommt es zu einer metallischen Leitfähigkeit [68].

Während CaRuO_3 antiferromagnetisch ist, weist SrRuO_3 unterhalb 160K eine ferromagnetische Ordnung auf [68]. Unter Berücksichtigung der metallischen Leitfähigkeit liegt in den beiden Strukturen eher eine Band- als eine lokalisierte Elektronenmagnetisierung vor [70]. In dieser Beschreibung kommt es in SrRuO_3 aufgrund des im Vergleich zu CaRuO_3 breiteren 4d-Bandes zu einer ferromagnetischen Kopplung.

Die Herstellung der SrRuO_3 und CaRuO_3 Sintertargets erfolgte in Zusammenarbeit mit Frau Dr. Xu und Herrn Ata-Allah, bzw. der Firma "HITEC Materials". Ein großes Problem besteht darin, daß die Sinter Temperatur nicht sehr hoch gewählt werden kann, weil sich die Struktur oberhalb 1200°C zersetzt [96] und dann, da RuO leicht flüchtig ist [97], die richtige Targetstöchiometrie nicht mehr gewährleistet wäre. Demzufolge sind die Targets nicht sehr dicht gesintert und zeigen eine große Neigung zur Rissbildung durch thermische Spannungen während des Sputterns.

3.3.2. Eigenschaften dünner SrRuO_3 -Filme

3.3.2.1. Herstellung und Charakterisierung

Bei der Herstellung dünner SrRuO_3 Filme stand im Vordergrund, ein Verfahren zu finden, das kompatibel mit dem Abscheidungsprozeß für YBCO ist.

In Tabelle 3.2 sind die Standardparameter für die Deposition von SrRuO_3 zusammengestellt. Der Gasdurchfluß entspricht dem Wert, der bei der Deposition von YBCO verwendet wird, um die Herstellung von Multilagen zu erleichtern. Die Substrattemperatur wurde so niedrig wie möglich gewählt, um Diffusionsprozesse bei der Multilagenherstellung zu minimieren. Die Leistung wurde auf 80W (100W bei YBCO) reduziert, um der Entstehung von Rissen in dem porösen Target vorzubeugen.

Mit der Wahl der Parameter nach Tabelle 3.2 ergibt sich eine Sputterrate von ca. 0,6nm/min.

Verhältnis Ar:O ₂	2:1	Abstände	siehe Tabelle 3.1
Ar-Durchfluß	68 SCCM	rf-Leistung	80 W
O ₂ -Durchfluß	34 SCCM	DC-bias	-140 - -180V
Gesamtdruck	0.2 mbar	Heizertemperatur	680°C-780°C

Tab.3.2: Standardparameter für die Deposition von SrRuO_3

Die Kristallstruktur

In Abbildung 3.9 ist ein Ausschnitt des Röntgendiffraktogrammes eines SrRuO_3 -Films auf einem (100)-orientierten SrTiO_3 -Substrat zu sehen. Aus dem (002)-Reflex ergibt sich 3,97 Å

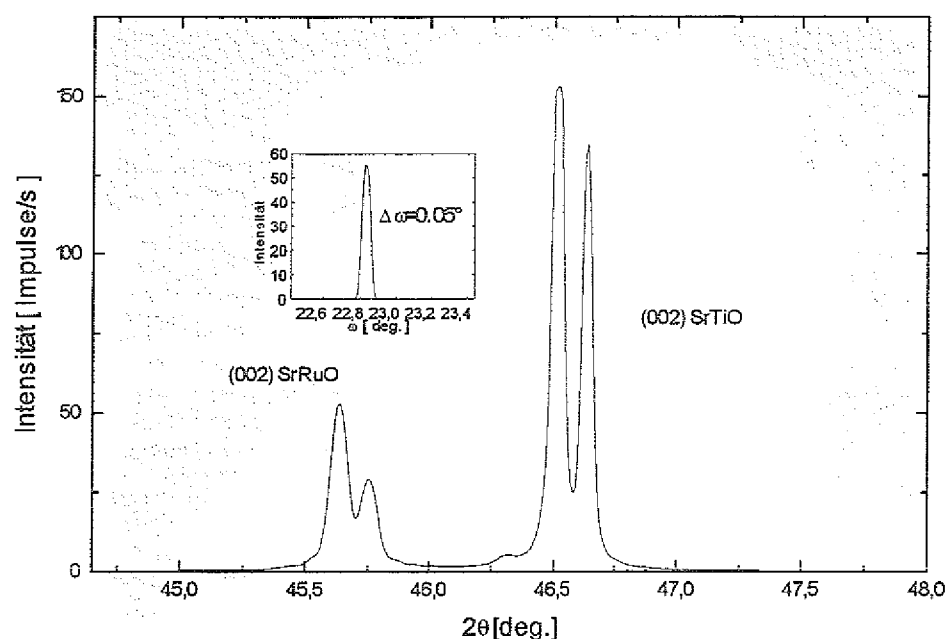


Abb.3.9: Röntgendiffraktogramm von SrRuO_3 auf SrTiO_3 (100); *Inset*: Rockingkurve des SrRuO_3 -002-Reflexes.

als Gitterkonstante des pseudokubischen Gitters. Die Halbwertsbreite der Rockingkurve des (002)-Reflexes beträgt $0,05^\circ$, was nahe der Auflösung der Apparatur liegt und die gute Kristallqualität des Films beweist. Rutherford-Rückstreuraten von 3% "minimum yield" bestätigen das nahezu einkristalline Wachstum der Filme (Abb.3.10) und die richtige Stöchiometrie. Ähnliche Ergebnisse wurden auch von anderen Gruppen erzielt ([99], [100]).

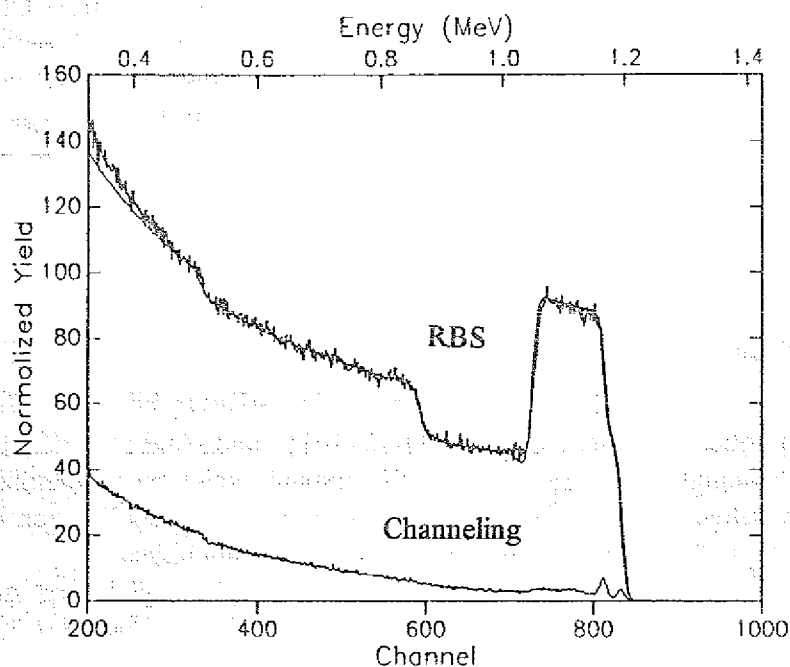


Abb.3.10: RBS- und Channeling Spektren eines SrRuO_3 -Films auf SrTiO_3 ; glatte Kurve: Simulation mit $\text{Sr}:\text{Ru} \cong 1:1$.

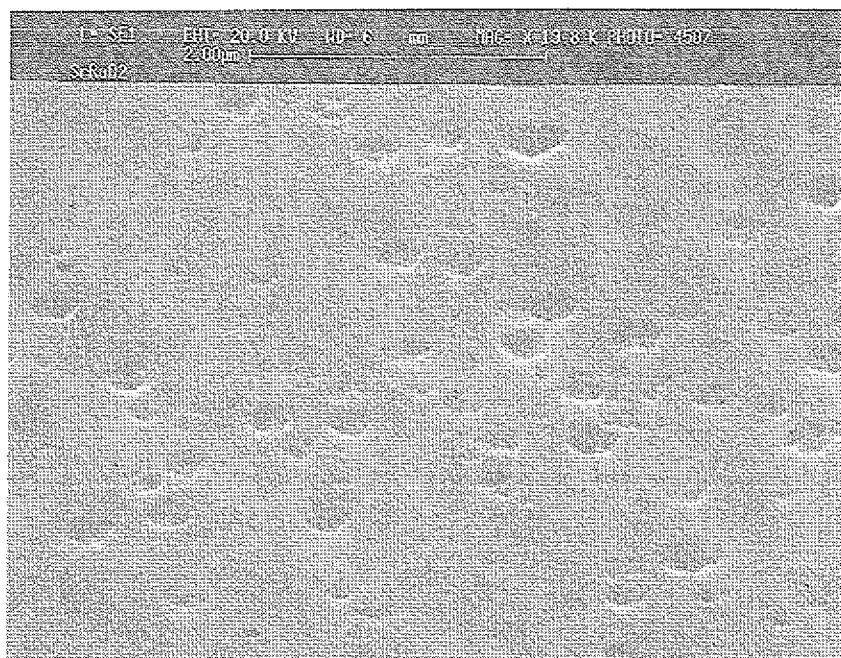


Abb.3.11: REM-Aufnahme einer SrRuO_3 -Oberfläche; Depositionstemperatur: 800°C ; es treten Löcher in der sonst glatten Oberfläche auf.

Oberflächeneigenschaften

Die Rauigkeit der SrRuO_3 Filme, die bei Depositionstemperaturen unterhalb 800°C hergestellt wurden, lag unterhalb der Auflösungsgrenze des AFM (Atomic Force Microscope) von ca. $0,5\text{nm}$. Eom et al. [100] berichten ebenfalls über SrRuO_3 -Oberflächen mit Rauigkeiten von einigen Å und sehen darin einen Hinweis auf "layer by layer"-Wachstum bei diesem Material. Erst bei Depositionstemperaturen im Bereich von 800°C treten Probleme auf. In Abbildung 3.11 ist die REM-Aufnahme einer SrRuO_3 -Oberfläche zu sehen, die bei 800°C hergestellt wurde. Man sieht, daß es auf der sonst sehr glatten Oberfläche zur Ausbildung von Löchern kommt.

3.3.2.2. Elektrische und magnetische Eigenschaften

Der elektrische Widerstand

Bei Raumtemperatur ist der spezifische Widerstand der SrRuO_3 -Filme mit $300\mu\Omega\text{cm}$ um 2 Größenordnungen höher als Silber ($\rho_{\text{Ag}}=1,6\mu\Omega\text{cm}$ [101]) und Gold ($\rho_{\text{Au}}=2,2\mu\Omega\text{cm}$ [101]). Die Temperaturabhängigkeit des spezifischen Widerstands zeigt einen metallischen Verlauf, der in Abb.3.12 zu sehen ist. Bei 150K treten Abweichungen von dem linearen Verlauf auf, die ihre Ursache in dem Auftreten einer ferromagnetischen Ordnung haben. Das Restwiderstandsverhältnis $R(300\text{K})/R(100\text{K})$ ist mit 1,5 vergleichbar mit Ergebnissen anderer Gruppen [100] für dünne Filme, liegt jedoch unterhalb des Wertes 2,7 für Einkristalle [71].

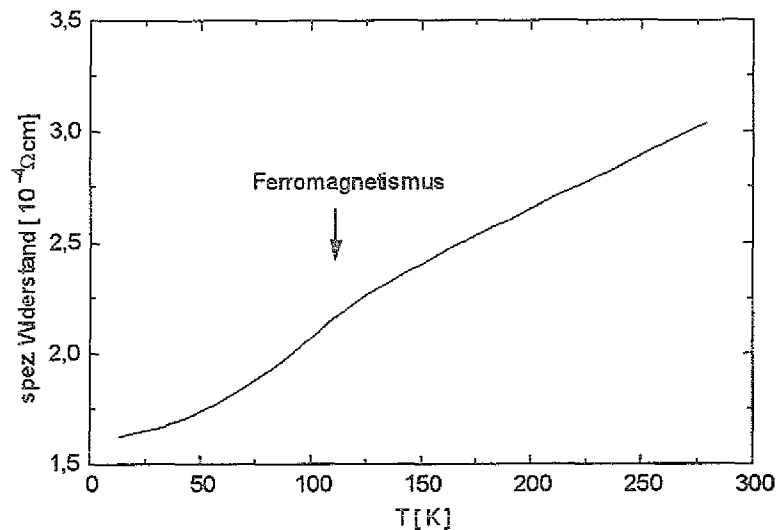


Abb.3.12: Spezifischer Widerstand eines SrRuO_3 -Films; Depositionstemperatur: 790°C ; Filmdicke 120nm;

Magnetische Eigenschaften

In Abb.3.13 ist die Temperaturabhängigkeit der Magnetisierung zu sehen, die mit einem SQUID-Suszeptometer [103] in einem Magnetfeld von 700 G gemessen wurde. Man sieht einen deutlichen Anstieg der Magnetisierung in dem Temperaturbereich ($T \approx 160\text{K}$), in dem der Knick im Temperaturverlauf des Widerstandes auftritt, wodurch bestätigt wird, daß dieser im Zusammenhang mit dem Auftreten einer magnetischen Ordnung steht.

In dem gemessenen Temperaturbereich (bis 250K) läßt sich der Verlauf von $\chi(T)$ nur sehr schlecht durch ein Curie-Weiß-Gesetz beschreiben, so daß sich daraus kein zuverlässiger Wert

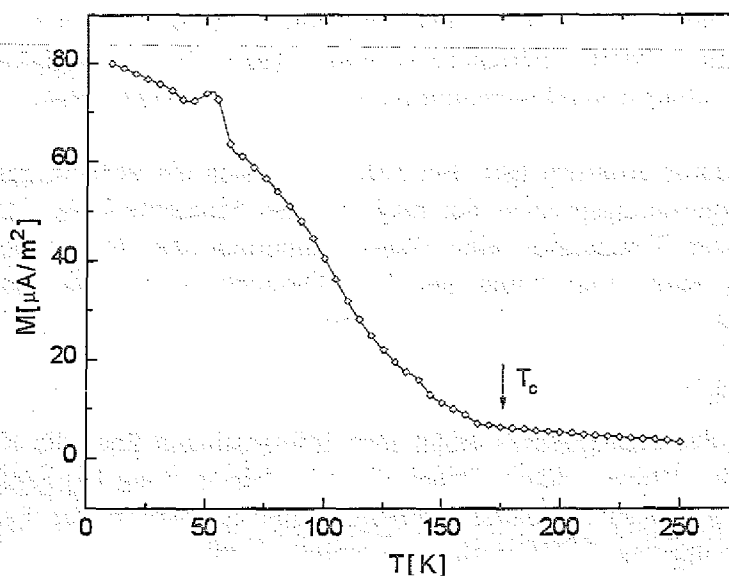


Abb.3.13: Temperaturabhängigkeit der Magnetisierung von SrRuO_3 bei $H=700\text{G}$; Depositionstemperatur 790°C ; Dicke des SrRuO_3 -Films: 120nm;

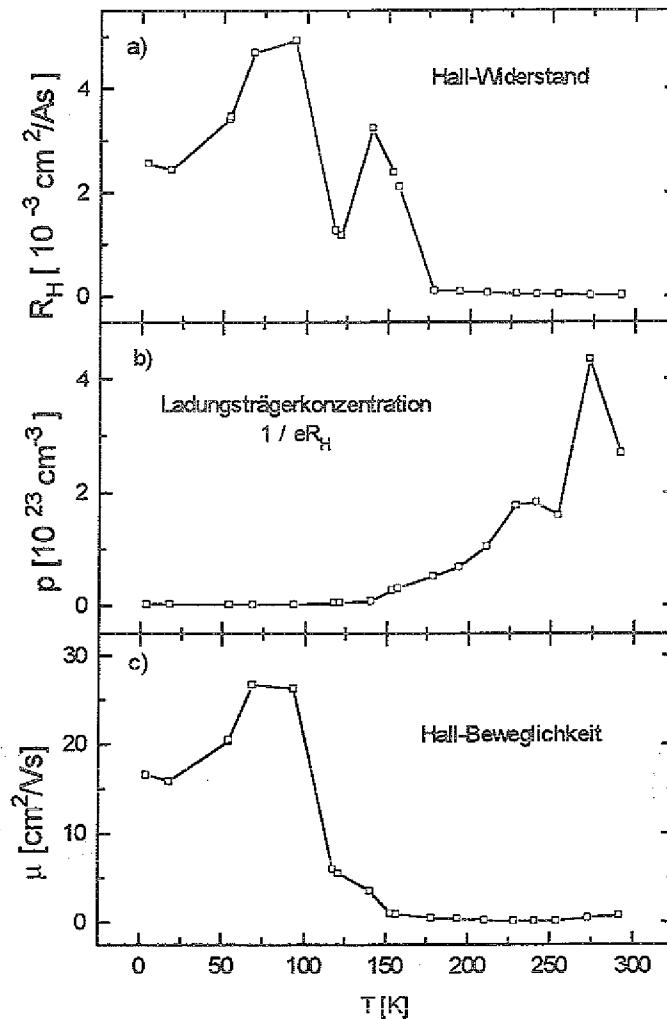


Abb.3.14: Ergebnisse der Hall-Effekt-Messungen eines dünnen SrRuO₃-Filmes (Depositionstemperatur: 790°C; Filmdicke: 35nm); Temperaturabhängigkeit des a) Hall-Widerstand, b) der Ladungsträgerkonzentration, c) der Hall-Beweglichkeit;

für die Curie-Temperatur ermitteln läßt. Bei 50K deutet sich ein Peak in der Magnetisierung an, der auf einen Umordnungsprozess der magnetischen Momente hinweist. Von Kanbayasi [104] wird bei dieser Temperatur eine starke Änderung der magnetischen Anisotropie beobachtet, die mit einer Verzerrung der RuO₆-Oktaeder und einer damit verbundenen Umordnung des magnetischen Gitters begründet wird.

Hall-Effekt-Messungen

Durch die Messung des Hall-Effektes erhält man Informationen über die Konzentration der Ladungsträger und ihre Beweglichkeit. Dabei wird die Hallspannung U_H gemessen und daraus der Hallwiderstand R_H nach folgender Beziehung aus der Breite der Leiterbahn b , dem Meßstrom I und dem angelegten Magnetfeld B ermittelt [105]:

$$U_H = -R_H \frac{IB}{b}$$

Die Messung des Hall-Effektes erfolgte innerhalb dieses Institutes in der Abteilung "Photovoltaik". In Abbildung 3.14a ist die Temperaturabhängigkeit des Hallwiderstandes eines 35nm dicken SrRuO_3 Films zu sehen. Der Hallwiderstand hat ein positives Vorzeichen, was bedeutet, daß der Ladungstransport über Löcherleitung erfolgt.

Der Verlauf des Widerstandes weist 2 Maxima auf. Das erste Maximum oberhalb 50K tritt ungefähr dort auf, wo das Maximum in der Magnetisierung gefunden wurde (siehe Abb.3.13). Das zweite Maximum bei ca. 150K befindet sich in der Nähe der Curie-Temperatur der ferromagnetischen Ordnung. Nimmt man an, daß nur Ladungsträger eines Bandes und einer Polarität am Ladungstransport beteiligt sind, so ergibt sich die Ladungsträgerkonzentration n aus dem einfachen Zusammenhang [105]:

$$R_H = \frac{1}{ne} \Rightarrow n = \frac{1}{R_H e}$$

In Abb.3.14b sind die Werte für die Ladungsträgerkonzentration in Abhängigkeit von der Temperatur zu sehen. Unterhalb 150K ist die Ladungsträgerkonzentration nahezu konstant, wie es von einem Metall erwartet wird, jedoch mit $p \approx 1 \cdot 10^{21} \text{cm}^{-3}$ eine Größenordnung niedriger als beispielsweise Au oder Cu ($n \approx 1 \cdot 10^{21} \text{cm}^{-3}$). Dieser Wert entspricht in etwa der Ladungsträgerkonzentration von YBCO ($n \approx 2 \cdot 5 \cdot 10^{21} \text{cm}^{-3}$).

Die Beweglichkeit $\mu_H = R_H / \rho$ (Abb.3.14c) ist sehr gering ($\approx 10 \text{ cm}^2/\text{Vs}$), was bedeutet, daß die Streuung der Ladungsträger eine große Rolle spielt. Unterhalb der Curie-Temperatur nimmt μ_H stark zu und erreicht ihr Maximum da, wo die Magnetisierungskurve einen Peak hat (Abb.3.13) und es zu einer Umordnung des magnetischen Gitters kommt. Durch die Umordnung der magnetischen Momente entstehen neue Streuzentren, die eine Abnahme der Beweglichkeit zur Folge haben.

3.3.3. Eigenschaften dünner CaRuO_3 -Filme

Die Herstellung der CaRuO_3 -Filme erfolgte mit den gleichen Parametern wie die SrRuO_3 -Filme (siehe Tabelle 3.2). Das Problem bei der Herstellung von CaRuO_3 -Filmen bestand darin, daß nur bei sehr niedrigen Substrattemperaturen eine Stöchiometrie $x > 0,8$ erreicht werden konnte (siehe Abb.3.15a). Diese Filme weisen jedoch, wie die RBS-Channeling-Ergebnisse in Abb.3.15a zeigen, eine vergleichbar schlechte Kristallqualität auf, da die Mobilität der Atome nicht ausreicht, ein gutes epitaktisches Wachstum zu ermöglichen. Mögliche Ursache für diese Probleme war, daß die verfügbaren CaRuO_3 -Targets bereits ein Ruthenium-Defizit hatten ($x=0,8$).

In Abb. 3.15b ist der Verlauf des Widerstandes für CaRu_xO_3 -Filme mit verschiedenen Stöchiometrien x zu sehen. Während die Filme mit einer Stöchiometrie $x \approx 0,8$ einen metallischen Temperaturverlauf zeigen, sind Filme mit $x \approx 0,7$ halbleitend. Die Kristallqualität der halbleitenden Filme ist mit 3%-10%-"minimum-yield" besser als die der metallischen Filme (siehe Abb.3.15b) und fällt somit als mögliche Ursache für die Abweichung von dem metallischen Widerstandsverlauf aus.

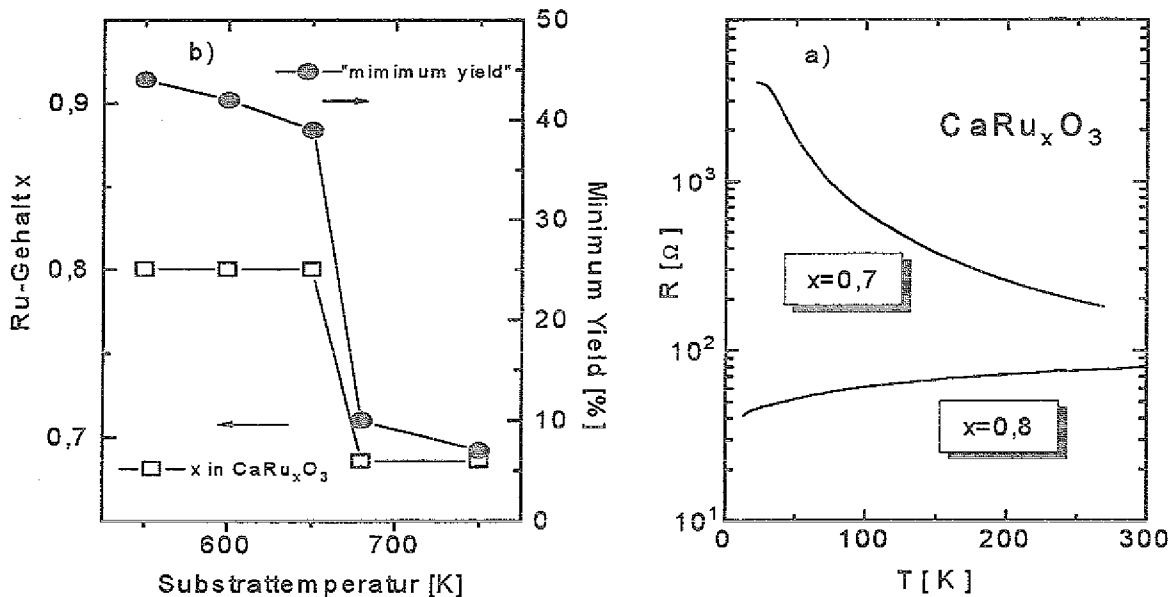


Abb.3.15: a) Abhängigkeit der CaRu_xO_3 -Stöchiometrie x und des Channeling "minimum yield" von der Substrattemperatur; b) Temperaturabhängigkeit des Widerstands für CaRu_xO_3 -Filme mit $x=0,8$ und $x=0,7$;

Da keine Phasen mit einem niedrigen Ruthenium-Gehalt, z.B. Ca_2RuO_x (analog zu Sr_2RuO_4), bekannt sind, wurde die Mikrostruktur solcher Filme durch TEM untersucht. Es konnten jedoch weder Fremdphasen noch Verzerrungen des Gitters beobachtet werden. Die pseudokubischen Gitterparameter $a = 3,85 \text{ \AA}$; $c = 3,83 \text{ \AA}$ entsprechen den aus der Literatur bekannten Ergebnissen [100].

Es liegen also Rutheniumfehlstellen vor, die keine nachweisbare Gitterverzerrung verursachen, aber -möglicherweise durch eine Verringerung der Ladungsträgerkonzentration- einen Metall-Isolator-Übergang in der Struktur bewirken. Eine Temperung der Filme in einem Sauerstoffplasma hatte hingegen keinen Einfluß auf die Leitfähigkeit der Filme.

3.4. Eigenschaften der SrRuO_3 -YBCO-Multilagen

Da sich die Herstellung von CaRuO_3 -Filmen mit der richtigen Stöchiometrie bei dem verfügbaren Targetmaterial als sehr kritisch erwiesen hat, wurde ihm Rahmen dieser Arbeit lediglich SrRuO_3 als Barrierenmaterial verwendet. Im folgenden wird die Herstellung von YBCO- SrRuO_3 -Multilagen beschrieben und die für die SNS-Kontakte relevanten Eigenschaften vorgestellt.

3.4.1. Deposition von Multilagen

Das Wachstum von SrRuO_3 auf YBCO ist unkritisch, d.h. daß die Filmqualität hauptsächlich durch die Qualität des YBCO-Films bestimmt wird. So wird üblicherweise ein RBS - "minimum-yield" der YBCO- SrRuO_3 -Doppelschicht von 3 bis 4% erreicht. Die Parameter für

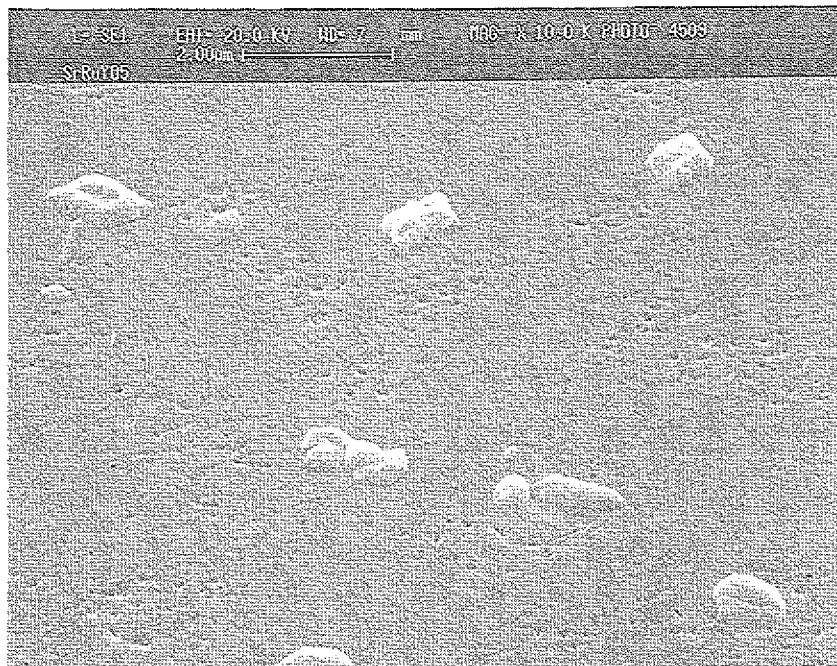


Abb.3.16: REM-Aufnahme der Oberfläche von YBCO auf SrRuO_3 (Substrattemperatur 800K); in den diamantförmigen Ausscheidungen läßt sich durch EDX Ruthenium nachweisen.

die Abscheidung von YBCO auf SrRuO_3 sind hingegen sehr viel kritischer. Diese Problematik wird im Folgenden diskutiert werden.

3.4.1.1. Interdiffusion

Wenn die Depositionstemperatur für YBCO auf SrRuO_3 zu hoch gewählt wird, kann es zur Interdiffusion kommen. Die Übergangstemperatur bleibt dadurch zunächst unbeeinflusst, aber es werden viele Ausscheidungen gebildet und es entsteht eine sehr raue YBCO-Oberfläche. In Abb.3.16 ist die Oberfläche eines YBCO-Filmes zu sehen, der bei 800°C abgeschieden wurde. In den diamantförmigen Ausscheidungen konnte mit Energie Dispersiver Röntgen-Analyse (EDX) Ruthenium nachgewiesen werden. Dieser Effekt wird später in Zusammenhang mit TEM-Untersuchungen genauer diskutiert. Das Problem konnte dadurch gelöst werden, daß die Substrattemperatur auf 750°C reduziert wurde. Die YBCO-Filme wachsen auch bei diesen niedrigen Temperaturen mit guter Kristallqualität c-Achsen orientiert auf und haben ausscheidungs freie Oberflächen.

3.4.1.2. Sauerstoffbeladung

Die Konfiguration des Sauerstoffs in den Ruthenaten ist so stabil, daß für die Diffusion von Sauerstoff durch einen einkristallinen Film eine hohe Anregungsenergie erforderlich ist. Das hat zur Folge, daß die Sauerstoffbeladung eines YBCO Films, der mit einem SrRuO_3 -Film bedeckt ist, mit Schwierigkeiten verbunden ist. Diese Problematik wurde für andere kubische Perowskite wie die Isolatoren SrTiO_3 und NdGaO_3 ebenfalls beobachtet [106].

Die normale Sauerstoffbeladung besteht darin, daß der Heizer bis auf ca 600°C abgekühlt wird und dann die Kammer mit 1 atm Sauerstoff geflutet wird (siehe Kapitel 3.1). Induktive Messungen an YBCO/ SrRuO_3 - Doppelschichten, die nach diesem Verfahren beladen wurden,

zeigen, daß solche YBCO Filme nicht oder erst bei sehr niedrigen Temperaturen supraleitend werden. In Abb.3.17a ist der θ -2 θ -Scan einer YBCO/SrRuO₃/YBCO Dreifachschicht zu sehen, die in situ hergestellt wurde und nach dem beschriebenen Standardverfahren beladen wurde. Man sieht, daß der (005)-Reflex aus zwei getrennten Peaks besteht, die von der oberen bzw. der unteren YBCO-Schicht stammen. Die c-Achse der unteren Schicht ist mit 11,84 Å stark vergrößert, was einem Sauerstoffgehalt von $x \approx 6.0$ entspricht [8]. Das bedeutet, daß die untere Schicht so wenig Sauerstoff enthält, daß sie nicht supraleitend ist.

Erst eine spezielle Sauerstoffbeladung (1h bei 680°C) ermöglicht die Diffusion von Sauerstoff durch die SrRuO₃-Schicht. Die Abbildung 3.17b zeigt den (005)-Reflex nach der einstündigen Temperung bei 680°C in einer Sauerstoff-Atmosphäre. Es läßt sich nur noch ein Reflex erkennen, der mit $c=11,66\text{Å}$ einem Sauerstoffgehalt von $x \approx 6,9$ und einem T_c von 89K entspricht, was zeigt, daß der untere Film durch dieses Verfahren ausreichend mit Sauerstoff beladen wurde. Durch Messung der AC-Suszeptibilität läßt sich dieser Effekt an Dreifachschichten nicht nachweisen, da die Abschirmung durch den oberen, gut supraleitenden Film ausreicht, um Magnetfelder vollständig abzuschirmen. Bei der Herstellung von SNS-Kontakten ist die oben beschriebene Beladeprozedur unumgänglich, um die supraleitenden Eigenschaft der unteren Elektrode zu gewährleisten.

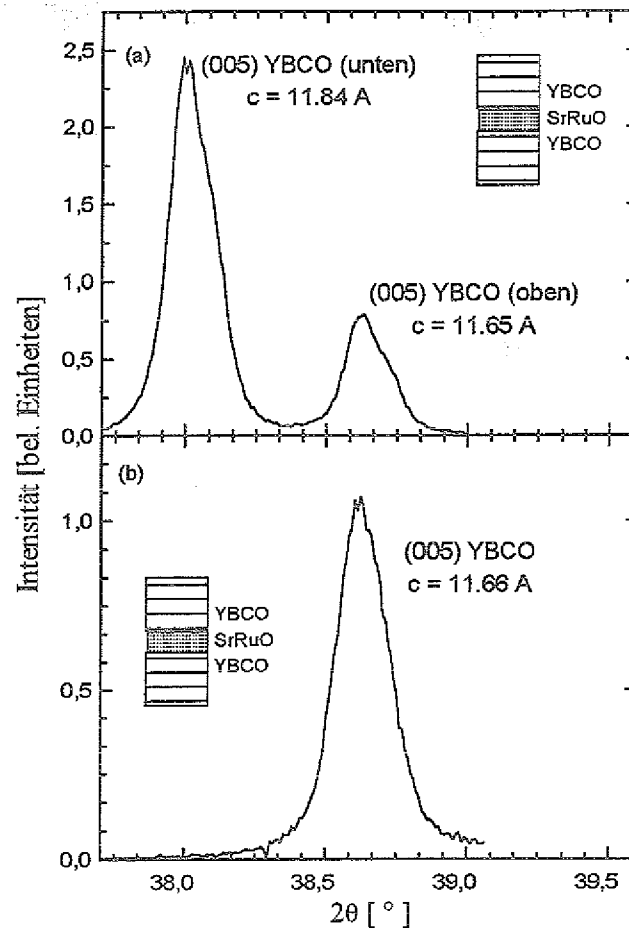


Abb. 3.17: θ -2 θ -Scan des (005)-Reflexes einer YBCO-SrRuO₃-Dreifachschicht: a) bei 600°C mit O₂ geflutet und abgekühlt b) 1h bei 680°C in O₂ getempert

3.4.2. Mikrostruktur der YBCO-SrRuO₃-Multilagen

Die beiden zentralen Probleme bei der Herstellung von Multilagen - die Interdiffusion und die Sauerstoffbeladung - konnten, hinsichtlich der globalen Filmeigenschaften wie T_c und Kristallqualität, gelöst werden. Da für die Eigenschaften der SNS-Kontakte die Qualität der SN-Grenzfläche von zentraler Bedeutung ist, muß die Frage geklärt werden, wie sich diese Probleme in unmittelbarer Nähe der beiden Materialien auswirken. Die Untersuchung der Mikrostruktur durch TEM liefert keine Informationen über den Sauerstoffgehalt, kann aber

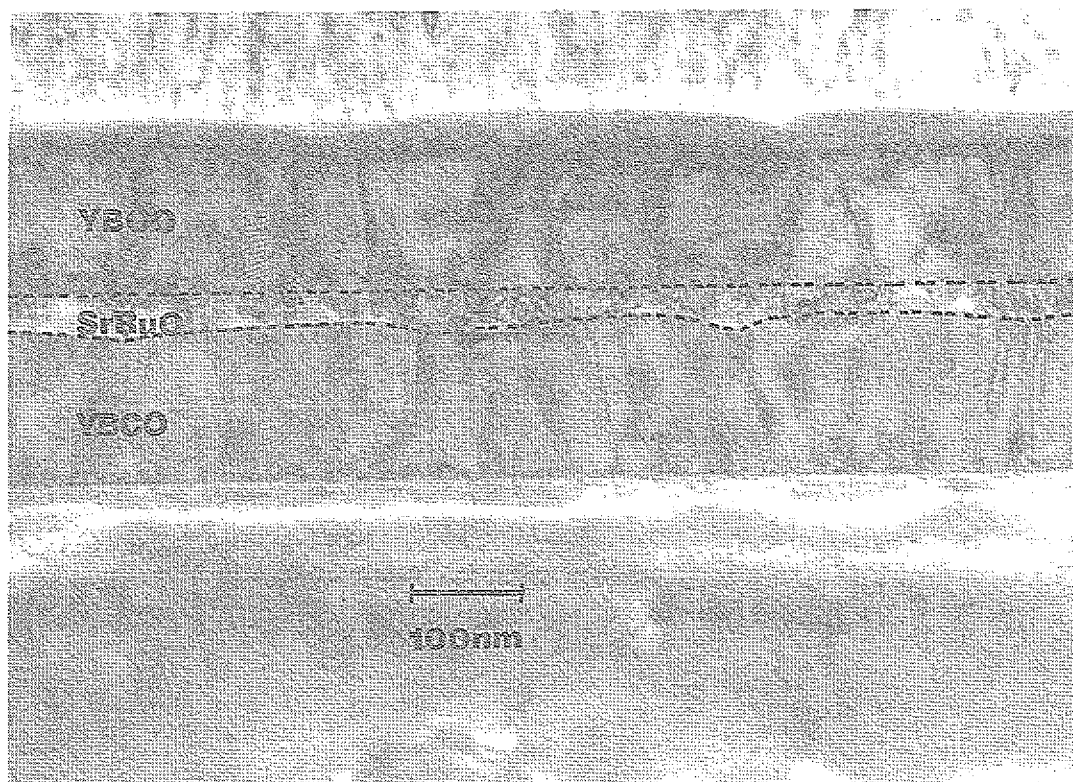
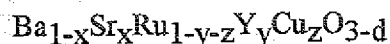


Abb.3.18: TEM-Aufnahme eines YBCO-SrRuO₃-YBCO-Schichtpaketes

Aufschluß über eine mögliche Interdiffusion an der Grenzfläche geben. Zum anderen kann dadurch die wichtige Frage geklärt werden, wie die Fehlanpassung der beiden Materialien an der Grenzfläche ausgeglichen wird.

