



---

**Forschungszentrum Karlsruhe**  
Technik und Umwelt

---

**Wissenschaftliche Berichte**  
FZKA 6463

# **AC-Verluste in multifilamentären Bi(2223)-Bandleitern**

**H. Eckelmann**

**Institut für Technische Physik**

**Mai 2000**

---



Forschungszentrum Karlsruhe

Technik und Umwelt

Wissenschaftliche Berichte

FZKA 6463

AC-Verluste in multifilamentären  
Bi(2223)-Bandleitern \*

H. Eckelmann

Institut für Technische Physik

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

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe  
2000

**Als Manuskript gedruckt**  
**Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor**  
**Forschungszentrum Karlsruhe GmbH**  
**Postfach 3640, 76021 Karlsruhe**  
**Mitglied der Hermann von Helmholtz-Gemeinschaft**  
**Deutscher Forschungszentren (HGF)**  
**ISSN 0947-8620**

## AC-Verluste in multifilamentären Bi(2223)-Bandleitern

**Zusammenfassung:** In dieser Arbeit werden die AC-Verluste (Wechselfeldverluste) in multifilamentären Bi(2223)-Bandleitern beim Anlegen eines AC-Transportstromes, sowie in externen AC-Magnetfeldern untersucht.

Dazu wurde eine Meßapparatur aufgebaut, mit der die AC-Transportstromverluste im Frequenzbereich von 10 Hz bis 1000 Hz, und bei Stromamplituden im Bereich von 50 mA bis 50 A gemessen werden konnten.

Die untersuchten Bandleiter zeigten eine lineare Frequenzabhängigkeit der Transportstromverluste, jedoch keine Abhängigkeit von der Twistlänge oder dem Matrixmaterial, wie dies für Hystereseverluste im Eigenfeld des Leiters erwartet wird. Untersuchungen an unterschiedlichen 55-Filamentleitern mit vergleichbarer Stromtragfähigkeit und Filamentgeometrie zeigten ein unterschiedliches Transportstromverlustverhalten, welches durch unterschiedliche radiale Verteilungen der kritischen Stromdichte erklärt werden konnte. Die Verlustfaktoren von Leitern mit unterschiedlicher Filamentgeometrie, Filamentanzahl, Matrixzusammensetzung oder Stromtragfähigkeit verhalten sich qualitativ gleich. Lediglich in Leitern mit nur 7 Filamenten, oder nur einem äußeren Filamentring, wurde eine geringe Reduktion des Verlustfaktors beobachtet, deren Ursache einer gleichmäßigeren Stromaufteilung zugeschrieben werden könnte.

Die AC-Verlustmessungen in externen Magnetfeldern an ungetwisteten Leitern ließen sich mit dem Modell des kritischen Zustandes, angewandt für gekoppelte Filamente, beschreiben. Die getwisteten Leiter konnten, bei paralleler Feldorientierung, hingegen durch das Modell der enkoppelten Filamente beschrieben werden.

Von den Gesamtverlusten wurden die Verlustbeiträge der Hysterese- und der Kopplungsverluste separiert. Aus den Hystereseverlustbeiträgen konnten die Eindringfelder ermittelt werden. Ein Vergleich der experimentell bestimmten und der berechneten Eindringfelder zeigte deutlich unterschiedliche Werte, deren Ursache unterschiedlichen kritischen Stromdichten zugeschrieben werden kann.

Aus den gemessenen Kopplungsverlustbeiträgen konnten die effektiven Matrixresistivitäten berechnet werden. In Leitern mit einer Matrix bestehend aus einem resistiven Netzwerk aus  $\text{SrCO}_3$  und einer AgAu-Umhüllung der Einzelfilamente, wurde eine Erhöhung der Resistivität um den Faktor 25, im Vergleich zur standardmäßig verwendeten Ag-Matrix, erreicht. In senkrechten externen Magnetfeldern wurde nur in den Leitern mit den höchsten effektiven Matrixresistivitäten bei gleichzeitig kurzer Twistlänge ein schwacher Entkopplungseffekt beobachtet. Die Leiter mit einem resistiven Netzwerk, oder mit einer resistiven Schicht in der Mitte des Leiters (senkrecht zur Feldrichtung), zeigten die günstigsten Ergebnisse in Bezug auf eine Verlustreduktion.

Vergleichend mit anderen in der Literatur vorgestellten Entwicklungen von Leitern mit resistiven Barrieren zur Reduktion der AC-Verluste in externen Feldern konnte gezeigt werden, daß Leiter mit Barrieren aus  $\text{SrCO}_3$  eine weitere erfolgversprechende Variante darstellen.

## AC losses in multifilamentary Bi(2223) tapes

**Abstract:** In this work the AC transport current losses, as well as the AC losses in external magnetic fields, in multifilamentary Bi(2223) tapes are investigated.

For the measurements of the AC transport current losses a set-up was built to measure the losses in the frequency range from 10 Hz to 1000 Hz and for amplitudes from 50 mA to 50 A.

The AC transport current losses show a linear frequency dependence due to hysteresis losses in the self field and no significant dependence on the twist length or the matrix material, as it was expected from the theory. Measurements at different 55 filament tapes with nearly the same critical current and filament geometry show different transport current losses which could be explained by different critical current densities in different shells of the filamentary region. The loss factors of tapes were found to not depend on the filament geometry, filament number, matrix material and the critical current. For tapes with only 7 filaments, or with only filaments in an outer ring, a small reduction of the loss factor was observed. This may be explained by a more homogeneous AC current distribution.

AC loss measurements at untwisted tapes in external magnetic fields show a loss behaviour which could be described by the critical state model for coupled filaments. Twisted tapes could be described by the model of decoupled filaments, when measuring in parallel field direction.

From the total losses the loss contributions from the hysteresis and coupling current losses were separated. The penetration fields are estimated from the hysteresis loss contribution. A comparison between these fields and calculated penetration fields gives significant differences which should be related to different critical current densities in the tapes.

From the coupling current loss contribution the effective matrix resistivity was calculated. Tapes with a matrix of a resistive network of SrCO<sub>3</sub> and AgAu around the filaments show the highest matrix resistivity which is 25 times higher than in tapes with an Ag matrix as it is typically used.

In perpendicular fields only tapes with a short twist length and with a high effective matrix resistivity show a decoupling effect. For this field direction the tapes with a resistive network or with a resistive layer in the middle of the tape (perpendicular to the field direction) show the best results with respect to the AC loss reduction.

Compared to other barrier tapes, shown in the literature, tapes with resistive barriers of SrCO<sub>3</sub> are an additional promising way for a reduction of the AC losses in external magnetic fields.

# Inhalt

<b>I.</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>II.</b>	<b>Theorie der AC-Verluste in Bi(2223)-Bandleitern</b>	<b>4</b>
2.1	Hystereseverluste . . . . .	5
2.1.1	Technische Supraleiter im Magnetfeld . . . . .	5
2.1.2	Das Bean-Modell des kritischen Zustandes . . . . .	6
2.1.3	Hystereseverluste im externen Magnetfeldern . . . . .	8
2.1.3.1	Band im parallelen Feld (Slab-Modell) . . . . .	8
2.1.3.2	Zylinder im parallelen Feld . . . . .	10
2.1.3.3	Band im senkrechten Feld (Strip-Modell) . . . . .	10
2.1.3.4	Zylinder im senkrechten Feld . . . . .	11
2.1.4	Hystereseverluste im Eigenfeld des Bandleiters; Transportstromverluste	13
2.2	Wirbelstromverluste . . . . .	17
2.2.1	Wirbelstromverluste in einem Silberbandleiter . . . . .	18
2.2.2	Wirbelstromverluste in einem Silberbandleiter mit zwei supraleitenden Filamenten . . . . .	19
2.2.3	Kopplungsverluste . . . . .	21
2.3	Gesamtverluste . . . . .	25
2.3.1	Entkoppelte Filamente . . . . .	25
2.3.2	Gekoppelte Filamente . . . . .	25
2.3.3	Übergang von entkoppelten zu gekoppelten Filamenten . . . . .	28
<b>III.</b>	<b>Präparation</b>	<b>31</b>
3.1	Das PIT-Verfahren . . . . .	31
3.1.1	Das Vorläuferpulver . . . . .	32
3.1.2	Herstellung der Monokernleiter . . . . .	32
3.1.3	Herstellung der Multifilamentleiter . . . . .	33
3.1.4	Filamentverdrillung . . . . .	34
3.1.5	Bandwalzen und Textur . . . . .	34
3.1.6	Thermomechanische Endbehandlung (TMB), (Bi(2223)- Phasenbildung) . . . . .	35
3.2	Herstellung von Bändern mit resistiven Barrieren . . . . .	35
3.2.1	Herstellung von Barrierenleitern . . . . .	37
3.2.2	AgMg/AgAu-Legierungsleiter . . . . .	37

3.2.3	Dip-coated Leiter (DCB) . . . . .	37
3.2.4	Wire-in-tube-Leiter (WITB) . . . . .	39
3.2.5	Ringbündelleiter (RBB) . . . . .	39
3.3	Die Filamentvertwistung . . . . .	40
3.3.1	Filamentvertwistung in Ag-Matrix-Leitern . . . . .	41
3.3.1.1	Matrixrisse . . . . .	41
3.3.1.2	Nadelwachstum (Intergrowths) . . . . .	43
3.3.1.3	Proximity-Effekt . . . . .	44
3.3.1.4	$I_c/I_{c0}(1/l_p)$ -Abhängigkeit für Ag-Matrix-Leiter . . . . .	44
3.3.2	Filamentvertwistung in Barrierenleitern . . . . .	46
<b>IV.</b>	<b>AC-Transportstromverluste</b> . . . . .	<b>48</b>
4.1	Die Meßapparatur . . . . .	48
4.2	Frequenzabhängigkeit der Transportstromverluste . . . . .	50
4.3	Twistlängenabhängigkeit der Transportstromverluste . . . . .	51
4.4	Unterschiedliche $j_c$ -Verteilung . . . . .	53
4.4.1	Transportstrominhomogenitäten . . . . .	53
4.4.2	Transportstromverluste . . . . .	55
4.5	Unterschiedliche Geometrie . . . . .	57
4.5.1	37-Filament-Leiter . . . . .	57
4.5.2	19-Filament-WITB-Leiter . . . . .	58
4.5.3	7-Filament und RBB-(6 x 7)-Filament-Leiter . . . . .	59
<b>V.</b>	<b>AC-Verluste in externen magnetischen Feldern</b> . . . . .	<b>61</b>
5.1	Meßmethoden . . . . .	61
5.1.1	Meßapparatur bei der Siemens AG . . . . .	62
5.1.2	Meßapparatur im ITP . . . . .	63
5.2	Ag-Matrix-Leiter . . . . .	64
5.2.1	Spezifikation des Leiters . . . . .	64
5.2.2	Verlustmessungen . . . . .	65
5.2.3	Einfluß der Temperatur (4,2 K, 77 K) . . . . .	66
5.2.4	Frequenzabhängigkeit, Zeitkonstantenbestimmung . . . . .	67
5.2.5	Hystereseverluste . . . . .	68
5.2.6	Theoretische Beschreibung der Meßergebnisse . . . . .	68
5.3	AgAu-Matrix-Leiter . . . . .	72
5.3.1	Verluste im parallelen Feld . . . . .	73
5.3.2	Verluste im senkrechten Feld . . . . .	74
5.4	WITB-Barrierenleiter . . . . .	75
5.4.1	Verluste im parallelen Feld . . . . .	76
5.4.2	Verluste im senkrechten Feld . . . . .	77
5.4.3	Die kritische Kopplungslänge . . . . .	77
5.5	DCB-I-Ag-Barrierenleiter . . . . .	78
5.5.1	Verluste im parallelen Feld . . . . .	80
5.5.2	Verluste im senkrechten Feld . . . . .	80



5.5.3	Kornverluste . . . . .	81
5.6	DCB-II-Ag-Barrierenleiter . . . . .	82
5.6.1	Verluste im parallelen Feld . . . . .	83
5.6.2	Verluste im senkrechten Feld . . . . .	84
5.7	DCB-II-AgAu-Barrierenleiter . . . . .	85
5.7.1	Verluste im parallelen Feld . . . . .	86
5.7.2	Verluste im senkrechten Feld . . . . .	86
5.7.3	Frequenzabhängigkeit der Gesamtverluste bei senkrechter Feldorientierung . . . . .	87
5.8	RBB-Barrierenleiter . . . . .	89
5.8.1	Verluste im parallelen Feld . . . . .	90
5.8.2	Verluste im senkrechten Feld . . . . .	91
5.9	Vergleich der unterschiedlichen Leiter . . . . .	92
5.9.1	Hystereseverluste in den Filamenten . . . . .	92
5.9.2	Effektive Matrixresistivitäten der unterschiedlichen Leiter . . . . .	92
5.9.2.1	Methode . . . . .	92
5.9.2.2	Ergebnisse . . . . .	93
5.9.2.3	Diskussion . . . . .	93
5.9.3	Entkopplungseffekt in senkrechten Feldern . . . . .	95
<b>VI.</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>96</b>
<b>A.</b>	<b>Anhang</b>	<b>99</b>
A.1	Details zur Messung der AC-Transportstromverluste . . . . .	99
A.1.1	Von der unmittelbar gemessenen zur wahren Verlustleistung . . . . .	99
A.1.2	Phaseneinstellung bei einer AC- Transportstromverlustmessung . . . . .	102
A.1.3	Reproduzierbarkeit der Messungen . . . . .	103
	<b>Literatur</b>	<b>107</b>
	<b>Abbildungen</b>	<b>116</b>
	<b>Tabellen</b>	<b>118</b>



# I.

## Einleitung

Mit der Entdeckung der Hochtemperatursupraleitung durch Bednorz und Müller im Jahre 1986 haben zahlreiche Forschungen und Entwicklungen in diesem neuen Gebiet der Supraleitung begonnen. Da der Stromfluß in einem Supraleiter widerstandsfrei oder nur mit einem sehr geringen Widerstand im Vergleich zu Normalleitern erfolgt, erscheint ein Einsatz der Supraleitung in der Energietechnik technisch wie ökonomisch interessant [1, 2]. Hierfür muß der Supraleiter als technisch handhabbarer Leiter in Längen von deutlich über 100 m vorliegen und für die verschiedenen Anwendungen bestimmte Spezifikationen z. B. hohe Transportstromdichten, geringe AC-Verluste (AC = alternating currents), hohe Zugfestigkeit aufweisen. Da Supraleitung erst unterhalb der Übergangstemperatur ( $T_c$ ) auftritt ist eine Kühlung des Leiters erforderlich. Einige Hochtemperatursupraleiter haben Übergangstemperaturen deutlich oberhalb von 77 K, so daß Kühlung durch flüssigen Stickstoff (77 K) ausreicht. Bei den schon ab 1911 entdeckten Supraleitern (Niedrig- $T_c$ -Supraleitern) wurden nur Übergangstemperaturen unterhalb von 23 K ( $Nb_3Ge$ ) gemessen, so daß Kühlung mit flüssigen Helium notwendig war, welche deutlich aufwendiger und teurer (Faktor 10) ist als die Kühlung mit flüssigem Stickstoff. Daher haben Hochtemperatursupraleiter deutliche Vorteile gegenüber den Tieftemperatursupraleitern bei technischen Anwendungen [3].

Für Anwendungstemperaturen oberhalb von 65 K sind derzeit die Entwicklungsarbeiten an Bandleitern auf der Basis der 2223-Phase ( $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10+\delta}$ ) des Bi-Hochtemperatursupraleiters am weitesten vorangeschritten, und die ersten Produkte können in den nächsten Jahren ihre Marktreife erreichen [1].

Bei dem Wismut-Supraleiter handelt es sich um eine spröde Keramik, die in dieser Form kaum verarbeitbar ist, außerdem ist dieser Supraleiter bezüglich seiner Stromtragfähigkeit stark anisotrop. Die Stromtragfähigkeit parallel zu den kristallographischen a,b-Ebenen ist deutlich höher als senkrecht dazu. Durch die Herstellung des Leiters in der Form eines dünnen, filamentarisierten Bandleiters kann man dieses Problem entschärfen und erhält einen mechanisch belastbaren Leiter [4]. Durch die Ausrichtung der Kristallite mit den a,b-Ebenen parallel zum Band (c-Achsen-Textur) kann der Stromfluß entlang des Bandes im wesentlichen in den Kristallebenen mit der höheren Stromtragfähigkeit erfolgen [5].

Bei einigen der Anwendungsmöglichkeiten der Bi(2223)-Bandleiter handelt es sich um Komponenten in der Stromversorgung, die somit bei zeitlich veränderlichen Strömen und Magnetfeldern betrieben werden wie: Energieübertragungskabel [6, 7, 8, 9], Transfor-

motoren [10], Motoren [11], Generatoren, Strombegrenzer oder Energiespeichersysteme (SMES) [12]. Unter diesen Bedingungen ist ein verlustfreier Stromtransport nicht mehr möglich, denn es treten charakteristische Wechselstromverluste auf, welche einen ökonomischen Einsatz erschweren.

In dieser Arbeit werden die Wechselstrom und -feld-Verlustmechanismen in multifilamentären Bi(2223)-Bandleitern untersucht. Die Schwerpunkte liegen dabei auf Bestimmung und Interpretation der AC-Transportstromverluste, sowie der Verluste in externen magnetischen Wechselfeldern, im folgenden AC-Felder genannt. Es werden neuartige, speziell für niedrige AC-Verluste ausgelegte Leiter untersucht, in denen eine deutliche Verlustreduktion gegenüber Standardleitern erreicht werden konnte.

### AC-Transportstromverluste

Es wurde eine Meßapparatur aufgebaut, mit der die AC-Transportstromverlustleistung in Bi(2223)-Bandleitern untersucht werden konnte. Es wird der Einfluß der

- Stromamplitude,
- Frequenz,
- Twistlänge,
- Matrixmaterialien,
- radialen Verteilungen der kritischen Stromdichte,
- longitudinalen Verteilung der Stromtragfähigkeit,
- Filamentgeometrie,
- Filamentanordnung,

auf das Wechselstromverlustverhalten untersucht.

### AC-Verluste in externen Magnetfeldern

Die Untersuchungen der AC-Verluste in externen Magnetfeldern konzentrierten sich auf die wesentlichen zwei Beiträge, wie sie von Niedrig- $T_c$ -Supraleitern [13] bekannt sind. Diese beiden Verlustbeiträge sind:

- **Hystereseverluste:** Dies sind die Magnetisierungsverluste des Supraleiters im externen Magnetfeld. Das Verlustverhalten ist vergleichbar zu dem eines Eisenkerns im Magnetfeld.
- **Kopplungsverluste:** Sie entstehen durch induzierte Spannungen zwischen den supraleitenden Filamenten. Diese Spannungen führen zu Kopplungsströmen, welche die normalleitende Matrix zwischen den Filamenten kreuzen. Kopplungsverluste entsprechen den in Normalleitern auftretenden Wirbelstromverluste.

Ein Ziel dieser Arbeit ist die Reduktion der Kopplungsströme. Dieses kann prinzipiell durch eine Filamentvertwistung und durch eine Erhöhung der Matrixresistivität erreicht werden. Der Maximalwert der Kopplungsströme ist durch den kritische Strom in den Filamenten gegeben. Aus diesem Grund ist eine Verlustreduktion nur zu erwarten, wenn die Kopplungsströme diesen kritischen Wert unterschreiten. Wird dieser kritische Wert z.B. mit steigender Frequenz, oder Feldamplitude überschritten, so verhalten sich die Filamente eines multifilamentären Leiters, in ihrem Magnetisierungsverhalten, wie ein großes Einzelfilament. Diesen Effekt bezeichnet man als Kopplungseffekt der Filamente.

Im Institut für Technische Physik (ITP) wurden neuartige Leitergeometrien entwickelt, in denen die Kopplungsströme durch Einbringen von resistiven Zwischenschichten aus  $\text{SrCO}_3$  im Leiterquerschnitt zwischen den Filamenten reduziert wurden. Das Verlustverhalten dieser Leiter mit unterschiedlichen Barrierengeometrien und Twistlängen wird in parallelen und senkrechten Feldern untersucht. Der Filamentenkopplungseffekt wird für alle untersuchten Leiter diskutiert.

Durch einen Vergleich der gemessenen Verlustwerte mit Werten, die nach einem theoretischen Modell berechnet wurden, erfolgte eine Bestimmung der effektiven Matrixresistivitäten für die unterschiedlichen Leiter. Hierdurch konnten Aussagen über die Wirksamkeit unterschiedlicher Barrierengeometrien in unterschiedlichen Leitergeometrien gewonnen werden.

## II.

# Theorie der AC-Verluste in Bi(2223)-Bandleitern

Einer der markantesten Effekte eines Supraleiters ist das Verschwinden des elektrischen Widerstandes unterhalb einer kritischen Temperatur ( $T_c$ ). Diese kritische Temperatur stellt für jeden Supraleiter eine charakteristische Größe dar. Die kritische Temperatur hängt neben der Stromdichte im Supraleiter (Typ I) nur noch vom externen Magnetfeld ab. Somit sind immer drei korrelierte physikalische Größen: Temperatur, Stromdichte und Magnetfeld für das Auftreten von Supraleitung relevant. Sind jeweils zwei dieser Werte gleich null, so erhält man die kritischen Größen:  $T_c$  für die kritische Temperatur,  $j_c$  für die kritische Stromdichte im Supraleiter und  $B_c$  für das kritische Magnetfeld. Wird eine dieser kritischen Größen überschritten, so geht das Material vom supraleitenden in den normalleitenden Zustand über.

Während in den technischen Niedrig- $T_c$ -Supraleitern (Typ II), im Rahmen der genauesten heute ausführbaren Untersuchungen, kein Widerstand im supraleitenden Zustand gefunden werden konnte, bzw. dieser unterhalb der Meßgenauigkeit lag [14], findet man für die neuen Hochtemperatursupraleiter selbst bei Strömen deutlich unterhalb der kritischen Werte noch einen, wenn auch sehr geringen, Spannungsabfall und es tritt somit auch bei Gleichstrom- oder Feldbetrieb eine Energiedissipation auf. Dieser Verlustbeitrag ist bei AC-Anwendungen (50 Hz) jedoch verhältnismäßig gering und kann für die meisten praktischen Fragestellungen unberücksichtigt bleiben. Im Rahmen dieser Arbeit wird dieser Verlustbeitrag nicht untersucht.

Wird ein Supraleiter einem zeitlich veränderlichen, externen Magnetfeld ausgesetzt, oder wird er mit einem zeitlich veränderlichen Transportstrom belastet, so treten jedoch andere, zusätzliche Verlustmechanismen auf. In dieser Arbeit werden die in multifilamentären Bi(2223)-Bandleitern auftretenden Verluste bei zeitlich veränderlichen äußeren Feldern oder Transportströmen untersucht. Diese Verluste werden durch die Hystereseverluste im supraleitenden Material und durch Wirbelstromverlusten in dem den Supraleiter umgebenden Hüll- und Matrixmaterial verursacht. Eine ausführliche Darstellung der AC-Verlusttheorie findet sich in den Büchern [13, 15, 16].

## 2.1 Hystereseverluste

Für die Berechnung der AC-Verluste ist die Kenntnis der elektrischen und magnetischen Felder innerhalb des Leiters wichtig. Für diese Felder werden in der Regel Feldmittelungen über Gebiete von der Ausdehnung größer als mikroskopische Längen (speziell Flußfäden) im Supraleiter verwendet. Eine genaue Untersuchung der Energiedissipationsmechanismen, welche durch die Bewegung von Flußfäden im supraleitenden Material hervorgerufen werden, ist im Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt worden, denn diese Untersuchungen besitzen nur eine geringe Relevanz für praktische AC-Anwendungen bei Frequenzen von 50-200 Hz und magnetischen Feldern von 10 - 300 mT [17]. Aus diesem Grunde wird auf diese Thematik hier nur sehr allgemein eingegangen.

### 2.1.1 Technische Supraleiter im Magnetfeld

Die Grundlagen der Supraleitung, speziell auch das Verhalten von Supraleitern im Magnetfeld finden sich in [14, 18]. Hier werden nur die wichtigsten, für die Wechselfeldverlustmechanismen relevanten Effekte kurz vorgestellt.

Für kleine Magnetfelder ist das Innere eines Supraleiters, bis auf eine dünne Randschicht von der Ausdehnung der London'schen Eindringtiefe, vollkommen feldfrei. Die AC-Verluste in dieser sogenannten Meissner-Phase sind sehr gering [19]. Für Supraleiter "Erster Art" (Typ I) (z. B. die Elementsupraleiter, Ausnahme Nb) verschwindet die Supraleitung oberhalb eines kritischen Feldes  $B_{c,th}$ . Bei Supraleitern "Zweiter Art" (Typ II) geht der Supraleiter oberhalb von  $B_{c1}$  von der Meissner-Phase in die Shubnikov-Phase über. Die Supraleitung verschwindet bei diesen Supraleitern erst oberhalb eines weiteren kritischen Feldes  $B_{c2}$ . In der Shubnikov-Phase dringt das magnetische Feld in Form von Flußfäden in den Supraleiter ein. Bei einem Flußfaden handelt es sich um einen normalleitenden Bereich in einer supraleitenden Umgebung der gerade ein magnetisches Flußquant ( $h/2e$ ) enthält, welches von supraleitenden Kreisströmen umgeben ist. Diese Flußfäden bilden ein regelmäßiges Dreiecksgitter aus, da die einzelnen Fäden freibeweglich sind und in diesem Gitter die Gesamtenergie des Flußfadensystems minimiert wird. Für technische Anwendungen mit Stromtransport ist die Shubnikov-Phase mit nicht gepinnten Flußfäden ungeeignet, da jede Veränderung des äußeren Feldes, oder eines Transportstromes zur einer Bewegung der Flußfäden führt, welche mit einer Energiedissipation verbunden ist. Die hiermit verbundenen AC-Verluste sind vergleichbar zu einem normal resistiven Material [17]. Wird die freie Beweglichkeit der Flußpfäden jedoch, etwa durch Inhomogenitäten im Material, behindert (gepinnt), so ist ein verlustfreier Stromtransport möglich. Nur Supraleiter mit gepinnten Flußpfäden (auch technische Supraleiter, oder harte Supraleiter genannt) sind technisch zum Stromtransport einsetzbar. Die Kraft welche auf die Flußfäden eines stromtragenden Supraleiters im Magnetfeld wirkt, ergibt sich aus der Beziehung  $F = J \times B$ . Ist diese Kraft kleiner als die Pinningkraft, so findet keine Bewegung der Flußfäden statt, wird sie jedoch größer als die Pinnigkraft, so reißen sich die Flußfäden von den Pinningzentren los. Bei diesem Vorgang wird gespeicherte Linienspannung der Flußlinie als ein lokaler viskoser Verlust dissipiert [17]. Dieses ist der mikroskopische Mechanismus, der zu den sogenannten Hystereseverlusten führt.

### 2.1.2 Das Bean-Modell des kritischen Zustandes

Ein Modell zur Beschreibung des Magnetisierungsverhaltens und somit auch des Wechsel-feldverlustverhaltens von harten Supraleitern wurde bereits im Jahre 1962 von C.P. Bean vorstellt [20, 21]. Dieses Modell konnte in der Folgezeit erfolgreich für die Beschreibung der Wechsel-feldverluste von Niedrig- $T_c$ -Supraleitern eingesetzt werden, auch die Anwendbarkeit dieses Modells für multifilamentäre Bi(2223)-Bandleiter konnte gezeigt werden [22, 23, 24]. Bei kleinen Frequenzen ( $f < 1 \text{ Hz}$ ) [12, 25] und hohen Feldern ( $f > 300 \text{ mT}$ ) [26] ergeben sich deutliche Abweichungen, welche jedoch durch spezielle Eigenschaften der Hochtemperatursupraleiter, die in dem Modell nicht berücksichtigt werden, erklärt werden können. Auf diese Effekte wird später noch eingegangen werden.

Im Bean-Modell wird davon ausgegangen, daß in einer Randschicht des Supraleiters quasi homogen (Mittelung über die Ausdehnung von Flußfäden) ein Abschirmstrom mit der Dichte  $j_c$  fließt und nur in diese Randschicht der magnetische Fluß eindringt. Der Teil des Leiterquerschnitts in dem diese Abschirmströme fließen, ist dabei gerade so groß, wie zur Abschirmung des äußeren Feldes erforderlich. Dieses Flußeindringen ist schematisch für einen Supraleiter in der Form eines Bandes in einem Magnetfeld parallel zur breiten Seite in der Abb. 2.1 dargestellt. Wird das Feld erhöht, so dehnt sich diese Randschicht jeweils gerade soweit aus, daß das Innere des Supraleiters feldfrei bleibt. Bei der Geometrie aus Abb. 2.1 a) ergibt sich für das Feldprofil im Bean-Modell die Beziehung:

$$\text{rot}(\vec{B}) = \mu_0 \cdot \vec{j} \Rightarrow \mu_0 j_c = \frac{\delta B}{\delta x} \quad (2.1)$$

Endeffekte werden vernachlässigt. Die Steigung des Feldprofiles im Bean-Modell ist somit gleich  $\mu_0 \cdot j_c$ . Für die Eindringtiefe  $p$  des Magnetfeldes ergibt sich:

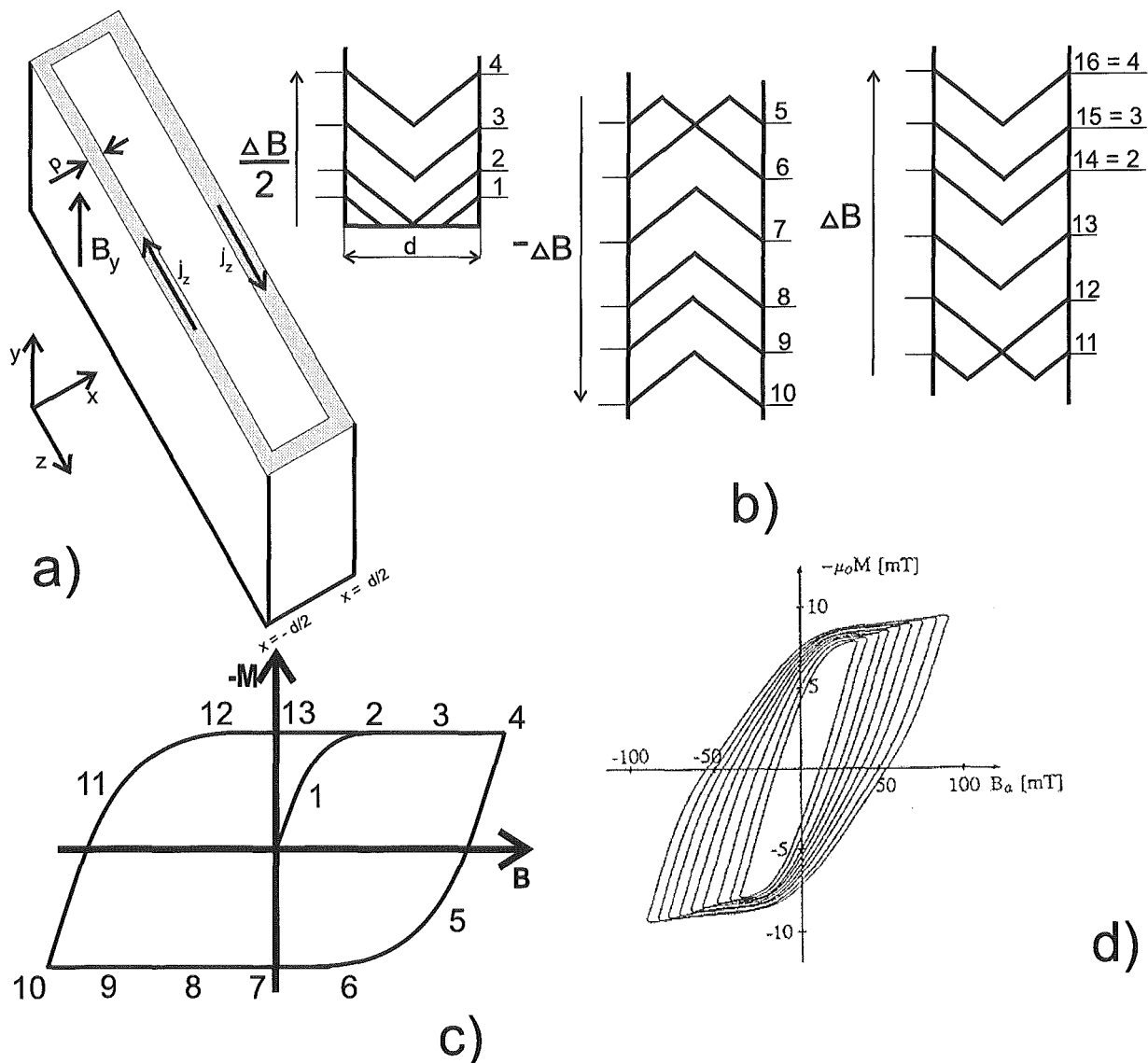
$$p = \frac{\Delta B}{\mu_0 j_c} \quad (2.2)$$

Wird diese Eindringtiefe so groß wie die halbe Dicke des Bandes, so dringt das Feld vollständig in das Band ein, eine weitere Steigerung des Feldes bewirkt nun eine gleichmäßige Zunahme des Feldes im Innern des Supraleiters. Das Feld, bei dem das äußere Feld bis zur Mitte des Supraleiters eindringt, bezeichnet man als Eindringfeld  $B_p$ . Wird das Feld nach Erreichen einer maximalen Amplitude wieder gesenkt, so bildet sich nach dem Bean-Modell zunächst eine Randschicht aus, in der die Abschirmströme in umgekehrter Richtung fließen.

Aus den Feldverteilungen lassen sich die Magnetisierungskurven berechnen. In der Abb. 2.1 c) ist die Magnetisierungskurve dargestellt, wie sie sich aus den Feldverteilungen der Abb. 2.1 b) ergibt. Abb. 2.1 d) zeigt eine gemessene Magnetisierungskurve für einen monofilamentären Bi(2223)-Bandleiter aus [22]. Das Magnetfeld wurde bei dieser Messung in der Form eines Dreiecksignals verändert. Die unterschiedlichen Kurven zeigen Messungen mit ansteigender Feldamplitude, bei fester Frequenz. Die Zunahme der gemessenen Verluste kann durch eine schwache  $\text{dB}/\text{dt}$ -Abhängigkeit der Hystereseverluste erklärt werden die im Bean-Modell nicht berücksichtigt wird [22]. Aus der Magnetisierungskurve läßt sich mittels der Beziehung:

$$Q = \mu_0 \oint M dH \quad (2.3)$$





**Abbildung 2.1:** Schematische Darstellung des Flußeindringens nach dem Bean-Modell des kritischen Zustandes für einen Supraleiter in der Form eines Bandes dessen breite Seite parallel zum externen Feld ausgerichtet ist (Slab-Modell). a) Geometrie der Abschirmströme, b) Feldprofile für unterschiedliche Magnetfelder, c) Hysteresekurve für einen Feldzyklus, d) gemessene Hysteresekurven an einen monofilamentären Bi(2223)-Bandleiter aus [22].

die Energiedissipation im Supraleiter pro Periode berechnen. Da diese Verluste pro Periode konstant sind, ergibt sich eine lineare Frequenzabhängigkeit der Leistungsverluste aufgrund der Hystereseverluste. Die Hystereseverluste sind proportional zum Volumen des Supraleiters. Die in dieser Arbeit gezeigten Verlustkurven in externen Feldern werden immer auf das Volumen des Bandleiters ( $V_{Tape}$ ) normiert, um Leiter unterschiedlicher Bandgeometrie

vergleichbar zu machen.

$$Q = \frac{Q_{absolut}}{V_{Tape}} \quad (2.4)$$

Da die Leiter jedoch teilweise unterschiedliche Supraleiteranteile haben, ergibt sich eine Verlustreduktion mit abnehmendem Supraleiteranteil. Dieser Effekt mag zwar auf den ersten Blick unsinnig erscheinen, denn er liefert nur den trivialen Zusammenhang, daß die Verluste durch Verringern der Menge des Supraleiters reduziert werden können, doch für praktische Vergleiche der AC-Verluste von Leitern unterschiedlicher Geometrie und Supraleitergehalt ist es sinnvoll, die AC-Verluste auf die Bandgeometrie zu normieren, denn so können Aussagen über anwendungsrelevante Verlustgrößen getroffen werden. In diesem Zusammenhang muß auch das effektiv wirksame Volumen (siehe Kap. 2.3, S. 25) für die Hystereseverluste berücksichtigt werden.

