



Forschungszentrum Karlsruhe
Technik und Umwelt

Wissenschaftliche Berichte
FZKA 5865

**Untersuchung der festen
und flüssigen Phase des
Flußliniensystems in
 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ Einkristallen**

W. Jahn

Institut für Technische Physik

Dezember 1996

Forschungszentrum Karlsruhe

Technik und Umwelt

Wissenschaftliche Berichte

FZKA 5865

**Untersuchung der festen und flüssigen Phase des
Flußliniensystems in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ Einkristallen**

W. Jahn

Institut für Technische Physik

**Von der Fakultät für Physik der Universität Karlsruhe (TH)
genehmigte Dissertation**

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

1996

**Als Manuskript gedruckt
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor**

**Forschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640, 76021 Karlsruhe**

ISSN 0947-8620

KURZFASSUNG

Die feste und die flüssige Phase des Flußliniensystems in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ -Einkristallen wird in der vorliegenden Arbeit untersucht.

Die feste Phase zeichnet sich durch eine anomale Feldabhängigkeit der Stromdichte aus. In Einkristallen mit hoher Punktdefektkonzentration steigt diese im Niedrigfeldbereich an und verläuft über ein Maximum. Um verschiedene Modelle zu diskutieren, werden Transport- mit Abschirmströmen verglichen.

Die Wärmeentwicklung an den Stromkontakten in Transportstrommessungen wird durch eine Pulsmethode verringert.

Die Abschirmströme werden aus Magnetisierungsmessungen mit einem kommerziellen Vibrationsmagnetometer ermittelt.

Aus dem Vergleich beider Messungen können die Modelle, welche in Verbindung mit einem granularen Verhalten der Proben stehen und das Relaxationsmodell ausgeschlossen werden.

Es existieren mehrere experimentelle Hinweise, daß das Verhalten der Stromdichte durch zwei Mechanismen beschrieben werden kann. Der Feldbereich unterhalb des Strommaximums läßt sich durch die Theorie des Kollektiven Verankerns und der Feldbereich oberhalb des Strommaximums durch eine plastische Verformung des Flußliniensystems charakterisieren.

Des weiteren wird die flüssige Phase und der Übergang in die feste Phase durch Transportstrommessungen an Proben unterschiedlicher Defektkonzentration diskutiert. Hierbei wird die herkömmliche DC- und die Pulsmethode miteinander kombiniert, was ein großes Strom-Spannungsfenster ermöglicht.

In Proben mit großer Defektkonzentration kann ein sogenannter Vortex-Glass-Übergang nicht beobachtet werden. Vielmehr stimmt das Verhalten am Übergang mit der Theorie vom Vortex-Entanglement, einer Flußschlauchkonfiguration in der flüssigen Phase, überein.

Hochreine, verzwilligte Einkristalle weisen einen deutlichen Einfluß von Zwillingsgrenzen auf. In hohen Magnetfeldern kann das Verhalten nicht mit der Theorie des Bose-Glass, welche den Übergang des Flußliniensystems von fester zur flüssigen Phase mit einer korrelierten Defektstruktur beschreibt, in Übereinstimmung gebracht werden. Allerdings beobachtet man bei kleinen Feldern ein Verhalten, welches mit dieser Theorie in Einklang steht.

Investigation of the solid and the liquid phase of the vortex system in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals

ABSTRACT

The solid and the liquid phase of the vortex system in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals is investigated in this work.

The solid phase is characterized by an anomalous field dependence of the current density. In single crystals with a high concentration of point-like defects the current density increases at low fields with increasing external field. To discuss different models a comparison between transport and shielding currents is made.

To reduce heating at the current contacts in transport measurements a pulse method is used. Shielding currents are obtained from magnetization measurements with a commercial Vibrating Sample Magnetometer.

From the comparison of both measurement methods models which are connected with a granular behavior of the sample and the relaxation model can be excluded.

There exist several experimental hints that the behavior of the current density can be described by two mechanisms. The field region below the current maximum can be characterized by the theory of collective pinning and the field region above the current maximum by a plastic deformation of the vortex system.

Further the liquid phase and the transition into the solid phase is investigated by transport measurements in samples with different concentration of point-like defects. Here a combination of a conventional dc and the pulse method is used to get a wide current-voltage window.

In samples with a high concentration of point-like defects the predicted vortex-glass transition can not be observed. The behavior in the region of the transition agrees better with theory of vortex entanglement, a vortex configuration in the liquid phase.

Highly pure twinned samples show a pronounced influence of the twin structure. At high magnetic fields the behavior at the transition can not be explained by the Bose-Glass theory, which describes the transition of a correlated defect structure. Only at low fields the behavior of the transition is in agreement with the theory.

INHALTSVERZEICHNIS

EINLEITUNG	1
1 THEORETISCHER ÜBERBLICK	3
1.1 Phänomenologische Beschreibung der Shubnikovphase	3
1.1.1 Isotrope Beschreibung	3
1.1.2 Anisotrope Beschreibung	4
1.2 Eigenschaften der Shubnikovphase ohne thermische Aktivierung	6
1.2.1 Verhalten des festen Zustandes in der Shubnikovphase	6
1.2.1.1 Kollektive Verankerung	7
1.2.1.2 Single-Vortex-Pinning	8
1.2.1.3 Small- und Large-Bundle-Pinning	8
1.2.1.4 Granulares Verhalten in der festen Phase	8
1.2.2 Verhalten des flüssigen Zustandes in der Shubnikovphase (Flux-Flow)	9
1.3 Eigenschaften der Shubnikovphase unter thermischem Einfluß	10
1.3.1 Verhalten des festen Zustandes mit thermischem Einfluß	10
1.3.1.1 Theorie von Anderson	10
1.3.1.2 Kollektives Kriechen	11
1.3.1.3 Entpinntemperatur	12
1.3.2 Übergang vom festen zum flüssigen Zustand aufgrund thermischer Anregungen	12
1.3.2.1 Schmelzen des Flußliniengitters	12
1.3.2.2 Phasenübergänge und Haftzentren	13
1.3.2.3 Vortex-Glass- und Bose-Glass-Übergang	13
1.3.3 Die flüssige Phase unter thermischem Einfluß	14
1.3.3.1 Einfluß der Haftzentren	14
1.3.3.2 Vortex-Entanglement	16
2 MEßMETHODEN UND INTERPRETATION DER MEßGRÖßEN	18
2.1 Meßmethoden	18
2.1.1 Transportstrommessungen	18
2.1.2 Magnetisierungsmessungen	21
2.2 Interpretation der Meßgrößen	22
2.2.1 Der kritische Zustand	22
2.2.2 Berechnung der kritischen Stromdichte aus Magnetisierungskurven	22
2.2.3 Äquivalenz zwischen Transport- und Magnetisierungsmessungen	24
2.2.4 Einfluß thermischer Aktivierung	25
2.3 Proben	28
2.3.1 Herstellung von Einkristallen	29
2.3.2 Merkmale der untersuchten Einkristalle	29

3 DIE FESTE PHASE DER FLUßSCHLAUCHANORDNUNG	31
3.1 Ergebnisse	31
3.2 Diskussion	39
3.2.1.1 Verhalten der Stromdichte aufgrund sich ändernder Eigenschaften der Defekte	40
3.2.1.2 Verhalten der Stromdichten aufgrund von Zwillingsgrenzen	41
3.2.1.3 Einfluß der Punktdefekte auf die Stromdichte	42
4 DIE FLÜSSIGE PHASE DER FLUßSCHLAUCHANORDNUNG	50
4.1 Ergebnisse und Diskussion	50
4.1.1 Charakterisierung der Proben	50
4.1.1.1 Charakterisierung durch Stromdichten	50
4.1.1.2 Charakterisierung durch den Widerstand	52
4.1.2 Übergang von der Flußschlauchflüssigkeit zur festen Phase bei angelegtem Feld parallel zu der c-Achse	53
4.1.2.1 Übergang in den punktdefektreichen Probe $W1_d$ and $W2_d$	53
4.1.2.2 Punktdefektarme verzwilligte Proben $W1_r$ und $W2_r$	59
4.1.3 Übergang von der Flußschlauchflüssigkeit zur festen Phase in der Feldorientierung $H a,b$	63
4.1.3.1 Vergleich beider Feldorientierungen	64
4.1.3.2 Einfluß von intrinsischem Pinning	66
4.1.4 Widerstandsverhalten in der flüssigen Phase	66
ZUSAMMENFASSUNG	71
LITERATURVERZEICHNIS	74

EINLEITUNG

Supraleiter 2. Art zeichnen sich durch zwei Phasen aus, der Meissnerphase, in der magnetischer Fluß völlig bis auf die Eindringtiefe λ aus der Probe verdrängt wird, und der Shubnikovphase, in der oberhalb eines unteren kritischen Feldes H_{c1} magnetischer Fluß gequantelt in die Probe eindringt. Der Übergang vom supraleitenden in den normalleitenden Zustand findet bei dem oberen kritischen Feld H_{c2} statt.

Hochtemperatursupraleiter sind sehr ausgeprägte Supraleiter 2. Art. Die Shubnikovphase, also der Bereich zwischen H_{c1} und H_{c2} , erstreckt sich fast über das ganze Phasendiagramm. Die Eigenschaften dieser Supraleiter werden somit von dem Verhalten der Shubnikovphase bestimmt.

Der in der Shubnikovphase eingedrungene Fluß bildet aufgrund gegenseitiger Abstoßung der Flußquanten (oder auch Flußschläuche) ein Flußschlauchgitter, das Abrikosovgitter, aus. Kräfte verschiedener Art können nun auf dieses Flußschlauchgitter wirken:

1. Ein Strom übt auf dieses Gitter eine „Lorentzkraft“ F_L aus, die eine Bewegung dieses Gitters bewirkt. Diese Bewegung bewirkt Dissipation und erlaubt damit keinen verlustfreien Stromtransport.

2. Dieser Bewegung wirkt eine Viskosekraft $F = \eta \cdot v$ entgegen. Der Viskositätskoeffizient η wird durch Dissipationsmechanismen innerhalb und außerhalb des Flußschlauchkerns bestimmt.

3. Störungen im Kristallgitter wirken ebenfalls einer Bewegung des Flußschlauchgitters entgegen. Ein Flußschlauch minimiert seine Freie Energie durch Wechselwirkung mit Kristallgitterstörungen. Kristallgitterstörungen bilden somit ein Haftpotential U_H für Flußschläuche. Eine Bewegung des Flußschlauchgitters tritt erst dann ein, wenn die Lorentzkraft F_L größer als die „Volumenhaftkraft“ F_H , hervorgerufen durch Gitterstörstellen im Kristall, ist. Ist die Lorentzkraft hingegen kleiner, so ist durch das Festhaften des Flußschlauchgitters, ohne Berücksichtigung thermischer Aktivierung, verlustfreier Stromtransport möglich. Den Zustand des Kräftegleichgewichtes nennt man kritischen Zustand, die hierzu korrespondierende Stromdichte kritische Stromdichte j_c .

Hochtemperatursupraleiter unterscheiden sich von „klassischen Supraleitern“ im wesentlichen in folgenden Punkten:

1. Durch die Anisotropie der Kristallstruktur findet Supraleitung bevorzugt nur in CuO-Ebenen statt. Die Beschreibung der Flußschlauchwechselwirkung hängt entscheidend von dem Grad der Anisotropie ab. Ist diese klein, so läßt sich das Flußschlauchgitter dreidimensional beschreiben [Bra 93, Bla 94]. Ist diese hingegen groß, führt dies zu einem zweidimensionalen Verhalten des Flußschlauchgitters mit zahlreichen neuen Phänomenen, wie „Pancake“-Flußschläuche [Cle 91] und zusätzlichen Phasenübergängen.

2. Hochtemperatursupraleiter besitzen eine sehr kleine Kohärenzlänge. Befindet sich die Kohärenzlänge ξ in der Größenordnung der Dicke planarer Defekte und durchsetzen diese den Probenquerschnitt, kann dieses zum Entkoppeln supraleitender Bereiche führen [Deu 87]. In diesem Falle spricht man von Granularität.

3. Das Verhalten der Flußschläuche in diesen Materialien ist durch thermische Einflüsse geprägt. Diese Einflüsse lassen sich im wesentlichen unter folgenden zwei Punkten zusammenfassen:

a) Durch die hohen thermischen Energien ist auch ein thermisch aktiviertes „Losreißen“ von den Haftpotentialen U_H möglich. Dies führt zu einem endlichen Widerstand aufgrund thermisch aktivierter Flußbewegung in der Shubnikovphase und somit zu einer Modifikation der Beschreibung dieser Phase. Diese ist in ihrer einfachsten Form in der von Anderson [And 62] aufgestellten Theorie ohne Berücksichtigung der Wechselwirkung zwischen

Flußschläuchen enthalten. Hingegen werden die Wechselwirkungen zwischen Flußschläuchen in der Theorie des Kollektiven Kriechens beziehungsweise dem Vortex-Glass-Modell berücksichtigt.

Kommen diese thermischen Energien in die Größenordnung des Haftpotentials, $U_H \approx k_B T$, beziehungsweise die thermischen Auslenkungen eines Flußschlauches in die Größenordnung der Ausdehnung des Haftpotentials, so nimmt oberhalb der entsprechenden Temperatur die Stromdichte sehr stark ab. Diese Temperatur wird Entpinntemperatur T_{dp} genannt.

b) Thermische Energien beeinflussen ebenso die Wechselwirkung zwischen Flußschläuchen und können zu einem Schmelzen des Flußliniengitters bei einer Schmelztemperatur T_M führen [Nel 89, Bra 89].

In dieser Arbeit wurden $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7.8}$ - Einkristalle untersucht. Ihr Kristallaufbau ließe zweidimensionales supraleitendes Verhalten erwarten. Aufgrund der kleinen Abstände zwischen den supraleitenden Ebenen kann das Verhalten - zwar anisotrop - aber doch dreidimensional behandelt werden.

Granulares Verhalten kann auch in Einkristallen auftreten [Küp 89, Däu 90]. Durch einen Vergleich von direkt gemessenen Transportströmen mit Strömen, die aus Magnetisierungsmessungen gewonnen wurden, wird ein solches Verhalten bei den hier besprochenen Einkristallen ausgeschlossen.

Demzufolge ist einkristallines $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7.8}$ besonders geeignet, um Eigenschaften der Shubnikovphase, welche durch thermische Einflüsse gekennzeichnet sind, zu untersuchen.

Damit gliedert sich die Arbeit wie folgt:

In Kapitel 1 erfolgt die theoretische Beschreibung der Shubnikovphase. Nachdem kurz auf die phänomenologischen Theorien eingegangen wird, soll die feste und flüssige Phase sowohl ohne thermische Aktivierung als auch mit thermischer Aktivierung beschrieben werden.

Die Beschreibung des experimentellen Aufbaus, die Meßmethoden und deren Interpretation soll im 2. Kapitel erfolgen.

Viele experimentelle Hinweise deuten auf ein Schmelzen des Flußliniengitters hin. Das 3. Kapitel beschäftigt sich mit der festen Phase der Flußschlauchanordnung. In dieser wird in vielen einkristallinen Proben ein anomales Ansteigen der Stromdichte mit zunehmenden Magnetfeld beobachtet. Besondere Eigenschaften dieses Verhaltens sollen anhand mehrerer Theorien diskutiert werden.

Der Bereich oberhalb der Phasengrenze ist Gegenstand des 4. Kapitels. Hier werden verschiedene Einkristalle verschiedener Defektstruktur und Konzentration an Punktdefekten miteinander verglichen. Dieser Vergleich mag Aufschluß über das Verhalten von Flußlinien in der flüssigen Phase geben.

Des weiteren wird noch der Einfluß von Zwillingsgrenzen und Punktdefekten auf den Phasenübergang diskutiert.

1 THEORETISCHER ÜBERBLICK

Hochtemperatursupraleiter sind Supraleiter 2. Art. Die wesentlichen Eigenschaften sind durch ihre Anisotropie, die sehr kleine Kohärenzlänge und den thermischen Einfluß bestimmt.

In einem ersten Abschnitt soll die phänomenologische Beschreibung der Shubnikovphase erfolgen. Hier soll kurz die isotrope und anisotrope Beschreibungsweise erörtert werden.

Das feste und flüssige Verhalten der Shubnikovphase ohne und mit thermischem Einfluß werden im 2. und 3. Abschnitt beschrieben.

Eine besondere Eigenschaft, nämlich das granulare Verhalten der Supraleiter aufgrund der kurzen Kohärenzlänge, verändert das Verhalten des festen Zustandes in der Shubnikovphase. Im Abschnitt 2 soll ebenso eine kurze Erläuterung dieses granularen Verhaltens erfolgen.

1.1 Phänomenologische Beschreibung der Shubnikovphase

1.1.1 Isotrope Beschreibung

Die phänomenologische Beschreibung der Supraleitung basiert auf der Ginzburg-Landau-Theorie. Sie erfaßt die Shubnikovphase, den Feldbereich zwischen dem unteren kritischen Feld H_{c1} und dem oberen kritischen Feld H_{c2} , bei dem der supraleitende Bereich in den normalleitenden Bereich übergeht. Die freie Energie nahe T_c bzw. H_{c2} lautet:

$$F = \int d^3r \left(\alpha |\Psi|^2 + \frac{\beta}{2} |\Psi|^4 + \frac{1}{2m} \left| \left(\frac{\hbar}{i} \nabla - 2e\mathbf{A} \right) \Psi \right|^2 + \frac{\mu_0 \hbar^2}{2} \right) \quad (1.1)$$

Hierbei wurde mit Ψ ein das System beschreibender komplexer Ordnungsparameter eingeführt. Der dritte Summand in dieser Gleichung liefert den Energiebeitrag, der durch die Supraströme um den Flußschlauchkern hervorgerufen wird. Die lokale Magnetfeldenergie wird mit dem letzten Summanden beschrieben.

Die wesentlichen Längenskalen sind durch die supraleitende Kohärenzlänge ξ_0 , der sich aus Gleichung (1.1) herleitenden Kohärenzlänge ξ und durch die London-Eindringtiefe λ gegeben. Durch die supraleitende Kohärenzlänge ξ_0 wird die Ausdehnung eines Cooper-Paares charakterisiert. Hingegen ist die Variation der Cooperpaardichte durch die Kohärenzlänge ξ gegeben. Mit der London-Eindringtiefe λ wird der Abfall des magnetischen Flusses im Supraleiter beschrieben. Das Verhältnis λ zu ξ nennt man Ginzburg-Landau-Parameter κ .

In Hoch- κ -Supraleitern ist die London-Eindringtiefe λ sehr viel größer als die Kohärenzlänge ξ . Beschränkt sich die Variation des Ordnungsparameters im wesentlichen auf den Flußschlauchkern, so können die Londonschen Gleichungen für die Beschreibung der Shubnikovphase verwendet werden. Dieses ist von Vorteil, da die Ginzburg-Landau-Gleichung ihre Gültigkeit weit unterhalb T_c verliert. Die freie Energie, über die Londonschen Gleichungen ausgedrückt, lautet [Bra 93]:

$$F = \frac{\mu_0}{2} \int_{r>\xi} \left(\hbar^2 + \lambda^2 |\nabla \times \mathbf{h}|^2 \right) d^3r \quad (1.2)$$

Die Wechselwirkung zwischen Flußschläuchen wird durch die Eindringtiefe λ bestimmt. Durch das abstoßende Wechselwirkungspotential entsteht ein Flußschlauchgitter. Dessen freie Energie kann mit Hilfe der harmonischen Näherung [Bra 77, Bra 91a] folgendermaßen ausgedrückt werden:

$$F_{el} = \frac{1}{2} \int \left\{ (c_{11} - c_{66})(\nabla \mathbf{u})^2 + c_{66} \left[\left(\frac{\partial u_x}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial u_y}{\partial x} - \frac{\partial u_x}{\partial y} \right)^2 \right] + c_{44} \left[\left(\frac{\partial u_x}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial u_y}{\partial z} \right)^2 \right] \right\} d^3r \quad (1.3)$$

Hierbei ist \mathbf{u} die Auslenkung aus den ungestörten Flußschlauchgitterpositionen. Mit c_{11} wird der Kompressionsmodul bezeichnet, c_{66} ist der Schermodul und c_{44} der Kippmodul.

Wird die Eindringtiefe λ größer als der Flußschlauchgitterabstand a_0 , so hängen die oben beschriebenen Module von der Längenskala des Störungfeldes ab. Die Antwort des Flußschlauchgitters wird somit nichtlokal. Berechnungen der elastischen Module in diesem Bereich ergeben, daß das Flußschlauchgitter weicher wird [Bra 91b].

1.1.2 Anisotrope Beschreibung

In anisotropen, homogenen Supraleitern ist die freie Energie in der Shubnikovphase gegeben durch:

$$F = \int d^3r \left\{ \alpha |\Psi|^2 + \frac{\beta}{2} |\Psi|^4 + \sum_{\mu=1}^3 \frac{1}{2m_{\mu}} \left[\left(\hbar \frac{d}{i dx_{\mu}} + 2eA_{\mu} \right) \Psi \right]^2 + \frac{\mu_0 \hbar^2}{2} \right\} \quad (1.4)$$

Mit $\mu = 1, 2, 3$ werden die Kristallachsen bezeichnet.

Die Parameter m_{μ} beschreiben die verschiedenen effektiven Massen entlang der Kristallachsen. Die Hochtemperatursupraleiter sind nahezu uniaxiale Materialien, so daß eine Kristallrichtung (jene entlang der c-Achse) ausgezeichnet ist. Legt man für die Beschreibung ein rechtwinkliges Koordinatensystem zugrunde, wählt die z-Achse des Koordinatensystems parallel zu der c-Achse des Kristalls, und bezeichnet die Massen mit $m_x = m_y = m$ und $m_z = M$, so läßt sich die Anisotropie folgendermaßen definieren:

$$\varepsilon^2 = \frac{m}{M} < 1$$

Durch die Abhängigkeiten der Kohärenzlänge und der Eindringtiefe von den effektiven Massen, erhält man für die Anisotropie ausgedrückt über die Kohärenzlängen bzw. Eindringtiefen: $(\xi_c/\xi_{ab})^2 = (\lambda_{ab}/\lambda_c)^2$.

Entsprechend läßt sich die freie Energie auch anhand der Londonschen Gleichungen anisotrop ausdrücken.

Und ebenso wie bei isotropen Supraleitern läßt sich die Shubnikovphase durch ein Flußschlauchgitter und deren elastischen Module beschreiben.

Die Ergebnisse seien im Folgenden zusammengefaßt:

1. Die Anisotropie der Londonschen Gleichungen verändert die Eigenschaften der elastischen Module in anisotropen Supraleitern.

Die Anisotropie läßt sich ebenso durch die Londonschen Eindringtiefen ausdrücken. Nach der Definition Anisotropie folgt, daß die Londonsche Eindringtiefe in den Ebenen kleiner ist, als jene entlang der c-Achse.

Die Anisotropie der Londonschen Eindringtiefe hat weitreichende Folgen. Steht der Flußschlauch nicht exakt senkrecht zu den Kupfer-Sauerstoff-Ebenen, so wird entlang der c-Achse ein Strom induziert. Die von diesem Strom herrührende Eindringtiefe λ_c ist größer als λ_{ab} und bestimmt nun die Wechselwirkung zwischen den Flußschläuchen. Damit verschiebt sich der nichtlokale Bereich zu niedrigeren Feldern. Ein „Weichwerden“ des Flußliniengitters wird deshalb bei kleineren Feldern in anisotropen Supraleitern erwartet als in isotropen Supraleitern [Bra 91b].

Ein Verkippen des Flußschlauches ist zum Beispiel die Folge von dem Anpassen der Flußschläuche an die Haftzentren.

2. Die Winkelabhängigkeit physikalischer Größen läßt sich anhand des Anisotropieparameters

$$\varepsilon_\varphi^2 = \varepsilon^2 \sin^2 \varphi + \cos^2 \varphi \quad (1.5)$$

einfach beschreiben. Durch den Winkel φ ist die Orientierung des äußeren Feldes bezüglich der c-Achse festgelegt. $\varphi = 0$ entspricht der Geometrie, in der das Feld parallel zu der a,b-Ebene steht. Für die Winkelabhängigkeit von H_{c2} zum Beispiel erhält man:

$$H_{c2}(\varphi) = \frac{H_{c2}(0)}{\varepsilon(\varphi)} \quad (1.6)$$

Die Irreversibilitätslinie H_{irr} skaliert mit H_{c2} . Aus diesem Grunde sollte sie dieselbe Winkelabhängigkeit aufweisen wie das obere kritische Feld H_{c2} . Dieses Verhalten wurde von Küpfer et. al. [K p 95] für $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ -Einkristalle gemessen. Somit ist dieser Supraleiter anisotrop und homogen.

Das oben beschriebene Verhalten gilt nur, wenn sich die supraleitende Kohärenzlänge ξ_0 in der Größenordnung des Schichtabstandes befindet.

Ist die supraleitende Kohärenzlänge ξ_0 kleiner als der Abstand zwischen den supraleitenden Schichten, so ist eine Beschreibung der Shubnikovphase anhand anisotroper London- bzw. Ginzburg-Landau-Gleichungen nicht möglich. Das Verhalten eines solchen Schichtsupraleiters wird in dem Modell von Lawrence und Doniach [Law 71] berücksichtigt, in dem Ginzburg-Landau-Gleichungen für jede Schicht aufgestellt werden und ein Josephson-Kopplungsterm für die Beschreibung zwischen den Schichten hinzugefügt wird.

Unterschiedliches magnetisches Verhalten solcher Supraleiter wird erwartet, je nachdem, ob das Magnetfeld parallel zu den Schichtebenen oder senkrecht zu ihnen gerichtet ist [Cle 91].

Liegt das Magnetfeld parallel zu den Schichtebenen, so wird das Verhalten eines Flußschlauches durch Ströme zwischen den Schichten gekennzeichnet. Diese sind aber Josephsonstr me. Derartige Flußschläuche werden Josephsonflu schl uche genannt.

Ist das Magnetfeld senkrecht zu den supraleitenden Schichten gerichtet, so fließen die den Flußschlauch umgebenden Ströme in den Schichten. Die Flußschläuche sind in diesem Fall zweidimensional. Solche Flußschläuche nennt man „Pancake“-Flußschläuche.

Eine winkelabhängige Skalierung wie bei den zuvor beschriebenen anisotropen homogenen Supraleitern wird nicht erwartet. Die Winkelabhängigkeit einer physikalischen Größe läßt sich in diesem Fall nicht durch den Anisotropieparameter ausdrücken.

1.2 Eigenschaften der Shubnikovphase ohne thermische Aktivierung

1.2.1 Verhalten des festen Zustandes in der Shubnikovphase

Wird dem Supraleiter ein Transportstrom aufgeprägt, so entsteht aufgrund der Maxwellgleichung $\mathbf{j} = \text{rot } \mathbf{H}$ in der Probe ein Flußliniengradient. Dieser Flußliniengradient bewirkt eine Änderung der Flußdichte in einem Flächenelement A der Probe. Die hieraus resultierende Kraft \mathbf{f} auf die Flußschläuche wurde von Friedel et.al. [Fri 63] berechnet. Er erhält:

$$f = B \frac{dH}{dx}$$

Dieser Ausdruck hat die Form einer Lorentzkraftdichte, da dH/dx nach der Maxwellgleichung mit einer Stromdichte identifiziert werden kann:

$$\mathbf{f}_L = \mathbf{j} \times \mathbf{B} \quad (1.7)$$

Die Lorentzkraft auf einen Flußschlauch beträgt somit:

$$\hat{\mathbf{f}}_L = \mathbf{j} \times \Phi_0 \quad (1.8)$$

Die Lorentzkraft verursacht eine Bewegung des Flußliniengitters. Verhindert wird diese Bewegung durch die Verankerung der Flußschläuche an Defektstrukturen im Kristallgitter. Die Verankerung von Flußschläuchen an den Defekten erfolgt aufgrund einer Variation des Ordnungsparameters. Die Variation führt zu einer Minimierung der freien Energie des Flußschlauches und verursacht somit eine attraktive Wechselwirkung zwischen Flußschlauch und Verankerungszentrum.

Aufgrund der unterschiedlichen Ausdehnung der Haftzentren r_p bezüglich des Durchmessers des Flußschlauchkerns 2ξ und des Flußschlauchabstandes a_0 lassen sich die Haftzentren in mehrere Kategorien einteilen:

Punktdefekte: Die Ausmaße der Haftzentren sind in allen Raumrichtungen kleiner als der Flußschlauchkerndurchmesser und der Flußschlauchabstand. Zu diesen Defekten zählen Sauerstofffehlstellen und Fremdatome.

Liniendefekte: Ihr Durchmesser befindet sich in der Größenordnung vom Durchmesser des Flußschlauchkerns, ihre Länge ist allerdings größer als der Flußschlauchabstand. Hierzu zählen Schraubenversetzungen.

Planare Defekte: Die Dicke dieser Defekte ist in der Größenordnung des Flußschlauchkerndurchmessers, deren Ausdehnungen parallel und senkrecht zum Flußschlauch sind jeweils größer als der Flußschlauchabstand a_0 . Zu diesen Defekten zählen Zwillingsgrenzen.

Volumendefekte: In allen Raumrichtungen ist die Ausdehnung dieser Defektart größer als der Flußschlauchabstand a_0 . Hierzu können Ausscheidungen oder Fremdphasen in den Proben gezählt werden.

Zusätzlich unterscheidet man zwischen korrelierter und statistisch verteilter, unkorrelierter Defektstruktur. Zu ersterer zählen Zwillingsgrenzen, während letztere für Punktdefekte zutrifft.

Die Wechselwirkung zwischen Flußschlauchgitter und Defektstruktur kann elastischer sowie auch plastischer Natur sein. Unter einer *elastischen* Wechselwirkung versteht man eine von Haftzentren verursachte Auslenkung der Flußschläuche aus ihrer Gleichgewichtsposition, welche kleiner als der halbe mittlere Flußlinienabstand a_0 ist. Sind die Auslenkungen der Flußschläuche größer als der mittlere Flußlinienabstand, so spricht man von *plastischer* Verformung des Flußliniengitters.

Die im nächsten Abschnitt diskutierte Wechselwirkung basiert auf der elastischen Wechselwirkung zwischen Flußschlauchgitter und Haftzentren. Gleichung (1.3) behält demnach ihre Gültigkeit.

1.2.1.1 Kollektive Verankerung

Verankerungszentren verhindern Flußlinienbewegung. Die von den Haftzentren hervorgerufene Volumenhaftkraft ist somit gleich groß der Lorentzkraftdichte:

$$\mathbf{f}_L = -\mathbf{f}_H = -\mathbf{j}_c \times \mathbf{B}$$

Die das Kräftegleichgewicht bestimmende Stromdichte nennt man kritische Stromdichte j_c . Die von Larkin und Ovchinnikov [Lar 79] entwickelte Theorie des Kollektiven Verankerns beschreibt den Zusammenhang zwischen kritischer Stromdichte und Konzentration der Defekte. Voraussetzung dieser Theorie ist, daß die Haftzentren schwach haftend und statistisch verteilt sind. In dieser Theorie lautet aufgrund der statistischen Verteilung der Haftzentren die Beziehung zwischen der Gesamthaftkraft $\langle F \rangle$, der Einzelhaftkraft F_{ein} und der Anzahl der Haftzentren N :

$$\langle F \rangle \propto F_{ein} \cdot \sqrt{N}$$

Ein weiterer Kernpunkt dieser Theorie ist die Einführung eines Korrelationsvolumens V_c . Das Flußliniengitter verliert seine langreichweitige Ordnung aufgrund der Anwesenheit von Haftzentren. Innerhalb des Korrelationsvolumens V_c existiert eine kurzreichweitige Ordnung und die Flußschläuche sind periodisch angeordnet.

Wird ein Strom unterhalb des kritischen Wertes dem Supraleiter aufgeprägt, so werden alle von dem Strom durchflossenen Volumina V_c unabhängig voneinander verrückt, so daß sich gerade Lorentz- und Haftkraft kompensieren.

Drückt man die Anzahl der Haftzentren N durch deren Dichte in dem Korrelationsvolumen aus, so erhält man für die auf das Korrelationsvolumen bezogene Kraftdichte:

$$f_H = F_{ein} N^{1/2} V_c^{-1} = F_{ein} (n / V_c)^{1/2} = j_c B \quad (1.9)$$

Je größer demnach die Stromdichte ist, desto kleiner ist das Korrelationsvolumen V_c .

1.2.1.2 Single-Vortex-Pinning

Den Feldbereich, in dem die Wechselwirkung zwischen Flußschläuchen vernachlässigbar ist, nennt man Single-Vortex-Bereich.

In diesem Bereich ist das Korrelationsvolumen durch die elastische Energie des Flußschlauches und der Energie, welche aufgrund der Haftzentren auf den Flußschlauch wirkt, gegeben. Aufgrund des Anpassens an die Defektstruktur wird der Flußschlauch deformiert. Diese Deformation kostet den Flußschlauch Energie. Hingegen gewinnt er durch das Verankern an den Defekten Energie. Durch diese elastische Verankerung des Flußschlauches mit den Haftzentren wird eine Länge L_c bestimmt, welche den Flußschlauch in Segmente teilt. Auf Längenskalen größer als L_c haftet jedes Segment eines Flußschlauches der Größenordnung L_c unabhängig voneinander. L_c wird *longitudinale Korrelationslänge* genannt.

1.2.1.3 Small- und Large-Bundle-Pinning

Erhöht man das Feld, so ist die Wechselwirkung zwischen Flußschläuchen nicht mehr vernachlässigbar. Innerhalb einer *transversalen Korrelationslänge* R_c und der longitudinalen Korrelationslänge L_c besitzt das Gitter eine Ordnung. Man unterscheidet zwischen verschiedenen Bereichen. Ist die transversale Korrelationslänge R_c kleiner als die Eindringtiefe λ , so wechselwirken die einzelnen Flußbündel miteinander und das dispersive Verhalten der Gitterkonstanten muß berücksichtigt werden. Das Verhalten in diesem Bereich wird von kleinen Flußbündeln, „Small-Bundles“, bestimmt. Ist hingegen diese Korrelationslänge R_c größer als λ , so können die Flußbündel als einzelne isolierte Gebilde betrachtet werden. Man spricht in diesem Bereich von dem „Large- Bundle- Pinning“.