In Abbildung 3.18 ist eine TEM-Aufnahme einer YBCO-SrRuO₃-Dreifachschicht zu sehen. Bei der unteren YBCO-Schicht zeigt sich die gleiche Welligkeit der Oberfläche, die schon in Kapitel 3.1 beschrieben wurde und ihre Ursache in dem Inselwachstum des Materials hat. Die obere YBCO-SrRuO₃-Grenzfläche ist hingegen wesentlich glatter, d.h. die SrRuO₃-Zwischenschicht gleicht die Unebenheiten im unteren YBCO-Film aus.

Es finden sich sowohl im oberen als auch im unteren YBCO-Film Wachstumsinseln mit einem Durchmesser von 100-200nm, die durch Antiphasengrenzen voneinander getrennt sind. Betrachtet man die Antiphasengrenzen in der oberen YBCO-Schicht genauer, so finden sich dort säulenförmige Einschlüsse (Abb.3.19). Genauere Analysen mit EDX und Simulationen [107] zeigen, daß es sich um ein kubisches Perowskit mit der chemischen Formel:



und der Gitterkonstanten $a=4,2\text{\AA}$ handelt. Eine ähnliche Struktur -BaLaRuCuO-, deren elektrischen Eigenschaften jedoch bisher unbekannt sind, wurde kürzlich von Kambe et al. beschrieben [108]. Die Antiphasen-Grenzen stellen also Kanäle dar, in denen es zu einer Diffusion und Reaktion zwischen YBCO und SrRuO₃ kommt. Solche säulenförmigen Einschlüsse finden sich ebenfalls in der unteren YBCO-Schicht, jedoch sind sie dort nicht so dicht verteilt und ihre Durchmesser sehr klein.

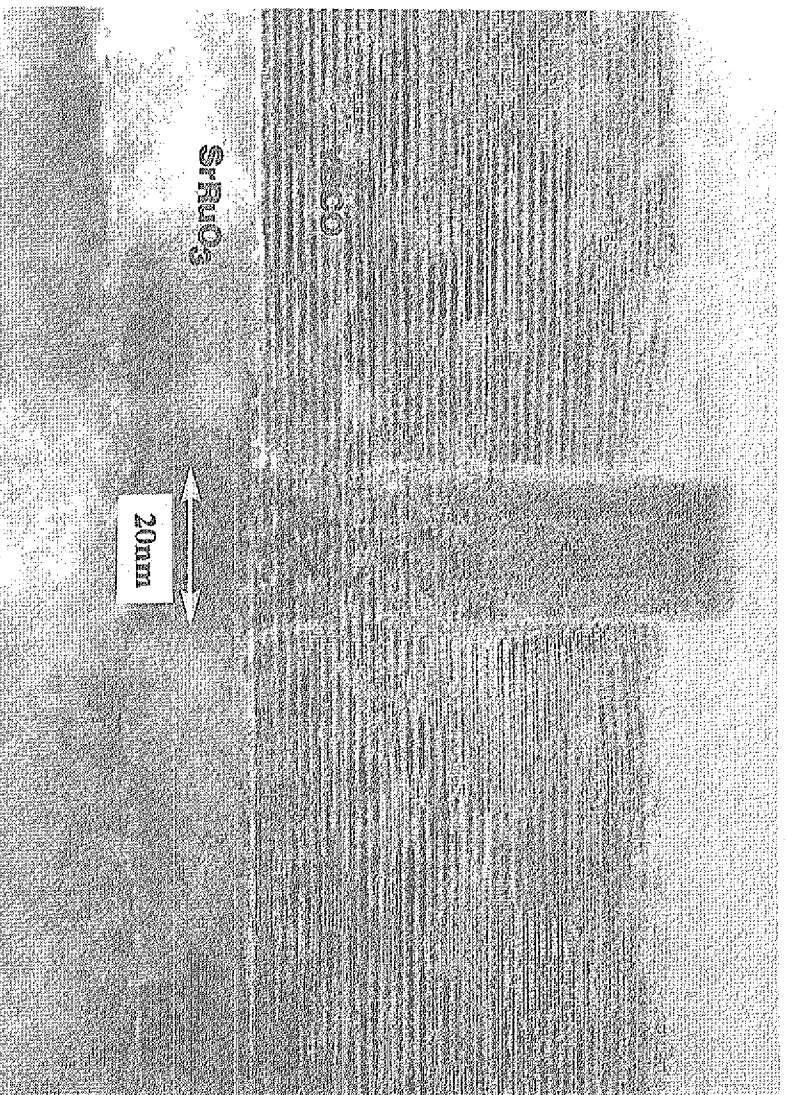


Abb.3.19: Säulenförmiger Einschuß an einer YBCO Antiphasengrenze

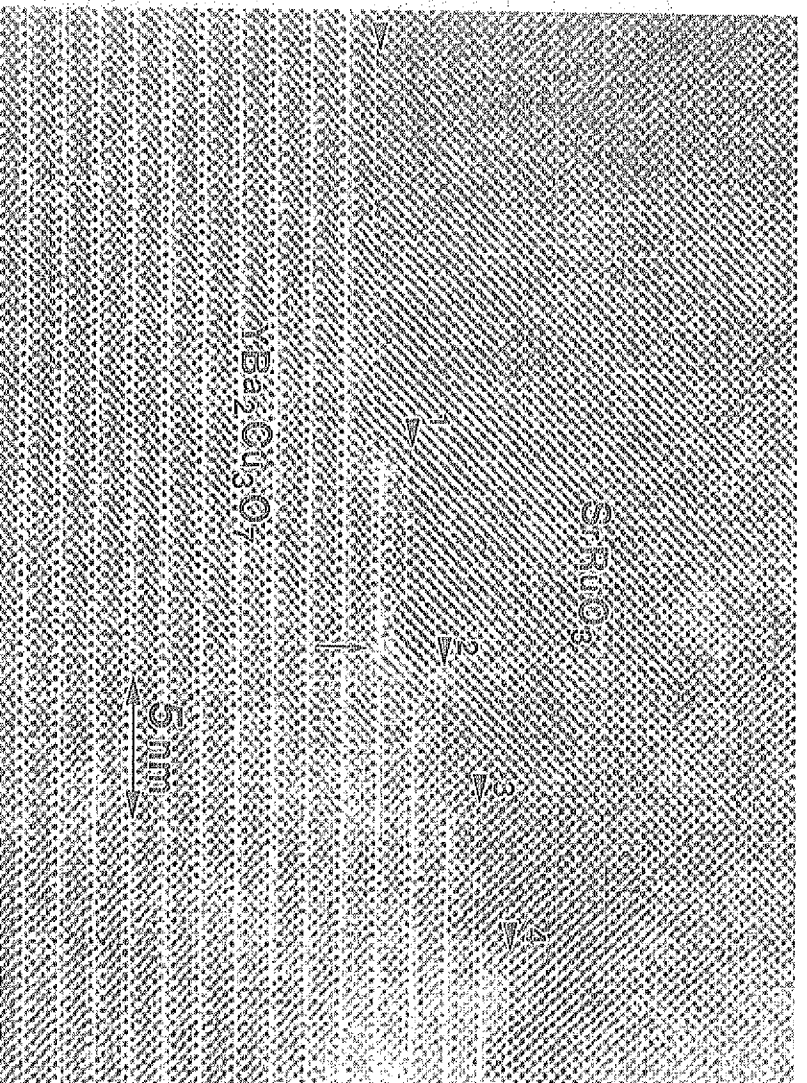


Abb.3.20: Hochauflösende TEM-Aufnahme einer YBCO-SrRuO₃-Grenzfläche; es sind viele atomare Stufen vorhanden

Die beobachteten Diffusionskanäle liefern auch eine Erklärung für die Oberflächen, die bei zu hohen Depositions-Temperaturen für YBCO auf SrRuO_3 beobachtet werden (siehe Abb.3.16). Entlang dieser Kanäle bilden sich rutheniumhaltige Strukturen, die in Form von Ausscheidungen an die Oberfläche wachsen.

Untersucht man die YBCO- SrRuO_3 -Grenzfläche im Bereich der Wachstumsinseln genauer, so findet sich dort keine Interdiffusion von Atomen der beiden Materialien. In Abb.3.20 ist eine hochauflösende TEM-Aufnahme der unteren YBCO- SrRuO_3 -Grenzfläche zu sehen.

Die Grenzfläche ist atomar scharf und besitzt viele Stufen, entsprechend der Oberflächenmorphologie des unteren Films kurz vor der Deposition des SrRuO_3 -Films. Die atomare Struktur der Grenzfläche konnte durch Simulation der TEM-Bilder ermittelt werden [109] und ist in Abb.3.21 zu sehen.

Als erstes wichtiges Ergebnis ergibt sich, daß der untere YBCO-Film, wie auch von Bursill et al. [110] beobachtet wurde, stets mit einer (001)-BaO-Ebene endet. An die BaO-Ebenen der YBCO-Oberfläche schließen sich die (001)- RuO_2 -Ebenen der folgenden SrRuO_3 -Schicht an. Die Stufen haben die Höhe einer YBCO-Einheitszelle von 1,17nm. Im Stufenbereich grenzen (100)- bzw. (010)-CuO-Ebenen des YBCO an (100)- bzw. (010)-SrO-Ebenen des SrRuO_3 . Diese Grenzflächen-Konfiguration ist in Abbildung 3.21 zu sehen und dadurch gekennzeichnet, daß sich Stapelfolgen von Kationen mit großen (Ba, Sr) und kleinen Radien (Cu, Ru) abwechseln.

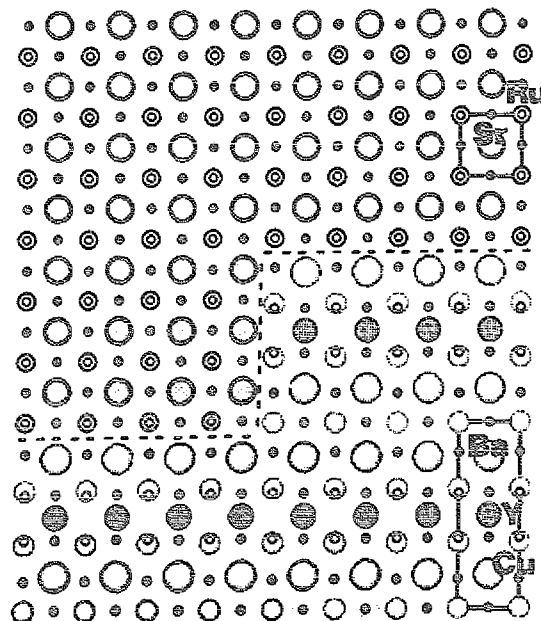


Abb.3.21: Atomare Struktur der YBCO- SrRuO_3 -

YBCO und SrRuO_3 , an denen keine Grenzfläche Interdiffusion stattfindet. Desweiteren

konnte gezeigt werden, daß die Oberfläche eines c-Achsen orientierten YBCO Films stets mit einer isolierenden (001)-BaO-Ebene endet. Das ist in Hinblick auf eine mögliche Proximity-Kopplung in c-Richtung von großer Bedeutung, da die (001)-Grenzfläche durch einen Isolator gebildet wird, der eine starke Unterdrückung des Ordnungsparameters bewirkt (siehe Kapitel 2.3.1.2). Andererseits eröffnet die Oberfläche der YBCO-Filme, mit einer hohen Dichte atomarer Stufen, die Möglichkeit einer Proximity-Kopplung über die a-b-Ebenen im Stufenbereich.

4. Herstellung von SNS-Kontakten

4.1. Aufgabenstellung

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Herstellungsprozesse für verschiedene SNS-Kontakt-Geometrien entwickelt. Die grundlegenden Herstellungsprinzipien waren aus verschiedenen Veröffentlichungen bekannt, die jedoch zum Teil sehr unvollständig waren, da in den meisten Arbeiten die elektrischen Eigenschaften der Kontakte und nicht das Herstellungsverfahren im Vordergrund standen. Außerdem sind die Verfahren häufig nicht auf die gegebenen Umstände wie Filmoberflächen und -qualität, Barrierenmaterial und die "versteckten Parameter" der jeweiligen Anlagen übertragbar.

In diesem Kapitel werden die Verfahren beschrieben, die entsprechend der gegebenen Bedingungen optimiert wurden. Dazu werden zuerst die relevanten Strukturierungsmethoden erläutert und anschließend die konkreten Herstellungsprozesse für die folgenden Kontaktypen vorgestellt:

1. SNS-Stufen-Kontakte
2. SNS-Rampenkontakte
3. Planare Kontakte aus SNS-Multilagen

Die Herstellung der verschiedenen Kontakte macht die Strukturierung der Substratmaterialien (LaAlO_3 , SrTiO_3 , MgO), dünner YBCO-Filme, der normalleitenden Zwischenschichten und der Metallisierung aus Au erforderlich.

Bei der Wahl eines Prozesses für die Herstellung von Subtrastufen ist zum einen wichtig, daß die Oberfläche nicht geschädigt wird und somit ein gutes epitaktisches Wachstum der YBCO-Filme gewährleistet bleibt. Zum anderen muß es möglich sein, reproduzierbar die gewünschte Flankenform zu erzeugen, da die Entstehung von YBCO-Korngrenzen im Stufenbereich stark von dem jeweiligen Stufenwinkel abhängt (siehe Kapitel 2).

Bei der Strukturierung von YBCO stand im Vordergrund, die supraleitenden Eigenschaften der Filme so wenig wie möglich zu beeinträchtigen. Neben der Herstellung einfacher planarer YBCO-Strukturen war es für die Herstellung von SNS-Rampenkontakten notwendig, gezielt flache Flanken zu erzielen, um darauf ein korngrenzenfreies Wachstum weiterer Filme zu ermöglichen.

4.2. Überblick über die Strukturierungsmethoden

4.2.1. Naßchemische Ätzmethoden

Naßchemische Ätzprozesse sind im allgemeinen vollkommen isotrop, so daß es zu einem Unterätzen der Lackmaske kommt. Ein solches Verfahren eignet sich dann gut für einen Strukturierungsprozeß, wenn lediglich grobe Strukturen erzielt werden müssen und keine steilen Flanken erforderlich sind.

Naßchemisches Ätzen von YBCO

Die gebräuchlichsten Ätzlösungen, die eine kontrollierte Strukturierung ermöglichen, sind eine verdünnte Lösung von Phosphorsäure (H_3PO_4) in Wasser [111] und eine gesättigte Lösung von Ethylen-Diamin-Tetraacetat (EDTA) [112],[113]. Auf Grund des Unterätzens lassen sich nur Strukturen $\geq 5\mu\text{m}$ zuverlässig mit diesem Verfahren erzeugen.

Eine Lösung von Brom in Ethanol [114] kann ebenfalls zur Strukturierung von YBCO verwendet werden. Dabei entstehen an der YBCO Oberfläche Bromide von Y, Ba und Cu, die in Ethanol gelöst werden können. Ein Vorteil dieser Lösung ist, daß sie zur Reinigung von YBCO-Oberflächen verwendet werden kann, da sie bevorzugt Ba-reiche Hydroxyde und Karbonate entfernt. Die Ätzrate dieser Lösung ist entlang der ab-Ebenen sehr viel höher als in c-Richtung, so daß es bei c-Achsen orientierten Filmen zu einem noch stärkerem Unterätzen als bei isotropen Ätzlösungen kommt und sehr flache Flanken entstehen [74]. Ein Nachteil der starken Anisotropie besteht darin, daß sowohl Ätzrate als auch Ätzprofil stark von der Kristallqualität der Filme abhängen.

Naßchemisches Ätzen von Gold

Die Verwendung einer Jod-Kaliumjodid (JKJ) Lösung ermöglicht das selektive Ätzen von Gold und Silber auf YBCO [115]. Sie bietet eine einfache Möglichkeit, grobe Strukturen zu ätzen. Problematisch sind Metalle, insbesondere Ag-Schichten, die bei hohen Temperaturen aufgedampft wurden und eine Metall-YBCO-Diffusionsschicht gebildet haben. Diese Diffusionsschicht läßt sich nicht mit einer Jod-Kaliumjodid-Lösung entfernen.

4.2.2. Das Ionenstrahl-Ätzen (IBE)

Mit dem rein physikalischen Ionenstrahlätzen (IBE) lassen sich beliebige Materialien strukturieren und auf Grund des stark gerichteten Charakters nahezu senkrechte Flanken erzeugen. Mit der Möglichkeit, die Proben gegenüber dem Ionenstrahl zu kippen, lassen sich gezielt Ätzprofile einstellen. Da dieses Verfahren nicht selektiv ist, ist ein kontrolliertes Ätzen von Multilagensystemen nur schwer möglich. Demzufolge muß die Endpunktkontrolle optisch bzw. über eine Analyse des abgetragenen Materials durch SIMS (Secondary Ion Mass Spectrometry) vorgenommen werden.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Oxford-Ionenstrahl-Ätzanlage mit einer 15cm Kaufmann-Quelle [116] verwendet. Es besteht die Möglichkeit, den Probenteller zu rotieren und um Winkel von 0° - 90° aus der Normalen wegzukippen. Desweiteren wird der Probenteller standardmäßig bis auf -12°C gekühlt.

SrTiO_3	2,3nm/min
LaAlO_3	3nm/min
$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, $\text{PrBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$	4nm/min
SrRuO_3	3,5nm/min
Au	13,8nm/min

Tab. 4.1: IBE-Ätzraten der verwendeten Materialien bei $I = 44\text{mA}$, $U = 250\text{V}$

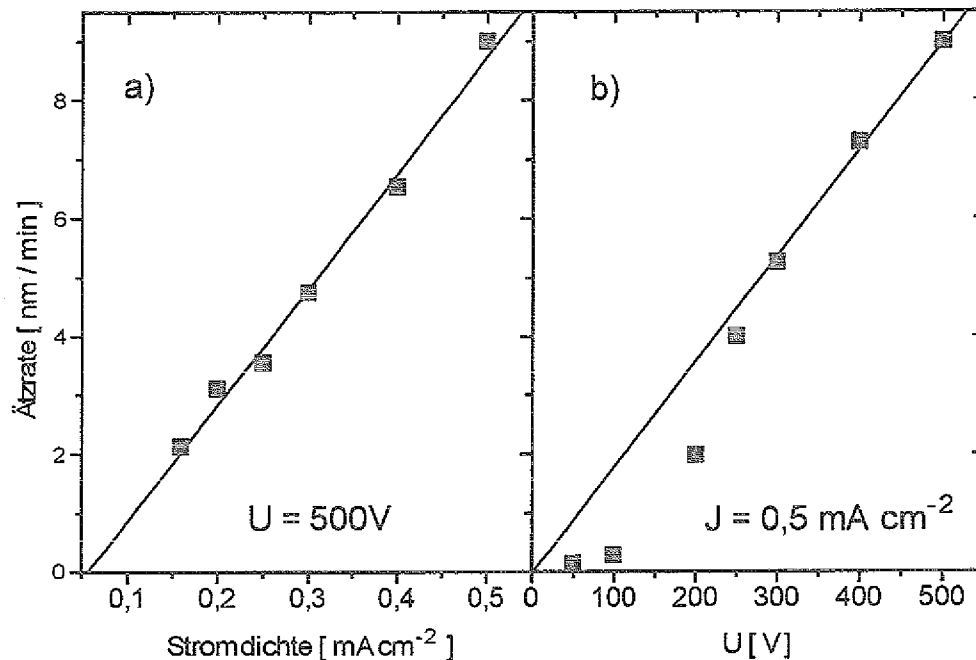


Abb.4.1: Abhängigkeit der Ättrate für SrTiO_3 von der Stromdichte J bzw. der Beschleunigungsspannung U .

Die Ätzzraten

Die Ättrate wird im wesentlichen durch die Stromdichte, die Beschleunigungsspannung und den Verkippungswinkel bestimmt. Bis zu einer Stromdichte von $0,15 \text{ mA cm}^{-2}$, unterhalb der sich kein Strahlstrom mehr extrahieren läßt ($I = 28 \text{ mA}$), nimmt die Ättrate linear mit der Stromdichte ab, wie in Abb.4.1a am Beispiel von SrTiO_3 zu sehen ist. Bis zu einer Spannung von ca. 300V nimmt die Ättrate ebenfalls linear mit der Beschleunigungsspannung ab (Abb.4.1b).

In Tabelle 4.1 sind die Ätzzraten bei $U=250\text{V}$, $J = 0,25 \text{ mA/cm}^2$ ($I=44\text{mA}$) für die relevanten Materialien zusammengestellt.

In Abb.4.2 ist die Ättrate von SrTiO_3 in Abhängigkeit vom Verkippungswinkel zu sehen. Die Ättrate nimmt zunächst zu, da die Impulskomponente parallel zur Oberfläche zunimmt. Bei ca. 50° ergibt sich eine maximale Ättrate. Bei größeren Winkeln nimmt die Ättrate mit $\cos\theta$ ab, da der Strahl über ein großes Gebiet auf der Probe aufgeweitet wird und somit die effektive Strahldichte stark abnimmt [117]. Ein solches Maximum in der Winkelabhängigkeit findet sich bei YBCO und sämtlichen Substratmaterialien [29]. Bei manchen polykristallinen Metallen wie Au [117] und Nb [29] fällt die Ättrate über dem gesamten Winkelbereich mit $\cos\theta$ ab.

Ätzzschädigung

Die Schädigung der Kristallstruktur durch den Ionenbeschuss hängt im wesentlichen von der Eindringtiefe der Ar^+ -Ionen ab, die für Energien unterhalb 600eV im Bereich von wenigen Atomlagen liegt [117]. Eine Schädigung findet also nur dort statt, wo die Probe nicht mit Lack bedeckt ist. Bei der Strukturierung von YBCO ist dies dann kritisch, wenn ein supraleitender

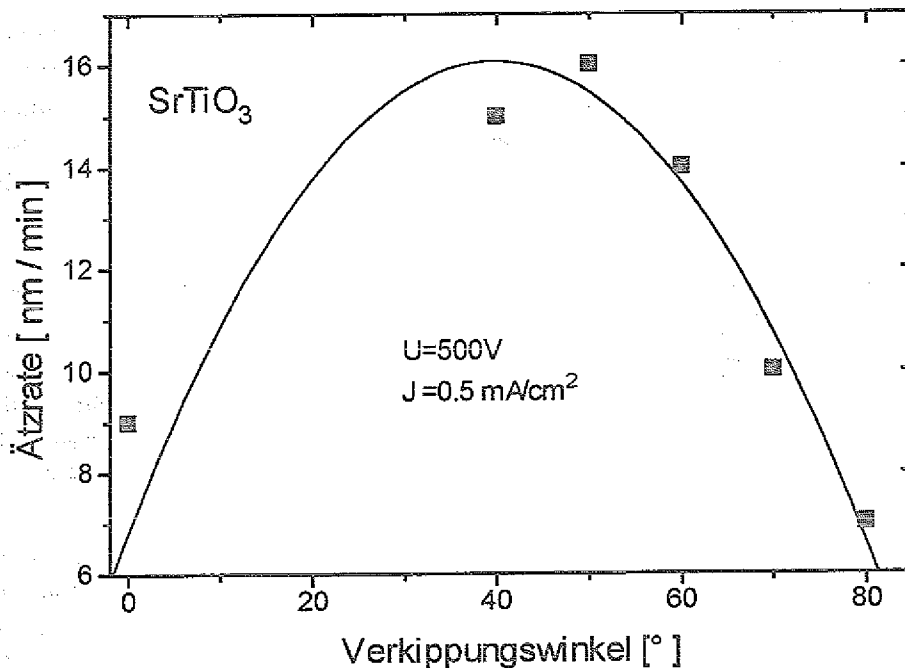


Abb.4.2: Abhängigkeit der Ättrate von SrTiO₃ vom Verkippungswinkel bei $U=500\text{V}$, $J=0,5\text{ mA/cm}^2$

Übergang über eine Ätzkante benötigt wird oder Mehrlagen nur bis auf die untere YBCO-Schicht durchgeätzt werden.

Die Wärmeentwicklung während des Ätzprozesses spielt eine weitaus größere Rolle. Die Erwärmung der Substratmaterialien ist im allgemeinen unproblematisch, jedoch kann der Lack an Kanten und kleinen Strukturen lokal sehr stark erhitzt werden, so daß er sich anschließend nur schwer entfernen läßt.

Das Ionenätzen von YBCO ist wesentlich kritischer, da aus der Probe bei Erwärmung im Vakuum verstärkt Sauerstoff herausdiffundiert und eine drastische Verschlechterung der supraleitenden Eigenschaften zur Folge haben kann (siehe Kapitel 2.1.1).

Die Erwärmung der Proben läßt sich durch eine Reduzierung der Ätzleistung verringern. Jedoch ist es nicht sinnvoll, mit kleineren Beschleunigungsspannungen als 200V zu ätzen, da unterhalb dieses Wertes eine drastische Verringerung der Materialabtragung stattfindet (siehe Abb. 4.1). Die meistens Ätzprozesse wurden deshalb mit $U=250\text{V}$ und einer Stromdichte von $0,25\text{mA/cm}^2$, d.h. einer Leistung von $62,5\text{ mW/cm}^2$ ausgeführt (Ätzraten siehe Tabelle 4.21).

Desweiteren kann einem Aufheizen dadurch entgegengewirkt werden, daß die Probe gekühlt wird und Ätzpausen eingeführt werden, in denen die Wärme abgeleitet werden kann. Dabei ist die thermische Ankopplung der Proben an die Kühlung von zentraler Bedeutung. Das Aufkleben der Proben auf den Probenteller durch eine dünne Vakuumfett-Schicht konnte die gewünschte Kühlung nicht gewährleisten, da der Photolack sich in Folge lokaler Überhitzung häufig sehr schlecht lösen ließ. Außerdem läßt sich das Fett schwer entfernen und bringt Kohlenstoffverunreinigungen mit sich. Beide Probleme konnten dadurch gelöst werden, daß die Proben an Stelle des Vakuumfettes mit Leitsilber auf den Probenteller aufgeklebt wurden.

Das Maskenmaterial

Mit Hilfe von Niob-Masken lassen sich nahezu senkrechte Substratstufen erzeugen [29], wohingegen bei Lackmasken immer gewisse Verrundungen auftreten. Die Verwendung von Niobmasken hat jedoch den Nachteil, daß die Substrate bei diesem Prozeß in Kontakt mit Nb, reaktiven Gasen (SF_6) oder Säuren (HF) kommen, was zur Verunreinigung und Schädigung der Oberflächen führen kann. Die durch einen solchen Prozeß geschädigten Oberflächen erschweren ein gutes YBCO-Film Wachstum [29] und verursachen stets ausscheidungsreiche YBCO-Oberflächen.

Selbst bei der Verwendung von einfachen Lackmasken wurde häufig beobachtet, daß die während des Ätzens mit Lack bedeckte Substratseite viele Ausscheidungen aufweist, während die ionengeätzte Seite weitgehend sauber ist (siehe Abb.4.3). Daraus folgt, daß es während dem mit einer Erwärmung verbundenen Ionenätzen zu einer Reaktion zwischen Substrat und Photolack kommt, die eine Schädigung der Substratoberfläche zur Folge hat. YBCO-Filme, die auf solchen Substraten abgeschieden werden, zeigen eine sehr raue Oberfläche, mit einer hohen Dichte an Ausscheidungen.

Werden die Substrate vor der Strukturierung mit einer dünnen Gold-Schicht bedeckt (20nm-50nm) (siehe auch [118]), so kann einer Reaktion mit dem Maskenmaterial vorgebeugt werden. Diese Gold-Schicht läßt sich durch einen zweiten Ionenätzschritt schnell und ohne eine Beeinträchtigung des Stufenprofils entfernen, da die Ätzrate von Gold 6 mal höher als die von SrTiO_3 ist (siehe Tabelle 4.1) und somit nach Abätzen einer 30nm dicken Au-Schicht lediglich 5nm SrTiO_3 entfernt werden. Substrate die nach diesem Verfahren hergestellt wurden, zeigen stets sehr glatte Oberflächen.

Diese Methode ist auch bei der Strukturierung von YBCO von großem Vorteil, soweit nicht die spätere Entfernung der Gold-Schicht problematisch für die jeweilige Struktur ist. Die Au-Deckschicht beugt nicht nur einer Reaktion mit dem Photolack vor, sondern schützt die YBCO-Schicht auch während der Photolithographie vor dem Kontakt mit Lösungsmitteln und der Entwicklerflüssigkeit.

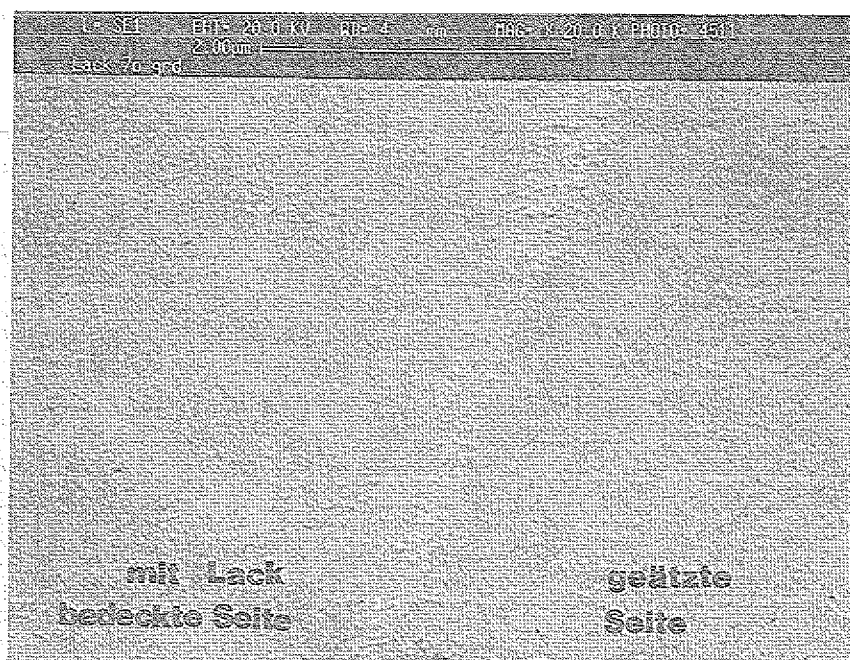


Abb.4.3: SrTiO_3 -Substrat, das mit einer Lackmaske (ohne Gold-Schutzschicht) geätzt wurde; Verkippungswinkel für den Ionenstrahl 70°

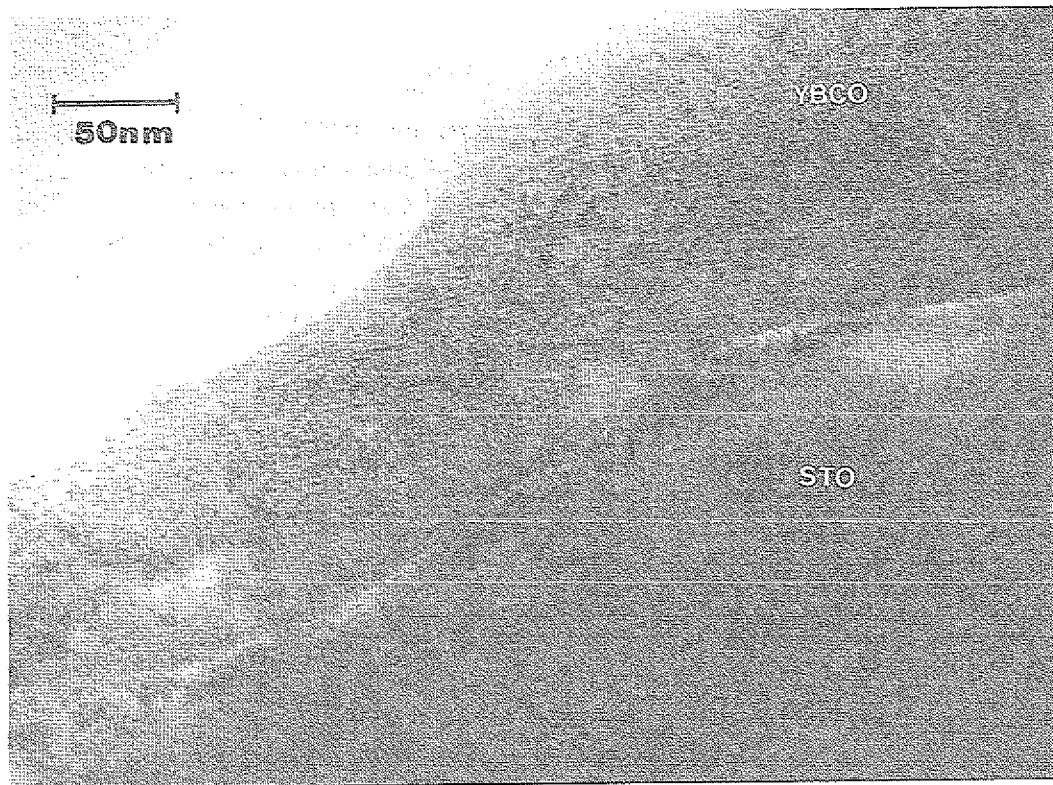


Abb.4.4: TEM-Aufnahme einer SrTiO_3 -Stufe (70° Verkipfung mit Rotation) auf die ein YBCO-Film abgeschieden wurde $\Rightarrow 35^\circ$ Stufenwinkel, keine Korngrenzen.

Einfluß der Ätzparameter auf das Rampenprofil

Die Herstellung von steilen Stufen und mit Verkipfungswinkeln des Ionenstrahls bis 30° von der Normalen wurden ausführlich von K. Herrmann in seiner Dissertation untersucht [29]. Im Rahmen dieser Arbeit wurden größere Verkipfungen mit der Zielsetzung untersucht, Stufenwinkel $< 45^\circ$ zu erzeugen und damit Korngrenzen im Stufenbereich ganz zu vermeiden (siehe Kapitel 2.1.2.3).

Der Abschattungseffekt der Ionen an einer Stufe kann zur Erzeugung flacher Stufen genutzt werden. Das führt jedoch dazu, daß an gegenüberliegenden Flanken auf einer Probe unterschiedliche Stufenwinkel entstehen. Da dies für die Herstellung von integrierten Schaltungen eine große Einschränkung bedeutet, wurde ein Verfahren gesucht, das auf beiden Flanken das gleiche Rampenprofil liefert.

Dazu wurden Stufen unter verschiedenen Verkipfungswinkeln geätzt und die Stufenprofile durch TEM untersucht. Das erforderliche Stufenprofil - ca. 30° auf beiden Flanken - ergab sich bei einer Verkipfung des Ionenstrahls um 70° aus der Normalen, wenn die Proben während des Ätzprozesses rotiert wurden (siehe Abb.4.4). Verzichtet man auf die Rotation, so ergibt sich auf der abgeschatteten Seite ein Stufenwinkel von ca. 10° und an der gegenüberliegenden Flanke, an der der Ionenstrahl in die Stufe hineintrifft, ein Winkel von ca. 45° .

4.2.3. Lift-off-Prozeß

Ein Lift-off-Prozeß mit Photolack ist bei YBCO und anderen epitaktischen Materialien nicht möglich, da die Filmabscheidung bei Temperaturen um 800°C und in Anwesenheit von Sauerstoff erfolgt und organische Lacke unter solchen Bedingungen verbrennen.

Eine Alternative dazu besteht darin, eine Maske aus CaO zu verwenden [119], die stabil gegenüber den Depositionsbedingungen ist und sich anschließend in Wasser liften läßt. Die Interdiffusion zwischen YBCO und CaO ist ein großes Problem bei dem Prozeß. Deshalb wird eine Diffusionsbarriere (z.B. ZrO_2) zwischen der YBCO-Schicht und dem porösen CaO benötigt. Dieser ZrO_2 -Film sollte in situ aufgedampft werden, da CaO sehr stark hygroskopisch ist und die Oberfläche bereits durch die Luftfeuchtigkeit degradiert [120].

4.3. Herstellung von SNS-Kontakten an Substratstufen

Die Herstellung von SNS-Kontakten mit Ag und Au an einer Substratstufe wurde von Ono et al. [62] bzw. Dilorio et al. [61] vorgeschlagen (siehe auch Kapitel 2.4.2.1). Die Erzeugung eines Abrisses im YBCO-Film an einer Substratstufe hängt jedoch sehr spezifisch von dem jeweiligen Abscheidungsverfahren und den Herstellungsparametern ab.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde in Zusammenarbeit mit der TU-München untersucht, ob es möglich ist, durch thermisch reaktives Verdampfen [121] unter einem Winkel von 45° einen Filmabriß an Substratstufen zu erreichen. Der mögliche Vorteil eines solchen Verfahrens gegenüber üblichen Sputterprozessen (siehe Kapitel 3) ist, daß bei einem Prozeßdruck unterhalb $1 \cdot 10^{-4}$ mbar die mittlere freie Weglänge größer ist und somit die Impulsverteilung der Atome besser erhalten bleibt. Durch eine vergleichsweise niedrige Substrattemperatur ist die Mobilität der Atome und somit die Chance für eine Nukleation im Stufenbereich möglicherweise geringer als bei einem Sputterprozeß.

Für diesen Kontakttyp sollte die Substratstufe möglichst steil sein, um einen Abriss des YBCO-Films zu ermöglichen. Die Substratoberfläche sollte weitgehend frei von Verunreinigungen sein, da diese im Stufenbereich Kristallisationspunkte für Ausscheidungen bilden, die falls sie supraleitend sind, die Au-Barriere kurzschließen können, bzw. falls sie isolierend sind, die Kopplung der YBCO-Elektroden behindern.

Der Herstellungsprozeß

Die Stufen in SrTiO_3 bzw. MgO wurden durch Ionenstrahlätzen unter einen Winkel von 15° erzeugt (Herstellungsparameter siehe Tabelle 1 im Anhang). Dadurch ist gewährleistet, daß ein Stufenwinkel von ca. 80° entsteht und die Redeposition von Material an der Stufe minimiert wird [29]. Durch eine Au-Schutzschicht können Verunreinigungen auf der Oberfläche und im Stufenbereich zuverlässig verhindert werden (siehe Abschnitt 4.2). Der nachfolgende Herstellungsprozeß ist in Abbildung 4.5 schematisch dargestellt. Die Abscheidung der YBCO-Filme erfolgte durch thermisch reaktives Verdampfen [121] unter einem Winkel von 45° von den Verdampferquellen (Abb.4.5a). Anschließend wurde in situ aus der entgegengesetzten Richtung Gold aufgedampft (Abb.4.5b).