Im Bean-Modell wird keine Magnetfeldabhängigkeit des kritischen Stromes berücksichtigt. Berechnungen der Hystereseverluste unter Berücksichtigung einer Magnetfeldabhängigkeit des kritischen Stromes in der Form:  $j_c \propto 1/B^n$  mit  $0 < n < \infty$  ergeben maximal einen Unterschied in den Hystereseverlusten um einen Faktor 2 für große Feldamplituden [27]. Bei kleinen Feldamplituden ( $B_a \approx 10$  mT) können diese Korrekturen vernachlässigt werden. Theorien, die Korrekturen dieser Art berücksichtigen, wurden in dieser Arbeit nicht zur Beschreibung der AC-Verluste herangezogen, da auch ohne diese Korrekturen eine Beschreibung der AC-Verluste in weiten Feldbereichen möglich war. Dort, wo die Annahme einer Feldabhängigkeit der kritischen Stromdichte einen Erklärungsbeitrag zur Beschreibung der gemessenen AC-Verluste liefern kann, wird dies gesondert dargestellt und mit anderen in diesem Zusammenhang wichtigen Effekten diskutiert.

## 2.1.3 Hystereseverluste im externen Magnetfeldern

### 2.1.3.1 Band im parallelen Feld (Slab-Modell)

Mit den in Kap. 2.1.2, S. 6 vorgestellten Modell erhält man für die Hystereseverluste [13] für ein Band dessen breite Seite parallel zu einem externen sinusförmigen Magnetfeld ( $B(t) = B_a \sin(\omega t)$ ) ausgerichtet ist nach dem Slab-Modell [13]:

$$\frac{Q_{absolut(Hyst)}}{V_{Fil}} = \frac{Q_{Hyst} V_{Tape}}{V_{Fil}} = \frac{Q_{Hyst}}{\lambda_{Fil}} = \frac{2B_a^2 \beta}{\mu_0 3} = \frac{2B_a^2}{\mu_0} \Gamma(\beta) \quad \text{für } \beta < 1 \quad (2.5)$$

$$\frac{Q_{Hyst}}{\lambda_{Fil}} = \frac{2B_a^2}{\mu_0} \left( \frac{1}{\beta} - \frac{2}{3\beta} \right) = \frac{2B_a^2}{\mu_0} \Gamma(\beta) \quad \text{für } \beta > 1 \quad (2.6)$$

mit

$$\beta := \frac{B_a}{B_p} = \frac{2B_a}{\mu_0 j_c d} \quad (2.7)$$

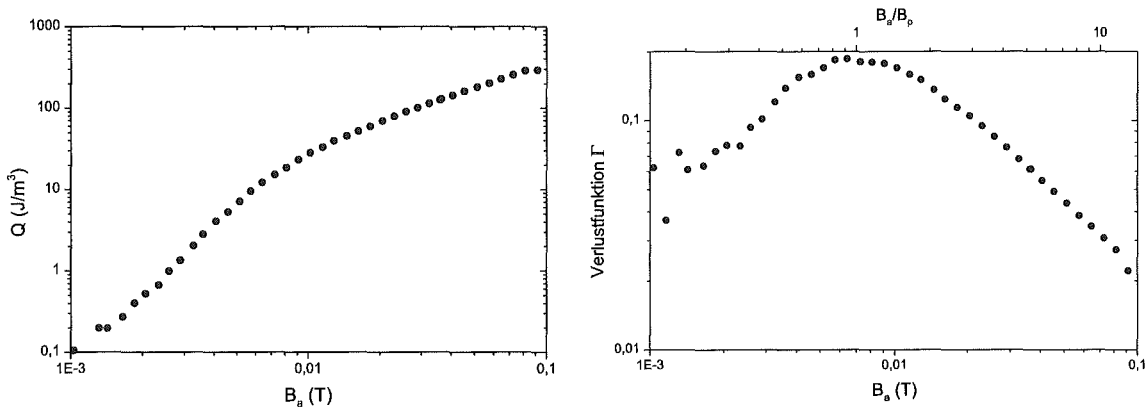
wobei  $d$  die Dicke des Bandes ist und  $Q_{Hyst}$  die dissipierte Energie pro Periode und Leitervolumen. In dieser Arbeit wird der Absolutbetrag der Hystereseverluste  $Q_{absolut(Hyst)}$  auf

das Bandleitervolumen ( $V_{Tape}$ ) normiert.  $\lambda_{Fil} := \frac{V_{Fil}}{V_{Tape}}$  gibt den Volumenanteil des Supraleiters ( $V_{Fil}$ ) im Bandleiter an.

In den Gleichungen 2.5 und 2.6 kann man den ersten Term ( $\frac{2B_a^2}{\mu_0}$ ) als die Energie der Feldoszillation, und den zweiten Term ( $\Gamma$ ) als den davon dissipierten Anteil [13] betrachten. Die Funktion  $\Gamma$  wird als Verlustfunktion bezeichnet. Für sie gilt also die Definition:

$$\Gamma := \frac{Q\mu_0}{2B_a^2} \quad (2.8)$$

In der Abb. 2.2 sind als Beispiel zur Veranschaulichung der Verlustfunktion die gemessenen AC-Verluste und die daraus ermittelte Verlustfunktion  $\Gamma$ , für einen Bi(2223)-Bandleiter dargestellt. Nach den Gleichungen 2.5 und 2.6 erwartet man  $Q \propto B_a^3$  für  $\beta < 1$  und



**Abbildung 2.2:** Links: Gemessene AC-Verluste an einem Bandleiter im parallelem Feld. Rechts: Aus den AC-Verlusten ermittelte Verlustfunktion  $\Gamma$  mit  $\Gamma := \frac{Q \cdot \mu_0}{2 \cdot B_a^2}$ .

$Q \propto B_a^1$  für  $\beta > 1$ , dieser Wechsel der Potenz der Magnetfeldabhängigkeit läßt sich als ein Steigungswechsel im log-log Plot in Abb. 2.2 erkennen. Die Verlustfunktion  $\Gamma$  zeigt dort ein Maximum, für dessen Lage  $\beta := B_a/B_p \approx 1$  gilt. Das Maximum wird also in etwa dann erreicht, wenn das Feld voll in das Band eindringt. Mit zunehmender (abnehmender) Dicke des Bandes und mit zunehmendem (abnehmendem)  $j_c$  verschiebt sich das Maximum in der Verlustfunktion zu höheren (niedrigeren) Feldamplituden. Die Höhe des Maximums wird allein durch den Supraleitervolumenanteil ( $\lambda$ ) bestimmt. Da die Verlustfunktion für die Interpretationen der Hystereseverluste anschaulicher ist, als die Auftragung der Verluste, wird diese Auftragung immer dann verwendet, wenn diese Verluste untersucht werden.

Abb. 2.3 zeigt den Kurvenverlauf der Verlustfunktion  $\Gamma$  in Abhängigkeit vom externen Magnetfeld und von  $\beta$  (Verhältnis von der Feldamplitude  $B_a$  zum Feld für vollständiges Flußeindringen  $B_p$ ) für unterschiedliche Geometrien.

### 2.1.3.2 Zylinder im parallelen Feld

Die Verlustfunktion für einen isotropen Supraleiter in der Form eines Zylinders in einem externen Magnetfeld, dessen Orientierung parallel zur Zylinderachse ist wurde von Wilson berechnet [13]:

$$\Gamma = \frac{2\beta}{3} - \frac{\beta^2}{3} \quad \text{für } \beta < 1 \quad (2.9)$$

$$\Gamma = \frac{2}{3\beta} - \frac{1}{3\beta^2} \quad \text{für } \beta > 1 \quad (2.10)$$

mit

$$\beta := \frac{B_a}{B_p} = \frac{2B_a}{\mu_0 j_c D} \quad (2.11)$$

wobei  $D$  der Durchmesser des Zylinders ist. Die Berechnung dieser Verlustfunktion ist sehr ähnlich zur der eines Bands im parallelen Feld, auch die Verlustfunktionen für beide Geometrien liefern qualitativ ein sehr ähnliches Verhalten. Der wesentliche qualitative Unterschied für Bi(2223)-Bandleiter besteht darin, daß aufgrund der Anisotropie des Bi(2223)-Supraleiters unterschiedliche  $j_c$ -Werte verwendet werden müssen. Während beim Band im parallelen Feld die Abschirmströme in der Längsrichtung des Bandes fließen (siehe Abb. 2.1), fließen die Abschirmströme bei einem Zylinder im parallelen Feld azimuthal als Kreisströme. Die kritischen Stromdichten der Abschirmströme  $j_c$  für den Fall eines Bandes können somit z. B. aus Transportstrommessungen bestimmt werden, während die kritischen Stromdichten in azimuthaler Richtung für den Zylinder nur indirekt bestimmt werden können. Da die Stromtragfähigkeit der Bi(2223)-Phase jedoch sehr anisotrop ist können sich diese beiden kritischen Stromdichten deutlich unterscheiden. In Abb. 2.3 sind die Verlustfunktionen für beide Geometrien aufgetragen.

### 2.1.3.3 Band im senkrechten Feld (Strip-Modell)

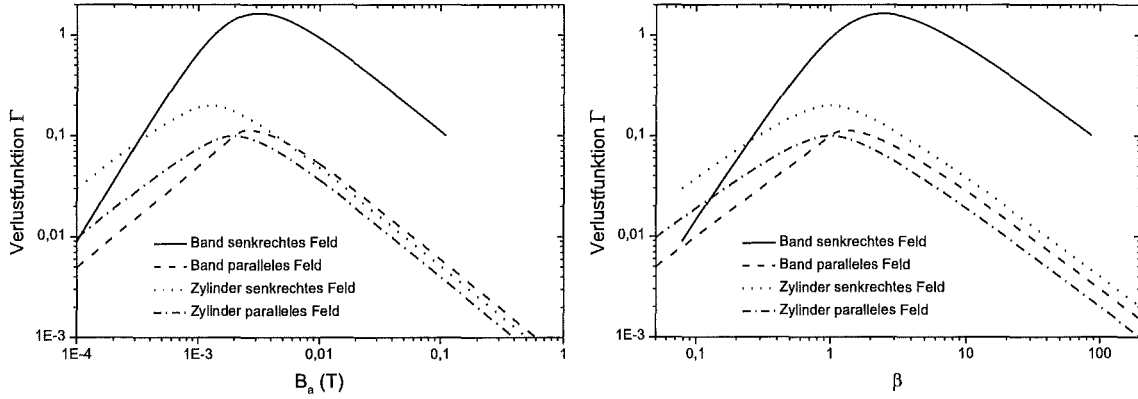
Die Hystereseverluste für ein Band (Strip) in einem externen Magnetfeld, dessen breite Seite senkrecht zum Feld orientiert ist, wurden von Brandt et al. [28, 29] berechnet. Bei dieser Geometrie, sowie auch für einen Zylinder im senkrechten Feld, sind die Rechnungen deutlich aufwendiger und die Verluste größer, da Entmagnetisierungseffekte auftreten. Für die Verlustfunktion erhält Brandt et al.:

$$\Gamma = \frac{\pi w}{2d} \frac{1}{\beta^2} (\ln(\cosh(\beta)) - \tanh(\beta)), \quad (2.12)$$

wobei  $d$  die Dicke des Bandes und  $w$  die Breite des Bandes ist. Für  $\beta$  gilt:

$$\beta := \frac{B_a}{B_p} = \frac{B_a \pi}{\mu_0 j_c d} \quad (2.13)$$

Die Verlustfunktion  $\Gamma$ , für ein Band im senkrechten Feld, ist in Abb. 2.4 in Abhängigkeit vom Magnetfeld für vier unterschiedliche Parametersätze aufgetragen. Bei einer Zunahme



**Abbildung 2.3:** Berechnete Verlustfunktionen  $\Gamma$  für unterschiedliche Geometrien und Feldorientierungen  $\Gamma := \frac{Q \cdot \mu_0}{2 \cdot B_a^2}$ . Bei der Berechnung wurde eine Filament-Breite (Filament-Durchmesser) von 0,3 mm und eine Filament-Dicke von 16  $\mu\text{m}$  angenommen. Diese Werte ergaben sich als Durchschnittswerte der Filamentabmessungen für die Filamente eines 55-Filament-Bandleiters aus Querschliffsaufnahmen. Für die kritische Stromdichte wurde ein Wert von  $j_c = 20 \text{ kA/cm}^2$  angenommen. Dieser Wert entspricht in etwa heute erreichbaren  $j_c$ -Werten in sehr langen Bandleiterproben ( $\approx 1 \text{ km}$ ).

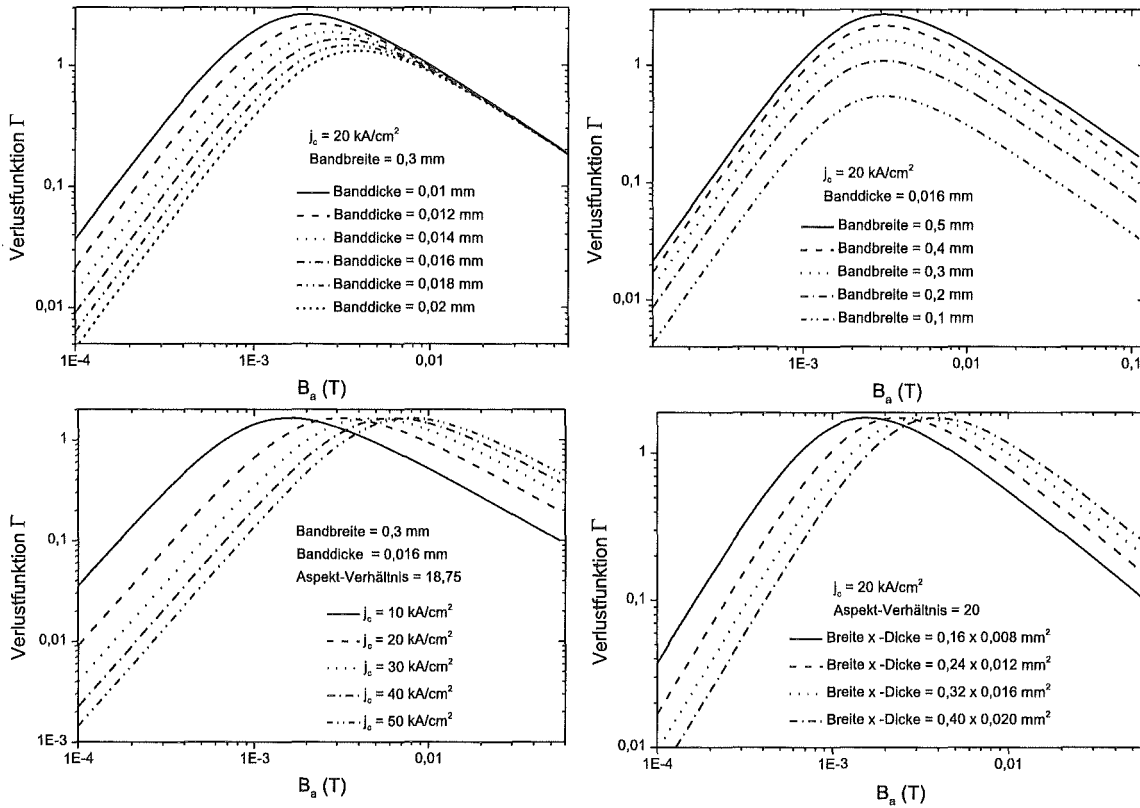
der kritischen Stromdichten verschiebt sich die Lage des Maximums der Verlustfunktion zu größeren Feldwerten hin. Die Höhe des Maximums in der Verlustfunktion bleibt jedoch unverändert. Dieses Verhalten gilt für alle in dieser Arbeit betrachteten Geometrien. Bei einer Abnahme der Band-Breite verringern sich die Verluste, eine Zunahme der Band-Dicke führt ebenfalls zu einer Abnahme der Verluste. Eine Verringerung des Aspekt-Verhältnisses ist also mit einer Verlustreduktion verbunden. Bei konstanten Aspekt-Verhältnissen verschiebt sich das Maximum in der Verlustfunktion, ähnlich wie bei einer Erhöhung der kritischen Stromdichte, für größere Bänder zu größeren Feldwerten.

#### 2.1.3.4 Zylinder im senkrechten Feld

Die Hystereseverluste für ein Zylinder im senkrechten Feld wurden von Wilson [13] und Pang et al. [30] berechnet. In dieser Arbeit wird die Formel von Pang et al. verwendet, da sie einfacher zu handhaben ist, und schon für die Beschreibung der Hystereseverluste in multifilamentären Bi(2223)-Bandleitern verwendet worden ist [26].

$$\Gamma = \frac{4}{3} \left( \beta - \frac{\beta^2}{2} \right) \quad \text{für } \beta < 1 \quad (2.14)$$

$$\Gamma = \frac{4}{3} \left( \frac{1}{\beta} - \frac{1}{2\beta^2} \right) \quad \text{für } \beta > 1 \quad (2.15)$$



**Abbildung 2.4:** Verlustfunktionen ( $\Gamma := \frac{Q \cdot \mu_0}{2 \cdot B_a^2}$ ) für ein Band im senkrechten Feld nach Brandt et al [28, 29] für unterschiedliche Parametersätze. Die Parameterwerte wurden in etwa so gewählt, wie sie sich für die Filamente eines 55-Filament-Bandleiters ergeben. Dazu wurden Querschliffsaufnahmen angefertigt und die mittleren Dimensionen der Einzelfilamente bestimmt. Ein Wert der kritischen Stromdichte von  $j_c = 20 \text{ kA/cm}^2$  entspricht in etwa den heute erreichbaren  $j_c$ -Werten in sehr langen Bandleiterproben ( $\approx 1 \text{ km}$ ).

mit

$$\beta := \frac{B_a}{B_p} = \frac{B_a \pi}{\mu_0 j_c D} \quad (2.16)$$

wobei  $D$  der Durchmesser des Zylinders ist.

In der Abb. 2.3 sind die Verlustfunktionen für einen Supraleiter in Band- und in Zylinderform im senkrechten und parallelen Feld dargestellt. Die Parameterwerte für die Berechnung wurden dabei in etwa so gewählt, wie sie sich für die Filamente eines 55-Filament-Bandleiters aus Querschliffssuntersuchungen ergaben. Für jede dieser Verlustfunktionen ergibt sich ein Maximum in der Nähe des Feldes für vollständiges Flusseindringen ( $\beta \approx 1$ ). Die Verluste für die senkrechten Feldorientierungen, besonders für ein Band im senkrechten Feld, sind deutlich größer als für parallele Feldorientierungen aufgrund des größeren

Entmagnetisierungseffektes bei dieser Geometrie.

### 2.1.4 Hystereseverluste im Eigenfeld des Bandleiters; Transportstromverluste

Die grundlegende Arbeit zu den AC-Transportstromverlusten in Niedrig- $T_c$ -Supraleitern wurde 1970 von Norris vorgestellt [31]. Die Anwendbarkeit der von Norris erhaltenen Formeln für die Beschreibung der AC-Transportstromverluste von multifilamentären Bi(2223)-Bandleitern konnte in zahlreichen Arbeiten gezeigt werden [32, 33, 34, 35, 36].

Wenn ein Transportstrom in einem Bandleiter (technischer Typ II-Supraleiter) fließt, erzeugt er ein magnetisches Feld inner- und außerhalb des Leiters. Eine Änderung des Transportstromes bewirkt eine Änderung dieses Feldes und somit auch eine Flußänderung innerhalb des Supraleiters. Das Flußeindringen in den Supraleiter kann auch für den Fall des Eigenfeldes eines Transportstromes, wieder durch das in Kap 2.1.2, S. 6 vorgestellte Bean-Modell des kritischen Zustandes, beschrieben werden. Zur Berechnung der Transportstromverluste nimmt man an, daß der Strom durch einen zur Mittelachse symmetrischen Leiter fließt und anschließend durch einen konzentrischen Rückführungsleiter um den Leiter herum zurück fließt. Idealerweise wird dabei angenommen, daß dieser konzentrische Rückführungsleiter einen unendlichen Durchmesser habe und widerstandsfrei sei, so daß sich eine gleichmäßige Feldverteilung in der Umgebung des Leiters ergibt. Für diesen Leiter (symmetrisch zur Mittelachse) gibt es in der Mitte eine Zone, durch welche kein magnetischer Fluß hindurchtritt und entlang welcher das elektrische Feld null ist. Damit ergibt sich für den Fluß  $\Phi$  zwischen der mittleren Zone und dem Rückführungsleiter:

$$\Phi = \lim_{R \rightarrow \infty} \int_0^R B(r) dr \quad (2.17)$$

wobei  $\Phi$  der Fluß pro Längeneinheit ist,  $B(r)$  die magnetische Induktion an der Stelle  $r$  und  $R$  der Radius des äußeren Zylinders. Verändert sich der Strom durch den Leiter, so findet auch eine Flußänderung statt, welche ein elektrisches Feld  $E$  erzeugt. Dieses Feld muß durch den Generator ausgeglichen werden, welcher den Strom durch den Leiter treibt:

$$E = - \left( - \frac{d\phi}{dt} \right) = \frac{d}{dt} \left( \lim_{R \rightarrow \infty} \int_0^R B(r) dr \right) \quad (2.18)$$

Die momentane Leistungsabgabe des Generators ist somit:

$$P = EI = I \frac{d\phi}{dt} = I \frac{d}{dt} \left( \lim_{R \rightarrow \infty} \int_0^R B(r) dr \right) \quad (2.19)$$

Für die Energiedissipation  $Q$  während einer Periode eines AC-Stromes der Form  $I(t) = I_m \sin(\omega t)$  ergibt sich also:

$$Q = 2 \int_{-I_m}^{I_m} EI dt = 2 \int_{-I_m}^{I_m} I \frac{d}{dt} \left( \lim_{R \rightarrow \infty} \int_0^R B(r) dr \right) dt = 2 \int_{-I_m}^{I_m} E d\phi \quad (2.20)$$

Es ist zu beachten, daß  $Q$  dabei die Energiedissipation pro Längeneinheit ist. Diese Energiedissipation wurde von Norris für unterschiedliche Geometrien berechnet. Für einen Leiter mit einem elliptischen Querschnitt ergibt sich die Formel:

$$Q = \frac{I_c^2 \mu_0}{\pi} \{(1 - F) \ln(1 - F) + (2 - F)F/2\} := \frac{I_c^2 \mu_0}{\pi} \cdot \Gamma_{E(\text{Ellipse})}(F) \quad (2.21)$$

wobei  $F = I_m/I_c$  ist. Diese Energiedissipation ist unabhängig vom Aspekt-Verhältnis der Ellipse, und somit kann diese Gleichung auch für runde Leiter angewandt werden. Für  $F = I_m/I_c \ll 1$  ergibt sich  $Q \propto F^3$ . Für einen Leiter in der Form eines dünnen breiten Streifens (strip-like) erhält Norris die Formel:

$$Q = \frac{I_c^2 \mu_0}{\pi} \{(1 - F) \ln(1 - F) + (1 + F) \ln(1 + F) - F^2\} := \frac{I_c^2 \mu_0}{\pi} \cdot \Gamma_{E(\text{Strip})}(F) \quad (2.22)$$

Für  $F = I_m/I_c \ll 1$  ergibt sich  $Q \propto F^4$ . Der Faktor

$$\Gamma_E := \frac{Q\pi}{\mu_0 I_c^2} \quad (2.23)$$

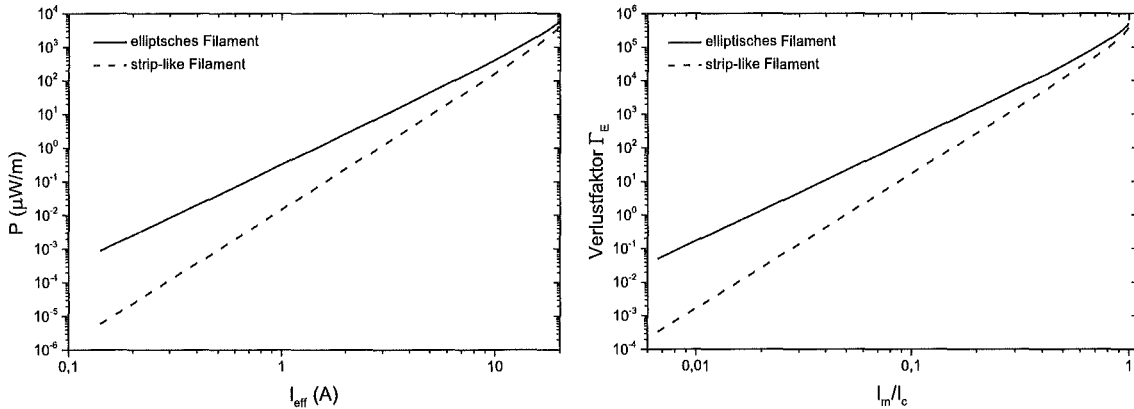
wird als Verlustfaktor bezeichnet und erlaubt den Vergleich von Leitern unterschiedlicher Stromtragfähigkeit ( $I_c$ ). Der Verlustfaktor der Transportstromverluste und die Verlustfunktion der Hystereseverluste sind also beide die relevanten Vergleichsgrößen, wenn Leiter unterschiedlicher Geometrie verglichen werden sollen. Der Unterschied zwischen der elliptischen und der Band-Geometrie ist im wesentlichen die Art, wie das Feld in den Leiter eindringt. Während bei einem runden oder elliptischen Leiter das Feld von allen Seiten eindringt (2D-Flußeindringen), dringt es bei einem Strip im wesentlichen über die beiden schmalen Seiten des Leiters ein (1D-Flußeindringen). In der Abb. 2.5 ist die Verlustleistung  $P$  in Abhängigkeit vom Effektivwert des Transportstromes  $I_{eff} = I_m/\sqrt{2}$  und der Verlustfaktor  $\Gamma_E$  in Abhängigkeit vom reduzierten Transportstromamplitude  $I_m/I_c$  dargestellt.

In den Formeln 2.21 und 2.22 wird angenommen, daß die Stromtragfähigkeit längs des Leiters konstant sei. Von Hughes [37] wurden die Transportstromverluste für den Fall abgeschätzt, daß sich längs des Leiters Stellen mit reduzierter Transportstromtragfähigkeit befinden:

$$\frac{Q_2}{Q_1} = (1 - w) + w \frac{I_{c1}}{I_{c2}} \quad \text{für } I_m < I_{c2} \quad (2.24)$$

Dabei sind  $Q_1$  und  $Q_2$  die Verluste des homogenen bzw. inhomogenen Leiters,  $I_{c1}$  und  $I_{c2}$  die kritischen Transportströme des homogenen Bandes bzw. an den Stellen mit reduzierter Transportstromtragfähigkeit und  $w$  der Längenbruchteil, längs dessen die Stromtragfähigkeit reduziert ist. Solange der Längenbruchteil der Stellen mit reduzierter Stromtragfähigkeit klein ist ( $< 10\%$ ), bleiben die Transportströme nahezu unbeeinflusst und es kann für die Berechnung der Transportstromverluste das  $I_c$  des homogenen Bandes verwendet werden. Übersteigt die Amplitude des Transportstromes den Wert von  $I_{c2}$  werden die Transportstromverluste des Gesamtleiters von den Transportstromverlusten an den Stellen mit reduzierter Transportstromtragfähigkeit dominiert [37].





**Abbildung 2.5:** AC-Transportstromverluste nach Norris [31] für ein elliptisches Filament (Gleichung 2.21, S. 14) und ein strip-like Filament (Gleichung 2.22, S. 14).  $P(I_{eff})$ -Plot und Verlustfaktor  $\Gamma_E(F) = P\pi/f\mu_0 I_c^2$  in Abhängigkeit von der reduzierten AC-Amplitude  $I_m/I_c$  für einen Bandleiter mit  $I_c = 30$  A ( $1\mu\text{V}/\text{cm}$ -Kriterium), bei einem Wechselstrom der Zeitabhängigkeit  $I(t) = I_m \sin(\omega t)$  mit  $f = 2\pi\omega = 50$  Hz.

Die von Norris angegebenen Formeln berücksichtigen nur die beiden Grenzfälle des elliptischen Filaments (kleines Aspekt-Verhältnis) sowie des bandförmigen Filaments (Aspekt-Verhältnis unendlich). Von Däumling wurden die AC-Transportstromverluste für Bandleiter mit unterschiedlichen Aspekt-Verhältnissen numerisch berechnet [38, 39]. Mit diesen Rechnungen konnte gezeigt werden, daß ein Verlustverhalten, wie es nach dem Modell von Norris für ein bandförmiges Filament erwartet wird, nur bei sehr großen Aspekt-Verhältnissen ( $> 1000$ ) annähernd erreicht wird. In heutigen Leitern werden Aspekt-Verhältnisse nicht über 25 erreicht. Die Berechnungen von Däumling zeigen weiterhin einen charakteristischen Steigungswechsel im der doppelt logarithmischen Auftragung des Verlustfaktors über der reduzierten Transportstromamplitude ( $I_m/I_c$ ), der auch in einigen Messungen experimentell gefunden werden konnte [34].

Im Bean-Modell und somit auch bei den Berechnungen von Norris wird von einer  $E(j)$ -Abhängigkeit der Form  $E(j) = E_c \cdot (j/j_c)^n$  ausgegangen. Der Exponent  $n$  (n-Wert) wird im Bean-Modell als unendlich bzw. sehr groß angenommen. Für Niedrig- $T_c$ -Supraleiter mit n-Werten bis zu  $n = 50$  ist diese Bedingung hinreichend gut erfüllt. Für multifilamentäre Bi(2223)-Bandleiter werden bei Leitern der heute herstellbaren Qualität jedoch auch deutlich kleinere n-Werte gefunden. Von Paasi et al. [40] wurden die AC-Transportstromverluste für Leiter mit unterschiedlichen n-Werten numerisch berechnet. Aus diesen Berechnungen ergaben sich für kleinere Frequenzen ( $f = 1$  Hz) und große reduzierte Transportstromamplituden ( $I_m/I_c < 0,6$ ) Abweichungen von den Berechnungen nach Norris. Bei Frequenzen um  $f = 50$  Hz sind diese Abweichungen jedoch eher gering.

In den Berechnungen von Norris wird von einer gleichmäßigen radialen Stromtragfähigkeit des Supraleiters ausgegangen. Aufbauend auf diesen Berechnungen ermittelte Gömöry et. al. [41] die AC-Transportstromverluste für einen runden Leiter, der in einer äußeren

Schicht eine andere kritische Stromdichte  $j_c$  trägt, als in der inneren Region (Abb. 2.6). Die Ergebnisse sind dabei nicht nur für kreisförmige Leitergeometrien anwendbar, sondern können auch auf elliptische Leitergeometrien übertragen werden, wie es zum Beispiel für die Filament-Sektion von multifilamentären Bi(2223)-Bandleiter der Fall ist [41, 42]. Als Gleichungen für die Transportstromverluste pro Periode und Längeneinheit erhält Gömöry die Formeln:

$$\Gamma_E = \frac{1}{[1 + \alpha(\eta - 1)]^2} \left[ g(F) \left( 1 - \frac{g(F)}{2} \right) + (1 - g(F)) \ln(1 - g(F)) \right] \quad \text{für } F \leq F_x \quad (2.25)$$

$$\Gamma_E = \frac{1}{[1 + \alpha(\eta - 1)]^2} \left[ \begin{aligned} &\frac{1-\alpha^4}{2} + \eta^2 \alpha^4 h(F) \left( 1 - \frac{h(F)}{2} \right) + 2(1 - \eta) \alpha^2 \ln \alpha \\ &+ \alpha^4 \eta (\eta - 1) (1 - h(F)) \ln(1 - h(F)) \\ &+ \eta \alpha^2 (1 - h(F)) \ln(\alpha^2 (1 - h(F))) \end{aligned} \right] \quad \text{für } F \geq F_x$$

wobei gilt  $F = \frac{I_m}{I_c}$ ,  $\alpha = \frac{r_i}{r_a}$ ,  $\eta = \frac{j_{cI}}{j_{cA}}$ ,

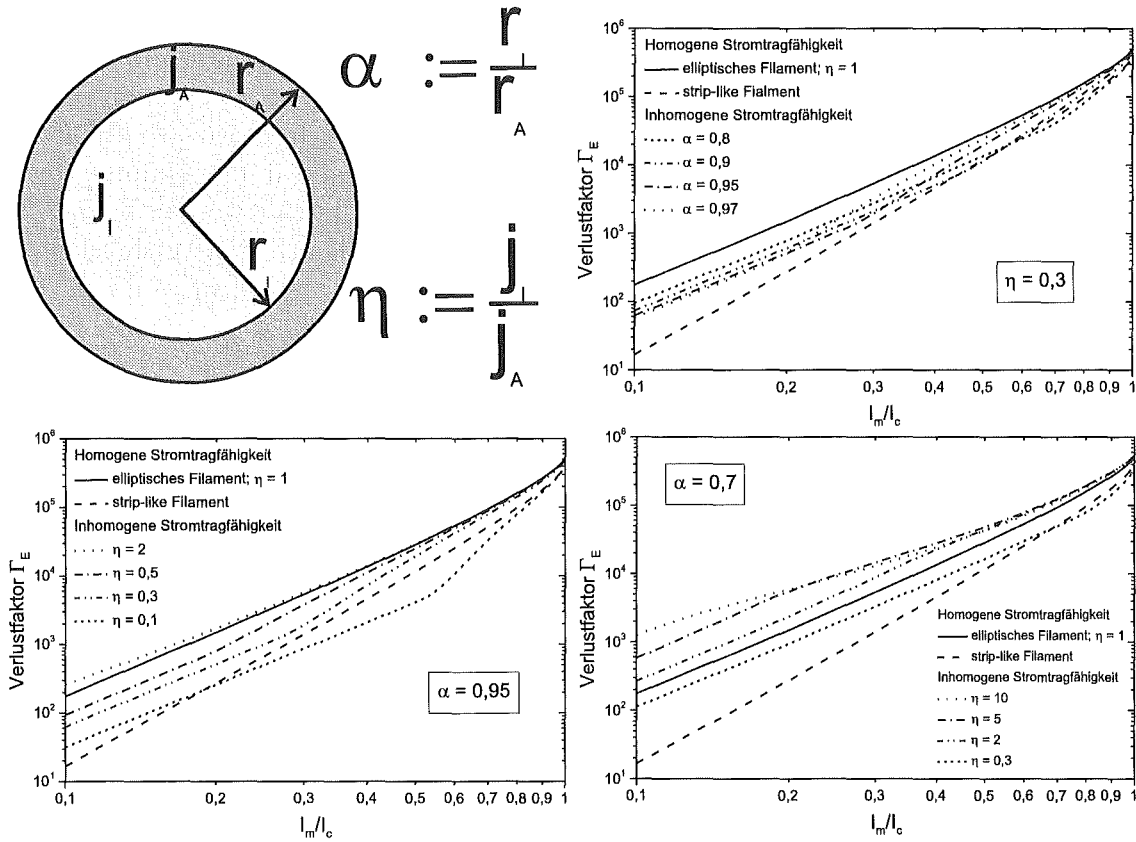
$$F_x = \frac{1 - \alpha^2}{1 + \alpha^2(\eta - 1)}$$

$$g(F) = F(1 + \alpha^2(\eta - 1))$$

$$h(F) = \frac{F - 1 + \alpha^2(1 - F + \eta F)}{\eta \alpha^2}$$

Für den Fall  $\eta = 1$  ergibt sich wieder die Formel von Norris für einen elliptischen Querschnitt (Gl 2.21). Die Norris-Formel ist also der Grenzfall einer homogenen Stromtragfähigkeit im Vergleich zur Gleichung 2.25 mit einer radial inhomogenen. Für multifilamentäre Bandleiter sind dabei als  $j_c$ -Werte Mittelwerte der kritischen Stromdichten über die Filament-Sektion zu berücksichtigen, in denen auch Matrixmaterial (also Normalleiter) enthalten ist. In der Abb. 2.6 ist der Verlustfaktor  $\Gamma_E$ , wie er sich aus den Formeln von Gömöry ergibt, in Abhängigkeit von der reduzierten Stromamplitude  $I_m/I_c$ , für unterschiedliche Werte der Parameter  $\alpha$  und  $\eta$  dargestellt. Charakteristisch für die nach Gömöry berechneten Verlustfaktoren ist das Auftreten eines Steigungswechsels in der doppelt logarithmischen Auftragung  $\Gamma_E(I_m/I_c)$ , wie es auch bei zahlreichen Transportstromverlustmessungen an multifilamentären Bandleitern experimentell beobachtet wurde [34, 42, 43].