1.2.1.4 Granulares Verhalten in der festen Phase

Defekte mögen zu einem Haften von Flußlinien führen, können allerdings ebenso ein Entkoppeln supraleitender Bereiche bewirken. Im letzteren Fall handelt es sich um planare Defekte, welche die Probe längs des Querschnittes durchsetzen. Ist die Kohärenzlänge ξ_0 kleiner als die Ausdehnung dieser Defekte, führt dies zu einem Entkoppeln von supraleitenden Gebieten. Die Kopplung zwischen diesen Gebieten mag ähnlich wie in einem Josephson-Netzwerk beschrieben werden [Pet 89]. Ein solches Verhalten sollte demnach hauptsächlich an Polykristallen auftreten und durch Korngrenzen bestimmt werden. In Einkristallen hingegen mag ein solches Verhalten in der festen Phase durch Sauerstoffinhomogenitäten bestimmt werden [Däu 90].

Wird der Probe nun ein Transportstrom aufgeprägt, so muß dieser die schwach koppelnden Bereiche zwischen den supraleitenden Gebieten passieren. Solche Stromdichten werden *Interkornstromdichten* genannt. Deren Magnetfeld- bzw. Temperaturverhalten hängt davon ab, inwieweit ein schwach koppelnder Bereich einen supraleitenden Strom tragen kann.

Ströme, die in dem Supraleiter induziert werden, müssen solch schwach koppelnden Bereiche nicht passieren. Sie können je nach Kopplungsstärke auf dem supraleitenden Bereich beschränkt bleiben. Dieses ist der Fall, wenn die supraleitenden Bereiche völlig entkoppelt sind. Der Verlauf von diesem *Intrakornstromsystem* ist durch die Eigenschaften der Wechselwirkung des Flußliniengitters mit den Haftzentren gegeben.

Da die Magnetfeld- und Temperaturabhängigkeit für Interkornströme von den Eigenschaften der schwach koppelnden Gebiete abhängt, für Intrakornströme jedoch durch die Eigenschaften

der Wechselwirkung des Flußliniengitters mit den Haftzentren bestimmt wird, unterscheiden sich die Verläufe beider Stromsysteme.

1.2.2 Verhalten des flüssigen Zustandes in der Shubnikovphase (Flux-Flow)

Befinden sich im Supraleiter keine Haftzentren oder ist der dem Supraleiter aufgeprägte Strom weit oberhalb der kritischen Stromdichte, so wirkt der Flußlinienbewegung eine Viskosekraft entgegen:

$$f_{vis} = \eta \cdot v \quad (1.10)$$

Hierbei sei v die Flußliniengeschwindigkeit und η der Viskosekoeffizient. Um eine konstante Stromdichte j , sowie eine konstante Flußschlauchgeschwindigkeit v beizubehalten, muß der Flußdichtegradient durch Leistungszufuhr aufrechterhalten werden. Das durch diesen dissipativen Prozeß erzeugte elektrische Feld E lautet:

$$\mathbf{E} = -\mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad (1.11)$$

Der Flux-Flow-Widerstand läßt sich anhand Gleichung (1.8), (1.10) und (1.11) einfach berechnen:

$$\rho_{ff} = \frac{E}{j} = B \frac{\Phi_0}{\eta} \quad (1.12)$$

Das Auftreten des Widerstandes und die Viskosität läßt sich folgendermaßen verstehen. Innerhalb des normalleitenden Flußschlauchkernes finden nach dem Modell von Bardeen und Stephen ganz gewöhnliche resistive Prozesse des Flußschlauches statt. Solche Prozesse sind Relaxationsprozesse von Quasiteilchenanregungen am Kristallgitter. Bewegt sich nun der Flußschlauch, so sind diese Prozesse nicht im lokalen Gleichgewicht und verursachen einen Widerstand. Die ebenso durch diese Prozesse entstehende Viskosität ergibt sich nach Bardeen und Stephen [Bar 65] aus der Berechnung des elektrischen Feldes im Innern des Flußschlauchkernes anhand des Ohmschen Gesetzes und außerhalb des Flußschlauchkernes anhand der Londonschen Gleichungen. Für die Viskosität erhält man:

$$\eta = \frac{\mu_0 \Phi_0 H_{c2}}{\rho_n} \quad (1.13)$$

Somit ergibt sich für den Flux-Flow-Widerstand:

$$\rho_{ff} = \rho_n \frac{B}{\mu_0 H_{c2}} \quad (1.14)$$

Hierbei ist ρ_n der zu diesem Feldwert beziehungsweise Temperaturwert gehörende normalleitende Widerstand.

Es sei bemerkt, daß der Flux-Flow-Widerstand ρ_{ff} nicht vom Strom abhängt, somit also Ohmsches Verhalten aufweist. Eine weitere Besonderheit dieses Widerstandes ist seine Proportionalität zu B .

1.3 Eigenschaften der Shubnikovphase unter thermischem Einfluß

Der thermische Einfluß in der Shubnikovphase äußert sich auf zwei verschiedenen Arten. Auf der einen Seite wird die Wechselwirkung zwischen Flußschlauchgitter und Haftzentren durch thermische Aktivierung beeinflusst. Auf der anderen Seite führen große thermische Energien zu einem Schmelzen des Flußliniengitters. Dieser Abschnitt soll beide verschiedene Einflüsse erläutern.

1.3.1 Verhalten des festen Zustandes mit thermischem Einfluß

1.3.1.1 Theorie von Anderson

In dem Modell von Anderson [And 62] wird die Wechselwirkung zwischen Flußschläuchen nicht berücksichtigt. Somit entspricht der Wechselwirkung zwischen Flußschlauch und Haftzentrum die Beschreibung eines Teilchens in einer Potentialmulde. Aufgrund thermischer Energien vermag dieses Teilchen mit einer endlichen Wahrscheinlichkeit der Potentialmulde mit einer Hüpftrate R zu entinnen. Die Versuchsfrequenz, welche zu dieser Hüpftrate R führt, sei Ω_0 .

Wird der Probe ein Strom aufgeprägt, führt dieses zu einem Verkippen der Potentialmulden. In diesem Fall existiert eine Vorzugsrichtung der Flußschläuche, dem Haftpotential zu entinnen.

Die Energieänderung des Teilchens in dem in die Vorzugsrichtung stattfindenden Hüpfprozeß beträgt $\Delta F = U_0 - \Delta W$. Hierbei ist U_0 die Potentialtiefe und ΔW die von der Lorentzkraft aufgebrachte Arbeit, um das Teilchen in das benachbarte Potential zu bewegen. Die Energieänderung des Teilchens in die nichtgünstige Richtung beträgt $\Delta F = U_0 + \Delta W$. Die Hüpftrate, definiert als $R = \Omega_0 \exp(-\Delta F/k_B T)$, beträgt somit

$$R_{\pm} = \Omega_0 \exp\left(-\frac{U_0 \mp \Delta W}{k_B T}\right)$$

Ist die Potentialtiefe U_0 proportional zu der Volumenhaftkraft f_H , erhält man einen einfachen Zusammenhang zwischen Potentialtiefe und der kritischen Stromdichte j_c .

Aufgrund der hohen thermischen Anregungen reichen Kräfte unterhalb der Volumenhaftkraft aus, um ein Teilchen in das benachbarte Potential zu bewegen. Die mit ΔW bestimmte Stromdichte ist somit kleiner als die kritische. Drückt man U_0 und ΔW durch die Stromdichten aus und stellt einen Bezug von der Hüpftrate R zu dem elektrischen Feld E her, so erhält man einen Zusammenhang zwischen der Stromdichte j und dem elektrischen Feld E [Kel 90].

Ist das Verhältnis $U_0 \gg k_B T$, so lautet der E - j -Zusammenhang:

$$E \propto \exp\left(-\frac{U_0}{k_B T} \left(1 - \frac{j}{j_c}\right)\right)$$

1.3.1.2 Kollektives Kriechen

In der Anderson-Theorie strebt das Potential U für kleine Ströme j gegen einen endlichen Wert U_0 . Im Gegensatz hierzu erhalten Feigel'man et. al. [Fei 89] durch Berücksichtigung der elastischen Wechselwirkung zwischen Flußschläuchen ein Potential, welches für kleine Ströme unendlich groß wird. Dieser $U(j)$ - Zusammenhang werde im Folgenden an einem einzelnen Flußschlauch erläutert.

In Abwesenheit eines externen Stromes befindet sich der Flußschlauch in einem durch die Haftzentren vorgegeben Zustand. Prägt man dem Supraleiter einen Strom auf, so werden neue Zustände eingenommen. Diese neuen Zustände zeichnen sich dadurch aus, daß der Energiegewinn aufgrund der Lorentzkraft in diesen genauso groß ist wie die elastische und die Verankerungsenergie.

Für große Stromdichten nahe der kritischen Stromdichte j_c ist diese Bedingung für benachbarte Zustände erfüllt.

Was passiert für sehr kleine Stromdichten? Im Anderson-Modell wird das effektive Potential größer. Der Hüpfprozeß findet allerdings in diesem Modell immer noch zwischen benachbarten Potentialtiefen statt.

In der Theorie des Kollektiven Kriechens spielt hingegen die elastische Energie eines Flußschlauches zusätzlich eine große Rolle. Auch hier werden für sehr kleine Ströme die effektiven „Potentiale“ tiefer. Zusätzlich wächst die Deformationsenergie eines Flußschlauches an. Findet nun ein Hüpfprozeß statt, so ist die Energie eines Flußschlauches derart groß, daß die nächstgelegenen Potentialtiefen von dem Flußschlauch übersprungen werden.

Durch die größere Deformation des Flußschlauches bei kleinen Strömen werden immer größere Segmente des Flußschlauches bei einem Hüpfprozeß eingebunden. Das Korrelationsvolumen wird somit größer.

Ein ähnliches Verhalten wie im Single-Vortex-Pinning-Bereich wird ebenso im Small - und Large-Bundle- Pinning- Bereich erwartet.

Die Beziehung zwischen Stromdichte j und Korrelationsvolumen V_c (Gleichung (1.9)), wie sie im Modell des Kollektiven Haftens hergeleitet worden ist, läßt sich also ebenfalls durch Relaxieren der Stromdichte aufstellen.

Über elastische Energiebetrachtungen des Flußliniengitters läßt sich das Haftpotential in Abhängigkeit der Stromdichte berechnen [Fei 89, Bla 94]. Man erhält:

$$\begin{aligned}
 U(j) &= U_c (j_c/j)^{1/7} && \text{für SingleVortex Pinning} \\
 U(j) &= U_c (j_c/j)^{3/2} && \text{für Small Bundle Pinning} \\
 U(j) &= U_c (j_c/j)^{7/9} && \text{für Large Bundle Pinning}
 \end{aligned}
 \tag{1.15}$$

Mit abnehmender Stromdichte nimmt in jedem der Bereiche das Haftpotential zu. Theoretisch erhält man für verschwindend kleine Ströme ein unendlich großes Potential, was einen verlustfreien supraleitenden Zustand widerspiegelt. Allerdings resultiert das Anwachsen des Potentials aus dem Anwachsen des Korrelationsvolumens. Letzteres ist aber durch das Probenvolumen beschränkt. Inwieweit somit ein wirklich supraleitender Zustand erreicht werden kann, ist somit fraglich.

Wie bei einer Felderhöhung und gleichzeitigem Abnehmen der Stromdichte nimmt also bei konstantem äußeren Feld mit abnehmender Stromdichte das Korrelationsvolumen zu. Dieses hat zur Folge, daß bei einem Relaxieren der Stromdichte die Kriechbereiche wie bei Felderhöhung ebenso durchlaufen werden.

Strom-Spannungscharakteristiken lassen sich anhand der Bewegung von Flußschläuchen herleiten. Man erhält eine allgemeine Beziehung zwischen elektrischem Feld und Potential:

$$E \propto \exp(-U(j)/k_B T)$$

Damit ergibt sich im Falle des Kollektiven Kriechens für die E - j -Charakteristik mit Gleichung (1.15):

$$E \propto \exp(-U(j_c/j)^\mu / k_B T)$$

mit dem Exponenten $\mu = 1/7$ für Single-Vortex-Pinning, $\mu = 3/2$ für Small-Bundle-Pinning und $\mu = 7/9$ für Large-Bundle-Pinning.

1.3.1.3 Entpinntemperatur

Aufgrund des thermischen Einflusses wird das Haftpotential ausgewaschen. Diskutiert wird diese Entpinntemperatur in der Theorie des Kollektiven Kriechens an Punktdefekten. Die Größe des Haftpotentials liegt in der Größenordnung des Durchmessers des Flußschlauchkerns 2ξ . Wird die mittlere thermische Amplitude $\sqrt{\langle u^2 \rangle}$ größer als 2ξ , spürt der Flußschlauch nur noch ein gemittelttes Unordnungspotential und das Haftpotential erscheint ausgewaschen. Als Entpinntemperatur definiert man die Temperatur, bei der

$$\sqrt{\langle u^2(T_{dp}) \rangle} = \xi$$

Oberhalb dieser charakteristischen Temperatur T_{dp} wird ein steiler Abfall der Stromdichte erwartet.

1.3.2 Übergang vom festen zum flüssigen Zustand aufgrund thermischer Anregungen

1.3.2.1 Schmelzen des Flußliniengitters

Aufgrund thermischer Anregungen werden Flußschläuche aus den Flußschlauchpositionen des ungestörten Flußschlauchgitters ausgelenkt.

Theoretische Berechnung des Schmelzvorganges sind analytisch nicht durchführbar. Deshalb definiert man die Schmelztemperatur als jene Temperatur, bei der die thermischen Auslenkungen 10-20% des Flußschlauchabstandes betragen. Dieses durch die Definition vorgegebene Schmelzkriterium nennt man Lindemannkriterium c_l [Nel 89, Bra 89].

Die Schmelztemperatur hängt nach Houghton et. al. [Hou 89] sowohl von der Anisotropie des Flußliniengitters als auch von dem Ginzburg-Landau-Parameter κ ab. Je größer die Anisotropie oder auch κ , desto empfindlicher reagiert das Flußliniengitter auf thermische Einflüsse und der Schmelzübergang wird zu tieferen Temperaturen verschoben.

1.3.2.2 Phasenübergänge und Haftzentren

Der Einfluß der Haftzentren zeigt sich in der Art des Phasenüberganges. Besitzt der Supraleiter wenig Punktdefekte, so sollte sich an der Art des Schmelzüberganges nichts ändern.

Inwieweit hochreine Proben einen Phasenübergang 1. oder 2. Ordnung aufweisen, wird theoretisch nicht vorausgesagt [Fis 91]. Bei einem Phasenübergang 1. Ordnung sollten die Strom-Spannungskennlinien in einem sehr kleinen Temperaturintervall ihr Verhalten drastisch ändern. Vorausgesagt wird in diesem Temperaturintervall eine Änderung von linearen zu negativ gekrümmten Strom-Spannungskennlinien.

Erst Safar et. al. [Saf 92] und Kwok et. al. [Kwo 94] haben durch resistive Messungen an hochreinen Proben gezeigt, daß die Übergänge tatsächlich Phasenübergänge 1. Ordnung sind. Neuerdings wurde von Roulin et. al. [Rou 96] anhand Messung der spezifischen Wärme ein solcher Phasenübergang 1. Ordnung demonstriert.

Derartige hochreine Proben lassen sich durch ein sehr großes Korrelationsvolumen V_c kennzeichnen. Durch Einbau von Haftzentren wird dieses Korrelationsvolumen kleiner und die Art des Phasenüberganges mag sich ändern.

Dieses soll im Folgenden erläutert werden. Fisher et. al. [Fis 91] führen für die Beschreibung des Phasenüberganges 2. Ordnung eine Korrelationslänge ξ^* ein, welche die Störung der Ordnung des Flußliniengitters aufgrund thermischer Fluktuationen beschreibt. Bei einem Phasenübergang 2. Ordnung divergiert diese an der Phasengrenze.

Ist die über das Korrelationsvolumen bestimmte transversale Korrelationslänge R_c größer als die durch thermische Fluktuationen charakterisierte Korrelationslänge ξ^* , so bleibt das Flußliniengitter gegenüber thermischen Einflüssen bis zur Phasengrenze stabil und man erwartet einen Phasenübergang 1. Ordnung. Ist hingegen die Korrelationslänge R_c kleiner als ξ^* , so machen sich thermische Fluktuationen schon weit unterhalb der Phasengrenztemperatur bemerkbar. Der Phasenübergang wird in diesem Fall durch einen Phasenübergang 2. Ordnung beschrieben.

1.3.2.3 Vortex-Glass- und Bose-Glass-Übergang

Fisher, Fisher und Huse [Fis 91] betrachten den Übergang eines amorphen Flußliniengitters, hervorgerufen durch Punktdefekte, in die flüssige Phase. Dieser Übergang wird mit Hilfe der Theorie des Phasenüberganges 2. Ordnung beschrieben.

Die von Fisher et. al. eingeführte Korrelationslänge ξ^* divergiert bei Annäherung an den Phasenübergang:

$$\xi^* \propto |T - T_g|^{-\nu}.$$

Das dynamische Verhalten am Phasenübergang wird durch eine Relaxationszeit τ^* beschrieben. Diese hängt mit der Korrelationslänge wie folgt zusammen:

$$\tau^* = \xi^{*z} \propto |T - T_g|^{-z\nu}.$$

Hierbei nennt man z und ν die kritischen Exponenten des Systems.

Fisher, Fisher und Huse identifizieren die Phasengrenztemperatur mit der Vortex-Glass Vortex-Liquid -Übergangstemperatur T_g , die Korrelationslänge mit der Vortex-Glass-Korrelationslänge ξ_{vg} und die Relaxationszeit mit der Vortex-Glass-Relaxationszeit τ_{vg} .

Das elektrische Feld E und die Stromdichte j lassen sich mit der Korrelationslänge ξ_{vg} und der Relaxationszeit τ_{vg} skalieren. Der Zusammenhang zwischen elektrischem Feld und Stromdichte folgt am Übergang einem Potenzgesetz gemäß

$$E \propto j^{(z+1)/(d-1)}.$$

Hierbei bezeichnet man mit d die Dimension des Systems. Im Temperaturbereich oberhalb des Überganges weisen die Kurven nach der Theorie in einer doppellogarithmischen Auftragung eine positive Krümmung und unterhalb negative Krümmung auf. Der spezifische Widerstand in dem Temperaturbereich oberhalb der Übergangstemperatur sollte folgende Temperaturabhängigkeit aufweisen:

$$\rho(T) \propto (T - T_g)^{\nu(z+2-d)}$$

Im Gegensatz zu Fisher, Fisher und Huse beschreiben Nelson und Vinokur [Nel 93] einen Phasenübergang 2. Ordnung von einer festen in die flüssige Phase mit einer korrelierten Defektstruktur. Dieser Phasenübergang wird Bose-Glass-Übergang genannt. Die feste Phase kann durch amorphe Säulen oder Zwillingsgrenzen verursacht sein.

Das Verhalten der E - j -Kennlinien des Widerstandes am Phasenübergang sollte am Bose-Glass- und Vortex-Glass-Übergang sehr ähnlich sein. Der Unterschied besteht nur in den verschiedenen kritischen Exponenten.

Im Falle von Zwillingsgrenzen muß berücksichtigt werden, daß die Bose-Glass-Korrelationslänge ξ_{BG} parallel und senkrecht zu den Zwillingsgrenzen unterschiedliches Verhalten aufweist.

Ein weiterer Unterschied besteht in der Winkelabhängigkeit des Magnetfeldes, welches mit dem Phasenübergang identifiziert werden kann. Ist dieses durch einen Vortex-Glass-Übergang gegeben, so sollte dieses Feld in der Geometrie $H||c$ ein Minimum aufweisen. Wird das Feld von einem Bose-Glass-Übergang bestimmt, dann ist diesem Minimum ein Maximum überlagert.

1.3.3 Die flüssige Phase unter thermischem Einfluß

1.3.3.1 Einfluß der Haftzentren

In Abwesenheit von Haftzentren sollten sich beide, das Flußliniengitter und die Flußlinienflüssigkeit, aufgrund eines Stromes in der Probe bewegen. Dies führt zu einem Flux-Flow-Widerstand $\rho_{ff} = \rho_n B / (\mu_0 H_{c2})$ mit ohmschem Verhalten.

Liegen hingegen Haftzentren vor, so kann sich deren Haftpotential auf verschiedene Weise auf das Flußliniengitter auswirken:

1. Das Haftpotential U_H ist sehr viel kleiner als die thermische Energie $k_b T$. In diesem Fall kann dieses vernachlässigt werden und es gilt $\rho = \rho_{ff}$.
2. Das Haftpotential ist größer als die thermische Energie $k_b T$, hängt aber nicht von der Stromdichte j ab. Man spricht hier von dem thermisch aktivierten Flux-Flow (TAFF)-Gebiet.
3. Das Haftpotential ist größer als die thermische Energie $k_b T$, wächst aber mit abnehmendem Strom an. Dies führt zu dem im vorletzten Abschnitt besprochenen Verhalten der festen Phase unter thermischen Einfluß, dem Kollektiven Kriechen.

Um den Einfluß von Haftzentren in der flüssigen Phase zu verstehen, soll nochmals der Einfluß der thermischen Energie auf die feste Phase kurz erläutert werden.

Dieser wird anhand der Theorie des Kollektiven Kriechens beschrieben. Die thermischen Anregungen des Flußschlauches äußern sich in einer schnellen Oszillation desselben in der Potentialmulde. Diese Oszillationen werden über einen Zeitraum τ_{ph} herausgemittelt, so daß nur noch eine vom thermischen Einfluß unabhängige Flußschlauchposition feststellbar ist. Die Wahrscheinlichkeit, daß der Flußschlauch innerhalb eines Zeitabschnitts haftet, wird durch die Zeit τ_{pin} charakterisiert. Diese ist gegeben durch den Quotienten aus den Abmessungen des Haftpotentials r_p und einer kritischen Geschwindigkeit v_c , unterhalb derer ein Haften möglich wird. Diese Zeit beträgt somit $\tau_{pin} = r_p/v_c$. Thermisch unabhängige Flußschlauchpositionen sind also nur dann feststellbar, wenn die charakteristische Zeit für das Haften τ_{pin} sehr viel größer als die für den Mittelungsprozeß über die Oszillationen charakteristische Zeit τ_{ph} ist. Die Flußschlauchanordnung besitzt demnach die von den Haftzentren aufgeprägte Struktur. Betrachtet man hingegen die flüssige Phase, so würde ein wie in der festen Phase durchgeführter Mittelungsprozeß zu einer völlig geglätteten Flußlinienstruktur führen. Eine Struktur der Flußlinienanordnung ist nicht erkennbar und ein Haften von Flußschläuchen findet nicht statt.

Diese Betrachtungsweise ist jedoch ungültig für viskose Flüssigkeiten. Entscheidend ist, ob innerhalb des Zeitraumes τ_{pin} die thermischen Mittelungen abgeschlossen sind. Ist dieses nicht der Fall wie in einer viskosen Flüssigkeit, so behält diese innerhalb des Zeitraumes τ_{pin} eine inhomogene Struktur bei. Vinokur et. al. [Vin 90] bezeichnen die charakteristische Mittelungszeit in der viskosen Flüssigkeit mit τ_{pl} . Ist τ_{pl} größer als τ_{pin} , mag die Flußlinienanordnung haften. Die sehr großen Glättungszeiten τ_{pl} werden durch sehr große plastische Potentiale U_{pl} verursacht. Dieses Potential kann mit thermisch aktivierter plastischer Bewegung in Verbindung gebracht werden. Eine Abschätzung dieses Potentials über die Energie der Flußlinienanordnung ergibt:

$$U_{pl} \propto \sqrt{\frac{m}{M}} \frac{\Phi_0^2 a_0}{8\pi\lambda^2} \propto \frac{(1 - T/T_c)}{\sqrt{H}},$$

wobei die Feldabhängigkeit von der Flußliniengitterkonstante a_0 und die Temperaturabhängigkeit von der Londonschen Eindringtiefe λ herrührt. Hierbei ist $\sqrt{m/M}$ die Anisotropie und der Quotient $\Phi_0^2/8\pi\lambda^2$ annäherungsweise die Selbstenergie des Flußschlauches.

Im Falle viskoser Flüssigkeiten wird folgende Abhängigkeit des Widerstandes von der Temperatur vorausgesagt:

$$\rho \propto \exp\left(-\frac{U_{pl}}{k_B T}\right)$$

1.3.3.2 Vortex-Entanglement

Derartige plastische Potentiale können ebenso durch Vortex-Entanglement, einem Verwickeln von Flußschläuchen in der flüssigen Phase, hervorgerufen werden.

In der flüssigen Phase bewegen sich Flußschläuche unkorreliert. Im wesentlichen lassen sich zwei Fälle in der Flußschlauchflüssigkeit unterscheiden.

In Abbildung 1.1 ist schematisch die feste Phase sowie auch die Flußlinienflüssigkeit dargestellt. Der Kreis auf der linken Seite in Abbildung 1.1 stelle den Querschnitt durch einen Torus dar. Um diesen sei eine Spule gewickelt, die ein kreisförmiges Magnetfeld hervorruft. Anfangs- und Endpunkte der Flußschläuche fallen somit zusammen.

In der festen Phase kann sich ein Flußschlauchgitter ausbilden. Die Punkte markieren die Gitterposition der Flußschläuche.

Das zweite und das dritte Bild in Abbildung 1.1 stellen verschiedene Zustände der Flußschlauchflüssigkeit dar. Das zweite Bild entspricht dem Zustand des „Disentangled-Vortex-Liquid“. Die Pfeile markieren die Punkte, an denen die Flußschläuche einen Querschnitt des Torus durchstoßen. Die Linien markieren die Flußschlauchpositionen in den nun folgenden Querschnitten.

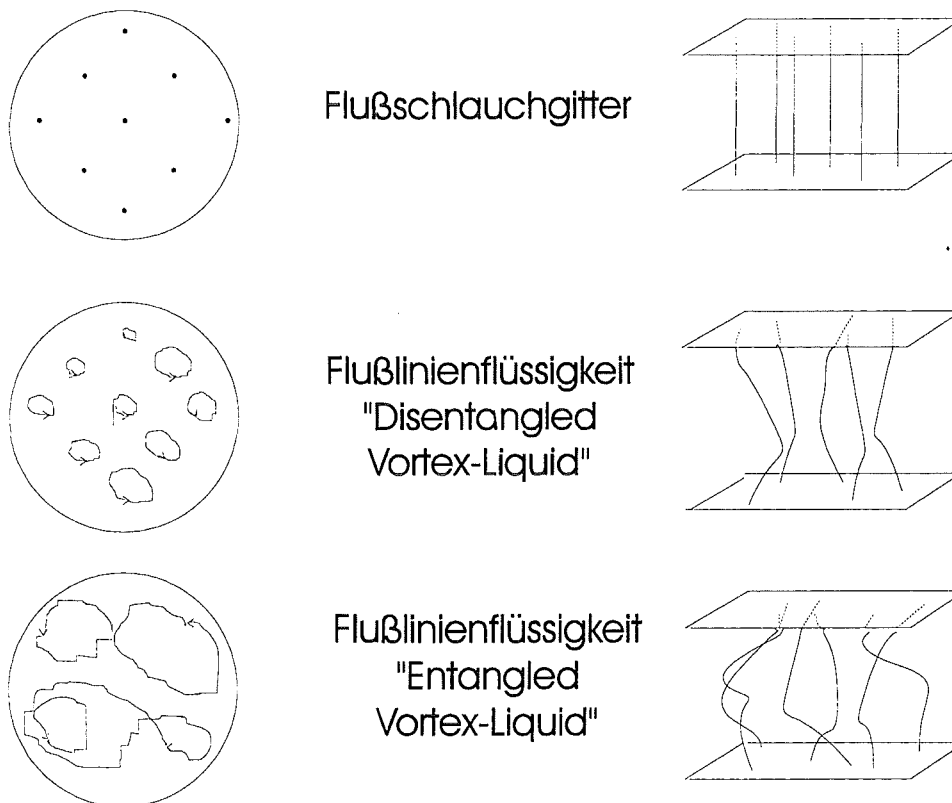


Abbildung 1.1: Mögliche Phasen in der Flußschlauchflüssigkeit

Anfangsquerschnitt gleich dem Endquerschnitt. Der Kreis kennzeichnet somit die Auslenkung des Flußschlauches aus seiner Idealposition. Ist die Auslenkung kleiner als der mittlere Flußlinienabstand, so können sich die Flußlinien nicht ineinander verwickeln und man spricht von einem „Disentangled-Vortex-Liquid“.

Das dritte Bild stellt den Fall des „Entangled-Vortex-Liquid“ dar. Hier sind diese Auslenkungen wesentlich größer als der mittlere Flußlinienabstand, so daß Verwicklungen zwischen den Flußschläuchen möglich sind. Diese Verwicklungen führen zu Prozessen wie Flußschneiden und - zusammenfügen. Sie führen zu einem ähnlichen plastischen Potential wie bei dem Haften der Flußschlauchflüssigkeit.

2 MEßMETHODEN UND INTERPRETATION DER MEßGRÖßEN

Hochtemperatursupraleiter weisen, wie im vergangen Kapitel erläutert, in dem fast ganzen supraleitenden Temperatur- Magnetfeld- Bereich die Shubnikovphase auf.

Die Charakterisierung dieser Phase beruht auf Meßmethoden zur Bestimmung des Magnetischen Momentes, der DC- und AC- Suszeptibilität oder des elektrischen Widerstandes. Die in dieser Arbeit benutzten Meßmethoden sind Magnetisierungs- und Transportstrommessungen.

Zunächst sollen beide Meßmethoden vorgestellt werden und anschließend in einem zweiten Teil dieses Kapitels die Interpretation der Meßgrößen erfolgen.

2.1 Meßmethoden

2.1.1 Transportstrommessungen

Die in der Arbeit durchgeführten Transportstrommessungen wurden mit einer Vierpunktmeßanordnung durchgeführt. Um ein möglichst großes Strom-Spannungsfenster abzudecken, wurden zwei verschiedene Meßprinzipien angewandt:

- Eine DC-Methode für Untersuchungen bei kleinen Strömen
- Eine Pulsmethode für Untersuchungen bei großen Strömen

Für die erste Meßmethode wurde eine Knick-Stromquelle und ein Keithly-Nanovoltmeter zur Messung von Spannungen im Nanovoltbereich verwendet. In diesem Spannungsbereich wurde über 10 Messungen gemittelt, um die Auflösung zu verbessern. Die so erreichte Auflösung betrug zwischen 10 und 20 Nanovolt.

Thermospannungen wurden durch Umpolung des Stromes aus dem Spannungssignal eliminiert.

Um eine Wärmeentwicklung an den Stromkontakten zu verhindern, wurden bei größeren Strömen nur Pulse kurzer Dauer verwendet. Der Strompuls kann entweder die Form einer Rampe oder eines Rechteckes haben.

Zur Erzeugung einer Stromrampe wird der Strom von dem Wert 0 bis zu dem gewünschten Wert I_0 mit einer konstanten Anstiegsrate dI/dt erhöht. Mit einem Funktionsgenerator und einem entsprechendem Stromverstärker ist dies im Millisekundenbereich möglich. Der Nachteil einer solchen Messung besteht in der sehr großen Anstiegsrate dI/dt und dem dadurch zusätzlich induzierten hohen Spannungssignal U_{ind} , das das Auflösungsvermögen beziehungsweise die Genauigkeiten im Niedrigspannungsbereich durch das in der Nachauswertung erfolgte Abziehen vermindert (Abbildung 2.1a).

Bei Verwendung von Rechteckstrompulsen treten ebenfalls induzierte Spannungen auf. Der Bereich, in dem diese störend wirken, liegt allerdings nur am Anfang und am Ende des Spannungssignals. Der gewünschte Spannungswert ergibt sich aus der Differenz des Spannungssignals vor dem Strompuls und dem Spannungssignal während des Strompulses (Abbildung 2.1b und 2.3b).