Die eigentlichen Kontaktbrücken mit Breiten von 2-8µm wurden durch Ionenstrahlätzen aus diesem Schichtpaket erzeugt. Die mit dem Ionenätzen von YBCO verbundene Problematik wurde in Abschnitt 4.1.2 beschrieben. Zuletzt wird die Probe im Bereich der Stufe und auf den Bondpads mit Lack bedeckt und das restliche Au durch eine Jod-Kaliumjodid-Lösung (siehe 4.1.1) entfernt (Abb.4.5c), um eine Vierpunktmessung am SNS-Kontakt zu erreichen.

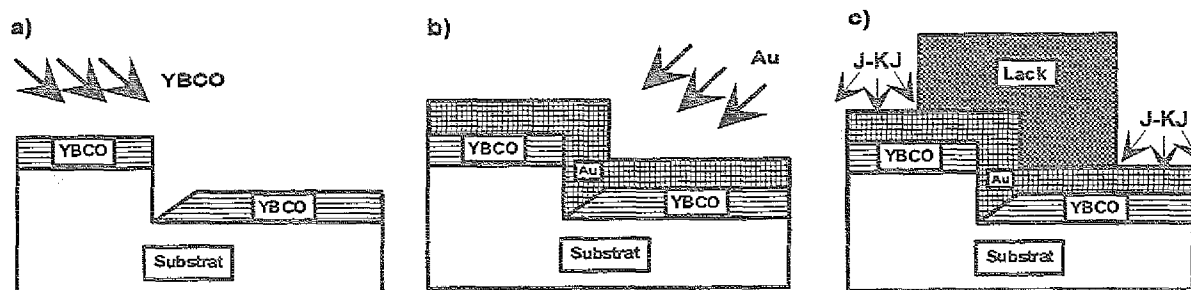


Abb.4.5: Herstellung von SNS-Kontakten mit Au: a) gerichtete Deposition des YBCO-Films; b) gerichtete Deposition des Au-Films; c) Entfernung des restlichen Au-Films mit Jod Kaliumjodid.

Problematik: Filmabriß

Die Unterbrechung des YBCO-Films an der Substratstufe wurde untersucht, indem Proben ohne Au-Bedeckung hergestellt wurden und der Widerstand von Mikrobrücken gemessen wurde, die über die Stufe verliefen. Der Widerstand von 2-8µm breiten Brücken betrug bei Raumtemperatur maximal 30-50kΩ und bei tiefen Temperaturen 10-100kΩ.

Das bedeutet, daß Materialablagerungen an der Stufe vorhanden sind, die jedoch nicht supraleitend sind. Dieses Ergebnis entspricht den Beobachtungen anderer Arbeitsgruppen [62]. EDX-Untersuchungen von Dong et al. [122] haben gezeigt, daß das Material im Stufenbereich hauptsächlich aus CuO besteht.

Problematisch bei dem oben beschriebenen Test ist, daß die YBCO-Filme nicht mit einer Schutzschicht bedeckt waren und somit die Gefahr besteht, daß dünne supraleitende Bereiche im Stufenbereich vorhanden sind, die an der Umgebungsluft schnell degradieren, aber bei den SNS-Kontakten durch eine Au-Bedeckung geschützt sind. Die Problematik dieser möglichen Kurzschlüsse wird in Kapitel 5 in Zusammenhang mit den elektrischen Messungen an den Kontakten noch einmal diskutiert.

4.4. Herstellung von Rampen-Kontakten

Eine ab-Kopplung der supraleitenden Elektroden in einem c-Achsen orientierten Film läßt sich durch die Geometrie des Rampen-Kontaktes (Abb.4.6) erzielen. Gleichzeitig ergeben sich sehr kleine Kontaktflächen, da eine Dimension durch die Filmdicke bestimmt wird.

Die zentrale technologische Aufgabe bei der Herstellung von SNS-Rampenkontakten besteht in der Präparation einer Stufe im YBCO-Film, deren Stromtragfähigkeit in der Größenordnung eines ungestörten YBCO-Films ($j_c \approx 1 \cdot 10^6 \text{ Acm}^{-2}$ bei 77K) liegen soll.

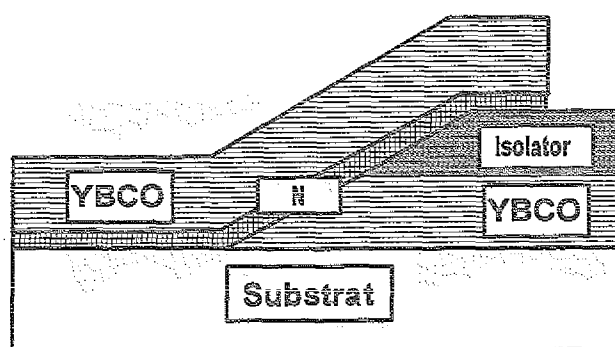


Abb.4.6: Geometrie des Rampenkontaktes

Das bedeutet zum einen, daß die Stufe so flach sein muß, daß keine Korngrenzen entstehen, die eine Reduzierung der Stromdichten bewirken (siehe Kapitel 2.1.2.3). Zum anderen sollte der Strukturierungsprozeß keine Schädigung des YBCO-Films im Stufenbereich bewirken, die eine Reduzierung der Stromtragfähigkeit zur Folge hat.

Die Herstellung der Stufe kann durch Ionenätzen [123], durch Filmabscheidung über einer Schattenmaske [124] oder durch naßchemisches Ätzen [74] erzeugt werden. Im Rahmen dieser Arbeit wurden folgende Methoden zur Rampenherstellung untersucht:

- Brom-Ethanol-geätzte Kanten
- Ionengeätzte Kanten

Die YBCO Filme und SrRuO_3 -Zwischenschichten wurden durch off-axis-Sputtern hergestellt (siehe Kapitel 3).

4.4.1. Kontakte mit naßchemisch geätzten Kanten

Von Faley et al. [74] wurde für die Herstellung von Rampen-Kontakten eine Brom-Ethanol-Lösung verwendet. Mit dieser Methode ergibt sich ein sehr flacher Stufenwinkel von ca. 3° , da die Ätzrate der Lösung in ab-Richtung 15 mal größer als in c-Richtung ist (siehe auch 4.1.1). Solche Rampen können sehr große kritische Ströme tragen, da die lokale Stöchiometrie an der Kante durch die Ätzlösung nicht verändert wird [114].

Da gewöhnliche AZ-Lacke aufgrund ihrer Löslichkeit in Ethanol nicht benutzt werden können und keine einfache Möglichkeit zur Belichtung von PMMA-Lack zur Verfügung stand, wurde im Rahmen dieser Arbeit eine Doppelschicht aus CaO und ZrO_2 als Ätzmaske verwendet.

Die CaO-Schicht bietet die Möglichkeit, die obere YBCO-Schicht im Überlappbereich zur

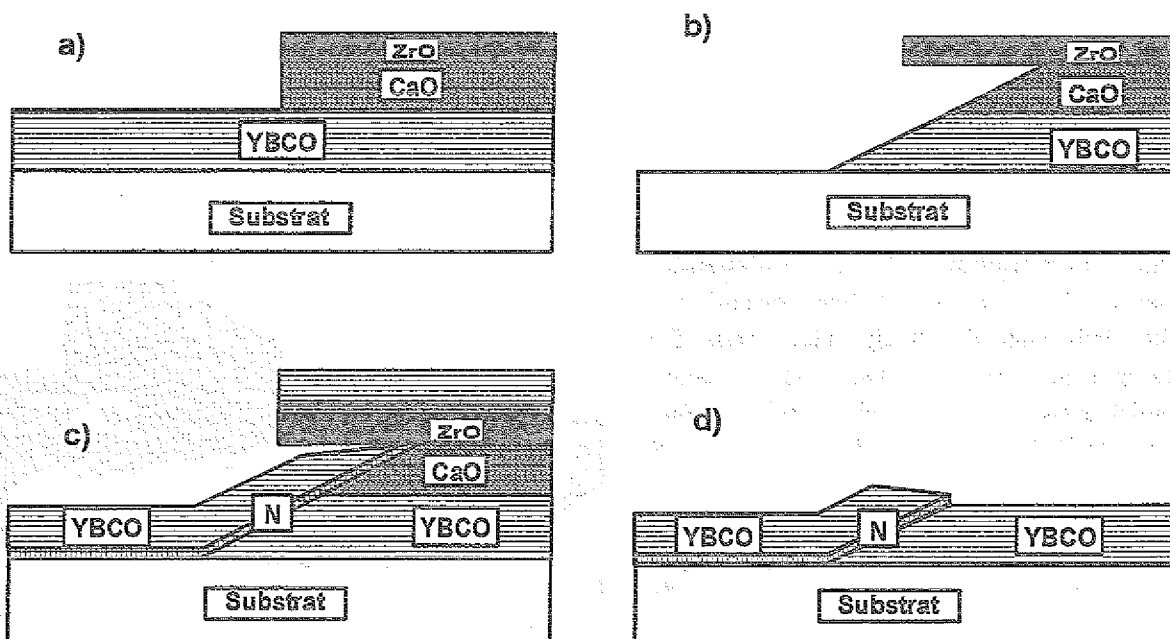


Abb.4.7: Naßchemische Herstellung von Rampenkontakten; a) Strukturierung der Ätzmaske durch einen Photolack-Lift-off; b) Ätzen der Rampe mit Brom-Ethanol; c) Abscheidung von Barriere und oberer Elektrode; d) CaO-Lift-off: Entfernen der oberen Elektrode im Überlappbereich

unteren Elektrode durch Lift-off (siehe 4.1.3) vollständig zu entfernen und somit zusätzliche Strompfade in c-Richtung zu verhindern. Die ZrO_2 -Schicht dient als eigentliche Ätzmaske, da sie durch Brom-Ethanol nicht geätzt wird. Die Präparation der Lift-off-Maske (siehe Abb.4.7a) wird im Anhang beschrieben und ist dort in Tabelle 2 zusammengefasst. Der im Rahmen dieser Arbeit verwendete Prozeß zur Herstellung von SNS-Kontakten mit Brom-Ethanol geätzten Kanten ist in Abbildung 4.7 schematisch dargestellt.

Die Rampe wird in einer 0,3 prozentigen Lösung von Brom in Ethanol geätzt (Abb.4.7b) und gründlich in Ethanol und schließlich in Propanol gespült. Da zu lange Ätzzeiten Flankenwinkel $>60^\circ$ zur Folge haben können [74], ist darauf zu achten, daß die Probe nach dem Durchätzen des YBCO-Films direkt aus der Ätzlösung entfernt wird.

Nach einer zusätzlichen O_2 -Plasmareinigung (30min bei 300W Mikrowellenplasma 2.45GHz) wird die Barriere und die zweite YBCO-Schicht in situ durch "off-axis"-Sputtern aufgebracht (Abb.4.7c). Bei der Verwendung von SrRuO_3 -Zwischenschichten ist nach der Abscheidung eine einstündige Sauerstoffbeladung bei 680°C notwendig, um eine ausreichende Beladung der unteren Elektrode zu gewährleisten (siehe Abschnitt 3.4.1.2.).

Nach der Deposition wird die Probe für ca. 15 min in Wasser eingelegt und die Schichten im Überlappbereich mit Ultraschall bzw. mechanisch geliftet (Abb.4.7d). Schließlich werden aus dem Schichtpaket durch Ionenstrahlätzen die eigentlichen Kontaktbrücken mit Breiten von 2-20 μm strukturiert und die Gold-Kontakte für die Bondkontaktierung der Probe aufgedampft.

Die Qualität der YBCO-Rampe wurde untersucht, indem mit diesem Verfahren Kontakte ohne Barrierenschicht hergestellt wurden. Es ergaben sich kritische Stromdichten $> 10^6\text{A}/\text{cm}^2$ bei 77K, was bedeutet, daß der Strom nicht durch die naßgeätzte Grenzfläche begrenzt wird. Mögliche Auswirkungen des naßchemischen Ätzens auf die SN-Grenzfläche werden in Kapitel 7 in Zusammenhang mit den elektrischen Eigenschaften der SNS-Kontakte diskutiert.

Der Nachteil des Verfahrens liegt darin, daß sich die Stufenform nicht nur mit der Ätzdauer verändert, sondern auch stark von der Filmqualität abhängt. Da die verwendeten Filme Defekte beispielsweise an den Antiphasengrenzen aufweisen (siehe Kapitel 3), wurden sehr unregelmäßige Rampenprofile beobachtet.

Auch das CaO -Lift-off-Verfahren hat sich als sehr unzuverlässig herausgestellt, da die Proben über längere Zeit in Kontakt mit Wasser sind und der CaO -Lift-off nicht immer funktioniert. Deshalb wurde dieses Verfahren bei den ionengeätzten Rampen-Kontakten nicht verwendet.

4.4.2. Kontakte mit ionengeätzten Kanten

Es gibt verschiedenen Veröffentlichungen über die Herstellung von Rampenkontakten durch Ionenstrahlätzen [48], [125]. Die Parameter hängen jedoch sehr spezifisch von der Konfiguration der jeweiligen Ätzanlage wie z.B der Ionenquelle und der thermischen Ankopplung der Proben ab, so daß die Parameter nur begrenzt auf die vorhandenen Bedingungen übertragbar sind. Es mußte also in Rahmen dieser Arbeit ein Prozeß entwickelt werden, der mit der vorhandenen Konfiguration die Herstellung flacher YBCO-Stufen gewährleistet und eine möglichst geringe Schädigung des YBCO-Films im Bereich der Rampe zur Folge hat.

In Abbildung 7.8 ist eine Übersicht über den Prozeß zu sehen, der für die Herstellung der SNS-Kontakte mit ionengeätzten Kanten verwendet wurde.

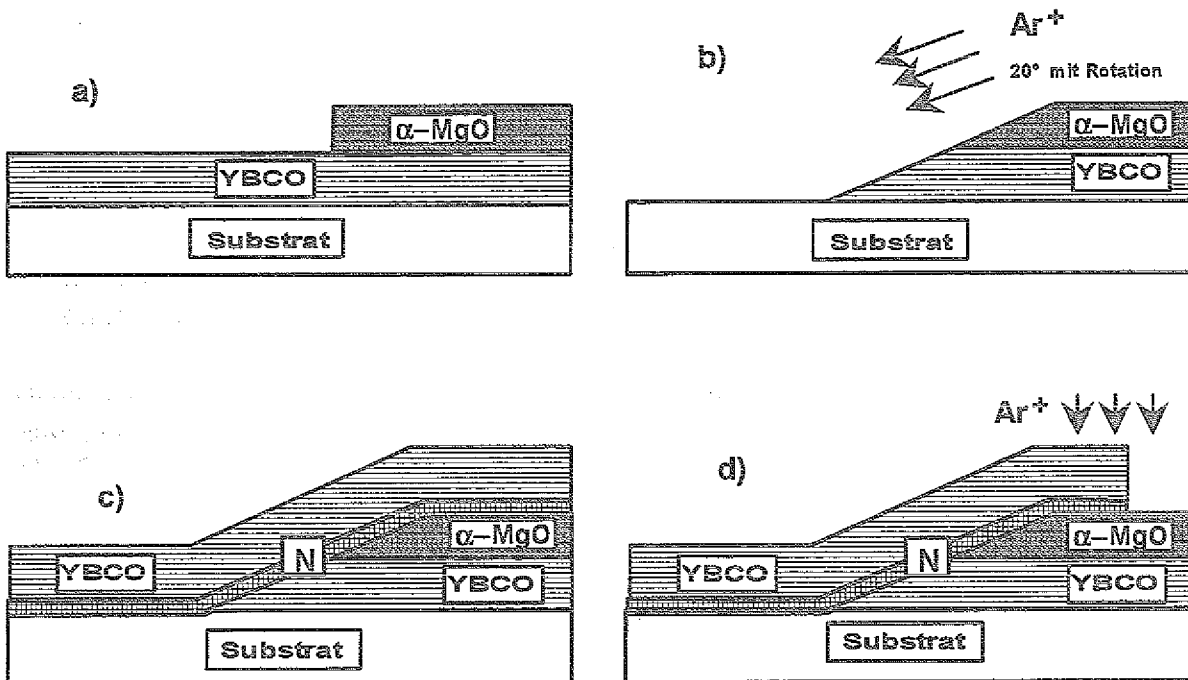


Abb.4.8: Herstellung eines Rampenkontaktes mit ionenstrahlgeätzter Kante; a) Strukturierung der MgO-Maske durch Lift-off, b) Ionenstrahlätzen der Rampe, c) Abscheidung von Barriere und oberer Elektrode, d) Strukturierung der Mikrobrücken und Entfernen des oberen YBCO-Films im Überlappungsbereich

Die Ätzmaske

Als Ätzmaske wurde bei den ionengeätzten Rampen ein amorpher Isolator verwendet, der durch einen Lift-off-Prozeß strukturiert werden kann (siehe Abb.4.8a). Diese Methode hat den Vorteil, daß die Ätzmaske gleichzeitig in den nachfolgenden Prozessen als Isolationsschicht genutzt werden kann, um den Stromfluß in c-Richtung zu verhindern.

Es wurden die Isolatoren amorphes MgO (α -MgO) und CeO (α -CeO) als Maskenmaterial getestet. Mit einer CeO-Maske wurde der untere YBCO-Film während des zweiten Depositionsschrittes durch die Diffusion von Ce so stark geschädigt, daß er nicht mehr supraleitend war. Dieser Effekt wurde auch bei YBCO/CeO-Multilagen beobachtet [128] und auf die Bildung von Ceraten wie z.B. BaCe zurückgeführt. Es muß also bei der Wahl des Isolatormaterials darauf geachtet werden, daß die Neigung zur Interdiffusion mit YBCO gering ist. Bei MgO wurde ein solcher Effekt nicht beobachtet und somit für die Herstellung der Kontakte verwendet. Die Stellen für die Kontaktierung der unteren Elektrode werden mit Photolack bedeckt und müssen somit nicht nachträglich durch einen weiteren Ätzprozeß freigelegt werden. Desweiteren wird mit diesem Prozeß eine Kontamination der Rampe mit Lackbruchstücken während des Ätzprozesses verhindert.

Ein Nachteil des Verfahrens ist, daß dieser Isolator nicht bei hohen Temperaturen epitaktisch aufgewachsen werden kann, da er sonst nicht mit einem einfachen Photolack Lift-off strukturiert werden kann. Demzufolge ist auch der obere YBCO-Film amorph und es lassen sich keine weiteren Lagen epitaktisch aufwachsen.

Ionenstrahlätzen		Reinigen / Ausheilen	
Spannung	250V	O ₂ -Plasmareinigung	30min bei 300W
Strom	44mA	Ausheilen :	
Kippwinkel	70°	1 atm O ₂ ; 800°C; 10min	
Rotation	ja	Beladung der unteren YBCO-Schicht:	
Ätzintervalle	30s/30s	1 atm O ₂ ; 680°C; 1h	

Tab.4.2: Präparation und Nachbehandlung der YBCO-Rampen

Rampenherstellung

Die YBCO-Rampen wurden durch Ionenstrahlätzen unter einem Winkel von 20° (Verkipfungswinkel 70°) erzeugt (siehe Abb.4.8b), da durch TEM-Untersuchungen (siehe Abb.4.4) gezeigt werden konnte, daß sich damit auf beiden Ätz-Flanken ein Stufenwinkel von etwa 35° ergibt (siehe Abschnitt 4.2). Die Parameter für den Ionenätzprozeß sind in Tabelle 4.2 zusammengestellt (siehe auch [127]). Die Endpunktkontrolle des Ätzprozesses wurde durch SIMS vorgenommen, wodurch vermieden wurde, tief in das Substrat hineinzuätzen und die Rampe nachträglich durch rückgesputterte Substratome zu verunreinigen.

Abscheidung von Barriere und oberer Elektrode

Nach dem Ionenätzen der Rampe wurden der Lack auf den Bondpads und mögliche Verunreinigungen an der Stufe im Sauerstoffplasma (30 min bei 300W) entfernt. Die Probe wurde danach in die Sputteranlage eingebaut, in einer Atmosphäre Sauerstoff auf die Depositionstemperatur von YBCO hochgeheizt und bei diesen Bedingungen ca. 10 min getempert. Ein solches Verfahren wird von verschiedenen Gruppen angewendet, da REED-Untersuchungen gezeigt haben, daß es innerhalb weniger Minuten zu einer Rekristallisation der teilweise amorphisierten Oberfläche kommt [129]. Die Sauerstoffbeladung der Stufe durch diesen Prozeßschritt spielt keine Rolle, da Sauerstoff wieder ausdiffundiert, wenn die Kammer auf einen Sputterdruck von 0,2 mbar abgepumpt wird.

Deshalb ist es wichtig, daß die gesamte Probe nach der Deposition von Barriere und oberer YBCO-Schicht in Sauerstoff abgekühlt und dadurch wieder vollständig beladen wird. Bei der Verwendung von SrRuO₃-Barrieren muß die Probe ca. 1h bei 680°C getempert werden, um eine ausreichende Beladung der unteren YBCO-Schicht zu gewährleisten (siehe 3.4.1.2). Die Präparationsschritte für die Stufenherstellung sind in Tabelle 4.2 noch einmal zusammengefasst.

Schließlich werden aus dem Schichtpaket in einem weiteren Ionenätzprozeß die eigentlichen Kontaktbrücken mit Breiten von 2µm-20µm strukturiert und dabei der YBCO-Film im Überlappbereich zur unteren Elektrode größtenteils entfernt (Abb.4.8d). Als letztes werden die Gold-Kontakte für die Bondkontaktierung der Probe aufgedampft. Genauere Angaben über den Prozeß und die Lithographieschritte finden sich in der Diplomarbeit von C.Rohde [127].

Die Qualität der auf diese Weise hergestellten YBCO-Rampen wurde dadurch getestet, daß Rampen-Kontakte ohne Barrierenschicht hergestellt wurden. Es wurden kritische Stromdichten im Bereich $> 10^6 \text{ A/cm}^2$ bei 77K erzielt, was bedeutet, daß der kritische Strom dem eines ungestörten Films entspricht und der Einfluß der ionengeätzten Grenzfläche im wesentlichen zu vernachlässigen ist. Eine Reinigung der Rampen nach dem Ionenätzen mit einer Brom-Ethanol-Lösung (0,01%) führte nicht zu einer Erhöhung der kritischen Stromdichten, sondern lediglich zu einer Zunahme der I_c -Streuung auf einer Probe (siehe [127]). Der Einfluß des Ionenätzprozesses auf die Kontakteigenschaften wird in Kapitel 7 in Zusammenhang mit den elektrischen Messungen, im Vergleich mit den anderen Kontakttypen, genauer diskutiert werden.

4.5. Herstellung planarer Kontakte

Eine Kontaktgeometrie, in der beide YBCO-N-Grenzflächen in situ erzeugt werden können, sind planare Kontakte, die aus YBCO-N-YBCO-Dreifachschichten (siehe Abb.4.9) hergestellt werden.

Die Herstellung planarer Kontakte wurde von verschiedenen Gruppen beschrieben (z.B. [130], [133]). Dabei handelt es sich um komplizierte Prozesse, die aus der Technologie konventioneller

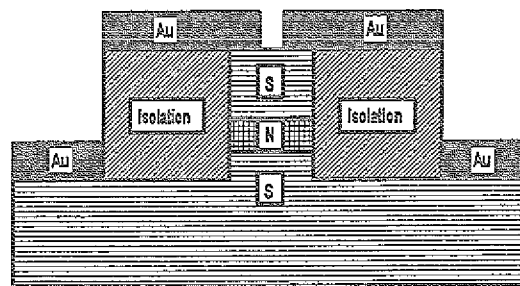


Abb.4.9: Geometrie des planaren SNS-Kontaktes

Supraleiter auf die Hochtemperatur-Supraleiter übertragen wurden. Die Kontaktfläche der erfolgreich realisierten Josephson-Kontakte beträgt zwischen $20 \times 20 \mu\text{m}^2$ und $100 \times 100 \mu\text{m}^2$ [133], so daß die Wahrscheinlichkeit für einen Kurzschluß innerhalb des Kontaktgebietes sehr hoch ist. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Prozeß entwickelt, bei dem die Besonderheiten der YBCO-Filme berücksichtigt und die Anzahl der Prozessschritte minimiert wurden. Dadurch ist es möglich, Kontakten mit Flächen von $2 \mu\text{m} \times 2 \mu\text{m}$ herzustellen. Neben der Empfindlichkeit der YBCO-Oberfläche gegenüber Entwicklerflüssigkeit und Umgebungsluft, mußte auch berücksichtigt werden, daß der Auflösung der Photolithographie durch die kleinen verfügbaren Probengrößen ($10 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$) Grenzen gesetzt sind.

Der Prozeß ist in Abbildung 4.10. schematisch dargestellt; zu den Grundprinzipien gehört:

- die Probe wird vor jedem Strukturierungsschritt großflächig mit Au bedeckt
- die Kontakt-Säulen ergeben sich an Überkreuzungen schmaler Bahnen

1.) Strukturierung der unteren Elektrode

Die Dreifachschichten, deren Herstellung in Kapitel 3 beschrieben wurde, werden direkt nach der Abscheidung in-situ mit einer ca. 30nm dicken Gold-Schutzschicht bedeckt. In einem ersten Lithographieschritt wird der Bereich mit Lack bedeckt, der später als untere Elektrode bzw. als deren Zuleitung dienen wird. Der Rest der Probe wird durch Ionenstrahlätzen bis auf das Substrat durchgeätzt (siehe Abb.4.10a). Eine Endpunktkontrolle erfolgt dabei entweder durch SIMS oder durch einfache Sichtkontrolle. Die Parameter sind in Tabelle 3 im Anhang dieser Arbeit zusammengestellt. Die Lackmaske wird durch einen Umkehrprozeß strukturiert,

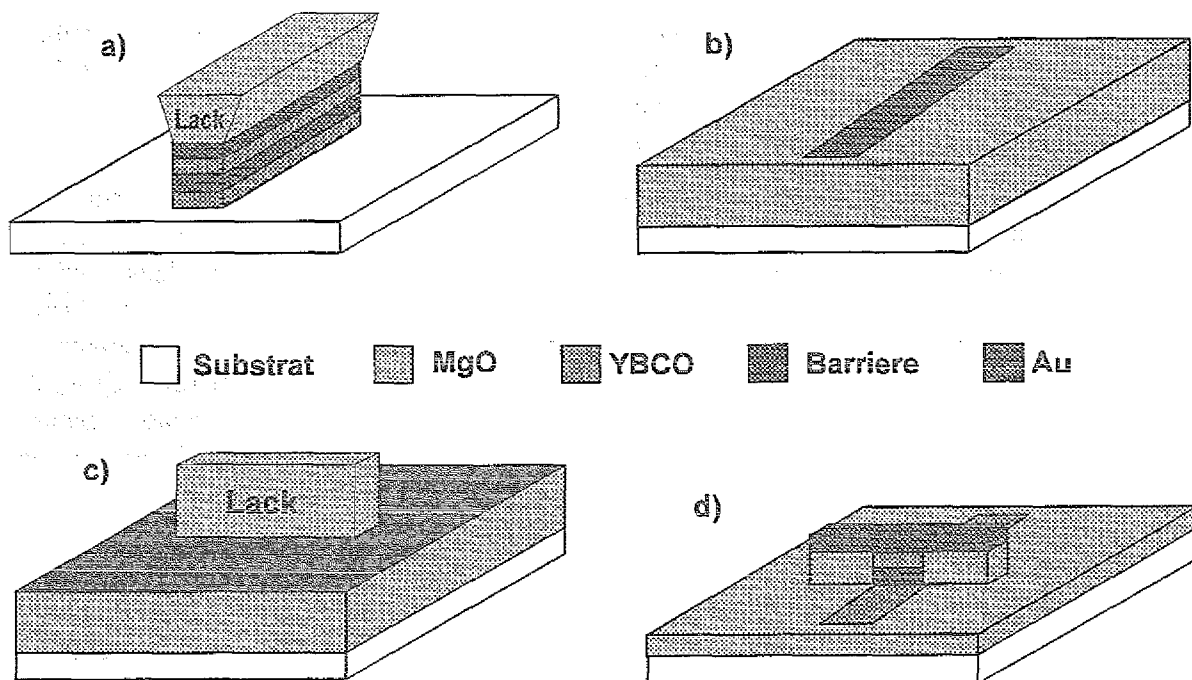


Abb.4.10: Schematische Darstellung der Prozessschritte der Multilagenstrukturierung: a) Strukturierung der unteren Elektrode; b) Seitenisolierung und Planarisierung; c) Au-Abscheidung und Strukturierung der oberen Elektrode; d) der Kontakt ergibt an der Überkreuzung der beiden Elektroden

da für den anschließenden Lift-off Prozeß eine negative Lackflanke (siehe Lackprofil in Abb.4.10a) von essentieller Bedeutung ist.

2.) Seitenisolierung

Durch die Wahl der Geometrie (siehe Abb.4.10) gibt es außerhalb des Kontaktgebietes keine Überlappungen zwischen der unteren Elektrode und der oberen Zuleitung. Es müssen also nur die Seitenwände isoliert werden, an denen die Au-Zuleitung später die Säule überkreuzt. Zu diesem Zweck wird die Lackmaske des 1. Ätzprozesses für einen "self-align" Lift-off-Prozeß genutzt. Die Seitenisolierung erfolgt also schon vor dem Durchätzen auf die untere Elektrode. An den Isolator müssen die folgenden Anforderungen gestellt werden:

- gute Haftung auf dem Substratmaterial
- gute Haftung von Gold auf dem Isolator
- geringe Schädigung von YBCO durch Diffusion von Isolatoratomen

Die Haftungseigenschaften von gesputterten SiO_2 waren sehr gut, jedoch konnte eine Erhitzung des Photolacks während des Sputterprozesses nicht verhindert werden, wodurch der anschließende Lift-off Prozeß sehr erschwert wurde. Dieses Problem konnte dadurch vermieden werden, daß SiO_2 durch Elektronenstrahl-Verdampfen abgeschieden wurde, jedoch waren die Haftungseigenschaften solcher Filme auf den Substratmaterialien sehr schlecht. Die Haftungseigenschaften von gedampftem SiO sind wesentlich besser, jedoch besteht bei allen Oxiden SiO_{2-x} die Gefahr, daß durch die Diffusion von Si-Atomen eine Schädigung des Supraleiters verursacht wird.

Materialien wie α -PrBaCuO, α -SrTiO₃ und α -MgO eignen sich sehr gut für diesen Prozeß, da sie sehr gut auf dem Substrat haften und auch keine Schädigung durch Interdiffusion auftritt. Der Isolator MgO hat sich bei diesem Prozeß bewährt, da er sich leicht Elektronenstrahl-Verdampfen läßt und nicht gesputtert werden muß.

Die Form der Lackmaske und die damit verbundene Angriffsfläche für das Lösungsmittel ist für die Zuverlässigkeit des Lift-off-Prozesses von zentraler Bedeutung. So ist es von großem Vorteil, wenn keine kleinen Kontaktflächen freigelegt werden müssen, sondern lange schmale Bahnen, in die das Lösungsmittel leicht eindringen kann. Da aufgrund der kleinen Probengrößen keine exakte Kontaktbelichtung möglich ist, treten stets Verrundungen der Lackmasken auf, die den Lift-off erschweren. Deshalb ist es für den MgO-Lift-off wichtig, daß der Lack durch einen Umkehrprozeß strukturiert wird. Dadurch entstehen negative Lackflanken (siehe Abb.4.10a) und es wird die Entstehung von MgO-Zäunen an der Abrißkante verhindert, an denen die anschließend aufgebraute Gold-Zuleitung sehr leicht abreißen kann.

3.) Freilegung der unter Elektrode und Strukturierung der oberen Elektrode

Entscheidender Vorteil der im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Strukturierungsmethode gegenüber dem von anderen Gruppen verwendeten Verfahren (z.B. [133]) ist, daß die Strukturierung der Au-Zuleitung und das Durchätzen auf die untere Elektrode in einem Schritt erfolgt. So wird die Probe vor dem zweiten Lithographieschritt komplett mit einer Gold-Schicht bedeckt (Abb.4.10c), die bereits als obere Zuleitung dient (Abb.4.10d). Diese Gold-Schicht sorgt desweiteren für einen Schutz des Schichtpaketes vor Lösungsmitteln und Entwicklerflüssigkeit und für eine gleichmäßige Belichtung von Strukturen mit sehr verschiedenen Reflexionseigenschaften (Au, YBCO, MgO).

Das Durchätzen des Schichtpaketes bis auf die untere YBCO-Elektrode wird dadurch sehr erschwert, daß für YBCO kein selektiver Trockenätzprozeß zur Verfügung steht. Die verfügbaren naßchemischen Ätzprozesse sind für die wenigsten Barrierenmaterialien selektiv, außerdem können an Inhomogenitäten in der Barriere Löcher bis durch die untere Elektrode entstehen.

Das Freilegen der unteren Elektrode muß also ebenfalls durch Ionenstrahlätzen erfolgen. Da bei diesem zweiten Ätzschritt nur noch ca. 1% des Substrates mit Material bedeckt ist (siehe Abb.4.10a), liegt das resultierende SIMS-Signal unterhalb der Nachweisgrenze. Deswegen ist die Ätzdauer in der Regel die einzige Möglichkeit, diesen Ätzschritt zu kontrollieren. Die Parameter für den 2. Strukturierungsprozeß sind aus Tabelle 4 im Anhang zu entnehmen.

In Abb.4.11 ist die REM-Aufnahme eines Kontaktes nach den bisher beschriebenen Strukturierungsschritten zu sehen.

4.) Durchtrennen der oberen Zuleitung

Die bisherigen Strukturierungsschritte liefern lediglich eine Dreipunktmessung am Josephson-Kontakt, da die Goldzuleitungen zur oberen Elektrode nicht supraleitend werden. Die Messungen sind mit einem Restwiderstand behaftet, der durch den Kontaktwiderstand zwischen Gold und YBCO zustande kommt. Eine korrekte Vierpunktmessung erfolgt erst dann, wenn die Goldzuleitung durchtrennt wird. Dies ist jedoch technologisch schwierig, da das Ionenstrahlätzen nicht selektiv ist und die darunterliegenden Strukturen bei diesem Strukturierungsschritt zerstört werden können. Ein Durchtrennen der Au-Zuleitung konnte nur bei Kontaktflächen mit $\varnothing > 10\mu\text{m}$ erfolgreich durchgeführt werden. Demzufolge sind die

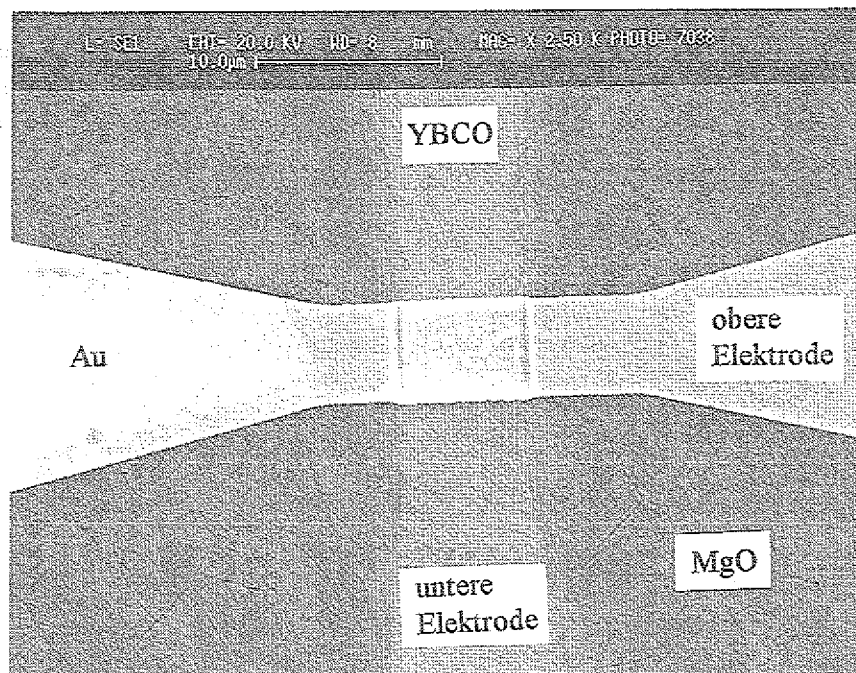


Abb.4.11: REM-Aufnahme eines planaren SNS-Kontaktes; Kontaktfläche: $6\mu\text{m} \times 6\mu\text{m}$

Messungen an den Kontakten häufig lediglich Dreipunktmessungen und mit einem Restwiderstand behaftet.

Zu der Schädigung der c-Achsen-orientierten Multilagen durch den Strukturierungsprozeß ist zu sagen, daß sich das T_c der unteren Schicht durch den Prozeß nicht um mehr als 2°C verringert, obwohl diese Schicht bei dem Durchätzen einem direkten Ionenbeschuß ausgesetzt ist.

Strukturierung a-Achsen-orientierter Multilagen

Ein besonderes Problem bei der Strukturierung von a-Achsen orientierten Filmen besteht darin, daß die Filme sehr empfindlich in Bezug auf Sauerstoffverluste sind, da die CuO_2 -Ebenen an der Oberfläche frei liegen und die Sauerstoffdiffusion innerhalb der CuO_2 -Ebenen wesentlich größer als in c-Richtung ist. Bei der Multilagen-Strukturierung muß die untere Elektrode freigeätzt werden, so daß es zu einem direkten Beschuß des a-Achsen orientierten Films kommt. So führte ein fünfminütiges Anätzen (88mA , 500V , $30\text{s}/30\text{s}$) eines a-Achsen orientierten Films zu einer Verringerung von T_c um 20K und einer deutlichen Verbreiterung der (k00)-Rockingkurven. Das zeigt, daß es nicht nur zu einem Verlust von Sauerstoff, sondern auch zu einer Schädigung der Kristallstruktur kommt.

Die Strukturierung a-Achsen orientierter Multilagen ist somit ein besonders kritischer Prozeß und auch nach dem oben beschriebenen Verfahren können Schädigungen nicht vollständig vermieden werden.