Bei den in dieser Arbeit untersuchten Bandleitern handelt es sich ausschließlich um multifilamentäre Bandleiter. Wie Berechnungen von Carr [44], Duchateau et al. [45, 46] und Murphy [47] für runde getwistete multifilamentäre Bandleiter zeigen, ergibt sich für die Stromverteilung eines Wechselstromes (50 Hz) in den einzelnen Filamenten eine "Skin-like" Stromverteilung. Hierbei verteilt sich der Strom hauptsächlich auf die äußeren Filamente ähnlich dem Skin-Effekt Kapitel 2.2, S. 17. Von Turck wurde gezeigt, daß dieser Stromaufteilungseffekt auch in Leitern mit rechteckiger Querschnittsform auftritt [48]. Diese Stromverteilung führt dazu, daß der Leiter, im Hinblick auf die AC-Transportstromverluste, wie ein Monofilamentleiter behandelt werden kann, in dem sich das gesamte Filamentbündel wie ein großes Filament verhält, was auch experimentell von Salomon et al. nachgewiesen werden konnte [49]. Ein Monofilamentverhalten, bezüglich der AC-Transportstromverluste, wird auch für multifilamentäre Bi(2223)-Bandleiter gefunden [50, 51].



**Abbildung 2.6:** AC-Transportstromverluste (Verlustfaktor  $\Gamma_E(F) = \frac{P_\pi}{f\mu_0 I_c^2}$ ) in Abhängigkeit von der reduzierten AC-Transportstromamplitude  $I_m/I_c$  nach Gömöry [41] für ein elliptisches Filament, welches in einem äußeren Ring eine unterschiedliche kritische Stromdichte besitzt im Vergleich zur inneren Region (nach Gleichung 2.25, S. 16). Die Berechnung wurde durchgeführt mit  $I_c = 30$  A ( $1 \mu\text{V}/\text{cm}$ -Kriterium), bei einem Wechselstrom der Zeitabhängigkeit  $I(t) = I_m \sin(\omega t)$  mit  $f = 2\pi\omega = 50$  Hz.

Werden die Filamente in einem multifilamentären Bandleiter so angeordnet, daß jedes Filament, über die Länge des Leiters betrachtet, die gleiche Position im Leiterquerschnitt einnimmt (transponierte Filamente), so ist auch die Stromverteilung in allen Filamenten gleichmäßig [45, 46]. Die Transportstromverluste von Leitern mit transponierten Filamenten sind um den Faktor  $1/n_{Fi}$  ( $n_{Fi}$  = Filamentzahl) kleiner als in solchen mit nicht transponierten Filamenten bei gleichem  $I_c$ -Wert und gleicher Geometrie [51, 52].

## 2.2 Wirbelstromverluste

Ein zeitlich veränderliches Magnetfeld induziert in einem leitenden Material Wirbelströme, die wiederum Verluste erzeugen. Diese Wirbelstromverluste entstehen auch in einem Silber-Bandleiter, der keinen Supraleiter enthält. Bringt man jedoch supraleitende Fila-

mente in den Leiter ein (Pfade mit  $R = 0 \Omega$ ), so wird das Wirbelstromverhalten dieses Bandleiters stark modifiziert. In diesem Fall fließen die Wirbelströme (Kopplungsströme) hauptsächlich in den supraleitenden Filamenten und kreuzen die Matrix nur, um geschlossene Ringströme zu bilden. Diese spezielle Art der Wirbelströme werden als Kopplungsströme bezeichnet, und der daraus resultierende Verlust als Kopplungsverlust. Außerhalb des Filamentbereiches (in der Hülle) bleibt das Wirbelstromverhalten nahezu unbeeinflusst von den Kopplungsströmen, solange Entmagnetisierungseffekte vernachlässigt werden können. Die durch diese Wirbelströme hervorgerufenen Verluste sind die eigentlichen Wirbelstromverluste. Zu berücksichtigen sind jedoch modifizierte geometrische Verhältnisse im Vergleich zu Bandleitern ohne supraleitende Filamente.

### 2.2.1 Wirbelstromverluste in einem Silberbandleiter

Eine Formel zur Berechnung der Wirbelstromverluste in einem normaleitenden Material in der Form eines Bandes wird von Ishii et al. angegeben [52]:

$$Q_{\text{Wirbel}} = \frac{\pi^2 f B_a^2 t^2}{6 \varrho_{\text{Hülle}} \epsilon} \quad (2.26)$$

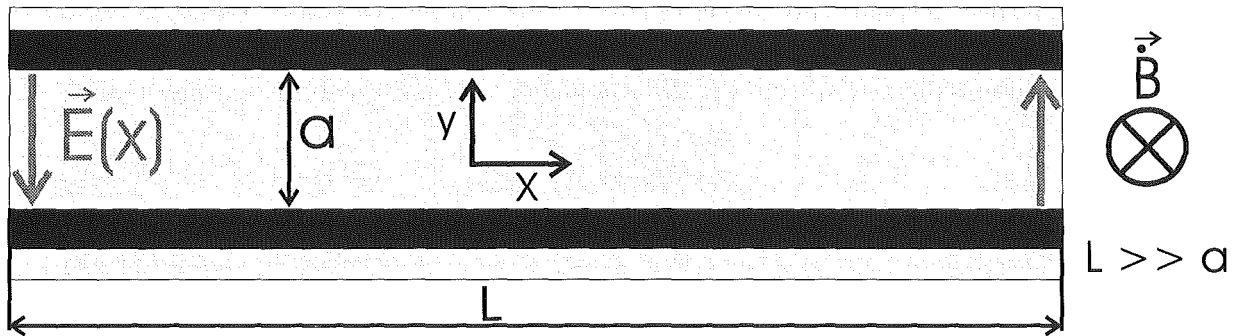
Dabei ist  $Q_{\text{Wirbel}}$  die Energiedissipation pro Bandleitervolumen,  $B_a$  die Feldamplitude,  $t$  die Dimension des Bandes senkrecht zum Magnetfeld und  $\varrho_{\text{Hülle}} \epsilon$  der spezifische Widerstand des Bandmaterials. Das von den Wirbelströmen erzeugte Feld ist dem äußeren Feld entgegengerichtet, wirkt also abschirmend. Mit zunehmender Frequenz wird dieser Abschirmeffekt ausgeprägter. Bei sehr hohen Frequenzen wird er schließlich so groß, daß das äußere Feld nur noch in eine dünne Randschicht eindringen kann. In diesem Fall führt das Abschirmverhalten der Wirbelströme dann zu einem ähnlichen Effekt wie das Abschirmverhalten eines Supraleiters im Bean-Modell. Als charakteristisches Maß kann die Skintiefe  $d_{\text{Skin}}$  angesehen werden. Sie ist die Tiefe, bei der das äußere Feld aufgrund der Abschirmung durch die Wirbelströme auf den Wert  $1/\epsilon$  abgefallen ist. Die Skintiefe  $d_{\text{Skin}}$  läßt sich mittels der Formel berechnen [53]:

$$d_{\text{Skin}} = \sqrt{\frac{\varrho_{\text{Hülle}} \epsilon}{\pi \mu \mu_0 \omega}} \quad (2.27)$$

Erreicht die Skintiefe die Leiterdimensionen, so müssen inhomogene Magnetfeldverteilungen für die Verlustbetrachtungen berücksichtigt werden. Für Silber wurde bei 77 K ein spezifischer Widerstand von  $\varrho_{\text{Hülle}} = 0,3 \mu\Omega\text{cm}$  bestimmt. Mit diesem Wert ergibt sich bei 50 Hz eine Skintiefe von  $d_{\text{Skin}} = 1,6 \text{ mm}$ , so daß für die in dieser Arbeit untersuchten Banddimensionen noch mit hinreichender Genauigkeit von einer homogenen Feldverteilung im Innern des Leiters ausgegangen werden kann [52]. Erst bei 4,2 K oder höheren Frequenzen (500 Hz) wird die Skintiefe so klein, daß inhomogene Feldverteilungen zu berücksichtigen sind.

### 2.2.2 Wirbelstromverluste in einem Silberbandleiter mit zwei supraleitenden Filamenten

Zur Beschreibung der Kopplungsverluste soll ein einfaches Modell verwendet werden, welches zwar nicht zur quantitativen Berechnung der Kopplungsverluste verwendet werden kann, jedoch die qualitativen Abhängigkeiten und Einflußgrößen, auch für multifilamentäre Bandleiter, recht gut beschreibt. Dieses Modell wird in der Literatur häufig als Doppel-Slab-Modell bezeichnet [13, 18]. Abb. 2.7 stellt die geometrischen Verhältnisse dar. Ein



**Abbildung 2.7:** Darstellung der geometrischen Verhältnisse beim Doppel-Slab Modell. Die dicken schwarzen Balken stellen die Pfade mit  $R = 0$  (die supraleitenden Filamente) dar. Grau eingezeichnet ist der normalleitende Bereich zwischen den Filamenten (das Matrixmaterial).

zeitlich veränderliches Magnetfeld erzeugt zwischen den Filamenten eine Induktionsspannung der Größe:

$$U(x) = -\frac{d\Phi}{dt} = -ax\dot{B} \quad (2.28)$$

da die Matrix zwischen den Filamenten leitfähig ist, erzeugt diese Induktionsspannung zwischen den Filamenten Kreisströme für deren Größe gilt:

$$I = \int_0^{\frac{L}{2}} j(x)d_{Fil}dx = -\int_0^{\frac{L}{2}} \frac{x\dot{B}d_{Fil}}{\varrho_M} dx = -\frac{z\dot{B}d_{Fil}L^2}{8\varrho_M} \quad (2.29)$$

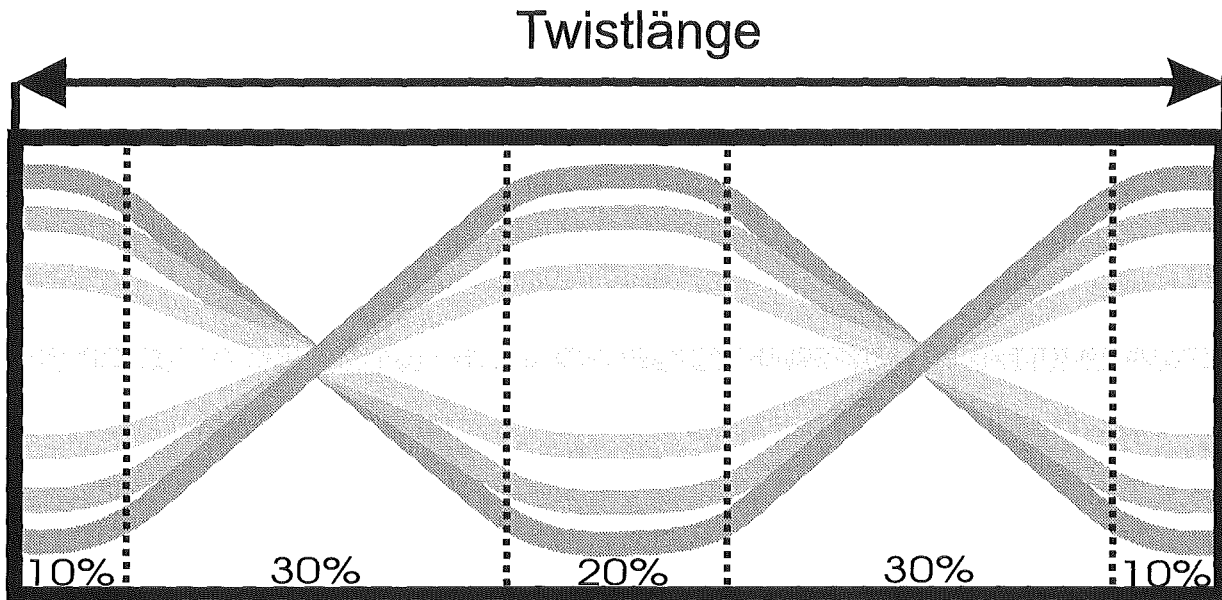
$d_{Fil}$  ist die Dimension des Filaments parallel zum Feld und  $\varrho_M$  der spezifische Matrixwiderstand zwischen den Filamenten. Idealerweise fließt dieser Strom nur an der Stelle  $x = 0$  (Mitte des Leiters) vollständig in den supraleitenden Filamenten. Aus Gleichung 2.29 ergibt sich die auch für reale Multifilamentbandleiter wichtige Beziehung, daß der Strom in den Einzelfilamenten mit zunehmender Feldänderung und zunehmender Leiterlänge (Twistlänge) zunimmt, während er durch eine Erhöhung des Matrixwiderstandes reduziert werden kann.

Der Maximalstrom, der an der Stelle  $x = 0$  supraleitend in den Filamenten fließt, ist (vereinfacht betrachtet) durch die Beziehung  $I_{max} = j_c d_{Fil} c_{Fil}$  gegeben,  $c_{Fil}$  ist dabei die Dimension der Filamente senkrecht zum Feld und zur Richtung der Wirbelströme. Mit

dieser Beziehung läßt sich eine kritische Leiterlänge  $l_c$  errechnen, bei der dieser Strom (eigentlich nur exakt an der Stelle  $x = 0$ ) erreicht wird:

$$l_c = \sqrt{\frac{8j_c c_{Fil} \rho_M}{\dot{B}}} \quad (2.30)$$

Diese kritische Länge wird auch als kritische Kopplungslänge bezeichnet. Zur Reduktion der Induktionsspannungen zwischen den Filamenten kann eine Vertwistung der Filamente erfolgen. Bei vertwisteten Leitern kehren sich die Induktionsspannungen zwischen zwei Filamenten jeweils auf der halben Twistlänge ( $l_p$ ) um, diese wird somit für Kopplungsvorgänge vergleichbar zur Leiterlänge eines ungetwisteten Leiters. In der Abb. 2.8 ist die Lage der Filamente in einem getwisteten Multifilamentbandleiter dargestellt, wie sie sich aus der



**Abbildung 2.8:** Lage der Filamente in einem getwisteten Multifilamentbandleiter. Die Lage der Filamente wurde aus Querschliffsuntersuchungen bestimmt.

Auswertung von Querschliffsuntersuchungen ergeben hat.

Das elektrische Feld, welches sich zwischen den beiden Filamenten aus Abb. 2.7 beim Anlegen eines zeitlich veränderlichen magnetischen Feldes ausbildet, ist unabhängig vom Abstand der Filamente. Daraus ergibt sich, daß sowohl der Strom in den Filamenten, als auch die kritische Kopplungslänge nicht von den makroskopischen Dimensionen des Leiters abhängen. Diese Beziehung ist für reelle Multifilamentbandleiter allerdings nicht mehr erfüllt, da dort für die induzierten Spannungen und das elektrische Feld zwischen den Filamenten unterschiedliche geometrische Größen relevant sind. Von Kwasnitza et al. wurde die Kopplungsstromdichte in der äußersten Filamentlage eines Multifilamentbandleiters mit den Abmessungen der Filament-Sektion  $c \times d$  (mit  $c \perp B$  und  $d \ll c$ ) berechnet [54]:

$$j_{Kopp} = \frac{\dot{B} l_p^2}{48 b \rho_M} \frac{c}{d} \sqrt{1 + \left(\frac{2c}{l_p}\right)^2} \quad (2.31)$$

$b$  ist die Filamentdicke. Erreicht die Kopplungsstromdichte  $j_{Kopp}$  die kritische Stromdichte  $j_c$  in den Filamenten so erreichen diese ihren maximalen Wert und sättigen.

Aus dem Doppel-Slab-Modell kann auch recht einfach eine Beziehung für die AC-Verluste gewonnen werden:

$$P_{Kopp} = 2ad_{Fil} \int_0^{\frac{L}{2}} \frac{x^2 \dot{B}^2}{\varrho_M} dx = \frac{ad_{Fil} \dot{B}^2 L^3}{12\varrho_M} \quad (2.32)$$

In dieser Arbeit werden die AC-Verluste immer als Verlustenergie pro Periode und Bandleitervolumen angegeben, so daß sich ergibt:

$$Q_{Kopp} = \frac{\dot{B}^2 L^2 T}{12\varrho_M} \lambda_{Fil-Sek} \quad (2.33)$$

$T$  ist die Periodendauer. Der Korrekturfaktor  $\lambda_{Fil-Sek} = \frac{V_{Fil-Sek}}{V_{Tape}}$  (mit  $V_{Fil-Sek}$  = Volumen der gesamten Filament-Sektion,  $V_{Tape}$  = Gesamtvolumen des Bandleiters) ist erforderlich, um zu berücksichtigen, daß die Filament-Sektion nur einen Teil des gesamten Bandleiterquerschnittes ausfüllt. Aus Gleichung 2.33 ergibt sich eine quadratische Abhängigkeit der AC-Verluste von der Feldänderungsrate  $\dot{B}$  und der Leiterlänge  $L$  (Twistlänge) und die reziproke Abhängigkeit vom Matrixwiderstand  $\varrho_M$ . Betrachtet man eine sinusförmige Feldabhängigkeit der Frequenz  $f = 1/T$ , so ergibt sich aus dem Doppel-Slab eine lineare Zunahme der Verluste mit zunehmender Frequenz. Die gleichen qualitativen Abhängigkeiten werden auch in kompliziert aufgebauten Multifilamentbandleitern gefunden.

### 2.2.3 Kopplungsverluste

Nachdem im vorhergehenden Kapitel die Kopplungsverluste an dem theoretisch sehr einfach zu behandelnden Doppel-Slab-Modell untersucht wurden, wird in diesem Kapitel nur noch auf die wichtigsten Zusammenhänge zum Verständnis der Kopplungsverluste eingegangen, unter Angabe der Gleichungen. Eine ausführliche Behandlung der Kopplungsverluste findet sich in den Arbeiten [13, 22, 55, 56].

Wenn ein Leiter mit supraleitenden Filamenten einem zeitlich veränderlichen Magnetfeld ausgesetzt wird, werden im Leiter Kopplungsströme induziert. Solange diese Feldänderungen klein sind, können die Felder im Innern des Leiters als homogen angesehen werden. Die Größe der Kopplungsströme muß proportional zur internen Änderung der magnetischen Flußdichte  $\dot{B}_i(t)$ , gemittelt über einen Bereich mit vielen Filamenten, sein. Das interne Feld in der Filament-Sektion kann somit in einer Gleichung der Form

$$B_i(t) = B_a - \tau \dot{B}_i(t) \quad (2.34)$$

geschrieben werden. Die Größe  $\tau$  ist dabei eine Proportionalitätskonstante welche, von den Eigenschaften der Filament-Sektion abhängt. Diese Konstante  $\tau$  wird als Abklingzeitkonstante der Kopplungsströme bezeichnet und kann auch als eine solche experimentell bestimmt werden [57]. Unter der Annahme einer sinusförmigen Magnetfeldänderung der

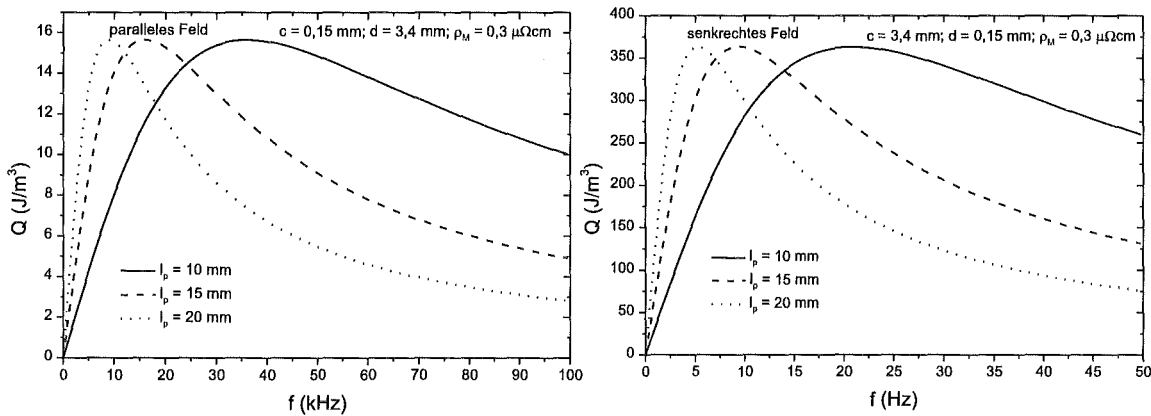
Form  $B_{cx}(t) = B_a \sin(\omega t)$  erhält Campbell [55] für die Kopplungsverluste pro Periode und Filament-Sektionsvolumen die Beziehung:

$$\frac{Q_{\text{absolut}}(K_{\text{opp}})}{V_{\text{Fil-Sek}}} = \frac{Q_{K_{\text{opp}}} V_{Tape}}{V_{\text{Fil-Sek}}} = \frac{Q_{K_{\text{opp}}}}{\lambda_{\text{Fil-Sek}}} = \frac{n\pi B_a^2}{\mu_0} \frac{\omega\tau}{1 + \omega^2\tau^2} \quad (2.35)$$

$n$  ist ein Formfaktor. Er berechnet sich aus dem Entmagnetisierungsfaktor  $N$  mit  $n = \frac{1}{1-N}$ . Der Entmagnetisierungsfaktor wurde von Osborn [58] für einen elliptischen Zylinder angegeben mit  $N = \frac{c}{c+d}$ , wobei  $\frac{c}{2}$  und  $\frac{d}{2}$  die beiden Halbachsen der Ellipsen sind, mit  $c$  senkrecht zum äußeren Feld. Die Zeitkonstante  $\tau$  wurde von mehreren Autoren für sehr unterschiedliche Geometrien berechnet. Für den Fall eines getwisteten Bandleiters scheint die Berechnung der Zeitkonstante nach Kwasnitza et al. am ehesten die Verhältnisse in multifilamentären Bi(2223)-Bandleitern zu beschreiben [26]. Bei der Berechnung der Zeitkonstanten nimmt Kwasnitza et al. einen Modelleiter an, bei dem sich die getwisteten Filamente auf dem Umfang eines Rechteckes mit dem Querschnitt  $(c \times d)$  befinden, wobei  $c$  senkrecht zum Magnetfeld ausgerichtet ist. Für die Zeitkonstante  $\tau$  ermittelt Kwasnitza et al. die Formel:

$$\tau = \frac{\mu_0 c^2 (c + 3d)^2 l_p^2}{144 d (c + d)^3 \varrho_M} \quad (2.36)$$

$l_p$  ist die Twistlänge und  $\varrho_M$  der effektive Matrixwiderstand. In Abb. 2.9 sind die Kopplungsverluste nach Gleichung 2.35 für unterschiedliche Twistlängen in beiden Feldorientierungen dargestellt. Für die Berechnung der Zeitkonstanten  $\tau$  wurde Gleichung 2.36 verwendet. Die Werte der Größen  $c$  und  $d$  in Abb. 2.9 wurden so gewählt, wie sie in heute



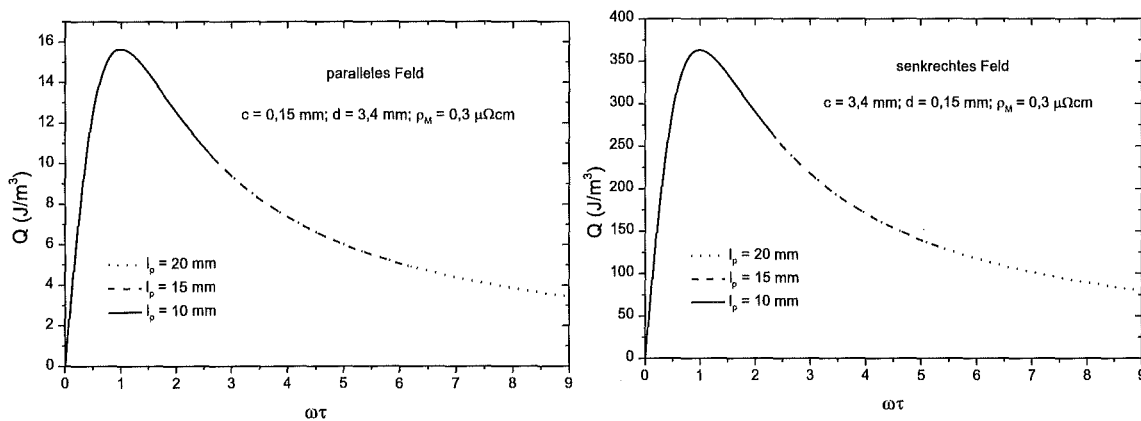
**Abbildung 2.9:** Kopplungsverluste in Abhängigkeit von der Frequenz für unterschiedliche Twistlängen.

standardmäßig hergestellten Multifilament Ag-Matrix-Bandleitern vorliegen. Als Matrixwiderstand wurde ein Wert von  $\varrho_M = 0,3 \mu\Omega\text{cm}$  verwendet, wie er an einem Leiter ohne supraleitende Filamente bei 77 K bestimmt worden ist. Man erkennt für beide Feldorientierungen ein Maximum in den Kopplungsverlusten, welches sich mit zunehmender Twistlänge



zu kleineren Frequenzen verschiebt. Die maximalen Verluste für beide Feldorientierungen unterscheiden sich um den unterschiedlichen Entmagnetisierungsfaktor für beide Feldorientierungen. Für parallele Feldorientierungen liegt das Maximum in den Kopplungsverlusten bei Frequenzen welche etwa drei Größenordnungen größer sind als für die senkrechte Feldorientierung. Das Auftreten eines Maximums in den Kopplungsverlusten kann durch den Abschirmeffekt der Kopplungsströme erklärt werden, der dazu führt, daß das Innere des Leiters zunehmend vom äußeren Feld abgeschirmt wird, ähnlich dem Skineneffekt für einen Normalleiter bei höheren Frequenzen. Eine Erhöhung des effektiven Matrixwiderstandes  $\rho_M$  bewirkt entsprechend Gleichung 2.36 ein qualitativ gleiches Verhalten wie eine Senkung der Twistlänge. Unter typischen Einsatzbedingungen, auf die im Rahmen dieser Arbeit noch häufiger eingegangen wird, liegt das Maximum der Kopplungsverluste deutlich oberhalb der Frequenz, bei der der Supraleiter betrieben wird (Einsatzfrequenz), so daß eine Erhöhung der effektiven Matrixresistivität oder eine Verkürzung der Twistlänge mit einer Reduktion der Kopplungsverluste verbunden ist. Liegt die Einsatzfrequenz oberhalb der Frequenz des Kopplungsverlustmaximums, so sind diese Abhängigkeiten gerade umgekehrt.

In der Abb. 2.10 sind die Kopplungsverluste aus Abb. 2.9 über der  $\omega\tau$  aufgetragen: Aus



**Abbildung 2.10:** Kopplungsverluste in Abhängigkeit von der  $\omega\tau$  für unterschiedliche Twistlängen. Diese Auftragung unterscheidet sich von der in Abb. 2.9 nur in den Werten auf der Frequenzachse.

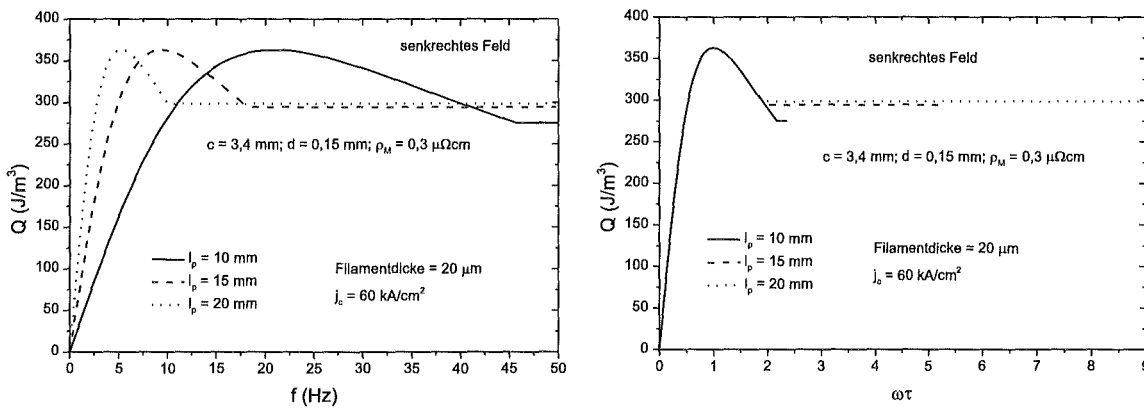
der Abb. 2.10 erkennt man ein Skalierungsverhalten der Kopplungsverluste mit  $\omega\tau$  [55, 59]. Bei der Auftragung der Verluste über  $\omega\tau$  zeigen alle Kurven ein universelles Kopplungsverlustverhalten, und man findet für unterschiedliche Twistlängen und Matrixwiderstände ein Verlustmaximum bei

$$\omega\tau = 1. \quad (2.37)$$

Mittels dieser Beziehung kann man durch eine Messung der Frequenzabhängigkeit der Kopplungsverluste effektive Matrixresistivitäten bestimmen. Dieses Verfahren wird jedoch in der Praxis häufig nur dazu verwendet, um Matrixresistivitäten unterschiedlicher Leiter zu vergleichen [54, 60], da die Modellannahmen in Bi(2223)-Leitern nur begrenzt erfüllt

sind.

Mit zunehmender Frequenz nimmt auch die Größe der Kopplungsströme in den Filamenten zu. Erreichen diese Kopplungsströme bei einer bestimmten Frequenz in der äußeren Filamentlage eine Stromdichte, die der kritischen Stromdichte der Filamente entspricht, so können die Kopplungsströme auch entlang der Filamente nicht mehr verlustfrei fließen, und die Modellannahmen werden ungültig. Das Erreichen der Sättigungstromdichte in den Filamenten führt dazu, daß die Kopplungsströme bei einer kritischen Frequenz frequenzunabhängig werden. Mittels der Gleichung 2.31 kann diese kritische Kopplungsfrequenz für den äußeren Filamentring bei senkrechter Feldorientierung berechnet werden. In der Abb. 2.11 sind die Kopplungsverluste bei Auftreten von Filamentsättigung aufgetragen. Für die Berechnung der Feldänderungsrate  $\dot{B}$  wurde in Abb. 2.11 die mittlere Feldänderung



**Abbildung 2.11:** Kopplungsverluste in Abhängigkeit von der Frequenz und in Abhängigkeit von  $\omega\tau$  ( $B_a = 5$  mT) beim Auftreten von Filamentsättigung im äußeren Filamentring nach Gleichung 2.31.

für ein externes Feld der Form  $B(t) = B_a \sin(\omega t)$  berechnet. Eine Filamentdicke von  $20 \mu\text{m}$  stellt einen typischen Wert für Ag-Matrix-Bandleiter dar; ein Wert von  $j_c = 60 \text{ kA/cm}^2$  kann heute nur in Kurzproben bei 77 K erreicht werden. Aus Abb. 2.11 erkennt man, daß Filamentsättigung bei kürzeren Twistlängen erst bei höheren Frequenzen auftritt, eine Erhöhung der Matrixresistivität und eine Steigerung der kritischen Stromdichte in den Filamenten bewirkt qualitativ gleiches Verhalten. Bei Messungen an multifilamentären Bandleitern wird kein Abknicken der Verluste auf den konstanten Sättigungswert, wie in Abb. 2.11 dargestellt, beobachtet [26, 54]. Dieser Effekt kann dadurch erklärt werden, daß kein konstantes  $\dot{B}$  verwendet wird, sowie durch Leiterinhomogenitäten.

## 2.3 Gesamtverluste; Wechselwirkung zwischen den unterschiedlichen Verlustmechanismen

### 2.3.1 Entkoppelte Filamente

Im Kapitel 2.1.2, S. 6 wurden die Hystereseverluste behandelt und im Kapitel 2.2.3, S. 21 die Kopplungsverluste. In Multifilamentbandleitern treten diese beiden Verlustmechanismen in zeitlich veränderlichen Magnetfeldern immer gleichzeitig auf, so daß Wechselwirkungen zwischen beiden auftreten. Dies führt dazu, daß die Gesamtverluste nicht durch eine einfache Addition der beiden Verlustmechanismen ermittelt werden können. Bei den Kopplungsströmen handelt es sich, ähnlich wie bei den Wirbelströmen, um Abschirmströme, die das Innere des Bandleiters teilweise vom äußeren Feld abschirmen. Die Hystereseverluste in den Filamenten im Innern des Leiters sind also einem geringeren effektiven Feld ausgesetzt als dieses ohne den Abschirmeffekt der Kopplungsströme der Fall wäre, zudem überlagern sich die Kopplungsströme mit den Abschirmströmen in den einzelnen Filamenten, was zu einer Veränderung des Eindringfeldes führt. Ist der Abschirmeffekt der Kopplungsströme jedoch klein, so kann die Feldabschirmung durch die Kopplungsströme vernachlässigt werden, und die Hysterese- und Kopplungsverlustbeiträge können als unabhängige Verlustbeiträge betrachtet werden. Als Bedingung für die Vernachlässigung des Abschirmeffekts der Kopplungsströme wird von Kwasnitza et al.  $\omega\tau < 0.2$  angegeben [26, 54]. Ist weiterhin nur ein sehr kleiner Teil des Filamentquerschnitts von Kopplungsströmen erfüllt, so können die Gesamtverluste als Summe der Verlustbeiträge der einzelnen Verlustmechanismen berechnet werden:

$$Q_{Ges} = Q_{Hyst-Fil} + Q_{Hyst-Korn} + Q_{Kopp} + Q_{Wirbel} \quad (2.38)$$

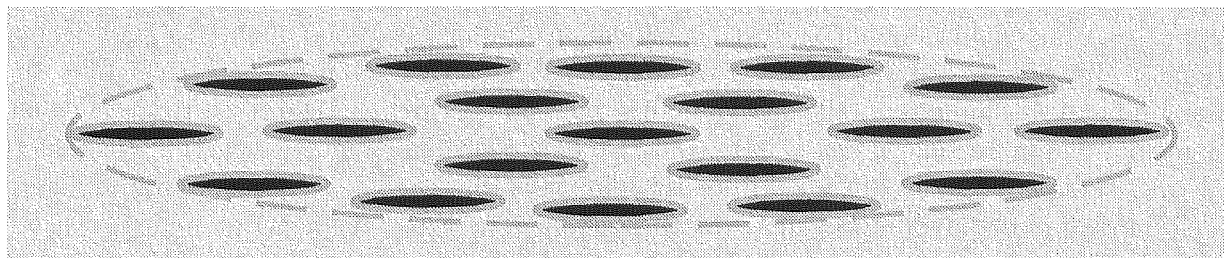
Dabei bezeichnet  $Q_{Hyst-Fil}$  bzw.  $Q_{Hyst-Korn}$  die Hystereseverluste in den Filamenten bzw. in den Körnern,  $Q_{Kopp}$  die Kopplungsverluste und  $Q_{Wirbel}$  die Wirbelstromverluste.

Wenn die Kopplungsströme nur sehr gering sind, ist das Magnetisierungsverhalten der einzelnen Filamente unabhängig voneinander. In diesem Fall lassen sich die gesamten Hystereseverluste als die Summe der Hystereseverluste in den einzelnen Filamenten berechnen. Man bezeichnet die Filamente in diesem Fall auch als **entkoppelte Filamente**. Als Abschätzung dafür, wann die Kopplungsströme zwischen den Filamenten signifikant werden, kann Gleichung 2.31 verwendet werden.