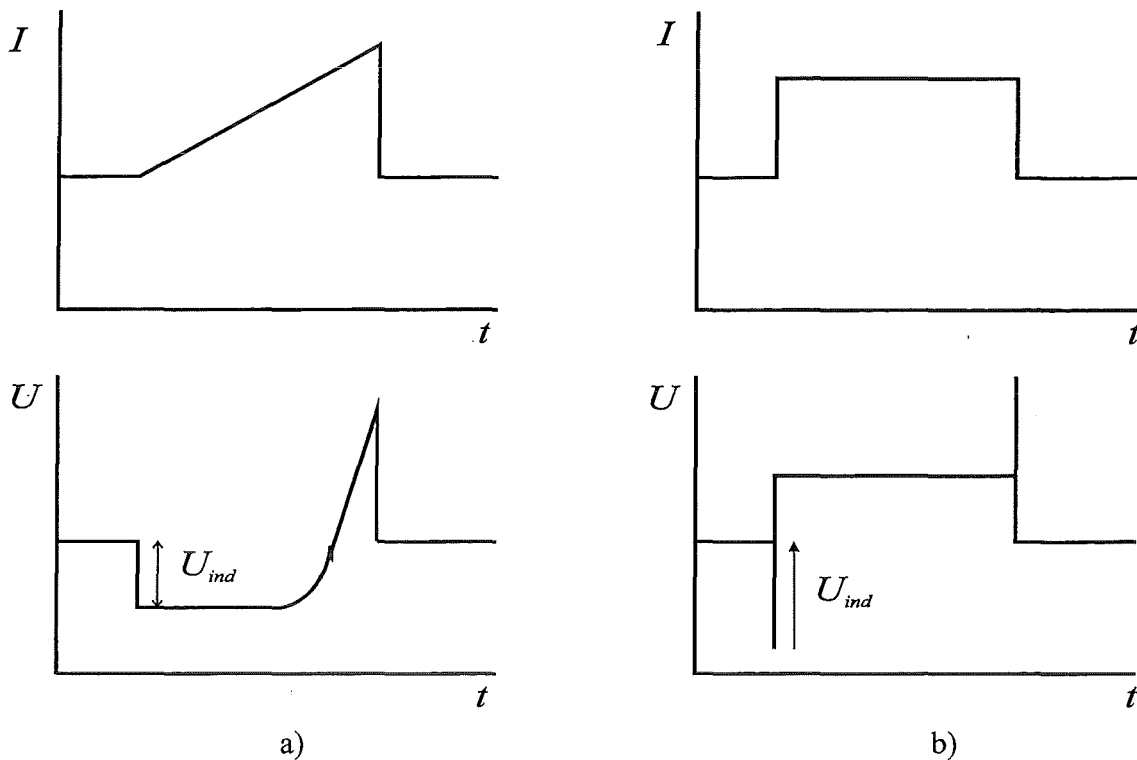


Abbildung 2.1: Verschiedene Prinzipien der gepulsten Transportstrommessung. a) Rampe, b) Rechteckstrompuls

Ein weiterer Vorteil liegt darin, daß sich ein Umpolen des Stromes zur Elimination der Thermospannungen erübrigt. Da das Auflösungsvermögen in letzterer Methode besser ist, wurde dieses Pulsverfahren in dieser Arbeit verwendet.

Das Blockschaubild für die Pulsmessung ist in Abbildung 2.2 dargestellt.

Die durch einen Funktionsgenerator vorgegebene Signalform wird in einem Stromgenerator verstärkt. Der so erzeugte Strompuls fließt durch die Probe und wird als Spannungsabfall an einen $10\text{ m}\Omega$ Widerstand in einem Transientenrekorder nach Verstärkung durch einen Vorverstärker aufgezeichnet.

Das an der Probe abgegriffene Spannungssignal wird ebenso verstärkt durch einen Vorverstärker in einen zweiten Kanal des Transientenrekorders eingelesen. Die in den zwei Kanälen aufgenommenen Daten werden in einem Speicherring zwischengespeichert. Dieses ermöglicht eine spätere Auswertung der Strom- und Spannungspulse am Rechner oder einen Vergleich beider Signale an einem Oszilloskop.

Das Auflösungsvermögen dieser Meßanordnung wird durch das Rauschen der Vorverstärker und das Auflösungsvermögen des Transientenrekorders begrenzt. Darüberhinaus wird dieses durch Störsignale, wie zum Beispiel Netzstörungen, zusätzlich vermindert.

Das Auflösungsvermögen des Transientenrekorders hängt von dem kleinsten wählbaren Spannungsbereich des Kanaleingangs und dessen Auflösungsvermögen ab. Der kleinste wählbare Spannungsbereich ist 0.1 V . Beträgt die digitale Auflösung 4096 Bits, so ist in diesem Spannungsbereich eine Signalauflösung von ungefähr 100 bis $1000\mu\text{V}$ möglich. Bei einer Vergrößerung des Probensignals um einen Faktor 1000 durch den Vorverstärker liegt das theoretisch erreichbare Auflösungsvermögen der Meßanordnung bei ungefähr $1\mu\text{V}$.

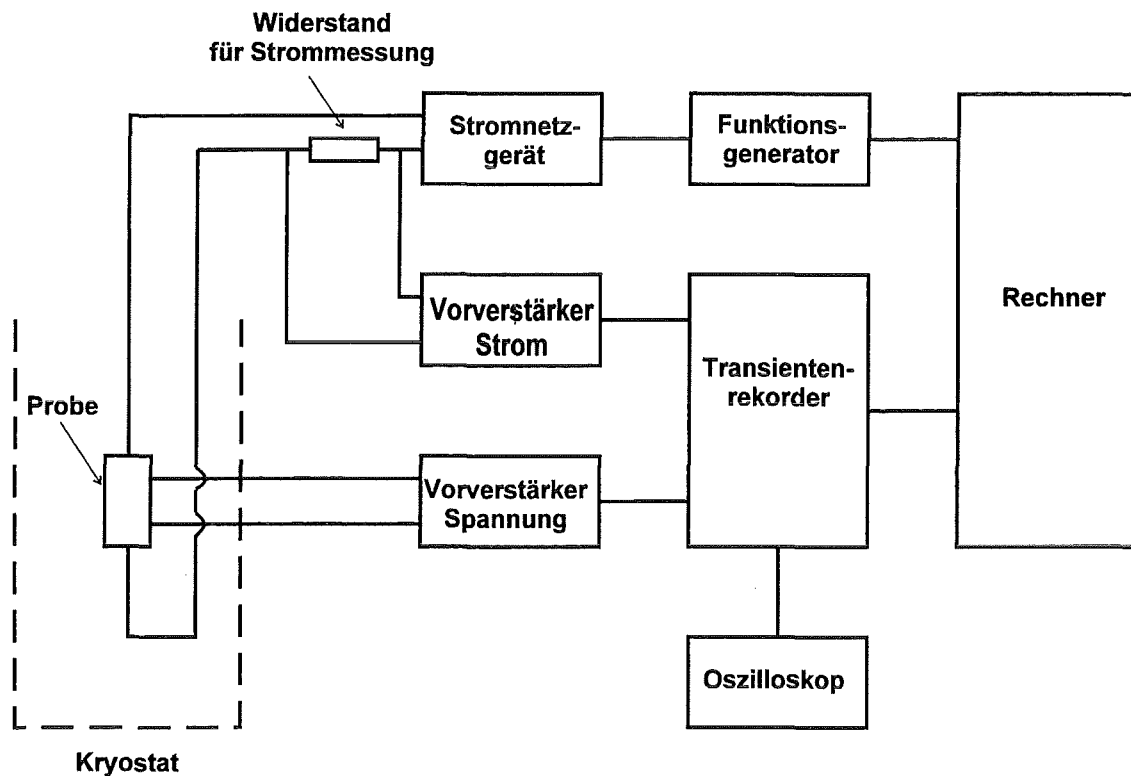


Abbildung 2.2: Blockschaubild der gepulsten Meßmethode

Die Kombination der DC- und der gepulsten Meßmethode erlaubt den Strom-Spannungsbereich zu vergrößern. Um einen möglichen Einfluß von Joulescher Wärme zu vermeiden, wurden mit ersterer Methode nur Messungen mit Strömen zwischen $1\mu\text{A}$ und 100mA durchgeführt. Oberhalb dieses Stromfensters wurden die Strom-Spannungskennlinien gepulst ermittelt.

Der zugängliche Strombereich für gepulste Messung liegt zwischen 20mA und 20A . In der Regel wurden die gepulsten Messungen unterhalb der maximal zugänglichen Stromamplitude abgebrochen, da sich im Spannungssignal Einfluß von Joulescher Wärme bemerkbar machte (Abbildung 2.3a).

Diese kann ebenso durch die Dauer des Strompulses verringert werden. Eine minimale Pulsdauer ist allerdings durch den störenden Einfluß der induzierten Spannungssignale am Anfang und Ende des Pulses gegeben. Als optimale Pulsdauer erwiesen sich 1.4ms .

Ein Kombination der DC- und der gepulsten Transportstrommeßmethoden ist in Abbildung 2.4 dargestellt.

Der Vorteil der Transportstrommessung gegenüber induktiven Meßmethoden liegt darin, daß die interessierenden Größen, Strom und Spannung, direkt und nicht über Modellberechnungen erhalten werden.

Ein wesentlicher Nachteil der Transportstrommessung ist die Kontaktierung der Proben. Selbst bei gepulsten Transportstrommessungen kann das Auftreten von Joulescher Wärme zu einer Zerstörung der Probe führen. Der Einfluß von Joulescher Wärme kann allerdings mit der gepulsten Methode im Gegensatz zu der DC-Methode einfach beobachtet werden (siehe Abbildung 2.3a).

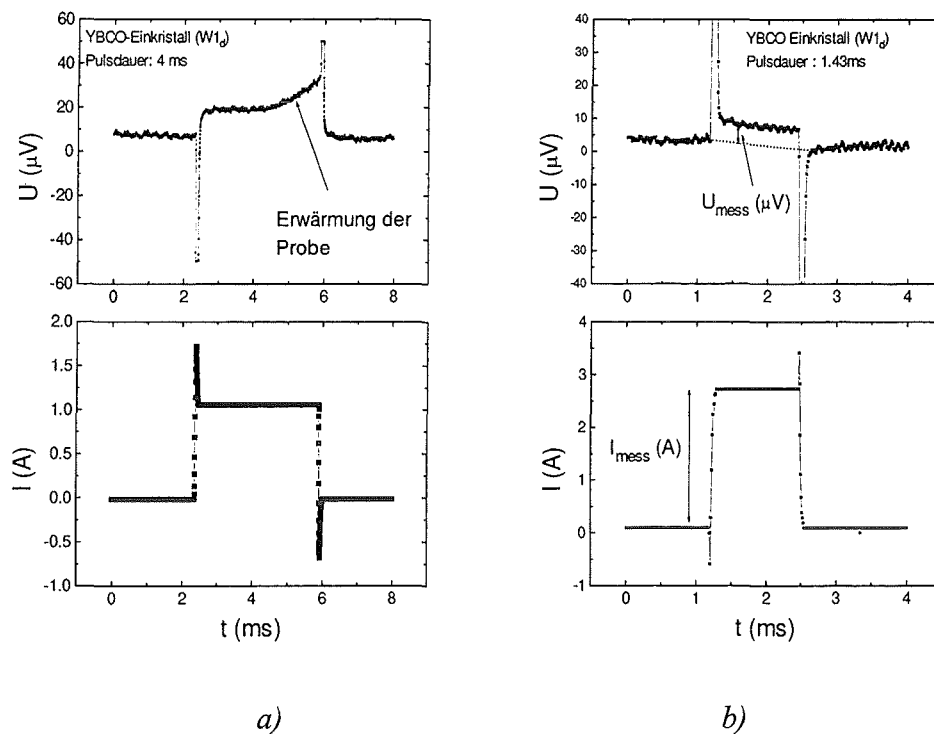


Abbildung 2.3: Einfluß von Joulescher Wärme in der gepulsten Meßmethode: a) im Spannungssignal ist deutlich eine Erwärmung der Probe erkennbar, b) ohne Erwärmung

2.1.2 Magnetisierungsmessungen

Aus Magnetisierungsmessungen erhält man das Magnetische Moment. In Supraleitern wird dieses durch die in den Proben induzierten Abschirmströme hervorgerufen. Die in der vorliegenden Arbeit diskutierten Magnetisierungsmessungen wurden an einem Vibrationsmagnetometer der Firma Oxford Instruments durchgeführt.

Das Prinzip der Messung geht auf Foner [Fon 53] zurück. Hier wird die zu messende Probe bezüglich eines Aufnehmerspulenpaares mit Hilfe eines Lautsprecherpaares periodisch mit einer Frequenz von 66 Hz bewegt. Durch diese periodische Bewegung wird in dem Aufnehmerspulenpaar eine Spannung U_{ind} induziert. Nach vorhergehender Eichung mit einer Eichprobe läßt sich bei anderen Proben gleicher Geometrie das zu messende magnetische Moment ermitteln.

Das magnetische Moment wird in supraleitenden Proben durch ein äußeres Magnetfeld, welches mit einer konstanten Rate dH/dt zu - beziehungsweise abnimmt, induziert. Die durch die Anstiegsrate des äußeren Feldes ebenfalls induzierte Spannung in dem Aufnehmerspulenpaar wird durch das Gegeneinanderschalten der Spulen kompensiert.

Probleme in solchen Messungen mögen durch die Feldverdrängung von Supraleitern hervorgerufen werden. Das bedeutet, daß durch den Entmagnetisierungsfaktor das von der Probe gesehene Feld ein anderes als das angelegte ist. Durch die sehr hohen κ -Werte der untersuchten Supraleiter ist die Feldverdrängung oberhalb H_{c1} jedoch sehr klein. Korrekturen bezüglich des äußeren Feldes sind nicht nötig.

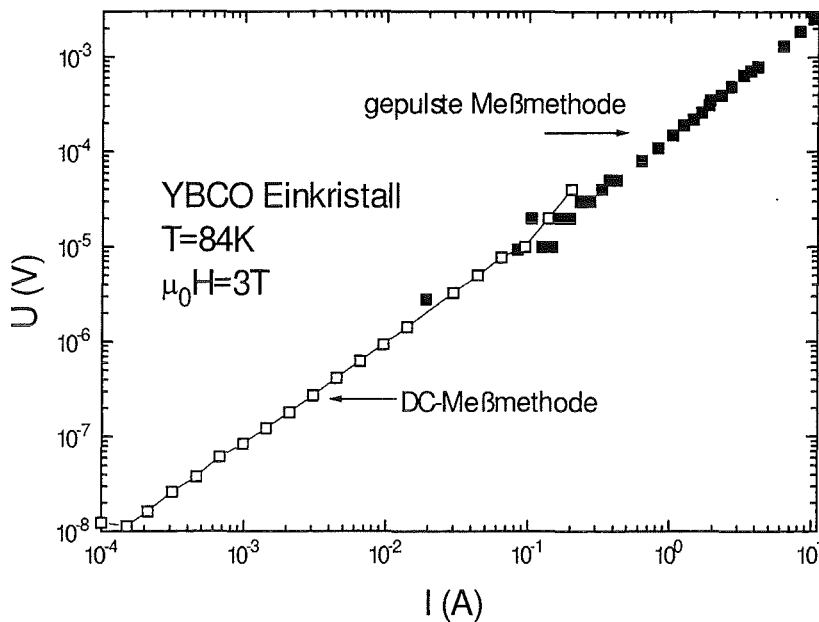


Abbildung 2.4: Vergleich zwischen gepulster und DC-Meßmethode

2.2 Interpretation der Meßgrößen

2.2.1 Der kritische Zustand

Wie in Kapitel 1 erläutert, wird die Flußschlauchbewegung durch das Wechselspiel zwischen Lorentz- und Verankerungskräften bestimmt. Die Stromdichte, bei der sich ein Kräftegleichgewicht zwischen Lorentzkraftdichte und Volumenhaftkraft einstellt, nennt man kritische Stromdichte j_c :

$$\mathbf{f}_p = -\mathbf{f}_L = -\mathbf{j}_c \times \mathbf{B}$$

Von einem kritischen Zustand spricht man, wenn obiges Gleichgewicht im ganzen Probenvolumen vorliegt.

2.2.2 Berechnung der kritischen Stromdichte aus Magnetisierungskurven

Bean [Bea 64] schlug 1964 ein Modell vor, um aus Magnetisierungskurven die kritische Stromdichte berechnen zu können. Er nimmt an, daß der Fluß bei Felderhöhung quasistatisch in den Supraleiter eindringt. Aufgrund der abstoßenden Wechselwirkung zwischen den

Flußschläuchen und den mit den Flußschläuchen wechselwirkenden Haftzentren soll nach Bean die Flußdichte in Richtung Probenmitte linear abnehmen. Hierin steckt die Annahme, daß die kritische Stromdichte über dem Probenquerschnitt konstant und der Feldhub ΔB in der Probe klein gegenüber dem außen angelegten Feld ist.

In Abbildung 2.5 ist dieser Sachverhalt für eine dünne Platte der Dicke d dargestellt. Die Platte sei parallel zu dem äußeren Feld gerichtet. Besitzt der Supraleiter keine Haftzentren, so wird beim Feld Hoch- und Herunterfahren die reversible Magnetisierungskurve durchlaufen. Dieser Beitrag erscheint in Abbildung 2.5 als M_{rev} am Rande der Probe.

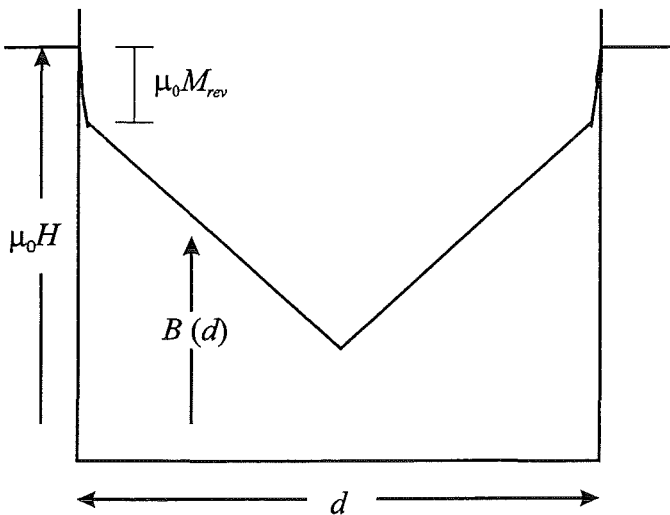


Abbildung 2.5: Flußprofil einer Scheibe in einer Magnetisierungsmessung

Die hier untersuchten Proben besitzen die Form eines Plättchens. Das von außen angelegte Feld steht senkrecht auf diesen Plättchen. Am einfachsten läßt sich die Stromdichte solcher Proben anhand des „Sandhaufenmodells“ beschreiben [Cam]. In diesem wird angenommen, daß die Höhe einer Sandsäule vom Rand linear bis zur Probenmitte hin abnehme. Auf diesen Modellen basierend haben Campbell und Evetts den Zusammenhang zwischen Stromdichte und Magnetisierung für isotrope Stromverteilung berechnet [Cam].

Ein verallgemeinertes Modell, welches die Anisotropie der Hochtemperatursupraleiter berücksichtigt, stammt von György et.al. [Gyö 89].

Für den isotropen Fall erhalten diese Autoren für die Magnetisierung einer Rechteckprobe mit den Kantenlängen a kleiner b :

$$M = -\frac{j_c a}{4} \left(1 - \frac{a}{3b}\right)$$

Die reversible Magnetisierung spielt keine Rolle, wenn die kritische Stromdichte aus der Differenz von Aufmagnetisierung $M \uparrow$ und Abmagnetisierung $M \downarrow$ berechnet wird:

$$\Delta M = M \uparrow - M \downarrow = \frac{j_c a}{2} \left(1 - \frac{a}{3b}\right) \quad (2.1)$$

Im Folgenden seien nun die Stromdichten j_c entlang der Seitenkanten unterschiedlich und j_{cb} immer kleiner als j_{ca} . Man unterscheidet dann zwischen zwei Fällen. Ist die Kantenlänge b größer als die Kantenlänge a , so berühren sich die Flußfronten des kleineren Stromes j_{cb} . (Abbildung 2.6). György et. al. erhalten hierfür:

$$\Delta M = \frac{j_{cb} a}{2} \left(1 - \frac{j_{cb} a}{j_{ca} 3b}\right) \quad (2.2)$$

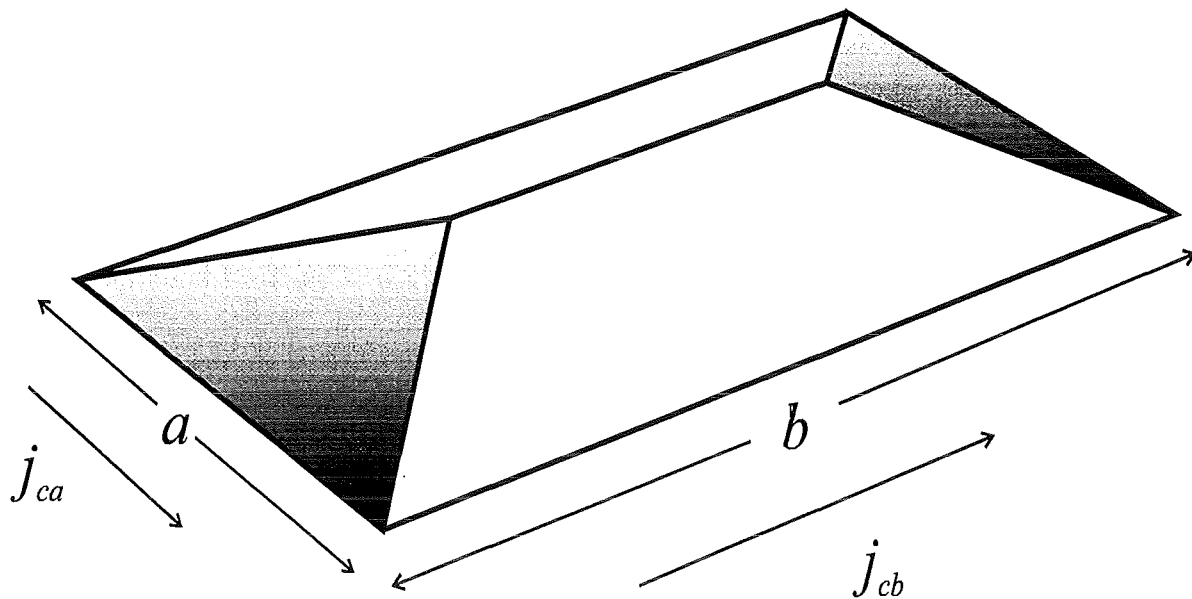


Abbildung 2.6: Flußprofil in einer rechteckigen Probe

Ist die Kantenlänge b dagegen sehr viel kleiner als die Kantenlänge a , so berühren sich die Flußfronten des größeren Stromes j_{ca} . In diesem Fall muß Gleichung (2.2) modifiziert werden.

In dieser Arbeit werden Ergebnisse an $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ Einkristallen dargestellt. Hierbei stand das Feld in Richtung der c -Achse. Unter der Annahme, daß sich die Stromdichten in den Ebenen isotrop verhalten, somit entlang der Kanten gleich sind, lassen sich die Stromdichten anhand Gleichung (2.1) berechnen.

2.2.3 Äquivalenz zwischen Transport- und Magnetisierungsmessungen

Eine der Magnetisierungsmessung äquivalente Beschreibung der kritischen Stromdichte in Transportstrommessungen soll im folgenden diskutiert werden. Betrachtet werden soll hierzu ein Querschnitt durch eine Probe. Zunächst seien in der Probe nur die Abschirmströme infolge des zuvor erfolgten Anfahrens eines Magnetfeldes induziert. Der Transportstrom sei Null (Abbildung 2.7a). Fließt durch die Probe ein Transportstrom, so dringt aufgrund der Felderhöhung gemäß $\text{rot } \mathbf{H} = \mathbf{j}$ auf einer Seite der Probe Fluß in diese ein, während auf der anderen Seite Fluß der Probe entzogen wird. Man spricht von einer kritischen Stromdichte in Transportstrommessungen dann, wenn in der ganzen Probe der kritische Zustand herrscht (Abbildung 2.7c). Durch weitere Erhöhung des Transportstromes wird die Lorentzkraft f_L größer als die Volumenhaftkraft f_p (Abbildung 2.7d). Flußschläuche reißen sich von ihren Haftzentren los. Die nun andauernde Bewegung der Flußschläuche äußert sich in einem Auftreten eines Widerstandes.

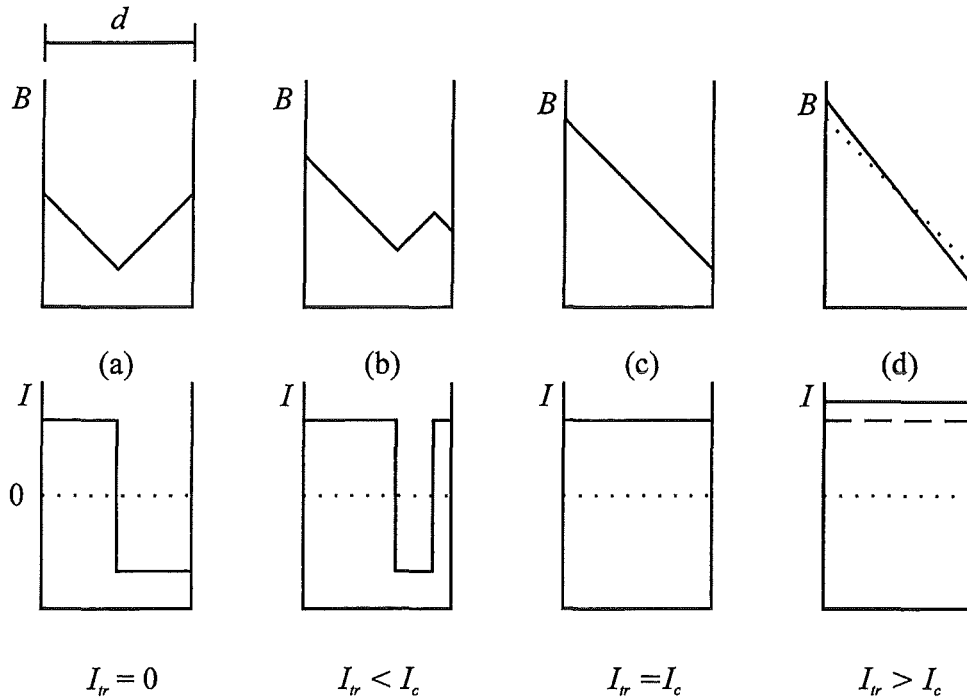


Abbildung 2.7: Flußprofile in Transportstrommessungen

2.2.4 Einfluß thermischer Aktivierung

In der bisherigen Interpretation der Meßgrößen wurde der Einfluß thermischer Aktivierung vernachlässigt. Ohne thermische Aktivierung sollte in der Shubnikovphase die aus Abschirmströmen und Transportströmen ermittelte Stromdichte j_c die gleichen Werte besitzen, falls die Probe nicht granular ist. In diesem Abschnitt soll auf die Bedeutung der thermischen Aktivierung in der Shubnikovphase für die Meßgrößen eingegangen werden.

Aufgrund thermischer Aktivierung vermag sich ein Flußschlauch mit einer endlichen Wahrscheinlichkeit aus den Haftpotentialen loszureißen. Die Folge davon ist Flußbewegung und damit Dissipation im Mischzustand selbst bei Anwesenheit von Haftzentren. Dieses hat zur Folge, daß die gemessene Stromdichte von dem elektrischen Feldkriterium abhängt. Somit erhält man nur gleiche Abschirm- und Transportströme, wenn diese mit gleichem elektrischen Feldkriterium ermittelt werden.

Die Änderung des Flusses in einer supraleitenden Probe induziert ein elektrisches Feld, welches durch das Faradaysche Induktionsgesetz

$$\oint_C \mathbf{E} d\mathbf{l} = -\frac{d}{dt} \int \mathbf{B} d\mathbf{a} \quad (2.3)$$

gegeben ist.

In Magnetisierungsmessungen erfolgt die Änderung des Flusses entweder durch eine Änderung des äußeren Feldes oder durch ein Abklingen der induzierten Stromdichte bei einem fest eingestellten äußeren Feld.

Die Änderung des Flusses in dem Supraleiter läßt sich in Zylinderkoordinaten ausdrücken durch:

$$-\frac{d\Phi}{dt} = 2\pi RE = -\frac{d}{dt} \int \mathbf{B} \, da = -\mu_0 \frac{d}{dt} \int (\mathbf{H} + \mathbf{M}) \, da$$

wobei \mathbf{H} das äußere Magnetfeld und \mathbf{M} die Magnetisierung der Probe bedeuten. Damit erhält man in Zylinderkoordinaten für das elektrische Feld E :

$$E = -\mu_0 \frac{R}{2} \frac{dH}{dt} - \mu_0 \frac{R}{2} \frac{dM}{dt} \quad (2.4)$$

Hieraus läßt sich anhand des Bean-Modells in Zylinderkoordinaten $j = 3M/R$ Gleichung (2.4) folgendermaßen umformen:

$$E = -\mu_0 \frac{R}{2} \frac{dH}{dt} - \frac{1}{6} \mu_0 R^2 \frac{dj}{dt} \quad (2.5)$$

Die Flußänderung erfolgt demnach aufgrund zweier Prozesse:

1. der Änderung des äußeren Feldes und
2. der Änderung der Stromdichte im Supraleiter.

Wird das äußere Feld konstant gehalten, so wird in der Probe das elektrische Feld nur aufgrund der zeitlichen Änderung der Stromdichte induziert. Für diesen Fall erhält man:

$$E = -\frac{1}{6} \mu_0 R^2 \frac{dj}{dt} \quad (2.6)$$

Ist der Zusammenhang zwischen elektrischem Feld E und Stromdichte j bekannt, bekommt man nach Gleichung (2.6) eine Differentialgleichung für j und somit $j(t)$.

Ein gesonderter Fall soll im Folgenden besprochen werden. Theorien sagen unterschiedliche Krümmungen in einer doppellogarithmischen Auftragung der E - j -Charakteristiken voraus. Die Krümmungen dieser Kennlinien werden erst in Stromdichte- beziehungsweise elektrischen Feldbereichen über mehrere Größenordnungen ersichtlich. Innerhalb eines kleinen E - j -Bereiches kann hingegen jede Kennlinie mit einem Potenzverhalten der Art

$$E = k j^n \quad (2.7)$$

angenähert werden [Zhu 92]. In Gl.(2.6) eingesetzt, erhält man:

$$j(t) = \frac{j_0}{\left(1 + \frac{t}{\tau_0}\right)^{\frac{1}{n-1}}} \quad (2.8)$$

mit $\tau_0 = \mu_0 R^2 / 6k j_0^{1-n} (n-1)$.

Das zeitliche Abklingen der Stromdichte ist eng mit der sogenannten Relaxationsrate S verknüpft. Schnelles Abklingen der Stromdichte hat ein großes S zur Folge, während bei einer zeitlich nahezu konstant bleibenden Stromdichte S sehr kleine Werte annehmen würde.

Die Relaxationsrate S ist definiert als:

$$S \equiv -\frac{d \ln M(t)}{d \ln t} = -\frac{d \ln j(t)}{d \ln t} \quad (2.9)$$

Durch Differentiation erhält man:

$$S = \frac{1}{n-1} \frac{1}{1 + \frac{\tau_0}{t}} \quad (2.10)$$

Für $n \gg 1$ und $t \gg \tau_0$ gilt somit:

$$S \approx \frac{1}{n} \quad (2.11)$$

Für große n und damit für steile Strom-Spannungscharakteristiken sind die Relaxationsraten sehr klein. Dieses Verhalten ist auch direkt an Gl.(2.8) ablesbar. Für große n strebt die Potenz im Nenner gegen Null und somit der Nenner selber gegen 1. Somit erwartet man für sehr steile Strom-Spannungscharakteristiken einen kaum merklichen Abfall der Stromdichte.

Ist die Änderung des äußeren Feldes hingegen nicht Null, so ist die Ermittlung der induzierten Spannung und damit des elektrischen Feldes E nach Gl.(2.5) von der Feldänderung dH/dt und von der Änderung der Stromdichte $dj/dt = dj/dH dH/dt$ abhängig. Ist die Abhängigkeit der Stromdichte j von dem äußeren Feld vernachlässigbar, so wird das elektrische Feld E nur durch die Änderungsrate des äußeren Feldes bestimmt und beträgt somit

$$E = -\frac{\mu_0 R}{2} \frac{dH}{dt} \quad (2.12)$$

für Zylindergeometrie.

Im Folgenden werde der Fehler durch Weglassen des 2. Termes in Gleichung (2.5) abgeschätzt. Hierzu nehme man an, daß in einem Feldintervall $\mu_0 H = 0.5T$ sich die Stromdichte von 10000 A/cm^2 auf 20000 A/cm^2 erhöht. Der Zylinderradius betrage 1mm . Unter Benutzung von Gl.(2.5) erhält man für das Verhältnis ν beider Terme:

$$\nu = \frac{1}{3} \mu_0 R \frac{dj}{d\mu_0 H} \approx 0.07,$$

also 7%. Somit wird das elektrische Feld E im wesentlichen von der Änderungsrate des äußeren Feldes bestimmt.

Strom-Spannungscharakteristiken können somit in Kenntnis von $M \sim j$ und $E \sim dH/dt$ erhalten werden.

Obige Rechnungen wurden für zylinderförmige Proben durchgeführt. Die hier gemessenen Proben sind Einkristalle und somit rechteckig. Für den Zusammenhang des elektrischen Feldes E und der Änderungsrate des äußeren Feldes dH/dt erhält man:

$$E = -\mu_0 \frac{ab}{2(a+b)} \frac{dH}{dt}, \quad (2.13)$$

wenn die Längen a und b die Seiten des Rechteckes darstellen. Der Zusammenhang zwischen M und j ist aus Gleichung (2.1) ersichtlich.

Die Relaxationsrate S wurde zwar für den Fall einer zeitlich abklingenden Stromdichte berechnet, kann aber, wie Zhukov zeigte [Zhu 92], ebenso unter gewissen Voraussetzungen auch aus mit verschiedenen Anstiegsraten gemessenen Magnetisierungshystereseschleifen gewonnen werden.

Die Voraussetzungen sind:

1. Die Variation der Anstiegsraten des äußeren Feldes umfassen höchstens 1 bis 2 Größenordnungen. In dem korrespondierenden elektrischen Feld-Fenster weisen die Strom-Spannungskennlinien in sehr guter Näherung ein Potenzgesetz nach Gleichung (2.7) auf.
2. Unter der Annahme, daß der gemessene Abschirmstrom weit unterhalb der eigentlich „kritischen Stromdichte“ liegt, ist es gerechtfertigt anzunehmen, daß die Bedingung $t \gg \tau_0$ erfüllt ist.

Somit erhält man für die Relaxationsrate:

$$S \approx \frac{1}{n} = \frac{d \log j}{d \log E} = \frac{d \log M}{d \log \left(\frac{dH}{dt} \right)} \quad (2.14)$$

Der Vorteil einer solchen Meßmethode von S liegt in ihrer Schnelligkeit. Während in $M(t)$ -Relaxationsmessungen zur Gewinnung von S verschiedene Felder angefahren werden müssen, ist in dieser Meßmethode die Feldabhängigkeit von S direkt zugänglich.