Ein Hauptproblem bei dem technischen Einsatz der planaren YBCO-N-YBCO-Kontakte besteht darin, daß die obere Elektrode nicht auf einfache Weise supraleitend kontaktiert

werden kann, wie es in der Nb-Technologie möglich ist. Dies ist jedoch für die meisten technischen Anwendungen, z.B. SQUIDs erforderlich.

Wenn die obere Elektrode mit YBCO-Zuleitungen verbunden werden soll, so muß nicht nur ein epitaktischer Isolator verwendet werden, sondern es muß auch gewährleistet sein, daß der YBCO-Film die "Schnittstelle" Isolator-obere Elektrode (siehe Abb.4.9) ungestört überwächst. Dies ist insofern schwierig, als schon Stufen in der Größenordnung von 10nm Korngrenzen im YBCO-Film verursachen [132]. So liegen bisher keine Veröffentlichungen über eine erfolgreiche supraleitende Kontaktierung der oberen Elektrode vor.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde auf Grund dieser Probleme ebenfalls auf eine supraleitende Kontaktierung verzichtet, da die Untersuchung der Transporteigenschaften von SNS-Kontakten und nicht die technische Anwendung im Vordergrund stand.

5. Eigenschaften planarer Kontakte aus a-Achsen orientierten Multilagen

5.1. Motivation

Planare SNS-Kontakte haben den großen Vorteil, daß beide SN-Grenzflächen in situ hergestellt werden können (siehe Abb.5.1). Da die Transparenz der YBCO-N-Grenzfläche in c-Richtung vernachlässigbar ist (siehe Abschnitt 2.3.2.1), muß die Kopplung der YBCO Elektroden über die ab-Ebenen erfolgen und somit a-Achsen orientierte Filme verwendet werden. Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Transporteigenschaften von planaren Kontakten aus a-Achsen orientierten YBCO-PrBCO-YBCO-Multilagen untersucht.

PrBCO eignet sich gut als Barrierenmaterial in SNS-Kontakten, da zum einen die Gitteranpassung an YBCO sehr gut und zum anderen die Fehlanpassung der Fermi-Geschwindigkeiten zu YBCO geringer als bei den Edelmetallen ist. Durch den hohen spezifischen Widerstand ($\rho \approx 10 \Omega \text{cm}$) besteht die Möglichkeit, daß die normalleitenden Widerstände der Kontakte durch die PrBCO-Schicht und nicht durch den Grenzflächenwiderstand bestimmt werden (siehe 2.4.2.2.).

Es gibt verschiedene Veröffentlichungen über Rampenkontakte mit PrBCO-Barrieren (z.B. [48], [74]). Von Hashimoto et al. [133] und Barner et al. [134] wurden planare Kontakte aus a-Achsen orientierten YBCO-PrBCO-YBCO-Multilagen hergestellt.

Bei der Herstellung dieses Kontakttypes sind sowohl an die Filmherstellung als auch an die Strukturierung hohe Anforderungen gestellt. Das Herstellungsverfahren für die Kontakte wurde in Kapitel 4.4 beschrieben. Dieses Verfahren wurde im Laufe dieser Arbeit entwickelt, so daß gerade die SNS-Kontakte, die in diesem Kapitel diskutiert werden noch nicht unter optimalen Bedingungen hergestellt wurden. Deshalb wurden beispielsweise lediglich SNS-Kontakte mit Kontaktflächen zwischen $10 \cdot 10 \mu\text{m}^2$ und $50 \cdot 50 \mu\text{m}^2$ realisiert.

Die in dieser Arbeit verwendeten a-Achsen orientierten Filme und Multilagen wurden von E. Sodtke im Rahmen seiner Dissertation hergestellt [78]. An dieser Stelle folgt deshalb nur ein kurzer Überblick über die Gesichtspunkte der Filmherstellung, die für das Verständnis der Kontakteigenschaften von Bedeutung sind.

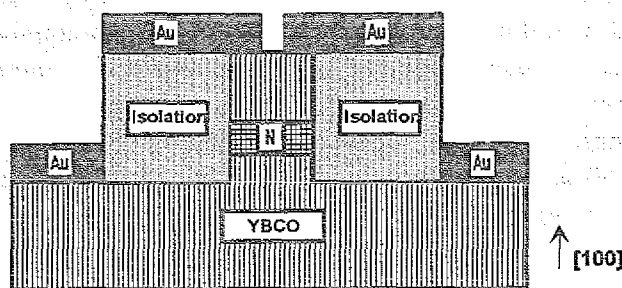


Abb.5.1: Planarer Kontakt aus a-Achsen orientierten Multilagen.

5.2. Überblick über die Herstellung a-Achsen orientierter Filme

Bei hohen Depositionstemperaturen wächst YBCO c-Achsen orientiert auf. Wird die Substrattemperatur verringert, so entstehen zunächst a-Achsen orientierte Bereiche und schließlich kommt es zu einer vollständigen a-Achsen Orientierung des Films.

Ein Problem bei der Abscheidung von a-Achsen orientierten Filmen bei tiefen Temperaturen besteht darin, daß diese Filme trotz guter Kristallqualität eine stark verringerte Sprungtemperatur haben. Bei einer direkten Deposition auf dem Substratmaterial wurden Sprungtemperaturen zwischen 10K und 40K erreicht, bei einer Bekeimung des Substrates mit PrBCO konnte T_c auf 55-65K gesteigert werden [78].

Von Inam et al. [135] wurde ein Verfahren vorgeschlagen, bei dem die Abscheidung bei tiefen Temperaturen begonnen wird und nach erfolgter Keimbildung die Substrattemperatur erhöht wird, um eine höhere Sprungtemperatur zu erreichen. Durch das "Template" wird das a-Achsen Wachstum stabilisiert und ein Umschlagen der Orientierung bei höheren Temperaturen verhindert. Mit diesem Verfahren (Template: 710°C; später 760°C-770°C) wurden Sprungtemperaturen oberhalb von 80K erreicht [78].

Der Nachteil der Filme, die mit der Template-Methode hergestellt wurden, besteht darin, daß sie eine wesentlich höhere Oberflächenrauigkeit besitzen, was für die Herstellung von kurzschlußfreien Filmen einen großen Nachteil darstellt.

5.3. Messung von Strom- Spannungskennlinien

Da die Kennlinien der Josephson-Kontakte durch äußere Störungen stark verändert werden können (siehe Kapitel 2.2.), muß die Meßapparatur gut gegen äußere Störungen abgeschirmt werden. Eine Entkopplung von den 50Hz-Störungen des Netzes wurde dadurch erreicht, daß eine batteriegespeiste Meßelektronik verwendet wurde. Um die Einkopplung äußerer hochfrequenter Wechselfelder zu verhindern, wurden sämtliche Zuleitungen mit Tiefpassfiltern versehen. Die Proben wurden während der Messung mit einer Cryoperm-Ummantelung versehen, um statische äußere Felder abzuschirmen.

Zur Messung der Strom- Spannungskennlinien wurde den Kontakten über eine batteriegespeiste Quelle ein Strom eingeprägt und die abfallende Spannung am Kontakt gemessen. Das Spannungssignal wurde um den Faktor 10-10000 verstärkt und zunächst auf dem Oszilloskop beobachtet.

Zur Verarbeitung der Daten konnten die I-U-Kennlinien über einen 12-bit-Analog-Digital-Wandler mit einem Rechner aufgenommen werden. Das Ausgangssignal der batteriegespeisten Stromquelle wurde dazu über das Spannungssignal des Analog-Digital-Wandlers mit dem Rechner gesteuert. Während der Stromrampen wurde das Spannungssignal an der Probe durch einen Verstärker an den Spannungspegel des Analog-Digital-Wandlers angekoppelt und von dem Rechner aufgenommen (siehe auch [140]).

Die Temperaturabhängigkeit der Transporteigenschaften wurde entweder in einem Verdampferkryostat (Firma Leybold) oder durch thermische Ankopplung an das Heliumbad einer Heliumkanne gemessen. Die Messung der Temperatur erfolgte über einen Platinwiderstand.

Zur Messung der Kontakte unter Mikrowelleneinstrahlung befand sich ein Koaxialkabel im Probenstab. Der Innenleiter des Kabels wirkt als Antenne und wurde bis auf wenige Millimeter an die Probe herangeführt. Dadurch war die Übertragung von Frequenzen bis zu 11GHz möglich.

Zur Messung der Magnetfeldabhängigkeit der Kontakteigenschaften wurde ein Helmholtz-Spulenpaar konstruiert, das an den He-Kryostaten angebracht wurde und dort Messungen in Magnetfeldern bis 150G ermöglicht. Um einen schnellen Überblick über die Magnetfeldabhängigkeit des kritischen Stromes zu bekommen, konnte eine kleine Spule im Probenstab genutzt werden, mit der Magnetfelder bis ca. 10G erzeugt werden konnten. Diese Messung erfolgte über einen Komparator mit einem Spannungskriterium von $10\mu\text{V}$, so daß die $I_c(H)$ -Abhängigkeit direkt am Oszilloskop oder auf dem Monitor des Rechners beobachtet werden konnte.

5.4. Eigenschaften der SNS-Kontakte

Die meisten SNS-Kontakte wurden aus Multilagen hergestellt, die nach dem Template-Verfahren (siehe 5.2) abgeschieden wurden. Es wurden zum Vergleich auch Kontakte aus Multilagen hergestellt, die ohne Template abgeschieden wurden und glattere Oberflächen, jedoch ein verringertes T_c hatten.

SNS-Kontakte aus Dreifachschichten mit Template-Verfahren

Es wurden ca. 20 Proben mit PrBCO-Barrierendicken zwischen 50nm und 150nm strukturiert. Dabei wurden mit Kontaktflächen zwischen $10\mu\text{m}\cdot 10\mu\text{m}$ und $50\mu\text{m}\cdot 50\mu\text{m}$ kritische Ströme zwischen $500\mu\text{A}$ und 20mA bei 4,2K erreicht (Stromdichten: $10^2\text{A}/\text{cm}^2$ und $10^5\text{A}/\text{cm}^2$). Es konnten bis maximal 75K Cooperpaar-Ströme beobachtet werden.

In Abbildung 5.2 ist die Kennlinie eines Kontaktes mit einer Barrierendicke von 100nm zu sehen. Der kritische Strom läßt sich weder durch Mikrowellenstrahlung noch durch ein äußeres Magnetfeld unterdrücken. Der normalleitende Widerstand konnte deshalb auch nur aus der

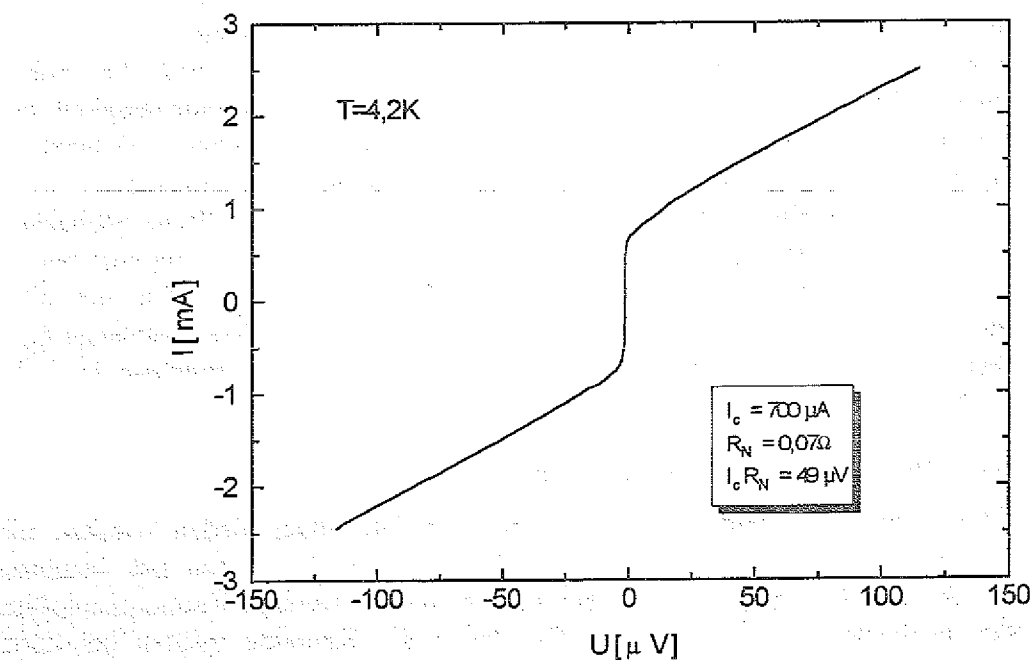


Abb.5.2: I-U-Kennlinie eines Kontaktes mit 100nm Barrierendicke; Kontaktfläche: $20\cdot 20\mu\text{m}^2$. Kontakt wurde mit der Template-Methode hergestellt.

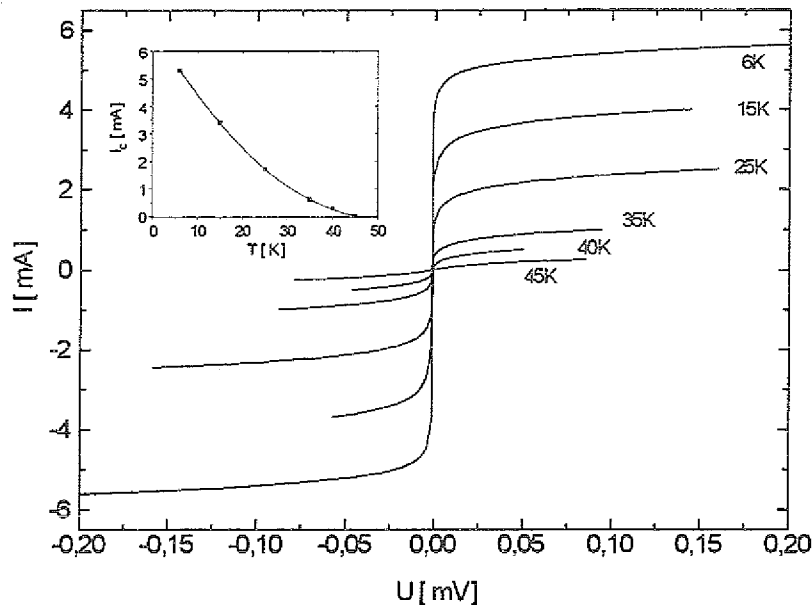


Abb.5.3: I-U-Kennlinie eines mit dem Template-Verfahren hergestellten Kontaktes (50µm-50µm) mit 100nm Barrierendicke bei verschiedenen Temperaturen;

Inset: Temperaturabhängigkeit des kritischen Stromes.

Extrapolation der I-U-Kennlinie zu hohen Spannungen mit $0,07\Omega$ abgeschätzt werden. Die I-U-Kennlinien der Kontakte weisen einen hohen Exzeß-Strom auf und können nicht durch das RSJ-Modell beschrieben werden (siehe Kapitel 2.2.2).

Der ermittelte Wert liegt mehrere Größenordnungen unter dem normalleitenden Widerstand von 25Ω , der sich aus $\rho=10\Omega\text{cm}$ bei einer PrBCO-Schicht von 100nm berechnet.

Die meisten Kontakte weisen "flux-flow"-ähnliche Kennlinien auf, die auch bei hohen Temperaturen nicht RSJ-ähnlich werden (siehe Abb.5.3). Die Temperaturabhängigkeit des kritischen Stromes ist im Inset in Abbildung 5.3 zu sehen. Der normalleitende Widerstand ($R_N = 0,3\Omega$), der sich aus diesen Kennlinien abschätzen läßt, ist temperaturunabhängig.

Es konnte kein eindeutiges Skalieren des kritischen Stromes mit der Kontaktfläche beobachtet werden. In Abbildung 5.4 ist der kritische Strom bei verschiedenen Temperaturen in Abhängigkeit von der Barrierendicke zu sehen. Die Meßpunkte lassen sich bei allen Temperaturen durch einen exponentiellen Verlauf $I_c \sim \exp(-d/\xi_N)$ mit der Kohärenzlänge $\xi_N = 70\text{nm}$ beschreiben. Bei kleinen Barrierendicken ($d=50\text{nm}$) weicht der gemessene kritische Strom von dem exponentiellen Verlauf ab.

SNS-Kontakte aus Dreifachschichten ohne Template

Es wurden SNS-Kontakte aus Multilagen, die ohne Template abgeschieden wurden, mit Barrierendicken von 50nm und 100nm hergestellt. Wie bei den Kontakten mit Template konnten kritische Stromdichten bis 10^5A/cm^2 bei 4,2K gemessen werden. Cooperpaarströme konnten bis 65K beobachtet werden. Die I-U-Kennlinien der Kontakte zeigten bei tiefen Temperaturen ($T < 40\text{K}$) eine Hysterese (siehe Abb.5.5). Die Temperaturabhängigkeit des kritischen Stromes ist in Abbildung 5.6 zu sehen. Der kritische Strom konnte durch ein äußeres Magnetfeld (maximal 150G) um ca. 1% moduliert werden (siehe Inset Abb.5.6).

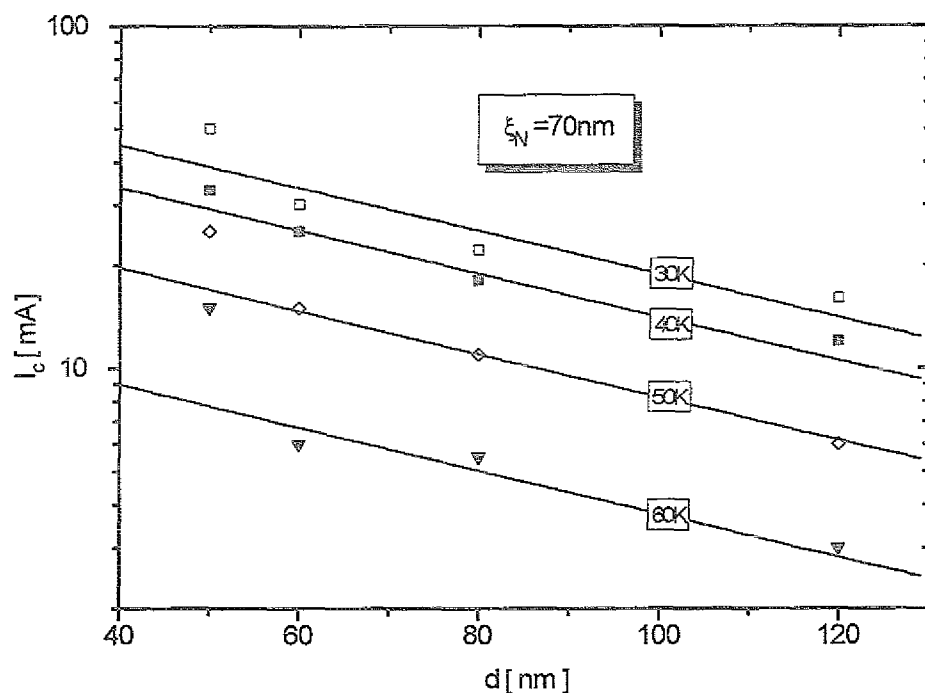


Abb. 5.4: Abhängigkeit des kritischen Stromes von der Barrierendicke bei verschiedenen Temperaturen; Kontaktfläche: $10\mu\text{m} \cdot 10\mu\text{m}$; Kontakte wurden mit Template-Methode hergestellt.

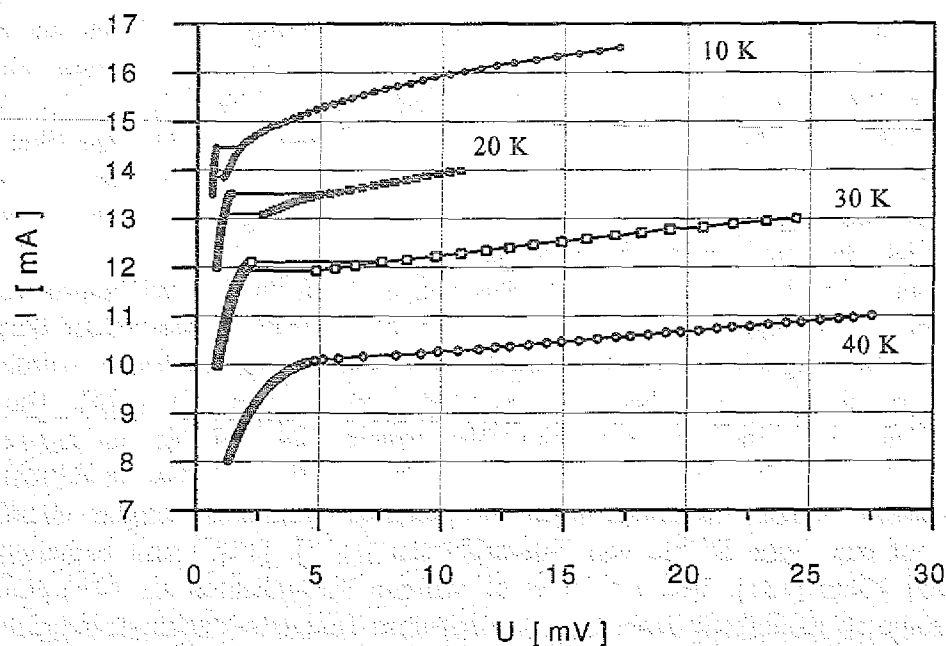


Abb. 5.5: Kennlinien eines Kontaktes, der ohne Template-Verfahren hergestellt wurde für verschiedene Temperaturen; Kontaktfläche $20\mu\text{m} \cdot 20\mu\text{m}$; Barrierendicke: 50 nm [78].

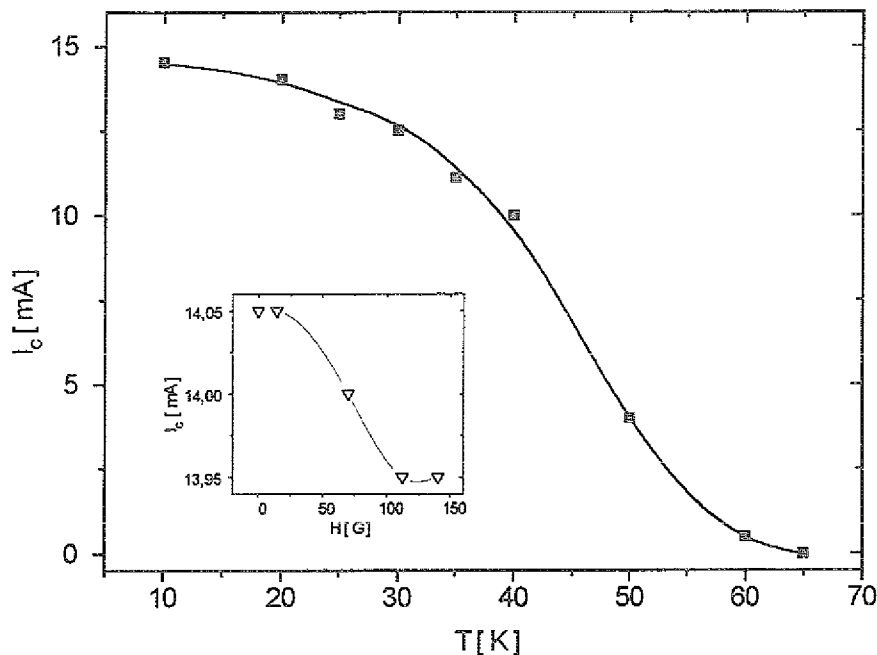


Abb.5.6: Abhängigkeit des kritischen Stromes von der Temperatur eines Kontaktes, der ohne Template-Methode hergestellt wurde; Kontaktfläche $20\mu\text{m}\cdot 20\mu\text{m}$; Barrierendicke: 50nm. Inset: Magnetfeldabhängigkeit des kritischen Stromes.

5.5. Diskussion

Die kritischen Stromdichten der planaren SNS-Kontakte sind mit $10^2\text{-}10^5\text{A}/\text{cm}^2$ (bei 4,2K) sehr hoch und lassen sich weder durch Mikrowellenstrahlung noch durch ein Magnetfeld unterdrücken. Die normalleitenden Widerstände sind mehrere Größenordnungen niedriger, als sich aus dem Schichtwiderstand von PrBCO berechnet und unabhängig von der Temperatur. Daraus wird deutlich, daß der Stromtransport für Cooperpaare und Quasipartikel nicht über die PrBCO-Barriere erfolgt, sondern andere Leitungskanäle vorhanden sind. Der Cooperpaarstrom zeigt im wesentlichen kein Josephson-Verhalten, so daß der Stromtransport wahrscheinlich über supraleitende Kurzschlüsse in der Barriere erfolgt.

Die Dickenabhängigkeit des kritischen Stromes steht nicht im Widerspruch zu diesen Überlegungen, da durch das Zuwachsen von Kurzschlüssen mit zunehmender Barrierendicke eine solche Abhängigkeit verursacht werden kann. Ein solches Verhalten wurde auch von Robertazzi et al. an Kurzschlüssen in MgO-Barrieren beobachtet [125]. Die ermittelte Kohärenzlänge von 70nm ist zudem eine Größenordnung höher als die von anderen Gruppen an Rampenkontakten für PrBCO veröffentlicht wurde (z.B. 6nm von Gao et al.[48]).

Die Ergebnisse anderer Arbeitsgruppen an planaren Kontakten zeigen ebenfalls starke Hinweise auf eine hohe Dichte von Kurzschlüssen ([137], [134]) und Kohärenzlängen im Bereich von 10nm [134]. Von Barner et al. wurden Stromdichten bis $10^4\text{A}/\text{cm}^2$ und hohe Exzeß-Ströme an Kontakten beobachtet, die mit dem Template-Verfahren hergestellt wurden und somit möglicherweise sehr hohe Rauigkeiten und viele Kurzschlüsse aufwiesen.

Deutliche Hinweise auf einen Stromtransport durch eine geschlossene PrBCO-Barriere zeigen planare Kontakte, die von Hashimoto et al. [133], [138] aus Multilagen hergestellt wurden, die

ohne Template abgeschieden wurden. Die Kontakte zeigen RSJ-förmige Kennlinien und nahezu ideale Fraunhofermuster, allerdings auch sehr große Kohärenzlängen von 28nm. Die Kontakte arbeiten jedoch nur bis maximal 30K [139]. Eine mögliche Ursache dafür ist, daß die YBCO-Filme schon wegen des Verzichts auf die Template-Methode eine reduzierte Übergangstemperatur haben.

Im Rahmen dieser Arbeit konnte selbst durch die Verwendung von glatteren Filmen, die ohne Template-Methode hergestellt wurden, keine Verringerung der Kurzschlußdichte erreicht werden.

Insgesamt sind die Aussichten, mit a-Achsen orientierten Multilagen kontrollierbare Josephson-Kontakte herzustellen, die bei 77K arbeiten, sehr gering. Desweiteren ist der Einsatz a-Achsen orientierter Bauelemente in integrierten Schaltungen problematisch, da die Kombination mit c-Achsen orientierten Elementen, z.B. Leiterbahnen, mit der Entstehung von Korngrenzen verbunden ist. Deshalb wurden im Rahmen dieser Arbeit Alternativen zu dieser Kontaktvariante untersucht, die in den folgenden Kapiteln diskutiert werden.

6. Proximity-Kopplung an der YBCO-Au-Grenzfläche

6.1. Motivation

Die Untersuchungen planarer Kontakte aus a-Achsen orientierten Multilagen (Kapitel 5) haben gezeigt, daß die Verwendung dieses Kontakttyps mit großen Problemen verbunden ist. Neben der Schwierigkeit, in a-Achsen orientierten Multilagen kurzschlußfreie Barrieren zu erzielen, ist der Einsatz a-Achsen orientierter Bauelemente problematisch, da in integrierten Schaltungen eine Kombination mit c-Achsen orientierten Elementen, z.B. Leiterbahnen erfolgen muß.

Deshalb wurden im Rahmen dieser Arbeit Alternativen untersucht, die eine Verwendung c-Achsen orientierter Filme ermöglichen. In diesem Kapitel wird die Untersuchung einer möglichen Proximity-Kopplung an der Oberfläche eines c-Achsen orientierten YBCO-Films beschrieben. Da die Transparenz der (100)-Grenzfläche zu vernachlässigen ist (siehe Kapitel 2.3.2.1), war zu untersuchen, ob durch Stufen an der YBCO-N-Grenzfläche eine Ankopplung an die ab-Ebenen erreicht werden kann.

Dabei besteht zum einen die Möglichkeit, daß die atomaren Stufen an der YBCO-Oberfläche (siehe Kapitel 3.4.2) eine solche Ankopplung über die ab-Ebenen bewirken (Abb.6.1a).

Zum anderen wurde untersucht, ob durch eine Stufe im Substrat eine Kopplung über die ab-Ebenen erreicht werden kann (siehe Abb. 6.1b).

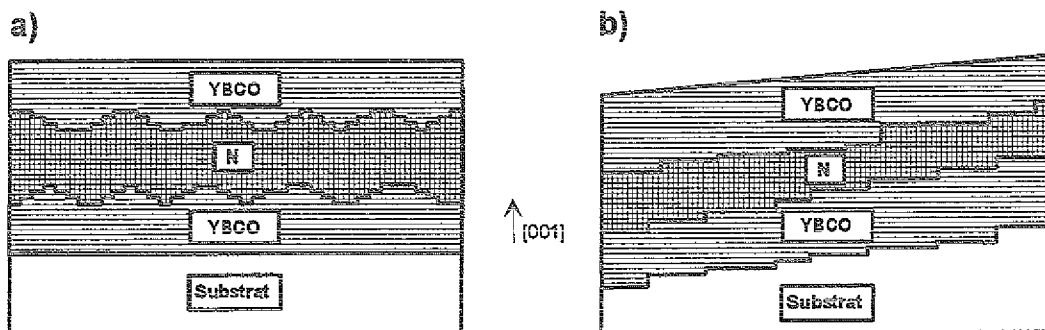


Abb.6.1: ab-Ankopplung in einem c-Achsen orientierten Film;
a) durch atomare Stufen an der Oberfläche; b) durch eine Stufe im Substrat.

Die einfachste Möglichkeit, die Proximity Kopplung an der YBCO-Grenzfläche zu untersuchen, bietet eine Au-Barriere, da diese bei niedrigen Temperaturen abgeschieden werden kann und eine komplette Bedeckung der YBCO-Oberfläche gewährleistet ist. Zum anderen hat Gold gegenüber den oxidischen Barrieren den Vorteil, daß durch den metallischen Leitungsmechanismus der Ladungstransport nicht zusätzlich verkompliziert wird (siehe Kapitel 2.4.2.2.).

Da bei Au-Zwischenschichten keine planare Geometrie mit einer oberen YBCO-Elektrode möglich ist, wurde stattdessen eine Nb-Schicht verwendet. Da die elektrischen Eigenschaften von Nb und Gold sehr ähnlich sind, ist die Unterdrückung des Ordnungsparameters an der Au-Nb-Grenzfläche zu vernachlässigen, so daß Eigenschaften der Kontakte durch die YBCO-Au-Grenzfläche bestimmt werden. Anschließend werden die Ergebnisse an YBCO/AU/YBCO-Stufen-Kontakten mit einer komplexeren Geometrie diskutiert.

Die Meßtechnik für die I-U-Kennlinien wurde in Kapitel 5.3. beschrieben.

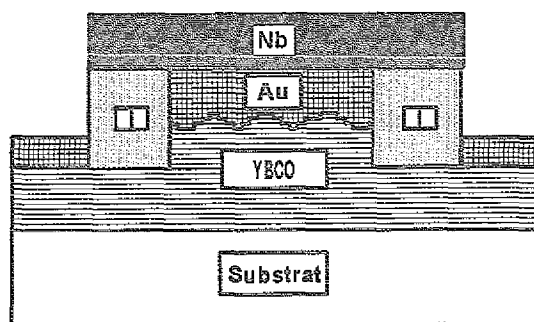


Abb.6.2: Geometrie eines planaren YBCO-Au-Nb-Kontaktes

6.2. YBCO-Au-Nb

6.2.1. Die Kontaktgeometrie

In Abb.6.2 ist die Geometrie der untersuchten Kontakte zu sehen. Die Herstellung der YBCO-Au-Doppelschicht erfolgte in situ durch off-axis-Sputtern (siehe Kapitel 3). Um mögliche Diffusionsprozesse auszuschließen, wurde die Au-Schicht bei Raumtemperatur abgeschieden und nicht bei hohen Temperaturen getempert. Diese YBCO-Gold-Doppelschichten (100nm YBCO; 10-20nm Au) wurden mit dem Prozeß, der für die Herstellung planarer SNS-Kontakte aus Dreifachschichten (Kapitel 4.4.) entwickelt wurde, strukturiert. Statt der oberen Au-Schicht wurde Nb verwendet, das durch einen Lift-off-Prozeß strukturiert wurde. Mit diesem Herstellungsprozeß ist gewährleistet, daß nur die Au-Oberfläche äußeren Einflüssen ausgesetzt ist und die kritische YBCO-Grenzfläche in situ hergestellt wird.

Es wurden 3 Proben auf einfachen Substraten hergestellt und 3 Proben auf Substraten, in denen durch Ionenstrahlätzen eine Stufe (Stufenhöhe 150nm) erzeugt wurde. Damit keine Korngrenzen im YBCO-Film entstehen, wurden Stufen mit einem Stufenwinkel von ca. 30° verwendet (siehe Kapitel 2.1.2.3.). Die Herstellung von 30° Subtrastufen wurde in Kapitel 4.1. bzw. im Anhang dieser Arbeit (Tabelle 1) beschrieben. Die Kontaktflächen der SNS-Kontakte wurden so positioniert, daß sie über dem Stufenbereich lagen.

Auf einem Chip befanden sich 20 Kontakte mit Kontaktflächen zwischen 2µm·2µm und 20µm·20µm. Die Ergebnisse für die beiden Probentypen werden im folgenden vorgestellt.

6.2.2. Strom- Spannungskennlinien

Planare Kontakte (ohne Stufe)

Alle untersuchten Kontakte ohne Subtrastufe zeigten Cooperpaarströme. In Abbildung 6.3 ist die Strom- Spannungskennlinie eines YBCO-Au-Nb-Kontaktes mit einer Kontaktfläche von 8µm·8µm zu sehen (10nm Gold), die bei 4,2K gemessen wurde. Die I-U-Kennlinien sind RSJ-förmig (siehe Inset 6.3) und zeigen unter dem Einfluß von Mikrowellenstrahlung gut ausgeprägte Shapirostufen. Der kritische Strom beträgt 150µA und der normaleitende Widerstand, der durch die Unterdrückung des Cooperpaar-Stromes unter Mikrowelleneinstrahlung bestimmt wurde, beträgt 90mΩ ($I_c R_N = 13\mu V$).

Die kritischen Ströme der Kontakte skalieren mit der Kontaktfläche (siehe Abb.6.4). Es ergeben sich Stromdichten von 200A/cm². Die normaleitenden Widerstände sind zu hoch, um

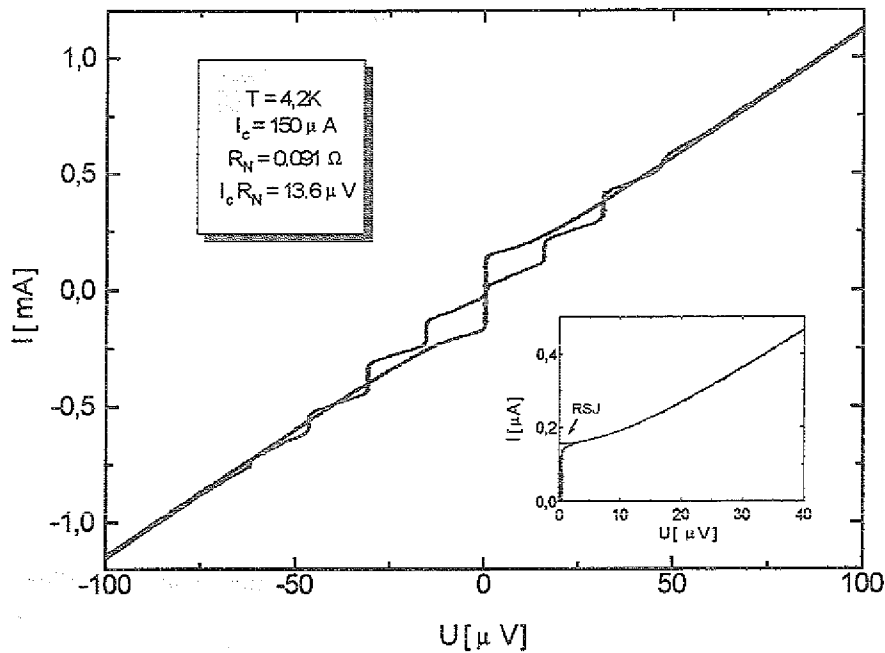


Abb.6.3: I-U-Kennlinie eines YBCO-Au-Nb-Kontaktes mit und ohne Einstrahlung von Mikrowellenleistung $f=7,5\text{GHz}$; Kontaktfläche: $8,8\mu\text{m}^2$; Dicke der Au-Schicht: 10nm . Inset: I-U-Kennlinie im Vergleich mit dem RSJ-Modell.

auf den Widerstand des Au-Films zurückgeführt zu werden, stattdessen werden sie durch einen Grenzflächenwiderstand R_B von $5 \cdot 10^{-8} \Omega \text{cm}^2$ bestimmt.

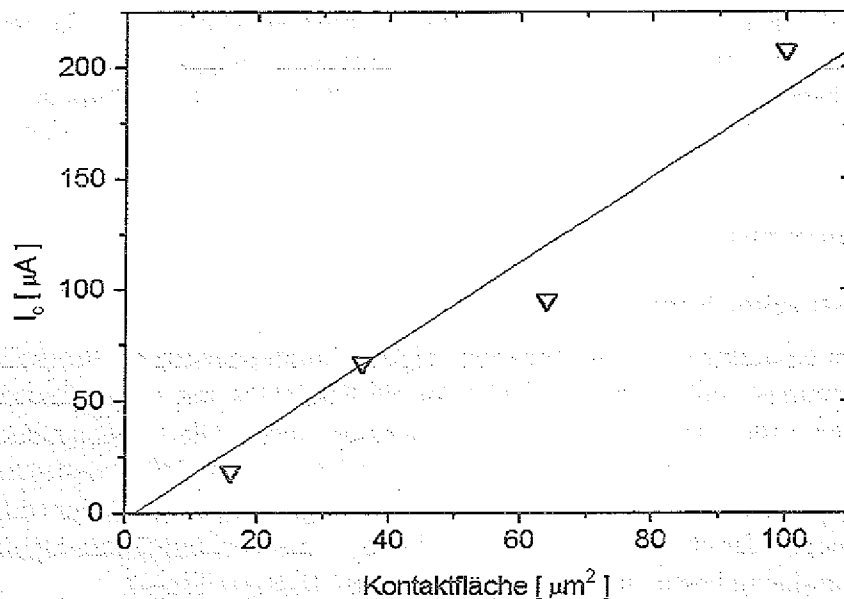


Abb.6.4: Abhängigkeit des kritischen Stromes von der Kontaktfläche. Symbole stellen den Mittelwert über einen Chip mit 20 Kontakten dar. Au-Barrierendicke: 10nm .