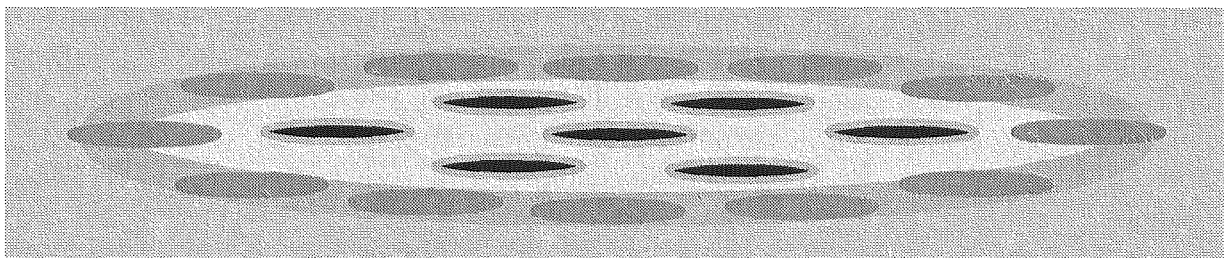
### 2.3.2 Gekoppelte Filamente

Mit zunehmender Frequenz nimmt auch der Abschirmeffekt der Kopplungsströme zu. Diese führt dazu, daß für die Verlustberechnung im Inneren des Leiters ein reduziertes effektives Feld berücksichtigt werden muß. Gleichzeitig nehmen mit zunehmender Frequenz auch die Kopplungsströme in den Filamenten zu, bis diese schließlich bei der kritischen Frequenz sättigen. Da das externe Magnetfeld durch das von den Kopplungsströmen erzeugte Feld von außen nach innen hin abgeschirmt wird, erreichen die Kopplungsströme zuerst in den

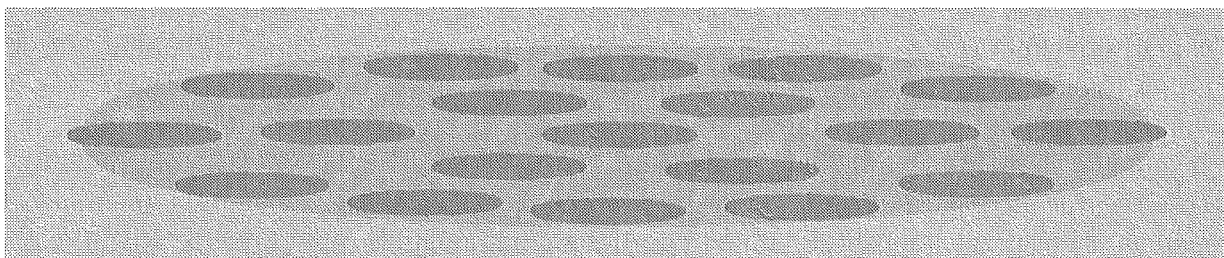
äußeren Filamentlagen die kritische Stromdichte  $j_c$ . Die mit Kopplungsströmen gesättigte Filamentzone bildet sich also mit zunehmender Frequenz von außen in das Innere der Filament-Sektion hin aus. Sind alle Filamente mit Kopplungsströmen gesättigt, so verhalten sich alle Filamente in ihrem Magnetisierungsverhalten wie ein großes Filament. In diesem Fall spricht man auch von **gekoppelten Filamenten**. In der Abb. 2.12 ist schematische das Abschirmverhalten der Filamente in einem Multifilamentbandleiter für den Fall der entkoppelten Filamente, der teilweise mit Kopplungsströmen gesättigten Filamente und gekoppelten Filamente dargestellt. Im Fall der entkoppelten Filamente bilden sich in





Entkoppelte Filamente



Teilweise mit Kopplungsströmen gesättigte Filamente



Gekoppelte Filamente

-  Abschirmströme in einem einzelnen Filament
-  Mit Kopplungsströmen gesättigtes Filament

**Abbildung 2.12:** Schematische Darstellung des Abschirmverhaltens der Filamente in einem Multifilamentbandleiter für den Fall der entkoppelten Filamente, der teilweise mit Kopplungsströmen gesättigten Filamente, und für gekoppelte Filamente.

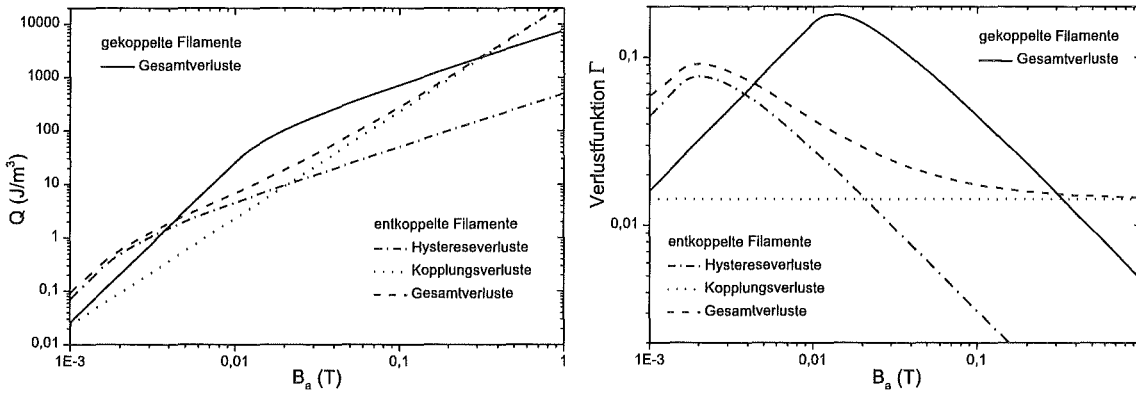
jedem Filament unabhängige Abschirmströme aus. Mit zunehmender Kopplung der Filamente entsteht zunächst in einem äußeren Filamentring eine mit Kopplungsströmen gesättigte Filamentzone. Im Fall der gekoppelten Filamente erstreckt sich diese Zone schließlich

über die gesamte Filament-Sektion.

Die Verluste in der mit Kopplungsströmen gesättigten Zone können nach Ries [61], in Analogie zu den Hystereseverlusten in den Filamenten, als Hystereseverluste in der gesamten Filament-Sektion beschrieben werden. Diese Analogie rührt daher, daß die mit Kopplungsströmen gesättigte Filamentzone gleichmäßig einen Teil des äußeren Feldes abschirmt und sich in der Mitte der Filament-Sektion eine Linie befindet durch welche kein Fluß hindurchtritt. Dieses Verhalten entspricht dem Abschirmverhalten nach dem Bean-Modell. Im Unterschied zum Bean-Modell, in welchem das Innere des Supraleiters feldfrei ist (bis auf eine Randschicht in der die Abschirmströme von der Dichte  $j_c$  fließen) solange das äußere Feld nicht größer wird das Eindringfeld schirmt die mit Kopplungsströmen gesättigte Filamentzone das Feld nur teilweise ab. Weiterhin nimmt der Abschirmeffekt dieser Zone mit zunehmender Frequenz zu. Aus den Gleichungen 2.30 und 2.31 erkennt man, daß die mit Kopplungsströmen gesättigte Zone in einem ungetwisteten Leiter oder einem Leiter mit sehr langer Twistlänge sehr groß werden wird, und somit alle Filamente schon bei sehr kleinen Frequenzen mit Kopplungsströmen gesättigt sein werden. Gleiches gilt für einen Leiter mit sehr kleiner Matrixresistivität oder mit sehr großem Aspekt-Verhältnis ( $c \gg d$ ) in senkrechten Feldern. Die Gesamtverluste berechnen sich im Grenzfall der gekoppelten Filamente nach der Formel

$$Q_{Ges} = Q_{Hyst-Fil-Sek} + Q_{Hyst-Korn} + Q_{Wirbel} \quad (2.39)$$

Dabei bezeichnet  $Q_{Hyst-Fil-Sek}$  bzw.  $Q_{Hyst-Korn}$  die Hystereseverluste in der Filamenten-Sektion bzw. in den Körnern, und  $Q_{Wirbel}$  die Wirbelstromverluste. Bei der Berechnung der Hystereseverluste in der Filament-Sektion verwendet man als geometrische Größen zur Berechnung des Eindringfeldes die Dimensionen der gesamten Filament-Sektion. Die kritische Abschirmstromdichte wird als gemittelte kritische Stromdichte über den gesamten Querschnittsbereich der Filament-Sektion berechnet, und als Volumenanteil für die Hystereseverluste verwendet man den Volumenanteil der gesamten Filament-Sektion im Leiterquerschnitt. In Abb. 2.13 sind die Gesamtverluste sowie die Gesamtverlustfunktionen für den Fall der entkoppelten, sowie der gekoppelten Filamente dargestellt. Zur Vereinfachung wurden die Hystereseverluste in den Körnern sowie die Wirbelstromverluste in der Hülle nicht berücksichtigt, da diese beiden Verlustbeiträge in der Regel vernachlässigt werden können. Die Parameter für die Berechnung der Verluste wurden so gewählt, wie sie an einem 55-Filament-Ag-Matrixleiter bestimmt wurden. Aus der Abb. 2.13 erkennt man, daß die Gesamtverluste bei gekoppelten Filamenten bis zu einem bestimmten Feldwert, der von der Größe des Eindringfeldes abhängt, kleiner sind als in entkoppelten Filamenten. Dieses Verhalten kann dadurch erklärt werden, daß für nicht vollständig eingedrungenes Feld der Volumenanteil, in dem Feld eingedrungen ist, in entkoppelten Filamenten größer ist als in gekoppelten Filamenten. Dieser Effekt konnte auch experimentell für Bi(2223)-Multifilamentbandleiter bestätigt werden [62, 63]. In praktischen Anwendungen ist von Feldern deutlich oberhalb von 20 mT auszugehen, so daß in der Regel die Aussage getroffen werden kann, daß die Hystereseverluste in gekoppelten Filamenten größer sind als in entkoppelten Filamenten, und somit die Filamententkopplung zu einer deutlichen Verlustreduktion führt. Der Maximalwert in der Verlustfunktion für die Hystereseverluste unterscheidet sich um das Verhältnis  $\lambda_{Fil-Sek}/\lambda_{Fil}$  welches typischerweise einen Wert von 2 – 3



**Abbildung 2.13:** Gesamtverluste sowie Gesamtverlustfunktion für gekoppelte und entkoppelte Filamente. Hystereseverluste in den Körnern, sowie Wirbelstromverluste in der Hülle werden vernachlässigt. Der Parametersatz für die Berechnung der Verluste entspricht dem eines 55-Filament-Leiters mit Ag-Matrix im parallelem Feld bei 50 Hz: Fil-Sek.-Breite = 3,4 mm; Fil-Sek.-Dicke = 0,15 mm; Fil-Dicke = 20  $\mu\text{m}$ ;  $\lambda_{\text{Fil-Sek}} = 0,48$ ;  $\lambda_{\text{Fil}} = 0,2$ ;  $j_c = 12 \text{ kA/cm}^2$  und  $\tau = 58 \mu\text{s}$ .

besitzt, jedoch in speziellen Leitern einen Wert von 5 – 10 erreichen kann.

### 2.3.3 Übergang von entkoppelten zu gekoppelten Filamenten

Mit zunehmender Frequenz, Feldamplitude, Twistlänge oder aber auch geringeren Matrixwiderstand, erfolgt ein Übergang von entkoppelten Filamenten zu gekoppelten Filamenten. Derzeit existieren noch keine analytischen Berechnungen der Gesamtverluste für multifilamentäre Bi(2223)-Bandleiter in diesem Übergangsbereich. Für Niedrig- $T_c$ -Supraleiter sind zwar schon zahlreiche Arbeiten durchgeführt worden [13, 56, 59, 61, 64], doch lassen sich diese nur sehr begrenzt auch für multifilamentäre Bi(2223)-Bandleiter anwenden. Speziell das Problem der Granularität, der  $J_c(B)$ -Abhängigkeit, der geringen Filamentzahl, sowie der Inhomogenitäten im Leiterquerschnitt werden nicht explizit berücksichtigt. Numerische Berechnungen der Gesamtverluste wurden in der letzten Zeit von verschiedenen Autoren vorgestellt, doch benötigen diese Verfahren derzeit noch einen großen Rechenaufwand, auch wurden bis jetzt nur einfache Leitergeometrien berechnet [65, 66, 67, 68]. Im Rahmen dieser Arbeit erfolgt keine Beschreibung der Gesamtverluste im Übergangsbereich von entkoppelten Filamenten zu gekoppelten Filamenten, sondern die Untersuchungen beschränken sich auf qualitative Aussagen.

Um den Übergang von entkoppelten Filamenten zu gekoppelten Filamenten qualitativ zu verstehen, eignet sich eine von Ries [61] angegebenen Formeln für die Berechnung der Gesamtverluste:

$$Q_{\text{Ges}} = Q_{\text{Hyst-Fil}} + Q_{\text{Hyst-Fil-Sek}} + Q_{\text{Kopp}} \quad (2.40)$$

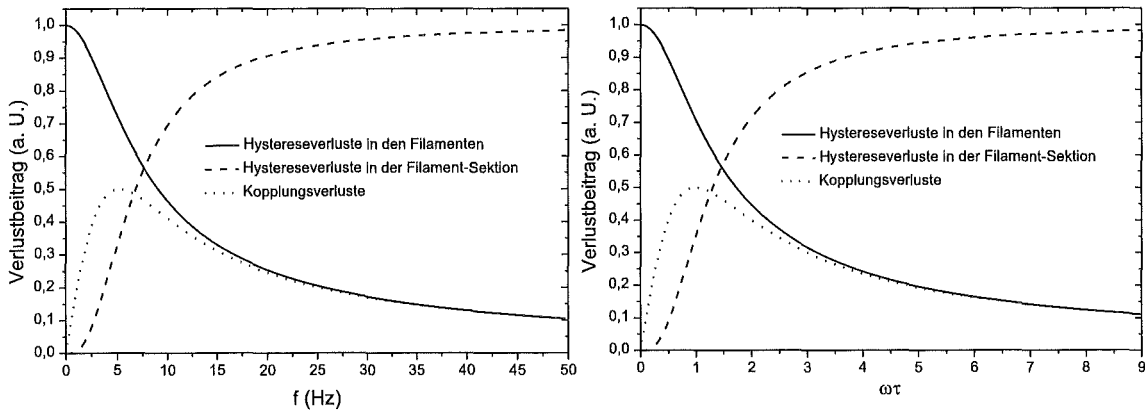
$Q_{Hyst-Fil-Sek}$  sind dabei die Verluste in der mit Kopplungsströmen gesättigten Filamentzone. Bei dieser Berechnung werden die Verlustbeiträge durch die Wirbelströme in der Hülle sowie die Hystereseverluste in den Körnern nicht berücksichtigt. Über die Einführung einer modifizierten Feldabhängigkeit, welche, außer von der Kopplungsstrom-Abklingzeitkonstanten  $\tau$  nur von der Wechselfeldfrequenz abhängt, erhält Ries für die Frequenzabhängigkeiten der einzelnen Verlustbeiträge:

$$Q_{Hyst-Fil} \propto \frac{1}{\sqrt{1 + (\omega\tau)^2}} \quad (2.41)$$

$$Q_{Hyst-Fil-Sek} \propto \frac{1}{(1 + (\omega\tau)^2)^{\frac{3}{2}}} \quad (2.42)$$

$$Q_{Kopp} \propto \frac{\omega\tau}{\sqrt{1 + (\omega\tau)^2}} \quad (2.43)$$

In Abb. 2.14 ist die Frequenzabhängigkeit, sowie die Abhängigkeit von  $\omega\tau$  dieser einzelnen Verlustbeiträge gemäß Gleichungen 2.41, 2.42 und 2.43 dargestellt. Für sehr kleine Fre-



**Abbildung 2.14:** Frequenzabhängigkeit und  $\omega\tau$ -Abhängigkeit der einzelnen Verlustbeiträge zu den Gesamtverlusten nach Ries [61] für den Fall der Ausbildung einer mit Kopplungsströmen gesättigten Zone. Für die Berechnung wurde eine Zeitkonstante von  $58 \mu\text{s}$  angenommen.

quenzen ( $\omega\tau < 0,2$ ) sind die Hystereseverluste in der Filament-Sektion (in der mit Kopplungsströmen gesättigten Zone) vernachlässigbar klein. In diesem Fall kann das Modell der entkoppelten Filamente angewandt werden und die Gesamtverluste nach Gleichung 2.38 berechnet werden. Zu sehr hohen Frequenzen hin ( $\omega\tau \gg 0,2$ ) dominiert schließlich der Verlustbeitrag der Hystereseverluste in der Filament-Sektion, da eine zunehmende Kopplung

der Filamente auftritt. Sind die Filamente vollständig gekoppelt, so können die Gesamtverluste können nach Gleichung 2.39 berechnet werden. Die Unterdrückung der Verlustbeiträge der Kopplungsverluste, sowie der Hystereseverluste in den Filamenten zu hohen  $\omega\tau$ -Werten hin, ist ausgeprägter als in Abb. 2.14 dargestellt, wenn Korrekturen zum effektiven Verlustvolumen berücksichtigt werden.



# III.

## Präparation von multifilamentären Bi(2223)-Bandleitern für AC-Anwendungen

### 3.1 Das PIT-Verfahren

Für den technischen Einsatz der Supraleitung sind nicht alleine die supraleitenden Eigenschaften des Leiters von Interesse, sondern es ist weiterhin erforderlich den Supraleiter in der Form eines technisch handhabbaren Leiters zu entwickeln und zu untersuchen. Eine der wichtigsten Anforderungen bezüglich eines technisch einsetzbaren Leiters ist es diesen Leiter in sehr großen Längen ( $l > 100$  m) mit hohen technischen Stromdichten über die gesamte Leiterlänge produzieren zu können. Weiterhin sollte der Leiter den mechanischen Belastungen während der Verarbeitung und des Einsatzes ohne deutliche Reduktion der Stromtragfähigkeit standhalten. Für den Einsatz eines Supraleiters in einer AC-Anwendung der Energietechnik ist es erforderlich, Leiter mit möglichst geringen AC-Verlusten zu entwickeln. Als nicht zu vernachlässigende Nebenbedingung ist zu verlangen, daß das Preis-Leistungs-Verhältnis des Supraleiters unter realen Einsatzbedingungen und über die gesamte Betriebsdauer zumindest vergleichbar, wenn nicht sogar deutlich besser, sein muß als bei vergleichbaren Systemen auf der Basis konventioneller Kupferleiter. In diesem Zusammenhang spielen sowohl Leiterkosten [2, 69] als auch eine hohe Effizienz durch geringe AC-Verluste bei AC-Anwendungen in der Energietechnik eine entscheidende Rolle [3].

Das Pulver-In-Rohr-Verfahren (Powder-In-Tube, PIT) ermöglicht die Herstellung von multifilamentären Bi(2223)-Bandleitern in großen Längen und mit hohen Stromdichten. Die größten heute herstellbaren Leiterlängen liegen bei 1250 m mit einer technischen Stromdichte von  $5,2 \text{ kA/cm}^2$  [70]. In Leiterlängen von 200 m können technische Stromdichten von  $14 \text{ kA/cm}^2$  in großen Stückzahlen (über 100), erreicht werden [69]. Der Rekord für Kurzproben (10 cm) liegt derzeit bei einer technischen Stromdichte von  $23 \text{ kA/cm}^2$  [69]. Diese technische oder auch "engineering" Stromdichte wird dabei als die Belastungsstromdichte  $j_\epsilon$  (bei 77 K, im Eigenfeld), bezogen auf den gesamten Leiterquerschnitt, definiert, bei der längs des Leiters ein elektrisches Feld von  $1 \text{ } \mu\text{V/cm}$  auftritt. Durch entsprechende Modifikationen im Herstellungsablauf z. B. durch die Benutzung spezieller Hüllmaterialien für

mechanisch verstärkte Leiter oder durch das Einbringen resistiver Zwischenschichten für Leiter mit reduzierten AC-Verlusten, kann das PIT-Verfahren für spezielle Anforderungsprofile modifiziert werden. Eine ausführlichere Beschreibung des PIT-Verfahrens befindet sich in den Arbeiten [4, 5, 71, 72, 73]. Im Rahmen dieser Arbeit werden nur die wichtigsten Aspekte dieses Verfahrens vorgestellt, soweit diese zum Verständnis des Herstellungsverfahrens der Leiter erforderlich sind. Die wichtigsten Schritte des PIT-Verfahrens sind in der Abb. 3.1 schematisch dargestellt.

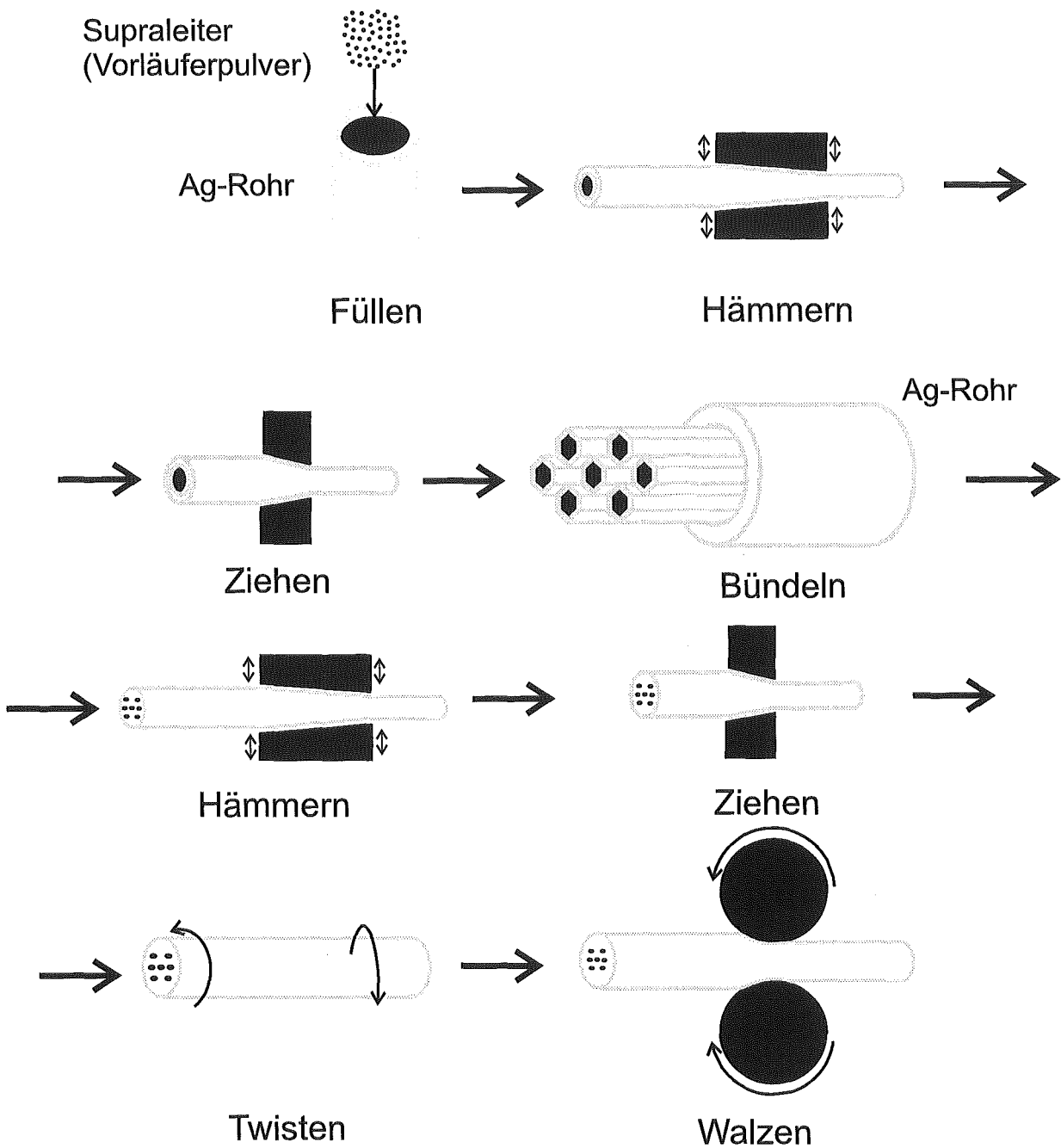
### 3.1.1 Das Vorläuferpulver

Im ersten Schritt wird ein Vorläuferpulver des Supraleiters, welches in seinem Hauptbestandteil aus der Bi(2212)-Phase, sowie aus weiteren Nebenphasen (z. B. Plumbate und Erdalkali-Kuprate) besteht, in ein Silberrohr gefüllt und verdichtet. Die nominelle Zusammensetzung der Kationen des Vorläuferpulvers ist etwas Ca und Bi reicher als die entsprechende stöchiometrische Zusammensetzung der Bi(2223)-Phase ( $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$ ), da die stöchiometrische Zusammensetzung außerhalb des Homogenitätsbereichs der 2223-Phase liegt. Eine wesentliche Nebenphase des Vorläuferpulvers sind Plumbate. Die Bleiatome dieser Plumbate substituieren Bi-Atomen im Gitter des Supraleiters, was dazu führt, daß sich der Stabilitätsbereich der Bi(2223)-Phase verbreitert, gleichzeitig wird die Reaktionstemperatur abgesenkt [74]. Als Füllrohr wird Silber oder eine Silberlegierung verwendet, da Silber eine sehr gute Sauerstoffdurchlässigkeit besitzt, die während der Reaktionsglühung gewährleistet, daß ausreichend Sauerstoff zur (2223)-Phasenbildung zur Verfügung steht. Gleichzeitig kommt es zu keiner chemischen Reaktion zwischen dem Silber und dem Supraleiter.

### 3.1.2 Herstellung der Monokernleiter

Nachdem das Pulver in das Ag-Rohr gefüllt worden ist, wird bei ca. 600 °C eine Kalzinierungsglühung in einer sauerstoffhaltigen Atmosphäre durchgeführt, um die Restverunreinigungskonzentration an Kohlenstoff möglichst weitgehend abzusenken. Bereits kleine Restverunreinigungen von Kohlenstoff im Supraleiter können zu einer Blasenbildung im Bandleiter während der Reaktionsglühung führen. Diese Blasenbildung führt zu einer deutlichen lokalen Reduktion der Stromtragfähigkeit, was die gesamte Einsatzfähigkeit des Bandleiters stark reduzieren kann.

Nach der Kalzinierung wird das mit dem Vorläuferpulver gefüllte Rohr verschlossen und durch Hämmern in seinem Querschnitt reduziert. Beim Hämmern erzeugen azimuthal umlaufende Hämmerbacken radiale Schläge auf das Füllrohr und bewirken dadurch eine gleichförmige Reduktion des Rohrdurchmessers, die mit einem Längenwachstum des Leiters verbunden ist. Gleichzeitig wird das Pulver beim Hämmern verdichtet. Eine weitere Querschnittsreduktion nach dem Hämmern wird durch Ziehen erreicht. Beim Ziehen wird der Leiter durch einen Ziehstein mit in Ziehrichtung verengter Öffnung gezogen. Typische Verformungsschritte sind 7,5 bis 10 % Querschnittsreduktion. Bei den letzten drei Ziehschritten wird ein Ziehstein mit sechseckiger Öffnung verwendet, so daß der Querschnitt des Leiter eine Sechseckform bekommt.



**Abbildung 3.1:** Schematische Darstellung des PIT-Verfahrens zur Herstellung von multifilamentären Bi(2223)-Bandleitern

### 3.1.3 Herstellung der Multifilamentleiter

Die Monokernleiter mit sechseckigen Querschnitt werden zu einem Multifilamentleiter zusammengebündelt. Bei dieser Bündelung werden um ein zentrales Filament, Ring für Ring die nächsten Filamente angeordnet, so daß eine "honigwaben"-artige Querschnittsstruktur ohne Zwischenräume entsteht. Durch die Einbringung dieser Bündel in ein rundes Hüllrohr

ergeben sich die charakteristischen Filamentzahlen von Multifilamentbandleitern mit 7, 19, 37, 55 oder 85 Filamenten. Wird dieser Bündelungsprozeß mit dem Multikernleiter noch ein mal wiederholt, können Leiter mit Filamentzahlen von  $19 \times 19 = 361$ , oder  $19 \times 37 = 703$  hergestellt werden, z. B. zur Realisierung sehr kleiner Filamentdimensionen. Der Multifilamentleiter wird wieder durch Hämmern und Ziehen zum Draht verformt, wobei jedoch in dieser Verformungssequenz nur Ziehsteine mit rundem Querschnitt verwendet werden. Die typischen Enddurchmesser liegen zwischen 1,5 und 2 mm.

### 3.1.4 Filamentverdrillung

Im folgenden Herstellungsschritt kann durch eine Verdrillung der Leiterenden eine Vertwistung der Filamente erreicht werden. Hierzu muß der Leiter zunächst bei  $300\text{ }^{\circ}\text{C}$  für ca. 20 Minuten weichgeglüht werden, um einen Sprödbbruch des Leiters zu verhindern. Aus der Umdrehungszahl pro Leiterlänge kann später die Twistlänge berechnet werden. Solange sich der Leiter bei der Verdrillung duktil verformt, führt dies dazu, daß sich die Filamente eines Filamentringes zu gleichmäßigen, nebeneinanderliegenden, Spiralen verformen. Die inneren Filamentringe bilden entsprechend Spiralinge mit kleineren Durchmessern. In Abb. 2.8, S. 20 ist die Lage der Filamente in einem gewisteten 37-Filament-Bandleiter schematisch gezeigt.

### 3.1.5 Bandwalzen und Textur

Im letzten Verformungsabschnitt wird der Rundleiter mittels einer Walze zu einem Bandleiter gewalzt. Bei diesem Prozeß wird den Kristalliten der (2212)-Vorstufenphase eine Texturierung aufgeprägt, so daß die a,b-Ebenen der einzelnen Kristallite im fertigen Bandleiter in Walzrichtung (Richtung des Transportstromes) ausgerichtet sind und die c-Achsen der Kristallite parallel zur Normalen der breiten Seite des Bandleiters. Die Textur der (2212)-Phase initiiert eine texturierte (2223)-Phasenbildung [75, 76]. Die Texturierung der Kristallite des Bi(2223)-Supraleiters ist notwendig, da die Stromtragfähigkeit in den ab-Ebenen der Kristallite des Bi(2223)-Supraleiters deutlich größer ist als in c-Richtung. Für eine gute Stromtragfähigkeit des Bandleiters ist nicht nur eine gute Stromtragfähigkeit in den Kristalliten des Supraleiters erforderlich, sondern auch über die Verbindungen zwischen den Kristalliten [77, 78]. Dies kann ebenfalls über eine gute Texturierung der Kristallite mit c-Achsentexturierung parallel zur Normalen der breiten Seite des Bandleiters erreicht werden [79, 80], z. B. über Kleinwinkelkorngrenzen zwischen den Körnern. Die Texturqualität wird durch den Fehlausrichtungswinkel  $\theta$  beschrieben [79, 80]. Dieser gibt die Verkippung der einzelnen c-Achsen der Kristallite an. Bandleiter mit kleinen Fehlausrichtungswinkeln besitzen, unter sonst gleichen Bedingungen, eine höhere Stromtragfähigkeit, als solche mit größeren Fehlausrichtungswinkeln [5].

### 3.1.6 Thermomechanische Endbehandlung (TMB), (Bi(2223)-Phasenbildung)

Nachdem der Multifilament-Bandleiter ausgewalzt worden ist, erfolgt die abschließende thermomechanische Behandlung, bei der das Vorläuferpulver zur Bi(2223)-Phase reagiert wird. Diese Behandlung besteht in der Regel aus zwei oder drei aufeinanderfolgenden Reaktionsglühungen, jeweils unterbrochen durch eine Nachverdichtung mittels Walzen. Hierbei erfolgt eine Verdichtung des Supraleiters, die das Volumenwachstum des Supraleiters während der Reaktionsglühung kompensiert. Zudem ist dieser Walzschritt notwendig um eine möglichst vollständige Reaktion zur 2223-Phase zu gewährleisten. Bei den in dieser Arbeit untersuchten Bandleitern, speziell auch bei den Barrierenleitern, wurde fast ausschließlich eine zweistufige thermomechanische Behandlung eingesetzt.

Als Glühatmosfera wurde ein Gasgemisch aus 8% Sauerstoff und 92% Argon, mit einer sehr geringen Verunreinigung an Fremdgasen, verwendet. Die Verwendung eines Gasgemisches mit reduziertem Sauerstoffanteil im Vergleich zu Luft bringt bei der Reaktionsglühung den Vorteil, daß sich der Stabilitätsbereich der 2223-Phase vergrößert und dadurch der Bereich der möglichen Glühtemperaturen vergrößert. Sauerstoff in der Glühatmosfera ist erforderlich, um die Bildung der Bi(2223)-Phase zu ermöglichen. Die Glühtemperaturen und -zeiten lagen für die erste Reaktionsglühung bei 817 bis 819 °C und im Bereich von 20 bis 40 Stunden und für die zweite Glühung bei 817 bis 819 °C und im Bereich von 30 bis 60 Stunden. Diese Werte bedürfen für jeden Leitertyp und jede neue Pulvercharge einer neuen Optimierung [5, 71].

Bei einigen Serien wurden AgAu (8 Gew. % Au) Legierungsrohre als Füllrohre verwendet, um Leiter für spezielle Anwendungen, z. B. Leiter mit geringen AC-Verlusten [23] oder mit geringer Wärmeleitfähigkeit, herzustellen [81]. Die Hüllrohre, in welche die Multifilamentbündel eingepaßt wurden, bestanden überwiegend ebenfalls aus Ag, oder zur mechanischen Verstärkung alternativ aus einer AgMg (2 Gew. % Mg)-Legierung. Während der Reaktionsglühung bildet das Mg in der sauerstoffhaltigen Atmosphäre MgO-Ausscheidungen. Diese Dispersionsausscheidung führt zu einer Verminderung der Versetzungsbeweglichkeit bei mechanischer Belastung und somit zu mechanisch wesentlich belastbareren Leitern [82, 83]. Die modifizierten Füll- oder Hüllrohre, sowie auch zusätzliche resistive Zwischenschichten, auf die in Kapitel 3.2, S. 35 noch näher eingegangen wird, führen zu einer veränderten Sauerstoffdiffusion in der den Supraleiter umgebenden Matrix [84].

## 3.2 Herstellung von Bändern mit resistiven Barrieren für AC-Anwendungen

Bei multifilamentären Bandleitern die nach dem standardmäßig verwendeten PIT-Verfahren 3.1, S. 31 hergestellt wurden befinden sich die supraleitenden Filamente in einer Ag-Matrix. Die gute Leitfähigkeit des Silbers ( $\rho = 0,3 \mu\Omega\text{cm}$  bei 77 K) führt dazu, daß in zeitlich veränderlichen Magnetfeldern große Kopplungsströme in der Matrix fließen, die auch große AC-Verluste bewirken. Eine ausführliche Darstellung der relevanten Effekte befindet sich in Kapitel 2.2.3, S. 21. Diese Verluste können prinzipiell auf 3 unterschiedlichen

Arten, die auch miteinander kombiniert werden können, reduziert werden:

- (1) Durch eine Reduktion des Aspektverhältnisses des Bandleiters
- (2) durch eine Vertwistung der Filamente,
- (3) durch eine Erhöhung der Matrixresistivität.

Die erste Möglichkeit ist schwierig zu realisieren, da das hohe Aspektverhältnis (Breite/Dicke  $\approx 12$  bis  $15$ ) aus dem Walzprozeß der Bandleiter resultiert und streng mit hohen kritischen Stromdichten korreliert ist. Arbeiten in denen die Herstellung von Bandleitern mit kleinerem Aspektverhältnis durchgeführt wurden, haben gezeigt, daß eine Reduktion des Aspektverhältnisses zu schlechter Texturierung der Kristallite und dadurch bedingt zu geringere Stromtragfähigkeit des Leiters führt [5].