2.3 Proben

Die in dieser Arbeit untersuchten Proben sind $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -Einkristalle. Der Vorteil von einkristallinen Proben besteht darin, daß Korngrenzeneffekte, welche in polykristallinen Proben auftauchen und eine schwache Kopplung zwischen supraleitenden Gebieten verursachen können, wegfallen.

Allerdings wurden solche schwache Kopplungen, obwohl solche Korngrenzen nicht vorliegen, in Einkristallen beobachtet [Küp 89, Däu 90] und auf eine inhomogene Sauerstoffverteilung in den Proben zurückgeführt [Däu 90].

Dieser Punkt soll an späterer Stelle diskutiert werden. Es sei nur hier schon erwähnt, daß sich ein Einfluß schwacher Kopplungen in den hier untersuchten Proben nicht gezeigt hat. Demzufolge können die Meßergebnisse als Eigenschaften des Mischzustandes des Supraleiters interpretiert werden. Da störende Einflüsse von Korngrenzen wegfallen, werden diese Eigenschaften von der Defektstruktur der Einkristalle bestimmt.

2.3.1 Herstellung von Einkristallen

Die hier gemessenen Einkristalle wurden in einem BaO-CuO-Fluß gezüchtet. Das Phasendiagramm dieser Schmelze wurde eingehend von verschiedenen Gruppen untersucht [Wol 89, Erb 93].

Ausgangsmaterialien für diese Schmelze sind BaO oder BaCO₃, CuO und Y₂O₃. Diese in der Regel hochreinen Ausgangsmaterialien werden in einer Kugelmühle miteinander vermischt und in einen Schmelztiegel gepresst. Dieses Mischpulver wird auf 990°C bis 1020°C in einem Kammerofen erhitzt. Die umgebende Atmosphäre ist Luft. Nach 95 bis 100 Stunden wird die Schmelze mit einer Abkühlrate von 0.1-1°C pro Stunde bis auf 960°C abgekühlt. Der übrigbleibende Fluß wird abgegossen. Die Temperatur wird danach so schnell auf Raumtemperatur erniedrigt, daß eine komplette Oxidation nicht stattfinden kann.

Nach der Züchtung werden die Einkristalle auf ca. 600°C erhitzt. In Sauerstoffatmosphäre wird die Probe unter einem Druck von 1 bar in 50 Grad - Schritten von 600°C auf 350°C erniedrigt. Dieser Prozeß garantiert eine homogene Sauerstoffbeladung und dauert je nach Beladung an die 1000 Stunden.

Der Reinheitsgrad hängt entscheidend von folgenden Faktoren ab:

1. von der Reinheit der Ausgangsmaterialien
2. von den verwendeten Ausgangsmaterialien - ob BaO oder BaCO₃ - und der Vorreaktion mit diesen Materialien mit CuO vor dem Schmelzprozeß [Erb 93]
3. von der Wahl des geeigneten Tiegelmaterials.

Als Tiegelmateriale wird gewöhnlich Al₂O₃, mit Y₂O₃ stabilisiertes ZrO₂ oder SnO₂ benutzt. In Al₂O₃-Tiegeln gezüchtete Einkristalle weisen allerdings 5 Gewichtsprozent Al auf, während Zr in ZrO₂-Tiegeln gezogenen Einkristallen nur in geringen Mengen (0.2%) nachgewiesen werden konnte [Erb 93].

Erb et. al. weisen auf das Problem durch Verwendung von BaCO₃ hin. Hier mag der Kohlenstoff sich störend auf die Bildung der gewünschten Phase auswirken. BaO ist diesbezüglich wesentlich unkritischer. Falls also BaCO₃ in dem Ausgangsmaterial vorliegt, ist vor dem Kristallzüchten eine Kalzierung angeraten.

2.3.2 Merkmale der untersuchten Einkristalle

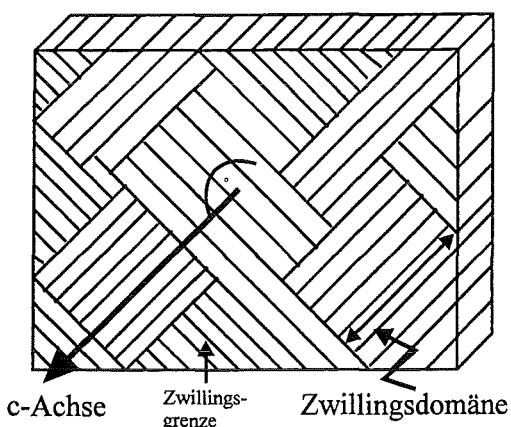


Abbildung 2.8: Ansicht auf eine verzwillingte Probe

Die untersuchten Einkristalle wurden in ZrO₂-Tiegeln gezogen. Unterschiedlich waren die Ausgangsmaterialien.

Für die Einkristalle W1_d waren dies hochreines Y₂O₃, 98% reines BaO und wiederum hochreines CuO-Pulver. BaO war hauptsächlich mit Strontium verunreinigt. Electron-Microprobe-Untersuchungen ergaben, daß sich auf 6% der Bariumplätze ein Strontiumatom befindet.

Für die andere Gruppe von Einkristallen, W1_r, wurde nur hochreines Ausgangsmaterial verwendet, so daß Verunreinigungen, welche von dem Ausgangsmaterial herrühren

könnten, minimal gehalten werden. Auch Strontium konnte nicht nachgewiesen werden.

Beide Kristallsorten waren verzwillingt. Zwillingsgrenzen verlaufen in einem 45°-Winkel zu den a- bzw. b-Achsen der Kristalle (Abbildung 2.8). Die Zwillingsstruktur wurde mit einem optischen Polarisationsmikroskop nachgewiesen. Sie ist in beiden Kristallsorten unterschiedlich ausgeprägt.

W1_d besitzt Zwillingsdomänen bis zu 1 mm Länge. Der Abstand der Zwillingsgrenzen variiert zwischen 100 bis 200 nm.

Im Gegensatz hierzu liegt die Länge der Zwillingsdomänen in W1_r in der Größenordnung einiger 100 µm. Der Abstand zwischen Zwillingsgrenzen schwankt zwischen 200 und 500 nm und ist somit doppelt so groß wie in W1_d [Sai 95].

3 DIE FESTE PHASE DER FLUSSSCHLAUCHANORDNUNG

Die Eigenschaften der festen Phase wurden anhand der in Kapitel 2 beschriebenen Meßmethoden charakterisiert. Da diese Meßmethoden auf der Bestimmung der Stromdichte basieren, spiegeln sich die Eigenschaften der Shubnikovphase in der Abhängigkeit der Stromdichte von Magnetfeld, Temperatur und elektrischem Feld wider.

Vernachlässigt man thermische Einflüsse, sowie die durch die kurze Kohärenzlänge hervorgerufene Granularität, so ist die ermittelte Stromdichte die kritische Stromdichte j_c . Der Verlauf dieser Stromdichte sollte nach einer einfachen Vorstellung ähnlich dem der Paarbrechungsstromdichte sein und somit mit zunehmenden Feld und zunehmender Temperatur abnehmen.

Berücksichtigt man hingegen thermische Einflüsse, so ist die gemessene Stromdichte j sehr viel kleiner als die kritische Stromdichte j_c . Man würde erwarten, daß diese Stromdichte einen ähnlichen Verlauf aufweist wie die kritische Stromdichte.

In vielen der untersuchten Einkristallen wird ein Anstieg und kein Abnehmen der Stromdichte mit zunehmendem Feld beobachtet. Dieses anomale Verhalten wird „Fishtail“-Effekt oder „Peak“-Effekt genannt.

Ziel ist nun, durch den Vergleich von Transportstrom- mit Magnetisierungsmessungen verschiedene Modelle, welche dieses anomale Verhalten erklären könnten, zu überprüfen.

3.1 Ergebnisse

Die folgenden Ergebnisse wurden durch Vergleich von Transportstrom- mit Magnetisierungsmessungen erhalten. Hierzu wurden Einkristalle in zwei verschiedenen große Teilstücke zersägt. Der größere Teil wurde für Magnetisierungsmessungen verwendet. Der kleinere Teil wurde in eine hundeknochenähnliche Form geschliffen. Somit wurden große Kontaktflächen für die Stromzuführungen gewährleistet, aber der Querschnitt zwischen den Spannungskontakten klein gehalten.

Durch die Kontaktierung des kleineren Probenstückes wurde eine Wärmebehandlung unter Sauerstoffatmosphäre notwendig. Um einen eventuellen Sauerstoffkonzentrationsunterschied in beiden Probenteilen vorzubeugen, wurde die Probe für Magnetisierungsmessungen auf die gleiche Weise wärmebehandelt.

Die Ergebnisse sollen nach drei Gesichtspunkten diskutiert werden. Sie betreffen das von mehreren Autoren [Coh 94, Per 95] beobachtete Skalierungsverhalten, das Verhalten der E - j -Kennlinien und die Relaxationsrate.

Skalierungsverhalten

In Abbildung 3.1a sind Stromdichten aus Magnetisierungsmessungen für unterschiedliche Temperaturen aufgetragen. Mit zunehmender Temperatur verschiebt sich das Strommaximum zu kleineren Feldern. Cohen et. al. [Coh 94] und Perkins et. al. [Per 95] normierten diese Kurven bezüglich des Feldes H_p , bei dem das Strommaximum auftritt. Eine solche Skalierung ist in Abbildung 3.1b dargestellt. Oberhalb 70K fallen die Kurvenäste in Feldern, welche größer als H_p sind, sehr gut zusammen. Ein solcher Kurvenverlauf kann formal folgendermaßen dargestellt werden:

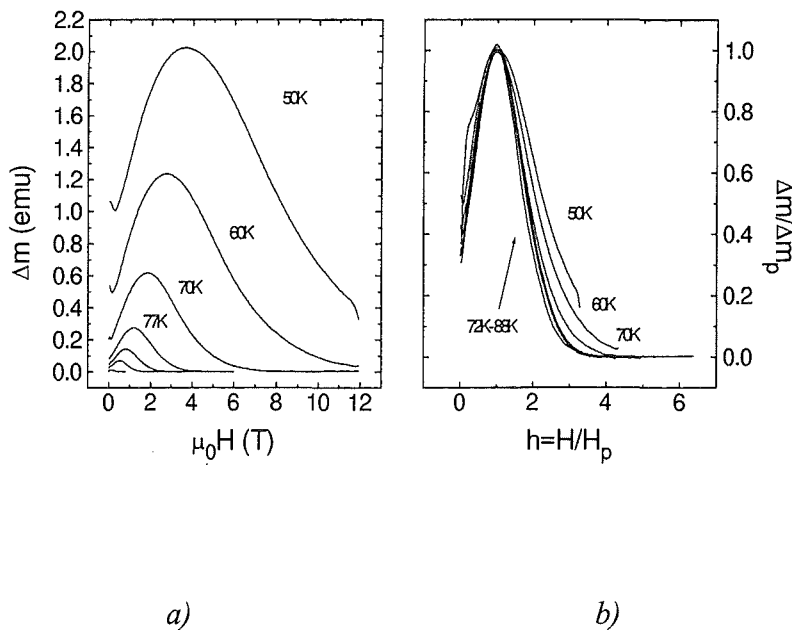


Abbildung 3.1: a) Temperaturabhängigkeit der Stromdichten, b) auf das Strommaximum Δm_p und dessen korrespondierendes Feld H_p normierte Verläufe

$$\frac{j}{j_p(E, T)} = \varphi\left(\frac{B}{H_p(E, T)}\right) \quad (3.1)$$

φ sei hierbei eine Funktion von B/H_p . In logarithmischer Darstellung lautet Gleichung (3.1):

$$\ln j - \ln j_p = \Phi(\ln B - \ln H_p) \quad (3.2)$$

mit der Funktion Φ , die jetzt von dem Logarithmus des Arguments abhängt.

Des weiteren stellen Perkins et. al. fest, daß ebenso ein Skalierungsverhalten von der Stromdichte j bezüglich des elektrischen Feldes E existiert. Differentiation von Gleichung (3.2) nach $\ln E$ ergibt:

$$\frac{\partial \ln j}{\partial \ln E} = \frac{\partial \ln H_p}{\partial \ln E} \left(\frac{\partial \ln j_p}{\partial \ln H_p} - \Phi' \right)$$

Der in der Klammer stehende erste Term beschreibt das Skalierungsverhalten bezüglich des Strommaximums und des hierzu korrespondierenden Magnetfeldes. Das Skalierungsverhalten bezüglich des elektrischen Feldes E ist durch den Term vor der Klammer dargestellt. Skalierung bedeutet, daß beide Terme Konstanten sein müssen. Dieses führt zu:

$$\frac{\partial \ln H_p}{\partial \ln E} = k \quad (3.3)$$

Läßt sich ein solches Verhalten ebenfalls in den hiesigen Messungen beobachten?

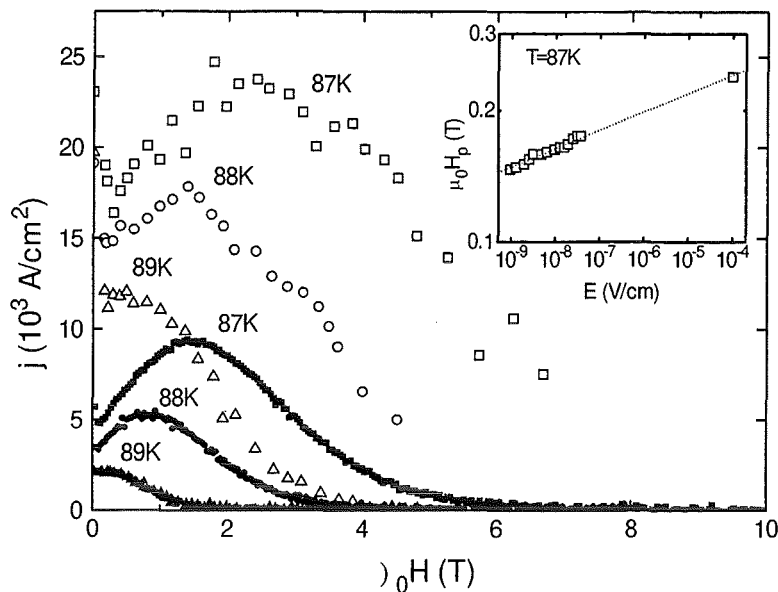


Abbildung 3.2: Vergleich zwischen Transport- und Magnetisierungsmessungen

In Abbildung 3.2 sind für Temperaturen nahe T_c (87, 88 und 89K) Magnetisierungs- und Transportströme aufgetragen. Die Transportströme sind durch die offenen Symbole, die Magnetisierungsströme durch die geschlossenen Symbole dargestellt. Die Transportströme wurden mit einem elektrischen Feldkriterium von $100 \mu\text{V}/\text{cm}$ ermittelt. Das Kriterium für die Abschirmströme aus den Magnetisierungsmessungen betrug $10^{-3} \mu\text{V}/\text{cm}$. Mit höherem elektrischen Feldkriterium verschiebt sich das Strommaximum zu höheren magnetischen Feldern.

In dem kleinen Bild in Abbildung 3.2 ist der Logarithmus des Feldes H_p in Abhängigkeit des Logarithmus des verwendeten elektrischen Feldkriteriums E aufgetragen. In dem gewählten Bereich ist eine Gerade erkennbar. Dies ist aber genau das Verhalten, welches nach Gleichung (3.3) gelten sollte. Der aus dieser Geraden ermittelte Wert für k liegt ungefähr bei 0.04, was gut mit dem von Perkins et. al. gefundenen Wert übereinstimmt. Demnach liegt auch in den hiesigen Messungen ein Skalierungsverhalten vor.

Noch sehr viel besser erkennt man das Skalierungsverhalten in Abbildung 3.3. Das Skalierungsverhalten, welches für verschiedene Temperaturen oberhalb des Feldes H_p zu gelten scheint, gilt nach Gleichung (3.3) für verschiedene elektrische Felder. In Abbildung 3.3 sind Transportstrommessungen für 87K und 88K wie auch Magnetisierungsmessungen bezüglich des Strommaximums j_p und des Feldes H_p normiert. Obwohl die verwendeten elektrischen Felder in beiden Meßverfahren sehr unterschiedlich sind, ist das Skalierungsverhalten erkennbar.

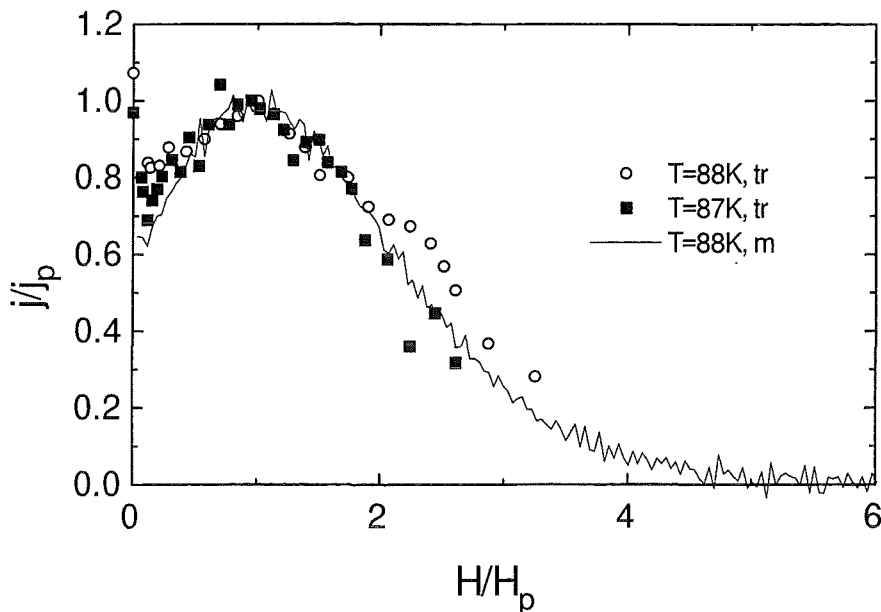


Abbildung 3.3: Skalierungsverhalten zwischen Transport- und Magnetisierungsmessungen

Strom-Spannungscharakteristiken

Der Anstieg des Strommaximums mit zunehmendem elektrischen Feld läßt sich anhand der aus Relaxationsmessungen gewonnen Strom-Spannungscharakteristiken verstehen. Abbildung 3.4 zeigt solche bei 85K. Im Feldbereich unterhalb des Strommaximums ist der Verlauf der Strom-Spannungskennlinien sehr steil, während er im Feldbereich oberhalb des Strommaximums sehr flach ist. Aufgrund der unterschiedlichen Steilheit der Verläufe unter- und oberhalb des Strommaximums müssen diese sich kreuzen. Vergrößert ist der Feldbereich in der kleinen Figur in Abbildung 3.5 dargestellt. Die schematische Darstellung in Abbildung 3.5 soll das Verhalten der gemessenen E - j -Kennlinien im Bereich des Strommaximums deutlicher widerspiegeln. Aufgrund des Kreuzens der Strom-Spannungskennlinien verschiebt sich das Strommaximum mit größer werdendem elektrischem Feld zu höheren Magnetfeldern.

Die in Abbildung 3.6 aus Magnetisierungs- und Transportstrommessungen zusammengeführten E - j -Kennlinien überstreichen ein wesentlich größeren Spannungsbereich als jene in Abbildung 3.4, so daß das Verhalten der Strom-Spannungscharakteristiken in Abhängigkeit des Feldes deutlicher zutage tritt. Für jeweils drei Feldwerte sind bei 87K derartige Kennlinien oberhalb und unterhalb von H_p aufgetragen. Die Strom-Spannungscharakteristiken in beiden Feldbereichen weisen ein unterschiedliches Verhalten auf.

Die Strom-Spannungscharakteristiken in den Magnetisierungsmessungen wurden hier durch die Änderung der Anstiegsrate des äußeren Magnetfeldes ermittelt. Wie in Kapitel 2 erläutert, wird in der Probe durch $E \propto dB/dt$ ein elektrisches Feld induziert. Die Stromdichte j läßt sich in Abhängigkeit unterschiedlicher Anstiegsraten dB/dt und somit unterschiedlicher elektrischer Felder E auftragen. Somit lassen sich für bestimmte Felder Strom-Spannungskennlinien ermitteln. Die Änderungsraten des Magnetfeldes und somit des

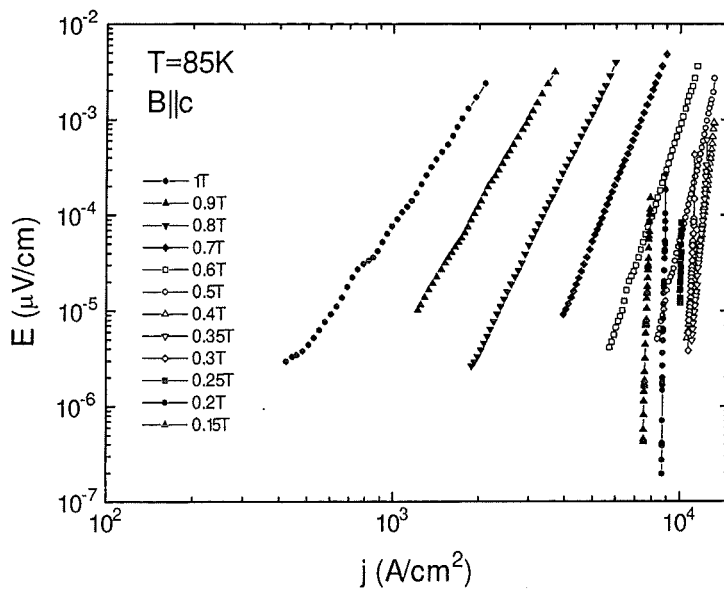


Abbildung 3.4: $E - j$ Kennlinien aus Relaxationsmessungen

elektrischen Feldes E sind allerdings durch die mögliche Wahl von dB/dt am Magnetometer und durch die Zeitkonstante für die Datenerfassung nach oben und nach unten begrenzt. Durch Rauschen und Geometrie der Proben liegen die minimalen elektrischen Felder in Transportstrommessungen bei 10 bis 100 $\mu\text{V/cm}$. Somit ergibt sich aufgrund des unterschiedlich zugänglichen Strom-Spannungsfensters in Abbildung 3.6 eine Lücke über ca. 2 Größenordnungen.

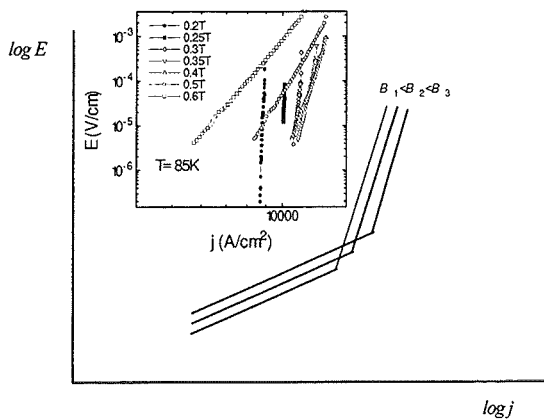


Abbildung 3.5: Schematische Darstellung der $E - j$ - Kennlinie in der Nähe des Strommaximums

Beide Modelle können den Verlauf unterhalb des Strommaximums mit vernünftig angepassten Parametern nicht beschreiben.

Allerdings wird das Verhalten unterhalb des Strommaximums sehr gut mit einem Polynom der Art

$$E = \alpha(j - j_0)^m \tag{3.4}$$

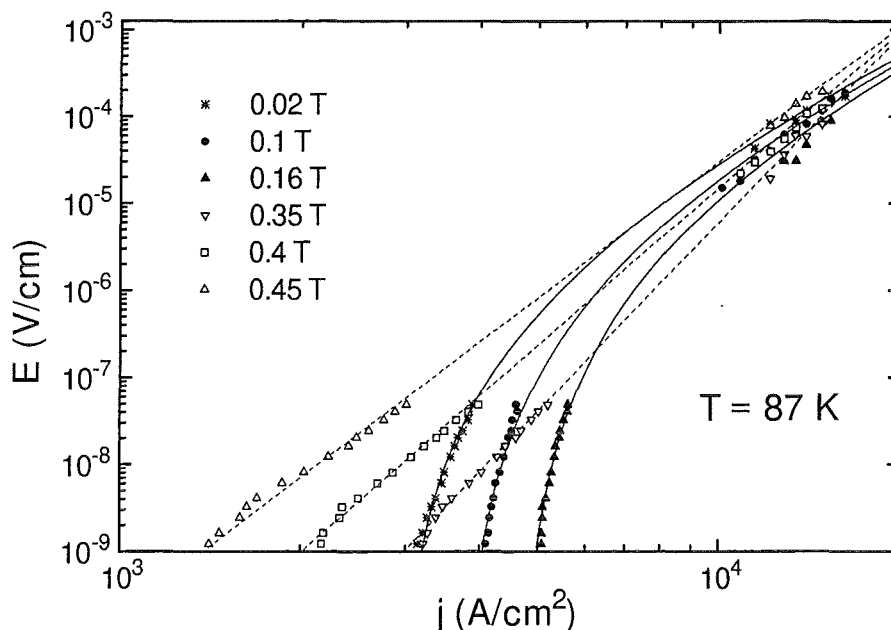


Abbildung 3.6: Vergleich der E - j Kennlinien aus Transportstrom- mit Magnetisierungsmessungen im Feldbereich unterhalb und oberhalb des Strommaximums. Das Strommaximum liegt bei $2T$.

wiedergegeben. Hierbei sind α und m feldunabhängig, lediglich der Parameter j_0 wurde verändert, um das zu anderen Feldern passende Polynom zu finden. Für m und α wurden jeweils Werte von 3.3 und $5.4 \cdot 10^{-18}$ ermittelt. Demnach erhält man in halblogarithmischer Auftragung entlang der Stromachse eine Parallelverschiebung der Kurven. Dieser Sachverhalt mag durch Umformen von Gleichung 3.4 folgendermaßen dargestellt werden:

$$j(H) = \left(\frac{E}{\alpha} \right)^{1/m} + j_0(H) \quad (3.5)$$

Hierbei hängt der Parameter $j_0(H)$ nicht vom elektrischen Feld ab. Demnach müßte anhand Gleichung (3.5) die elektrische Feldabhängigkeit aus den Kurven durch Subtraktion des Summanden $(E/\alpha)^{1/m}$ zu eliminieren sein. Man erwartet somit den selben Feldverlauf für $j_0(H)$ unterhalb des Strommaximums für Magnetisierungs- und Transportstrommessungen. Allerdings ist der Quotient $(E/\alpha)^{1/m}$ mit einem großen Fehler behaftet. Um diesen Fehler zu umgehen, wurde das Feldverhalten von $j(E,H) - j(E,H_0)$ untersucht. Dabei ist $j(E,H_0)$ eine zu einem bestimmten Feld H_0 korrespondierende Stromdichte. Diese liegt auf dem ansteigenden Ast der Feldabhängigkeit der Stromdichte. Durch Einsetzen in Gleichung (3.5) fällt der Summand $(E/\alpha)^{1/m}$ heraus. Somit erhält man für die Differenz $j(E,H) - j(E,H_0)$ das von dem elektrischen Feld unabhängige Ergebnis $j_0(H) - j_0(H_0)$. Die Differenz $j(H) - j(H_0)$ ist in Abbildung 3.7 dargestellt. Die mit verschiedenen elektrischen Feldkriterien ermittelten ansteigenden Äste aus verschiedenen Meßmethoden der Stromdichte liegen aufeinander.

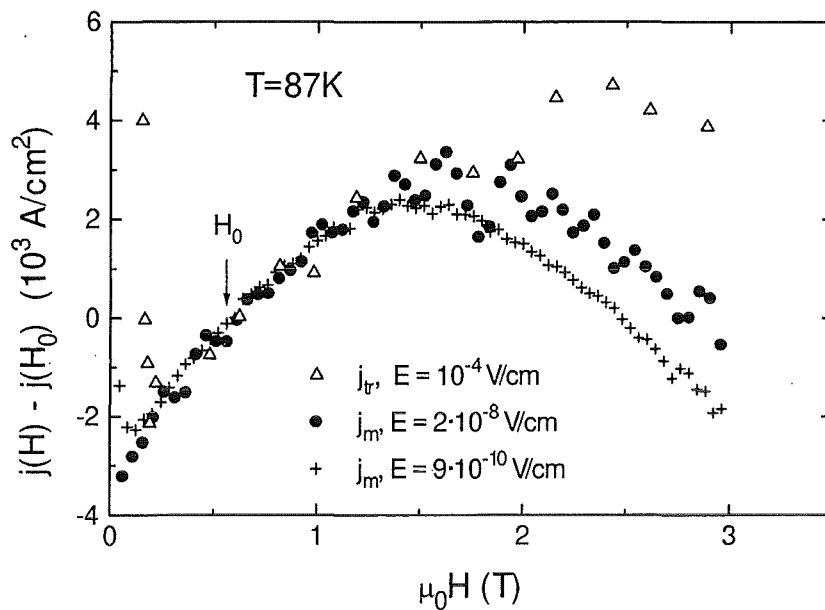


Abbildung 3.7: Konsequenz aus den $E - j$ - Kennlinien unterhalb des Strommaximums: Die Differenz $j(H) - j(H_0)$ hängt nicht von dem elektrischen Feld im Feldbereich unterhalb des Strommaximums ab.

Anhand der mit Gleichung 3.4 angepaßten Kurven mag nochmals ein Vergleich mit dem Modell des Kollektiven Kriechens möglich sein. Der Zusammenhang zwischen elektrischem Feld E und Stromdichte j in diesem Modell lautet:

$$E \propto \exp \left[- \frac{U}{k_B T} \left(\frac{j_0}{j} \right)^\mu \right]$$

Der Exponent μ läßt sich durch Auftragung von $\log(d \ln E / dj)$ über $\log j$ ermitteln [Win 92]. Eine solche Auftragung sollte für stromunabhängiges μ eine Gerade ergeben. Dies wird nicht beobachtet. Die Werte für μ steigen mit abnehmender Stromdichte stark an. Somit wird verständlich, warum das Verhalten der E - J -Kennlinien nicht mit einem einzigen Parameter für μ angefitet werden konnte.

Küpfer et. al. [Küp 94] erhalten ebenfalls μ -Werte, die bei 77K wesentlich größer sind als diejenigen, die von der Theorie des Kollektiven Kriechens vorrausgesagt werden.

In Feldern oberhalb des Strommaximums wird ein Potenzverhalten der Strom-Spannungskennlinien der Art

$$E \propto j^n$$

über mehrere Größenordnungen beobachtet. Dieses Verhalten ist in Abbildung 3.6 durch die gestrichelten Linien gekennzeichnet.

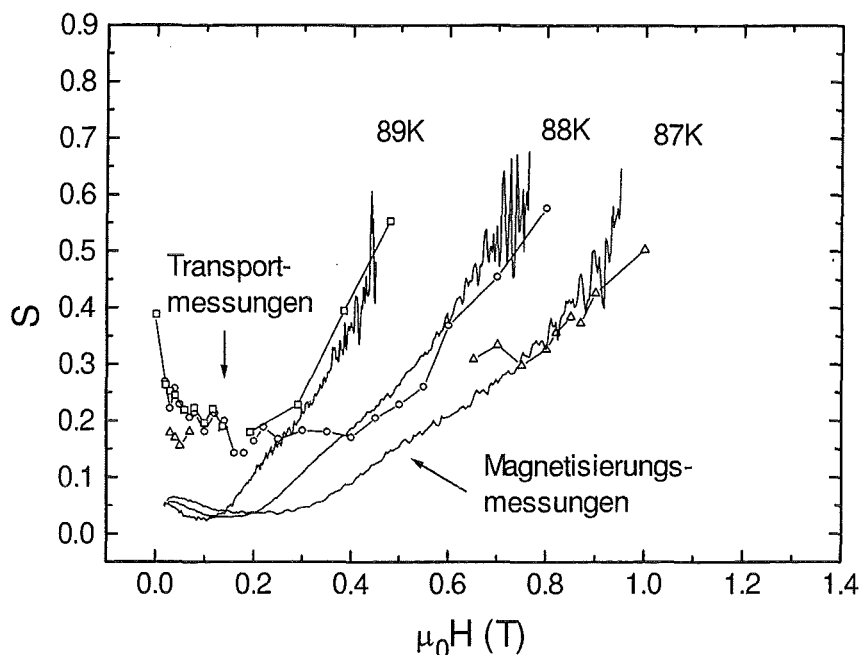


Abbildung 3.8: Vergleich zwischen Relaxationsrate aus Magnetisierungs- und Transportstrommessungen

Verhalten der normierten Relaxationsrate S

Die aus den Magnetisierungsmessungen gewonnene Relaxationsrate S wurde ähnlich wie die Strom-Spannungskennlinien aus dem Zusammenhang zwischen den unterschiedlichen Anstiegsraten des Magnetfeldes und der Stromdichte j berechnet. Wie in Kapitel 2 erläutert, kann der Ausdruck für die normierte Relaxationsrate folgendermaßen umgeformt werden:

$$S \equiv -\frac{d \ln M}{d \ln t} \approx \frac{d \ln j}{d \ln E} = \frac{1}{n}$$

Damit ist ein direkter Vergleich zwischen der aus Magnetisierungsmessungen gewonnenen Relaxationsrate S und dem aus Transportstrommessungen ermittelten Exponenten n möglich. In Abbildung 3.8 sind die normierten Relaxationsraten S aus Transportstrom- und Magnetisierungsmessungen für verschiedene Temperaturen aufgetragen.

Im Niedrigfeldbereich unterscheiden sich die Werte für S der beiden Meßmethoden. Durch die starke negative Krümmung der Strom-Spannungskennlinien hängt S in diesem Feldbereich von dem elektrischen Feld E ab.

Hingegen stimmen die mit beiden Meßmethoden ermittelten Relaxationsraten S für Felder oberhalb des Strommaximums sehr gut überein. Dieses Verhalten entspricht dem Potenzgesetz, dem die Strom-Spannungskennlinien in hohen Feldern folgen.