Planare Kontakte mit 30° Substratstufe:

Die Kontakte, bei denen sich im Bereich der Kontaktfläche eine 30°-Stufe befindet, zeigen ebenfalls RSJ-förmige I-U-Kennlinien und Shapirostufen unter dem Einfluß von Mikrowellenstrahlung. Die kritischen Stromdichten liegen mit 300 A/cm^2 und die Grenzflächen-Widerstände mit $R_B = 5 \cdot 10^{-8} \Omega \text{ cm}^2$ in der gleichen Größenordnung wie bei den Kontakten ohne Stufe.

Der Anteil der supraleitenden Kontakte war bei diesen Proben nicht so groß (ca. 70%) wie bei den Proben ohne Substratstufen (100%). Auf Grund der geringen Anzahl der gemessenen Kontakte (6 Proben mit je 20 Kontakten) kann daraus aber keine statistische Aussage abgeleitet werden.

6.2.3. Diskussion

Es wurden in planaren YBCO-Au-Nb-Kontakten mit c-Achsen orientierten YBCO-Filmen Cooperpaar-Ströme mit klarem Josephson-Verhalten beobachtet und ein $I_C R_N$ -Produkte von $13 \mu\text{V}$ erreicht. Die Möglichkeit einer Proximity Kopplung in c-Richtung scheidet aus, wenn man den Verlauf der Wellenfunktion in einem YBCO-Au-Nb-Kontakt betrachtet, der in Abbildung 6.5 schematisch dargestellt ist. Dabei wurden die von Kupriyanov [42] berechneten Werte für die Unterdrückungsparameter in c-Richtung eines YBCO-Filmes berücksichtigt. Daraus wird deutlich, daß unabhängig von der Dicke der Au-Schicht und der Au-Nb-Grenzfläche die Unterdrückung des Ordnungsparameters an der YBCO-Au-Grenzfläche einen Überlapp der Wellenfunktionen und somit die Beobachtung von Supraströmen nahezu unmöglich macht.

Diese Überlegungen wurden von Akoh et al. [141] an YBCO-Au-Nb und von Lee et al. [142] an YBCO-Au-Pb-Kontakten bestätigt. Während von diesen Gruppen in ab-Richtung gut definierte Josephson-Effekte beobachtet wurden, konnten in c-Richtung keine Supraströme

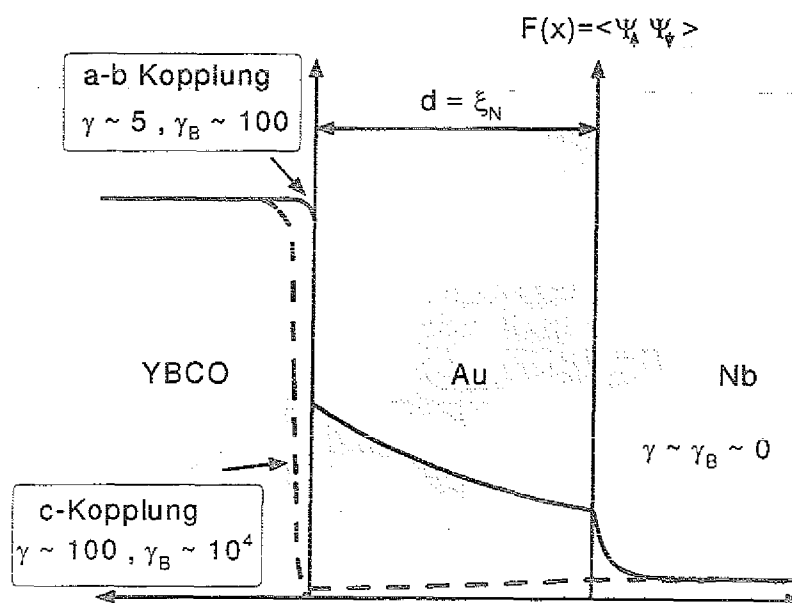


Abb.6.5: Verlauf der Cooperpaar-Dichte $F(x)$ in einem YBCO-Au-Nb-Kontakt. Werte für γ und γ_B nach [42] (siehe auch [140]).

nachgewiesen werden.

Die beobachtete Proximity-Kopplung muß also über die ab-Ebenen entlang der atomaren Stufen erfolgen, die in Kapitel 3 nachgewiesen wurden. Ähnliche Ergebnisse wurden von Foote et al. [144] beobachtet, die die Ankopplung an die ab-Ebenen mit der Diffusion von Au in die Korngrenzen begründen.

Bei Kontakten mit a-Achsen orientierten Filmen wurden Stromdichten von $5 \cdot 10^5 \text{ A/cm}^2$ erreicht [142], die 2-3 Größenordnungen über denen in dieser Arbeit beobachteten Stromdichten lagen. Die $I_C R_N$ -Produkte lagen in der gleichen Größenordnung ($50 \mu\text{V}$), da der Grenzflächenwiderstand in [142] 2-3-Größenordnungen niedriger war. Dadurch wird deutlich, daß der Ordnungsparameter in den Kontakten mit a-Achsen orientierten Filmen [142] und den mit c-Achsen orientierten Filmen, die in diesem Kapitel beschrieben wurden, dem gleichen Unterdrückungsmechanismus an der Grenzfläche unterworfen ist. Die großen Unterschiede in den Stromdichten und den Grenzflächenwiderständen kommen durch unterschiedliche effektive Flächen zustande. Diese effektive Fläche ergibt sich in c-Achsen orientierten Filmen aus der Anzahl atomarer Stufen, an denen eine Proximity-Kopplung erfolgen kann.

Der Vergleich zwischen den Proben mit und ohne Substratstufe hat gezeigt, daß die kritische Stromdichte durch die Stufe nicht vergrößert werden konnte. Die Anzahl der atomaren Stufen ist auch außerhalb der Stufe so hoch, daß die lokale Erhöhung der vertikalen Stufenanteile auf die Gesamtfläche bezogen keine Rolle spielt. Der Effekt kann dann eine Rolle spielen, wenn auf dem Rest der Kontaktfläche keine ab-Kopplung durch atomare Stufen möglich ist.

Diese Ergebnisse zeigen, daß auch in c-Achsen orientierten Multilagen eine Proximity-Kopplung erfolgen kann. Es ist zu erwarten, daß die Kontakte wesentlich kleinere Stromdichten als entsprechende planare Kontakte mit a-Achsen orientierten Filmen aufweisen, jedoch können vergleichbare $I_C R_N$ -Produkte erzielt werden, da die gleichen Unterdrückungsmechanismen an der SN-Grenzfläche wirksam sind.

6.3. YBCO-Au-YBCO

6.3.1. Die Kontaktgeometrie

Bei den untersuchten YBCO-Au-YBCO-Kontakten (siehe Abb.6.6) erfolgt die Proximity-Kopplung der beiden YBCO Elektroden im Bereich einer Substratstufe (siehe auch Kapitel 2.4.2.1.). Die YBCO-Au-Grenzflächen sind zwar in-situ hergestellt, doch ist die Geometrie der

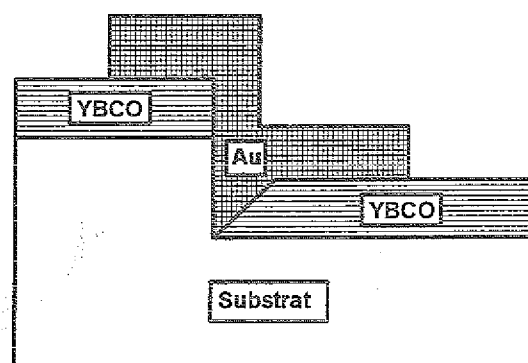


Abb.6.6: YBCO-Au-YBCO-Kontakt an einer Substratstufe

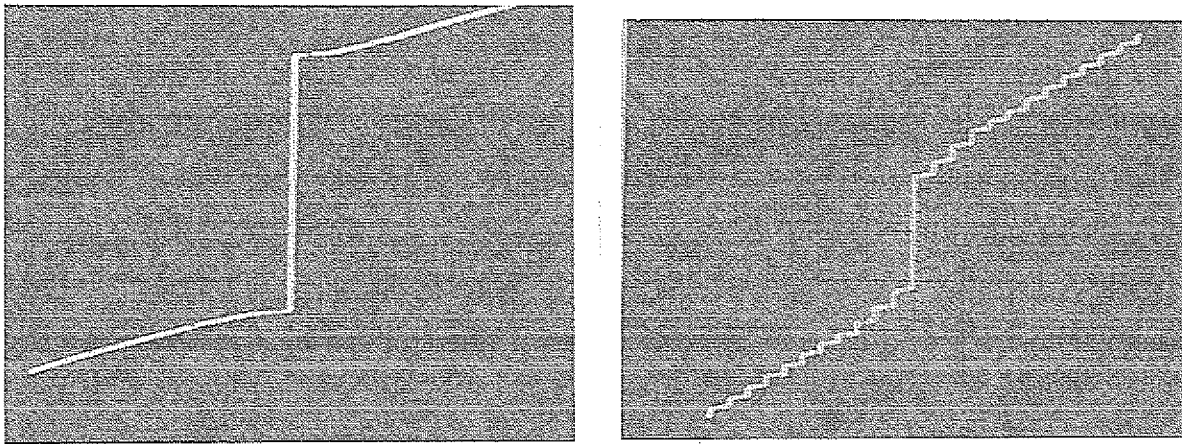


Abb.6.7: I-U-Kennlinien eines $5\mu\text{m}$ breiten Kontaktes bei $4,2\text{K}$; a) $x: 100\mu\text{V}/\text{Einheit}$; $y: 1\text{mA}/\text{Einheit}$; b) $f=9,3\text{GHz}$, $2,6\text{dBm}$, $x: 100\mu\text{V}/\text{Einheit}$, $y: 1\text{mA}/\text{Einheit}$.

Kontaktfläche im Vergleich zu den planaren Kontakten sehr undefiniert. Eine definierte Ankopplung an die ab-Ebenen, wie in Abb.6.6 schematisch dargestellt ist, liegt in keinem realen SNS-Kontakt vor. Zum einen gibt es Materialablagerungen an der Stufe (siehe 4.2.) und zum anderen zeigen TEM-Aufnahmen, daß die untere Elektrode bis an die Stufe heranwächst [140] und nicht die in Abb.6.6 suggerierte Ankopplung an die ab-Ebenen erfolgt.

Im folgenden werden die Transporteigenschaften der Kontakte kurz vorgestellt und in Zusammenhang mit den Ergebnissen aus 6.2. der Verlauf des Cooperpaar- und des Quasiteilchen-Stromes in dieser Kontaktgeometrie diskutiert.

Die Herstellung der SNS-Kontakte ist in Kapitel 4.2. beschrieben worden. Bei den hier diskutierten Kontakten wurde eine Stufenhöhe von 120nm und eine YBCO-Filmdicke von 80nm gewählt. Die Dicke der Gold-Schicht betrug ca. 200nm (siehe auch [143]).

6.3.2. Transporteigenschaften

Es wurden ungefähr 20 Kontakte untersucht, bei denen Cooperpaar-Ströme beobachtet wurden. Diese Kontakte zeigten kritische Ströme zwischen $20\mu\text{A}$ und 2mA bei $4,2\text{K}$ und normalleitende Widerstände zwischen $0,03$ und $0,3\Omega$. Es wurden $I_c R_N$ -Produkte von bis zu $0,4\text{mV}$ erreicht. Es wurden Cooperpaar-Ströme bis 85K beobachtet.

Ein Teil der Kontakte wies sich durch einen zweiten Knick in der I-U-Kennlinie als Reihenschaltung zweier Kontakte aus. Das kann darauf zurückgeführt werden, daß es sich bei diesen Kontakten um eine Parallelschaltung eines SNS-Kontaktes und eines Stufenkontaktes handelt, der aus einer Reihenschaltung zweier Josephson-Kontakte besteht. Bei diesen Kontakten ist somit supraleitendes Material im Bereich der Stufe vorhanden. Diese Problematik wurde bereits in Kapitel 4.3 diskutiert. Im folgenden werden die Eigenschaften der Kontakte vorgestellt, die keinen zweiten Kontakt in der I-U-Kennlinie zeigten.

Strom-Spannungs-Kennlinien

In Abbildung 6.7a ist die RSJ-förmige Kennlinie eines $5\mu\text{m}$ breiten SNS-Kontaktes mit einem kritischen Strom von $1,8\text{mA}$ bei $4,2\text{K}$ zu sehen. Abbildung 6.7b zeigt die Kennlinie des Kontaktes unter Einstrahlung von Mikrowellenstrahlung. Es lassen sich Shapirostufen bis zur 26sten Ordnung ($n=26$) beobachten. Durch die Unterdrückung des kritischen Stromes mit

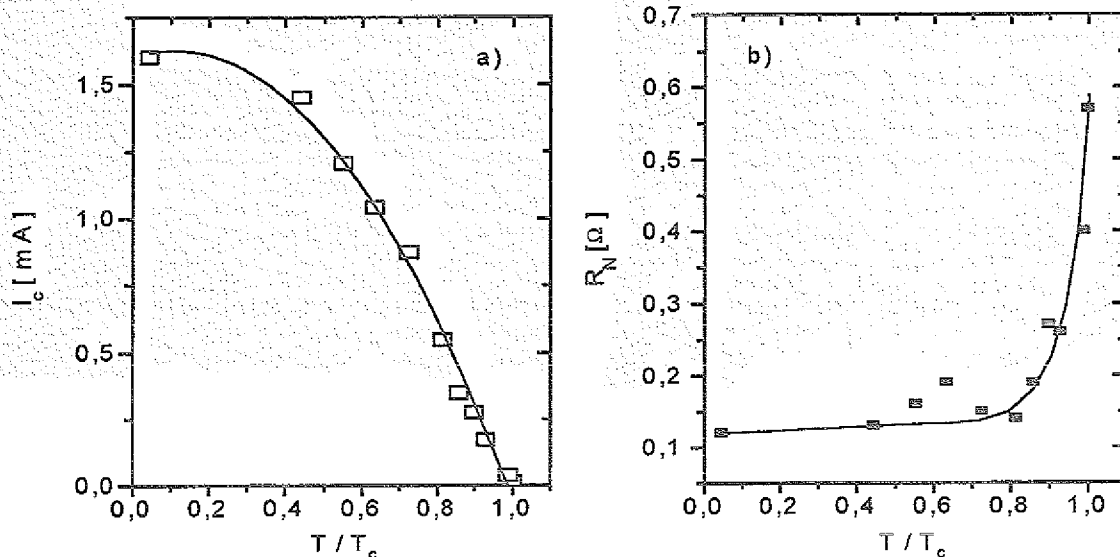


Abb.6.8: a) Temperaturabhängigkeit des kritischen Stromes;
b) Temperaturabhängigkeit des normalleitenden Widerstandes; $T_C = 85K$.

Mikrowellenstrahlung wurde ein normalleitender Widerstand von $0,2 \Omega$ bestimmt ($I_c R_N = 360 \mu V$).

Temperatur-Abhängigkeit

Es wurden Supraströme bis ca. 85K beobachtet. In Abb.6.8a ist die Temperaturabhängigkeit des kritischen Stromes zu sehen. Der kritische Strom geht in der Nähe von T_c näherungsweise linear gegen Null. In Abb.6.8b ist der normalleitende Widerstand eines Kontaktes in Abhängigkeit von der Temperatur zu sehen. Der Widerstand nimmt bis zu $0,8 \cdot T_c$ um 75% ab und bleibt bei tieferen Temperaturen nahezu konstant. Das bedeutet möglicherweise, daß bei hohen Temperaturen der metallische Widerstand des Au-Filmes einen Beitrag zum normalleitenden Widerstand liefert, bei tiefen Temperaturen jedoch der temperaturunabhängige Kontaktwiderstand der YBCO-Au-Grenzfläche überwiegt. Eine quantitative Aussage ist jedoch aufgrund der undefinierten Kontaktgeometrie schwierig (siehe Diskussion). Ein temperaturunabhängiger Verlauf des normalleitenden Widerstandes wird von anderen Arbeitsgruppen bei YBCO-Au-Kontakten ebenfalls beobachtet (siehe z.B. [151]) und bedeutet, daß der Ladungstransport durch die SN-Grenzfläche über einen direkten Tunnelprozeß [65] oder resonantes Tunneln über einen lokalisierten Zustand erfolgt (siehe Kapitel 2.3.2.2).

Die Temperaturabhängigkeit des $I_c R_N$ -Produktes wurde mit den Berechnungen der SNS-Theorie im "dirty limit" verglichen (siehe Kapitel 2.3.2.1), für den Fall, daß die Dicke d der Goldbarriere etwa einer Kohärenzlänge (siehe z.B. [146]: $\xi_N = 140 \text{ nm}$) entspricht [145]. Da in 6.2. gezeigt wurde, daß auch an c-Achsen orientierten Oberflächen eine Ankopplung über die ab-Ebenen erfolgt, konnte angenommen werden, daß die Kontakte symmetrisch sind, d.h. daß der Parameter γ_B für beide SN-Grenzflächen identisch ist. Die Meßdaten sind in Abb.6.9 im Vergleich mit den theoretischen Werten zu sehen. Die Ergebnisse lassen sich gut mit diesem Modell für $\gamma_B = 20$ beschreiben, da nur der gemessene Wert für 4,2K von der entsprechenden Kurve abweicht. Die Daten anderer Gruppen ([147], [148]) von SNS-Kontakten mit Au-Barriere liegen auf der Kurve mit dem gleichen Unterdrückungsparameter γ_B [145].

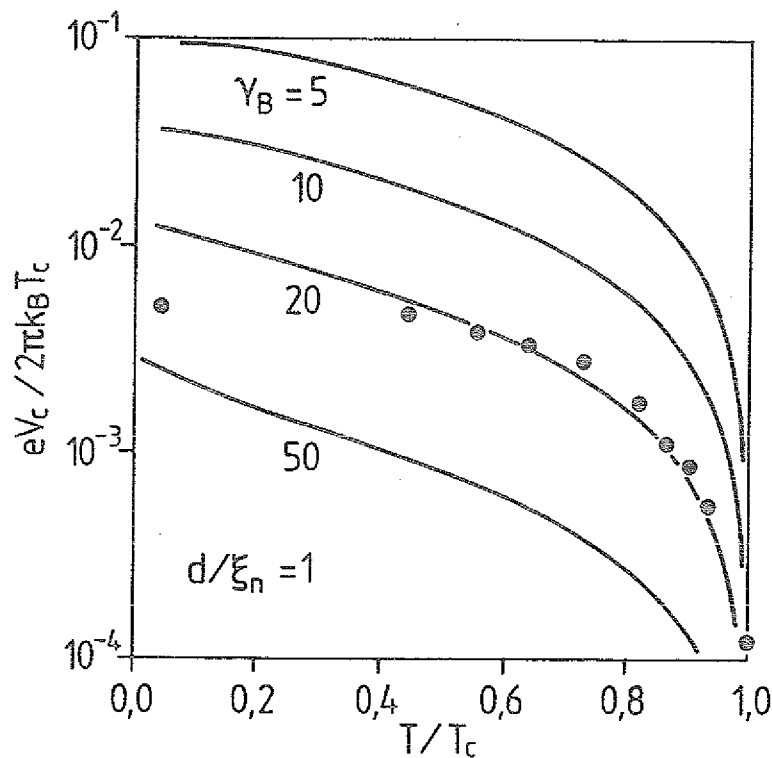


Abb.6.9: Temperaturabhängigkeit des $I_C R_N$ -Produktes eines symmetrischen SNS-Kontaktes nach Kupriyanov [18] (durchgezogene Linien) mit verschiedenen Werten für γ_B ;
 •: $I_C R_N$ -Produkt der gemessenen Kontakte.

Magnetfeld-Abhängigkeit

In Abb.6.10 ist die Magnetfeldabhängigkeit des kritischen Stromes zu sehen. Es ergibt sich eine periodische Abhängigkeit (Periode: 20G) mit einem zentralen Maximum. Aus der Periode läßt sich eine effektive Breite des Kontaktes von $6\mu\text{m}$ bestimmen, der der tatsächlichen Breite des Kontaktes ($5\mu\text{m}$) entspricht (siehe Kapitel 2.2.4.). Bei einem Verhältnis $w/\lambda_J = 3,8$ beginnt in den Kontakten bereits eine Verdrängung des Stromes auf den Rand, so daß Abweichungen von dem idealen Fraunhofermuster zu erwarten sind. Der kritische Strom läßt sich durch das äußere Magnetfeld nur um ca. 80% unterdrücken, was durch räumliche Inhomogenitäten in der Barriere erklärt werden kann [149]. Solche Inhomogenitäten können durch ein kompliziertes Filmwachstum im Stufenbereich leicht erklärt werden. Von DiIorio et al. wurden qualitativ ähnliche $I_C(H)$ -Abhängigkeiten an SNS-Kontakten mit dieser Geometrie beobachtet [150].

6.3.5. Diskussion

Der Transport des Quasipartikel- und des Cooperpaar-Stromes ist in diesen Kontakten sehr kompliziert, da die Kontaktgeometrie undefiniert ist. Der normalleitende Widerstand ist bei tiefen Temperaturen temperaturunabhängig und wird durch den Grenzflächenwiderstand der YBCO-Au-Grenzfläche bestimmt. Eine Abschätzung des Kontaktwiderstandes aus dem normalleitenden Widerstand ist aufgrund der undefinierten Geometrie schwierig. Nimmt man stattdessen einen Kontaktwiderstand von $5 \cdot 10^{-8} \Omega \text{cm}$ an, der aus den planaren Au-Kontakten abgeschätzt wurde (Kapitel 6.2), so ergibt sich eine Kontaktfläche von ca. $5\mu\text{m} \cdot 3\mu\text{m}$.

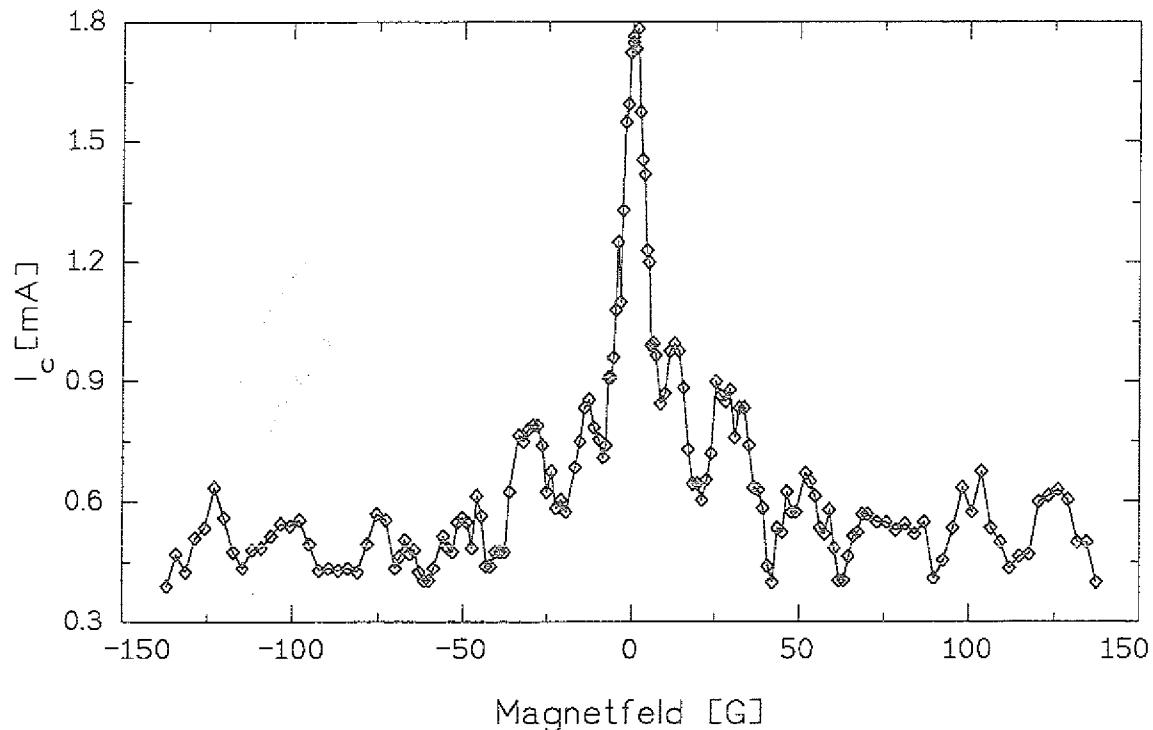


Abb.6.10: Abhängigkeit des kritischen Stromes vom Magnetfeld; die Substratoberfläche wurde senkrecht zum Magnetfeld orientiert; $w/\lambda_J = 3.8$;

(Brückenbreite $5\mu\text{m}$). Der normalleitende Strom fließt also in einem Bereich von $3\mu\text{m}$ außerhalb der Stufe. Dieses Bild stimmt mit den Ergebnissen anderer Gruppen überein, die eine Erhöhung des normalleitenden Widerstandes durch Entfernung dieser zusätzlichen Gold-Schicht erreicht haben [63].

Daß sich die erzielten $I_c R_N$ -Produkte gut im Rahmen der SNS-Theorie beschreiben lassen und eine gute Übereinstimmung mit den Ergebnissen anderer Gruppen besteht, spricht zusammen mit der Tatsache, daß kein zweiter Kontakt in der I-U-Kennlinie beobachtet wurde dafür, daß der Cooperpaar-Strom tatsächlich über die Au-Schicht und nicht über supraleitende Materialanlagerungen im Stufenbereich erfolgt. Die beobachtete $I_c(H)$ -Abhängigkeit unterscheidet sich nicht von den üblichen Abhängigkeiten, die bei Stufenkontakten beobachtet werden [29], so daß es letztendlich nicht ausgeschlossen ist, daß eine Parallelschaltung von SNS-Kontakt und Stufenkontakt vorliegt.

Die Beiträge zum Cooperpaar-Strom über die atomaren Stufen an der Oberfläche des c-Achsen orientierten Films sind wegen $I_c \sim \exp(-d/\xi_n)$ nur exponentiell klein, so daß der Cooperpaar-Strom hauptsächlich im Bereich der Stufe fließt. Dies wurde von Rosenthal et al. [63] bestätigt, da sich der kritische Strom durch das Abätzen der restlichen Goldschicht nicht ändert.

7. SrRuO₃ als Barrierenmaterial in SNS-Kontakten

7.1. Motivation

7.1.1. Das metallische Perowskit SrRuO₃

Die elektrischen Eigenschaften des metallischen Perowskits SrRuO₃ bieten gute Voraussetzungen für die Verwendung des Materials in SNS-Kontakten. Der elektrische Widerstand bei Raumtemperatur und die Ladungsträgerkonzentration liegen in der gleichen Größenordnung wie die Werte für YBCO, so daß die Fehlanpassung der Fermi-Geschwindigkeiten an der Grenzfläche sehr gering ist (siehe Kapitel 3.3.2.2.) und keinen entscheidenden Beitrag zum Grenzflächenwiderstand liefert.

Die Kristallstruktur der SrRuO₃-Filme und der YBCO-SrRuO₃-Grenzflächen bietet ebenfalls die Voraussetzung für einen geringen Grenzflächenwiderstand, da Mikrostruktur-Untersuchungen (Kapitel 3.4.2) gezeigt haben, daß die YBCO-SrRuO₃-Grenzfläche atomar scharf ist und dort nur minimale Spannungen auftreten.

Die stabile Sauerstoffkonfiguration des Materials hat den Vorteil, daß die Eigenschaften der SrRuO₃-Barrieren nicht vom Sauerstoffgehalt abhängen (Kapitel 3.3.2). Andererseits resultiert daraus die Problematik, daß die Sauerstoffdiffusion durch das Material sehr schwierig ist (3.4.1.2). Durch eine Temperung bei hohen Temperaturen kann erreicht werden, daß die untere YBCO-Elektrode supraleitend ist. Trotzdem ist unklar, wie sich dieser Effekt in der unmittelbaren Nähe der beiden Materialien auf die Sauerstoffstöchiometrie des YBCO-Films auswirkt. Ein Einfluß dieses Effektes auf die Transporteigenschaften der Kontakte kann somit nicht ausgeschlossen werden.

Wie in Kapitel 3.3.2.2. gezeigt wurde, tritt in den SrRuO₃-Filmen unterhalb 150K eine ferromagnetische Kopplung auf. Daher ist zu untersuchen, ob magnetische Paarbrechung (siehe Kapitel 2.3.2.3.) in den SNS-Kontakten eine Rolle spielt. Antognazza et al. [84] beobachten eine kritische Dicke von 25nm bis zu der ein Cooperpaar-Transport über die ferromagnetische SrRuO₃-Barriere möglich ist. Da dieser Arbeitsgruppe nicht bekannt war [152], daß die Sauerstoffbeladung der unteren Elektrode problematisch ist, besteht die Möglichkeit, daß oberhalb der kritischen Dicke der untere YBCO-Film nicht supraleitend ist und deshalb kein Cooperpaar-Strom fließt. Deshalb war zu untersuchen, ob mit der Sauerstoffbeladung, die für die Multilagen entwickelt wurde (siehe Kapitel 3.4.1.2), auch in SNS-Kontakten mit größeren Barrierendicken Supraströme beobachtet werden können.

Desweiteren wurde von Antognazza et al. [84] beobachtet, daß der normaleitende Widerstand der Kontakte, ähnlich wie bei den YBCO-Au-Kontakten (siehe Kapitel 6), nicht durch den Widerstand der SrRuO₃-Schicht, sondern durch einen Grenzflächenwiderstand bestimmt wird (siehe auch Kapitel 2.4.2). Deshalb waren die Transport- und Unterdrückungsmechanismen für den Quasiteilchen- und Cooperpaar-Strom an der SN-Grenzfläche zu bestimmen und mögliche Ursachen zu untersuchen.

In diesem Kapitel werden die Eigenschaften der SNS-Kontakte mit SrRuO₃-Barriere in Hinblick auf diese Fragestellung diskutiert. Obwohl die Abweichungen der Kontakteigenschaften vom RSJ-Modell und die Streuung der Kontakteigenschaften, wie auch

bei Antognazza et al. [84], sehr groß sind, können qualitative Aussagen über die Transport- und Unterdrückungsmechanismen gemacht werden.

7.1.2. Die Kontaktgeometrien

Für das Verständnis der Effekte, die an den SN-Grenzflächen auftreten, ist es wichtig zu unterscheiden, welche Effekte intrinsisch sind und welche durch den Strukturierungsprozeß hervorgerufen wurden. Von Antognazza et al. [84] wurden SrRuO₃-Barrieren nur in Rampenkontakten mit ionengeätzten Kanten untersucht. Dieser Kontakttyp ermöglicht eine definierte ab-Ankopplung in einem c-Achsen orientierten Film (siehe Abb.7.1a) und die Realisierung sehr kleiner Kontaktflächen. Andererseits ist der Einfluß des Ionenätzprozesses auf die SN-Grenzfläche sehr kritisch und unklar, ob die Schädigung durch eine Rekristallisation vollständig ausgeheilt werden kann. Im Rahmen dieser Arbeit wurden deswegen neben den ionengeätzten Rampen (Stufenwinkel 30°) auch Kontakte untersucht, in denen die Kante mit Brom-Ethanol geätzt wurde (siehe Abb.7.1b) und Kontakte, in denen die Grenzflächen vollkommen in situ hergestellt wurden (siehe Abb.7.1c).

Zur Untersuchung von SNS-Kontakten, in denen beide Grenzflächen in situ hergestellt sind, wurden planare Kontakte aus c-Achsen orientierten Multilagen verwendet. In Kapitel 6 wurde am Beispiel der YBCO-Au-Grenzflächen gezeigt, daß in c-Achsen orientierten Filmen eine Proximity Kopplung über die ab-Ebenen an atomaren Stufen möglich ist (siehe Abb.7.1). Bei diesem Kontakttyp ist zwar die genaue Kontaktfläche für den Suprastrom undefiniert, trotzdem skalieren die kritischen Ströme mit der geometrischen Kontaktfläche, da die atomaren Stufen regelmäßig verteilt sind (siehe Kapitel 6).

Ein Nachteil dieses Kontakttyps ist, daß die Kontaktflächen ($4\mu\text{m}^2$ - $400\mu\text{m}^2$) mindestens eine Größenordnung größer als bei den Rampenkontakten sind und dadurch die Wahrscheinlichkeit für Barriereninhomogenitäten im Bereich des Kontaktes sehr groß ist.

In Abb.7.1 ist ein Überblick über die verschiedenen Kontakttypen zu sehen, deren Herstellung in Kapitel 4 beschrieben wurde. Das Verfahren zur Messung der I-U-Kennlinien wurde in Kapitel 5.3 beschrieben.

Im folgenden werden die Eigenschaften der verschiedenen Kontakttypen vorgestellt. Zielstellung dabei ist nicht, die verschiedenen Technologien zur Herstellung von Josephson-Kontakten zu vergleichen, sondern den möglichen Einfluß der verschiedenen Strukturierungsmethoden auf den Transport an der SN-Grenzfläche zu untersuchen.

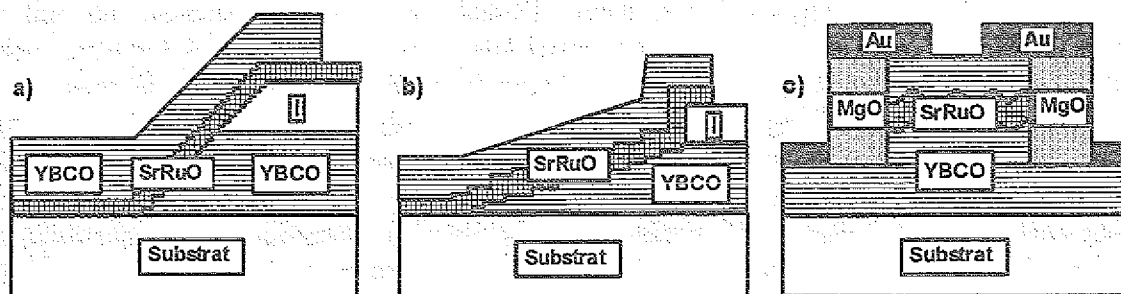


Abb. 7.1: Überblick über die verschiedenen Kontaktgeometrien:

- a) Ionengeätzte Stufe: Winkel $\approx 30^\circ$; b) Brom-Ethanol-Stufe: Winkel $\approx 3^\circ$;
- c) Planarer Kontakt mit "in-situ"-Grenzfläche: atomare Stufen (Winkel $\approx 1^\circ$)

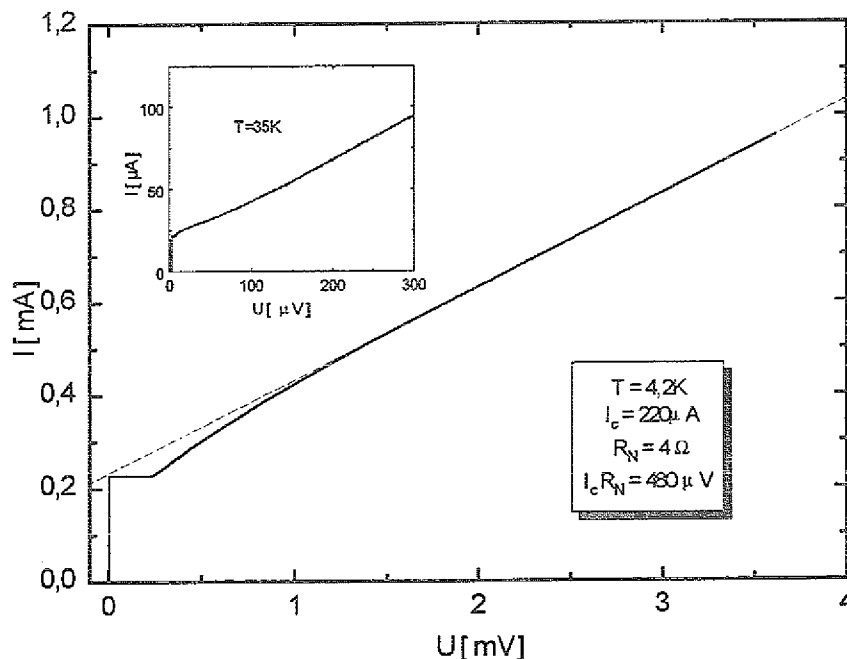


Abb.7.2: I-U-Kennlinie eines ionengeätzten Rampenkontaktes bei 4,2K und 35K (Inset); Breite des Kontakte $10\text{ }\mu\text{m}$, Barrierendicke 10 nm , Gestrichelte Linie: Ohmsche Gerade entsprechend R_N , die um den Exzess-Strom verschoben ist.

7.2. Rampenkontakte mit ionengeätzten Kanten

Rampen-Kontakte mit ionengeätzten Kanten wurden mit Barrieredicken von 5 nm bis 30 nm untersucht. Die Dicke der YBCO-Elektroden betrug 100 nm - 150 nm . Bei Kontakten mit Barrierdicken $\leq 20\text{ nm}$ wurden bis 60 K Cooperpaar-Ströme beobachtet. Die kritischen Ströme betrugen bei $4,2\text{ K}$ zwischen $1\text{ }\mu\text{A}$ und $300\text{ }\mu\text{A}$ (Stromdichten: 10^2 A/cm^2 - 10^4 A/cm^2), die normalleitenden Widerstände zwischen $1\text{ }\Omega$ und $20\text{ }\Omega$. Es wurden $I_c R_N$ -Produkte von $80\text{ }\mu\text{V}$ - 6 mV bei $4,2\text{ K}$ erzielt.