In dieser Arbeit werden die Möglichkeiten einer Reduktion der Verluste, in externen Magnetfeldern, durch eine Erhöhung der Matrixresistivität, sowie durch eine Vertwistung der Filamente untersucht. Die Erhöhung der Matrixresistivität wurde durch das Einbringen von resistiven Zwischenschichten (Barrieren), in der Matrix zwischen den Filamenten, erreicht. Aus der Anwendung des PIT-Verfahrens zur Herstellung der Bandleiter ergeben sich Randbedingungen an die Wahl der möglichen Barrierenmaterialien, die zu einer überaus starken Einschränkung der verwendbaren Materialien führen:

- (1) Das Barrierenmaterial, welches in die Matrix eingebracht wird, muß gewährleisten, daß sich das Matrixcomposit Supraleiter-Silber-Barriere-Silber während der einzelnen Verformungsschritte möglichst homogen (idealerweise duktil) verformt.
- (2) Das Barrierenmaterial darf, insbesondere während der Reaktionsglühung des Supraleiters ( $T \approx 818 \text{ }^\circ\text{C}; t > 50 \text{ h}$ ), nicht mit dem Silber reagieren. Es sollte auch keine Diffusion des Barrierenmaterials durch das Silber in den Supraleiter hinein erfolgen, da dieses die supraleitenden Eigenschaften (Mikrostruktur) des Supraleiters negativ beeinflusst.
- (3) Das Barrierenmaterial muß unter der sauerstoffhaltigen Glühatmosfera chemisch stabil sein. Bei der Verwendung von unedlen Metallen, welche während der Reaktionsglühung oxidiert werden, darf diese Oxidbildung durch ein mögliches Volumenzwachstum zu keinen signifikanten Veränderungen des Leiterquerschnitts führen.
- (4) Das Barrierenmaterial muß sauerstoffdurchlässig sein.

Untersuchungen von zahlreichen, möglicherweise verwendbaren Barrierenmaterialien wurden erstmals an der Universität in Genf [85], am Institut für Technische Physik (ITP) und in der Folge in zahlreichen anderen Instituten durchgeführt. Die erfolgreich eingesetzten Barrierenmaterialien lassen sich in zwei Klassen unterteilen:

- Silberlegierungen wie AgAu oder AgPd (eingeschränkt AgCu)
- isolierende Zwischenschichten aus  $\text{SrCO}_3$ ,  $\text{BaZrO}_3$ ,  $\text{SrZrO}_3$  oder MgO

Bandleiter mit einer Matrix aus AgAu [81, 86], AgPd [87, 88] oder AgCu [88] lassen sich im Vergleich zu Barrierenleitern mit isolierenden Zwischenschichten einfacher herstellen, haben jedoch den Nachteil, daß sie in der erreichbaren Erhöhung der Matrixresistivität bei 77 K etwa auf den Faktor 10 im Vergleich zu Ag-Matrix-Leitern beschränkt sind. Aus theoretischen Betrachtungen sind für einige Anwendungen Werte von  $> 30$  gefordert. Zudem sind Gold und Palladium sehr teure Materialien, so daß ihnen auch in dieser Hinsicht nur ein sehr begrenztes Einsatzpotential eingeräumt werden kann. Somit konzentrieren sich derzeit die größten Hoffnungen für die großtechnische Herstellung von verlustarmen Bi(2223)-Bandleitern auf Barrierenleiter mit isolierenden Zwischenschichten. In dieser Arbeit wurden erstmals Barrieren aus  $\text{SrCO}_3$  eingesetzt, die sich aufgrund der hohen Stabilität bei 820 °C unter geringen  $\text{O}_2$ -Partialdruck (in der Größenordnung von  $10^{-3}$  mbar) anbieten.  $\text{SrCO}_3$  ist ein Isolator.

### 3.2.1 Herstellung von Barrierenleitern

In der Abb. 3.2 ist das Herstellungsverfahren von multifilamentären Barrierenleitern schematisch dargestellt. An dieser Stelle wird nur auf die wichtigsten Schritte zur Herstellung von Barrierenleitern eingegangen wie sie im ITP entwickelt wurden. Weitere Einzelheiten zum Herstellungsprozeß dieser Bandleiter, sowie auch zu den supraleitenden Eigenschaften der Barrierenbänder wurden in [89, 90] veröffentlicht.

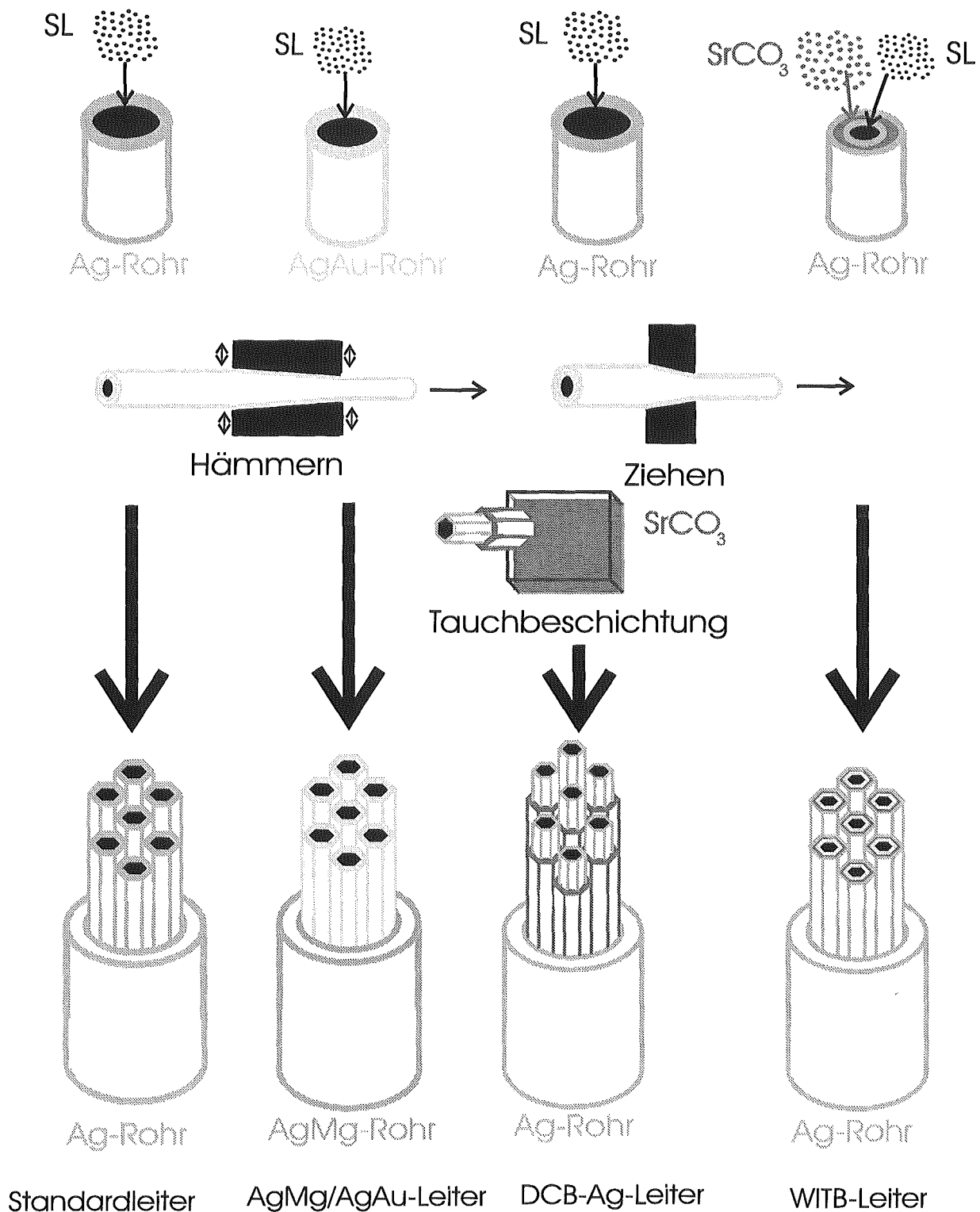
In der linken Spalte in Abb. 3.2 ist noch einmal das Standard-PIT Verfahren dargestellt wie es in Kapitel 3.1, S. 31 beschrieben wurde und in der Abb. 3.1 schematisch dargestellt ist. Im folgenden werden die Modifikationen zur Herstellung von Barrierenleitern beschrieben.

### 3.2.2 AgMg/AgAu-Legierungsleiter

Als ein erster Modifikationsansatz zur Herstellung von Referenzleitern mit Legierungshüllen wurde der Supraleiter in ein AgAu-(8 Gew. % Au in Ag)-Rohr eingefüllt (zweite Spalte von links). Diese befüllten AgAu-Rohre wurden anschließend weiter verformt wie beim Standard PIT-Prozeß, jedoch wurden die gebündelten 37-Filamentkerne in ein AgMg-(2 Gew. % Mg in Ag)-Rohr eingepaßt. Bandleiter dieser Herstellungsserie werden in dieser Arbeit **AgMg/AgAu-Leiter** genannt.

### 3.2.3 Dip-coated Leiter (DCB)

Bei der Herstellung dieser Leiter wurde der Supraleiter in ein Ag-Rohr gefüllt welches anschließend wieder gehämmert und in eine Sechseckform gezogen wurde (Standard PIT-Prozeß). Die so hergestellten Sechseckmonofilamente wurden anschließend in einem Tauchbeschichtungsprozeß mit einer  $\text{SrCO}_3$ -Schicht versehen. Danach wurden die Filamente zu 19-Filamentkernen gebündelt und in ein Ag-Rohr eingepaßt, welches durch Hämmern und Walzen zu einem Bandleiter verformt wurde. Dieser Herstellungsprozeß ist in der dritten Spalte in Abb. 3.2. dargestellt. Bandleiter dieser Leiterserie werden (dip-coated-barrier) **DCB-I-Ag-Barrierenleiter** genannt. In einer Leiterserie der DCB-Leiter wurde als Hüll-



**Abbildung 3.2:** Schematische Darstellung der unterschiedlichen Modifikationen im PIT-Verfahren (siehe Abbildung 3.1) zur Herstellung von multifilamentären Bandleitern mit resistiven Zwischenschichten.



rohr ein AgMg-Rohr verwendet um einen mechanisch verstärkten Leiter herzustellen. Die ersten Leiterserien der DCB-Serie (**DCB-I**) zeigten keine sehr ausgeprägte Verlustreduktion. Aus diesem Grund wurde der Tauchbeschichtungsprozess dahingehend modifiziert, daß dickere SrCO<sub>3</sub>-Schichten auf die Monokernleiter abgeschieden wurde. Leiter dieser Herstellungsserien werden als **DCB-II-Ag**-Barrierenleiter bezeichnet. Durch den Austausch des Ag-Füllrohres durch ein AgAu-Rohr konnten die Effekte der Erhöhung der Matrixresistivität durch AgAu und resistiven Zwischenschichten aus SrCO<sub>3</sub> kombiniert werden. Auf diese Weise konnte die bisher deutlichste Erhöhung der effektiven Matrixresistivität erreicht werden. Leiter dieser Serie werden **DCB-II-AgAu**-Barrierenleiter genannt.

### 3.2.4 Wire-in-tube-Leiter (WITB)

In der vierten Spalte der Abb. 3.2 ist der Herstellungsprozeß der (wire-in-tube-barrier) **WITB**-Barrierenleiter gezeigt. Bei diesem Prozeß wird ein Doppelrohr verwendet. In das innere Rohr wird der Supraleiter eingefüllt und zwischen den Wänden des inneren und des äußeren Rohres SrCO<sub>3</sub>. Diese Monokerne werden anschließend, ähnlich wie im Standard PIT-Prozeß, verformt. Von dieser Leiterserie wurden ebenfalls 19-Filament-Leiter hergestellt.

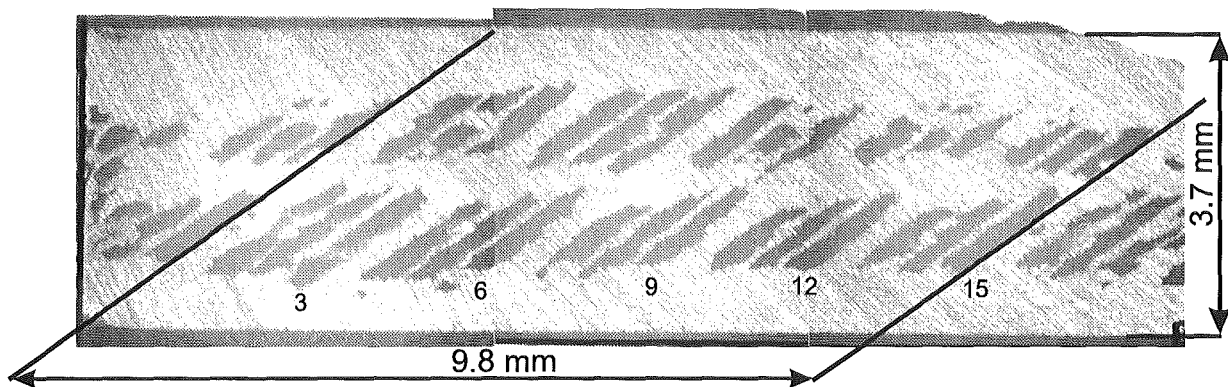
### 3.2.5 Ringbündelleiter (RBB)

In der senkrechten Feldorientierung (Feld senkrecht zur breiten Seite des Leiters) sind die AC-Verluste deutlich größer als in der parallelen Feldorientierung, so daß es für einige Anwendung notwendig ist, die AC-Verluste für diese Feldorientierung zu reduzieren. Eine genauere Untersuchung der Kopplungsströme zeigte, daß diese in getwisteten Bandleitern vorwiegend antiparallel zum externen Feld fließen [17, 62]. Daraus ergibt sich, daß die Kopplungsströme für die senkrechte Feldorientierung am effektivsten durch eine resistive, durchgehende Zwischenschicht in der Mitte des Leiters und parallel zur breiten Seite des Leiters reduziert werden können [91]. Diese Zwischenschicht ist also gerade so im Leiterquerschnitt platziert, daß der Hauptpfad der Kopplungsströme unterbrochen wird. Diese Art der Verlustreduktion durch eine spezielle Barrierengeometrie findet bei Niedrig- $T_c$ -Supraleitern in der Form der Rutherford-Kabel ihre Anwendung [89, 92]. Durch einen modifizierten PIT-Prozess konnten im ITP Bi(2223)-Bandleiter hergestellt werden die, von ihrem inneren Barrieraufbau, sowie von der Filamentgeometrie, zu diesen Leitern vergleichbar sind. Bei diesem Herstellungsprozeß werden zunächst Bündel aus 7-Filament DCB-Leitern hergestellt. Von diesen Bündeln werden dann 6 ringweise in ein Ag-Rohr angeordnet und das Innere dieses Rings mit SrCO<sub>3</sub> ausgefüllt. Die 7-Filamentbündel können vor der Bündelung noch getwistet werden, um nahezu vollständig transponierte Filamente zu erhalten. Der so hergestellte Filamentkern kann wieder durch Hämmern und Walzen zu einem Bandleiter verformt werden. Leiter dieser Barrierengeometrie werden in dieser Arbeit (ring-bündelbarrier) **RBB (6 x 7)**-Leiter genannt.

Von allen Barrierenleitern wurden Serien mit unterschiedlichen Twistlängen hergestellt.

### 3.3 Die Filamentvertwistung

Wie in Kapitel 2.2.3, S. 21 dargestellt wurde ist für eine AC-Verlustreduktion in externen Magnetfeldern, auch und gerade bei den Barrierenleitern eine Vertwistung der Filamente erforderlich. Die entscheidende Größe für die AC-Verluste ist dabei die Twistlänge. Dieses ist die Länge auf der ein Filament einen kompletten Umlauf im Leiterquerschnitt ausführt (siehe auch Abb. 2.8, S. 20). Die experimentelle Bestimmung der Twistlänge kann am fertigen Leiter dadurch geschehen, daß von der oberen Seite des Bandleiters gerade soviel Silber abpoliert wird, daß die Filamente des äußersten Filamentrings zum Vorschein kommen. Da aus dem Bündelungsprozeß die Anzahl der Filamente im äußeren Ring bekannt ist, kann man durch Ausmessen der Länge dieser Filamentgruppe die Twistlänge bestimmen. In der Abb. 3.3 ist die Bestimmung der Twistlänge an einem fertigen Bandleiter gezeigt. Man bestimmt für den Abstand von 15 Filamenten eine Länge von 9,8 mm. Da es sich bei dem untersuchten Leiter um einen 55-Filamentleiter handelt befinden sich 18 Filamente im äußeren Filamentring. Es ergibt sich also eine Twistlänge von  $l_p = \frac{18}{15} \cdot 9,8 = 11,8 \pm 0,3$  mm. Das vorgestellte Verfahren zur Bestimmung der Twistlänge ist zwar das Genaueste, doch



**Abbildung 3.3:** Bestimmung der Twistlänge an einem Bandleiter. Die Aufnahme zeigt die breite Seite eines getwisteten 55-Filamentleiters (VAC) bei den die äußere Silberschicht soweit abpoliert wurde, daß der äußere Filamentring zum Vorschein kommt. Da sich 18 Filamente im äußeren Filamentring eines 55-Filamentleiters befinden ermittelt man eine Twistlänge von  $l_p = 11,8 \pm 0,3$  mm.

auch relativ aufwendig, so daß sich in der Praxis ein anderes Verfahren durchgesetzt hat. Dieses Verfahren beruht darauf, daß man die Anzahl der Umdrehungen pro Längeneinheit (Twistzahl  $N_{Tw}$ ) des Leiterstücks bei der Vertwistung des Leiters bestimmt und dann die Twistlänge über den Längenänderungsfaktor  $\Delta A$  beim anschließenden Verformungsprozeß umrechnet.

$$l_p = N_{Tw} \Delta A = N_{Tw} \frac{\pi d^2}{4AB} \quad (3.1)$$

dabei ist  $d$  der Durchmesser des Leiters bei der Vertwistung und  $A$  und  $B$  die Endmaße des Bandleiters. Mit der Formel 3.1 wird angenommen, daß der Leiter während der Verformung eine duktile Verformungsverhalten, ohne Volumenkompression zeigt. Diese Bedingung ist für Ag-Matrix-Leiter gut erfüllt, da die Hauptverdichtung des Supraleiters

bereits in den vorhergehenden Verformungsprozessen erfolgt und während der TMB im wesentlichen eine transversale Verdichtung stattfindet. Ein Vergleich der beiden Verfahren zur Bestimmung der Twistlänge zeigte Abweichungen von  $\pm 5\%$ .

### 3.3.1 Filamentvertwistung in Ag-Matrix-Leitern

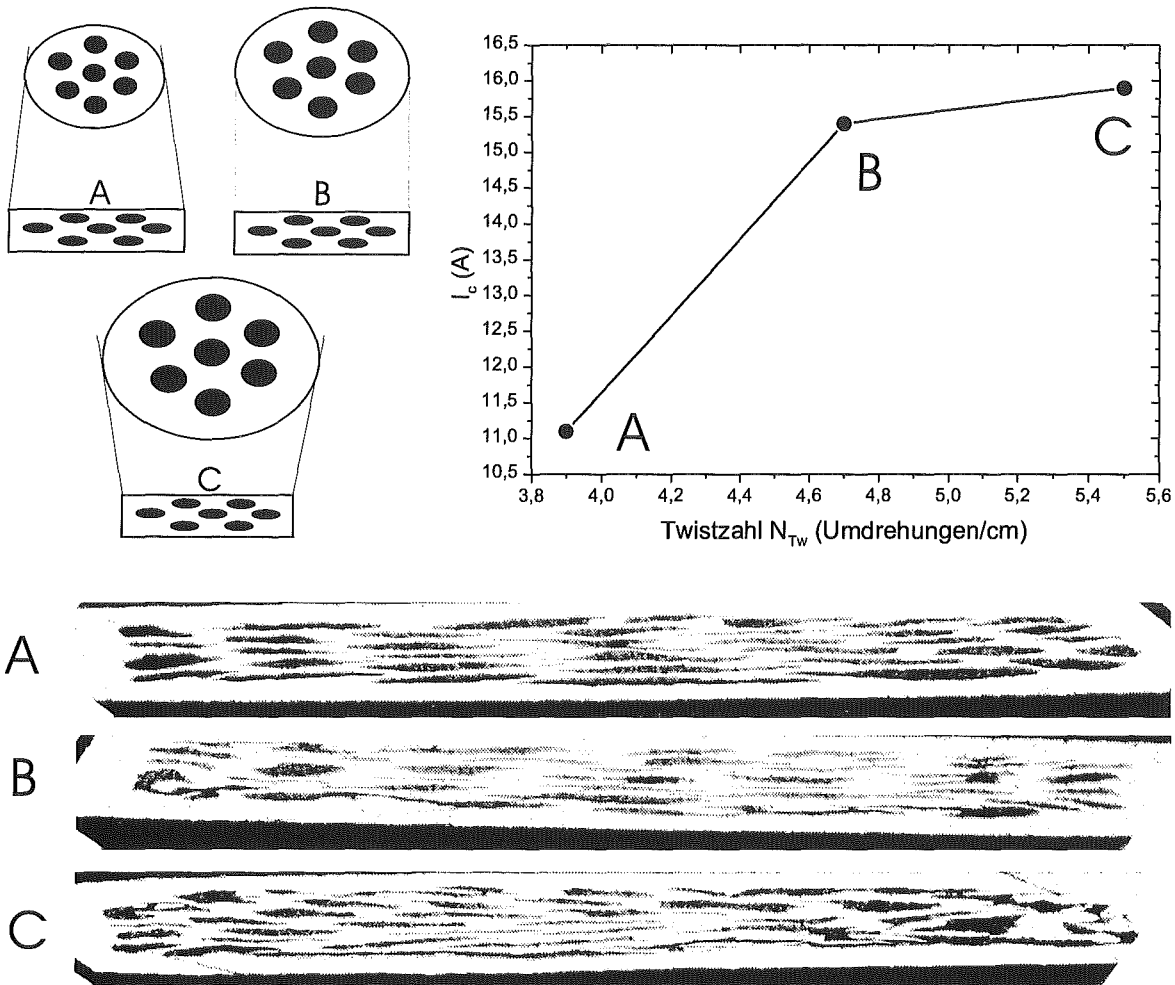
Wie im Kapitel 2.2.3, S. 21 dargestellt wurde ist die Vertwistung der Filamente zur Verlustreduktion erforderlich, gleichzeitig ist jedoch die Bedingung zu erfüllen, daß die Vertwistung der Filamente nicht zu einer deutlichen Reduktion der kritischen Stromtragfähigkeit führen soll. Es ist möglich die Verformungsparameter für eine möglichst kleine Reduktion der Stromtragfähigkeit mit abnehmender Twistlänge zu optimieren. Dieser Optimierungsprozeß darf jedoch nicht zu einer reduzierten Stromtragfähigkeit des ungetwisteten Vergleichsleiters führen. Aufgrund dieser Problematik wird in der Regel der Optimierungsansatz so gewählt, daß Leiter ohne Twist ein maximales  $j_c$  erreichen. Diesen so gefundenen Prozeß schreibt man fest und integriert in diesen Prozeß einen Twistprozeß ohne andere Verformungsparameter zu verändern. Aus Untersuchungen hat sich ergeben, daß man diesen Twistprozeß am sinnvollsten direkt vor dem ersten Walzschrift einfügt, um einen möglichst geringen Längenänderungsfaktor  $\Delta A$  und somit, bei gleicher Twistlänge, eine möglichst kleine Twistzahl  $N_{Tw}$  zu erreichen. Eine geringere Twistzahl führt zu einer weniger ausgeprägten  $I_c(l_p)$ -Abhängigkeit.

Multifilamentäre Leiter mit supraleitenden Verbindungen zwischen den Filamenten zeigen keine Twistlängenabhängigkeit der AC-Verluste, da die Abschirmströme über die Filamentverbindungen fließen können und somit die Matrix zwischen den Filamenten nicht zu kreuzen brauchen. Ein Leiter mit Filamentverbindungen verhält sich somit in seinem Magnetisierungs- und AC-Verlustverhalten wie ein Monokernleiter [93]. Aufgrund dieses Verhaltens muß die Entstehung von supraleitenden Verbindungen zwischen den Filamenten vermieden werden. Drei unterschiedliche Verbindungen dieser Art können unterschieden werden.

- Supraleitende Verbindungen über Matrixrisse zwischen den Filamenten beim Twistvorgang.
- Supraleitende Verbindungen über Körner (Nadeln) die beim Glühprozeß von einem Filament bis zum nächsten Filament durch die Matrix hindurch wachsen (sogenannte "Intergrowths").
- Kopplung der Filamente über eine dünne Metallschicht (der sogenannte "Proximity-Effekt").

#### 3.3.1.1 Matrixrisse

In der Abb. 3.4 ist das Auftreten von Matrixrissen zwischen den Filamenten für Ag-Matrix Leiter gleicher Endgeometrie, sowie gleicher Twistlänge  $l_p$  gezeigt. In diesem Experiment wurden während des Verformungsprozesses Leiter bei unterschiedlichen Durchmessern getwistet. Da Endgeometrie sowie Twistlänge für alle Leiter gleich gewählt wurden ergibt sich

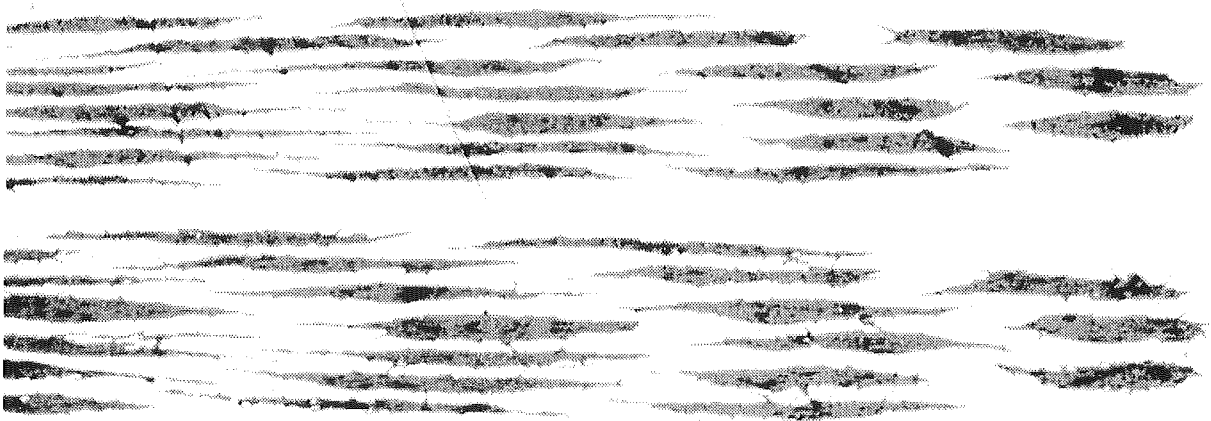


**Abbildung 3.4:** Einfluß der Twistzahl  $N_{Tw}$  auf Risse in der Matrix zwischen den Filamenten, sowie auf die kritische Stromtragfähigkeit  $I_c$ , für Ag-Matrix Leiter gleicher Endgeometrie sowie gleicher Twistlänge  $l_p = 2$  cm. In den Querschliffen ist der Supraleiter schwarz dargestellt und das Silber grau.

entsprechend Gleichung 3.1 eine unterschiedliche Twistzahl  $N_{Tw}$  für die unterschiedlichen Twistdurchmesser. Die Endmaße der Leiter betragen  $3,4 \times 0,27$  mm<sup>2</sup>, die Twistdurchmesser  $A = 3,6$  mm;  $B = 3,3$  mm und  $C = 3$  mm, so daß sich für die Twistzahlen bei einer Twistlänge von  $l_p = 2$  cm ergibt:  $A$   $N_{Tw} = 3,9$  Umdrehungen/cm;  $B$   $N_{Tw} = 4,7$  Umdrehungen/cm und  $C$   $N_{Tw} = 5,5$  Umdrehungen/cm. In der Abb. 3.4 kann man deutlich erkennen, wie die Menge der Matrixrisse von Leiter A nach C, also mit zunehmender Twistzahl, zunimmt. Weiterhin erkennt man einen Anstieg der kritischen Stromdichte mit zunehmender Twistzahl. Dieser Effekt kann dadurch erklärt werden, daß sich der Strom in einem Leiter mit zahlreichen Matrixrissen, oder Abscherungen der interfilamentären resistiven Matrix, besser umverteilen kann und somit Regionen mit geringer Stromtragfähigkeit meiden kann. Auch die veränderte Filamentgeometrie könnte zu dem Anstieg der Stromtragfähigkeit beitragen.

### 3.3.1.2 Nadelwachstum (Intergrowths)

Eine weitere Art der supraleitenden Verbindung zwischen den Filamenten eines multifilamentären Bandleiters sind die sogenannten "Intergrowths". Bei diesen Verbindungen handelt es sich um einzelne Bi(2223)-Körner die in Nadelform, während des Glühprozesses, vorzugsweise entlang von Korngrenzen in die Matrix hineinwachsen und somit auch direkt von Filament zu Filament durchwachsen können. In der Abb. 3.5 sind zwei Matrixauschnitte eines 55-Filamentleiters gezeigt. Der obere Teil der Abbildung zeigt einen Leiter



**Abbildung 3.5:** Ausschnitte aus Querschliffsaufnahmen von 55-Filamentleitern mit Ag-Matrix Obere Abbildung: Leiter mit nur sehr wenigen "Intergrowths". Untere Abbildung: Leiter mit einer sehr großen Menge von "Intergrowths". In dieser Abbildung ist der Supraleiter schwarz und das Matrixsilber grau dargestellt.

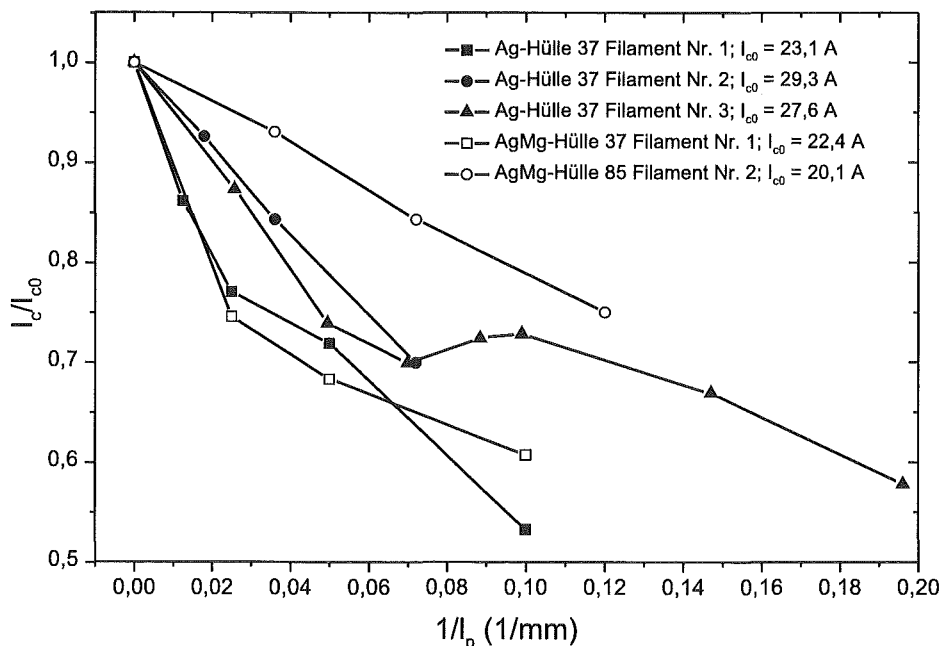
der kaum "Intergrowths" enthält. Im unteren Teil der Abb. erkennt man hingegen zahlreiche "Intergrowths" die in der Form von Nadeln die in die Matrix hineinreichen. Der Unterschied in der Herstellung der beiden Leiter bestand im wesentlichen in der thermomechanischen Glühbehandlung. Der Leiter der oberen Abbildung wurde einer Standardglühbehandlung unterzogen, bei der die Reaktionstemperatur eingestellt wird und diese dann während des gesamten Glühprozesses konstant gehalten wird. Der Leiter im unteren Teil wurde einer Spezialglühung zur  $j_c$ -Optimierung unterzogen bei der zu Beginn des letzten Glühprozesses zunächst für eine kurze Zeit eine deutlich überhöhte Temperatur eingestellt wurde, bevor die Temperatur wieder auf die eigentliche Reaktionstemperatur abgesenkt wurde. Diese Temperaturüberhöhung zu Beginn der Glühung könnte die Ursache für das starke Auftreten von "Intergrowths" bei dem Leiter im unteren Teil der Abb. sein [94], doch konnte dieser Effekt noch nicht eindeutig nachgewiesen werden. Wäre die Glühbehandlung der ursächliche Prozeß für die Entstehung der "Intergrowths", so wäre dieser Optimierungsansatz zur  $j_c$ -Optimierung nur begrenzt in AC-verlustarmen Leitern anwendbar. Die Stromtragfähigkeit dieser "Intergrowths" ist sehr groß, da es sich um einzelne Kristallite handelt. Volkozub et al. konnten abschätzen, daß mehr als 10 % der Transportstromdichte eines multifilamentären Bi(2223)-Bandleiters über solche Verbindungen fließen kann [95], und daß die Stromverteilung eines Leiters mit "Intergrowths" der eines Monokernleiters stark ähnelt [96].

### 3.3.1.3 Proximity-Effekt

Eine weitere Art der supraleitenden Verbindung von Filamenten erfolgt über den von Niedrig- $T_c$ -Supraleitern bekannten "Proximity Effekt" [97, 98]. Bei diesem Effekt handelt es sich um eine supraleitende Kopplung der Filamente über eine dünne metallische Brücke hinweg. Die Voraussetzung dafür, daß diese Kopplung erfolgen kann ist, daß die Dicke der metallischen Brücke kleiner als die Kohärenzlänge in der Brücke ist [98]. Für Niedrig- $T_c$ -Supraleitern wird diese Bedingung erst bei Brückendicken im Bereich von  $0,01 \mu\text{m}$  bis  $0,1 \mu\text{m}$  erreicht [97, 98]. Einen Wert der Kohärenzlänge für die Bi(2223)-Bandleiter anzugeben ist sehr schwer, auch soll im Rahmen dieser Arbeit nicht auf die komplexen Zusammenhänge eingegangen werden [99, 100]. Als einfache Tatsache kann jedoch angenommen werden, daß bei Hoch- $T_c$ -Supraleitern die Kohärenzlänge in der Regel kleiner ist als bei Niedrig- $T_c$ -Supraleitern. Da in typischen Bi(2223)-Bandleitern die Silberbrücken deutlich über einen  $1 \mu\text{m}$  dick sind, kann somit angenommen werden, daß der "Proximity Effekt" für die in dieser Arbeit untersuchten Leiter keine wesentliche Rolle spielt.

### 3.3.1.4 $I_c/I_{c0}(1/l_p)$ -Abhängigkeit für Ag-Matrix-Leiter

In der Abb. 3.6 ist die Abnahme von  $I_c$ , normiert auf den Referenzwert des ungetwisteten Leiters, mit sinkender Twistlänge ( $1/l_p$ ) für Ag-Matrixleiter unterschiedlicher Serien, die im ITP hergestellt wurden, gezeigt. Um den Effekt der Leiterinhomogenitäten auf die

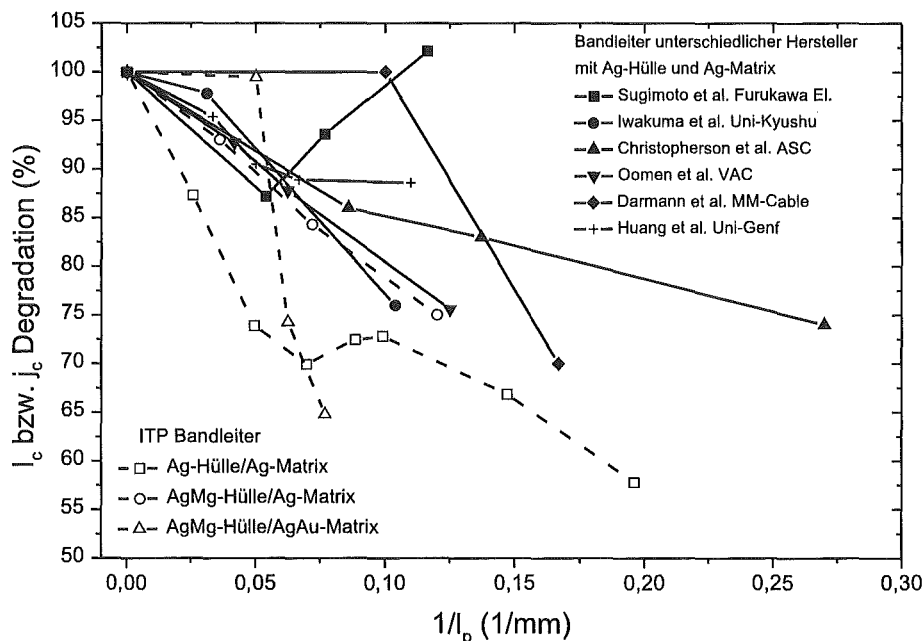


**Abbildung 3.6:**  $I_c$ -Reduktion mit abnehmender Twistlänge für Ag-Matrixleiter aus unterschiedlichen Herstellungsserien. Die kritische Stromdichte  $I_c$  wurde auf den Referenzwert des ungetwisteten Leiters normiert.