Dasselbe Verhalten wird von Cohen et. al. [Coh 94] beobachtet. Hier wurde die normierte Relaxationsrate aus Magnetisierungsmessungen auf zwei verschiedene Arten ermittelt: zum einen aus dem Abklingen des magnetischen Momentes, zum anderen, wie auch hier, aus der Änderung der Anstiegsrate des äußeren Feldes.

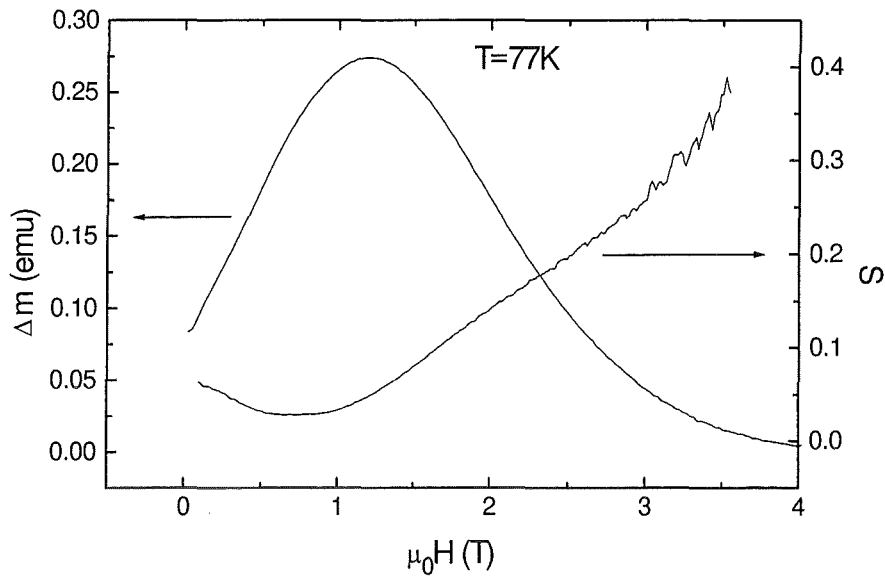


Abbildung 3.9: Vergleich der normierten Relaxationsrate S mit der Magnetisierung bei 77K.

Die Relaxationsrate nach der ersten Methode wird bei niedrigeren elektrischen Feldern erhalten als in der zweiten Methode. Dadurch beobachten die Autoren ebenfalls im Niedrigfeldbereich eine unterschiedliche Relaxationsrate S . Wie in Abbildung 3.8 fallen die Werte für S im Feldbereich oberhalb des Strommaximums aufeinander.

In Abbildung 3.9 sind die S -Werte den aus den Magnetisierungsmessungen ermittelten Stromdichten für 77K gegenübergestellt. Das Minimum der normierten Relaxationsrate S ist gegenüber dem Maximum der Stromdichte j zu niedrigeren Feldern verschoben. In Abbildung 3.4 ist ein solches Verhalten ebenso ersichtlich. Bevor das Feld H_p , in dem das Strommaximum auftritt, erreicht ist, nimmt die Steilheit der Strom-Spannungskurven ab. Da der Kehrwert der Relaxationsrate ein Maß für die Steilheit der Kennlinien ist, nimmt die Relaxationsrate schon vor Erreichen dieses Feldes zu.

3.2 Diskussion

Eine Theorie, welche dieses anomale Verhalten der Stromdichte beschreiben soll, muß die unter drei Gesichtspunkten zusammengestellten Ergebnisse berücksichtigen. Diese sind:

1. Skalierungsverhalten.
2. Unterhalb und oberhalb des Strommaximums unterschiedliches Verhalten der Strom-Spannungskennlinien. Während unterhalb des Strommaximums die Strom-Spannungskennlinien in halblogarithmischer Auftragung eine Parallelverschiebung längs der Stromachse aufweisen, erhält man oberhalb des Strommaximums ein Potenzverhalten der Strom-Spannungskennlinien.

3. Ein nicht „spiegelbildliches“ Verhalten von Stromdichte j und der Relaxationsrate S aus Magnetisierungsmessungen.

Anhand dieser Punkte sollen im Folgenden die in der Literatur diskutierten Modelle, beziehungsweise Eigenschaften, welche in den Modellen eine große Rolle spielen, besprochen werden.

3.2.1.1 Verhalten der Stromdichte aufgrund sich ändernder Eigenschaften der Defekte

3.2.1.1.1 Sauerstoffdefizitäre Bereiche

Das Anwachsen der Stromdichte kann nach Däumling et. al. [Däu 90] folgendermaßen verstanden werden. Einkristalle mögen sauerstoffarme Bereiche besitzen. Diese Bereiche sind schlechter supraleitend. Erhöht man das angelegte Feld, so überschreitet man das obere kritische Feld H_{c2} der schlecht supraleitenden Bereiche bevor das obere kritische Feld H_{c2} der restlichen Matrix erreicht wird. Diese Bereiche werden somit normalleitend und dienen als Verankerungspotential für die Flußschläuche. Damit steigt die Stromdichte an. Oberhalb des Feldes H_p , bei dem die Stromdichte das Maximum aufweist, sind allerdings derart viele Bereiche normalleitend geworden, daß diese zusammenhängen. Die Folge hiervon ist ein granulares Verhalten der Probe. Nach Abbildung 3.10 wird in diesem Fall das magnetische Moment der Probe kleiner. Mit zunehmendem äußeren Feld nimmt dann das magnetische Moment ab, da immer mehr sauerstoffarme Bereiche normalleitend werden und somit das Volumen der supraleitenden Bereiche abnimmt.

Eine leichte Modifikation dieser Interpretation wurde von Klein et. al. [Kle 94] vorgeschlagen. Hier wird der Anstieg beziehungsweise der Abfall ebenfalls anhand

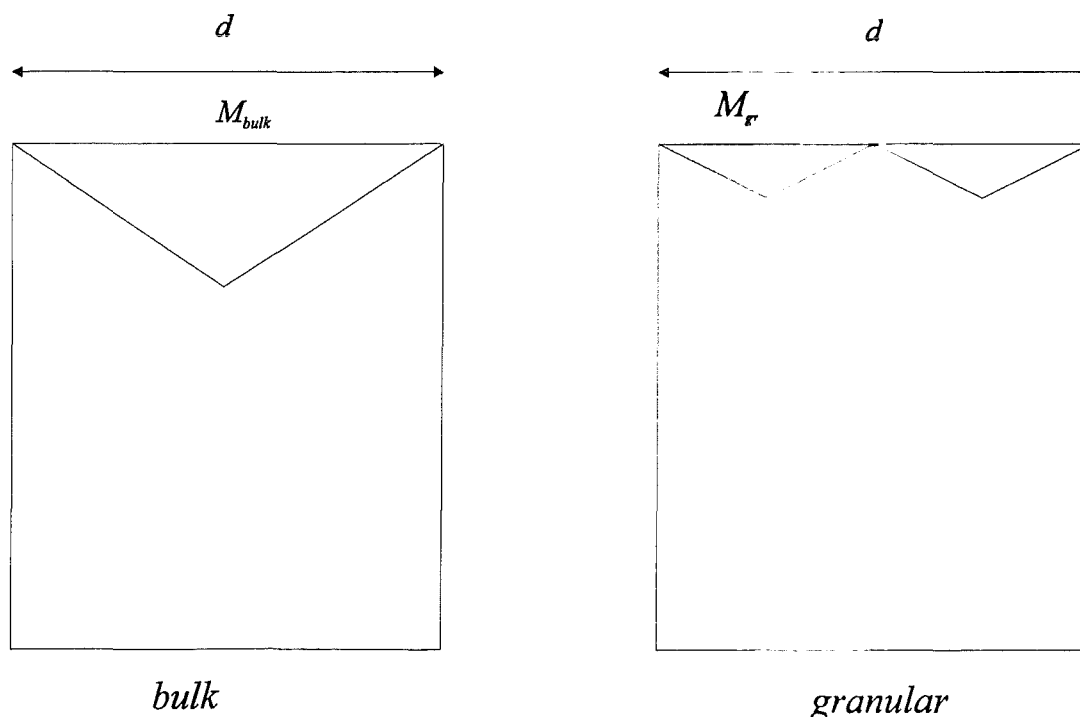


Abbildung 3.10: Flussprofil einer nichtgranularen und granularen Probe

sauerstoffdefizitärer Bereiche in dem Supraleiter erklärt. Allerdings wird nicht das obere kritische Feld sauerstoffarmer Bereiche überschritten, sondern das Irreversibilitätsfeld dieser Bereiche. Überlappen diese, so mag ebenso ein granulares Verhalten in diesen Proben hervorgerufen werden und somit zu einer Abnahme des magnetischen Momentes führen.

Der Anstieg in der Stromdichte wird durch eine mit zunehmenden Feld entstehende größer werdende Variation des Ordnungsparameters beziehungsweise der Freien Energie zwischen den sauerstoffarmen Gebieten und dem restlichen Supraleiter erklärt.

Aufgrund des gleichen Skalierungsverhaltens bei Abschirm- und Transportströmen (Abbildung 3.3) muß jede Theorie, welche auf ein granulares Verhalten dieser Supraleiter Bezug nimmt, verworfen werden. In einer solchen Theorie würde ein unterschiedliches Verhalten von dem magnetisch gemessenen Abschirmstrom (Intrakornstrom) und dem Transportstrom (Interkornstrom) erwartet. Oberhalb des Strommaximums sollte in dem Modell von Däumling et. al. [Däu 90] keine supraleitende Transportstromdichte ermittelbar sein. Dies steht in Widerspruch zu den Ergebnissen.

3.2.1.1.2 *Einfluß von Fremdphasen oder Ausscheidungen*

In dem Modell von Däumling et. al. wird der Anstieg der Stromdichte durch ein Überschreiten des oberen kritischen Feldes H_{c2} der sauerstoffdefizitären Bereiche erklärt. Ein ähnliches Verhalten erwartet man aufgrund des Überschreitens des oberen kritischen Feldes einer fremden Phase [Cam]. Allerdings wird der „Fishtail“-Effekt bis nahe unterhalb der Sprungtemperatur T_c beobachtet. Somit müßte die Fremdphase eine ähnliche kritische Temperatur besitzen wie der Supraleiter, allerdings ein völlig unterschiedliches H_{c2} . Ein solches Verhalten ist unwahrscheinlich.

Ein kürzlich vorgeschlagenes Modell von Kugel et. al. [Kug 94] versucht den Anstieg des Stromes anhand normalleitender Ausscheidungen mit Hilfe des Proximity-Effektes zu erklären. Allerdings sollte nach deren Theorie dieses Verhalten nahe T_c nicht mehr beobachtbar sein. Auch hiermit läßt sich das „Fishtail“-Verhalten nicht erklären.

3.2.1.2 *Verhalten der Stromdichten aufgrund von Zwillingsgrenzen*

Die untersuchten Einkristalle sind stark verzwillingt. Dies wirft die Frage auf, inwieweit Zwillingsgrenzen das Anwachsen des Stromes mitbeeinflussen. Der Einfluß in der festen Phase wurde zuerst von Oussena et. al. [Ous 95] im Temperaturbereich um 60K genauer untersucht. Ein unterschiedlicher Einfluß von Zwillingsgrenzen im Tieftemperaturbereich unterhalb 30K, im mittleren Temperaturbereich zwischen 40 und 70K und im Hochtemperaturbereich oberhalb 70K wurden von Zhukov et. al. [Zhu 95b] beobachtet. Einkristalle unterschiedlicher Punktdefektkonzentration wurden hinsichtlich des Einflusses von Zwillingsgrenzen von Küpfer et. al. [Küp 95] verglichen. Einen unterschiedlichen Einfluß üben ebenso Zwillingsgrenzen in Einkristallen unterschiedlichen Sauerstoffgehaltes aus [Zhu 95a]. Aus allen Veröffentlichungen wird ersichtlich, daß Zwillingsgrenzen das hier untersuchte Maximum der Stromdichte unterdrücken. In verzwilligten Proben mit großer Konzentration an Punktdefekten ist zwar in der Geometrie $H||c$ ein Strommaximum sichtbar, allerdings zeigen winkelahängige Messungen, daß ohne Zwillingsgrenzen das Strommaximum in dieser Geometrie stärker ausgeprägt wäre [Küp 95].

Entzwilligte Einkristalle weisen im ganzen Temperaturintervall ein Maximum in der Stromdichte und ein erwartetes Skalierungsverhalten des magnetischen Momentes auf [Zhu

95b, Kúp 95]. Hieraus folgt, daß der Anstieg des Stromes auf ein Wechselwirkungsmechanismus von Flußschläuchen mit Punktdefekten zurückzuführen ist.

Im Folgenden sollen die Hafteigenschaften von Zwillingsgrenzen besprochen werden. Wirkt die Lorentzkraft senkrecht zu den Zwillingsgrenzen, so werden Flußschläuche sehr gut an ihnen verankert. Wirkt diese parallel zu diesen, so können sich Flußschläuche, vorausgesetzt die Zwillingswände sind ideal, frei entlang den Zwillingsgrenzen bewegen. Durch Punktdefekte innerhalb der Zwillingsgrenzen, nichtideale Zwillingswände und Zwillingsdomänen mag diese Bewegung verhindert werden. Demnach ist die Haftkraft entlang der Zwillingsgrenzen, die longitudinale Haftkraft f_{TW}^l sehr viel kleiner als die transversale Haftkraft f_{TW}^t , welche senkrecht zu den Zwillingsgrenzen wirkt.

Ist die longitudinale Haftkraft kleiner als die Haftkraft, welche von Punktdefekten außerhalb der Zwillingsgrenzen hervorgerufen wird, so wird der Strom von der longitudinalen Haftkraft f_{TW}^l bestimmt. Ein solches einfaches Bild, welches die Wechselwirkung zwischen Flußschläuchen nicht berücksichtigt, mag zu einem Unterdrücken des Strommaximums führen [Zhu 95b].

Inwieweit Zwillingsgrenzen ein solches Verhalten beeinflussen, hängt von der Domänengröße [Ous 95] und von der Anzahl von Punktdefekten [Kúp 95] ab. Von den hier gemessenen Einkristallen wurde anhand winkelabhängiger Magnetisierungsmessungen noch bei 77K ein Einfluß von Zwillingsgrenzen festgestellt [Kúp 95].

Mit Hilfe von Zwillingsgrenzen kann ebenso verstanden werden, warum die Magnetisierungskurven unterhalb einer Temperatur T nicht mehr skalieren. Erst oberhalb dieser Temperatur mag die longitudinale Haftkraft f_{TW}^l in den Zwillingswänden größer sein als die Haftkraft, welche von Punktdefekten außerhalb der Zwillingsgrenzen herrührt. Demzufolge wird oberhalb dieser Temperatur das Verhalten der Stromdichte von Punktdefekten bestimmt und ein Skalierungsverhalten erwartet.

Des weiteren hat Zhukov gezeigt [Zhu 95b], daß das von Krusin-Elbaum beobachtete spiegelbildliche Verhalten [Kru 92] zwischen der normierten Relaxationsrate S und der Stromdichte j nicht vom Kollektiven Kriechen des Flußliniengitters herrührt, sondern von dem Einfluß von Zwillingsgrenzen.

Demnach ist das Entstehen des anomalen Stromverlaufes nicht durch Zwillingsgrenzen, sondern durch die Defektstruktur in der restlichen Matrix zu verstehen. Man nimmt an, dies sind Punktdefekte.

3.2.1.3 Einfluß der Punktdefekte auf die Stromdichte

3.2.1.3.1 Kollektives Kriechen

In der Theorie des Kollektiven Kriechens werden verschiedene Bereiche mit unterschiedlichen Abhängigkeiten des Potentials U von der Stromdichte j diskutiert (Gleichung (1.15)). Im Single-Vortex-Bereich wächst das Potential mit abnehmender Stromdichte langsamer an als im Small-Bundle-Bereich, in dem die Wechselwirkung zwischen Flußschläuchen wirksam wird.

Ein langsamer anwachsendes Potential mit abnehmender Stromdichte hat eine höhere Relaxationsrate S zur Folge als ein stärker anwachsendes Potential. Demzufolge relaxiert der Strom im Single-Vortex-Bereich schneller als im Small-Bundle-Bereich.

Diese verschiedenen Kriechbereiche können, wie schon in Kapitel 1 erläutert, nicht nur mit anwachsendem Feld, sondern ebenso bei konstantem äußeren Feld mit abnehmender Stromdichte durchlaufen werden.

Dieses Verhalten hat zur Folge, daß die relaxierte Stromdichte sehr stark vom Relaxationsverhalten der verschiedenen Kriechbereiche abhängt und somit ein anderes Magnetfeldverhalten aufweist als die nichtrelaxierte kritische Stromdichte j_c .

Nach Krusin-Elbaum [Kru 92] kann sogar aufgrund des unterschiedlichen Relaxationsverhaltens der Kriechbereiche die relaxierte Stromdichte j das „Fishtail“-Verhalten aufweisen, während die nichtrelaxierte kritische Stromdichte j_c monoton mit zunehmenden Feld abnimmt. Dieses Modell soll im Folgenden „Relaxationsmodell“ genannt und kurz erläutert werden (siehe Abbildung 3.11).

Hierzu sei angenommen, man befinde sich immer zunächst im Single-Vortex-Bereich. Durch Relaxation der Stromdichte nimmt das durch das Flußschlauchsegment bestimmte Korrelationsvolumen zu. Erreicht das Flußschlauchsegment L_c ungefähr die Größenordnung des Flußschlauchabstandes, dann wird das Kriechverhalten von dem Bereich des Small-Bundle-Pinnings bestimmt. Erhöht man das von aussen angelegte Feld ohne den Single-Vortex-Bereich zu verlassen, so verschiebt sich der Übergang vom Single-Vortex-Bereich zum Small-Bundle-Bereich zu höheren Strömen (Abbildung 3.11, gestrichelte Linie). Daraus folgt, daß in niedrigeren Feldern aufgrund der stärkeren Relaxation die nach einer bestimmten Zeit t gemessenen Ströme niedriger sein sollten als in höheren Magnetfeldern. Da man allerdings immer solche relaxierten Ströme mißt, sollte ein Anstieg der Stromdichte mit anwachsendem Feld zu beobachten sein.

Wäre ein solcher Relaxationsmechanismus die Ursache für den beobachteten Anstieg der Stromdichte, so sollte sich die Relaxationsrate spiegelbildlich zur Stromdichte verhalten. Dieses wurde von Krusin-Elbaum [Kru 92] bei Temperaturen um 40K beobachtet. Dieses spiegelbildliche Verhalten wird allerdings in Abbildung 3.9 nicht beobachtet.

Ein Grund mag sein, daß nicht nur, wie in dem von Krusin-Elbaum vorgeschlagenen Modell, zwei Kriechbereiche das Verhalten der Stromdichte bestimmen, sondern ein weiterer Kriechbereich zusätzlich das Verhalten der Stromdichte beeinflusst. Dieser Bereich ist der Large-Bundle Bereich.

In diesem Bereich wächst das Potential langsamer mit abnehmender Stromdichte an als im Small-Bundle-Bereich.

Wie läßt sich nun das Verhalten der Stromdichte in Anwesenheit des Large-Bundle-Bereiches erklären?

Ähnlich wie im Relaxationsmodell wird die Stromdichte in kleinen Feldern nur von dem Relaxationsverhalten des Single-Vortex-Bereiches beeinflusst. In diesem Feldbereich sollte diese mit zunehmenden Feld abnehmen. Der Anstieg der Stromdichte kann durch den vermehrten Einfluß des Small-Bundle-Bereiches in höheren Feldern wie im Relaxationsmodell erklärt werden.

Erhöht man das Feld weiter, so mag man durch die vermehrte Wechselwirkung der Flußschläuche in den Large-Bundle-Bereich gelangen. In dem Bereich des Large-Bundle-Pinnings wächst das Potential U langsamer mit abnehmender Stromdichte an. Das bedeutet, daß das Relaxationsverhalten gegenüber dem Small-Bundle-Bereich zunimmt. Der Verlauf der Stromdichte hängt allerdings von dem Relaxationsverhalten des Single-Vortex- und Small-Bundle-Bereiches ab. Ist mit wachsendem Feld die Abnahme des Relaxationsverhaltens

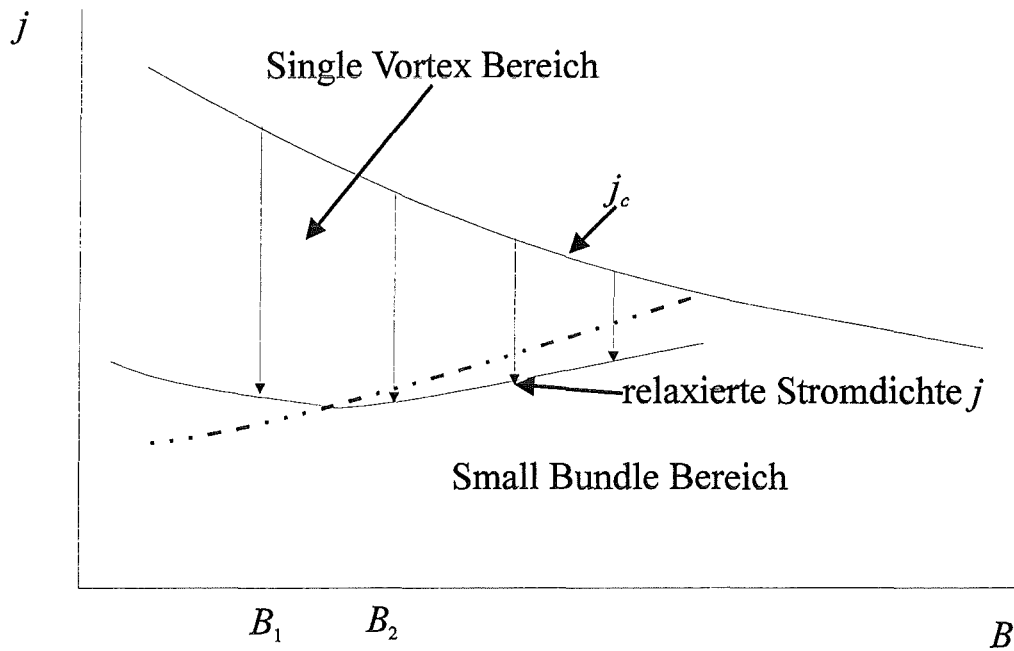


Abbildung 3.11: Schematische Skizze, die den Einfluß des Single-Vortex- und des Small-Bundle Bereiches auf die Stromdichte erläutern soll

von dem Single-Vortex- und dem Small-Bundle-Bereich zusammen größer als die Zunahme durch den Large-Bundle-Bereich, so sollte die Stromdichte mit wachsendem Feld zunehmen.

Für das Verständnis des Verlaufs der normierten Relaxationsrate S muß berücksichtigt werden, daß die Relaxationsrate S nur Information über das Relaxationsverhalten in dem gemessenen Strom-Spannungsbereich enthält.

Der Verlauf der Stromdichte hingegen richtet sich nach dem Relaxationsverhalten im ganzen Strombereich von der kritischen bis zu der gemessenen relaxierten Stromdichte.

Das Anwachsen von S unterhalb des Strommaximums in Abbildung 3.9 ist nach diesem Bild durch die höhere Relaxationsrate des Large-Bundle-Bereiches zu verstehen.

Die Voraussetzung für ein solches Verhalten ist allerdings ein Anwachsen des Übergangstromes vom Small-Bundle- zum Large-Bundle-Bereich. Dieser weist in der Theorie des Kollektiven Kriechens [Fei 89, Bla 94] folgendes Verhalten auf:

$$j_{lb} = j_{sb} \left(\frac{a_0}{\lambda} \right)^2 \propto \frac{1}{B}$$

Mit zunehmenden Feld nimmt demnach die Übergangstromdichte ab. Qualitativ sind die Kriechbereiche und die entsprechenden Übergangsströme zu diesen Bereichen, wie sie von der Theorie vorausgesagt werden, in Abbildung 3.12 abgebildet. Würde die Übergangstromdichte j_{lb} vom Small-Bundle- zum Large-Bundle-Bereich mit zunehmenden Feld *abnehmen*, so könnte das beobachtete nichtspiegelbildliche Verhalten nicht verstanden werden.

Allerdings wird in Abbildung 3.5 mit abnehmender Stromdichte ein Übergang von einem Bereich geringerer Relaxation zu einem Bereich höherer Relaxation beobachtet, der sich mit zunehmenden Magnetfeld zu höheren Stromdichten verschiebt. Identifiziert man die einzelnen

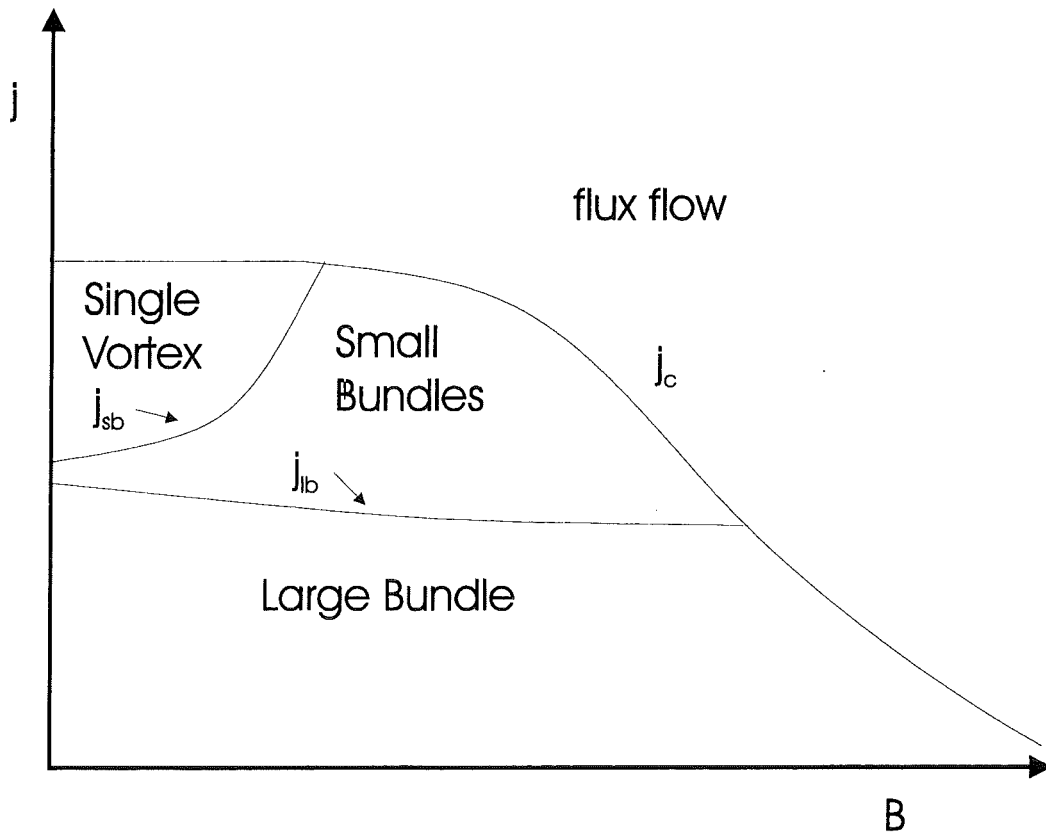


Abbildung 3.12: Qualitative Skizze der Kriechbereiche, wie sie im Modell des Kollektiven Kriechens vorausgesagt werden

Bereiche mit jeweils dem Small-Bundle- und dem Large-Bundle-Bereich, so kann dieses Verhalten nur verstanden werden, wenn der Übergangstrom nicht wie in der Theorie vorausgesagt abnimmt, sondern mit wachsendem Feld zunimmt.

Entscheidend für das Relaxationsmodell ist der Single-Vortex-Bereich. Dieser ist aber beschränkt durch Temperatur und Magnetfeld. Ohne Berücksichtigung thermischer Fluktuationen wird der Übergang vom Single-Vortex-Bereich zum Small-Bundle-Bereich bei einem Feld

$$B_{sb} = \beta_{sb} \frac{j_c}{j_0} H_{c2} \quad (3.6)$$

erwartet. Hierbei ist j_0 die Stromdichte, bei der die Cooperpaare aufbrechen. Thermische Anregung des Flußliniengitters begrenzen zusätzlich den Single-Vortex-Bereich zu niedrigeren Feldern. Befinden sich die Amplituden der thermischen Fluktuationen $\sqrt{\langle u \rangle^2}$ in der Größenordnung des Haftpotentials, welches durch die Ausdehnung des Flußschlauchkerndurchmessers ξ bestimmt wird, so wird die Stromdichte vermehrt durch thermische Fluktuationen beeinflusst. Die Temperatur, bei der die Amplituden der thermischen Fluktuationen größer als der Flußschlauchkerndurchmesser ξ werden, nennt man Entpinn-temperatur T_{dp} . Die Temperaturabhängigkeit der Stromdichte im Single-Vortex-Bereich oberhalb dieser Temperatur lautet [Bla 94, Civ 94]

$$j(T) \approx j_c \left(T^2 / T_{dp}^2 \right) \exp \left\{ - \left(T / T_{dp} \right)^3 \right\}.$$

Theoretische und experimentelle Abschätzungen ergeben für die Entpinntemperatur Werte um 30K [Fei 90] und 45K [Kru 92]. Ist das Verhältnis j_c/j_0 in einem Temperaturbereich bis zu T_{dp} eine Konstante, so sollte unterhalb dieser Temperatur das Übergangsfeld von Single-Vortex-Pinning zu Small-Bundle-Pinning nach Gleichung (3.6) den selben Verlauf aufweisen wie H_{c2} . Oberhalb der Entpinntemperatur nimmt dieses Verhältnis ab und der Übergang vom Single-Vortex-Bereich zum Small-Bundle-Bereich verschiebt sich zu kleineren Feldern. Civale et. al. schätzen den Quotienten j_c/j_0 (4K) auf 0.006 ab. Durch den Einfluß der Temperatur sinkt dieses bei 77K auf 0.0017 bei einer Entpinntemperatur von 45K. Unter der Annahme, H_{c2} betrage bei 77K 50T, erhält man als Übergangsfeld vom Single-Vortex-Pinning zum Small-Bundle-Pinning den Wert 0.4T. Ein Vorhandensein des Single-Vortex- und des Small-Bundle-Bereiches ist notwendig, um den Anstieg der Stromdichte anhand des Relaxationsmodells erklären zu können. Somit muß in Abbildung 3.9 bei 77K das Übergangsfeld von dem Single-Vortex- zum Small-Bundle-Bereich in der Größenordnung 1T liegen. Diese sehr grobe Abschätzung erlaubt keine klare Entscheidung für oder gegen ein solches Relaxationsmodell.

Hinweise, die gegen ein solches Relaxationsmodell sprechen, lassen sich durch den Vergleich zwischen Transportstrom- und Magnetisierungsmessung finden.

Im Niedrigfeldbereich wird über vier Größenordnungen des elektrischen Feldes eine Parallelverschiebung der halblogarithmisch aufgetragenen Strom-Spannungskennlinien entlang der Stromachse beobachtet. Demzufolge hängt der Anstieg des Stromes, wie in Abbildung 3.6 ersichtlich, nicht vom elektrischen Feld ab. Hieraus kann geschlossen werden, daß die wirkliche kritische Stromdichte ebenfalls ein Strommaximum aufweisen sollte.

Desweiteren weisen Strom-Spannungskennlinien unterhalb des Strommaximums eine stark ausgeprägte Krümmung auf, während oberhalb desselben ein Potenzverhalten beobachtet wird. Eine solche drastische Änderung der Strom-Spannungskennlinien unter- und oberhalb des Strommaximums kann nicht im Modell des Kollektiven Kriechens verstanden werden. Dieses Verhalten deutet vielmehr auf zwei verschiedene Mechanismen oberhalb und unterhalb des Strommaximums hin.

Der oben besprochene Übergang von dem Bereich niedriger Relaxation zum Bereich großer Relaxation innerhalb einer Strom-Spannungskurve scheint somit nicht durch Kollektives Kriechen, sondern nur durch andere Mechanismen erklärbar zu sein.

Transportstrommessungen von Solovjov et. al. [Sol 94] weisen bis zu elektrischen Feldern von ca. 1000 $\mu\text{V}/\text{cm}$ eine leichte Änderung des Stromverhaltens auf. Oberhalb 4000 $\mu\text{V}/\text{cm}$ ist das Maximum in der Stromdichte allerdings verschwunden. Diese plötzliche Änderung der Abhängigkeit des Stromes von dem elektrischen Feld weist darauf hin, daß tatsächlich das Strommaximum erst bei dem Übergang zu dem Flux-Flow verschwindet.

3.2.1.3.2 Kollektives Verankern

Die zuletzt im vorhergehenden Abschnitt aufgezählten Argumente sprechen für eine Zunahme der nicht relaxierten kritischen Stromdichte j_c mit dem außen angelegten Feld H . Solche

Theorien wurden von Larkin und Ovchinnikov [Lar 79] und Pippard [Cam] aufgestellt. Die Beziehung zwischen Korrelationsvolumen und elastischen Moduln ist in der Theorie von Larkin und Ovchinnikov durch

$$V_c \propto c_{66}^4 c_{44}^2$$

gegeben. Wird eine der elastischen Konstanten des Flußliniengitters kleiner, so nimmt das Korrelationsvolumen ab und der Strom aufgrund der Beziehung $j \propto 1/\sqrt{V_c}$ zu. Kleiner werdende elastische Konstanten bewirken eine bessere Anpassung an die Defektstruktur und führen somit zu einer höheren Stromdichte.

Für eine Verkleinerung der elastischen Konstanten werden in der Theorie folgende Gründe aufgeführt [Lar 95]:

- Schmelzen des Flußliniengitters. In diesem Fall sollte bei dem Schmelzübergang das Schermodul c_{66} gegen Null streben.
- Dispersives Verhalten des Flußliniengitters. Befindet man sich in dem Feldgebiet, in dem die Eindringtiefe λ größer als die transversale Korrelationslänge R_c ist, so verhalten sich die Module c_{11} und c_{44} dispersiv [Lar 79, Fei 89, Bla 94]. Nach Larkin und Ovchinnikov wird in diesem Fall das Korrelationsvolumen ebenfalls kleiner. Ein solches Verhalten entspricht einem „Biegsamerwerden“ des Flußschlauchgitters und einer dadurch besseren Anpassung an die Defektstruktur.