Bei Kontakten mit 20 nm dicker Barriere zeigten nur ca. 20% der Kennlinien Cooperpaar-Ströme, bei Kontakten mit 30 nm keine der Kennlinien. Im folgenden werden zunächst die Eigenschaften der Kontakte beschrieben, bei denen Cooperpaarströme auftraten und anschließend die Transportmechanismen in den Kontakten mit dicken Barrieren diskutiert, in denen nur Quasipartikel zum Stromtransport beitragen.

7.2.1. Kontakte mit Cooperpaar-Strömen

7.3.1.1. Strom- Spannungskennlinien

In Abb.7.2 ist die Kennlinie eines Kontaktes mit einer SrRuO₃-Dicke von 10 nm bei $4,2\text{ K}$ und 35 K (siehe Inset) zu sehen. Der normalleitende Widerstand ist mit $4\text{ }\Omega$ zwei Größenordnungen höher als von dem Widerstand der SrRuO₃ Filme erwartet werden kann ($R(\text{SrRuO}_3) \approx 0,01\text{ }\Omega$). Dies entspricht einem Grenzflächenwiderstand von $2 \cdot 10^{-8}\text{ }\Omega\text{ cm}^2$ und stimmt mit dem Ergebnis von Antognazza et al. [84] überein.

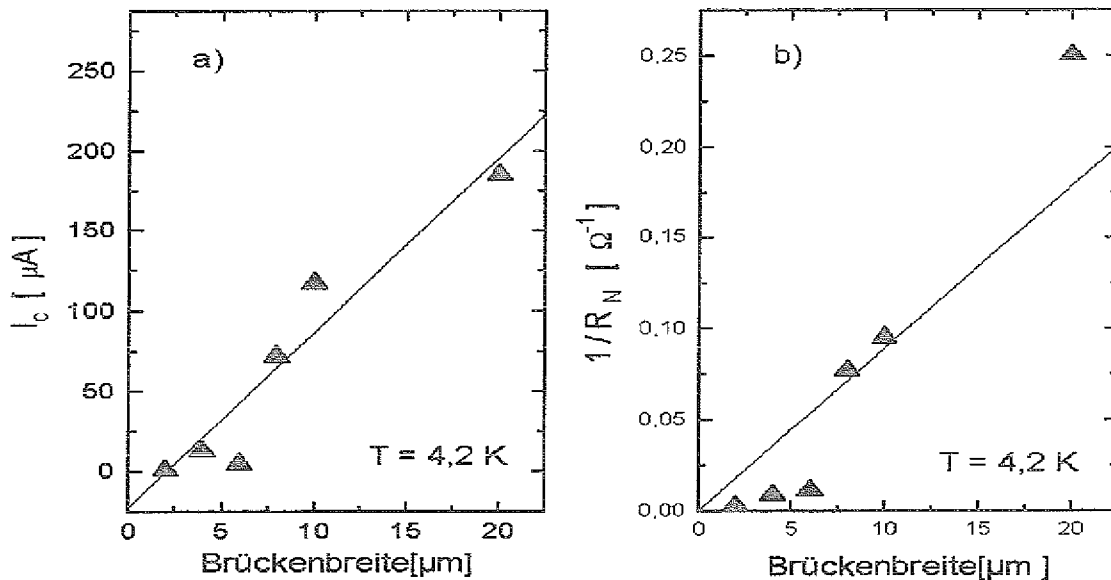


Abb.7.3: Abhängigkeit (a) des kritischen Stromes und (b) der normalleitenden Leitfähigkeit von der Brückenbreite (Ionengeätzte Rampen-Kontakte; Barrierendicke 10nm); $\blacktriangle$: Mittelwert über ca. 20 Kontakte; $T=4,2\text{K}$

Bei tiefen Temperaturen tritt in der Kennlinie eine Hysterese auf, die ein möglicher Hinweis darauf ist, daß sich ein Dielektrikum an der SN-Grenzfläche befindet. Sie kann aber auch ihre Ursache in Streukapazitäten des SrTiO₃-Substrats oder der MgO-Schicht im Überlappbereich haben. Die Krümmung der Kennlinie bei niedrigen Spannungen kann entweder durch die Bewegung von Flußlinien entstehen, die an Inhomogenitäten in der Barriere nukleieren [154], oder durch Fiske-Resonanzen erklärt werden [155]. Oberhalb 2mV geht die Kennlinie in eine um den Exzeß-Strom verschobene Ohmsche Gerade über (gestrichelte Linie in Abb.7.2).

Ein Exzeß-Strom wird häufig bei Josephson-Kontakten aus Hochtemperatur-Supraleitern beobachtet. Die genaue Ursache dafür ist bisher nicht bekannt, er kann beispielsweise durch Andreev-Reflexionen an der SN-Grenzfläche hervorgerufen werden [37] (siehe Kapitel 2.3.1.1), was aber aufgrund der geringen Transparenz der Grenzfläche zu vernachlässigen ist. Eine weitere mögliche Ursache für einen Exzeß-Strom sind statistisch verteilte supraleitende Kurzschlüsse in der Barriere [153].

Die Abhängigkeit des kritischen Stromes und des normalleitenden Widerstand der Kontakte von der Brückenbreite ist in Abb.7.3 zu sehen. Dabei stellen die Meßpunkte den Mittelwert über die Daten aller gemessenen Kontakte mit 10nm Barrierendicke bei 4,2K dar. Es ist eine Tendenz zur Skalierung zu erkennen, jedoch gibt es starke Abweichungen von dem erwarteten linearen Verlauf bei einer homogenen Stromverteilung im Kontakt. Dadurch wird deutlich, daß Barriereninhomogenitäten vorhanden sind, die jedoch sehr regelmäßig und dicht verteilt sind, so daß der kritische Strom und der normalleitende Widerstand nicht unabhängig von der Kontaktfläche sind.

7.3.1.2. Temperaturabhängigkeit des normalleitenden Widerstandes

Der normalleitende Widerstand ist, wie auch bei den YBCO-Au-Grenzflächen beobachtet wurde (siehe Kapitel 6) nahezu temperaturunabhängig (siehe Abb.7.4). Möglicher Transportmechanismus für den Quasiteilchen-Strom ist entweder direktes Tunneln oder

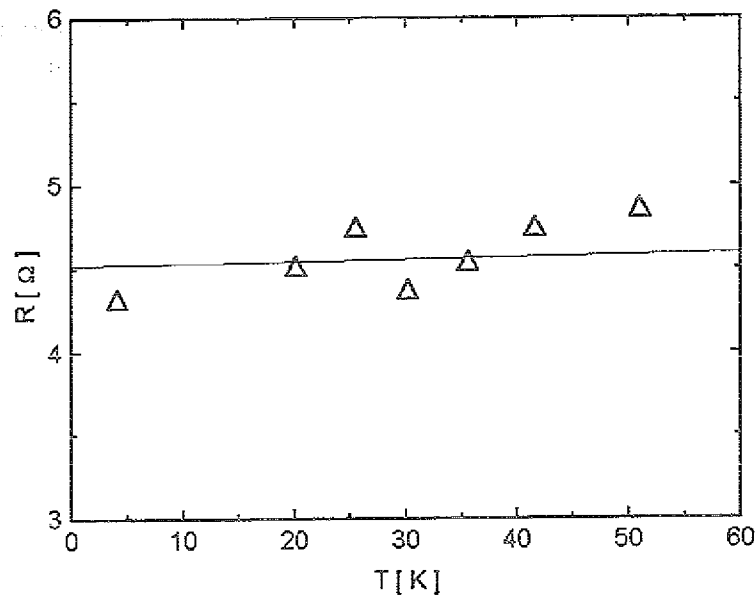


Abb.7.4: Temperaturabhängigkeit des normalleitenden Widerstandes eines ionengeätzten Rampen-Kontaktes für 10μm Brückenbreite; Barrierendicke 10nm.

resonantes Tunneln über einen lokalisierten Zustand [44] in der isolierenden Grenzfläche. Dies wird später in Zusammenhang mit den anderen Kontakttypen genauer diskutiert werden.

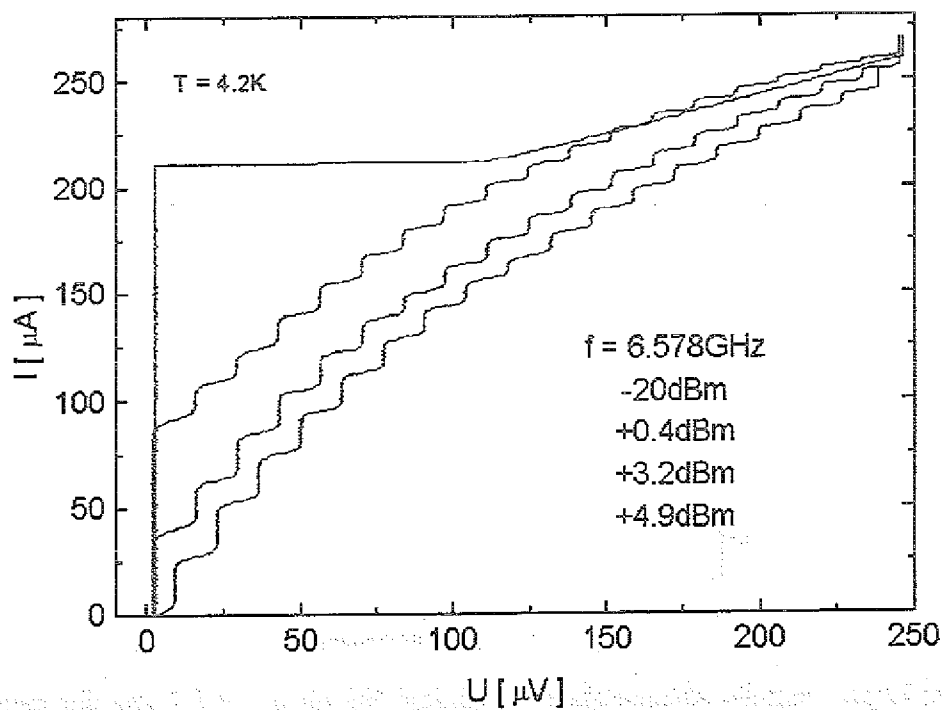


Abb.7.5: I-U-Kennlinie eines ionengeätzten Rampen-Kontaktes unter Mikrowelleneinstrahlung für verschiedene Abschwächungen (-20dBm - +4.9dBm); (10nm Barrierendicke; 10μm Brückenbreite); $I_C R_N = 0,9 \text{ mV}$

7.3.1.3. Strom-Spannungskennlinien unter Mikrowelleneinstrahlung

Neben den Gleichstrom- Eigenschaften der Kontakte wurde ihr Verhalten unter dem Einfluß von Mikrowellenstrahlung untersucht. In Abb.7.5 ist die I-U-Kennlinie eines Kontaktes bei einer Frequenz von 6.578 GHz und verschiedenen eingestrahnten Leistungen zu sehen. Es zeigen sich gut ausgeprägte Shapirostufen bei $U = h/2e \cdot f = 14 \mu\text{V}$, deren Höhe mit der eingestrahnten Mikrowellenleistung oszilliert.

In Abbildung 7.6 ist die Abhängigkeit der Stufenhöhe von der Mikrowellenleistung für die ersten 3 Ordnungen im Vergleich mit der Abhängigkeit zu sehen, die nach dem RCSJ-Modell (siehe Kapitel 2.2.3) berechnet wurde. Im Inset in Abb.7.6 ist die entsprechende Kennlinie des Kontaktes bei verschiedenen eingestrahnten Leistungen zu sehen. Für die Simulation wurden die Fitparameter: $\beta_C = 1$; $\gamma = 0,0049$; $\Omega = 0,28$; $I_C = 36 \mu\text{A}$; $R_N = 19 \Omega$ gewählt (Definition siehe Kapitel 2.2.2-2.2.3). In die Berechnungen wurde eine Kapazität mit einbezogen, da die Kennlinie eine leichte Hysterese zeigte.

Es wurde bei allen drei Ordnungen eine gute Übereinstimmung für die Periode erreicht. In Bezug auf das Amplitudenverhältnis gibt es jedoch gerade bei den höheren Ordnungen starke

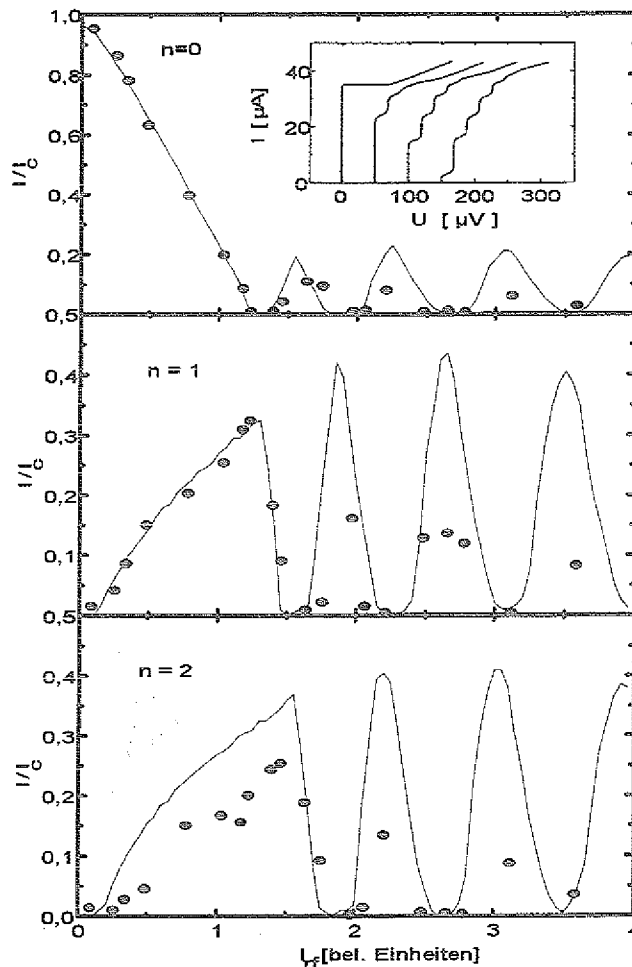


Abb.7.6: $\circ$: Experimentelle Abhängigkeit der Stufenhöhe für $n = 0, 1, 2$ von der eingestrahnten Mikrowellenleistung; Durchgezogene Linie: Simulierte Abhängigkeit; Fitparameter: $\Omega = 0,28$; $\gamma = 0,0049$; $\beta_C = 1$; Inset: I-U-Kennlinie des ionengeätzten Rampen-Kontaktes ($T=4,2\text{K}$, $d = 10\text{nm}$, $w = 8\mu\text{m}$) unter Einfluß von Mikrowellenstrahlung verschiedener Leistungen.

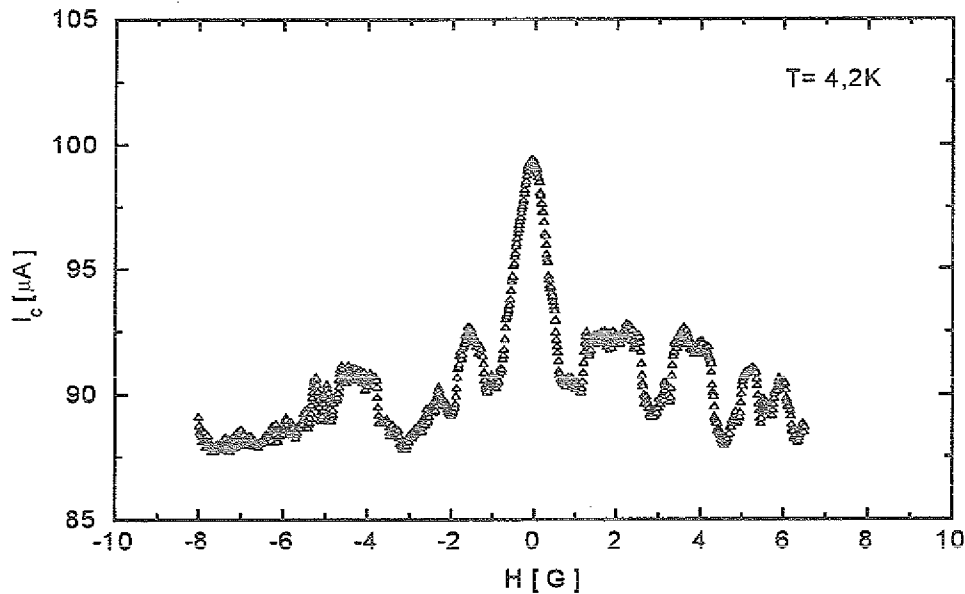


Abb.7.7: Magnetfeldabhängigkeit des kritischen Stromes ($w=10\mu\text{m}$; $d=10\text{nm}$; $T=4,2\text{K}$). Das Magnetfeld war parallel zur Rampe ausgerichtet; $w/\lambda_J=1,5$.

Abweichungen. Diese Abweichungen sind nicht auf das thermische Rauschen zurückzuführen, da dies in der Simulation berücksichtigt wurde und hauptsächlich dazu führt, daß die Minima abgeflacht werden. Die Abweichungen haben zum einen ihre Ursache in den Verrundungen, die bei den höheren Ordnungen eine Bestimmung der Stufenhöhe erschweren. Zum anderen zeigen die Strom-Spannungs-Kennlinien, daß der kritische Strom einen großen Exzeß-Strom-Beitrag aufweist (siehe Inset Abb.7.6), der sich nicht im Rahmen des einfachen RCSJ-Modelles beschreiben läßt und somit nicht in der Simulation berücksichtigt wurde.

7.3.1.4. Magnetfeldabhängigkeit

In Abb.7.7 ist die Abhängigkeit des kritischen Stromes von einem Magnetfeld zu sehen, das parallel zur Rampe angelegt wurde. Es ergibt sich eine periodische Abhängigkeit mit der Periode $\Delta H \approx 1\text{G}$ und einem zentralen Maximum bei $H = 0$. Der Strom wird insgesamt jedoch nur um ca. 10% moduliert. Mit einem Verhältnis $w/\lambda_J=1,5$ sind die beobachteten Abweichungen von dem idealen Fraunhofer-Muster nicht auf Einflüsse des Eigenmagnetfeldes zurückzuführen. Bei einer Orientierung des Magnetfeldes parallel zur Rampe sollte die Periode folgendermaßen von der Barrierendicke d und der effektiven Fläche w_{eff} abhängen:

$$\Delta H_{\parallel} = \Phi_0 / w_{\text{eff}} (d + 2\lambda_L)$$

Nimmt man als effektive Fläche $w_{\text{eff}} = D \cdot \sin\theta$ (D : Filmdicke; θ : Rampenwinkel), so ergibt sich eine Periode von 195G, die etwa 2 Größenordnungen über dem ermittelten Wert liegt und in diesem Fall experimentell nicht zugänglich war. Die Periode der beobachteten Modulation liegt in der gleichen Größenordnung wie die Periode, die zu erwarten wäre, wenn das Magnetfeld parallel zur Substratoberfläche und senkrecht zur Rampe orientiert ist ($\Delta H_{\perp} \approx 6\text{G}$). Diese Modulation kann also durch eine Magnetfeldkomponente senkrecht zur Rampe bedingt sein, die z.B. durch die Flußverdrängung der unteren YBCO-Elektrode entsteht. Von Gao et al. [48] wurde an Rampenkontakten eine Überlagerung zweier Perioden im Bereich von 7G und 100G beobachtet, die den beiden Feldkomponenten entsprechen.

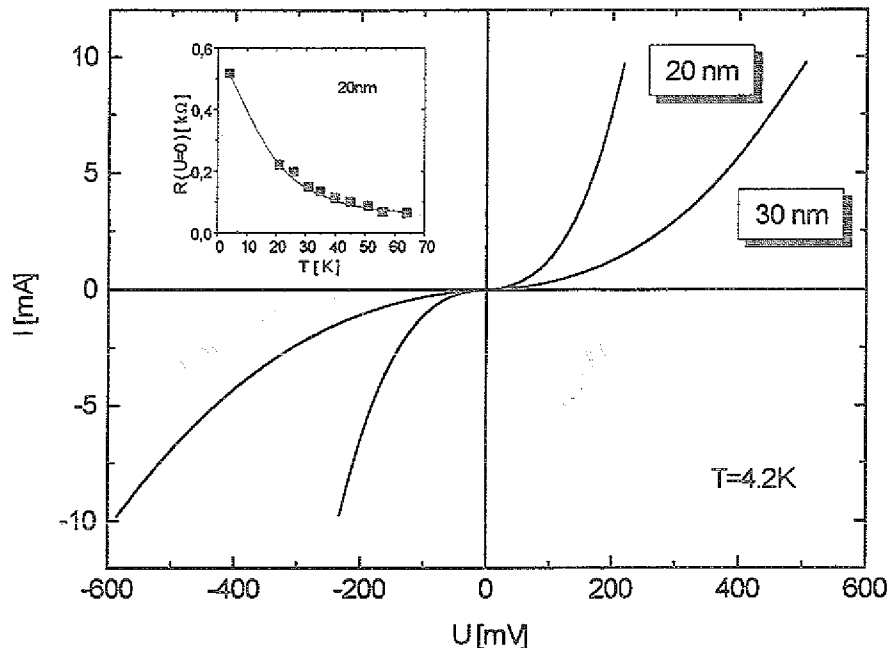


Abb.7.8: I-U-Kennlinien von ionengeätzten Rampen-Kontakten ($10\mu\text{m}$ Brückenbreite) ohne Cooperpaar-Strom mit Barrierendicken d von 20 nm und 30 nm ; $T = 4.2\text{ K}$; *Inset*: Temperaturabhängigkeit des Widerstandes bei $U \approx 0$ bei $d = 20\text{ nm}$.

Die unvollständige Unterdrückung des kritischen Stromes durch das Magnetfeld kann ähnliche Ursachen wie der beobachtete Exzeß-Strom haben, d.h. durch Kurzschlüsse in der Barriere hervorgerufen werden [149]. Eine weitere Ursache für die unvollständige Unterdrückung kann sein, daß der YBCO-Film gerade im Bereich der Rampe dünner als die London'sche Eindringtiefe λ_L ist (siehe Kapitel 2.2.4).

7.2.2. Kontakte ohne Cooperpaar-Ströme

Bei der Untersuchung von ca. 60 Kontakten aus verschiedenen Chargen mit Barrierendicken $\geq 30\text{ nm}$ wurden bei keinem der Kontakte Cooperpaar-Ströme beobachtet. Bei Kontakten mit einer 20 nm dicken SrRuO₃-Zwischenschicht zeigten etwa 80% der Kontakte ebenfalls keine Supraströme. Da bei diesen Proben durch unabhängige Messungen der oberen und der unteren Elektrode sichergestellt werden konnte, daß beide Elektroden supraleitend sind, kann eine unzureichende Sauerstoffbeladung der unteren Elektrode durch die SrRuO₃-Zwischenschicht als mögliche Erklärung für die Abwesenheit von Cooperpaar-Strömen ausgeschlossen werden. Das bedeutet zum einen, daß 30 nm dicke SrRuO₃-Barrieren in diesem Kontakttyp frei von supraleitenden Kurzschlüssen sind. Zum anderen werden dadurch die Ergebnisse von Antognazza et al. [84] bestätigt, die in SrRuO₃ eine kritische Dicke von 25 nm beobachten, oberhalb der durch magnetische Paarbrechung eine Kopplung der supraleitenden Elektroden verhindert wird. Aufgrund von Barriereninhomogenitäten, deren Einfluß bereits bei den I-U-Kennlinien der untersuchten supraleitenden Kontakte in Form eines Exzeß-Stromes beobachtet wurde, kann bei den untersuchten Kontakten die kritische Dicke nicht genau bestimmt werden.

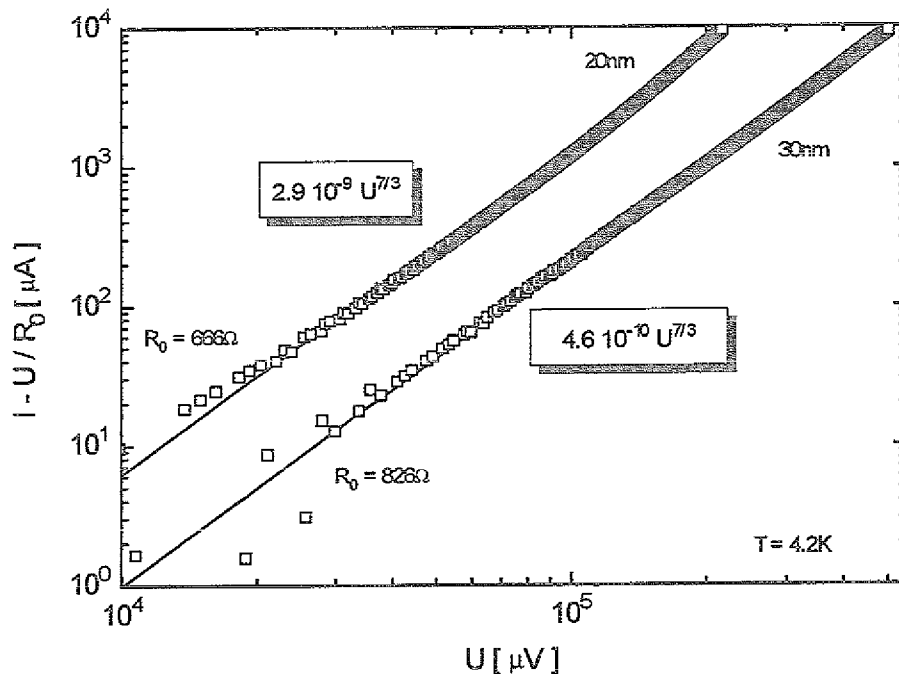


Abb.7.9: □: Spannungsabhängiger Teil des Quasipartikelstromes ($I-U/R_0$) bei $T=4,2K$; Durchgezogene Linie: $A(d) \cdot U^{7/3}$; (Ionengeätzte Rampen-Kontakte mit Barrierendicken $d=20nm$ bzw. $d=30nm$; $w=10nm$)

Die Beobachtung von Kontakten ohne Cooperpaarströme bietet die Möglichkeit, die Transportmechanismen für den Quasipartikel-Strom gesondert zu untersuchen. Die Kennlinien der Kontakte weisen starke Nichtlinearitäten auf (Abb.7.8). In Abb.7.9 ist der nichtlineare Teil des Stromes $I-U/R_0$ bei $T = 4,2K$ gegen die Spannung aufgetragen. Daraus ergibt sich für beide Schichtdicken $I = U/R_0(d) + A(d) \cdot U^{7/3}$ bzw. für die Leitfähigkeit $1/R(d) = 1/R_0(d) + A(d) \cdot U^{4/3}$.

Ein Beitrag zur Leitfähigkeit, der proportional zu $U^{4/3}$ ist, ergibt sich nach Glazmann und Matveev [44] durch resonantes Tunneln über 2 lokalisierte Zustände (siehe Kapitel 2.3.2.2). Der Widerstand bei kleinen Spannungen ($U \approx 0$) nimmt mit abnehmender Temperatur stark zu (siehe Inset von Abb.7.8). Dieses Verhalten entspricht nicht dem metallischen SrRuO₃-Film und ist auch für einen Grenzflächenwiderstand ungewöhnlich.

In Abb.7.10 ist der temperaturabhängige Teil der Leitfähigkeit $1/R(U=0) - 1/R_0$ gegen die Temperatur aufgetragen. Daraus ergibt sich: $1/R(d) = 1/R_0(d) + B(d) \cdot T^{4/3}$

Der Beitrag, der proportional zu $T^{4/3}$ verläuft, kann durch resonantes Tunneln über 2 lokalisierte Zustände erklärt werden (siehe Kapitel 2.3.2.3). Die beobachtete Temperaturabhängigkeit läßt sich also durch den gleichen Transportmechanismus wie die Krümmung der $I-U$ -Kennlinien (siehe Abb.7.9) beschreiben.

Mögliche Ursachen für den temperaturunabhängigen Beitrag sind ein direkter Tunnelprozeß oder resonantes Tunneln über einen lokalisierten Zustand.

Aus dem ermittelten Wert für $1/R_0 = 625\Omega-870\Omega$ (siehe Abb.7.10 und 7.9) gewinnt man über $1/R_0 = e^2/\pi\hbar \cdot N$ eine Abschätzung für die Anzahl $N=15-20$ der Kanäle, die an dem

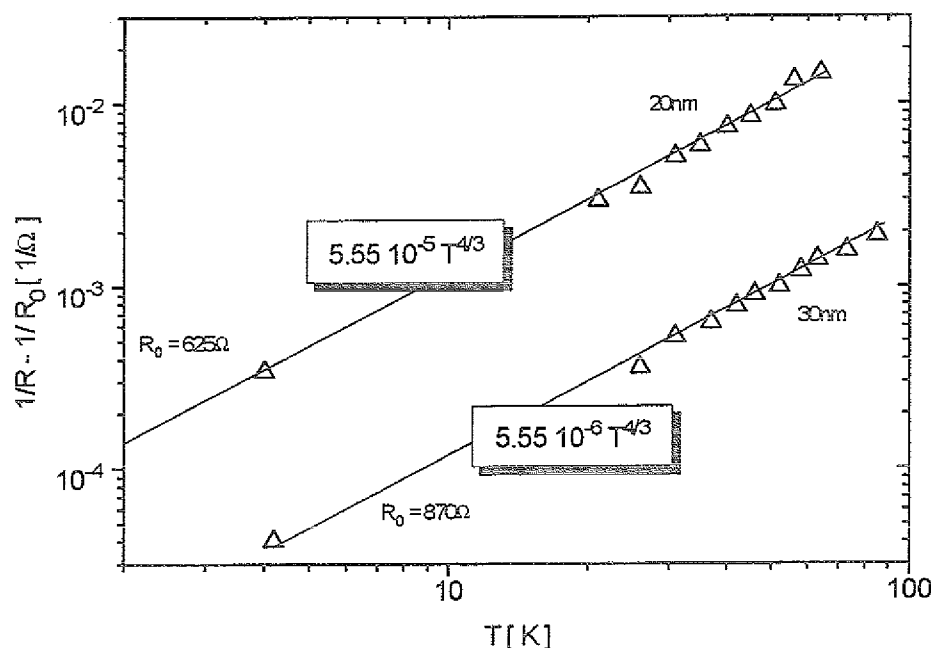


Abb.7.10: Δ : Temperaturabhängiger Beitrag zur Leitfähigkeit $1/R - 1/R_0$ bei $U \approx 0$; ; Durchgezogene Linie: $B(d) \cdot T^{4/3}$; (Ionengeätzte Rampen-Kontakte mit Barrierendicken $d=20\text{nm}$ bzw. $d=30\text{nm}$; $w=10\text{nm}$)

resonanten Tunnelprozeß über ein lokalisiertes Zentrum beteiligt sind [44]. Dieser Wert liegt in der gleichen Größenordnung wie die Abschätzungen für $\text{PrBa}_2\text{Cu}_{2,9}\text{Ga}_{0,1}\text{O}_{7,8}$ und ist zwei Größenordnungen kleiner als Abschätzungen für PrBCO [157].

Die Höhe der Leitfähigkeit und ihre Temperatur- und Spannungsabhängigkeit (siehe Abb.7.9 und Abb.7.10) unterscheidet sich deutlich für die beiden untersuchten Schichtdicken. Gerade die Beiträge $A(d)$ und $B(d)$ zur Leitfähigkeit, die ihren Ursprung in resonantem Tunneln über 2 Zustände haben, sind für die 20nm dicke Barriere um eine Größenordnung höher als bei der 30nm dicken Barriere. Bei resonantem Tunneln sollten diese Beiträge mit $A \sim \exp(-2d/3\alpha)$ und $B \sim \exp(-2d/3\alpha)$ eine exponentielle Abhängigkeit haben (siehe Kapitel 2.3.2.2.). Da bei diesen Kontakten die Dicke der isolierenden Barriere nicht in unmittelbarem Zusammenhang mit der Dicke der SrRuO_3 -Schicht steht, ist eine solche Dickenabhängigkeit zunächst nicht konsistent mit der Vorstellung einer isolierenden Grenzfläche. Mögliche Ursachen für diese Dickenabhängigkeit werden in Zusammenhang mit den Ergebnissen bei den anderen Kontakttypen diskutiert.

7.3. Rampenkontakte mit Brom-Ethanol-geätzten Kanten

Es erfolgte ein Vergleich mit Kontakten, bei denen die YBCO-Rampe mit Brom-Ethanol geätzt wurde, da diese Ätzmethode, im Gegensatz zum Ionenätzen, keine Schädigung der YBCO-Oberfläche zur Folge hat [114] (siehe auch Kapitel 4.4.1). Dazu wurden 10 Kontakte untersucht, bei denen die Rampe mit Brom-Ethanol erzeugt wurde und die Dicke der SrRuO_3 -Barriere 30nm betrug. Da der Stufenwinkel und somit die Kontaktfläche (siehe Kapitel 4.4.1) mit dieser Herstellungsmethode sehr schlecht kontrollierbar waren, wurde dieser Kontakttyp

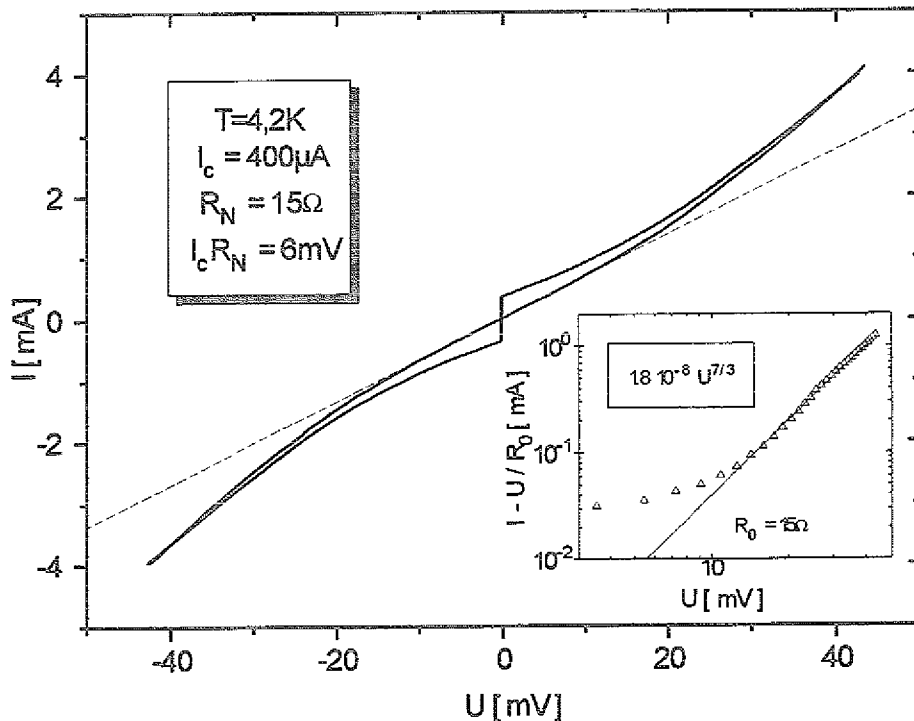


Abb.7.11: Strom-Spannungskennlinie eines mit Brom-Ethanol geätzten Rampenkontaktes mit und ohne Mikrowelleneinstrahlung; (Barrierendicke 30nm; Brückenbreite 5μm); Gestrichelte Linie: Ohmsche Gerade entsprechend R_N ; Inset: Δ: Nichtlinearer Beitrag des Quasiteilchenstromes ($I - U/R_0$); durchgezogene Linie: $1,8 \cdot 10^{-8} U^{7/3}$.

nicht gründlicher untersucht. Über mögliche Paarbrechungseffekte lassen sich keine Aussagen gewinnen, da sich absolute Barrierendicken für verschiedene Kontaktgeometrien schlecht vergleichen lassen. An dieser Stelle folgt deshalb nur ein kurzer Überblick über die charakteristischen Merkmale dieser Kontakte.

Die untersuchten Kontakte zeigen bei Brückenbreiten zwischen 2μm und 10μm kritische Ströme von 100μA - 4mA bei $T=4,2K$. Die genaue Kontaktfläche ist bei diesem Kontakttyp nicht bekannt, da bei den flachen Stufen ein großer c-Achsen-Anteil zu dem Bereich der Rampe gehört (siehe Abb.7.1a). Berücksichtigt man nur den ab-Anteil, der durch die Dicke des unteren Filmes bestimmt wird, so ergeben sich Stromdichten von $10^4 A/cm^2$ bis $4 \cdot 10^5 A/cm^2$. Die normalleitende Widerstände betrugen zwischen 1Ω und 14Ω. Es wurden $I_c R_N$ -Produkte von 1-7mV bei 4,2K erreicht und bis 70K konnten Cooperpaar-Ströme beobachtet werden.

7.3.1. Strom- Spannungskennlinien

In Abb.7.11 ist die I-U-Kennlinie eines 5μm breiten Kontaktes bei 4,2K im Vergleich mit der Kennlinie zu sehen, die sich durch Unterdrückung des Cooperpaar-Stromes unter Mikrowelleneinstrahlung ergibt. Bei hohen Spannungen (10mV) kommt es in beiden Kennlinien zu einer starken Zunahme der Leitfähigkeit, die nicht dem Verlauf der Ohmschen Gerade entspricht, die bei einer metallischen Barriere zu erwarten wäre (gestrichelte Linie) und bereits bei den ionengeätzten Kontakten mit dicken Barrieren beobachtet wurde (Abb. 7.2).