$I_c$ -Bestimmung zu minimieren, wurden jeweils nur die besten 3  $I_c$ -Werte, gemessen über  $1,5 \text{ cm}$ , eines  $20 \text{ cm}$  langen Bandleiters bei der Auswertung berücksichtigt. Deutlich zu erkennen ist eine Abnahme der Stromtragfähigkeit mit abnehmender Twistlänge. Wie diese

erfolgt ist jedoch von Leiterserie zu Leiterserie stark unterschiedlich. Es kann auch keine systematisch unterschiedliche Abhängigkeit dieser Abnahme vom kritischen Strom  $I_{c0}$  des ungetwisteten Referenzleiters beobachtet werden. Als Grund für die reduzierte Stromtragfähigkeit der getwisteten Leitern kann die schlechtere Texturierung in den Überstiegsbereichen der Filamente angesehen werden [101].

Um mehr Informationen über das generelle Verhalten der  $I_c$ - bzw.  $j_c$ -Degradation mit abnehmender Twistlänge zu erhalten, wurden die in der Literatur angegebenen  $I_c/I_{c0}(1/l_p)$ - bzw.  $j_c/j_{c0}(1/l_p)$ -Abhängigkeiten in Abb. 3.7 aufgetragen. Die Werte der Literaturanga-

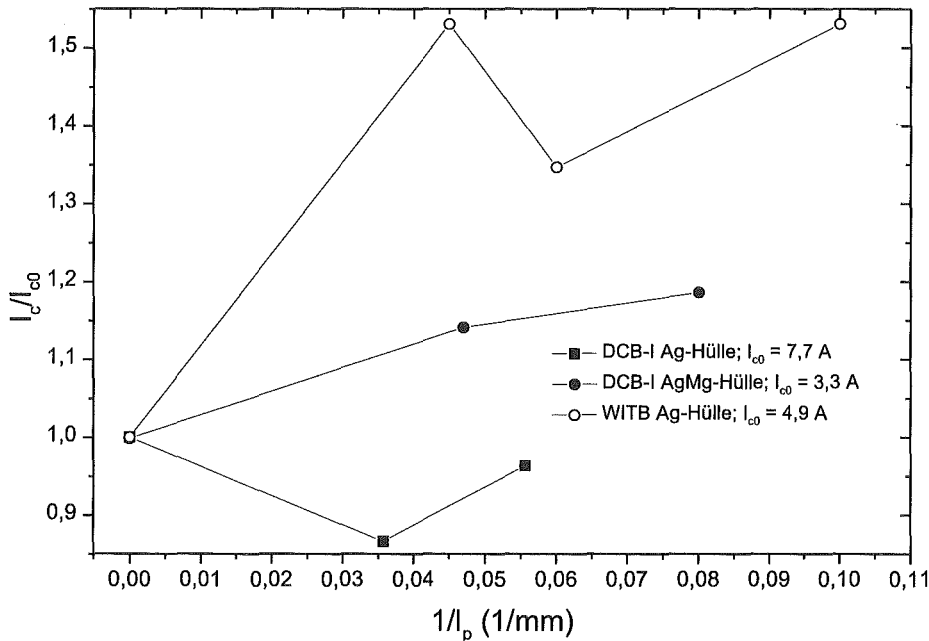


**Abbildung 3.7:**  $I_c/I_{c0}(1/l_p)$ - bzw.  $j_c/j_{c0}(1/l_p)$ -Abhängigkeit für Leiter unterschiedlicher Hersteller die in der Literatur gefunden werden konnten.

ben wurden folgenden Veröffentlichungen entnommen (jeweils Autor und Hersteller der Bandleiter soweit bekannt): Sugimoto et al. Furukawa Electric [102], Iwakuma et al. Uni-Kyushu [103], Christopherson et al. American Superconductor [104], Oomen et al. Vacuumschmelze GmbH [62], Darmann et al. MM-Cable [105, 106] und Huang et al. Universität Genf [107]. Zum Vergleich wurden auch noch drei im ITP hergestellte Bandleiter in die Abbildung eingetragen. Aus der Abb. 3.7 kann man erkennen, daß die Stromtragfähigkeit der Bandleiter nahezu aller Leiterhersteller mit abnehmender Twistlänge abnimmt. Jedoch wird auch hier wieder kein generelles Verhalten beobachtet. Auffällig ist, daß es Darmann bei der Firma MM-Cable gelang, getwistete Bandleiter mit einer Twistlänge von  $l_p$  bis zu 10 mm ohne Reduktion der Stromtragfähigkeit, im Vergleich zum ungetwisteten Leiter, herzustellen. Von dem Autor wird, selbst auf Nachfrage hin, jedoch nicht angegeben welche Modifikationen des PIT-Verfahrens erforderlich sind, um dieses zu erreichen. Aus Messungen der AC-Verluste an diesen Bandleitern ist jedoch bekannt, daß supraleitende Verbindungen zwischen den Filamenten keine entscheidende Rolle in diesen Bandleitern spielen können [63, 108].

### 3.3.2 Filamentvertwistung in Barrierenleitern

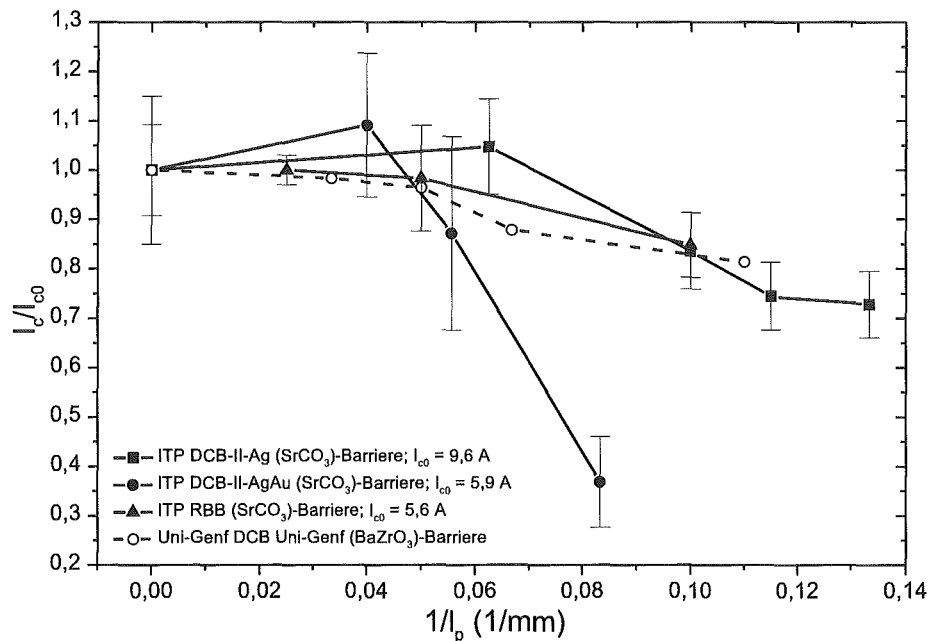
In der Abb. 3.8 ist die  $I_c/I_{c0}(1/l_p)$ -Abhängigkeit für unterschiedliche Barrierenleiter der ersten Herstellungsserien aufgetragen. In dieser Auftragung wurden wieder die besten 3



**Abbildung 3.8:**  $I_c/I_{c0}(1/l_p)$ -Abhängigkeit für unterschiedliche Barrierenleiter. Diese Twistversuche wurden an Barrierenleitern der ersten Herstellungsserien ausgeführt.

$I_c$ -Werte, gemessen über 1,5 cm eines 20 cm langen Bandleiters zur Auswertung herangezogen. Für diese Leiter kann man teilweise sogar einen Anstieg der Stromtragfähigkeit mit abnehmender Twistlänge beobachten. Die AC-Verlustmessungen an diesen Leitern zeigen teilweise ebenfalls den unerwarteten Effekt, daß die AC-Verluste mit zunehmender Twistlänge abnehmen. Dieses Verhalten könnte dahingehend interpretiert werden, daß die Barrierenqualität mit abnehmender Twistlänge sich deutlich verschlechtert. Dieser Effekt kann dazu führen, daß die Stromtragfähigkeit mit abnehmender Twistlänge zunimmt, da aufgrund der schlechteren Barrierenqualität eine bessere Stromumverteilung möglich ist. In der Abb. 3.9 ist die  $I_c/I_{c0}(1/l_p)$ -Abhängigkeit für unterschiedliche Barrierenleiter der neueren Herstellungsserien dargestellt. Zum Vergleich wurde auch noch die  $I_c/I_{c0}(1/l_p)$ -Abhängigkeit für einen  $BaZrO_3$ -Barrierenleiters aufgetragen, wie sie von Huang et al. (Universität Genf) veröffentlicht wurde [107]. Von den Barrierenleitern in Abbildung 3.9 wurden Leiterlängen von 1 bis zu 3,5 m je Twistlänge hergestellt. Die Streuung der einzelnen  $I_c$ -Werte beträgt teilweise über 50 % und ist wohl zu einem großen Teil auf Blasenbildung während des Glühprozesses, aber auch auf Barriereninhomogenitäten zurückzuführen. Um diesen Inhomogenitätseffekt zu unterdrücken wurde der kritische Stromstrom  $I_c$  an jeweils 8 Stellen der in 0,5 m lange Leiterstücke zerteilten Leiter über 5 cm bestimmt. Zur  $I_c$ -Auswertung wurden, wie zuvor, nur die drei besten  $I_c$ -Werte je einzelnes Leiterstück mit gleicher Twistlänge benutzt. Die in Abb. 3.9 eingezeichneten Punkte kennzeichnen die Mittelwerte dieser  $I_c$ -Werte. Die Standardabweichung der einzelnen so bestimmten  $I_c$ -Werte





**Abbildung 3.9:**  $I_c/I_{c0}(1/l_p)$ -Abhängigkeit für unterschiedliche Barrierenleiter. Diese Twistversuche wurden an Barrierenleitern der neueren Herstellungsserien ausgeführt. Die Fehlerbalken geben die Standardabweichung der unterschiedlichen  $I_c$ -Werte an, die am gleichen Leiter ermittelt wurden. Für diese Auftragung wurden jeweils nur die besten 40 % der einzelnen  $I_c$ -Werte berücksichtigt. Zum Vergleich wurde auch noch die  $I_c/I_{c0}(1/l_p)$ -Abhängigkeit eines  $BaZrO_3$ -Barrierenleiter aufgetragen, wie sie von der Universität Genf veröffentlicht wurde [107].

ist als Fehlerbalken eingetragen. Aus der Abbildung erkennt man wieder eine Abnahme der Stromtragfähigkeit mit abnehmender Twistlänge. Das Twistverhalten der  $BaZrO_3$ -Barrierenleiter der Universität Genf ist qualitativ gleich dem der  $SrCO_3$ -Barrierenleiter, die im ITP hergestellt wurden. Für die DCB-II-AgAu-Leiter beobachtet man eine deutliche Reduktion der Stromtragfähigkeit bei Twistlängen unterhalb von 18 mm. Qualitativ das gleiche Verhalten findet man auch für  $AgMg/AgAu$ -Leiter in Abb. 3.7, so daß dieser Effekt auf die Eigenschaften des  $AgAu$  als Matrixmaterial zurückzuführen sein könnte.

## IV.

# AC-Transportstromverluste

### 4.1 Die Meßapparatur

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Meßapparatur aufgebaut, getestet und für AC-Transportstrom Verlustmessungen eingesetzt. Eine Skizze des Meßaufbaus ist in Abb. 4.1 dargestellt. Vom Prinzip her ist die Messung der AC-Transportstromverluste in multifilamentären Bandleitern recht einfach. Der Leiter wird mit einem sinusförmigen Wechselstrom ( $I(t) = I_m \sin(\omega t)$ ) der Frequenz  $\omega$  beaufschlagt und der resistive Spannungsabfall längs des Leiters bestimmt. Aus diesem Spannungsabfall können dann, mittels der Beziehung  $P = U \cdot I$ , die Wechselstromverluste berechnet werden. Da jedoch der Spannungsabfall am Supraleiter sehr klein ist und dieser häufig auch noch eine große induktive Komponente enthält, wird der meßtechnische Aufwand zur korrekten Bestimmung der AC-Transportstromverluste etwas größer.

Der interne Oszillator eines Lock-In-Verstärkers liefert ein in seiner Spannungsamplitude und Frequenz variables Sinussignal. Dieses wird mit einem Leistungsverstärker verstärkt und über einen Transformator mit dem Bandleiter verbunden. Parallel zum Bandleiter ist noch ein zweiter Transformator in den Sekundärkreis des Haupttransformators angeschlossen, der als Drosselspule betrieben wird und dazu dient den Sekundärkreis zu erden. Eine zweite Erdung befindet sich in der Mitte zwischen den beiden Spannungsabgriffen am Bandleiter. Über zwei veränderliche Widerstände in den Zuleitungen der Drosselspule kann der Leiterkreis symmetrisiert werden, so daß über die Erdung am Bandleiter nahezu kein Strom fließt. Der Bandleiter befindet sich in einem mit flüssigem Stickstoff gefüllten Dewar und wird somit auf einer konstanten Temperatur von 77 K gehalten.

Zur Bestimmung der Verlustleistung am Bandleiter wurde das Prinzip der 2-Lock-In-Meßtechnik angewandt [109]. Bei dieser Technik wird Lock-In-Verstärker II dazu verwendet die Phasenverschiebung des Stromes zum Referenzsignal zu bestimmen während Lock-In-Verstärker I, mittels der am Lock-In-Verstärker II bestimmten Phasenverschiebung, den resistiven Spannungsabfall am Leiter bestimmt, welcher die gleiche Phasenverschiebung zur Referenz am Lock-In-Verstärker II hat wie der Strom durch den Bandleiter, also gerade der Spannungsanteil, der mit dem Strom in Phase ist. Die Bestimmung der Phasenverschiebung erfolgte mit einer Rogowskispule. Eine Rogowskispule liefert eine Spannung die gegenüber dem erregenden Strom um 90 Grad phasenverschoben ist. Da nur ein Lock-In-Verstärker

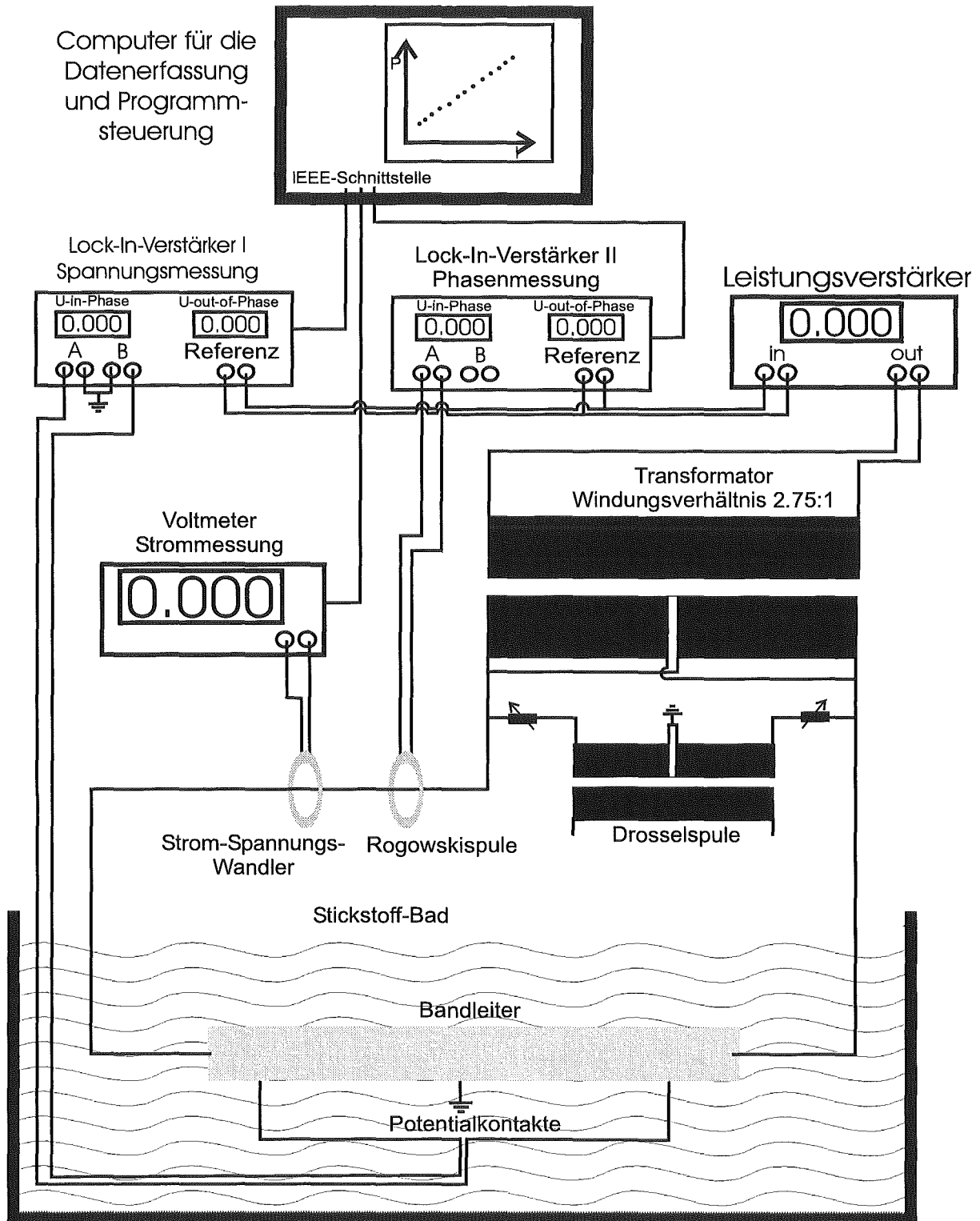


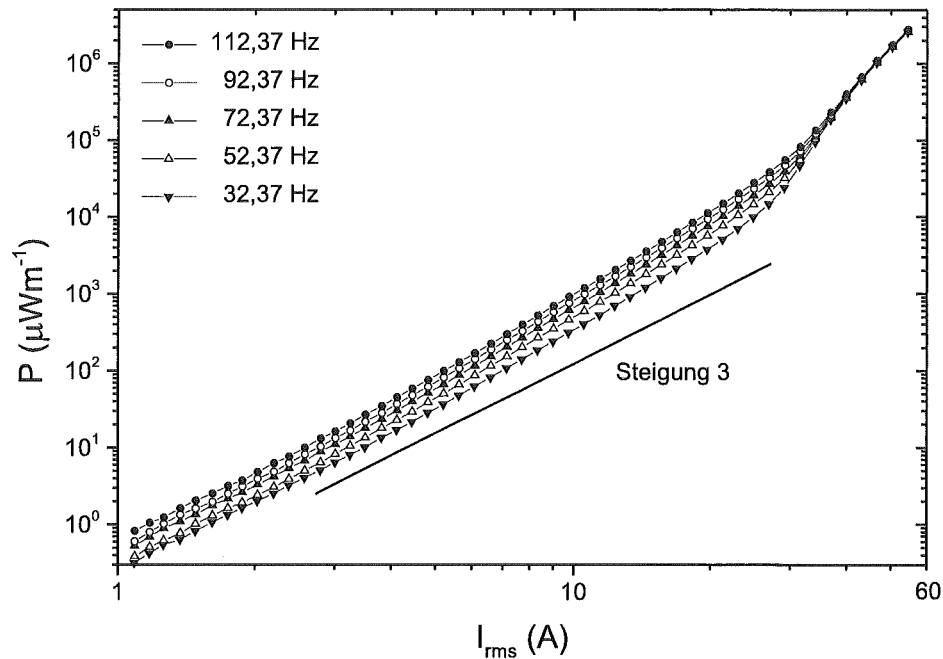
Abbildung 4.1: Schematische Zeichnung des Meßaufbaus zur Messung der AC-Transportstromverluste.

zur Verfügung stand wurde die Messung der Phasenverschiebung und des Spannungsabfalls in zwei separaten Messungen durchgeführt. Der Lock-In-Verstärker liefert den Effektivwert der gemessenen Spannung in Phase mit dem Strom (resistiver Anteil) und die um 90 Grad phasenverschobene Spannung (induktiver Anteil). Der Effektivwert des Stromes im Meßkreis wird mit einem Strom-Spannungswandler bestimmt. Aus dem Produkt dieser beiden Spannungen kann man die Verlustleistung berechnen. Der gesamte Meßablauf wird von einem Computer gesteuert und läuft vollständig automatisch ab, lediglich zur Umschaltung zwischen der Messung der Phasenlage und des Spannungsabfalles muß in den Meßablauf eingegriffen werden. Der Meßablauf ist in der folgenden Aufzählung noch einmal kurz zusammengefaßt

- (1) Am Oszillator des Lock-In-Verstärker II wird eine Ausgangsspannung bestimmter Amplitude und Frequenz eingestellt.
- (2) Mittels des Strom-Spannungswandlers wird der Effektivwert des Stromes durch den Bandleiter bestimmt.
- (3) Die Phasenverschiebung zwischen dem Strom im Meßkreis und dem Referenzsignal am Lock-In-Verstärker II wird bestimmt.
- (4) Die so bestimmte Phasenverschiebung wird in der zweiten Messung dazu benutzt, um den resistiven Spannungsabfall am Bandleiter (Lock-In-Verstärker I) zu bestimmen, der die gleiche Phasenverschiebung zur Referenz hat wie der Strom zuvor.
- (5) Alle Werte werden vom Computer ausgelesen, gespeichert und die Verlustleistung berechnet.

## 4.2 Frequenzabhängigkeit der Transportstromverluste

In der Abb. 4.2 ist die Verlustleistung in einem 55-Filamentleiter von der VAC (Vacuum-schmelze GmbH) für verschiedene Transportströme ( $I_{rms}$ ) und Frequenzen dargestellt. Der kritische Strom dieses Leiters betrug  $I_c = 34,5$  A, mit einer Standardabweichung von  $\sigma = \pm 1$  A. Man erkennt aus der Abbildung, daß die Verluste in etwa mit  $I^3$  ansteigen. Unterhalb von 30 A wird eine Zunahme der Verluste mit steigender Frequenz beobachtet, bei Strömen oberhalb von 40 A ist nahezu keine Frequenzabhängigkeit der Verluste mehr feststellbar. Wäre das Verlustverhalten durch den resistiven Widerstandspfad des Transportstromes in der Matrix bestimmt, so würde die Verlustleistung mit der zweiten Potenz des Transportstromes ansteigen, auch wäre in diesem Fall keine Frequenzabhängigkeit der Verluste zu erwarten. Bei Transportströmen oberhalb von 40 A wird die Stromtragfähigkeit des Leiters überschritten und man erkennt ein deutliches Ansteigen der Verlustleistung. Dieses Verhalten kann durch den Übergang in den "flux-flow"-Zustand des Flußliniengitters beim Überschreiten der Stromtragfähigkeit des Leiters erklärt werden. Auch spielen resistive Widerstandskomponenten durch Stromfluß in der Ag-Matrix, eine zunehmende Rolle. Das Verlustverhalten eines Leiters im "flux-flow"-Zustand ist vergleichbar zu dem eines normal resistiven Materials [110].

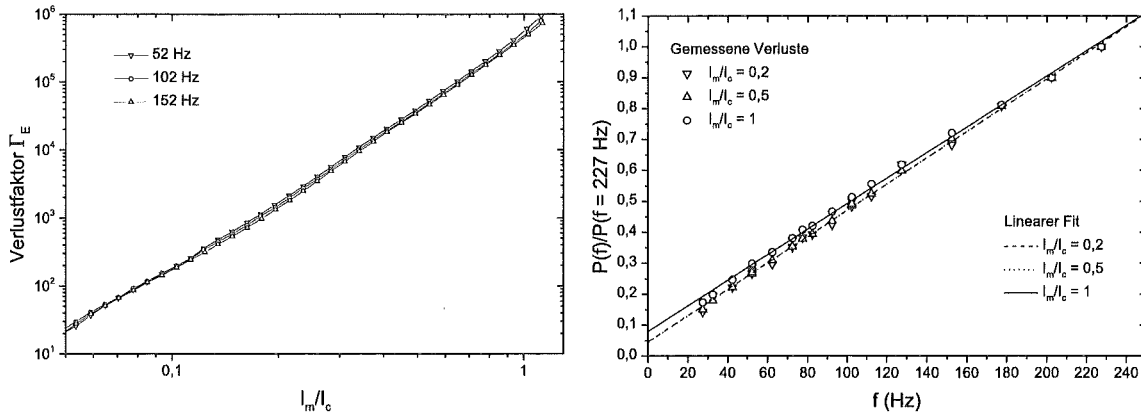


**Abbildung 4.2:** Transportstromverlustleistung für unterschiedliche Effektivwerte  $I_{rms} := I_m/\sqrt{2}$  des Transportstromes für einen 55-Filament-Leiter (VAC)

Um das Verlustverhalten des Leiters bei Strömen unterhalb von 30 A näher zu untersuchen, wurde der Verlustfaktor  $\Gamma_E = \frac{P\pi}{\mu_0 f I_c^2}$  und die Frequenzabhängigkeit der Verluste in Abb. 4.3 aufgetragen. Aus der linken Abbildung erkennt man, daß die Verlustfaktoren nahezu keine Frequenzabhängigkeit besitzen, wie dies nach dem Norris-Modell 2.1.4, S. 13 für die Hystereseverluste erwartet wird. Die Frequenzabhängigkeit der Verlustleistung zeigt im gemessenen Frequenzbereich, im Rahmen der Meßgenauigkeit, eine lineare Abhängigkeit, wie dies von Hystereseverluste erwartet wird. Quadratische Frequenzanteile, welche durch Wirbelstromverluste in der Hülle erklärt werden könnten, werden nicht beobachtet. In dieser Arbeit wurden zahlreiche Leiter unterschiedlicher Geometrie und Stromtragfähigkeit untersucht und bei all diesen Leitern wurde im wesentlichen ein Frequenzverhalten beobachtet, welches auf Hystereseverluste zurückgeführt werden kann. Diese Hystereseverluste sind dabei die Magnetisierungsverluste des Leiters in seinem Eigenmagnetfeld. Ein solches Verlustverhalten wurde auch in den Arbeiten [32, 36, 111] beobachtet.

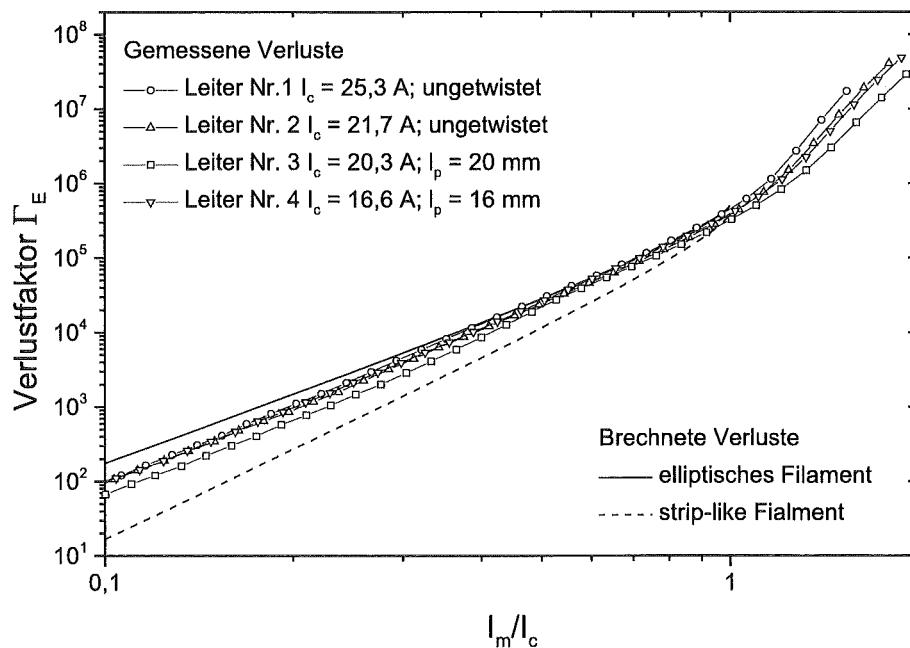
### 4.3 Twistlängenabhängigkeit der Transportstromverluste

Das Verlustverhalten von multifilamentären Leitern in externen Magnetfeldern wird stark von der Twistlänge des Leiters beeinflusst. Für das Eigenfeld eines Leiters wird jedoch keine Abhängigkeit der Verluste von der Twistlänge erwartet, da dieses Feld so orientiert ist, daß im wesentlichen keine Spannungen zwischen den Filamenten induziert werden. (siehe Abb. 2.7, S. 19) [13, 112]. Um dieses zu überprüfen, wurden verschiedenen Leiter untersucht, die sich nur in ihrer Twistlänge und, bedingt durch den Twistvorgang, in



**Abbildung 4.3:** Frequenzabhängigkeit der Transportstromverluste für einen 55-Filament-Leiter. Linke Abbildung: Verlustfaktor  $\Gamma_E = \frac{P\pi}{\mu_0 f I_c^2}$  in Abhängigkeit von der normierten Transportstromamplitude ( $I_m/I_c$ ). Rechte Abbildung: Frequenzabhängigkeit der Verlustleistung in Abhängigkeit von der Frequenz, normiert auf die Verlustleistung bei  $f = 227$  Hz.

ihrer Stromtragfähigkeit unterschieden. In der Abb. 4.4 sind die gemessenen Verlustfaktoren für unterschiedliche 37-Filament-AgMg/AgAu-Leiter bei 77 Hz aufgetragen. Wie man



**Abbildung 4.4:** Twistlängenabhängigkeit des Verlustfaktors  $\Gamma_E(I_m/I_c)$  unterschiedlicher 37-Filament-AgMg/AgAu-Leiter, bei 77 Hz.

erkennen kann, nimmt die Stromtragfähigkeit mit kleiner werdender Twistlänge ab. Der Verlustfaktor  $\Gamma_E$ , aufgetragen über  $I_m/I_c$ , wird von dieser Abnahme jedoch nicht beeinflusst. Die Verlustfaktoren der ungetwisteten Leiter mit einer kritischen Stromtragfähigkeit

$I_c = 25,3$  A und  $I_c = 21,7$  A unterscheiden sich nicht. Für den Leiter mit der Twistlänge von 20 mm findet man einen geringfügig kleineren Verlustfaktor. Eine weitere Verringerung des Verlustfaktors ist für den Leiter mit der Twistlänge von 16 mm jedoch nicht zu beobachten, so daß nicht von einer Reduktion eines eventuellen Kopplungsverlustbeitrages, aufgrund der Vertwistung der Filamente, ausgegangen werden kann. Würde ein Kopplungsverlustbeitrag vorliegen, so müßten die Verlustfaktoren mit kürzer werdender Twistlänge abnehmen. Die Messungen wurden bei 5 unterschiedlichen Frequenzen (27 bis 227 Hz) wiederholt, um diese Annahme zu bestätigen. Es ergab sich jeweils in etwa das gleiche Verhalten der Verlustfaktoren. Auch für den Leiter mit einer Twistlänge von 20 mm konnte keine Frequenzabhängigkeit des Verlustfaktors beobachtet werden, was einen zusätzlichen Hinweis darauf gibt, daß Kopplungsströme keine entscheidende Rolle spielen. Kopplungsverlustbeiträge besitzen, wie auch die Wirbelstromverlustbeiträge, eine quadratische Frequenzabhängigkeit der Verlustleistung.

Die Verlustreduktion, die für den Leiter mit einer Twistlänge von 20 mm beobachtet wird, kann durch radiale unterschiedlich verteilte kritische Stromdichten, wie von Gömöry berechnet (siehe Abb. 2.6, S. 17), erklärt werden.

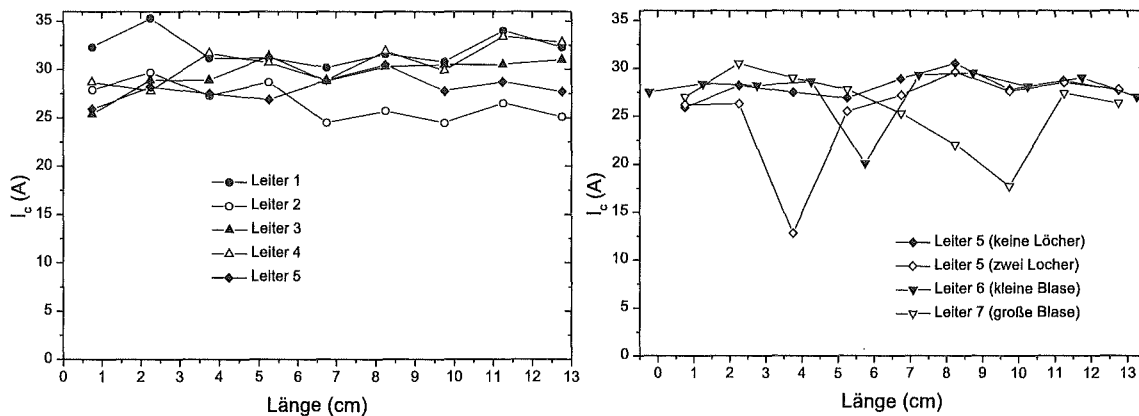
## 4.4 Transportstromverluste bei unterschiedlicher $j_c$ -Verteilung

Multifilamentäre Bi(2223)-Bandleiter haben trotz des bisher erreichten hohen Niveaus der kritischen Stromdichte, nach wie vor noch sehr inhomogene Stromverteilungen im Band. Diese Inhomogenitäten sind zum einen radial unterschiedliche, kritische Stromdichten aufgrund von unterschiedlichen Filamentverdichtungen und Texturierungen der BSCCO-Phase [113, 114]. Zum anderen treten auch unterschiedliche Stromtragfähigkeiten über die Länge des Leiters, aufgrund von Blasenbildung, Temperaturinhomogenität während der Glühung, sowie Verformungsfehler (Sausaging) mit periodischen Filamentquerschnittsänderungen auf [115, 116, 117, 118].