Das Maximum der Stromdichte sollte sowohl bei einem Kleinerwerden von c_{44} als auch von c_{66} in der Gegend des Schmelzübergangs bzw. des Phasenübergangs zweiter Ordnung liegen. Bei einem Phasenübergang 2. Ordnung, dem Vortex-Glass-Übergang, erwartet man bei dem Übergangsfeld bzw. der Übergangstemperatur ein Potenzverhalten der Strom-Spannungskennlinie mit dem Exponenten $n = 3$. Das bedeutet, daß die normierte Relaxationsrate S bei dem Übergang ungefähr 0.3 betragen sollte. Doch dieser Wert wird von der Relaxationsrate S erst in Feldern weit oberhalb des Strommaximums angenommen (Abbildung 3.9).

Der Anstieg sowie das Maximum des Stromes werden weit unterhalb des vorhergesagten Phasenübergangs beobachtet. Ein möglicher Grund soll hierfür später angeführt werden.

Aufgrund der Abnahme der Module wird ebenso das Korrelationsvolumen kleiner. Befindet sich die transversale Korrelationslänge R_c in der Größenordnung des mittleren Flußlinienabstandes a_0 , so kann das Korrelationsvolumen nicht kleiner werden und die Stromdichte sollte wieder abnehmen. Der Feldbereich oberhalb des Strommaximums würde demnach wieder einem Single-Vortex-Bereich entsprechen. Diese Erklärung wurde schon von Larkin und Ovchinnikov [Lar 79] für die Interpretation an konventionellen Supraleitern gegeben. Allerdings wäre in diesem Bereich $\lambda \gg a_0$. Für diesen Fall wurden keine Strom-Spannungscharakteristiken vorausgesagt. Möglich ist, daß diese das beobachtete Potenzverhalten aufweisen.

Das Problem in einer solchen Interpretation beruht auf der Tatsache, daß sich das mit zunehmenden elektrischen Feldkriterium gemessene Strommaximum zu größeren Magnetfeldern verschiebt. Man betrachte hierzu einen Verlauf einer mit einem Spannungskriterium E_1 gemessenen Stromdichte j_1 . Das Korrelationsvolumen V_{c1} dieser Stromdichte nimmt mit zunehmenden Feld ab, bis die transversale Korrelationslänge R_c in die Größenordnung des Flußschlauchabstandes a_0 gelangt ist. Nun betrachte man die mit einem kleineren Spannungskriterium gemessene Stromdichte j_2 . Das Korrelationsvolumen V_{c2} dieser

Stromdichte ist größer als jenes der Stromdichte j_1 . Demnach gelangt die transversale Korrelationslänge R_{c2} erst bei größeren Magnetfeldern in die Größenordnung des Flußschlauchabstandes als jene der Stromdichte j_1 . Dieses bedeutet aber, daß das mit dem kleinerem Spannungskriterium gemessene Strommaximum sich zu höheren Magnetfeldern verschiebt. Das wird allerdings nicht beobachtet.

Hieraus läßt sich schließen, daß das anomale Verhalten der Stromdichte nicht alleine mit Hilfe der Theorie des Kollektiven Verankerns beschrieben werden kann. Möglicherweise kann das Verhalten aus einer Kombination aus dem Modell des Kollektiven Verankerns mit plastischer Wechselwirkung zwischen Flußschläuchen verstanden werden. Ein solches Modell mag folgendermaßen verstanden werden:

Der Anstieg der Stromdichte kann wiederum durch das Kleinerwerden der Module und somit des Korrelationsvolumens erklärt werden.

Zwei Effekte spielen nun zusätzlich eine Rolle: Thermisch aktiviertes Hüpfen und das Verringern des Flußlinienabstandes a_0 durch das Erhöhen des angelegten Feldes.

Wird die Hüpfedistanz größer als der mittlere Flußschlauchabstand a_0 , so ist eine elastische Beschreibung der Flußliniengittereigenschaften nicht mehr möglich und muß durch eine plastische ersetzt werden. Für kleinere Ströme ist die Hüpfedistanz größer, so daß der Übergang von einem elastischen in einen plastischen Bereich bei kleineren Magnetfeldern stattfindet als bei großen Strömen. Wird der Übergang mit dem Maximum der Stromdichte identifiziert, so läßt sich das Verschieben des Strommaximums mit kleineren elektrischen Feldkriterien zu kleineren Magnetfeldern verstehen (Abbildung 3.2). Der Feldbereich oberhalb des Strommaximums mag somit ein plastisches Verhalten der Flußschlauchanordnung widerspiegeln.

Das Auftreten des plastischen Bereiches mag auch der Grund sein, warum das Maximum der Stromdichte weit unterhalb des Schmelzfeldes liegt.

Man kann die Diskussion der Wechselwirkung des Flußliniengitters mit Punktdefekten wie folgt zusammenfassen:

Die momentan am meisten diskutierten Theorien, welche einen Anstieg der Stromdichte erklären könnten, sind das Kollektive Kriechen und das Kollektive Verankern.

Viele Beobachtungen, welche mit einem Anstieg der Stromdichte und dem Relaxationsverhalten des Supraleiters verbunden sind, lassen sich qualitativ gut anhand der Theorie des Kollektiven Kriechens erklären.

Zu diesen zählen:

- Verschieben des Stromdichtemaximums zu höheren Magnetfeldern mit größeren elektrischen Feldkriterien
- Das nichtspiegelbildliche Verhalten der normierten Relaxationsrate S bezüglich der Stromdichte j läßt sich unter Einbeziehen des Large-Bundle-Bereiches verstehen.

Gegen die Theorie des Kollektiven Kriechens spricht das völlig unterschiedliche Verhalten der Strom-Spannungskennlinien im Feldbereich oberhalb und unterhalb des Strommaximums. Desweiteren weist der von dem elektrischen Feld unabhängige Verlauf der Stromdichte im Magnetfeldbereich unterhalb des Strommaximums auf einen Anstieg der nichtrelaxierten Stromdichte hin.

Ein Anstieg der nichtrelaxierten kritischen Stromdichte wird in dem Modell des Kollektiven Verankerns durch kleiner werdende Module beschrieben. In diesem Modell kann jedoch das Verschieben des Strommaximums mit größeren elektrischen Feldern zu höheren Magnetfeldern nicht verstanden werden.

Beide Theorien, Kollektives Kriechen sowie Kollektives Verankern, können somit nur Teilaspekte des Verhaltens der Stromdichte beschreiben.

Allerdings ist in der Theorie des Kollektiven Verankerns das Maximum der Stromdichte mit der Bedingung verknüpft, daß die transversale Korrelationslänge R_c gleich dem Flußschlauchabstand a_0 wird.

Modifiziert man diese Theorie und fordert, daß in einem Feldbereich ein Übergang bei einer transversalen Korrelationslänge R_c , welche größer als der Flußschlauchabstand a_0 ist, zu einem anderen Wechselwirkungsmechanismus zwischen Flußschläuchen, wie zum Beispiel plastische Wechselwirkung zwischen Flußschläuchen, stattfinden muß, so läßt sich auch dieses Verhalten qualitativ verstehen.

4 DIE FLÜSSIGE PHASE DER FLUßSCHLAUCHANORDNUNG

Die Shubnikovphase ist beim Vorliegen von Haftzentren durch irreversibles Verhalten, das sich in einer Aufspaltung der Magnetisierungskurve äußert, gekennzeichnet. Durch die sehr großen thermischen Einflüsse in Hochtemperatursupraleitern fallen die Magnetisierungsäste jedoch weit unterhalb des oberen kritischen Feldes H_{c2} zusammen. Das Feld, das den irreversiblen vom reversiblen Bereich trennt, wird Irreversibilitätsfeld H_{irr} genannt.

In Transportstrommessungen äußern sich die thermischen Einflüsse in verbreiterten Übergangskurven im Magnetfeld.

Gegenstand dieses Kapitels soll eine Interpretation von Ergebnissen aus Transportstrommessungen in diesem Bereich sein.

Thermische Einflüsse können sich auf unterschiedliche Weise äußern:

- Befinden sich die thermischen Energien in der Größenordnung der Haftpotentiale U_H , so geht das Flußschlauchgitter von einem gepinnten in einen entpinnten Zustand über.
- Thermische Energien beeinflussen weiter die Wechselwirkung zwischen Flußschläuchen und führen zu einem Schmelzen des Flußliniengitters.

Gegenstand dieses Kapitels ist das Schmelzen des Flußliniengitters und die flüssige Phase der Flußlinienanordnung.

Inwieweit der Übergang von flüssiger zu fester Phase der Flußlinienanordnung von einem Phasenübergang 1. oder 2. Ordnung beschrieben werden kann, hängt entscheidend von der Konzentration der Haftzentren ab.

Hinweise für Phasenübergänge 1. Ordnung in hochreinen Proben haben Kwok et. al. [Kwo 92], Charalambous et. al. [Cha 92] und Safar et. al. [Saf 92] gefunden.

Bei hoher Konzentration von Punktdefekten in dem Supraleiter, wird anstatt eines Phasenüberganges 1. Ordnung ein Phasenübergang 2. Ordnung vorausgesagt [Fis 91].

Des weiteren mag ein Phasenübergang 1. Ordnung durch „Vortex-Entanglement“ unterdrückt sein [Mar 91].

Um die Abhängigkeit der Phasenübergänge von der Defektkonzentration zu untersuchen, wurden Einkristalle unterschiedlicher Punktdefektkonzentration ausgewählt. Hieraus ergibt sich folgende Gliederung: nach einer Charakterisierung der Proben sollen die möglichen Verhaltensweisen der Flußlinienanordnung am Phasenübergang untersucht werden. Des weiteren werden die Übergänge der Feldorientierung $H||c$ mit jenen in $H||a,b$ verglichen. Zuletzt soll unter Einbeziehung des flüssigen Zustandes auf die Beschreibung des gesamten Übergangsbereiches eingegangen werden.

4.1 Ergebnisse und Diskussion

4.1.1 Charakterisierung der Proben

4.1.1.1 Charakterisierung durch Stromdichten

Ziel ist es, das Verhalten des Widerstandes in der flüssigen Phase, sowie im Übergangsbereich von der flüssigen in die feste Phase, in Abhängigkeit der Punktdefektkonzentration zu verstehen.

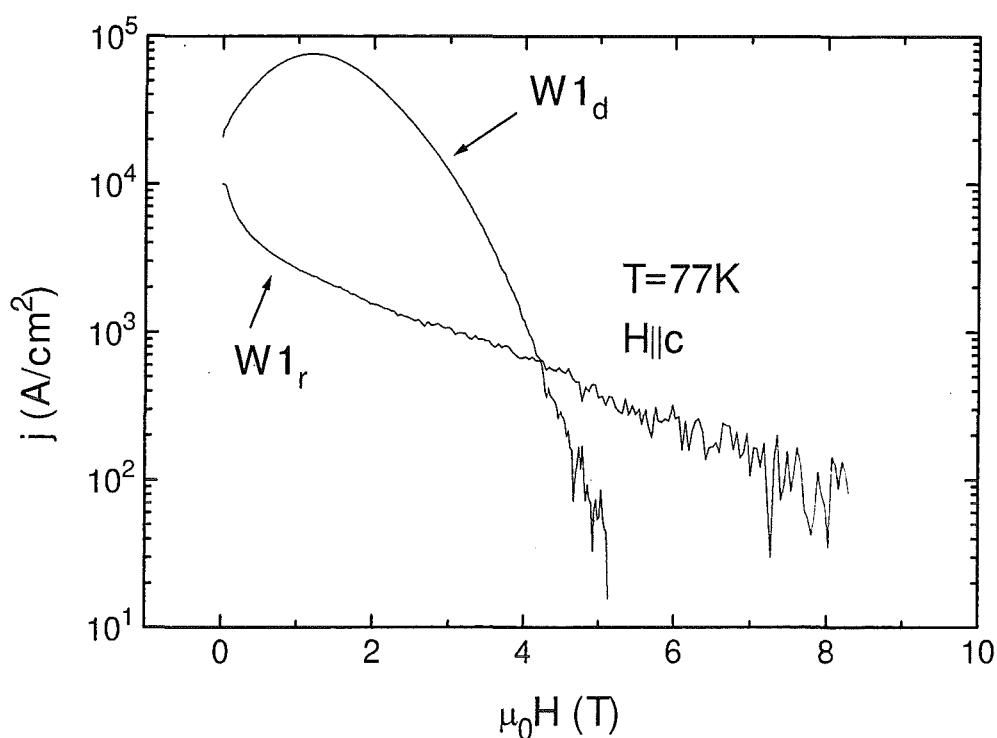


Abbildung 4.1: Vergleich der Stromdichten der Proben $W1_d$ und $W1_r$.

Ein Wechselwirkungsmechanismus zwischen Flußschlauchgitter und Punktdefekten verursacht das im letzten Kapitel besprochene Fishtailverhalten mit sehr hohen Stromdichten. Somit mag als Maß für die Punktdefektkonzentration der Verlauf und die Größe der Stromdichte betrachtet werden.

In Tabelle 1 sind die untersuchten Proben aufgelistet.

Probe	Stromdichte j bei 77K und 1.5T	Irreversibilitätsfeld H_{irr} bei 77K	verzwilligt	Fishtailverhalten
$W1_d$	80000 A/cm ²	5T	ja	ja
$W2_d$	60000 A/cm ²	5T	nein	ja
$W1_r$	2000 A/cm ²	8T	ja	nein
$W2_r$	20000 A/cm ²	10T	ja	nein

Tabelle 1: Vergleich der verschiedenen Eigenschaften der untersuchten Proben

Abbildung 4.1 zeigt den Unterschied zwischen den Proben $W1_d$ und $W1_r$.

Die Probe $W1_d$ weist das in Kapitel 3 besprochene Fishtailverhalten auf. Der maximale Wert der Stromdichte liegt bei einem außen angelegten Feld von ungefähr 1.5T und beträgt 80000 A/cm².

Die Stromdichte in der Probe $W1_r$ fällt mit wachsendem Feld monoton ab und befindet sich im ganzen Feldbereich unterhalb 10000 A/cm².

Nach den oben genannten Kriterien hat somit die Probe $W1_d$ eine hohe Konzentration an Punktdefekten, während die Probe $W1_r$ kaum Punktdefekte besitzt.

Ein weiterer Unterschied am Verhalten der Proben zeigt sich bezüglich des Irreversibilitätsfeldes. Dieses ist in der punktdefektreichen Probe $W1_d$ gegenüber der hochreinen Probe $W1_r$ zu niedrigeren Feldern verschoben.

Ein solches Verhalten scheint ungewöhnlich, denn man würde erwarten, daß die Irreversibilitätslinie und die Stromdichte im gleichen Sinn von der Defektstruktur abhängt.

Die Probe $W2_d$ weist einen ähnlichen Verlauf der Stromdichte auf wie die punktdefektreiche Probe $W1_d$. Somit besitzt diese Probe eine ähnliche Konzentration an Punktdefekten wie die Probe $W1_d$. Zusätzlich ist diese Probe entzwillingt, was darauf hinweist, daß die Zwillingsstruktur in punktdefektreichen Proben eine untergeordnete Rolle spielt.

Ein unterschiedliches Verhalten der Stromdichten beobachtet man in den Kristallen $W1_r$ und $W2_r$. Das unterschiedliche Verhalten in den aus hochreinem Ausgangsmaterial hergestellten Proben wird nicht auf eine unterschiedlicher Punktdefektkonzentration, sondern auf eine unterschiedliche Zwillingsgrenzendichte zurückgeführt.

4.1.1.2 Charakterisierung durch den Widerstand

In Abbildung 4.2 sind die resistiven Übergänge der Proben $W1_d$ und $W1_r$ aufgetragen.

Die punktdefektreiche Probe $W1_d$ weist einen sehr breiten Übergang auf. Unterhalb ungefähr 30% des normalleitenden Widerstandes verläuft der Widerstand in Abhängigkeit der Temperatur linear.

Hingegen tritt in der punktdefektarmen Probe $W1_r$ eine Schulter bei ebenfalls ungefähr 30% des normalleitenden Widerstandes auf. Eine solche Schulter wird in hochreinen verzwilligten Proben nach Kwok et. al. Zwillingsgrenzen zugeschrieben.

Die Unterschiede zeigen sich sehr deutlich in den Ableitungen. Während sich die lineare Abhängigkeit des Widerstandes von der Temperatur in der punktdefektreichen Probe $W1_d$ unterhalb 30% des normalleitenden Widerstandes in einem Plateau äußert, erhält man für die punktdefektarme Probe ein 2. Maximum in der Ableitung.

Beiden Proben gemeinsam ist das Auftreten eines Maximums in der Ableitung des Widerstandes nahe der Übergangstemperatur $T_c(H)$. Der Temperaturwert, bei dem dieses Maximum auftritt, läßt sich einem normierten Widerstandswert zuordnen. In beiden Proben, $W1_r$ und $W1_d$, liegt dieser feldunabhängig bei ungefähr 60% des normalleitenden Widerstandswertes.

Der Punkt, an dem der Widerstand unmeßbar klein wird, ist in der punktdefektreichen Probe gegenüber der punktdefektärmeren Probe zu tieferen Temperaturen verschoben. Identifiziert man diese Punkte mit der Irreversibilitätslinie, so würde diese in der punktdefektreicheren Probe $W1_d$ zu tieferen Temperaturen beziehungsweise zu kleineren Magnetfeldern gegenüber der punktdefektarmen verzwilligten Probe verschoben sein. Genau dieses Verhalten wird tatsächlich in Abbildung 4.1 beobachtet.

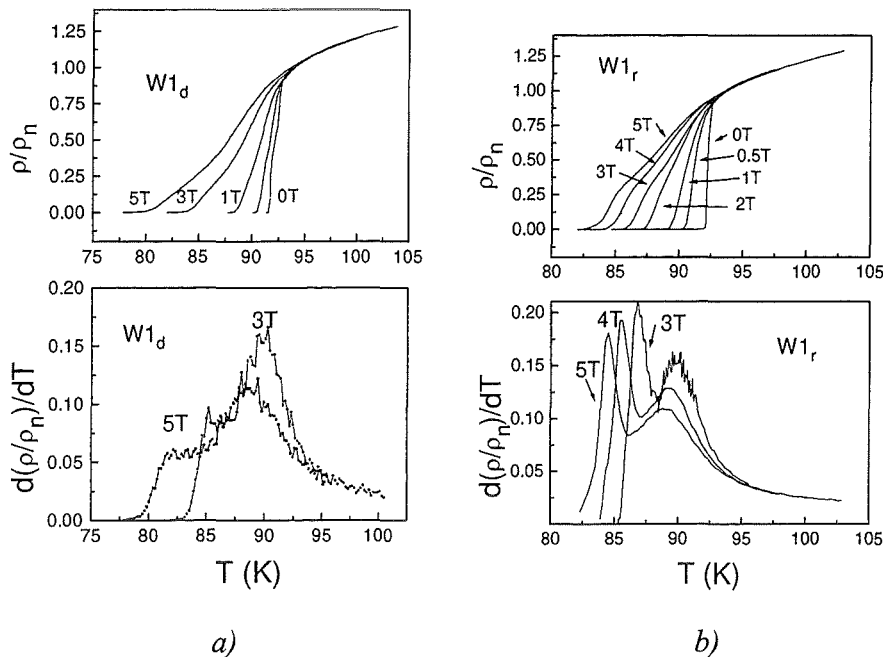


Abbildung 4.2: Resistive Übergänge der Proben $W1_d$ und $W1_r$.

Der Verlauf der Widerstände der entzwilligten punktdefektreichen Probe $W2_d$ ist dem der verzwilligten punktdefektreichen Probe $W1_d$ sehr ähnlich. Dies bedeutet, daß der Übergang hauptsächlich von Punktdefekten und nicht von Zwillingsgrenzen beeinflusst wird.

Ebenso sind die Widerstandsverläufe der beiden hochreinen verzwilligten Proben $W1_r$ und $W2_r$ sehr ähnlich, obwohl sich der Verlauf der Stromdichte sehr stark unterscheidet. Ein solches Verhalten mag darauf hinweisen, daß der Unterschied in den Stromdichten nicht auf eine eventuell verschiedene Konzentration an Punktdefekten zwischen beiden Proben zurückzuführen ist. In diesem Fall sollte der Widerstandsverlauf der Probe $W2_r$ dem der punktdefektreichen Proben ähnlicher sein. Dies wird aber nicht beobachtet. Demzufolge werden die unterschiedlichen Stromdichten in den Proben auf eine unterschiedliche Dichte von Zwillingsgrenzen zurückgeführt.

4.1.2 Übergang von der Flußschlauchflüssigkeit zur festen Phase bei angelegtem Feld parallel zu der c-Achse

4.1.2.1 Übergang in den punktdefektreichen Probe $W1_d$ and $W2_d$

4.1.2.1.1 Existenz eines Vortex-Glass-Überganges?

In punktdefektreichen Proben wird von flüssiger zur festen Phase der Flußschlauchanordnung ein Vortex-Glass-Übergang vorausgesagt. Der spezifische Widerstand sollte nach dieser Theorie bei Annäherung an die Phasengrenze zwischen Flußlinienflüssigkeit und Vortex-Glass-Phase folgende Temperaturabhängigkeit aufweisen:

$$\rho \propto (T - T_g)^s.$$

Zwischen dem Exponenten s und die am Vortex-Glass-Übergang auftretenden kritischen Exponenten besteht die Beziehung $s = \nu(z-1)$. Um diese zu ermitteln, formt man obige Gleichung um in

$$\left(\frac{d \ln \rho}{dT}\right)^{-1} = \frac{1}{s}(T - T_g).$$

Trägt man $\left(\frac{d \ln \rho}{dT}\right)^{-1}$ über der Temperatur T auf, so sollte in der Nähe des Phasenübergangs eine Gerade mit der Steigung $1/s$ zu beobachten sein. Der Schnittpunkt dieser Geraden mit der Abszissenachse legt die Glasstemperatur T_g fest.

Die theoretisch vorhergesagten Werte für ν und z liegen bei 1 beziehungsweise 6. Damit beträgt der Wert für s gleich 5. In dünnen Filmen [Koc 89] und in polykristallinem $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ [Wor 91] wurden für diesen Exponenten s Werte von 6.4 ermittelt.

Die in diesen Messungen ermittelten Werte für s liegen zwischen 2 und 3.5. Die Streuung ist sehr groß. Inwieweit diese s -Werte einen eventuellen Vortex-Glass-Übergang widerspiegeln, ist unsicher.

Üblicherweise werden Vortex-Glass-Übergänge an Strom-Spannungskennlinien diskutiert. Die in Abbildung 4.3 abgebildeten Kennlinien der Probe $W1_d$ sind allerdings Strom-Widerstandskennlinien, da die Abhängigkeit von Magnetfeld und Temperatur wesentlich besser zum Vorschein kommt als bei Strom-Spannungskennlinien.

Beobachtet wird in Abbildung 4.3 ein Übergang von ohmschem Verhalten zu einem Potenzverhalten der Strom-Widerstandskennlinien. Läßt sich ein solches Verhalten mit einem Vortex-Glass-Übergang beschreiben?

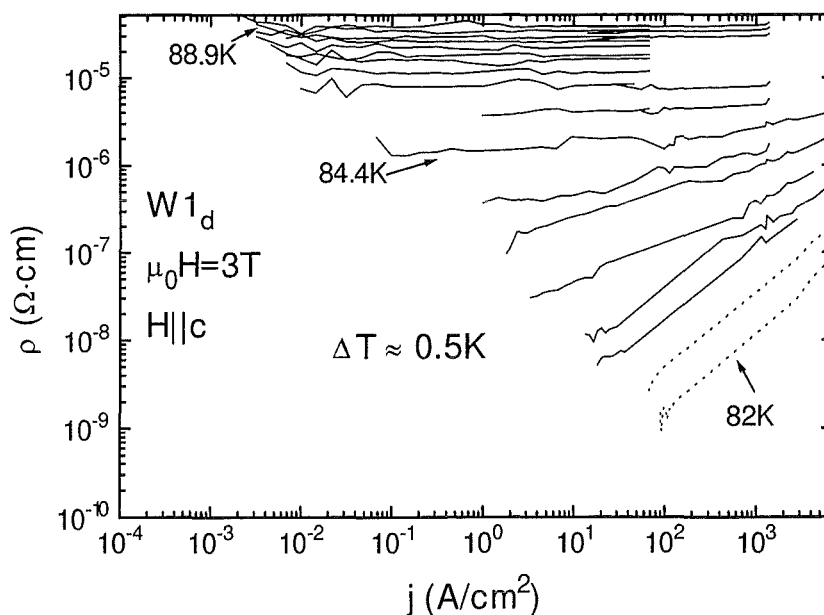


Abbildung 4.3: ρ - j -Kennlinien der Probe $W1_d$ in der Feldorientierung $H \parallel c$

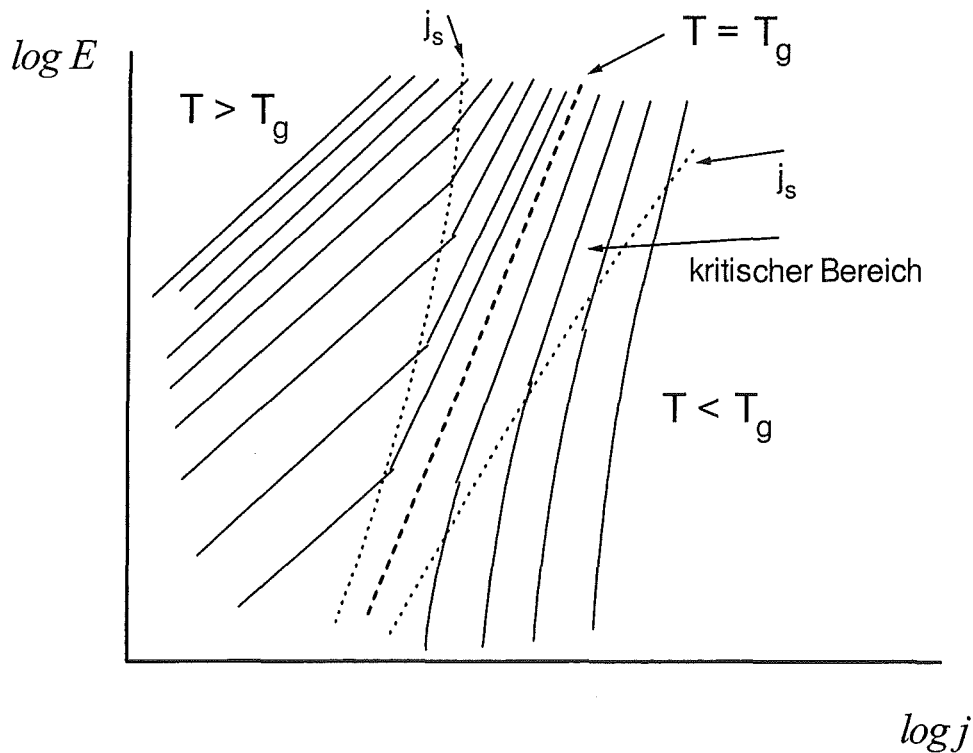


Abbildung 4.4: Schematische Darstellung eines Vortex-Glass-Überganges

Hierzu sind schematisch die Strom-Spannungskennlinien in Abbildung 4.4 aufgetragen, wie sie bei einem Vortex-Glass-Übergang erwartet werden. Weit im Temperaturbereich oberhalb von dem Phasenübergang entfernt, sollten die Kennlinien ein ohmsches Verhalten aufweisen. Nähert man sich dem Phasenübergang, so wird nach der Theorie eine positive Krümmung vorausgesagt. Für kleine Ströme erhält man in diesem Bereich wieder ohmsches Verhalten, während oberhalb einer Stromdichte j_s ein Potenzverhalten zu beobachten sein sollte. Nähert man sich dem Phasenübergang weiter, so werden die Strom-Spannungskennlinien immer mehr von dem Potenzverhalten bestimmt. Am Phasenübergang selbst weist die Strom-Spannungskennlinie ein Potenzverhalten auf. Im Temperaturbereich unterhalb des Phasenübergangs bildet sich mit abnehmender Temperatur immer mehr die Vortex-Glass-Phase aus (Abbildung 4.4). Die Übergangsströme j_s markieren den Übergang von dem kritischen Verhalten zu dem flüssigen, beziehungsweise Glas-Verhalten der Flußlinienanordnung. Der Bereich, der das kritische Verhalten aufweist, ist durch ein Potenzverhalten der Strom-Spannungskennlinien gekennzeichnet.

Die in Abbildung 4.3 aufgetragenen Messungen können demnach so interpretiert werden, als ob der Bereich, der das kritische Verhalten kennzeichnet, nicht verlassen wird.

Im letzten Kapitel wurde die feste Phase mit Magnetisierungs- und Transportstrommessungen untersucht. Die aus beiden Messungen ermittelten Strom-Spannungskennlinien weisen in einem sehr großen Strom-Spannungs-Bereich eine logarithmische Abhängigkeit auf (Abbildung 3.6). Ein solches Verhalten widerspricht einem Auftreten einer Vortex-Glass-Phase und weist zudem darauf hin, daß der Übergang von flüssiger zu fester Phase kein Vortex-Glass-Übergang ist.

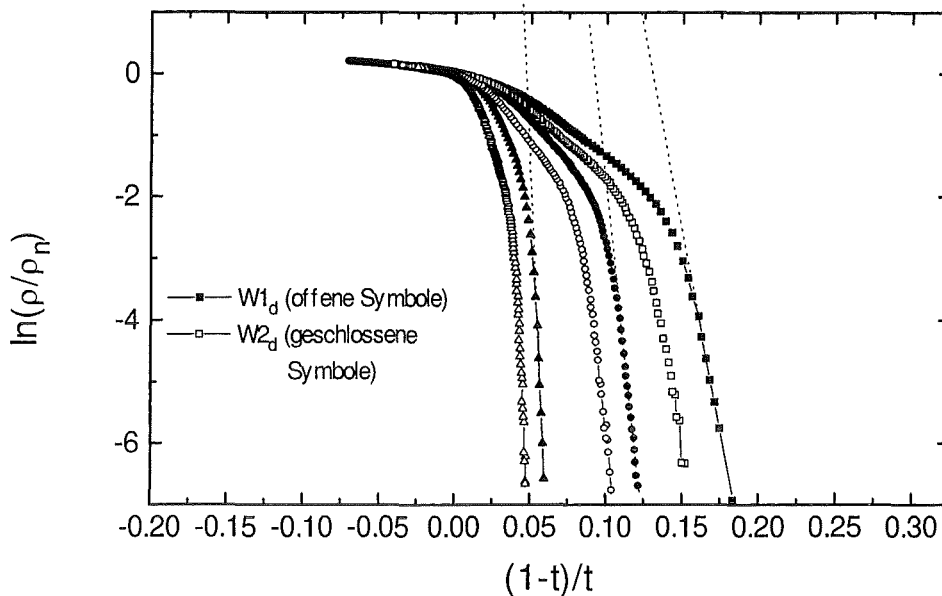


Abbildung 4.5: Logarithmische Abhängigkeit des Widerstandes von $(1-t)/t$. Aus der Steigung des unteren Astes kann das zu 0K extrapolierte plastische Potential ermittelt werden.

Yeh et. al. [Yeh 93] behaupten an Einkristallen solche Vortex-Glass-Übergänge zu beobachten. Höchstwahrscheinlich aber kann die von ihnen gedeutete Verhaltensweise der Strom-Spannungskennlinien mit einem Übergang von dem Flux-Flow- in den Kriechbereich besser erklärt werden. Hierfür spricht, daß die von ihnen ermittelten kritischen Exponenten weit unterhalb der vorausgesagten liegen. Weiterhin treten die von ihnen ermittelten Glas-Temperaturen bei weit höheren Temperaturen, beziehungsweise Feldern auf (85K und 3T) als sie gewöhnlicherweise erwartet werden. In Filmen [Koc 89] wird eine Glas-Temperatur in einem Feld von 3T bei 80K beobachtet.

Neuerdings wurde von Charalambous et. al. [Cha 95] darauf hingewiesen, daß aufgrund der niedrigen kritischen Stromdichten ein solcher Übergang nicht zu beobachten sei und leicht mit einem Übergang von dem Flux-Flow-Bereich in den Kriechbereich bei zu klein gewähltem Strom-Spannungsfenster verwechselt werden kann. Dies mag die Diskrepanz der Messungen von Yeh et. al. zu anderen Messungen erklären.

Ein Vortex-Glass-Übergang existiert demnach nicht in den untersuchten Proben $W1_d$ und $W2_d$.