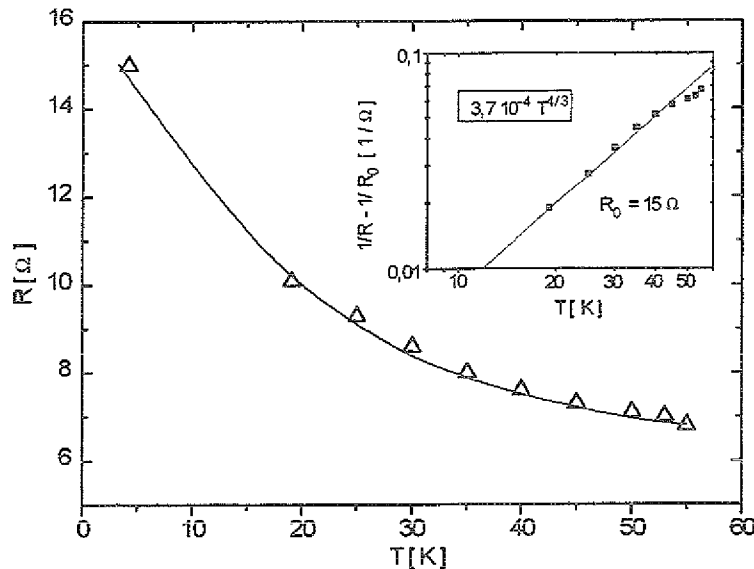


Abb.7.12: Δ : Normalleitender Widerstand in Abhängigkeit von der Temperatur; Kontakt mit Brom-Ethanol-Rampe (Brückenbreite: $5\mu\text{m}$; Barrierendicke: 30nm);

Inset: $\blacksquare$: Temperaturabhängiger Beitrag zur Leitfähigkeit $1/R - 1/R_0$; $R_0 = R(U=0)$; durchgezogene Linie: $1,1 \cdot 10^{-3} T^{4/3}$.

Der normalleitende Widerstand, der sich bei kleinen Spannungen aus der Kennlinie mit unterdrücktem Cooperpaarstrom (Abb.7.11) ergibt, beträgt 15Ω . Dieser Wert ist ungefähr 3 Größenordnungen höher, als sich aus dem spezifischen Widerstand der SrRuO₃-Schicht berechnet ($R(\text{SrRuO}_3) \approx 0,1\Omega$) und entspricht einem Grenzflächenwiderstand von $1 \cdot 10^{-8} \Omega \text{cm}^2$, wenn nur der Bereich der ab-Kopplung im Rampenbereich berücksichtigt wird.

Im Inset in Abb.7.11 ist der nichtlineare Beitrag des Quasiteilchen-Stromes $I-U/R(U=0)$ (Cooperpaarstrom wurde durch Mikrowellenstrahlung unterdrückt) in Abhängigkeit von der Spannung zu sehen. Bei Spannungen oberhalb 20mV ergibt sich mit $B = 1,8 \cdot 10^{-8}$ und $R_0 = R(U=0)$ für den Quasiteilchen-Strom:

$$I = U/R_0 + B \cdot U^{1/3} \text{ bzw. für die Leitfähigkeit } 1/R = 1/R_0 + B \cdot U^{4/3}$$

Der spannungsabhängige Beitrag zur Leitfähigkeit verläuft also auch bei diesem Kontakttyp proportional zu $U^{4/3}$ und läßt sich nach Glazmann und Matveev [44] durch resonantes Tunneln über 2 lokalisierte Zustände beschreiben.

7.3.2. Temperaturabhängigkeit des normalleitenden Widerstandes

In Abb.7.12 ist die Temperaturabhängigkeit des normalleitenden Widerstandes bei $U \approx 0$ zu sehen. Der normalleitende Widerstand nimmt mit abnehmender Temperatur zu, zeigt also nicht den metallischen Verlauf der SrRuO₃-Zwischenschicht. Im Inset der Abbildung 7.12 ist der temperaturabhängige Teil der Leitfähigkeit $1/R - 1/R_0$ ($R_0 = R(U=0, T=4,2\text{K})$) gegen die Temperatur aufgetragen. Daraus ergibt sich mit $A = 1,1 \cdot 10^{-3}$:

$$1/R = 1/R_0 + A \cdot T^{4/3}$$

Es ergibt sich also mit einem Verlauf proportional zu $T^{4/3}$ die gleiche Temperaturabhängigkeit wie bei den ionengeätzten Kontakten mit dicken Barrieren (siehe Abb.7.10). Außerdem ist die Abhängigkeit konsistent mit der Krümmung der I-U-Kennlinien (siehe Abb.7.11) und kann durch resonantes Tunneln über 2 lokalisierte Zustände beschrieben werden.

7.4. Planare Kontakte

Planare Kontakte mit c-Achsen orientierten Multilagten wurden mit Barrierendicken zwischen 10nm und 40nm untersucht. Bei den dicken Barrieren war der Anteil der supraleitenden Kontakte sehr gering (ca.20%), aber es wurden selbst bei 40nm noch kritische Ströme von wenigen μA erreicht. Insgesamt wurden bei Schichtdicken zwischen 10nm und 40nm und Flächen von $2\mu\text{m}\cdot 2\mu\text{m}$ - $20\mu\text{m}\cdot 20\mu\text{m}$ kritische Ströme von $1\mu\text{A}$ bis $500\mu\text{A}$ erreicht und normalleitende Widerstände zwischen $0,1\Omega$ und $1\text{k}\Omega$ beobachtet. Die kritischen Stromdichten betragen in Bezug auf die geometrische Kontaktfläche $3\cdot 10^1\text{A}/\text{cm}^2$ - $10^3\text{A}/\text{cm}^2$. Es wurden $I_c R_N$ -Produkte zwischen $20\mu\text{V}$ und 2mV bei $4,2\text{K}$ erreicht. Die Kontakte ohne Supraströme wurden nicht genauer untersucht, da keine unabhängige Messung von der oberen Elektrode möglich war (siehe Kapitel 3.4) und somit eine Degradation nicht ausgeschlossen werden konnte. Es konnten bis ca. 70K Cooperpaarströme beobachtet werden.

7.4.1. Strom- Spannungskennlinien

In Abb.7.13 ist die Kennlinie eines planaren Kontaktes mit einer 10nm dicken SrRuO₃-Barriere

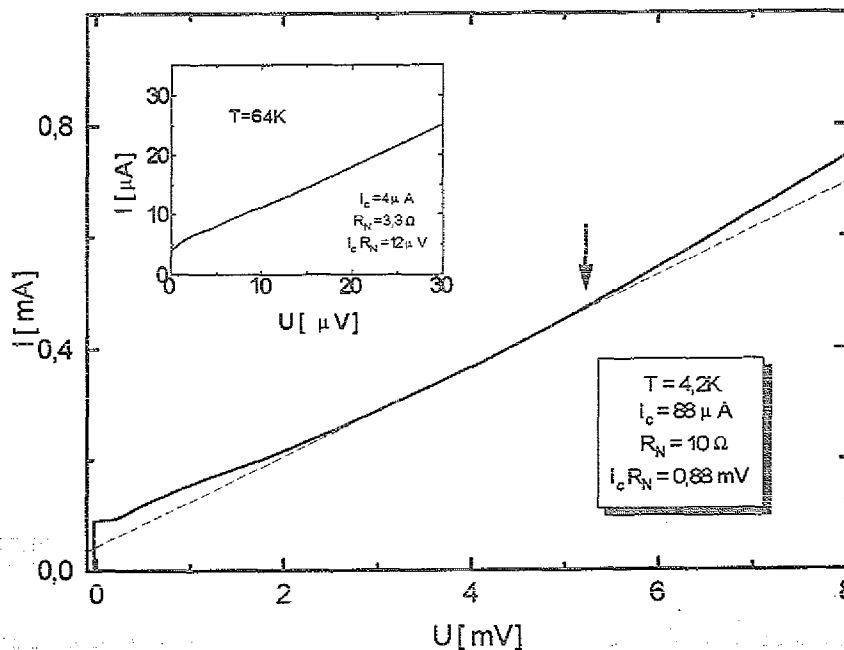


Abb.7.13: I-U-Kennlinie eines planaren Kontaktes bei $4,2\text{K}$ und 64K (Inset); (Barrierendicke 10nm ; Kontaktfläche $4\cdot 4\mu\text{m}^2$); gestrichelte Linie: Ohmsche Gerade entsprechend R_N und um den Exzeß-Strom verschoben.

bei 4,2K und 64K zu sehen. Der kritische Strom beträgt bei 4,2K 88 μ A und der normalleitende Widerstand 10 Ω ($I_c R_N = 0,88 \Omega$). Bei hohen Spannungen beobachtet man auch bei diesem Kontakttyp eine Zusatzleitfähigkeit (siehe gestrichelte Linie in Abb.7.13). Ein $U^{7/3}$ -Verlauf ist in dem Spannungsbereich 6-8mV noch nicht nachzuweisen und wurde bei den anderen Kontakttypen auch erst oberhalb 10mV beobachtet (siehe Abb.7.9 und Abb.7.11).

Die Form der Kennlinien entspricht ansonsten im wesentlichen den Kontakten mit ionengeätzten Kanten. Es lassen sich neben einer Hysterese bei tiefen Temperaturen Resonanzen in den Kennlinien beobachten. Der Exzess-Strom beträgt ca. 50% des kritischen Stromes (siehe gestrichelte Linie in Abb.7.13). Der normalleitende Widerstand ist auch bei diesem Kontakttyp mit in situ hergestellten SN-Grenzflächen mit 10 Ω 4 Größenordnungen höher als aus dem Widerstand der SrRuO₃-Barriere erwartet werden kann ($R(\text{SrRuO}_3) \approx 1 \text{ m}\Omega$) und entspricht einem Grenzflächenwiderstand von $1,6 \cdot 10^{-6} \Omega \text{ cm}^2$.

Bei der Abschätzung des Grenzflächenwiderstandes und der kritischen Stromdichten (10 A/cm^2 - 10^3 A/cm^2) muß beachtet werden, daß die effektive Kontaktfläche in c-Achsen orientierten Multilagen für den Cooperpaarstrom durch die Dichte der atomaren Stufen bestimmt wird. Der Vergleich mit den Rampenkontakten, bei denen nahezu auf der gesamten Kontaktfläche eine ab-Kopplung möglich ist und die Stromdichten 1-2 Größenordnungen höher sind, bestätigt dieses Bild, wenn etwa 10% der Kontaktfläche in den planaren Kontakten aus atomaren Stufen besteht (aus den Mikrostrukturuntersuchungen läßt sich 2% abschätzen, siehe Kapitel 3.4.2). Unter diesem Gesichtspunkt ist auch konsistent, daß der Grenzflächenwiderstand bei den in situ hergestellten Kontakten 2 Größenordnungen über dem Wert bei den Rampenkontakten liegt.

Da die atomaren Stufen regelmäßig auf der Kontaktfläche verteilt sind, deutet sich ein Skalieren des kritischen Stromes und des normalleitenden Widerstandes mit der Kontaktfläche an (siehe Abb.7.14), was auch in Kapitel 6.3 für die Grenzfläche zwischen Au und einem c-

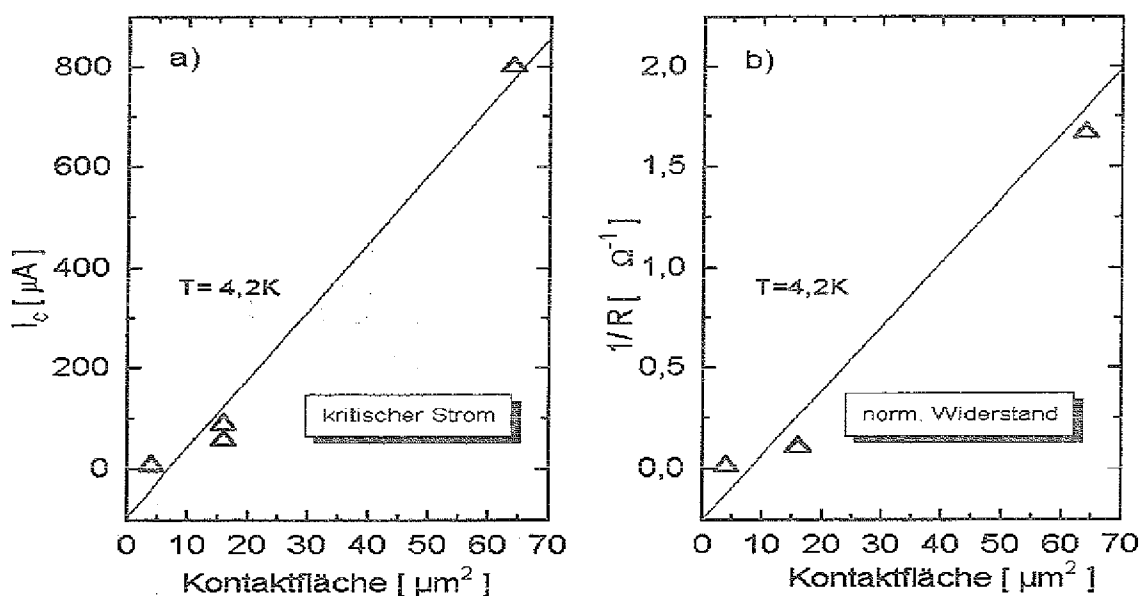


Abb.7.14: a) Abhängigkeit des kritischen Stromes von der Kontaktfläche; b) Abhängigkeit des normalleitenden Widerstandes von der Kontaktfläche. Δ : Mittelwert über die gemessenen planaren Kontakte mit 10nm Barrierendicke; ($T = 4,2 \text{ K}$)

Achsen orientierten YBCO-Film beobachtet wurde.

Die Abweichungen von dem idealen Skalierungsverhalten (durchgezogene Linie in Abb.7.14) sind zusätzlich auf Barriereninhomogenitäten zurückzuführen.

7.4.2. Temperaturabhängigkeit des normalleitenden Widerstandes

Der normalleitende Widerstand nimmt auch bei diesem Kontakttyp mit abnehmender Temperatur zu (siehe Inset Abb.7.15). Die Leitfähigkeit ist, wie auch bei den beiden anderen Kontakttypen beobachtet wurde, proportional zu $T^{4/3}$ ($1/R = 1/R_0 + A \cdot T^{4/3}$, siehe Abb.7.15) so daß auch bei vollständig in situ hergestellten Kontakten resonantes Tunneln über 1-2 lokalisierte Zentren ein möglicher Transportmechanismus in der SN-Grenzfläche ist.

7.4.3. Dickenabhängigkeit

Es wurden Kontakte mit Barrierendicken zwischen 10nm und 40nm untersucht. In Abb.7.16 ist zu sehen, daß sich die Abhängigkeit des kritischen Stromes und des normalleitenden Widerstandes von der Barrierendicke durch einen exponentiellen Verlauf beschreiben läßt. Daraus ergibt sich eine Kohärenzlänge des Normalleiters $\xi_n = 8\text{nm} \pm 4\text{nm}$ (Abb.7.16a) und eine Zerfallslänge für den Quasiteilchentransport von $1/\kappa = 5\text{nm} \pm 2\text{nm}$ (Abb.7.16b).

Die Kohärenzlänge stimmt innerhalb der Streuung mit dem Wert von 6nm überein, der von Antognazza et al. [84] für SrRuO₃ bestimmt wurde. Der Wert für den kritischen Strom bei 40nm stimmt zwar mit dem exponentiellen Verlauf überein, jedoch ist zu beachten, daß bei dieser Barrierendicke nur ca. 20% der Kontakte supraleitend wurden und die beobachteten Cooperpaar-Ströme möglicherweise durch dünne Bereiche in der Barriere fließen. Da die

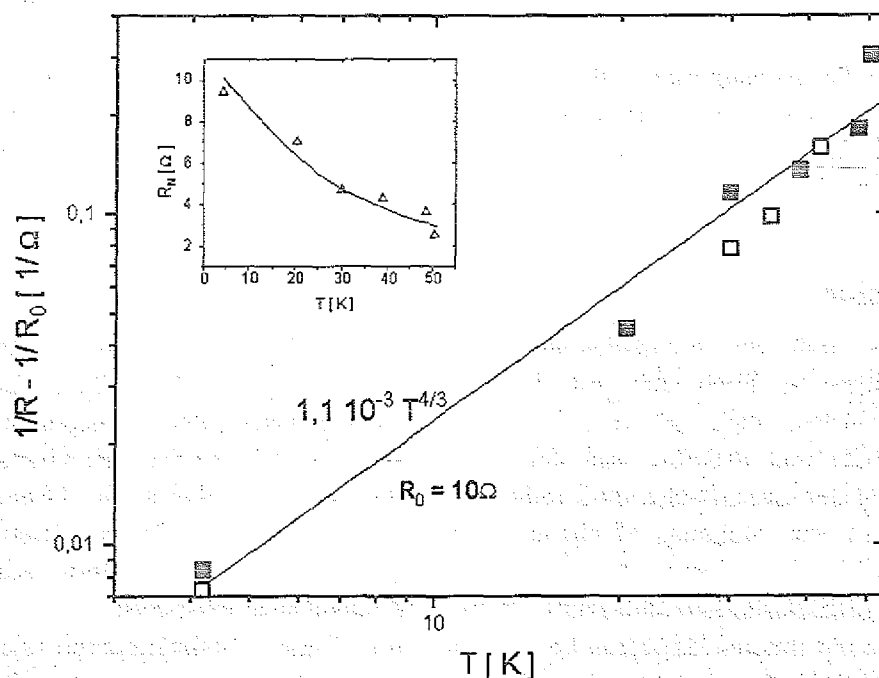


Abb.7.15: Temperaturabhängigkeit der Leitfähigkeit; □, ■: $1/R - 1/R_0$ für verschiedene Kontakte; durchgezogene Linie: $1,1 \cdot 10^{-3} T^{4/3}$; (planarer Kontakt; Barrierendicke 10nm; Kontaktfläche $4\mu\text{m} \cdot 4\mu\text{m}$); Inset: Δ -Temperaturabhängigkeit des normalleitenden Widerstandes.

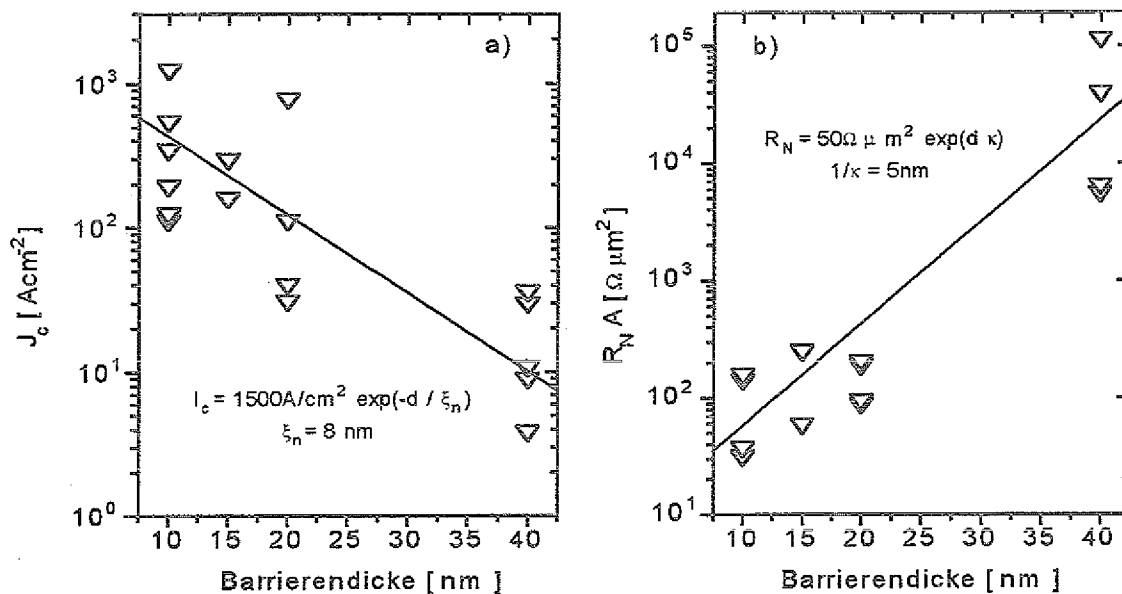


Abb.7.16: a) Abhängigkeit der Stromdichte von der Barrierendicke; b) Abhängigkeit der normalleitenden Widerstandes (normiert auf die Kontaktfläche der planaren Kontakte A) von der Barrierendicke. Die ermittelten Kohärenz- bzw. Zerfallslängen (ξ_n bzw. $1/\kappa$) entsprechen dem eingezeichneten geraden Verlauf.

Kontaktflächen bei den planaren Kontakten um einen Faktor 10-100 größer als bei den Rampenkontakten sind und somit auch die Wahrscheinlichkeit für Dickenschwankungen im Bereich des Kontaktes größer ist, steht die beobachtete Dickenabhängigkeit nicht im Widerspruch zu der kritischen Dicke von 20nm, die bei den Rampenkontakten beobachtet wurde.

Die exponentielle Abhängigkeit für den normalleitenden Widerstand ist im Rahmen der Vorstellung einer isolierenden Grenzfläche nicht unmittelbar zu verstehen. Da sich auch bei den Kontakten mit ionengeätzten Kanten eine Dickenabhängigkeit andeutet (siehe Abb.7.9 und Abb.7.10), wird dies später zusammenhängend diskutiert.

7.5. Diskussion

Die Tatsache, daß die normalleitenden Widerstände bei allen Kontakttypen mehrere Größenordnungen zu hoch sind, um durch den Widerstand der SrRuO₃ Zwischenschicht bestimmt zu werden, zeigt, daß trotz der geringen Fehlanpassung der Fermigeschwindigkeiten zwischen YBCO und SrRuO₃ und der atomar scharfen YBCO-SrRuO₃-Grenzflächen die Durchlässigkeit der Grenzfläche stark reduziert ist. Das bedeutet, daß an der Grenzfläche oder in der Barriere Unterdrückungs-Mechanismen auftreten, die im folgenden diskutiert werden.

Das Verständnis der Transportprozesse in den Kontakten ist insofern schwierig, als verschiedene Transportkanäle und Paarbrechungs-Mechanismen existieren.

Bei Kontakten mit dünnen Barrieren konnte durch die Magnetfeldabhängigkeit (siehe Abb.7.7) und den Nachweis des AC-Josephson-Effektes (siehe Abb.7.6) gezeigt werden, daß der Cooperpaar-Strom Josephson-Charakter hat. Zusätzlich existiert ein hoher Exzeß-Strom und ein Beitrag zum Cooperpaar-Strom, der nicht durch ein äußeres Magnetfeld unterdrückt

werden kann. Das ist ein Hinweis darauf, daß zusätzliche Transportkanäle für Cooperpaarströme, beispielsweise supraleitende Kurzschlüsse, existieren.

Durch diese zusätzlichen Kanäle wird die genaue Bestimmung einer kritischen Dicke für die magnetische Paarbrechung erschwert. Die kritische Dicke liegt im Bereich von 20nm, da bei Barriendicken $> 20\text{nm}$ in den Kontakten mit ionengeätzten Kanten keine und bei den planaren Kontakten nur vereinzelt Supraströme beobachtet wurden, die möglicherweise auf dünne Bereiche in der Barriere zurückzuführen sind.

Transportmechanismus für den Quasiteilchen-Strom

Außer den Rampen-Kontakten mit dünnen Barrieren zeigen alle Kontakte Kennlinien mit einem nicht-linearen Verlauf, in denen der Strom oberhalb ca. 10mV proportional zu $U^{7/3}$ verläuft (siehe Abb.7.11 und Abb.7.9). Dieses Verhalten korreliert mit einer Zunahme des normalleitenden Widerstandes bei tiefen Temperaturen, dem ein Verlauf der Leitfähigkeit proportional zu $T^{4/3}$ entspricht. Diese Beiträge haben ihre Ursache in resonantem Tunneln über 2 lokalisierte Zentren. Bei den ionengeätzten Rampen-Kontakten wird bei dünnen Barrieren nur der temperaturunabhängige Beitrag zur Leitfähigkeit beobachtet, der seine Ursache in resonanten Tunneln über einen lokalisierten Zustand hat (Abb.7.4). Bei dicken Barrieren werden auch in diesen Kontakten die Beiträge über zwei Zentren deutlich.

Der Transport des Quasiteilchen-Stromes erfolgt also, unabhängig von der Kontaktgeometrie und der Behandlung der Grenzfläche, durch resonantes Tunneln über ein oder zwei lokalisierte Zustände.

Die beobachteten Dickenabhängigkeiten für den normalleitenden Widerstand stehen zunächst in Widerspruch zu der Vorstellung einer isolierenden Grenzfläche und sprechen für die Möglichkeit, daß die SrRuO₃-Zwischenschichten nach dem Herstellungsprozeß nicht mehr metallisch, sondern isolierend sind. Wie in Kapitel 3.3.3 am Beispiel der CaRuO₃-Filme gezeigt wurde, findet bei den Ruthenaten in Analogie zu anderen perowskit-ähnlichen Systemen ein Übergang vom Metall zum Isolator statt. So können Ru-Fehlstellen, aber auch andere Defekte und Dotierungen, die in dem Material durch den Herstellungsprozeß erzeugt wurden, die elektrischen Eigenschaften so verändern, daß SrRuO₃ isolierend wird und der Ladungstransport durch resonantes Tunneln über lokalisierte Zustände erfolgt.

Um diese Möglichkeit zu untersuchen, wurde bei einer YBCO-SrRuO₃-YBCO-Dreifachschicht die obere Schicht naßchemisch abgeätzt und der Widerstand der SrRuO₃-Zwischenschicht gemessen. Dies war möglich, weil auf eine Sauerstoffbeladung der unteren

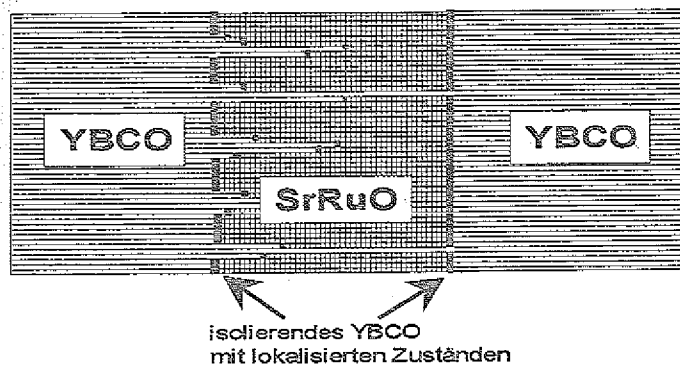


Abb.7.17: Modell für die Barrieren-Geometrie für den Fall einer dicken Barriere, bei dem nur wenige Kurzschlüsse vorhanden sind und der Stromtransport hauptsächlich durch die Grenzfläche erfolgt.

Schicht verzichtet wurde und diese somit keinen supraleitenden Kurzschluß verursachte. Diese SrRuO₃-Zwischenschicht zeigte die gleiche metallische Temperaturabhängigkeit wie ein einfacher SrRuO₃-Film und ist demnach durch die Abscheidung der oberen Elektrode nicht beeinträchtigt worden. Die isolierende Barriere muß sich also an der SN-Grenzfläche befinden und die beobachtete Dickenabhängigkeit des normalleitenden Widerstandes eine andere Ursache haben. Ein mögliche Erklärung ist, daß bei dünnen Barrieren Kurzschlüsse vorhanden sind, an denen eine Unterbrechung der isolierenden Grenzsicht stattfindet (siehe Abb.7.17) und diese Unterbrechungen mit zunehmender Barrierendicke seltener werden.

Die Transporteigenschaften der untersuchten Kontakte sind dadurch gekennzeichnet, daß temperatur- und spannungsabhängige Beiträge zur Leitfähigkeit auftreten, die ihre Ursache in resonantem Tunneln über 2 lokalisierte Zustände haben. Ein solcher Effekt wurde bisher bei keinen anderen YBCO-Grenzflächen beobachtet. In YBCO-Au-Grenzflächen [65], in durch Ionenätzen geschädigten Grenzflächen [48] oder Korngrenzen [29] beobachtet man stets temperatur- und spannungsunabhängige normalleitende Widerstände.

Da Beiträge zur Leitfähigkeit durch resonantes Tunneln über mehrere lokalisierte Zentren erst mit zunehmender Barrierendicke eine Rolle spielen (siehe Kapitel 2.3.2.2), werden diese Beiträge nur bei Kontakten mit ausgedehnten Barrieren (z.B. PrBCO [157], [47]) beobachtet. Da elastische Spannungen an der SN-Grenzfläche -ähnlich wie in YBCO-Korngrenzen- nur zu lokalen Störungen führen, scheiden sie, im Gegensatz zu den Überlegungen von Char et al. [67], als Ursache für die Barriere an der YBCO-SrRuO₃-Grenzfläche aus.

Eine mögliche Ursache für die Entstehung einer ausgedehnten Isolatorschicht ist, daß die Sauerstoff-Affinität der SrRuO₃-Schicht viel stärker als die der YBCO-Schicht ist, in der Sauerstoff sehr leicht beweglich ist. Das kann zur einer Umverteilung des Sauerstoffs an der Grenzfläche führen, so daß dort eine sauerstoffarme YBCO-Schicht gebildet wird. Der Transport über diese isolierende YBCO-Schicht findet durch resonantes Tunneln über lokalisierte Zustände statt, die zum Beispiel von Sauerstofflückenstellen und Defekten gebildet werden.

Transportmechanismus für den Cooperpaar-Strom

Da gezeigt werden konnte, daß der Transport der Quasiteilchen durch resonantes Tunneln über 1-2 lokalisierte Zentren erfolgt, ist zu überprüfen, ob der Transport des Cooperpaar-Stromes durch den gleichen Mechanismus erklärt werden kann.

In Abb.7.18 sind die $I_C R_N$ -Produkte für die verschiedenen Kontakttypen im Vergleich mit der Temperaturabhängigkeit zu sehen, die von Devyatov et al. [46] für das $I_C R_N$ -Produkt berechnet wurde, wenn der Transport der Cooper-Paare und Quasiteilchen durch resonantes Tunneln über ein lokalisiertes Zentrum angenommen wird. Die verschiedenen Kurven sind durch den Unterdrückungsparameter Γ_{LS} parametrisiert (siehe Kapitel 2.3.2.2.).

Die Daten für die ionengeätzten Rampenkontakte und die planaren Kontakte stimmen gut mit der theoretischen Kurve mit dem Unterdrückungsparameter $\Gamma_{LS} = 1000$ überein. Nicht nur die Größenordnung des $I_C R_N$ -Produktes, sondern auch die Temperaturabhängigkeit läßt sich gut mit der Theorie beschreiben. Der große Wert für Γ_{LS} zeigt, daß bei diesen Kontakten der thermisch angeregte Transportprozeß den reinen Tunneltransport über einen resonanten Zustand überwiegt.

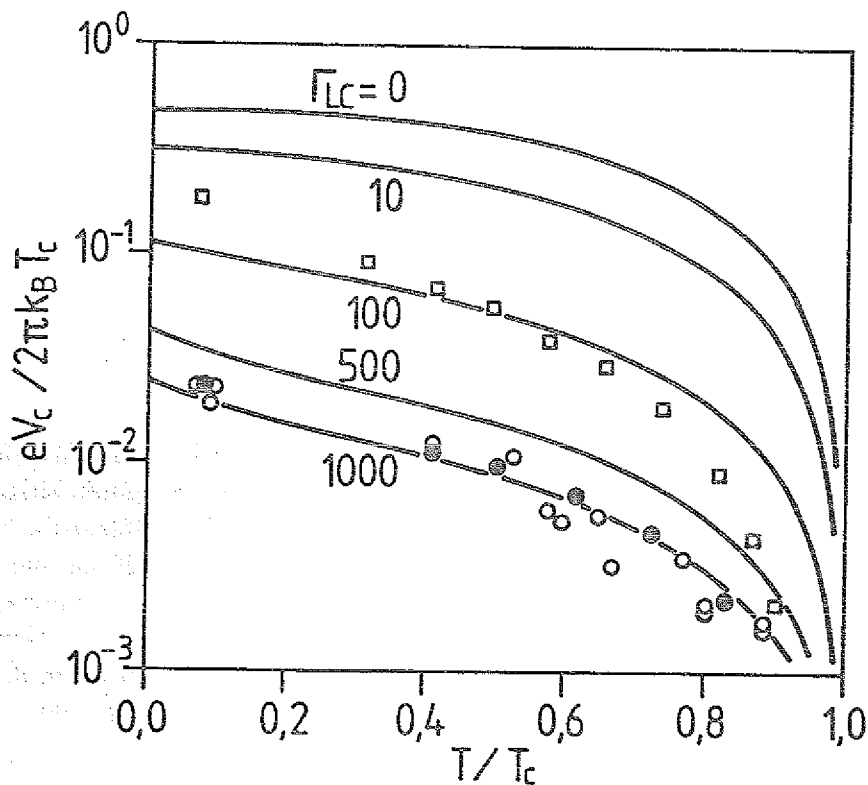


Abb.7.18: $I_C R_N$ -Produkte im Vergleich mit Berechnungen nach [46] (durchgezogene Linien);
 ●: Ionengeätzte Rampenkontakte (10nm Barrierendicke);
 ○: Planare SNS-Kontakte (10nm Barrierendicke);
 □: Brom-Ethanol geätzte Rampenkontakte (30nm Barrierendicke)

Die Übereinstimmung der $I_C R_N$ -Produkt-Daten für die Kontakte mit Brom-Ethanol geätzten Kanten mit dem theoretischen Verlauf ist schlechter als bei den anderen Kontakttypen. Die Daten liegen im Bereich der Kurve für $\Gamma_{LS} = 100$, so daß bei diesen Kontakten der resonante Tunnelprozeß eine deutlich größere Rolle als bei den anderen Kontakten spielt.

Die Daten stehen also insgesamt nicht im Widerspruch zu einem Transport des Cooperpaar-Stromes über lokalisierte Zustände und es ergibt sich gerade für große Γ_{LS} ein konsistentes Bild für den Transport des Quasipartikel- und Cooperpaar-Stromes durch resonantes Tunneln über lokalisierte Zustände in der Isolatorschicht an der SN-Grenzfläche.

8. Zusammenfassung, Ausblick

8.1. Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wird die Technologie zur Herstellung von SNS-Kontakten mit SrRuO_3 -Barriere und die Untersuchungen der Transporteigenschaften vorgestellt.

Es wurde ein Prozeß zur Herstellung c-Achsen orientierter YBCO- SrRuO_3 -Multilagen entwickelt. Es konnten SrRuO_3 -Filme und YBCO- SrRuO_3 -Multilagen guter Kristallqualität mit nahezu ausscheidungsfreien Oberflächen hergestellt werden. Die Problematik bei diesem Herstellungsprozeß besteht darin, daß die Diffusion von Sauerstoff durch die SrRuO_3 -Zwischenschicht mit sehr hohen Aktivierungsenergien verbunden ist und die unteren YBCO-Filme in den Multilagen erst durch eine spezielle Temperung bei hohen Temperaturen supraleitend werden. Außerdem besteht die Gefahr einer Interdiffusion von Ru in den YBCO-Film, die eine Abscheidung der SrRuO_3 -Filme bei niedrigen Temperaturen erforderlich macht.

In Zusammenarbeit mit dem Institut für Mikrostruktur-Forschung erfolgte die Untersuchung der YBCO- SrRuO_3 -Multilagen durch Hochauflösende Transmissions-Elektronen-Mikroskopie. Diese Untersuchungen haben gezeigt, daß sich atomar scharfe YBCO- SrRuO_3 -Grenzflächen ausbilden. Durch Simulation der atomaren Struktur konnte gezeigt werden, daß an der Grenzfläche keine Interdiffusion erfolgt und nur minimale Spannungen auftreten.

Die Oberfläche der YBCO-Filme schließt stets mit einer BaO-Ebene, also einem Isolator ab, so daß eine starke Unterdrückung des Ordnungsparameters an einer (001)-Grenzfläche erfolgen muß. Andererseits zeigen die Filmoberflächen eine hohe Dichte atomarer Stufen, die eine Möglichkeit zur Ankopplung an die ab-Ebenen bieten.

Es wurden verschiedene Technologien entwickelt, die eine Untersuchung epitaktischer Barrieren mit ex-situ und in-situ Grenzflächen ermöglichen. Dazu wurde zum einen ein Prozeß entwickelt, der die Herstellung planarer Kontakte aus YBCO-Normalleiter-Multilagen bis zu Kontaktflächen von $2\mu\text{m} \cdot 2\mu\text{m}$ ohne T_c -Verringerung ermöglicht.

Desweiteren wurde ein Prozeß zur Herstellung von Rampen-Kontakten mit ionengeätzten YBCO-Rampen entwickelt. Die Schädigung der Rampe durch den Ionenätzprozeß konnte so minimiert werden, daß ohne Barriere kritische Stromdichten von $1 \cdot 10^6 \text{ Acm}^{-2}$ bei 77K erreicht werden konnten. Mit YBCO-Rampen, die durch naßchemisches Ätzen mit Brom-Ethanol erzeugt wurden, konnten ohne Barriere kritische Ströme der gleichen Größenordnung erreicht werden.

Die Eigenschaften der planaren Kontakte aus a-Achsen orientierten YBCO-PrBCO-Multilagen waren durch eine hohe Dichte supraleitender Kurzschlüsse geprägt, da keine a-Achsen orientierten Filme ausreichend guter Oberflächenqualität verfügbar waren. Deshalb wurde am Beispiel der YBCO-Au-Grenzflächen untersucht, ob eine Proximity-Kopplung an der Oberfläche eines c-Achsen orientierten Filmes möglich ist. Es wurden planare YBCO-Au-Nb-Kontakte mit c-Achsen orientierten YBCO-Filmen hergestellt, die RSJ-förmige Kennlinien und gut ausgeprägte Shapiro-Stufen zeigten. Durch die regelmäßige Verteilung der atomaren Stufen auf den Filmoberflächen konnte ein Skalieren der kritischen Ströme mit der Kontaktfläche beobachtet werden. Obwohl die kritischen Stromdichten 1-2 Größenordnungen

unter den Werten liegen, die aus der Literatur für a-Achsen orientierte YBCO-Au-Grenzflächen bekannt sind, wurden die gleichen $I_C R_N$ -Produkte ($\approx 10 \mu V$) erreicht, da der Ordnungsparameter an der Grenzfläche den gleichen Unterdrückungs-Mechanismen unterworfen ist. Mit YBCO-Au-YBCO-Stufen-Kontakten konnten $I_C R_N$ -Produkte von 0,4mV bei 4,2K erreicht und eine gute Übereinstimmung mit der SNS-Theorie gefunden werden, wenn eine Unterdrückung des Ordnungsparameters (parametrisiert durch den Unterdrückungsparameter $\gamma_B = 20$) an der SN-Grenzfläche berücksichtigt wird. Der normalleitende Widerstand der Kontakte ist bei tiefen Temperaturen temperaturunabhängig und wird durch die SN-Grenzfläche und nicht durch den Widerstand der Au-Filme bestimmt.