### 4.4.1 Transportstrominhomogenitäten

Um den Einfluß dieser Effekte auf die Transportstromverluste zu erfassen, wurden mehrere 55-Filament-Leiter mit Ag-Matrix untersucht. Die Leiter 1 bis 4 dieser Meßreihe wurden im ITP hergestellt. Aufgrund einer geringfügig unterschiedlichen thermomechanischen Behandlung der Leiter variiert die Stromtragfähigkeit bei diesen Leitern geringfügig. Bei den Leitern 5 bis 7 handelt es sich um den gleichen Leiter, der nur in unterschiedliche Stücke zertrennt wurde. Dieser Leiter wurde von der VAC produziert und ist ein Endstück aus einem sehr langen Leiter mit inhomogener Stromtragfähigkeit aufgrund von Blasenbildung. Dieser Leiter wurde aufgrund seiner Inhomogenitäten für diese Meßreihe ausgewählt. Leiter 5 ist ein homogenes Leiterstück ohne erkennbare Blasen. Dieser Leiter wurde zunächst gemessen. Anschließend wurden in diesem Leiter zwei Löcher von 1 bis 2 mm Durchmesser an gegenüberliegenden Stellen im äußeren Filamentbereich eingebohrt und somit eine ge-

zielte Inhomogenität der Stromtragfähigkeit aufgeprägt. Bei den Leitern 6 und 7 handelte es sich um zwei Leiterstücke mit Blasenbildung. Die Inhomogenität der Stromtragfähigkeit beschränkte sich bei Leiter 6 (kleine Blase) auf ca. 1 cm bei Leiter 7 (große Blase) auf ca. 2 cm. In der Abb. 4.5 ist die Variation der Stromtragfähigkeit über die Leiterlänge für der Leiter 1 bis 7 aufgetragen. Auch bei den praktisch defektfreien Leitern in der linken Ab-



**Abbildung 4.5:** Homogenität der Stromtragfähigkeit über die Länge des Leiters. Bei dieser Messung wurde der kritische Strom mit dem  $1 \mu\text{V}/\text{cm}$  Kriterium jeweils über 1.5 cm bestimmt. In der linken Abbildung sind die homogenen Leiter dargestellt (Leiter 1-5) in der rechten Abbildung sind die inhomogenen Leiter dargestellt (Leiter 5-7). Der Leiter 5 ist in der linken Abbildung vor und nach der Lochung gemessen worden. An den Stellen an denen die Stromtragfähigkeit reduziert ist befinden sich die Löcher bzw. die Blasen.

bildung kann man noch deutliche Inhomogenitäten beobachten, der derzeit unvermeidbare Normalzustand. Die Leiter in der rechten Abb. zeigen sehr deutliche Einbrüche der Stromtragfähigkeit die auf die Löcher (in Leiter 5), oder auf die Blasenbildung zurückzuführen sind.

Um die Inhomogenitäten näher zu untersuchen, sind in der Abb. 4.6 die  $U(I)$ -Kennlinien der unterschiedlichen Leiter bei Anlegen eines Gleichstromes aufgetragen. Man erkennt, daß der Spannungsanstieg der homogenen Leiter bei Erreichen eines kritischen Stromwertes sehr schnell erfolgt. Die Steigung dieses Anstieges, in der doppelt logarithmischen Auftragung ( $n$ -Wert), beträgt etwa 20. Bei den inhomogenen Leitern erkennt man einen deutlich langsameren Anstieg, der auch schon bei deutlich geringeren Strömen einsetzt. Qualitativ verhalten sich die Leiter jedoch gleich. Eine Inhomogenität führt zu einer "Ausbeulung" der  $U(I)$ -Leiterkennlinie. Dem zufolge haben Inhomogenitäten eine direkte Wechselwirkung mit dem angewandten  $I_c$ -Kriterium, dem definierten Spannungsabfall (meist  $1 \mu\text{V}/\text{cm}$ ) an dem der Wert der kritischen Stromdichte angeknüpft ist. Die  $U(I)$ -Kurven wurden mit den selben Potentialkontakten ausgeführt mit der auch die Transportstromverluste gemessen wurden. Der Abstand  $l$  dieser Kontakte betrug 13 cm (Längenposition 0 bis 13 cm in Abb. 4.5). Zwischen den Potentialkontakten und den Stromkontakten befand sich ein



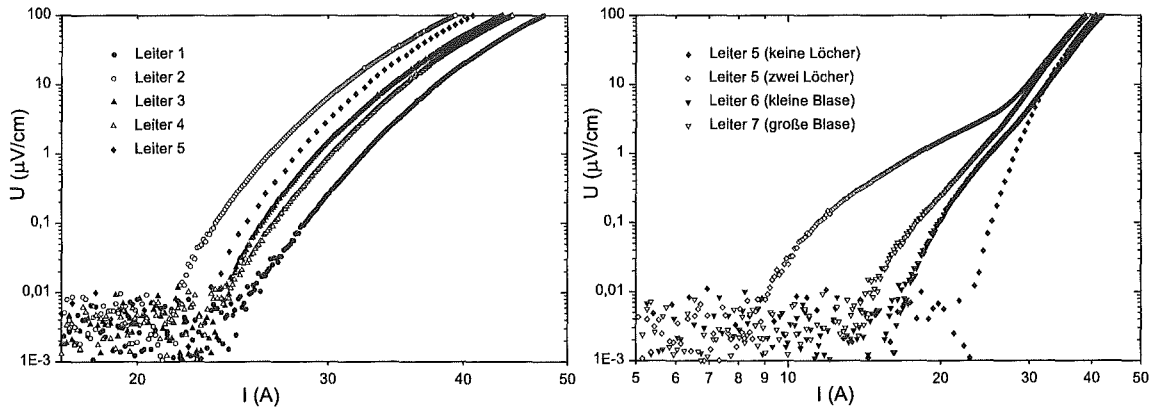


Abbildung 4.6:  $U(I)$ -Kennlinien eines Gleichstromes für die unterschiedlichen Leiter. Die linke Abbildung zeigt die homogenen Leiter, die rechte Abbildung zeigt die inhomogene Leiter.

Abstand von jeweils 2,5 cm um eine gleichmäßige Stromverteilung in die Filamente zu gewährleisten.

### 4.4.2 Transportstromverluste

Die Transportstromverluste der Leiter 1 bis 7 sind in Abb. 4.7 aufgetragen. Aus der Ab-

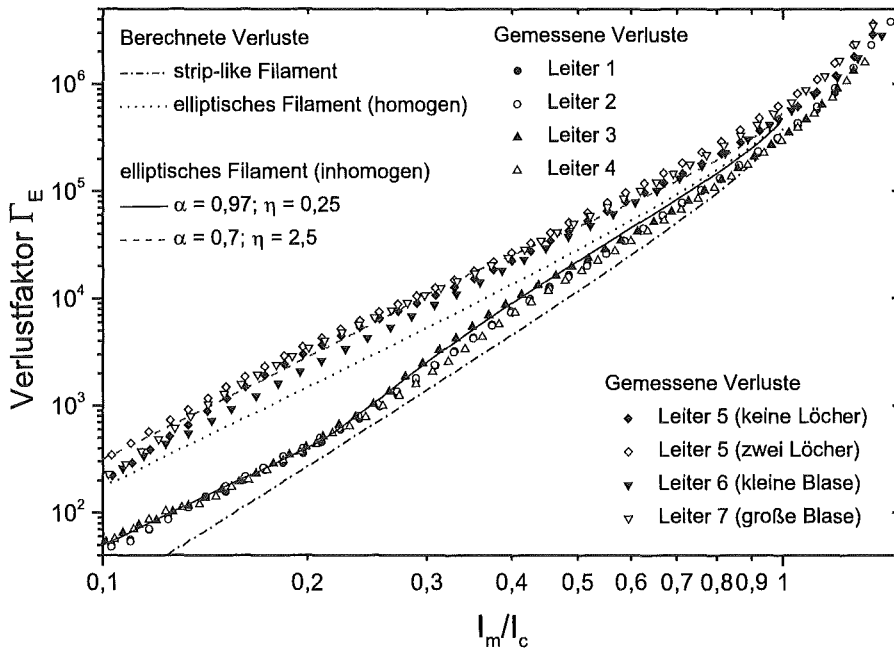


Abbildung 4.7: Verlustfaktoren unterschiedlicher Ag-Leiter bei 102 Hz. Für die Leiter 5 bis 7 wurde ein  $I_c$  von 28,6 A angenommen, wie es für den homogenen Leiter (Leiter 5 ohne Löcher) bestimmt wurde.

bildung erkennt man, daß die Verluste in den Leitern 1-4 deutlich kleiner sind als in den Leitern 5-7. Dies kann durch radial unterschiedliche kritische Stromdichten, nach der Berechnung von Gömöry (Gleichung 2.25, S. 16) erklärt werden. Die eingezeichneten Linien für das strip-like-Filament und für das homogene elliptische Filament sind nur Orientierungshilfen für die Grenzsituationen. Für die Leiter 1 bis 4 ermittelt man als Fittparameter  $\alpha = 0,97$  und  $\eta = 0,25$ . Dies bedeutet, daß es nach dem Modell von Gömöry in den Leiter 1 bis 4 eine sehr dünne Randschicht (3 % radiale Ausdehnung) geben sollte mit der 4 fachen kritischen Stromdichte im Vergleich zur inneren Region dieses Leitern. Bei der Interpretation dieser Werte ist jedoch zu berücksichtigen, daß es sich bei den in dem Modell verwendeten kritischen Stromdichten um Mittelwerte über den gesamten Bereich der Filament-Sektions (siehe Abb. 5.3, S. 65) handelt. Es wird also auch das Silber in der Matrix mit berücksichtigt. Da die radiale Ausdehnung der Randschicht mit der erhöhten Stromtragfähigkeit lediglich 3 % beträgt, kann vermutet werden, daß diese erhöhte Stromtragfähigkeit hauptsächlich auf einen Silber-Supraleiter Grenzfächeneffekt in den äußersten Filamenten zurückzuführen ist. Eine erhöhte Stromtragfähigkeit der Silber-Supraleiter-Grenzschicht konnte durch zahlreiche Untersuchungen bestätigt werden [71, 119, 120, 121].

Die Leiter 5 bis 7 können mit Parameterwerten von  $\alpha = 0,7$  und  $\eta = 2,5$  beschrieben werden. Diese Werte entsprechen einer Randschicht mit 30 % radialer Ausdehnung und einer um den Faktor 2,5 niedrigeren kritischen Stromdichte als in der Zentralregion des Leiters. Dieses weist darauf hin, daß die Filamente im Innern dieser Leiters eine erhöhte Stromtragfähigkeit besitzen. Ein solches Verhalten wurde auch von Schuster et al [114] mittels magneto-optischer Methoden gefunden.

Die Verlustfaktoren der in ihrer Stromtragfähigkeit über die Länge inhomogenen Leiter in der Abb. 4.7 wurden mit der Stromtragfähigkeit des homogenen Leiters berechnet. Wie man erkennt, liefert diese Art der Berechnung der Verlustfaktoren keine all zu großen Abweichungen zwischen den unterschiedlichen Leitern. Um das Verhalten inhomogener Leiter näher zu untersuchen, sind die Verlustfaktor des Leiters 5, vor und nach der Lochung, bei 52 und 152 Hz, in Abb. 4.8 aufgetragen. Unterhalb von  $I_m/I_c = 0,4$  kann keine Frequenzabhängigkeit des Verlustfaktors beobachtet werden. Dieses deutet auf Hystereseverluste im Leiter hin. Auch für den gelochten Leiter kann also kein Verlustbeitrag durch Stromfluß über die Matrix gefunden werden. Die Verluste des gelochten Leiters sind etwas größer als die des ungelochten Leiters.

Für Stromamplituden  $I_m/I_c$  von etwa 1 wird eine deutliche Frequenzabhängigkeit der Verlustfaktoren beobachtet. Diese kann durch resistive Strompfade in der Matrix erklärt werden. Bei dem gelochten Leiter tritt diese Frequenzabhängigkeit schon bei kleineren Amplituden auf, was durch Matrixströme an der Stelle der Lochung erklärt werden kann.

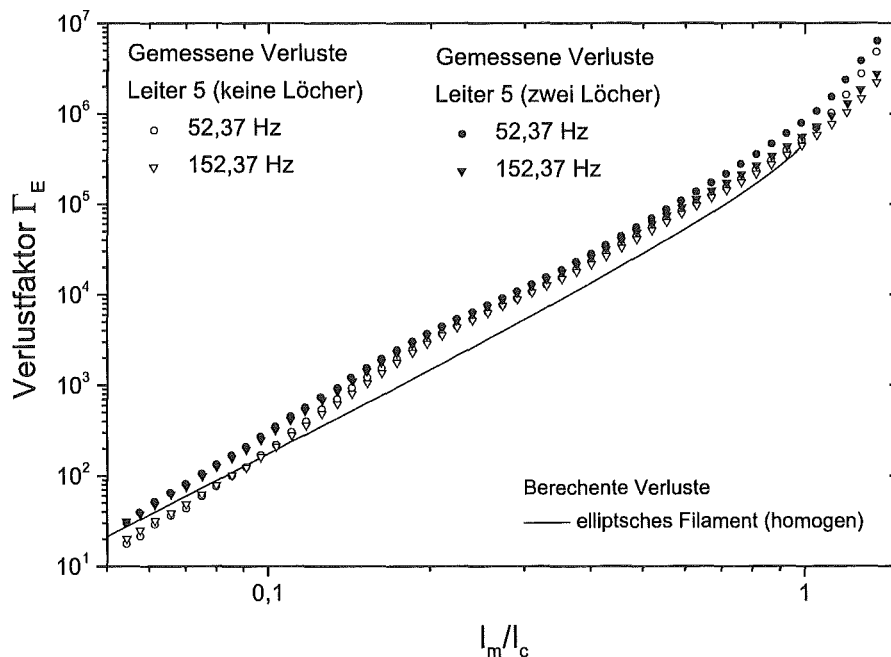


Abbildung 4.8: Verlustfaktoren des Leiters 5 vor und nach der Lochung.

## 4.5 Transportstromverluste in Bandleitern unterschiedlicher Geometrie

### 4.5.1 37-Filament-Leiter

Um den Einfluß unterschiedlicher Filamentgeometrien und Stromtragfähigkeiten auf die Verlustfaktoren festzustellen, sind in Abb. 4.9 die Verlustfaktoren unterschiedlicher 37-Filament-Leiter bei 102 Hz aufgetragen. Die kritischen Ströme der unterschiedlichen Leiter betragen: AgMg/AgAu-Leiter  $I_c = 25,3$  A; Ag-Leiter 1  $I_c = 15,7$  A; Ag-Leiter 2  $I_c = 23,5$  A; WIT-Leiter 1  $I_c = 18,1$  A; WIT-Leiter 2  $I_c = 18,5$  A. Bei den WIT-Leitern handelt es sich um 37-Filament-Ag-Leiter, bei denen der zentrale Kern jedes Filamentes aus Ag besteht, ansonsten sind diese Leiter vergleichbar zu Ag-Matrix-Leitern deren Herstellung in Abb. 3.1, S. 33 dargestellt ist. Diese Leiter haben nur einen Supraleiteranteil von 11 %. Die kritische Stromdichte in diesen Leitern ist mit ca.  $40 \text{ kA/cm}^2$  mehr als doppelt so hoch wie in den anderen Leitern. Es ist keine systematische Abhängigkeit der Verlustfaktoren vom kritischen Strom oder der kritischen Stromdichte zu beobachten. Die Verlustfaktoren aller Leiter fallen nahezu vollständig in den Bereich, der von den berechneten Verlusten nach dem Norris-Modellen des elliptischen und des strip-like Filaments aufgespannt wird. Eine Beschreibung der unterschiedlichen Verlustfaktoren wäre für alle Leiter, unter der Annahme einer Randschicht mit erhöhter gemittelter kritischer Stromdichte, nach dem Modell von Gömöry, möglich. Messung der Verlustfaktoren wurde bei unterschiedlichen Frequenzen (52 - 227 Hz) durchgeführt. Es konnte nahezu keine Frequenzabhängigkeit der Verlustfaktoren beobachtet werden.

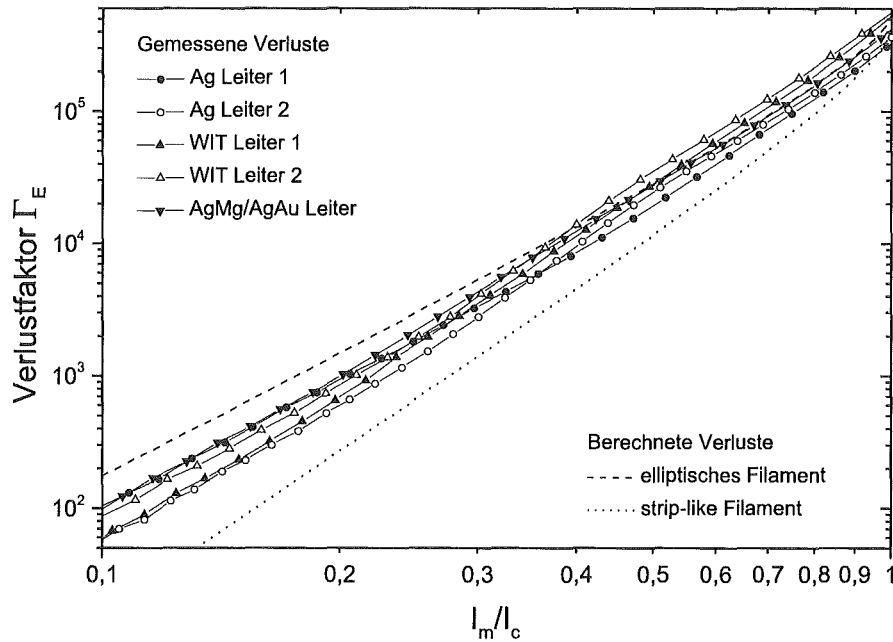


Abbildung 4.9: Verlustfaktoren unterschiedlicher 37-Filament-Leiter bei 102 Hz.

#### 4.5.2 19-Filament-WITB-Leiter

Um das Verhalten der Verlustfaktoren in Leitern mit resistiven Barrieren zu untersuchen wurden die Transportstromverluste an vier 19-Filament-WITB-Leitern bei unterschiedlichen Frequenzen bestimmt. Die Geometrie dieser Leiter wird in Kapitel 5.4, S. 75 vorgestellt. In der Abb. 4.10 sind die Verlustfaktoren der Leiter bei 102 und 152 Hz aufgetragen. Sie fallen wieder in den Bereich, der durch das Modell des elliptischen und des

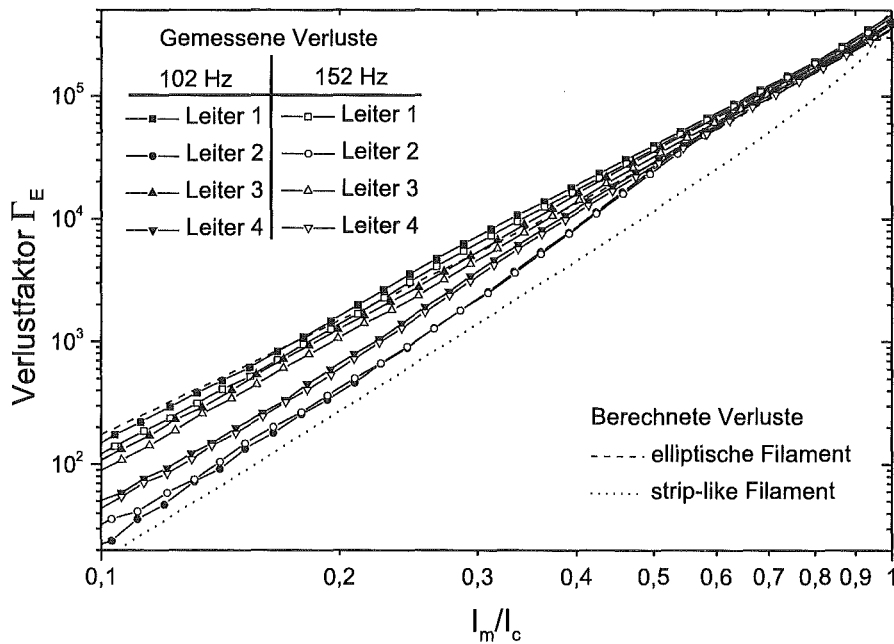
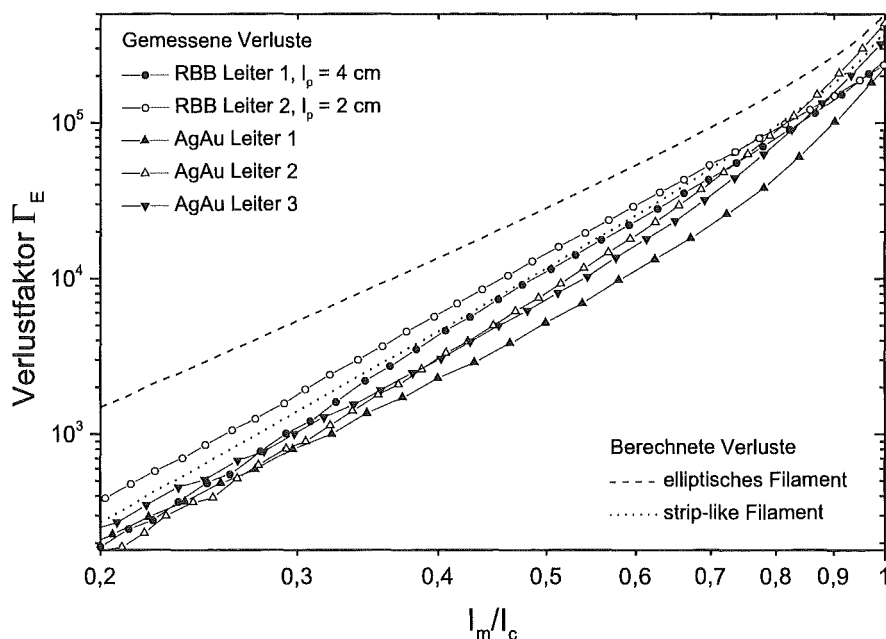


Abbildung 4.10: Verlustfaktoren unterschiedlicher 19-Filament-WITB-Leiter bei 102 und 152 Hz

strip-like-Filaments aufgespannt wird. Die Verlustfaktoren dieser Leiter variieren jedoch teilweise sehr stark. Da die Leiter 1 - 4 alle von der selben Leiterlänge abgeschnitten wurden, ist nicht zu erwarten, daß die Unterschiede in den Verlustfaktoren auf unterschiedliche Herstellungs- oder Glühbedingungen zurückgeführt werden können. Es ist vielmehr anzunehmen, daß die Unterschiede durch Inhomogenitäten im Leiter hervorgerufen werden. Die Stromtragfähigkeit dieser Leiter variieren in Längsrichtung um bis zu 40 %, und es kann auch eine deutliche Variation der Stromtragfähigkeit in radialer Richtung vermutet werden, zu deren Charakterisierung jedoch kein Verfahren zur Verfügung stand. Für die Leiter 1 und 3 erkennt man größere Verlustfaktoren als für die Leiter 2 und 4. Gleichzeitig kann für die Leiter 1 und 3 eine deutlichere Frequenzabhängigkeit als für die Leiter 2 und 4 beobachtet werden. Vermutlich wird diese Frequenzabhängigkeit durch resistiven Stromfluß in der Matrix, oder in den Filamenten selber verursacht. Diese Interpretation stützt sich auf die beobachtete Abnahme des Verlustfaktors mit steigender Frequenz.

### 4.5.3 7-Filament und RBB-(6 x 7)-Filament-Leiter

In der Abb. 4.11 sind die Verlustfaktoren von zwei unterschiedlich getwisteten RBB-(6 x 7)-Filament-Leitern, sowie für drei ungetwistete 7-Filament-AgAu-Leiter aufgetragen. Die Leitergeometrie der RBB-Leiter wird in Kapitel 5.8, S. 89 vorgestellt. Die Verlustfaktoren



**Abbildung 4.11:** Verlustfaktoren für drei ungetwistete 7-Filament-AgAu-Leiter, sowie für zwei getwistete RBB-(6 x 7)-Filament-Leiter.

der Leiter in Abb. 4.11 sind kleiner als die zuvor in dieser Arbeit untersuchten Leiter. Diese geringeren Verlustfaktoren können nicht auf eine reduzierte Stromtragfähigkeit oder auf eine inhomogene Stromtragfähigkeit über die Länge dieser Leiters zurückgeführt werden, da diese den Verlustfaktor im wesentlichen unbeeinflusst lassen.

Die Frequenzabhängigkeit dieser Leiter wurde jeweils bei 8 Frequenzen im Bereich von 52 bis 227 Hz untersucht. Es konnte keine signifikante Frequenzabhängigkeit beobachtet werden. Eine Erklärung der reduzierten Verlustfaktoren durch radial unterschiedliche Stromdichten erscheint ebenfalls unwahrscheinlich, da man in diesem Fall keine reduzierten Verlustfaktoren bei Stromamplituden um  $I_m/I_c = 1$  erwarten würde (siehe Abb. 2.6, S. 17).

Ein Erklärungsansatz für die gemessenen reduzierten Verlustfaktoren kann in einer gleichmäßigeren Stromaufteilung in den Filamenten gefunden werden. Eine Reduktion des Verlustfaktors um den Faktor  $1/n$  ( $n =$  Filamentzahl) wird für vollständig transponierte Filamente erwartet. Vollständig transponiert sind die Filamente dann, wenn jedes Filament für die Länge des Leiters die gleiche Position im Leiterquerschnitt einnimmt. Von den 7 Filamenten eines 7-Filamentleiters befinden sich 6 im äußeren Filamentring, bei den RBB-Leitern gibt es nur einen äußeren Filamentring, so daß angenommen werden kann, daß die Wechselstromaufteilung in diesen Leitern gleichmäßiger ist als in den zuvor untersuchten Leitern mit 19, 37 oder 55 Filamenten. Reduzierte Transportstromverluste in multifilamentären Bi(2223)-Bandleitern mit transponierten Filamenten wurden von Gömöry [51] und Ishii [52] vorausgesagt, aber noch nicht experimentell nachgewiesen.

V.

# AC-Verluste in externen magnetischen Feldern

## 5.1 Meßmethoden

Zur Bestimmung der AC-Verluste in externen Magnetfeldern wurden in dieser Arbeit zwei unterschiedliche Methoden eingesetzt:

- aus der Hysterese von  $M(H)$ .
- kalorimetrisch durch direkte Messung der dissipierten Energie.

In dieser Arbeit wurden beide Methoden eingesetzt. Es wurden dazu zwei unterschiedliche Meßapparaturen benutzt. Die eine war von M. Oomen bei der Siemens AG in Erlangen, die andere von C. Schmidt im ITP aufgebaut worden.

Die Bestimmung der AC-Verluste  $Q$  bei der Magnetisierungsmessung erfolgt über die Ermittlung der zeitlichen Änderung des magnetischen Momentes der Probe. Diese Änderung  $\dot{M}$  wird mittels der induzierten Spannung  $U_{Pick-Up}$  in einer Pick-up-Spule, in deren Innern sich die Probe befindet, bestimmt. Von der so bestimmten Spannung wird die Spannung einer zweiten Kompensationsspule  $U_{Komp}$  mit der gleichen Windungsfläche  $n \cdot A$  abgezogen. Dabei ist  $n$  die Windungszahl und  $A$  die Fläche einer einzelnen Windung der Spule senkrecht zum angelegten Feld. Die Windungsfläche der Pick-up-Spule ist parallel zur Windungsfläche der Erregerspule. Die Kompensationsspule befindet sich im gleichen Magnetfeld, enthält jedoch keine Probe, so daß aus dem Differenzsignal der Spannung der beiden Spulen  $\Delta U(t) = U_{Pick-Up}(t) - U_{Komp}(t)$  die zeitliche Änderungsrate der Magnetisierung berechnet werden kann:

$$\dot{M}(t) = \frac{\Delta U(t)}{\mu_0 n A} \cdot K_{Geo} \quad (5.1)$$

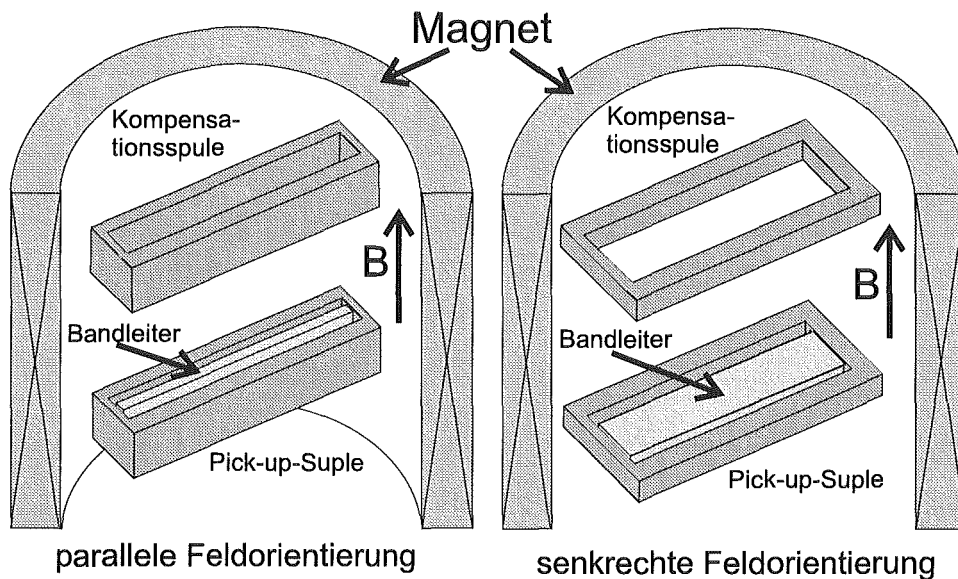
Nur für den Fall eines unendlich ausgedehnten Bandes im parallelen Feld, existiert in der Literatur eine analytische Formel zur Berechnung des Faktor  $K_{Geo}$  [57]. Für andere Geometrien kann der Faktor nicht explizit angegeben werden und muß aus diesem Grund durch eine Eichung der Apparatur oder durch eine Referenzmessung bestimmt werden. Da die

Windungsflächen der Pick-up-Spule und der Kompensationsspule gleich sind und beide dem gleichen Feld ausgesetzt sind, ist  $\Delta U(t)$  nur dann ungleich Null, wenn sich innerhalb der Pick-up-Spule ein magnetisches Material befindet. Hat man die Magnetisierung bestimmt, so erhält man die AC-Verluste  $Q \cdot V_{tape}$  im Bandleiter über die Beziehung:

$$Q_{Ges} = Q \cdot V_{tape} = \int_0^{1/f} B(t) \dot{M}(t) dt \quad (5.2)$$

In der Abb. 5.1 ist eine schematische Darstellung des Meßaufbaus zur Messung der Magnetisierungsverluste gezeigt.

Die Bestimmung der AC-Verluste ( $Q_{Ges}$ ) bei der kalorimetrischen Verlustmessung erfolgt



**Abbildung 5.1:** Geometrie des Meßaufbaus zur AC-Verlustmessung in externen magnetischen Feldern. Die linke Abbildung zeigt den Aufbau der für die parallele Feldorientierung verwendet wurde. Die rechte Abbildung zeigt den Aufbau der für die senkrechte Feldorientierung verwendet wurde.

über die Ermittlung der in einem externen, zeitlich veränderlichen Magnetfeld im Supraleiter dissipierten Energie. Hierzu wird zunächst ein AC-Magnetfeld an den Bandleiter angelegt und der Temperaturanstieg aufgrund der im Bandleiter dissipierten Energie bestimmt. Anschließend wird das Magnetfeld ausgeschaltet und die Heizleistung bestimmt, die erforderlich ist, um den gleichen Temperaturanstieg zu erzeugen. Diese Heizleistung entspricht der im Supraleiter dissipierten Verlustleistung.

### 5.1.1 Meßapparatur bei der Siemens AG

Der Meßaufbau bei der Siemens AG in Erlangen ist in [24] dargestellt. Bei dieser Meßapparatur wird das externe Magnetfeld in der Form  $B(t) = B_a \sin(\omega t)$  von der Spule eines Resonanzschwingkreises erzeugt. Durch eine Veränderung der Kapazität in dem Schwingkreis



kann die Resonanzfrequenz  $\omega$  verändert werden. In dieser Arbeit wurden die AC-Verluste bei den Frequenzen 48, 96, 192 und 384 Hz, und bei Feldamplituden  $B_a$  von bis zu 0,7 T, bestimmt. Die Probe kann sowohl senkrecht als auch parallel zum externen Feld ausgerichtet werden. Senkrechte Orientierung bedeutet Felddausrichtung senkrecht zur breiten Seite des Bandleiters, sowie zur Transportstromrichtung (Walzrichtung). Bei paralleler Feldorientierung ist das Feld parallel zur breiten Seite des Bandleiters, jedoch ebenfalls senkrecht zur Transportstromrichtung (Walzrichtung) ausgerichtet (siehe Abb. 5.3, S. 65).

In der senkrechten Orientierung wurden gestreckte Proben mit einer Länge von bis zu 9,5 cm gemessen. In der parallelen Feldorientierung konnten Proben in der Form einer Spirale mit einem Durchmesser von 74 mm und einer Gesamtlänge von bis zu 2 m gemessen werden. In dieser Apparatur wurden jeweils nur einzelne Leiter gemessen, so daß keine gegenseitigen Magnetisierungseffekte der Leiter untereinander auftraten. Mit abnehmender Probenlänge verringert sich auch das Magnetisierungssignal, wodurch sich die Auflösung der AC-Verlustmessung verschlechtert. Von einigen Probenserien wurden nur Leiterlängen von 20 cm hergestellt, was dazu geführt hat, daß die Signalauflösung für die parallele Feldorientierung schlecht wurde und die AC-Verlustmessungen relativ stark verrauscht waren. In senkrechter Feldorientierung sind die AC-Verluste etwa eine Größenordnung größer als in paralleler Feldorientierung, und man erhält somit für diese Feldorientierung deutlich größere Meßsignale bei gleicher Leiterlänge. Gleichzeitig zur AC-Verlustmessung konnte man den Bandleiter auch noch mit einem DC-Transportstrom belasten, und somit das veränderte Flußeindringverhalten aufgrund des Transportstromes, zur Bestimmung der Hystereseverluste in den Körnern, untersuchen. Die Temperatur bei der die Messungen in dieser Apparatur ausgeführt wurden betrug 77 K.

### 5.1.2 Meßapparatur im ITP

Die zweite Meßapparatur wurde von C. Schmidt am Institut für Technische Physik entwickelt und aufgebaut. In dieser Apparatur konnten Messungen der AC-Verluste mittels einer Magnetisierungsmessung und kalorimetrische Verlustmessungen kombiniert werden, wodurch eine Überprüfung des Faktors  $K_{Geo}$  (Gleichung 5.1, S. 61) möglich war. Weitere Details zu dem Meßaufprinzip der kalorimetrischen Verlustmessung sind in [122, 123] angegeben. In dieser Meßapparatur wurden Bandstapel mit bis zu 9 Bandleitern von ca. 14 cm Länge bei Frequenzen von 10 bis 200 Hz und Magnefeldamplituden, sowohl senkrecht als auch parallel, von 1 bis 50 mT gemessen. Zwischen den Bändern wurde jeweils ein Papierstreifen zur Isolation gelegt, um zu verhindern, daß Wirbelströme von einem Band zum anderen fließen. Durch die Verwendung eines Leiterstapels kann ein deutlich größeres Meßsignal erhalten werden, nachteilig ist jedoch, daß sich die Leiter teilweise gegenseitig in ihrem Magnetisierungsverhalten beeinflussen. In dieser Apparatur konnten die AC-Verluste bei 77 K und bei 4,2 K gemessen werden.

## 5.2 Ag-Matrix-Leiter

Die Ausgangsleiter und Referenzleiter für die Entwicklung und Untersuchung von wechselfeldverlustarmen multifilamentären Bandleitern sind Ag-Matrix-Leiter. Die Verlustmechanismen in monofilamentären Bandleitern wären zwar einfacher zu untersuchen und zu interpretieren, jedoch besitzen diese Leiter nur eine geringe technische Relevanz. AC-Verlustmessungen und Interpretationen zu monofilamentären Bandleitern wurden von Clerc durchgeführt und sind in [22] veröffentlicht.