4.1.2.1.2 Widerstandsverhalten nahe des Übergangs von flüssiger zu fester Phase

Eine andere Möglichkeit, das Widerstandsverhalten am Übergang zu erklären, wird in der Literatur anhand eines viskosen Verhaltens der Flußlinienflüssigkeit diskutiert [Vin 90]. Wie in Kapitel 1 erläutert, entstehen hierdurch plastische Potentiale U_{pl} . Deren Temperaturabhängigkeit lautet $U_{pl}(T) = U_{pl}(0)\left(1 - \frac{T}{T_c}\right)$. Der Widerstand sollte in diesem Be-

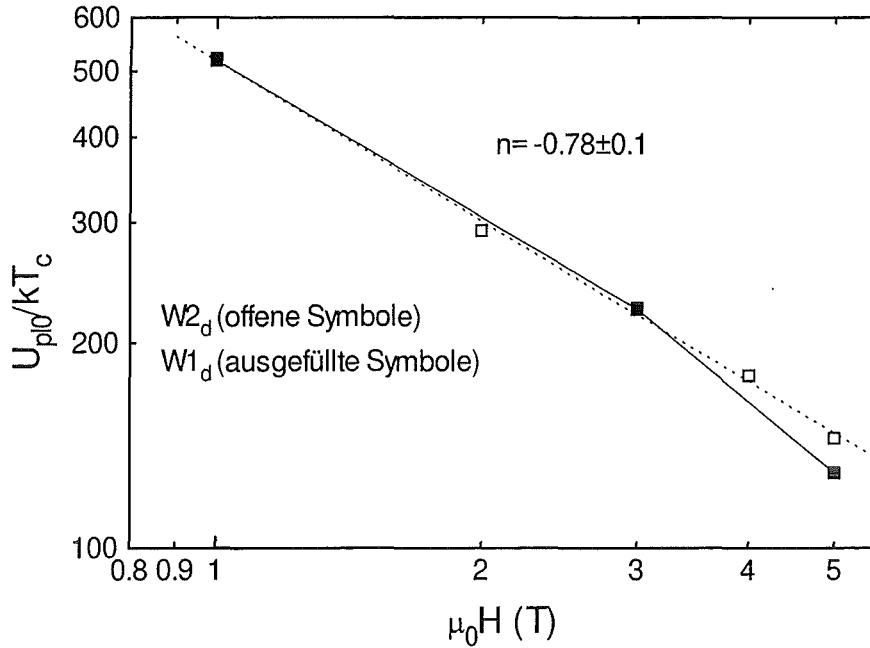


Abbildung 4.6: plastisches Potential U_0 in Abhängigkeit vom Magnetfeld

reich wie $\rho \propto \exp\left(-\frac{U_{pl}^{(0)}}{k_B T_c} \left(1 - \frac{T}{T_c}\right) \frac{T_c}{T}\right)$ abnehmen. Trägt man den Logarithmus des Widerstandes über $(1-t)/t$ mit $t = T/T_c$ auf, so erhält man das auf T_c normierte plastische Potential. Abbildung 4.5 zeigt den spezifischen Widerstand für die punktdefektreichen Proben W1_d und W2_d in Abhängigkeit von $(1-t)/t$. Die Steigung der gestrichelten Geraden ergibt das auf T_c normierte plastische Potential. Für dieses auf die Übergangstemperatur normierte plastische Potential werden Werte zwischen 100 und 500 erhalten (Abbildung 4.6).

Für ein solches viskoses Verhalten werden unter anderem Punktdefekte verantwortlich gemacht. Nach Argumenten von Fendrich et. al. [Fen 95] kann allerdings ein solches Potential nicht wesentlich größer sein, als das Potential, welches zum Festhaften eines Flußschlauches in der festen Phase benötigt wird. In diesem Fall erhalten Fendrich et. al. für solche Potentiale $U_{pl}/k_B T_c$ Werte um 1. Diese unterscheiden sich allerdings um zwei Größenordnungen von den gemessenen Potentialen.

Wahrscheinlicher ist somit viskoses Verhalten der Flußschlauchflüssigkeit aufgrund von Vortex-Entanglement. Das Potential kann folgendermaßen abgeschätzt werden.

Wenn zwei Flußschläuche sich kreuzen, so müssen diese zunächst eine Energiebarriere der Größenordnung $2\varepsilon_1 l$ überwinden. Hierbei sei ε_1 die Selbstenergie des Flußschlauchs und l die Länge entlang des Feldes \mathbf{H} , innerhalb derer die Flußschläuche sich schneiden. Die Selbstenergie kann durch das untere kritische Feld ausgedrückt werden. Man erhält somit für das Potential

$$\frac{2\varepsilon_1 l}{k_B T} = \frac{2l H_{c1} \Phi_0}{k_B T} \approx 30,$$

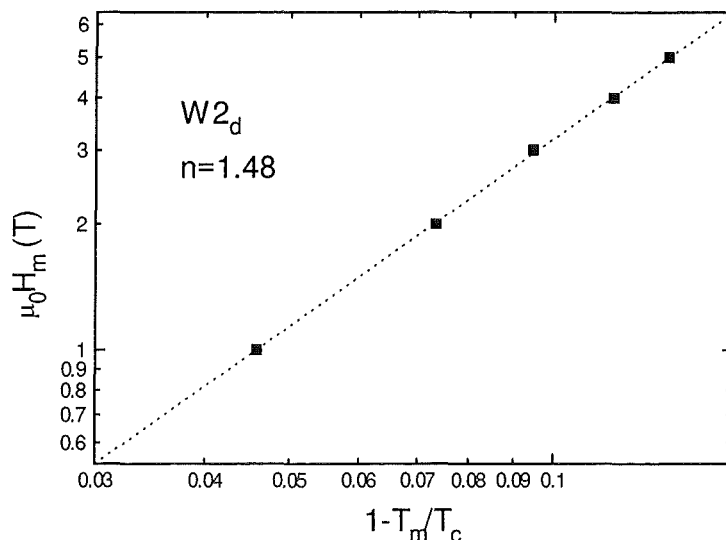


Abbildung 4.7: Die anhand eines resistiven Kriteriums ermittelte „Schmelztemperatur“ T_M in Abhängigkeit des Feldes

benutzt man für $l = 10\text{\AA}$, $\mu_0 H_{c1} = 0.01\text{ T}$, $\Phi_0 = 2.067 \cdot 10^{-15}\text{ Wb}$, $k_B = 1.38 \cdot 10^{-23}\text{ J/K}$ und $T = 77\text{ K}$. Das auf $T = 0\text{ K}$ extrapolierte Potential ergibt sich aus $U_{pl}(0) = U_{pl}(T) / (1 - \frac{T}{T_c})$, und man erhält mit $T_c = 92\text{ K}$ für das auf T_c normierte Potential ungefähr einen Wert von 154. Dieser liegt sehr gut in der Größenordnung der gemessenen Potentiale. Numerische Rechnungen [Fen 95] führen zu ähnlichen Werten. Somit ist der Übergang wahrscheinlich durch Vortex-Entanglement und den hiermit verbundenen Schneideprozessen verbunden.

Die Feldabhängigkeit des plastischen Potentials (Abbildung 4.6) kann wiederum über die Selbstenergie der Flußschläuche abgeschätzt werden. Je kleiner der Flußdichteabstand aufgrund des größeren äußeren Feldes ist, desto kleiner werden die Potentialberge, die überwunden werden müssen, um den benachbarten Flußschlauch zu schneiden. Annäherungsweise mag somit das Potential proportional zum mittleren Flußlinienabstand a_0 und somit auch zu $H^{1/2}$ sein.

Der aus der Messung ermittelte Exponent der Feldabhängigkeit für das plastische Potential beträgt rund -0.78 ± 0.1 (Abbildung 4.6). Das oben beschriebene Modell der Feldabhängigkeit ist natürlich nur eine sehr grobe Abschätzung, kann aber das Abnehmen des Potentials mit zunehmenden Feld sehr gut erklären.

Über die Schmelztemperatur T_M mag nach Blatter et. al. [Bla 94] ebenso das plastische Potential U_{pl} abgeschätzt werden. Da nach Blatter U_{pl} proportional zu der Schmelztemperatur T_M ist, läßt sich ein Zusammenhang zwischen dem Schmelzfeld H_M und der Schmelztemperatur T_M herstellen. Ist $U_{pl}(0) \sim H^{0.78}$, so erhält man für den Zusammenhang des Schmelzfeldes und der Schmelztemperatur $H_M \sim (1 - T_M/T_c)^{1.3}$ [Fen 95]. Ein Schmelzen erster Ordnung wird durch Vortex-Entanglement unterdrückt. Ist allerdings das plastische Potential proportional zu der Schmelztemperatur, so sollten die von dem plastischen Potential bestimmten Widerstandsverläufe eine ähnliche Abhängigkeit von dem äußeren Feld aufweisen wie die Schmelztemperatur selbst. Um eine solche Abhängigkeit zu überprüfen, wurde anhand eines konstanten Widerstandskriteriums in dem von dem plastischen Potential

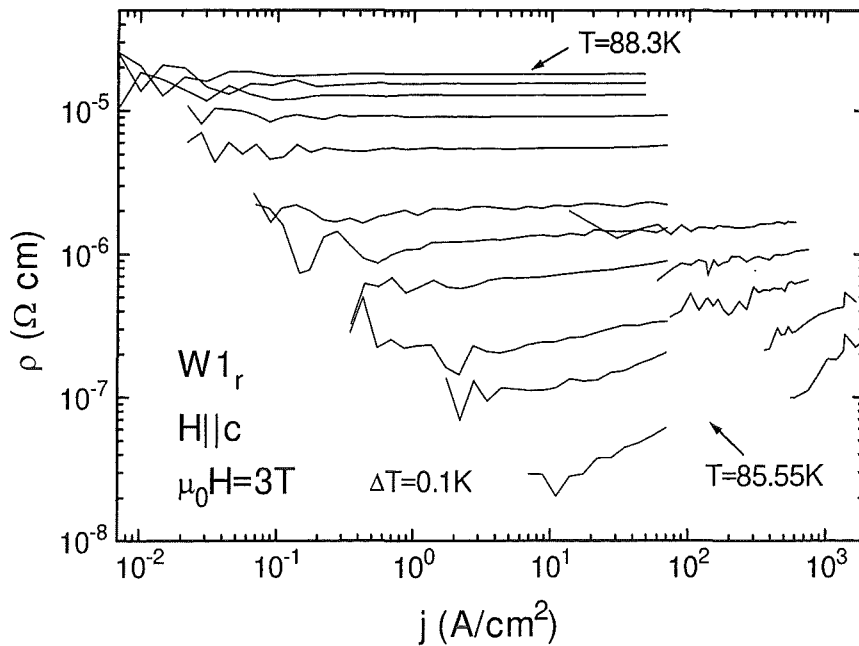


Abbildung 4.8: Strom-Widerstandskennlinien bei konstantem Feld der Probe $W1_r$ in der Feldorientierung $H||c$

bestimmten Ast das abgebildete $H(T)$ Verhalten ermittelt (Abbildung 4.7). Der Exponent beträgt 1.48 und ist in guter Übereinstimmung mit Messungen von Safar et. al. und Kwok et. al. [Saf 92, Kwo 92].

4.1.2.2 Punktdefektarme verzwilligte Proben $W1_r$ und $W2_r$

4.1.2.2.1 Existenz eines Bose-Glass-Übergangs?

In hochreinen verzwilligten Proben mag anstatt eines Vortex-Glass-Überganges der Übergang von flüssiger zu fester Phase durch einen Bose-Glass Übergang bestimmt sein. Für beide Übergänge sollte die Abhängigkeit der Strom-Spannungskennlinien von der Temperatur in der Nähe des Phasenüberganges ähnlich sein. Ebenso wird in der Nähe des Phasenüberganges in beiden Theorien ein ähnlicher Widerstandsverlauf $\rho \propto (T - T_{BG})^s$ vorhergesagt. Die kritischen Exponenten werden in den Bose-Glass-Modell in Anlehnung an den Vortex-Glass-Übergang mit ν' und z' bezeichnet. Die Beziehung zwischen dem Exponenten s und den kritischen Exponenten ν' und z' lautet $s = \nu' (z' - 2)$. Für s werden Werte um 4 erwartet [Nel 93]. Die Auswertung, wie sie bei punktdefektreichen Proben durchgeführt wurde, liefert bei den punktdefektarmen Proben Werte zwischen 2 und 3. Diese Werte liegen von dem theoretisch vorhergesagten Wert nicht sehr weit entfernt.

Aufschluß über einen möglichen Bose-Glass-Übergang sollen wiederum Strom-Widerstandscharakteristiken liefern. Abbildung 4.8 zeigt solche bei einem angelegten Feld von 3T der Probe $W1_r$. Bei einem Bose-Glass-Übergang wird eine ähnliche Temperaturabhängigkeit der Strom-Widerstandskennlinien erwartet wie bei einem Vortex-Glass-

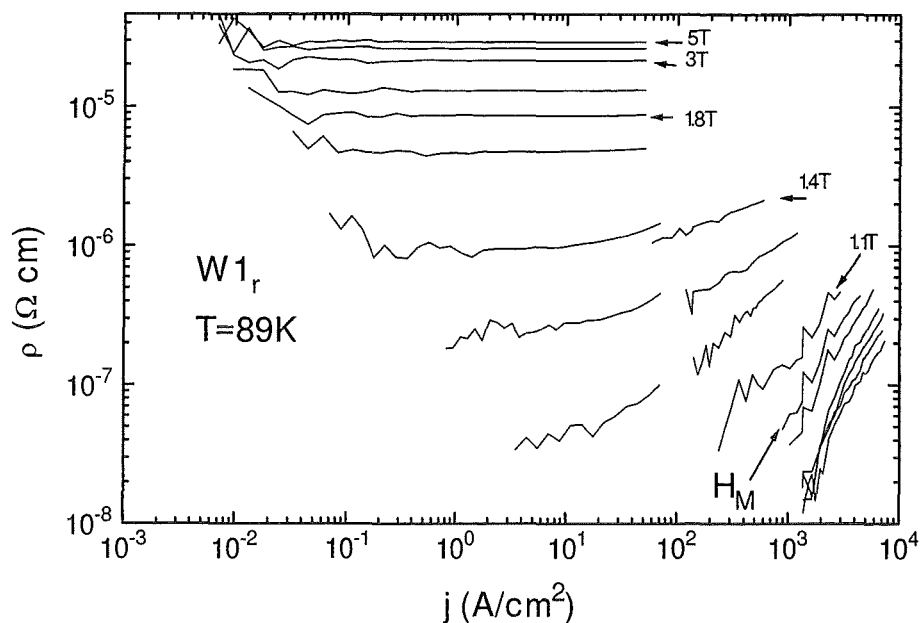


Abbildung 4.9: Strom-Widerstandskennlinien bei der konstanten Temperatur $T = 89\text{K}$ der Probe $W1_r$ in der Geometrie $H||c$

Übergang. Allerdings wird auch in diesem hochreinen, verzwilligten Einkristall wie in der punktdefektreichen Proben $W1_d$ nur ein Übergang von einem ohmschen Verhalten zu einem Potenzverhalten beobachtet.

In Abbildung 4.8 wurde das von außen angelegte Feld konstant gehalten und die Temperatur verändert. Ein ähnliches Verhalten der Strom-Widerstandscharakteristiken wird bei konstanter Temperatur und variierendem Magnetfeld erwartet. Obwohl in diesem Fall die thermischen Auslenkungen der Flußschläuche konstant bleiben, macht sich deren Einfluß durch die Verringerung des Flußlinienabstandes bemerkbar. In diesem Fall läßt sich ein Schmelzfeld H_M definieren.

Die Magnetfeldabhängigkeit der bei 85K ermittelten Kennlinien ähnelt der Temperaturabhängigkeit der Kennlinien in Abbildung 4.8 sehr. Hingegen weist die Magnetfeldabhängigkeit der bei 89K ermittelten Strom-Widerstandskennlinien ein ganz anderes Verhalten auf. Hier wird ein Übergang von einem Feldbereich mit ohmschem Verhalten der Strom-Widerstandskennlinien über einen Feldbereich mit positiver Krümmung der Kennlinien zu einem Feldbereich mit negativer Krümmung beobachtet (Abbildung 4.9). Ein solches Verhalten ist typisch für einen Bose-Glass-Übergang. Der kritische Exponent z' läßt sich aus den Strom-Widerstandskennlinien an dem Schmelzfeld H_M , an dem die Strom-Spannungskennlinien ein Potenzverhalten gemäß $E \propto J^{\frac{1+z'}{3}}$ aufweisen sollten, ermitteln. Dies liegt in Abbildung 4.9 bei 1T. Der ermittelte kritische Exponent z' an dem Feld H_M beträgt 6.23. Für den theoretisch vorhergesagten Wert für z' eines Bose-Glass-Übergangs wird ein Wert von 6 vorausgesagt.

Eine Skalierung, um den Exponenten ν' zu bestimmen, ist nicht möglich, da bei einer Variation der Flußliniengitterkonstanten a_0 nach der Theorie kein Skalierungsverhalten vorliegt.

Lassen sich die unterschiedlichen Magnetfeldabhängigkeiten der ρ - j - Kennlinien bei den verschiedenen Messungen unterschiedlicher Temperaturen mit einem Bose-Glass-Übergang erklären? Hier mag eine Energiebetrachtung helfen. In einem hochreinen Einkristall ohne jegliche Defektstruktur wird die Position von Flußschläuchen durch die abstoßende Wechselwirkung zwischen diesen bestimmt. Die Schmelztemperatur wird durch die Potentialtiefe bestimmt. Was passiert, wenn starke korrelierte Haftzentren in den Supraleiter eingebaut werden?

Vorraussetzung ist, daß die Dichte der starken korrelierten Defekte größer als die Flußschlauchdichte ist. Bei genügend hohen Temperaturen ist der Flußschlauch aufgrund thermischer Aktivierung nicht mehr an einem Haftzentrum lokalisiert, sondern verschiedene Segmente eines Flußschlauches sind an mehreren Haftzentren verankert. Sind die Magnetfelder groß genug, muß zusätzlich die Wechselwirkung zwischen Flußschläuchen berücksichtigt werden. Somit wird die mittlere Flußschlauchposition nicht durch die Haftzentren selber, sondern durch die Wechselwirkung zwischen Flußschläuchen bestimmt. Die Übergangstemperatur von der „Bose-Glass-Phase“ zu der flüssigen Phase kann demnach ähnlich abgeschätzt werden wie bei einem Schmelzübergang in Supraleitern ohne Defekte. Da bei einem solchen Bose-Glass-Übergang die Potentialmulden tiefer sind als bei einem Schmelzübergang, ist der Bose-Glass-Übergang zu höheren Temperaturen verschoben als der Schmelzübergang. Dieses Bild beschreibt allerdings nur dann einen solchen Übergang, wenn die Dichte der korrelierten Defekte größer als die des Flußschlauchabstandes ist.

Sind die korrelierten Defekte, wie hier die Zwillingsgrenzen, sehr weit voneinander entfernt und befinden sich viele Flußschläuche zwischen diesen Defekten, so wird der Schmelzvorgang ohne Beeinflussung der Defektstruktur nur von der Wechselwirkung der sich zwischen den Zwillingsgrenzen befindenden Flußschläuche bestimmt. Für hohe Felder beziehungsweise tiefe Temperaturen sollte somit der Bose-Glass-Übergang in einen Schmelzübergang 1. Ordnung übergehen [Nel 93].

Das beobachtete Verhalten mag auf zwei Arten erklärt werden.

Erstere beruht auf der oben beschriebenen Theorie. Hierbei sollte ein Bose-Glass-Übergang bei hohen Temperaturen beziehungsweise kleinen Magnetfeldern eher zu beobachten sein als bei hohen Feldern und niedrigen Temperaturen. Dieses von der Bose-Glass-Theorie vorausgesagte Verhalten mag den Unterschied in den Abbildungen 4.9 und 4.8 erklären.

Allerdings wird in Abbildung 4.8 kein Phasenübergang 1. Ordnung beobachtet. Folgende Gründe mögen hierfür angeführt werden:

1. Selbst bei hohen Feldern mag der Einfluß von Zwillingsgrenzen auf die Flußschlauchanordnung spürbar sein und dadurch ein Phasenübergang 1. Ordnung unterdrückt werden.
2. Bei tiefen Temperaturen beziehungsweise hohen Magnetfeldern können Punktdefekte wirksam werden, welche einen Phasenübergang 1. Ordnung ebenfalls unterdrücken.

Eine weitere Erklärungsmöglichkeit für die starke Änderung von den Strom-Widerstandscharakteristiken bei hohen Temperaturen mag durch die sehr kleine kritische Stromdichte in diesem Temperaturbereich gegeben sein. Da das Strom-Spannungsfenster sehr klein ist, kann das Bose-Glass-Verhalten durch den Übergang von dem Flux-Flow-Bereich in den Kriechbereich vorgetäuscht werden.

Hinweise, daß durch erstere Erklärungsmöglichkeit - also dem Bose-Glass-Verhalten - die Strom-Spannungscharakteristiken beschrieben werden, sind durch den Exponenten z' gegeben, dessen Wert sehr gut in Übereinstimmung mit dem in der Theorie vorausgesagten ist.

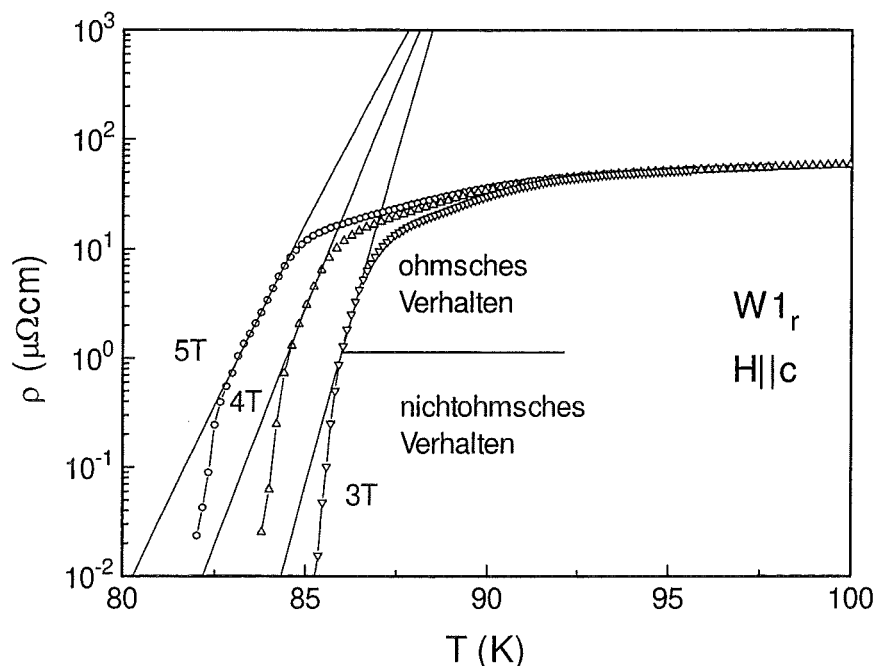


Abbildung 4.10: Widerstandsverhalten der Probe $W1_r$. Die durchgezogenen Linien sind Berechnungen nach der Theorie des Vortex-Entanglement.

4.1.2.2.2 Widerstandsverhalten am Übergang von flüssiger zu fester Phase

Anstelle eines Bose-Glass-Überganges, der auf der Wechselwirkung zwischen Flußschläuchen mit Zwillingsgrenzen beruht, kann bei genügend großen Abständen der Zwillingsgrenzen der Übergang von flüssiger zu fester Phase im Rahmen der Theorie des Vortex-Entanglement interpretiert werden [Mar 91].

Abbildung 4.10 zeigt das Widerstandsverhalten für $\mu_0 H = 3T, 4T$ und $5T$ der Probe $W1_r$. Die durchgezogenen Linien sind nach der Theorie des Vortex-Entanglements berechnet worden. Desweiteren ist für $3T$ das Widerstandsverhalten mit Hilfe der Strom-Spannungskennlinien bei $3T$ (Abbildung 4.8) in ohmsches und nichtohmsches Verhalten unterteilt.

In dem ohmschen Bereich ist in dieser logarithmischen Auftragung ein Abknicken der Widerstandskurven bei ca. $15 \mu\Omega\text{cm}$ erkennbar. Dieses entspricht 30% des normaleitenden Widerstandes und kann somit mit Zwillingsgrenzen identifiziert werden.

Auffallend ist nun, daß mit Beginn des nichtohmschen Verhaltens der E - j -Kennlinien das Widerstandsverhalten von dem vermeintlichen Vortex-Entanglement-Verhalten abweicht.

Desweiteren scheint mit zunehmenden Feld das Widerstandsverhalten, welches der Theorie des Vortex-Entanglement folgt, ausgeprägter zu sein. Dieses ist allerdings im Einklang mit dem im vorhergehenden Abschnitt beschriebenen Verhalten.

In kleinen Feldern sollte das Bose-Glass-Verhalten eher zum Vorschein treten als in großen Feldern. Demnach sollte der Temperaturbereich, in dem der Widerstand nicht der Theorie des Vortex-Entanglement folgt, mit kleineren Feldern schmaler werden. Ein solches Verhalten wird beobachtet.

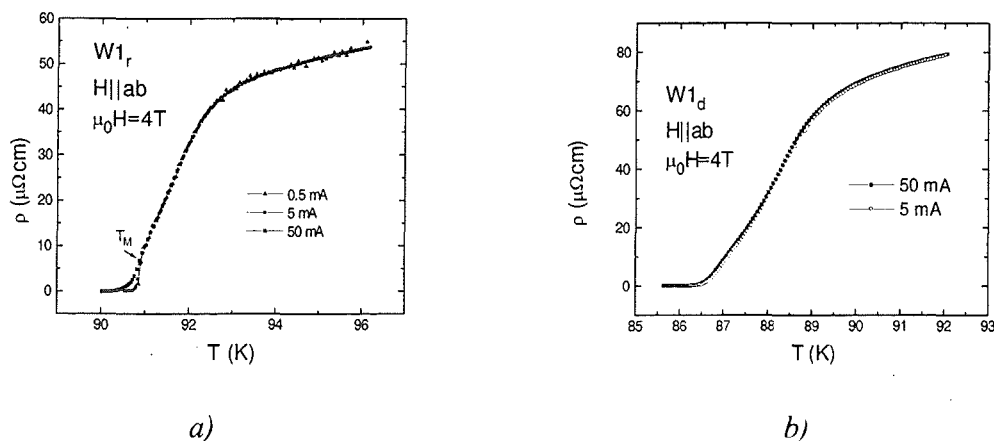


Abbildung 4.11: Vergleich der Widerstandsverläufe der Proben $W1_r$ und $W1_d$ in der Feldorientierung $H||a,b$ bei einem aussen angelegten Feld von $4T$.

Nicht geklärt ist allerdings, wieso ein Verwickeln von Flußschläuchen bei Anwesenheit von Zwillingsgrenzen stattfindet. Zwillingsgrenzen sollten einem Verwickeln von Flußschläuchen entgegenwirken. In dem Modell von Marchetti kann eine solche Phase nur dann auftreten, wenn der Zwillingsabstand wesentlich größer ist als der Flußlinienabstand.

Der Zwillingsabstand in der Probe $W1_r$ beträgt nach SEM-Aufnahmen zwischen 200 und 400 nm. Bei einem aussen angelegten Magnetfeld von $5T$ läßt sich der Flußschlauchabstand nach $a_0 = (\Phi_0/B)^{1/2}$ zu 20 nm abschätzen. Dies bedeutet, daß sich ungefähr 10 bis 20 Flußschläuche zwischen den Zwillingsgrenzen befinden. Es mag sein, daß dieser Zwillingsabstand ausreicht, um ein Verwickeln von Flußschläuchen zu erlauben.

4.1.3 Übergang von der Flußschlauchflüssigkeit zur festen Phase in der Feldorientierung $H||a,b$

Abbildung 4.11a zeigt für die Probe $W1_r$ die resistive Übergangskurve bei $4T$ in der Feldorientierung $H||a,b$ für verschiedene Ströme. Man erkennt wie in der Feldorientierung $H||c$ eine Schulter. Der Unterschied zu der Feldorientierung $H||c$ besteht darin, daß das Verhalten unterhalb der Schulter nichtohmsch ist. Der Widerstand, bei dem die Schulter auftritt, beträgt ungefähr 14% des Widerstandswertes bei T_c .

Ein solches Verhalten wird auch von Kwok et. al. [Kwo 92] und Charalambous et. al. [Cha 92] für ein Schmelzen des Flußliniengitters beobachtet.

In Abbildung 4.11b ist der resistive Übergang für die Probe $W1_d$ aufgetragen. Der Widerstandsverlauf ähnelt dem der Feldorientierung $H||c$ sehr. Dieser wurde ebenfalls wie in der Probe $W1_r$ mit unterschiedlichen Strömen gemessen. Hier allerdings ist im Gegensatz zu der Probe $W1_r$ in der $\rho(T)$ -Abhängigkeit nur ein ohmsches Verhalten feststellbar.

Die Unterschiede bezüglich des ohmschen Verhaltens in beiden Proben lassen sich sehr leicht an den Strom-Widerstandskennlinien in Abbildung 4.12 erkennen.

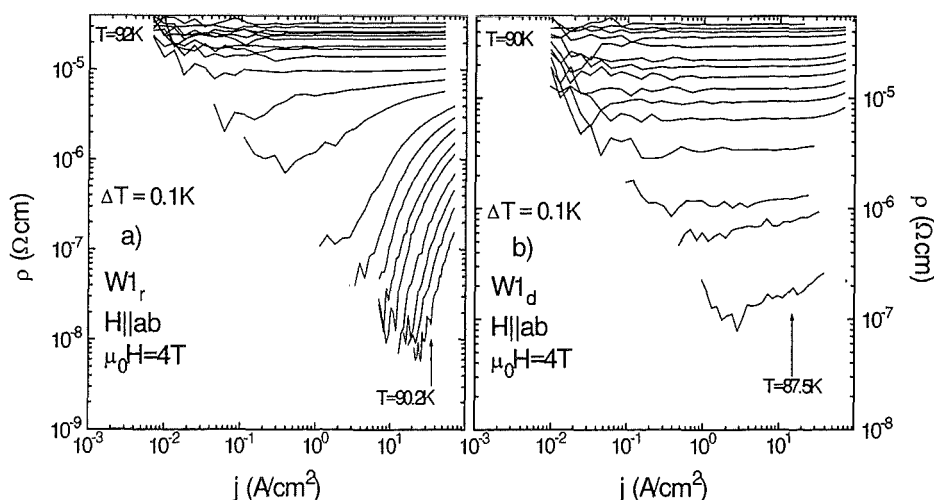


Abbildung 4.12: Vergleich der ρ - j -Kennlinien der Proben $W1_r$ und $W1_d$ in der Feldorientierung $H||$ (a,b)

Probe $W1_r$, deren Strom-Widerstandscharakteristiken in Abbildung 4.12a aufgetragen sind, zeigt deutlich einen Temperaturbereich mit ohmschem Verhalten der Strom-Widerstandskennlinien und einen Bereich mit negativer Krümmung. Die Änderung von dem einen Bereich in den anderen Bereich vollzieht sich in einem sehr kleinen Temperaturintervall von ca. 0.2K. Ein solches Verhalten kann nach Fisher et. al. [Fis 91] bei einem Phasenübergang 1. Ordnung auftreten. Somit weisen die $\rho(T)$ -Messungen und die Strom-Widerstandskennlinien auf einen solchen Phasenübergang 1. Ordnung hin.

Die Probe $W1_d$ (Abbildung 4.12b) zeigt in der Feldorientierung $H||$ (a,b) einen kontinuierlichen Übergang von einem Temperaturbereich mit ohmsche, Verhalten zu einem Temperaturbereich, in dem die Strom-Widerstandskennlinien ein Potenzverhalten aufweisen. Ein solches Verhalten wurde schon in der Feldorientierung $H||$ c beobachtet.

4.1.3.1 Vergleich beider Feldorientierungen

Durch einen Vergleich von Messungen in der Feldorientierung $H||$ (a,b) mit der Feldorientierung $H||$ c läßt sich auf die Dimensionalität der Defektstruktur, welche das Verhalten am Phasenübergang bestimmt, schließen. Zwillingsgrenzen sind zweidimensional und beeinflussen das Verhalten am Übergang in der Feldorientierung $H||$ c. Ein Übergang, der durch Punktdefekte bestimmt wird, sollte in allen Feldorientierungen ein gleiches Verhalten aufweisen.

In der Feldorientierung $H||$ (a,b) beträgt der Winkel zwischen aussen angelegtem Feld und Zwillingsgrenzen 45° (Abbildung 4.13). In diesem Fall richten sich die Flußschläuche nicht mehr entlang der Zwillingsgrenzen aus. Diese wirken in dieser Feldorientierung wahrscheinlich nur noch wie schwache Punktdefekte.

Das Verhalten der Probe $W1_r$ am Phasenübergang ist demnach völlig von der Zwillingsstruktur beeinflusst. Es gibt Anzeichen dafür, daß das Verhalten in der

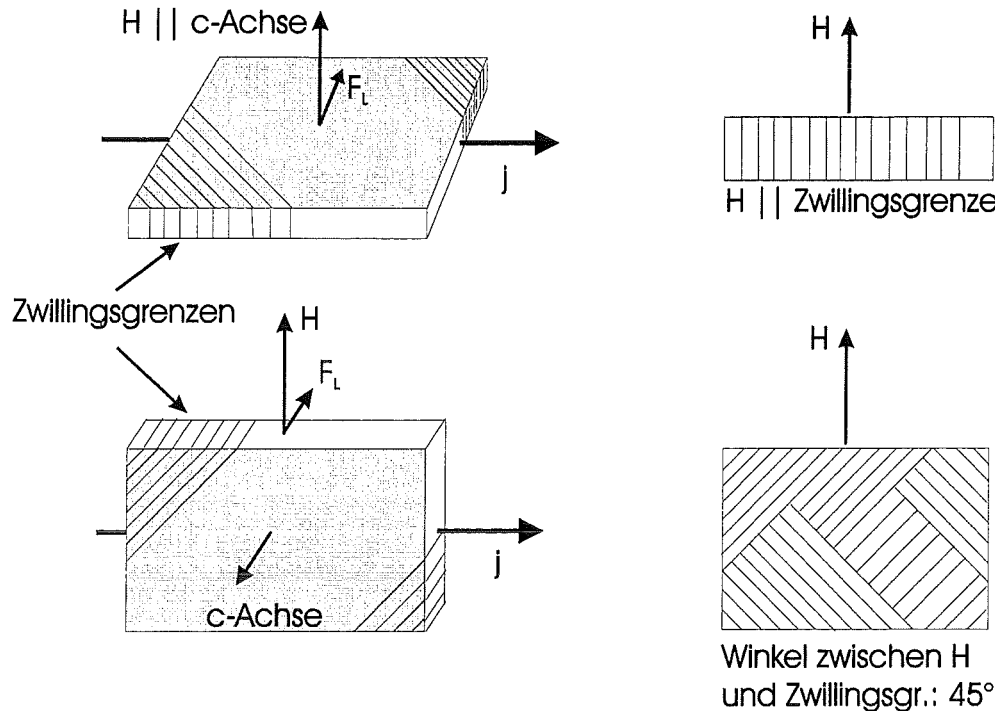


Abbildung 4.13: Orientierung der Zwillingsgrenzen zum aussen angelegten Feld

Feldorientierung $H||c$ von einem Bose-Glass Verhalten und in der Feldorientierung $H||(a,b)$ von einem Phasenübergang 1. Ordnung bestimmt wird.