SrRuO₃-Barrieren wurden in Rampen-Kontakten mit ionengeätzten Rampen-Kontakten, Brom-Ethanol geätzten Kanten und planaren Kontakten mit c-Achsen orientierten Multilagen untersucht. Bei allen Kontakttypen besteht das Problem, daß die unteren Elektrode zwar durch die Sauerstoffbeladung supraleitend wird, aber trotzdem häufig eine verringerte Übergangstemperatur aufweist. Deshalb konnten nur bis maximal 70K Cooperpaar-Ströme in den Kontakten beobachtet werden. Es konnten $I_C R_N$ -Produkte bis 7mV bei 4,2K erreicht werden.

Bei den Kontakten konnte trotz der ferromagnetischen Kopplung bis zu Barrierendicken von 20nm Cooperpaar-Ströme beobachtet werden. Diese Ströme haben Josephson-Charakter, da unter Mikrowelleneinstrahlung gut ausgeprägte Shapirostufen beobachtet werden können, deren Höhe mit der eingestrahnten Leistung oszilliert. Die Periode dieser Oszillationen konnte gut mit dem RCSJ-Modell simuliert werden.

Der kritische Strom zeigt ein oszillatorisches Verhalten mit dem angelegten Magnetfeld. Der Strom konnte absolut nur um 10% moduliert werden, so daß Beiträge zum Cooperpaar-Strom vorhanden sind, die keinen Josephson-Charakter haben. Das korreliert mit der Beobachtung eines Exzeß-Stromes in den Kennlinien.

Der normalleitende Widerstand der Kontakte wird, unabhängig von der Kontaktgeometrie und der Herstellung der Rampe, nicht durch den Widerstand der SrRuO₃-Schicht bestimmt, sondern durch eine isolierende Schicht an der Grenzfläche. Mögliche Ursache für diese Schicht ist die große Sauerstoffaffinität der SrRuO₃-Schicht, die zu der Entstehung einer sauerstoffverarmten YBCO-Schicht an der Grenzfläche führen kann. Dies hat eine große Parameterstreuung zur Folge, jedoch zeigen die Kontakte charakteristische Kennlinienformen und Temperaturabhängigkeiten, die unabhängig von der Kontaktgeometrie sind und qualitative Aussagen über die Transportmechanismen ermöglicht.

Die Kennlinien der Kontakte sind dadurch gekennzeichnet, daß bei hohen Spannungen eine Zusatzleitfähigkeit auftritt, die proportional zu $U^{4/3}$ verläuft. Dieses Verhalten korreliert mit einer Temperaturabhängigkeit der Leitfähigkeit proportional zu $T^{4/3}$ und kann, im Rahmen der Theorie von Glazmann und Matveev [44] Beiträgen zur Leitfähigkeit durch resonantes Tunneln über 2 lokalisierte Zustände zugeordnet werden.

Da sich die Temperaturabhängigkeit der $I_C R_N$ -Produkte aller Kontakttypen, im Rahmen der Theorie von Devyatov und Kuprianov [46] mit einem Transport durch resonantes Tunneln über lokalisierte Zustände beschreiben läßt (mit dem Unterdrückungsparameter $\Gamma_{LS} = 100-1000$), entsteht ein konsistentes Bild für den Transport von Quasiteilchen- und Cooperpaar-Strom in den SNS-Kontakten mit SrRuO₃-Barriere.

Abschließend kann festgestellt werden, daß sich SrRuO₃ aufgrund der geringen Fehlanpassung der Fermi-Geschwindigkeiten zu YBCO und der atomar scharfen YBCO-SrRuO₃-Grenzflächen zwar gut für die Verwendung in SNS-Kontakten eignet, dieser Vorteil jedoch

keine Rolle spielt, da andere Paarbrechungseffekte und Unterdrückungs-Mechanismen an der Grenzfläche auftreten. So lassen sich aufgrund magnetischer Paarbrechung nur bis zu Barrierendicken von 20nm Cooperpaar-Ströme beobachten. Außerdem hat sich die stabile Sauerstoffkonfiguration der pseudokubischen Perowskit-Struktur, die zunächst als vorteilhaft angesehen wurde, als großer Nachteil erwiesen, da sie die Formierung einer isolierenden SN-Grenzfläche bewirkt. Die hohen Grenzflächenwiderstände haben zwar den Vorteil, daß normalleitende Widerstände erzielt werden können, die mehrere Größenordnungen über den Werten liegen, die durch den metallischen Schichtwiderstand erzielt werden können, jedoch sind die Grenzflächen schwierig zu kontrollieren und die in der Grenzfläche vorhandenen lokalisierten Zustände stellen mögliche Rauschquellen in den Kontakten dar. Ähnliche Effekte können auch für alle anderen pseudokubischen Perowskite erwartet werden, so daß bei der Wahl eines Barrierenmaterials darauf geachtet werden muß, daß die Sauerstoffbeweglichkeit sich nicht drastisch von der in YBCO unterscheiden sollte.

8.2. Ausblick

Welches heteroepitaktisches Material die "ideale" Barriere in Hochtemperatur-Supraleiter-SNS-Kontakten darstellt, ist nach wie vor eine offene Frage. Aus heutiger Sicht gibt es zwei Typen von Barrierenmaterialien, die für eine technische Anwendung aufgrund hoher möglicher normalleitender Widerstände und hoher $I_c R_N$ -Produkte relevant sind.

Zum einen gibt es Materialien, bei denen die SN-Grenzfläche eine geringe Durchlässigkeit besitzt und somit hohe normalleitende Widerstände erreicht werden können. Voraussetzung für den technischen Einsatz der entsprechenden SNS-Kontakte ist, daß eine Methode gefunden wird, die Eigenschaften der Grenzfläche zu kontrollieren. Bei dem anderen Barrierentyp ist der spezifische Widerstand so hoch, daß der Beitrag der SN-Grenzfläche zum normalleitenden Widerstand vernachlässigt werden kann. Dieser Kontakttyp bietet gegenüber dem ersten den großen Vorteil, daß sich der normalleitende Widerstand systematisch über die Barrierendicke einstellen läßt.

Die Ruthenate SrRuO_3 und CaRuO_3 gehören dem ersten Barrierentyp an. Es ist denkbar, daß durch eine verbesserte Sauerstoffbeladung -beispielsweise durch Plasmabehandlungen- eine kontrollierbare Sauerstoffbeladung der YBCO-Ruthenat-Grenzfläche erreicht werden kann. Jedoch besteht die Gefahr, daß es bei Temperatur-Zyklen zu einer Umverteilung des Sauerstoffes an der Grenzfläche kommt und sich die Kontakt-Eigenschaften dadurch erneut verändern.

Zu dem zweiten Barrierentyp gehören PrBCO- bzw. Y-dotierte PrBCO-Barrieren, die durch ihren hohen spezifischen Widerstand ermöglichen, die Parameter der SNS-Kontakte über die Barrierendicke einzustellen. Diese Barrieren bieten deshalb zur Zeit die besten Voraussetzungen für einen Einsatz in elektronischen Schaltungen. Die Y(Pr)BCO-Verwandten Barrierenmaterialien bieten desweiteren die Möglichkeit, die Ladungsträgerkonzentration und die Dichte der lokalisierten Zustände in der Barriere durch Dotierungen gezielt zu verändern und somit die Eigenschaften der SNS-Kontakte entsprechend der jeweiligen Anforderungen oder neuer Erkenntnisse zu optimieren.

Bei der Verwendung dieser Materialien wie auch aller anderen perowskitähnlichen Barrierenmaterialien ist der Einfluß der lokalisierten Zustände auf das Rauschen der SNS-Kontakte Grundlage weiterer Untersuchungen auf diesem Gebiet.

Anhang: Strukturierungsparameter

1) Herstellung von Substratstufen

Die Substrate werden mit einer 20nm-50nm dicken Gold-Schicht bedampft. Anschließend werden die Substrate belackt und photolithographisch strukturiert, die Parameter sind in Tabelle 1 zusammengestellt. Die Dicke des verwendeten Lackes (AZ5206 bei 4000U/min) ist mit 600nm extra knapp bemessen, damit an der Stufe deponiertes Material während des Ätzens weggeätzt und nicht durch den Lack geschützt wird. Die Herstellung steiler Substratstufen (ca. 80°) erfolgt durch Ionenstrahlätzen mit rotierenden Probenhalter mit einer Verkipfung von 15°, um die Redeposition während des Ionenätzens zu verhindern. Bei der Herstellung von flachen Substratstufen wird der Lack durch einen weiteren Ausheizprozeß (Postbacking) nach der Strukturierung zusätzlich verrundet. Flache Stufen werden unter einem Winkel von 70° gegen die Normale geätzt.

Schließlich wird der Photolack in Aceton gelöst, bzw. durch ein O₂-Plasma verascht und das Gold durch einen zweiten Ionenstrahl-Ätzprozeß entfernt.

Photolithographie		Ionenstrahlätzen	
Lack (Drehzahl)	AZ5206 (4000U/min)	Spannung	250V
Belichtungszeit	4,5s	Strom	44mA
Entwickler	AZ 400K // 1:4	Ätzintervalle	nein
Entwicklungszeit	50s	Rotation	ja
Post-Backing:		Kippwinkel:	
flacheStufen	5min bei 130°C	flache Stufe	70°
steile Stufen	nein	steile Stufe	15°

Tab.1: Herstellungsparameter für Substratstufen

Präparation der Ätzmaske	
Lack	AZ 4562 : AZ1500 1:5
Drehzahl	4000 U/min
⇒ Lackdicke	3,3µm
CaO-Schichtdicke	800nm
ZrO ₂ -Schichtdicke	400nm

Tab.2: Präparation der Ätzmaske für den CaO-Lift-off-Prozeß

2) Herstellung von SNS-Rampenkontakten mit naßchemisch geätzten Kanten

Präparation der Ätzmaske für den CaO-Lift-off-Prozeß

Die Parameter für den Lift-off-Prozeß sind in Tab.2 zusammengestellt. Die ZrO₂-Schicht sollte nicht viel dünner als 400nm sein, da sie die eigentliche Ätzmaske ist und sichergestellt sein muß, daß sie keine Löcher besitzt. Die CaO-Schicht sollte mindestens 800nm dick sein, um anschließend den ZrO₂-Film und ca. 150-200nm YBCO und Barrierenmaterial zu liften. Um diese ca. 1,2µm CaO-ZrO₂-Doppelschicht durch einen Lift-off zu strukturieren, ist eine Lackdicke von 3,3µm notwendig.

3) Herstellung planarer Kontakte

Photolithographie		Ionenstrahlätzen	
Lack (Drehzahl)	AZ5214 (3000U/min)	Spannung	250V
Belichtungszeit	4s	Strom	44mA
Backen	2min bei 115°C	Kippwinkel	0°
Flutbelichtung	20s	Rotation	ja
Entwicklungszeit (Entwickler)	40s (AZ 400K // 1:4)	Ätzintervalle	nein

Tab.3: Strukturierung der unteren Elektrode

Photolithographie		Ionenstrahlätzen	
Lack	AZ5214	Spannung	250V
Drehzahl	4000U/min	Strom	44mA
Belichtungszeit	4,5s	Kippwinkel	0°
Entwickler	AZ 400K // 1:4	Rotation	ja
Entwicklungszeit	40s	Ätzintervalle	30s/30s

Tab.4: Strukturierung der oberen Elektrode

Literaturverzeichnis

Kapitel 2

- [1] J. G. Bednorz und K.A.Müller, Z. Phys.B 64, 186 (1986)
- [2] R.J. Cava, R.B. Van Dover, B. Batlogg und E.A. Rietman,
Phys. Rev. Lett. 58, 408 (1987)
- [3] M.K. Wu, J.R.Ashburn, L.J.Torng, P.H.Hor, R.L. Meng, L. Gao, Z.J.Huang, Y.Q.
Wang, C.W. Chu, Phys.Rev. Lett.58, 908 (1987)
- [4] H. Maeda, Y.Tanaka, M. Fuhumota, T. Asano, Jap.J.Appl. Phys.Lett.27, 209 (1988)
- [5] R.M. Hazen et al., Phys. Rev. Lett.60, 1174 (1988)
- [6] S.N. Putilin, E.V. Antipov, O. Chmaissen und M. Marezio, Nature 362, 226 (1993)
- [7] C.W. Chu, L. Gao, F. Chen, Z.J. Huang, R.L. Meng und Y.Y. Xue,
Nature 365, 323 (1993)
- [8] J. D. Jorgensen, B.W. Veal, A.P. Paulikas, L.J. Nowicki, G. W. Crabtree, H. Claus and
W. K. Kwok, Phys. Rev. B 41, 1863 (1990)
- [9] A. Gupta, G. Koren, R.J. Baseman, A. Segmüller, and W. Holber,
Physica C 162-164, 127 (1989)
- [10] T.A. Friedman, M.W. Rabin, J. Giapinzakis, J.P. Rice and D.M. Ginsburg,
Phys. Rev.B 42, (1990) 6217
- [11] T.K. Worthington, W.J. Gallagher, T.R. Dinger, Phys. Rev. 59, 1160 (1988)
- [12] A. Kapitulnik, M.R. Beasley, C. Castellani and D. Castro, Phys. Rev.B 37, 537 (1988)
- [13] R. Bormann und J.Nölting, Appl. Phys. Lett. 54, 2148 (1989)
- [14] R.H. Hammond und R. Bormann, Physica C 162-164, 703 (1989)
- [15] R. Feenstra, T.B. Lindemer, J.D. Budai, M.D. Galloway, J. Appl. Phys. 69, 6569 (1991)
- [16] S.I. Bredkhin, G.A. Emel'chenko, A.A. Zhokhov, S. Carter, R.J. Chater, J.A. Kilner
and B.C. H. Steele, Physica C 179, 286 (1991)

- [17] F. Baudenbacher, K. Hirata, P. Berberich, H. Kinder, W. Assmann, H.P. Lang, Proceedings of M²S-HTSC III Kanazawa 1991 (Physica C)
- [18] 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, 5572 (1992)
- [19] N. Savvides, A. Katasaros, Physica C 226, 23 (1994)
- [20] H.U. Krebs, Ch. Krauns, X. Yang, U. Geyer, Appl. Phys. Lett. 59, 2180 (1991)
- [21] D.G. Schlom, D. Anselmetti, J.G. Bednorz, R.F. Broom, A. Catana, T. Frey, Ch. Gerber, H.J. Güntherodt, H.P. Lang und J. Mannhardt, Z. Phys. B 86, 163 (1992)
- [22] C. Gerber, D. Anselmetti, J.G. Bednorz, J. Mannhart, D.G. Schlom, Nature 350, 279 (1991)
- [23] M. Hawley, I.D. Raistrick, J.G. Beery, Robert J. Hoult, Science 251, 1587 (1991)
- [24] 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)
- [25] C.L. Jia, B. Kabius, K. Urban, K. Herrmann, J. Schubert, W. Zander, A.I. Braginski, Physica C 196, 211 (1992)
- [26] J.A. Edwards, J.S. Satchell, N.G. Chew, R.G. Humphreys, M.N. Keene und O.D. Dosser, Appl. Phys. Lett. 60, 2433 (1992)
- [27] S. Tanaka, H. Kado, T. Matsura, H. Itozaki, IEEE Trans. on Appl. Supercond. 3, 2365 (1992)
- [28] D. Dimos, P. Chaudhari, J. Mannhart, Phys. Rev. B 41, (1990) 4038
- [29] K. Herrmann, Dissertation Universität Gießen (1993)
- [30] B.D. Josephson, "Superconductivity", Parks Vol. 1, Kap. 9, Dekker Inc. New York 1969
- [31] W.C. Stewart, Appl. Phys. Lett. 12, 277 (1968)
- [32] D.E. McCumber, Appl. Phys. Lett. 12, 3113 (1968)
- [33] K.K. Likharev, "Dynamics of Josephson Junctions and Circuits, Gordon & Breach, New York 1986
- [34] A. Barone und G. Paterno, "Physics and Applications of the Josephson Effekt", J. Wiley & Sons, New York 1982

- [35] A.F. Andreev, Zh.Eksp.Teor.Fiz. 46, 1823 (1964)
- [36] J. Bardeen, J.L. Johnson, Phys. Rev.B 5, 72 (1972)
- [37] R. Kümmel, U. Günsenheimer, R. Nicolsky, Phys. Rev.B 42, 3992 (1990)
- [38] R. Kümmel, U. Schüssler, U. Günsenheimer, H. Plehn,
Physica C 185-189, 221(1991)
- [39] G. Deutscher, P.deGennes, in "Superconductivity", R.D. Parks, S.1005-1034 (Dekker,
New York, 1966)
- [40] M.Y.Kupriyanov, "Stationary properties of Josephson junctions" Vortagsreihe KFA
Jülich (1993)
- [41] V. Ambegaokar und A. Baratoff, Phys. Rev. Lett.11, 486 (1962)
- [42] M.Y.Kupriyanov, K.K. Likharev, IEEE Trans. Mag. 27, 2460 (1991)
- [43] M.Y.Kupriyanov, K.K. Likharev, Sov. Phys. Usp. 33 (5), 340 (1990)
- [44] L.I. Glazman, K.A. Matveev, JETP 67, 1276 (1988)
- [45] N.F. Mott, E.A. Davis, "Electronic Properties of Doped Semiconductors"; Oxford
Claredon (1979)
- [46] I.A. Devyatov, M.Y. Kupriyanov, JETP Lett. 59, 200 (1994)
- [47] C. Stölzel, M.Siegel, G. Adrian, C. Krimmer, J.Söllner, W. Wilkens, G.Schulz,
H. Adrian, Appl.Phys.Lett.63, 2970 (1993)
- [48] J. Gao, Y. Boguslavskij, B.G.Klopman, D.Terpstra, J. Gerritsma und H. Rogalla,
Appl.Phys. Lett.59, 2754 (1991)
- [49] S. V. Kuplevakhskii und I.I. Fal'ko, Teor. Mat. Fiz. 84, 146 (1989)
- [50] T. Claeson, Thin solid Films 66, 151 (1980)
- [51] R.W. Simon, J.B. Bulman, J.F. Burch, S.B. Coons, K.P. Daly, W.D. Dozier, R. Hu,
A.E. Lee, J.A. Luine, C.E. Platt, S. M. Schwarzbeck, M.S.Wire, M.J. Zani,
IEEE Trans. Mag.27, 3209 (1991)
- [52] G. Cui, Y. Zhang, K. Herrmann, Ch. Buchal, J. Schubert, W. Zander, A.I. Braginski,
C. Heiden, Supercond. Sci. Technol. 4,130 (1991)

- [53] K. Char, M.S. Colclough, S.M. Garrison, N. Newman, G. Zaharchuk, Appl. Phys. Lett. 59, 733 (1991)
- [54] K. Char, M.S. Colclough, L.P. Lee, G. Zaharchuk, Physica C 185-189, 2561 (1991)
- [55] R. Gross, P. Chaudhari, M. Kawasaki, A. Gupta, IEEE Trans. Magn. 27, 3227 (1991)
- [56] R. Gross, P. Chaudhari, M. Kawasaki, A. Gupta, Phys. Rev. B 42, 10735 (1990)
- [57] R.S. Williams, S. Chaudhury, " Chemistry of High Temperature Superconductors II" American Chemical Society, Washington DC (1988), Kap. 22, S. 291
- [58] U. Poppe, P. Prieto, J. Schubert, H. Soltner, K. Urban, C. Buchal, Solid State Comm. 71, 569 (1989)
- [59] M. Siegel, K. Herrmann, C. Copetti, C.L. Jia, B. Kabius, J. Schubert, W. Zander, A.I. Braginski, P. Seidel, IEEE Trans. Appl. Supercond. 3, 2369 (1993)
- [60] Y. Zhang, H.M. Mück, K. Herrmann, J. Schubert, W. Zander, A.I. Braginski, C. Heiden, Appl. Phys. Lett. 60, 645 (1991)
- [61] M. S. DiIorio, S. Yoshizumi, K.-Y. Zhang, M. Maung, Appl. Phys. Lett. 58, 2552 (1991)
- [62] 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)
- [63] P. A. Rosenthal, E.N. Grossman, R.H. Ono, L.R. Vale; Appl. Phys. Lett. 63, 1984 (1993)
- [64] Z.W. Dong, P. Hadley, J.E. Mooij, Proceedings der M²S 1994 (Grenoble)
- [65] S.C. Sanders, S.E. Russek, C.C. Clickner, J.W. Ekin, erscheint in Appl. Phys. Lett. (Oktober 94)
- [66] Y.M. Boguslavskij, M.A. Verhoeven, F.J.G. Roesthuis, G.J. Gerritsma, H. Rogalla, Physica B 194, 1115 (1994)
- [67] K. Char, L. Antognazza, T.H. Geballe, Appl. Phys. Lett. 63, 2420 (1993)
- [68] A. Callaghan, C.W. Moeller and R. Ward, Inorg. Chemistry 5, 1572 (1966)
- [69] F. Lichtenberg, A. Catana, J. Mannhart, and D.G. Schlom, Appl. Phys. Lett. 60, 9 (1992)

- [70] J. Longo, P.M. Racciah and J.B. Goddenough, J. Appl. Phys. 39, 1327 (1968)
- [71] R. J. Bouchard und J. L. Gillson, Mat. Res. Bull. 7, 873 (1972)
- [72] B. Fisher, G. Koren, J. Genossar, L. Patlagan, E.L. Gartsstein, Physica C 176, 75 (1991)
- [73] E. Polturak, G. Koren, D. Cohen, E. Aharoni, G. Deutscher,
Phys. Rev. Lett. 67, 3038 (1991)
- [74] M.I. Faley, U. Poppe, H. Soltner, C.L. Jia, M. Siegel, and K. Urban,
Appl. Phys. Lett. 63, 15 (1993)
- [75] M.I. Faley, U. Poppe, C.L. Jia, Y. Xu, K. Urban;
Proceedings der M²S 1994 (Grenoble)
- [76] I. Felner, U. Yaran, I. Nowik, E.R. Bauminger, Y. Wolfuß, E.R. Yacobi, G. Hilscher,
N. Pillmayr, Phys. Rev. B 40, 6739 (1989)
- [77] M. Lee, Y. Suzuki, T.H. Geballe, Preprint
- [78] E. Sodtke, Bericht Nr. 2686 des Forschungszentrums Jülich 1992,
Dissertation Universität Gießen 1992
- [79] C. Stölzel, G. Adrian, C. Krimmer, M. Siegel, I.A. Devyatov, M.Y. Kupriyanov,
submitted to J.A.P
- [80] Y.M. Boguslavskij, IEEE Trans. on Appl. Sup. 3 (1993) 2054
- [81] C.T. Rogers, B.A. Buhrman, Phys. Rev. Lett. 53, 1272 (1984)
- [82] C.T. Rogers, B.A. Buhrman, Phys. Rev. Lett. 55, 859 (1985)
- [83] K. Char, M.S. Colclough, T.H. Geballe, K.E. Myers, Appl. Phys. Lett. 62, 196 (1993)
- [84] L. Antognazza, K. Char, T.H. Geballe, L.L.H. King und A.W. Sleight,
Appl. Phys. Lett. 63, 1005 (1993)
- [85] K. Char, L. Antognazza, T.H. Geballe, Appl. Phys. Lett. 65, 904 (1994)
- [86] L. Antognazza, K. Char, T.H. Geballe, erscheint in Appl. Phys. Lett (preprint)

Kapitel 3

- [87] Maissel, Glang, "Handbook of Thin Film Technology", Kapitel 4
- [88] H. Frey, G. Kienel, "Dünnschichttechnologie", VDI Verlag Düsseldorf 1987

- [89] C.B. Eom, J.Z. Sun, B.M. Lairson, S.K. Streiffer, A.F. Marshall, K. Yamamoto, S.M. Anlage, J.C. Bravman and T.H. Geballe, *Physica C* 171, 354 (1991)
- [90] J. Gao, B. Hauser, H. Rogalla, *J. Appl. Phys.* 67, 2512 (1990)
- [91] J. Gao, Dissertation Universität Twente (1992)
- [92] C. L. Jia, Bericht Nr. 2809 des Forschungszentrums Jülich 1993, Dissertation RWTH Aachen 1993,
- [93] W.K. Chu, J.W. Mayer, M.A. Nicolet, " Backscattering spectrometry", Academic Press, New York 1978
- [94] Y. Q. Li, J. Zhao, C.S. Chern, P. Lu, T.R. Chien, B. Gallois, P. Norris, B. Kear, F. Cosandey, *Appl. Phys. Lett.* 60, 2430 (1992)
- [95] J.J. Randall and R. Ward, *J. Am. Chem. Soc.*, 81, 2629 (1959)
- [96] W. Bensch, H. Schmalke, A. Reller, *Solid State Ionics* 43, 171 (1990)
- [97] "Handbook of Chemistry and Physics", R.C. Weast, CRC Press (1975-1976)
- [98] J. Mannhart (IBM Zürich), private Mitteilung
- [99] X.D. Wu, S.R. Foltyn, R.C. Dye, Y. Coulter, and R.E. Muenchhausen, *Appl. Phys. Lett.*, 62, 19 (1993)
- [100] C.B. Eom, R.J. Cava, R.M. Fleming, J.M. Phillips, R.B. van Dover, J.H. Marshall, J.W.P. Hsu, J.J. Krajewski, W.F. Peck, *Science* 258, 1766 (1993)
- [101] H.K. Onnes, W. Tuyn, *Int. Critical Tables of Numerical Data*, Physics, Chemistry & Technology, Mc Graw-Hill (1929)
- [102] T.C. Gibb, R. Greatrex, N.N. Greenwood, D.C. Puxley, K.G. Snowdon, *J. Solid State Chem.* 11, 17 (1974)
- [103] C. Osthöver, Dissertation Universität zu Köln (1994)
- [104] A. Kanbayasi, *J. Phys. Soc. Japan* 41 1879 (1976)
- [105] C. Kittel, "Einführung in die Festkörperphysik", 7. Auflage (1988)
- [106] G. Ockenfuß, R. Wördenweber, T.A. Scherer, T. Unger, W. Jutzi; erscheint in *J. Appl. Phys.*
- [107] C.L. Jia, R. Dömel, K. Urban, submitted to *Phil. Mag. Letters*

- [108] S. Kambe, I. Shime, S. Ohshima, K. Okuyama, N. Ohnishi, K. Hiraga,
Physica C 220, 119 (1994)
- [109] C.L. Jia, R. Dömel, K. Urban, Phil. Mag. Letters 69, 253 (1994)
- [110] L.A. Bursill, D.F. Xu, Phys. Stat. Sol.(a). 107, 503 (1988)

Kapitel 4

- [111] Y. Yoshizako, M. Tonouchi, T. Kobayashi,
Japn. J. Appl. Phys. 26, 1533 (1987)
- [112] F.K. Shokoohi, L.M. Schiavone, C.T. Rogers, A. Inam, X.D. Wu, L. Nazar and T.
Venkatesan, Appl. Phys. Lett. 55, 2661 (1989)
- [113] R. Lehmann, K.Herrmann, F. Schröteler, A. van de Hart, J. Schneider, E. Sodtke, H.
Soltner, W. Zander und A.I.Braginski, Proc. ICMC'90, (1990)
- [114] R. P. Vasques, B.D. Hunt, M.C. Foote, Appl. Phys. Lett. 53, 2692 (1988)
- [115] W. Eidelloth and R.L. Sandstrom, Appl. Phys. Lett. 59, 1632 (1991)
- [116] H.R. Kaufman und P.D. Reader in "Electrostatic Propulsion" Langmuir, Academic
Press, New York (1963)
- [117] D. Bollinger und R. Fink, Solid State Technology 20, Nr.4, S.66-70 (1977)
- [118] S. Beuven, Dissertation Forschungszentrum Jülich; in Arbeit
- [119] B. Roas, Appl. Phys. Lett.59, 20 (1991)
- [120] U. Gassig, Diplomarbeit Forschungszentrum Jülich (1993)
- [121] F. Baudenbacher, K. Hirata, P. Berberich, H. Kinder, W. Assmann,
Proceedings der ICAM 91 Meeting Strassbourg
- [122] Z.W. Dong, P. Hadley und J.E. Mooij, Proceedings der EUCAS' 93, Göttingen
- [123] J. Gao, W.A. Aarnink, G.J. Gerritsma, H. Rogalla, Physica C 171, 126 (1990)
- [124] G. Koren, E. Polturak, E. Aharoni, D. Cohen, Appl. Phys.Lett.59, 2754 (1991)
- [125] R.P. Robertazzi, R.H. Koch, R. Laibowitz, W.J. Gallagher,
Appl. Phys. Lett. 60, 711,(1992)
- [126] R. B. Laibowitz, R.H. Koch, A. Gupta, G. Koren, J. Gallagher, V. Foglietti, B. Oh
und J.M. Viggiano, Appl. Phys. Lett. 56 (1990) 686

- [127] C. Rohde; Diplomarbeit RWTH Aachen; KFA (1994)
- [128] U.Krüger, Dissertation Universität Gießen; KFA Jülich (1994)
- [129] B. Roas; private Mitteilungen
- [130] C.T. Rogers, A. Inam, M.S. Hedge, B. Dutta, X.D. Wu, T. Venkatesan,
Appl. Phys. Lett. 55, 2032 (1989)
- [131] T. Hashimoto, M. Sagoi, Y. Mizutani, J. Yoshida, K. Mizushima,
Appl. Phys. Lett. 60, 1756 (1992)
- [132] H. Kohlstedt, J. Schubert, K. Herrmann, M. Siegel, C. Copetti, W. Zander
und A.I. Braginski, Supercond. Sci. & Techn. 6, 246 (1993)

Kapitel 5

- [133] T. Hashimoto, M. Sagoi, Y. Mizutani, J. Yoshida, K. Mizushima,
Appl. Phys. Lett. 60, 1756 (1992)
- [134] J. Barner, C.T. Rogers, A. Inam, R. Ramesh, S. Bersey,
Appl. Phys. Lett. 59, 742 (1991)
- [135] A. Inam, C.T. Rogers, R. Ramesh, K. Remschnig, L. Farrow, D. Hart, T. Venkatesan
and B. Wilkins, Appl. Phys. Lett. 57 (1990) 2484
- [136] M. Bode, Dissertation KFA Jülich in Arbeit
- [137] D. Lew, Y. Suzuki, C.B. Eom, M. Lee, J.M. Triscone, T.H. Geballe, M.R. Beasley,
Physica C 185-189, 2553 (1991)
- [138] T. Hashimoto, M. Sagoi, Y. Mizutani, J. Yoshida, K. Mizushima,
Proceedings der ASC 92
- [139] Y. Yoshida, T. Hashimoto, Proceedings des
"International Workshop on Superconductivity", Hakodate (1993)

Kapitel 6

- [140] M. Bode, Dissertation KFA Jülich in Arbeit
- [141] H. Akoh, C. Camerlingo und S. Takada, Appl. Phys. Lett. 56, 1487 (1990)

- [142] M. Lee, D. Lew, C.B. Eom, T.H. Geballe und M.R. Beasley,
Appl. Phys.Lett.57,1152 (1990)
- [143] R. Dömel, F. Baudenbacher, M.Bode, M. Siegel, A.I. Braginski, H. Kinder,
Statusseminar des VDI (Potsdam 1992)
- [144] M.C. Foote, B.D. Hunt, L.J. Bajuk, IEEE Trans. Mag.27, 1335 (1991)
- [145] M.Y. Kupriyanov, Proceedings der EUCAS 93 (Göttingen)
- [146] G. Deutscher, R.W. Simon, J.Appl.Phys.69,4137 (1991)
- [147] R.H. Ono, L.R. Vale, R.K. Kimmenau, IEEE Trans.Appl.Superconductivity 3, 2389
(1993)
- [148] M. Forrester, J. Talvacchio and Gavalier, IEEE Trans.Mag. 27, 3098 (1991)
- [149] Yanson, Sov.Phys. JETP 31, 800 (1970)
- [150] M. DiIorio, S. Yoshizumi, K.Y.Yang, M. Maung, J. Zhang, B. Power,
Proceedings der ASC 92
- [151] R.P. Robertazzi, A.W. Kleinsasser, R.B. Laibowitz, R.H. Koch, K.G. Stawiasz
Proceedings der ASC 92

Kapitel 7

- [152] K. Char, private Mitteilungen
- [153] K. Enpuku, K. Yohida, K. Hamasaki, F. Irie, Jap. J. Appl. Phys.20, 265 (1981)
- [154] G. Filatrella, N.F. Pedersen, Appl. Phys. Lett. 63, 1420 (1993)
- [155] D. Winkler, Y.M. Zhang, P.A. Nilsson, E.A. Stepantsov, T. Claeson, Phys.Rev.Lett.72,
1260 (1993)
- [156] R. Dömel, C.L. Jia, C. Copetti, G. Ockenfuß, A.I. Braginski,
Supercond. Sci. Technol. 7, 277 (1994)
- [157] A.A. Golubov, M.A.J. Verhoeven, I.A. Devyatov, M.Y. Kupriyanov, G.J. Gerritsma,
H. Rogalla, Proceedings der M²S 94 (Grenoble)

Danksagung

Herrn Prof. Dr. C. Heiden danke ich für die Möglichkeit, diese Arbeit im Institut für Schicht- und Ionentechnik des Forschungszentrums Jülich anfertigen zu können;

Herrn Prof. Dr. A. I. Braginski danke ich für seine Anregungen zu dieser Arbeit und für das Vertrauen und die Unterstützung, die er mir während der gesamten Zeit gewährte;

Herrn Dr. habil. Siegel danke ich für seine Hilfsbereitschaft, konstruktive Vorschläge und die Durchsicht dieser Arbeit;

Zu dieser Arbeit haben beigetragen:

Herr Dr. C. L. Jia durch die TEM-Untersuchungen und zahlreiche hilfreiche Diskussionen;

Frau C. Rohde durch die Herstellung und Untersuchung der Rampen-Kontakte und den freundlichen Wind, der mit ihr durch unsere Labors wehte;

Herr Dr. E. Sodtke durch die Simulation der Shapiro-Stufen, hilfreiche Diskussionen und durch die Herstellung a-Achsen orientierten Multilagen, sowie der Charakterisierung einiger Kontakte;

Herr C. Copetti durch die RBS-Messungen und zahlreiche Diskussionen, Herr M. Dolle durch die Messungen des Hall-Effektes, Herr Dr. C. Osthöver durch magnetische Messungen;

Herr F. Baudenbacher von der TU München durch die Herstellung dünner YBCO-Filme mittels Thermisch Reaktiven Verdampfens für die SNS-Stufenkontakte;

Ich möchte allen Mitgliedern des Instituts für ihre Hilfs- und Diskussionsbereitschaft danken,

Mein besonderer Dank gilt dem gesamten "Reinraumteam", insbesondere Herrn Schroeteler und Herrn Steffen, für die Schaffung hervorragender Arbeitsbedingungen und einer angenehmen Arbeitsatmosphäre im Reinraum, sowie für ihre ständige Hilfsbereitschaft;

Herrn M. Bode danke ich für die Schaffung des computergesteuerten Meßplatzes, der sehr zur Erleichterung der Messungen beigetragen hat;

Frau Barthels danke ich für die schnelle und flexible Erledigung der Photoarbeiten, Frau M. Nonn für die Herstellung der Photomasken; Frau Dr. Y. Xu und Herrn Ata-Allah für die Herstellung der Sinter-Targets, Herrn Bochem und Herrn Grimm für Raster-Elektronen-Mikroskop-Aufnahmen;

Desweiteren danke ich Herrn G. Ockenfuß für seinen Rat in Fragen der Filmherstellung und Röntgenstruktur-Untersuchung und Herrn Dr. H. Kohlstedt für die Aufmunterungen während dieser Arbeit;

Außerdem danke ich Herrn Dr. M. Kupryanov (Universität Moskau) für hilfreiche Diskussionen, die zu den Erkenntnissen dieser Arbeit beigetragen haben;

Nicht zuletzt möchte ich mich bei meinen Eltern für die Unterstützung während dieser Arbeit bedanken und bei Herbert für seine Geduld und die gründliche Durchsicht dieser Arbeit;

1874-1875

1. The first of the two main branches of the river, the North Branch, is about 10 miles long and flows into the main river about 10 miles from its mouth.

2. The second of the two main branches, the South Branch, is about 15 miles long and flows into the main river about 15 miles from its mouth.

3. The third of the two main branches, the West Branch, is about 20 miles long and flows into the main river about 20 miles from its mouth.

4. The fourth of the two main branches, the East Branch, is about 25 miles long and flows into the main river about 25 miles from its mouth.

5. The fifth of the two main branches, the Middle Branch, is about 30 miles long and flows into the main river about 30 miles from its mouth.

6. The sixth of the two main branches, the North Branch, is about 35 miles long and flows into the main river about 35 miles from its mouth.

7. The seventh of the two main branches, the South Branch, is about 40 miles long and flows into the main river about 40 miles from its mouth.

8. The eighth of the two main branches, the West Branch, is about 45 miles long and flows into the main river about 45 miles from its mouth.

9. The ninth of the two main branches, the East Branch, is about 50 miles long and flows into the main river about 50 miles from its mouth.

10. The tenth of the two main branches, the Middle Branch, is about 55 miles long and flows into the main river about 55 miles from its mouth.

11. The eleventh of the two main branches, the North Branch, is about 60 miles long and flows into the main river about 60 miles from its mouth.

12. The twelfth of the two main branches, the South Branch, is about 65 miles long and flows into the main river about 65 miles from its mouth.

13. The thirteenth of the two main branches, the West Branch, is about 70 miles long and flows into the main river about 70 miles from its mouth.

14. The fourteenth of the two main branches, the East Branch, is about 75 miles long and flows into the main river about 75 miles from its mouth.

15. The fifteenth of the two main branches, the Middle Branch, is about 80 miles long and flows into the main river about 80 miles from its mouth.

1
2
3
4
5
6
7
8
9
10
11
12
13
14
15
16
17
18
19
20
21
22
23
24
25
26
27
28
29
30
31
32
33
34
35
36
37
38
39
40
41
42
43
44
45
46
47
48
49
50
51
52
53
54
55
56
57
58
59
60
61
62
63
64
65
66
67
68
69
70
71
72
73
74
75
76
77
78
79
80
81
82
83
84
85
86
87
88
89
90
91
92
93
94
95
96
97
98
99
100

Jül-3009
Dezember 1994
ISSN 0944-2952