Das ähnliche Verhalten der punktdefektreichen, verzwilligten Probe $W1_d$ in beiden Feldorientierungen weist darauf hin, daß der Einfluß von Zwillingsgrenzen in dieser Probe stark reduziert ist und der Übergang in beiden Feldorientierungen hauptsächlich von Punktdéfekten bestimmt wird. Demnach kann das Übergangsverhalten in der Feldorientierung $H||(a,b)$ wie in der Feldorientierung $H||c$ durch die Theorie des „Vortex-Entanglement“ beschrieben werden.

Ein Phasenübergang 1. Ordnung, wie in der Probe $W1_r$ in der Feldorientierung $H||(a,b)$ beobachtet, wird durch „Vortex-Entanglement“ unterdrückt. Somit ist ein Verwickeln von Flußschläuchen in der punktdéfektarmen Probe $W1_r$ nicht oder nur im geringen Maße vorhanden. Da am Übergang das Widerstandsverhalten in der punktdéfektreichen Probe $W1_d$ im selben Feldbereich durch „Vortex-Entanglement“ beschrieben werden kann, läßt sich schließen, daß Punktdéfekte „Vortex-Entanglement“ fördern. Ein solches Verhalten wird vorausgesagt [Nel 89].

Inwiefern dieser Übergang in der Feldorientierung $H||c$ noch von Zwillingsgrenzen in $W1_d$ beeinflußt wird, läßt sich an den hier durchgeführten Transportstrommessungen nicht entnehmen. Allerdings sieht man in winkelabhängigen Magnetisierungsmessungen einen Anstieg der Irreversibilitätslinie, wenn man den Winkel zwischen c-Achse und angelegtem äußeren Feld verkleinert. Dieses weist auf einen Einfluß von Zwillingsgrenzen am Übergang hin. Es mag sein, daß somit Zwillingsgrenzen die Viskosität zusätzlich in der Geometrie $H||c$ erhöhen.

4.1.3.2 Einfluß von intrinsischem Pinning

Bisher wurde ein Einfluß von intrinsischem Pinning in der Feldorientierung $H \parallel (a,b)$ nicht diskutiert. Unter intrinsischem Pinning versteht man die Verankerung von Flußschläuchen zwischen den Kupfersauerstoffebenen. Die Gebiete zwischen den Kupfersauerstoffebenen sind schlechter supraleitend, führen somit zu einer Variation des Ordnungsparameters und können als sehr starke Haftzentren dienen. Einflüsse von intrinsischem Pinning wurden in Arbeiten von Kwok [Kwo 94], Oussena [Ous 94] und Küpfer [Küp 95] beobachtet. Kwok beispielsweise beobachtet ein Unterdrücken des Schmelzübergangs. Allerdings beträgt der Winkelbereich, in dem intrinsisches Pinning wirksam wird nur 0.5° .

Es ist möglich, daß der in $W1_r$ gemessene Übergang von intrinsischem Pinning beeinflusst ist und somit der Schmelzübergang in Abbildung 4.11a nicht so ausgeprägt erscheint. Die für das Schmelzen typische Schulter in den Übergangskurven verschwindet nach Kwok erst völlig, wenn das Feld parallel zu den Kupfersauerstoffebenen gerichtet ist. Somit kann die scharfe Änderung in den Strom-Spannungskurven nicht auf intrinsisches Pinning, sondern nur auf ein Schmelzen zurückgeführt werden. Das äußere Feld befand sich demnach nicht exakt senkrecht zur c-Achse. Läßt man einen Fehlwinkel von ungefähr 1° zu, so läßt sich ebenso ein Einfluß von intrinsischem Pinning in der Probe $W1_d$ ausschließen.

4.1.4 Widerstandsverhalten in der flüssigen Phase

Sind die thermischen Energien groß genug, so ist der Einfluß der Defektstruktur auf die Flußlinienflüssigkeit vernachlässigbar, und der Widerstand sollte ein Flux-Flow-Verhalten aufweisen. In der Nähe des Übergangsbereiches von flüssiger zu fester Phase wird das Verhalten der Flußlinienanordnung von der Defektstruktur beeinflusst. Demnach sollte der Widerstandsverlauf von dem des Flux-Flow-Verhaltens abweichen. Ein Widerstandsverhalten, welches asymptotisch bei hohen Temperaturen das Flux-Flow-Verhalten und bei tiefen Temperaturen das Verhalten am Übergang beschreibt, hat folgende Gestalt [Bla 94]:

$$\frac{1}{\rho} = \frac{1}{\rho_{ff}} + \frac{1}{\rho_{\text{Übergang}}} \quad (4.1)$$

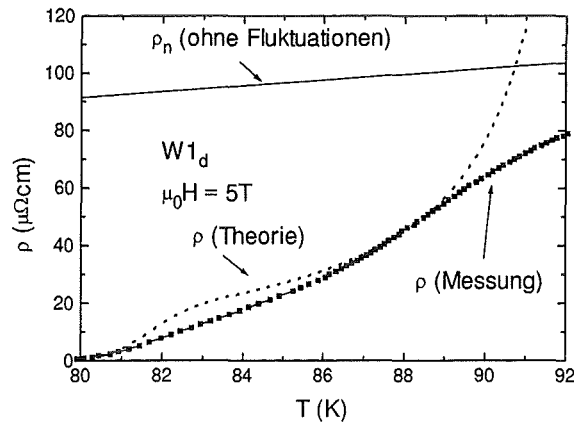
wobei mit ρ_{ff} der Flux-Flow-Widerstand und mit $\rho_{\text{Übergang}}$ das Verhalten des Widerstandes in der Nähe des Überganges von flüssiger zur festen Phase bezeichnet wird.

Der Widerstandsverlauf im Flux-Flow-Bereich in Abhängigkeit eines Magnetfeldes lautet:

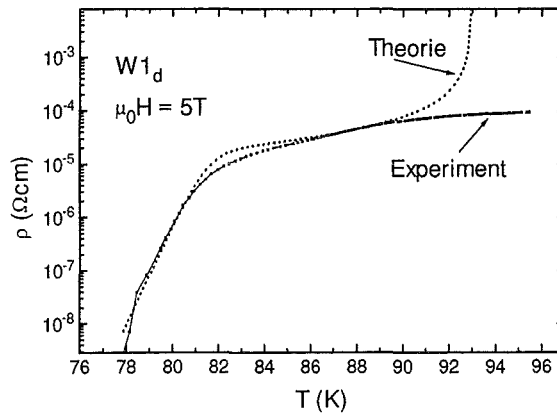
$$\rho_{ff} = \rho_n \frac{B}{\mu_0 H_{c2}} \quad (4.2)$$

Läßt man das von außen angelegte Magnetfeld konstant, so kann über die Temperaturabhängigkeit von H_{c2} und des normalleitenden Widerstandes die Temperaturabhängigkeit von dem Flux-Flow-Widerstand berechnet werden.

Näherungsweise läßt sich diese ausdrücken durch:



a)



b)

Abbildung 4.14: Vergleich zwischen theoretisch berechneter und experimentell ermittelter Übergangskurve der Probe $W1_d$

$$H_{c2}(T) = -\frac{dH_{c2}}{dT} \cdot (T_c - T)$$

Hierbei muß beachtet werden, daß diese Temperaturabhängigkeit nur in der Nähe der Sprungtemperatur T_c gültig ist. Weiter basiert deren Herleitung auf der Annahme isotroper Supraleiter [Hao 91] und dem herkömmlichen BCS-Mechanismus.

Obwohl die oben genannten Bedenken bestehen, wird in mehreren Veröffentlichungen diese Temperaturabhängigkeit für die Interpretation der Daten an Hochtemperatursupraleitern benutzt (zum Beispiel Worthington et. al. [Wor 90]).

Durch Einsetzen in den Flux-Flow-Widerstand erhält man:

$$\rho_{ff} \approx \alpha T \frac{B}{\left(-\frac{\partial H_{c2}}{\partial T}\right)(T_c - T)} \quad (4.3)$$

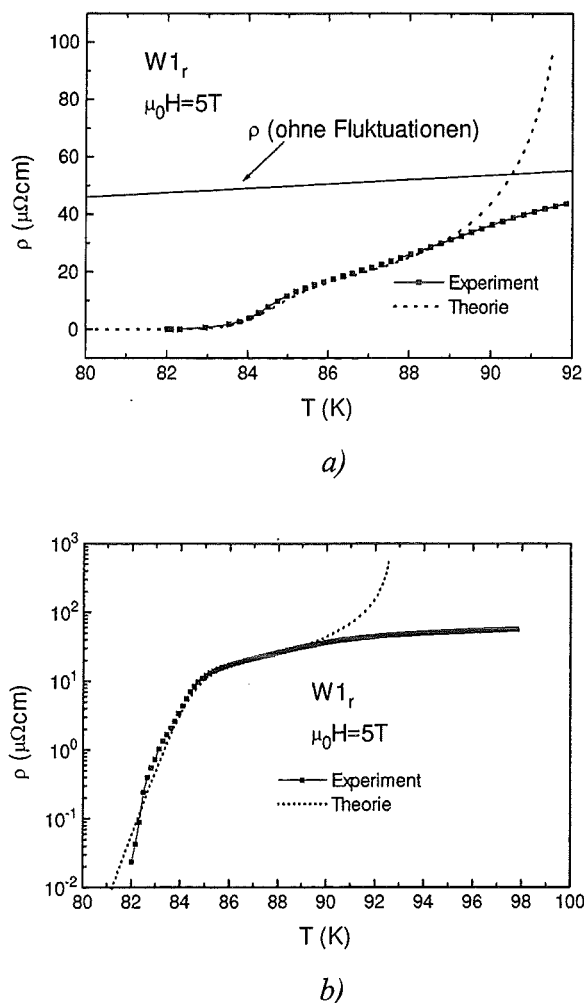


Abbildung 4.15: Vergleich zwischen theoretisch berechneter und experimentell ermittelter resistiver Übergangskurve der Probe W1_r.

Hierbei wird mit α der Temperaturkoeffizient des normalleitenden Widerstandes ρ_n bezeichnet.

Zunächst soll die Diskussion für die Probe W1_d erfolgen.

Der Temperaturkoeffizient dieser Probe wurde aus dem normalleitenden Ast weit oberhalb der Sprungtemperatur ermittelt. Der Wert dieses Koeffizienten liegt bei ungefähr $10^{-6} \Omega\text{cm/K}$ und stimmt mit anderen in der Literatur gemessenen Werten ungefähr überein [Fri 90]. Typische Werte für $\frac{\partial \rho_n}{\partial T}$ liegen bei -2 T/K [Rud 92]. Die Sprungtemperatur T_c betrug 92K. Der Übergangsbereich von flüssiger zu fester Phase wurde in dieser Probe anhand der Theorie des Vortex-Entanglement beschrieben. Der Widerstandsverlauf am Übergang lautet demnach:

$$\rho_{\text{Übergang}} = \rho_0 \exp\left(-\frac{U}{k_B T} \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)\right)$$

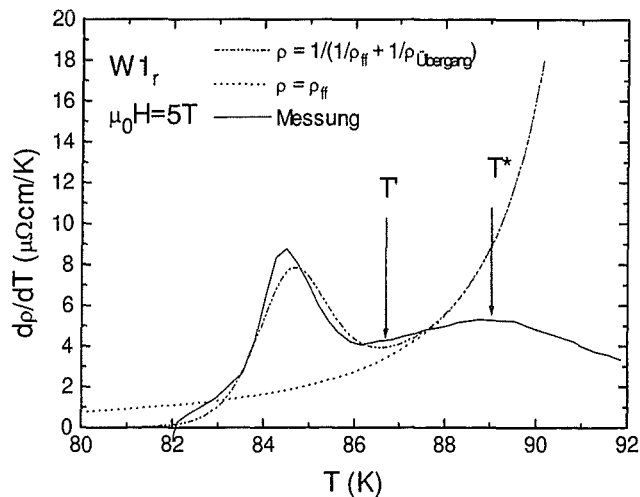


Abbildung 4.16: Erläuterung der verschiedenen Temperaturbereiche in der Probe $W1_r$.

In Abbildung 4.14 erkennt man zwei Temperaturbereiche, in denen die theoretische Kurve nicht mit der gemessenen übereinstimmt. Der Temperaturbereich oberhalb 89K, also nahe der Sprungtemperatur T_c , soll später diskutiert werden. Allerdings ist ebenso in dem Temperaturbereich, in dem das Flux-Flow-Verhalten der Flußlinienflüssigkeit in das Widerstandsverhalten des Übergangs von fester zur flüssiger Phase übergeht, keine Übereinstimmung zu erkennen. Die Werte, mit denen man die geringste Abweichung zwischen berechneter und gemessener Kurve in diesem Temperaturbereich erzielt, sind $\rho_0 = 10000\mu\Omega\text{cm}$ und $U/k_B = 13300\text{ K}$.

Für die beobachtete Abweichung oberhalb des Phasenübergangs mag noch eine zusätzliche Temperaturabhängigkeit von Punktdefekten verantwortlich gemacht werden, welche in Gleichung (4.1) nicht berücksichtigt worden ist.

Vernachlässigt man den Temperaturbereich nahe T_c beziehungsweise in Abbildung 4.15 oberhalb 89K, so ist eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Messung und berechnetem Widerstandsverlauf für die Probe $W1_r$ zu erkennen. Der Grund für die Abweichung unterhalb eines bestimmten Widerstandswertes wie auch die eventuelle Gültigkeit einer Beschreibung durch Vortex-Entanglement wurde in Kapitel 4.2.2.2 erläutert.

Die beobachtete Diskrepanz zwischen Theorie und Experiment in dem Temperaturbereich nahe T_c in den Abbildung 4.14 und Abbildung 4.15 läßt sich durch Fluktuationen erklären. Oberhalb 130K beziehungsweise 150K sind Fluktuationen vernachlässigbar. Der Widerstand verläuft oberhalb dieses Bereiches linear mit der Temperatur. Dieser lineare Widerstandsverlauf, extrapoliert auf tiefere Temperaturen um 90K, ist in Abbildung 4.14 für $W1_d$ und in Abbildung 4.15 für $W1_r$ eingezeichnet. Den Schnittpunkt von dem Widerstandsverlauf des Flux-Flow-Verhaltens mit dem extrapolierten Widerstandsverlauf mag man als $H_{c2}(T)$ bezeichnen [Wor 90].

Fluktuationen oberhalb T_c bewirken eine Verringerung des Widerstandswertes bei T_c . Die Abweichungen von dem reinen Flux-Flow-Verhalten unterhalb T_c mögen sich durch diese Verringerung des normalleitenden Widerstandes aufgrund von Fluktuationen erklären lassen.

Die die Widerstandsverläufe charakterisierenden Temperaturen T' und T^* können nun folgendermaßen interpretiert werden:

Oberhalb der Temperatur T^* wird der Einfluß des Flux-Flow-Verhaltens vernachlässigbar gering und hauptsächlich von Fluktuationen beeinflusst. Dieses äußert sich in einem Maximum in der linearen Ableitung.

Unterhalb der Temperatur T' wird der Einfluß der Defektstruktur auf den Widerstandsverlauf dominant. In $W1_r$ wird die Temperatur T' durch das Minimum in der linearen Ableitung gekennzeichnet. In der Probe $W1_d$ ist unterhalb dieses Temperaturwertes ein Plateau erkennbar.

In beiden Proben ist ein reines Flux-Flow-Verhalten selbst in dem Temperaturintervall zwischen T' und T^* nicht zu beobachten (Abbildung 4.16)

Interessanterweise ist die durch die Ableitung bestimmte Temperatur T^* allen Einkristallen gemeinsam. Die reduzierten Widerstände, die mit dieser Temperatur identifiziert werden, sind feldunabhängig und liegen bei allen untersuchten Einkristallen bei ca. 60%.

Die Abweichung von dem Flux-Flow-Verhalten resultiert demnach nicht aus Probeninhomogenitäten. Vielmehr liefert der in den bei vielen Einkristallen beobachtete gleiche normierte Widerstandswert bei T^* Hinweise dafür, daß die Abweichung nahe T_c durch Gaußsche Fluktuationen hervorgerufen werden.

ZUSAMMENFASSUNG

Für die meisten Anwendungen der Hochtemperatursupraleitung sind neben einer hohen Sprungtemperatur hohe kritische Ströme, verbunden mit möglichst steilen E - j -Kennlinien, in hohen Magnetfeldern wichtig. Allerdings wird der anwendbare Feldbereich durch ein Schmelzen des Flußliniengitters weit unterhalb H_{c2} begrenzt. Zudem werden hohe Transportstromdichten durch zwei Faktoren verhindert: durch Granularität der Proben und durch sehr große Relaxationserscheinungen.

Diese strombegrenzenden Eigenschaften wurden in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ -Einkristallen anhand von Magnetisierungs- und Transportstrommessungen untersucht. Letztere wurden bei kleinen Strömen mit einer herkömmlichen DC-Methode und bei großen Strömen mit einer gepulsten Methode durchgeführt, um Joulesche Wärme zu vermeiden.

Die für die Anwendung wichtigen hohen Stromdichten treten nur in der festen Phase der Flußschlauchanordnung auf. Untersucht wurden deshalb Eigenschaften der festen Phase und Auswirkungen der Haftstruktur auf den Übergang von fester zur flüssigen Phase.

In der festen Phase wird in vielen Einkristallen ein unerwartetes Verhalten der Stromdichte in Abhängigkeit des Magnetfeldes beobachtet. Sie fällt nicht monoton mit wachsendem Feld ab, sondern steigt zunächst bis zu einem Feld H_p an.

Diskutiert werden im wesentlichen folgende Modelle, die ein solches Verhalten erklären könnten:

1. Mit wachsendem Feld werden zunehmend sauerstoffdefizitäre Bereiche in die Normalleitung getrieben. Somit nimmt die Haftkraft zu und führt zu einem Anstieg der Stromdichte. Oberhalb des Strommaximums sollte aufgrund der Überlappung dieser Bereiche die Probe granulares Verhalten aufweisen und die Magnetisierung abnehmen.
2. Ein weiteres Modell beruht auf unterschiedlichem Relaxationsverhalten der Stromdichte aufgrund unterschiedlicher Wechselwirkung von Flußschläuchen in Abhängigkeit des Magnetfeldes. In diesem Modell sollte die statische kritische Stromdichte mit zunehmenden Feld monoton abfallen. Hingegen weist die relaxierte Stromdichte einen Anstieg der Stromdichte auf. Dieser Anstieg erfolgt aufgrund hoher Relaxation in dem Bereich des „Single-Vortex“-Haftens, dem Feldbereich, in dem die Flußschlauchwechselwirkung noch keine Rolle spielt. Mit zunehmendem Feld sollte nach der Theorie des Kollektiven Kriechens eine Abnahme der Relaxation aufgrund größer werdender Wechselwirkung der Flußschläuche zu erwarten sein. Das Strommaximum in diesem Modell wird dann erreicht, wenn der Bereich des „Single-Vortex“-Haftens verlassen wird.
3. Die Theorie des Kollektiven Haftens beschreibt die Wechselwirkung zwischen Flußliniengitter und statistisch verteilten Defekten. Im Rahmen dieser Theorie ist eine kurzreichweitige Ordnung des Flußliniengitters innerhalb eines Korrelationsvolumens möglich. Ein Verkleinern dieses Korrelationsvolumens führt zu einem Anstieg der statischen kritischen Stromdichte und ist die Folge einer Abnahme der elastischen Module. Das Maximum der Stromdichte ist erreicht, wenn das Korrelationsvolumen in die Größenordnung des Flußschlauchabstands kommt und somit nicht mehr kleiner werden kann.

Durch den gleichen Verlauf der Stromdichten in Magnetisierungsmessungen und Transportstrommessungen kann Modell 1 und somit jegliches Modell, welches in Verbindung mit Granularität gebracht wird, ausgeschlossen werden. Außerdem wird ein Anstieg der Stromdichte aufgrund sich ändernder supraleitender Eigenschaften der Haftzentren ausgeschlossen, da sonst nicht das Irreversibilitätsfeld und das Feld, bei dem das Strommaximum auftritt, die gleiche Temperaturabhängigkeit aufweisen sollten.

Transportstrommessungen weisen außerdem einen ebenso ausgeprägten Anstieg der Stromdichte auf wie Magnetisierungsmessungen. Ein solches Verhalten würde man nicht erwarten, falls der Anstieg der Stromdichte relaxationsbedingt ist.

Zusätzlich weisen die Strom-Spannungskennlinien im Feldbereich unterhalb des Strommaximums in einem sehr großen Strom-Spannungsfenster für unterschiedliche Magnetfelder ein gleiches Verhalten auf. Dies widerspricht dem unter Punkt 2 dargestellten Modell.

Für das unter Punkt 3 beschriebene Modell hingegen spricht der ausgeprägte Anstieg der Stromdichte in Transportstrommessungen und die gleiche Temperaturabhängigkeit des Feldes, in dem das Strommaximum auftritt, wie die der Irreversibilitätslinie. Dieses Verhalten kann durch das Kleinerwerden der elastischen Module, insbesondere des Schermoduls, verstanden werden.

Einen weiteren Gegenstand der Untersuchungen bildete der Übergang von fester zur flüssigen Phase der Flußlinienanordnung sowie die Eigenschaften der flüssigen Phase in Abhängigkeit der Defektstruktur.

In hochreinen Einkristallen wird ein Phasenübergang 1. Ordnung vorrausgesagt. Einbau von unkorrelierter Defektstruktur sollte diesen Übergang in einen Phasenübergang 2. Ordnung, den Vortex-Glas-Übergang, ändern. Der Einbau von korrelierter Defektstruktur in hochreinen Proben sollte einen Bose-Glass-Übergang ergeben.

Verglichen wurden somit punktdefektreiche, entzwillingte und verzwillingte Einkristalle mit hochreinen verzwillingten Einkristallen.

Die Ergebnisse können wie folgt zusammengefaßt werden:

Punktdefektreiche verzwillingte und entzwillingte Proben zeigen am Übergang von fester zur flüssigen Phase das gleiche Verhalten auf. Dieses wird demnach von Punktdefekten bestimmt. Die Übergänge in der Feldorientierung $H||c$ und $H||a,b$ unterscheiden sich nicht, was wiederum darauf hindeutet, daß das Verhalten am Phasenübergang durch Punktdefekte bestimmt wird.

Allerdings konnte kein Vortex-Glass Übergang festgestellt werden. Eine alternative Erklärungsmöglichkeit für das Verhalten am Phasenübergang liefert die Theorie vom Vortex-Entanglement.

In hochreinen verzwillingten Einkristallen wurde ein Verhalten der Strom-Spannungskennlinien in kleinen Magnetfeldern, wie von der Bose-Glass-Theorie vorrausgesagt, in der Feldorientierung $H||c$ beobachtet.

In der Feldorientierung $H||a,b$ hingegen ist ein Phasenübergang 1. Ordnung zu erkennen. Das zu erwartende unterschiedliche Verhalten in beiden Geometrien ist auf den dominierenden Einfluß der Zwillingsgrenzen in der Feldorientierung $H||c$ zurückzuführen.

Zusätzlich wurde in allen Proben das Verhalten in der flüssigen Phase der Flußschlauchanordnung untersucht. Vergleicht man das Verhalten mit Hilfe der Flux-Flow-Theorie, so ergibt sich eine Diskrepanz zwischen Theorie und experimentellen Ergebnissen nahe T_c . Diese Diskrepanz wird auf Fluktuationen in diesem Bereich zurückgeführt. Da der Übergang in allen Proben von dem fluktuationsdominierten Bereich zu dem Flux-Flow-Bereich bei demselben normierten Widerstand (ca. 60% des normalleitenden Widerstandes) stattfindet, kann diese Diskrepanz nicht auf Probeninhomogenitäten zurückgeführt werden. Vielmehr werden Gaußsche Fluktuationen für dieses Verhalten verantwortlich gemacht.

LITERATURVERZEICHNIS

- [And 62] P. W. Anderson, *Physical Review Letters* **7**, 309 (1962)
- [Bar 65] J. Bardeen, M. J. Stephen, *Physical Review* **140**, 1197 (1965)
- [Bea 64] C. B. Bean, *Reviews of Modern Physics* **36**, 31 (1964)
- [Bla 94] G. Blatter, M.V. Feigel'man, V.B. Geshkenbein, A.I. Larkin und V.M. Vinokur, *Review of Modern Physics* **66**, 1125 (1994)
- [Bra 77] E. H. Brandt, *Journal of Low Temperature Physics* **26**, 709 (1977)
- [Bra 89] E. H. Brandt, *Physical Review Letters* **63**, 1106 (1989)
- [Bra 91a] E. H. Brandt, *International Journal of Modern Physics* **5**, 751 (1991)
- [Bra 91b] E. H. Brandt, *Physica C* **180**, 426 (1991)
- [Bra 93] E. H. Brandt, *Journal of Superconductivity* **6**, 201 (1993)
- [Cam] A. M. Campbell und J. E. Evetts, *Critical Currents in Superconductors*, Taylor & Francis LTD, London
- [Cha 92] M. Charalambous, J. Chaussy und P. Lejay, *Physical Review B* **45**, 5091 (1992)
- [Cha 95] M. Charalambous, R.H. Koch, T. Masselink, T. Doaney, C. Feild und F. Holtzberg, *Physical Review Letters* **75**, 2578 (1995)
- [Civ 94] L. Civale, L. Krusin-Elbaum, J.R. Thompson und F. Holtzberg, *Physical Review B* **50**, 7188 (1994)
- [Cle 91] J. R. Clem, *Physical Review B* **43**, 7837 (1991)
- [Coh 94] L.F. Cohen, A.A. Zhukov, G. Perkins, H.J. Jensen, S.A. Klestov, V.I. Voronkova, S. Abell, H. Küpfer, T. Wolf, A.D. Caplin, *Physica C* **230**, 1 (1994)
- [D u 90] M. Däumling, J. M. Seuntjens und D. C. Larbalestier, *Nature* **346**, 332 (1990)
- [Deu 87] G. Deutscher, K. A. M ller, *Physical Review Letters* **59**, 1745 (1987)
- [Erb 93] A. Erb, T. Biernath und G. M ller-Vogt, *Journal of Crystal Growth* **132**, 189 (1993)
- [Fei 89] M. V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein, A. I. Larkin und V. M. Vinokur, *Physical Review Letters* **63**, 2303 (1989)
- [Fei 90] M. V. Feigel'man, V. M. Vinokur, *Physical Review B* **41**, 8986 (1990)
- [Fen 95] J. A. Fendrich, W. K. Kwok, J. Giapintzakis, C. J. van der Beek, V. M. Vinokur, S. Flesher, U. Welp, H. K. Viswanathan und G. W. Crabtree, *Physical Review Letters* **74**, 1210 (1995)
- [Fis 91] D. S. Fisher, M. P. A. Fisher und D. A. Huse, *Physical Review B* **43**, 130 (1991)
- [Fon 53] S. Foner, *The Review of Scientific Instruments* **30**, 548 (1953)
- [Fri 63] J. Friedel, P. G. de Gennes und J. Matricon, *Applied Physics Letters* **2**, 119

- (1963)
- [Fri 90] T. A. Friedmann, M.W. Rabin, J. Giapintzakis, J.P. Rice und D. M. Ginsberg, *Physical Review B* **42**, 6217 (1990)
- [Gyö 89] E.M. György, R.B. van Dover, K.A. Jackson, L.F. Schneemeyer und J.V. Waszczak, *Applied Physics Letters* **55**, 283 (1989)
- [Hao 91] Z. Hao, J. R. Clem, M.W. McElfresh, L. Civale, A.P. Malozemoff, F. Holtzberg, *Physical Review B* **43**, 2844 (1991)
- [Hou 89] A. Houghton, R. A. Pelcovits und A. Subtø, *Physical Review B* **40**, 6763 (1989)
- [Kel 90] C. Keller, Doktorarbeit, Universität Karlsruhe, 1990
- [Kle 94] L. Klein, E.R. Yacoby, Y. Yeshurun, A.Erb, G. Müller-Vogt, V. Breit und H. Wühl, *Physical Review B* **49**, 4403 (1994)
- [Koc 89] R. H. Koch, V. Foglietti, W. J. Gallagher, G. Koren, A. Gupta und M. P. A. Fisher, *Physical Review Letters* **63**, 1511 (1989)
- [Kru 92] L. Krusin-Elbaum, L. Civale, V.M. Vinokur und F. Holtzberg, *Physical Review Letters* **69**, 2280 (1992)
- [Kug 94] K.I. Kugel, T. Matsushita, E.Z. Meilikhov, A.L. Rakhmanov, *Physica C* **228**, 373 (1994)
- [Küp 89] H. Küpfer, I. Apfelstedt, R. Flückiger, C. Keller, R. Meier-Hirmer, B. Runtsch, A. Turowski, U. Wiech und Th. Wolf, *Cryogenics* **29**, 268 (1989)
- [Küp 94] H. Küpfer, S.N. Gordeev, W. Jahn, R. Kresse, R. Meier-Hirmer, T. Wolf, A.A. Zhukov, K. Salama und D. Lee, *Physical Review B* **50**, 7016 (1994)
- [Küp 95] H. Küpfer, A.A. Zhukov, A. Will, W. Jahn, R. Meier-Hirmer, T. Wolf, V.I. Voronkova, M. Kläser und K. Saito (wird veröffentlicht in *Physical Review B*)
- [Kwo 92] W. K. Kwok, S. Flesher, U. Welp, V. M. Vinokur, J. Downey und G. W. Crabtree, *Physical Review Letters* **69**, 3370 (1992)
- [Kwo 94] W. K. Kwok, J. Fendrich, U. Welp, S. Flesher, J. Downey und G. W. Crabtree, *Physical Review Letters* **72**, 1088 (1994)
- [Lan] L. D. Landau und E. M. Lifschitz, *Lehrbuch der Theoretischen Physik*, Band 5, Akademie-Verlag, Berlin
- [Lar 79] A.I. Larkin und Yu. N. Ovchinnikov, *Journal of Low Temperature Physics* **34**, 409
- [Law 71] W. E. Lawrence und S. Doniach, in *Proceedings of the Twelfth International Conference on Low Temperature Physics*, Kyoto, Japan, 361-362 (1971)
- [Mar 91] M. C. Marchetti und D. R. Nelson, *Physica C* **174**, 40 (1991)
- [Nel 89] D. R. Nelson und H. S. Seung, *Physical Review B* **39**, 9153 (1989)
- [Nel 93] D. R. Nelson und V. M. Vinokur, *Physical Review B* **48**, 13060 (1993)
- [Obu 90] S.P. Obukhov und M. Rubinstein, *Physical Review Letters* **65**, 1279 (1990)
- [Ous 94] M. Oussena, P. A. J. de Groot, R. Gagnon und L. Taillefer, *Physical Review Letters* **72**, 3606 (1994)

- [Ous 95] M. Oussena, P. A. J. de Groot, S.J. Porter, R. Gagnon und L. Taillefer, *Physical Review B* **51**, 1389 (1995)
- [Per 95] G.K. Perkins, L.F. Cohen, A.A. Zhukov und A.D. Caplin, *Physical Review B* **51**, 8513 (1995)
- [Pet 89] R.L. Peterson und J.W. Ekin, *Physical Review B* **37**, 9848 (1988)
- [Rou 96] M. Roulin, A. Jounod und E. Walker, wird veröffentlicht in den „*Proceedings of the conference on Molecular and Oxide Superconductors 96*“
- [Rud 92] B. Rudolf, Doktorarbeit, Universität Karlsruhe, 1992
- [Saf 92] H. Safar, P. L. Gammel, D. A. Huse und D. J. Bishop, *Physical Review Letters* **69**, 824 (1992)
- [Sai 95] Privater Bericht
- [Sol 94] V.F. Solovjov, V.M. Pan, H.C. Freyhardt, *Physical Review B* **50**, 13724 (1994)
- [Vin 90] V. M. Vinokur, M. V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein und A. I. Larkin, *Physical Review Letters* **65**, 259 (1990)
- [Win 92] V. Windte, Doktorarbeit an der Universität Karlsruhe, 1992
- [Wol 89] Th. Wolf, W. Goldacker, B. Obst, G. Roth und R. Flückiger, *Journal of Crystal Growth* **96**, 1010 (1989)
- [Wor 90] T. K. Worthington, F. H. Holtzberg und C. A. Feild, *Cryogenics* **30**, 417 (1990)
- [Wor 91] T. K. Worthington, E. Olsson, C.S. Nichols, T.M. Shaw und D. R. Clarke *Physical Review B* **43**, 10538 (1991)
- [Yeh 93] N. C. Yeh, W. Jiang, D. S. Reed, U. Kriplani und F. Holtzberg, *Physical Review B* **47**, 6146 (1993)
- [Zhu 92] A.A. Zhukov, *Solid State Community* **81**, 983 (1992)
- [Zhu 95a] A.A. Zhukov, H. Küpfer, G. Perkins, L.F. Cohen, A.D. Caplin, S.A. Klestov, H. Claus, V.I. Voronkova, T. Wolf und H. Wühl, *Physical Review B* **51**, 12704 (1995)
- [Zhu 95b] A.A. Zhukov, H. Küpfer, H. Claus, H. Wühl, M. Kläser und G. Müller-Vogt, *Physical Review B* **52**, 9871 (1995)