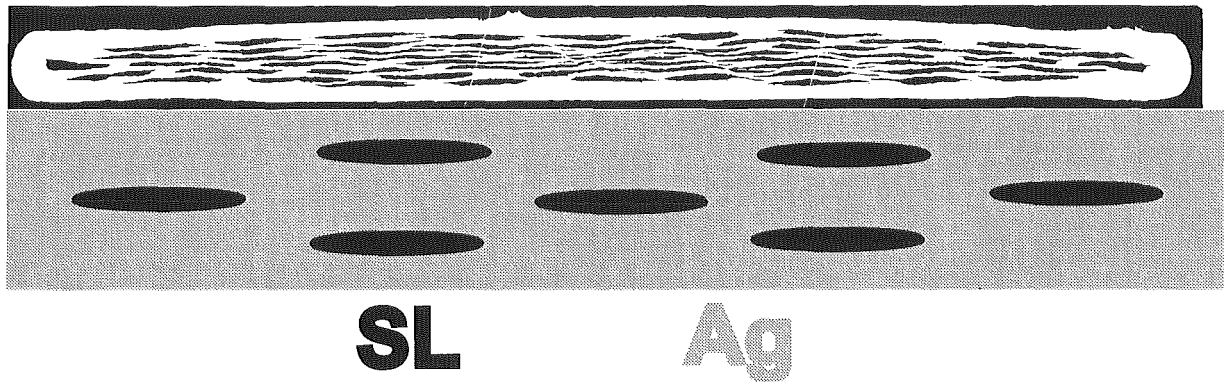
### 5.2.1 Spezifikation des Leiters

Bei dem in dieser Arbeit untersuchten Ag-Matrix-Leiter handelt es sich um einen 55-Filamentleiter, dessen Matrix und Hülle aus Silber bestehen. Dieser Leiter wurde von der Vacuumschmelze GmbH in Hanau (VAC) hergestellt und dient für die Untersuchungen in dieser Arbeit als Referenz und Ausgangsleiter. Der Leiter ist getwistet mit einer Twistlänge von 12 mm. Dieser Leiter wurde als Referenzleiter ausgewählt, da Leiter dieses Types und dieser Qualität in technischen Längen ( $> 100$  m) bei der VAC hergestellt werden können [87] und kommerziell verfügbar sind. Neuentwickelte, verlustarme Leiter sind mit einem solchen Referenzleiter zu vergleichen um zu entscheiden, ob der Einsatz dieser neuentwickelten Leiters in einer AC-Anwendung vorteilhaft ist im Vergleich zum Einsatz dieses Referenzleiters. Die Leiterherstellung von AC-verlustarmen Bandleitern im ITP erfolgte nur im Labormaßstab von einigen Metern Länge, da diese Längen für das Verständnis der grundlegenden Herstellungsparameter und der AC-Verlustmechanismen ausreichend sind. Die Herstellungsverfahren wurden so gewählt, daß auch eine großtechnische Herstellung in großen Längen ( $> 100$  m) möglich ist.

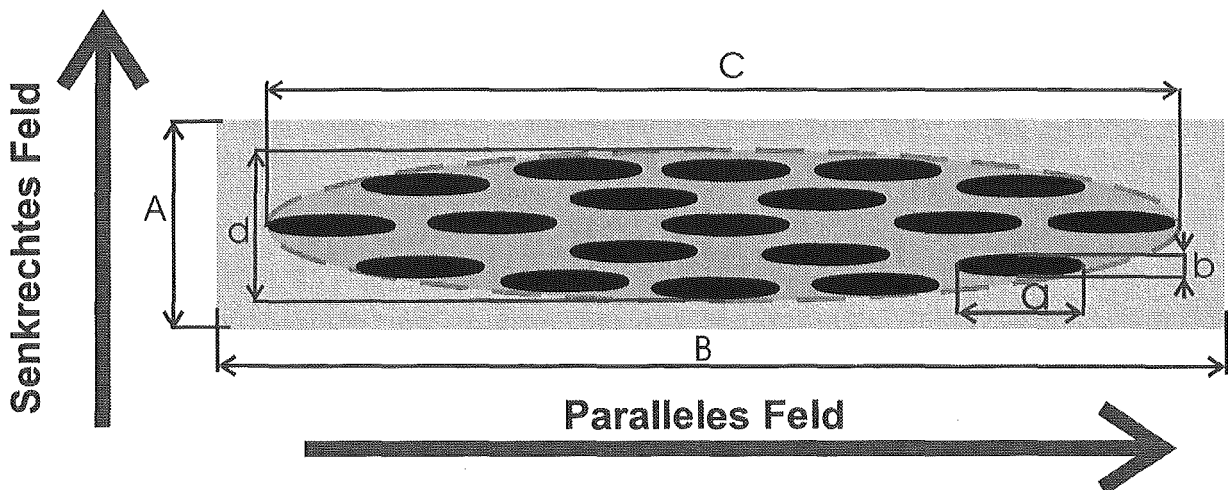
In der Abb. 5.2 ist der Querschliff des 55-Filamentbandleiters von der VAC dargestellt. Die Zeichnung zeigt den Leiteraufbau schematisch bei dem die supraleitenden Filamente (schwarze Ellipsen) in das Silber (grau) eingebettet sind. Die charakteristischen Leiterdaten, sowie die aus dem Querschliff ermittelten Abmessungen, sind in Tabelle 5.1 zusammengefaßt. Die Definition der unterschiedlichen Leiterabmessungen in der Tabelle kann aus Abb. 5.3 entnommen werden. Zur Verdeutlichung sind auch die beiden Magnetfeldorientierungen eingezeichnet. Der Volumenanteil der Filament-Sektion  $\lambda_{Fil-Sek} \approx \frac{c \cdot d}{A \cdot B}$  entspricht dem Anteil, den die Region der Filamente einschließlich zwischenliegender Matrixanteile im Leiterquerschnitt einnimmt. Zur Bestimmung des Volumenanteils des Supraleiters (Füllfaktor) aus dem Querschliff  $\lambda_{Fil} \approx \frac{N_{Fil} \cdot a \cdot b}{A \cdot B}$  ( $N_{Fil}$  = Filamentzahl) wurde die Mikrographie des Querschliffs eines Leiters gescannt und anschließend mittels einer Auswertungssoftware (Image-Pro) der Flächenanteil des Supraleiters im Querschliff bestimmt.

Twistlänge (mm)	$I_c$ (A)	$\dot{j}_c$ (kA/cm <sup>2</sup> )	$\lambda_{Fil-Sek}$ (%)	$\lambda_{Fil}$ (%)	Abmessungen		
					Leiter (mm <sup>2</sup> )	Filament-Sektion (mm <sup>2</sup> )	Filamente ( $\mu$ m <sup>2</sup> )
12	26	12,2	47	20,5	$3,7 \times 0,28$	$3,4 \times 0,15$	$350 \times 20$

**Tabelle 5.1:** Charakteristische Leiterdaten des 55-Filament-Ag-Matrix-Leiters von der VAC.



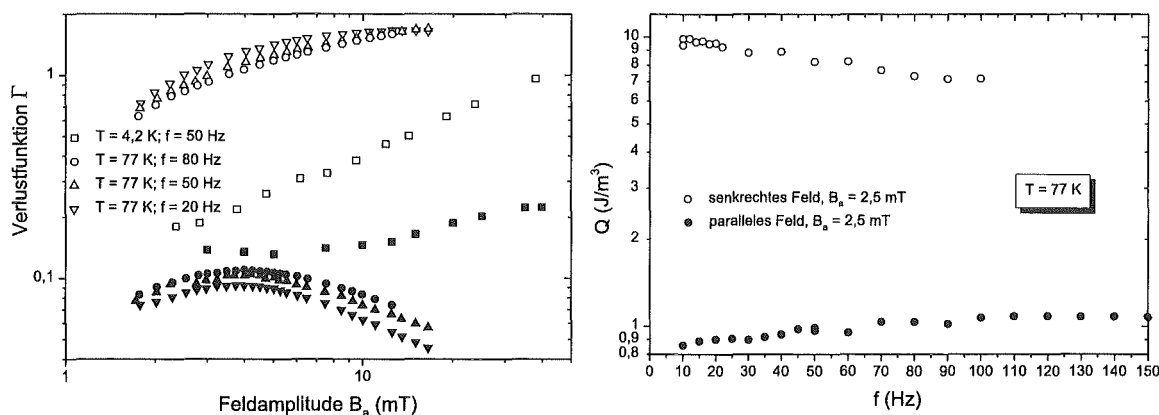
**Abbildung 5.2:** Querschnitt eines 55-Filament-Ag-Matrix-Bandleiters von der VAC. In der Zeichnung ist der Leiteraufbau schematisch gezeigt.



**Abbildung 5.3:** Schematische Zeichnung eines Leiterquerschnitts bei dem die Definitionen der Leiterdimensionen eingezeichnet sind. Dabei entspricht Bandbreite := B; Banddicke := A; Breite der Filament-Sektion := c; Dicke der Filament-Sektion := d; Mittelwert der Filamentbreiten := a; Mittelwert der Filamentdicken := b.

### 5.2.2 Verlustmessungen

In der Abb. 5.4 sind die gemessenen Verlustfunktionen für unterschiedliche Frequenzen, sowie die Frequenzabhängigkeit der Gesamtverluste für die senkrechte und die parallele Magnetfeldorientierung, bei 77 K dargestellt. In dieser Messung wurde ein Bandleiterstapel aus 5 Leitern gemessen. Für die parallele Feldorientierung findet man zunehmende Verluste mit steigender Frequenz, bei senkrechter Feldorientierung ist dieses Verhalten umgekehrt. Die Verluste in der senkrechten Feldorientierung sind um etwa eine Größenordnung größer als in der parallelen Feldorientierung. Da die Frequenzabhängigkeit der Hystereseverluste in diesem Feld- und Frequenzbereich vernachlässigt werden kann, muß die gemessene Frequenzabhängigkeit auf die Frequenzabhängigkeit der Wirbel- sowie der Kopplungsströme zurückzuführen sein.



**Abbildung 5.4:** AC-Verluste bei senkrechter (offene Symbole) und paralleler (geschlossene Symbole) Feldorientierung für den gewisteten 55-Filamentleiter mit Ag-Matrix von der VAC. Linke Abb.: Verlustfunktionen bei unterschiedlichen Frequenzen bei 77 und 4,2 K. Rechte Abb.: Gesamtverluste in Abhängigkeit von der Frequenz bei 77 K.

Der spezifische Widerstand des Matrixsilbers bei 4,2 K wurde von Kwasnitza et al. an Teilstücken eines Bandleiters bestimmt welche keinen Supraleiter enthielten. Er ermittelte einen Wert von ca.  $6 \times 10^{-11} \Omega m$ . Mit diesem Wert kann man bei 50 Hz nach Gleichung 2.27, S. 18 eine Skintiefe von  $220 \mu m$  errechnen. Bei 77 K beträgt die Skintiefe 1,6 mm. Da die Dicke des Bandleiters  $280 \mu m$  beträgt erreicht man bei 4,2 K den Bereich, in dem die Feldverteilung im Innern des Leiters, aufgrund des Abschirmeffektes der Wirbelströme, inhomogen wird, und bei der Berechnung der AC-Verluste inhomogene Feldverteilungen zu berücksichtigen sind. Mit der im Theorieteil angegebenen Gleichung 2.26, S. 18 kann man eine obere Abschätzung für den Wirbelstromverlustbeitrag berechnen. Bei einem Silberwiderstand von  $\rho_{H\ddot{u}ll\epsilon} = 0,3 \mu\Omega cm$  beträgt (nach Gleichung 2.26, S. 18) der Maximalbeitrag der Wirbelstromverluste zur Verlustfunktion bei 80 Hz  $\Gamma_{Wirbel} = 2,2 \times 10^{-3}$ . Dieser Beitrag ist vernachlässigbar klein und somit ist die Frequenzabhängigkeit der Verlustfunktion in parallelen Feldern bei 77 K im wesentlichen auf die Frequenzabhängigkeit der Kopplungsverluste zurückzuführen.

### 5.2.3 Einfluß der Temperatur (4,2 K, 77 K)

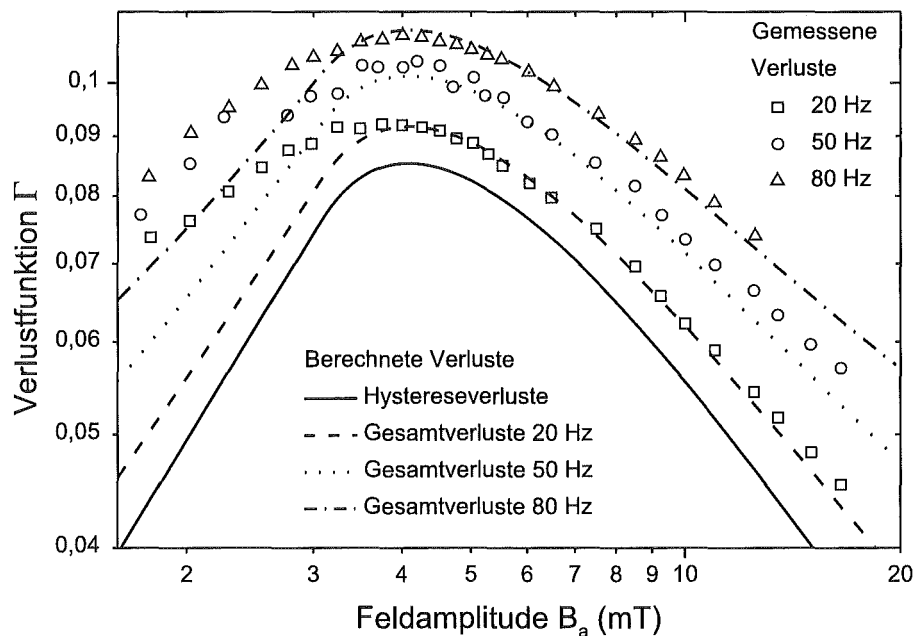
In der Verlustfunktion im parallelen Feld erkennt man in Abb. 5.4, bei ca. 4 mT ein Maximum, dessen Höhe mit zunehmender Frequenz ansteigt. Bei 4,2 K kann kein Maximum in der Verlustfunktion mehr beobachtet werden. Das Maximum in der Verlustfunktion wird in etwa beim Eindringfeld  $B_p$  erreicht. Dieses Feld hängt nur von der Filamentgeometrie und der kritischen Stromdichte  $j_c$  ab. Da sich die kritische Stromdichte bei einer Temperaturänderung von 77 nach 4,2 K um den Faktor 5 bis 6 vergrößert, würde man erwarten, daß sich das Maximum in der Verlustfunktion zu 5 bis 6 mal größeren Feldern verschiebt, also bei

20 bis 24 mT. Die gemessene Verlustfunktion zeigt dieses Maximum bis 40 mT nicht. Als Gründe hierfür kommt ein reduziertes Feld im Innern des Leiters, aufgrund der Abschirmung durch die Wirbel- sowie Kopplungsströme in Betracht, auch mag die unterschiedliche Temperaturabhängigkeit der kritischen Stromdichte für Körner und Kornverbindungen dazu führen, daß das Verlustmaximum nicht an der erwarteten Stelle gefunden wird. Die Verlustfunktion bei 4,2 K ist höher als bei 77 K was durch eine Zunahme der Kopplungs-, sowie auch der Wirbelstromverluste erklärt werden kann. Auch bei 4,2 K kann noch eine Frequenzabhängigkeit der Verluste beobachtet werden, was darauf hindeutet, daß noch keine gesättigten Kopplungsströme vorliegen, doch macht der Abschirmeffekt eine Aussage über die genauen Verhältnisse schwierig.

#### 5.2.4 Frequenzabhängigkeit, Zeitkonstantenbestimmung

Mit zunehmender Frequenz erwartet man abnehmende Kopplungsverluste für  $\omega\tau > 1$ , und zunehmende Kopplungsverluste für  $\omega\tau < 1$ . Frequenzunabhängige Kopplungsverluste erwartet man, wenn vollständige Filamentsättigung vorliegt, also im Fall gekoppelter Filamente. Wie in Abb. 5.4 zu erkennen ist, findet man in parallelen Feldern bei 77 K mit der Frequenz zunehmende Verluste, was durch den Anstieg der Kopplungsverluste zu erklären ist. Aus der Frequenzabhängigkeit der Kopplungsverluste kann die Kopplungsstrom-Abklingzeitkonstante  $\tau$  ermittelt werden.

In der Abb. 5.5 ist die Anpassung des Kopplungsverlustbeitrages, bei unterschiedlichen Frequenzen an die gemessenen Verlustfunktionen des Ag-Matrix-Leiters gezeigt. Aus der



**Abbildung 5.5:** Verlustfunktion für einen getwisteten  $l_p = 12$  mm Ag-Matrix-Leiter (VAC) im parallelen Magnetfeld. Die Linien stellen einen Fit des Kopplungsverlustbeitrages bei unterschiedlichen Frequenzen zu den Gesamtverlusten dar.

Anpassung ergibt sich  $\tau = 58 \mu\text{s}$ ; man erhält also bei einer Frequenz von 80 Hz  $\omega\tau = 0,03$ .

Die Bedingung für die Unabhängigkeit des Kopplungs- und des Hystereseverlustbeitrages ist also erfüllt ( $\omega\tau < 0,2$ ) und die beiden Einzelbeiträge können als additiv angesehen werden. Die Beschreibung der Gesamtverluste kann also durch die einfache Formel:

$$Q_{Ges} = Q_{Hyst-Fil} + Q_{Kopp} \quad (5.3)$$

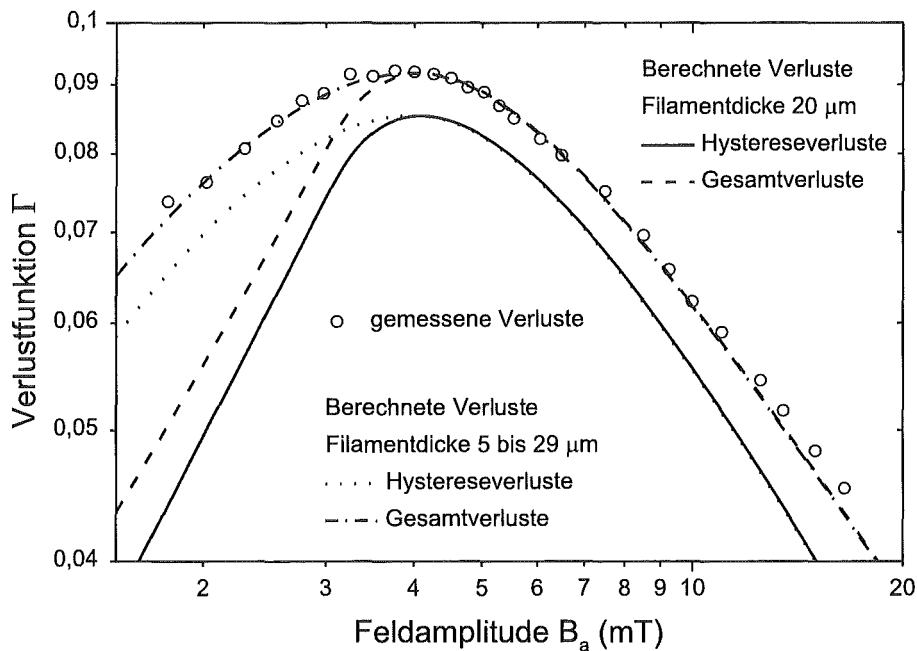
erfolgen. In dieser Formel können der Kopplungsverluste durch Gleichung 2.35, S. 22 berechnet werden, wobei für die Beschreibung der Zeitkonstanten die Abhängigkeiten aus Gleichung 2.36, S. 22 verwendet wurden.

### 5.2.5 Hystereseverluste

Hat man den Kopplungsverlustbeitrag zu den Gesamtverlusten bestimmt, so kann man durch eine Extrapolation zu  $f = 0$  Hz die Hystereseverluste in den Filamenten bestimmen. Wie ein Blick auf Abb. 5.2 zeigt, schwanken die Abmessungen der einzelnen Filamente sehr stark, doch fast alle Filamente sind sehr dünn und schmal. Die breite Seite der Filamente ist bei fast allen Filamenten im wesentlichen parallel zur breiten Seite des Bandleiters ausgerichtet. Aufgrund dieser Geometrie werden die Filamente zur Beschreibung der Hystereseverluste als dünne, unendlich lange Bänder angenähert. Für dieses Filamentgeometrie ist das Slab-Modell Kapitel 2.1.3.1, S. 8 bei paralleler und das Strip-Modell Kapitel 2.1.3.3, S. 10 bei senkrechter Feldorientierung am ehesten zur Beschreibung der Hystereseverluste anwendbar. Die Hystereseverluste in den Filamenten des 55-Filamentleiters aus Abb. 5.5 können mit dem Slab-Modell beschrieben werden, wenn ein Supraleiteranteil von  $\lambda_{Fil-B} = 0,228$ , eine Filamentdicke von  $20 \mu\text{m}$  und eine kritische Stromdichte von  $j_{cB} = 2 \times 12,2 \text{ kA/cm}^2$  angenommen wird. Der Supraleiteranteil sowie die Filamentdicke stimmen im Rahmen der Meßgenauigkeit mit den Leiterdaten aus Tabelle 5.1 überein.

### 5.2.6 Theoretische Beschreibung der Meßergebnisse

**Paralleles Feld:** Wie man aus Abb. 5.5 erkennen kann, ist der berechnete Kurvenverlauf der Verlustfunktion deutlich schmaler als der gemessene. Dieser Effekt kann dadurch erklärt werden, daß die Filamentdimensionen stark variieren und somit auch zu erwarten ist, daß der Bereich des Eindringfeldes stark unterschiedlich ist für die einzelnen Filamente. In der Abb. 5.6 ist dieser Effekt für die gemessene Verlustfunktion des Ag-Matrix-Leiters bei 20 Hz dargestellt. Zur Berechnung der Hystereseverluste wurde das Slab-Modell (siehe Kapitel 2.1.3.1, S. 8) verwendet. Dabei wurde in der ersten Berechnung angenommen, daß alle Filamente eine konstante Dicke von  $20 \mu\text{m}$  haben, bei einem Supraleiteranteil von 0,228. In der zweiten Berechnung wurde angenommen, daß die Filamente eine lineare Dickenverteilung von 5 bis  $29 \mu\text{m}$  haben. Die entspricht in etwa den im Querschliff bestimmbar maximalen bzw. minimalen Filamentdicken. Es wurde weiterhin angenommen, daß der relative Volumenbeitrag jeder Filamentdicke konstant sei. Zur Anpassung der berechneten Verlustfunktion mußte ein Supraleitervolumenanteil von 0,267 angenommen werden. Für die kritische Stromdichte wurden in beiden Rechnungen ein Wert von  $j_c = 2 \times 12,2 \text{ kA/cm}^2$  angenommen. Wie man aus der Abbildung erkennt weitet sich die Verlustfunktion, bei der Annahme einer Dickenvariation der einzelnen Filamente, gleichzeitig reduziert sich der



**Abbildung 5.6:** Verlustfunktion für einen getwisteten  $l_p = 12$  mm Ag-Matrix-Leiter (VAC) bei 20 Hz im parallelem Feld. Bei der Berechnung der Hystereseverluste wurde eine lineare Verteilung der Filamentdicken von 5 bis  $29 \mu\text{m}$  und eine kritische Stromdichte von  $j_{cB} = 2 \times 12,2 \text{ kA/cm}^2$  angenommen.

Maximalwert der Verlustfunktion (in der Abbildung nicht dargestellt). Aus Abb. 5.6 wird jedoch deutlich, daß die gemessene Verlustfunktion im Rahmen der Meßgenauigkeit durch das Slab-Modell beschrieben werden kann.

Die Beschreibung der gemessenen Hystereseverluste mit dem Slab-Modell gelingt nur, wenn ein doppelt so großes Eindringfeld  $B_p$  angenommen wird wie dies nach der kritischen Transportstromdichte  $j_c$ , und der Filamentdicke  $d$  zu erwarten wäre:  $B_p = \mu_0 j_c d / 2$ . Dieses äußerte sich in den dargestellten Berechnungen durch die Verwendung einer kritischen Abschirmstromdichte, die doppelt so groß war, wie die kritische Transportstromdichte (siehe Tabelle 5.1). Ein ähnliches Verhalten wurde auch in [50] beobachtet. Die Abschirmströme im Slab-Modell fließen hauptsächlich entlang der breiten Seite des Filaments (siehe auch Abb. 2.1, S. 7) und somit in die gleiche Richtung wie die Transportströme bei der Bestimmung der kritischen Transportstromdichte  $j_c$ . Aus diesem Grunde kann angenommen werden, daß die durch die Transportstrommessung bestimmte kritische Stromdichte auch für die kritische Stromdichte der Abschirmströme relevant ist. Die maximale Filamentdicke, die im Querschliff des Ag-Matrix-Leiter beobachtet werden kann beträgt  $30 \mu\text{m}$  und kann die Abweichung des aus den Hystereseverlusten bestimmten Eindringfeldes nicht erklären. Drei Erklärungsansätze kommen für die beobachtete Diskrepanz des Eindringfeldes in Betracht:

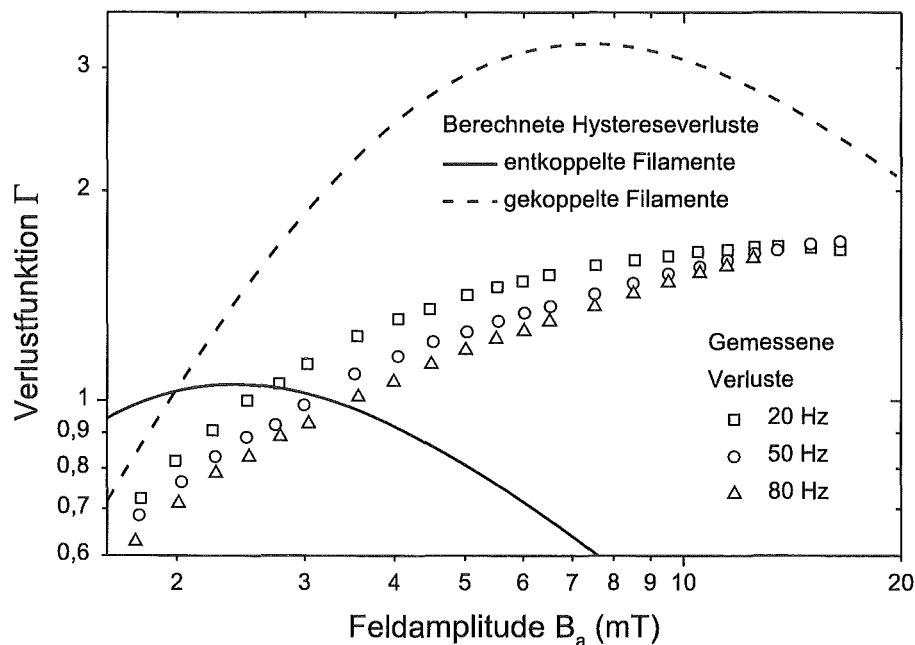
- Die effektive Filamentdicke der Filamente ist deutlich größer als diese im Querschliff beobachtet werden kann, da supraleitende Verbindungen z. B. "Intergrowths", oder Matrixrisse die Filamente supraleitend koppeln, siehe auch Kapitel 3.3.1, S. 41.
- Die kritische Stromdichte in den Filamenten kann stark inhomogen sein. In [120, 121]

wurde beobachtet, daß die kritische Stromdichte in den Randbereichen der Filamente deutlich höher ist als in den Zentralbereichen.

- Die Stromtragfähigkeit sowie die kritische Stromdichte der einzelnen Filamente kann stark unterschiedlich sein [113, 114]

Wie sich das Zusammenspiel dieser drei Effekte auf den Unterschied zwischen dem aus den Hystereseverlustbeitrag zu den Gesamtverlusten ( $f = 0$  Hz Extrapolation) bestimmten Eindringfeld einerseits, sowie dem aus der kritischen Stromdichte und der Filamentdicke bestimmten Eindringfeld andererseits auswirkt, kann nicht angegeben werden. Bei allen im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Leitern wurde nahezu der gleiche Effekt gefunden. In dieser Arbeit wird deshalb immer die kritische Stromdichte  $j_{cB}$  der Abschirmströme nach dem Bean-Modell angegeben, die zur Beschreibung der Hystereseverluste verwendet wurde.

**Senkrecht Feld:** Bei senkrechter Feldorientierung ist die Bedingung  $\omega\tau < 0,2$  nicht mehr erfüllt, und es kann keine einfache Beschreibung der Gesamtverluste mehr angegeben werden. In der Abb. 5.4 ist zu erkennen, daß die Verlustfunktionen mit zunehmender Frequenz kleiner werden. Dieser Effekt kann durch den zunehmenden Abschirmeffekt der Kopplungsströme für  $\omega\tau > 1$  erklärt werden. In der Abb. 5.7 sind die gemessenen Verlustfunktionen für die senkrechte Feldorientierung nochmals aufgetragen. In das Diagramm wurden die Hystereseverluste für das Strip-Modell der entkoppelten sowie der gekoppelten Filamente eingezeichnet. Die Berechnung erfolgte mit den Leiterdaten aus Tabelle 5.1. Man



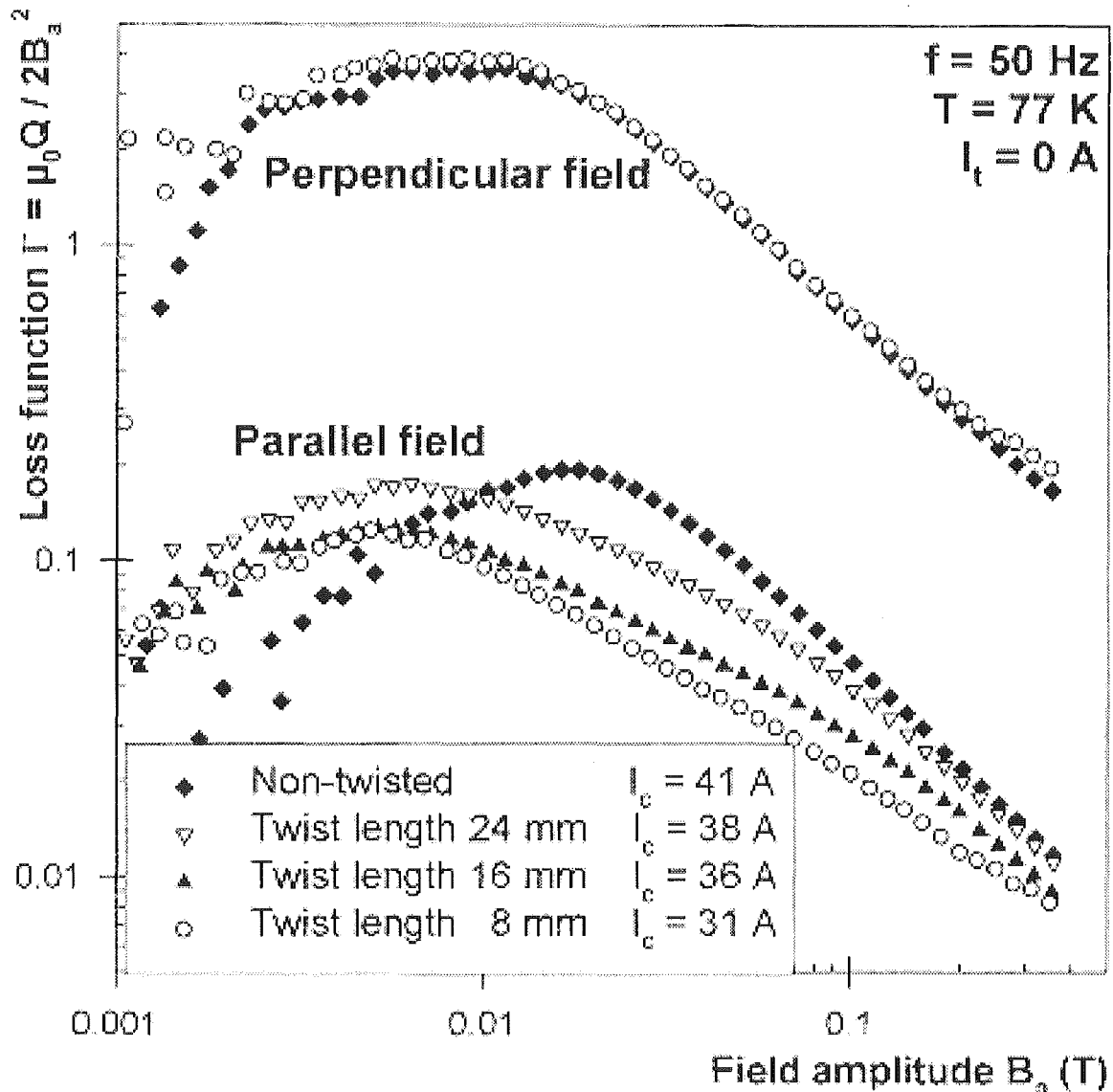
**Abbildung 5.7:** Verlustfunktion für einen getwisteten  $l_p = 12$  mm Ag-Matrix-Leiter (VAC) in senkrechten Feldern.

erkennt deutlich, daß sowohl das Modell der entkoppelten Filamente als auch das Modell für gekoppelte Filamente die gemessenen Verluste nur sehr unzureichend beschrieben. Der



hauptsächliche Grund hierfür dürfte im großen Entmagnetisierungseffekt für die Band-Geometrie zu suchen sein. Dieser Effekt führt zu einer Feldüberhöhung im Nahbereich des Bandes. Andere Filamente oder auch Bandleiter, die sich in diesem Bereich befinden sind also veränderten Feldbedingungen ausgesetzt.

In der Abb. 5.8 sind die Verlustfunktionen aus [62] für unterschiedliche Ag-Matrix-Leiter, die von der VAC hergestellt wurden, dargestellt. Bei diesen Messungen wurden jedoch keine



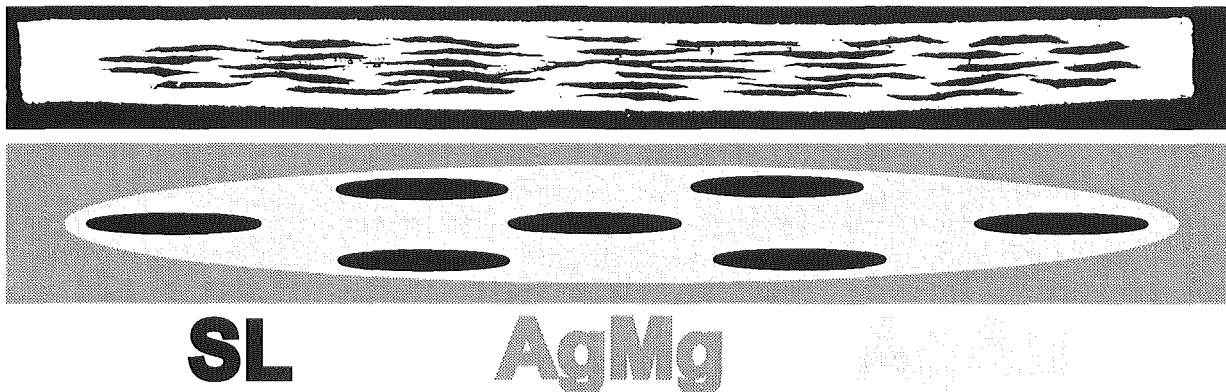
**Abbildung 5.8:** Verlustfunktionen für unterschiedlich getwistete Ag-Matrix-Leiter von der VAC aus [62]. Der Leiterraufbau sowie die Leiterdimensionen sind vergleichbar zur den in dieser Arbeit vorgestellten Ag-Matrix-Leiter.

Bandleiterstapel sondern einzelne Leiter gemessen, auch wurde bis zu deutlich höheren Feldern gemessen. Die Verlustfunktionen für die senkrechte Feldorientierung zeigen oberhalb von 10 mT keine Twistlängenabhängigkeit, was darauf hindeutet, daß die Filamente bei

diesen Feldamplituden und Twistlängen größer als 8 mm voll gekoppelt sind. In parallelen Feldern findet man eine deutliche Twistlängenabhängigkeit, die für kleinere Feldamplituden und Twistlängen durch das Modell der entkoppelten Filamente beschrieben werden kann [124]. Für größere Feldamplituden und Twistlängen gleicht sich das Verlustverhalten der getwisteten an das der ungetwisteten Bandleiter an. Der ungetwistete Leiter kann bei paralleler Feldorientierung durch das Modell der gekoppelten Filamente beschrieben werden.

### 5.3 AgAu-Matrix-Leiter

Als erste Modifikation der Bi(2223)-Bandleitern mit reduzierten AC-Verlusten wurden zwischen den Filamenten eine AgAu-Matrix eingebracht. In der Abb. 5.9 ist der Querschliff eines 37-Filamentbandleiters mit einer AgAu-Matrix und einer AgMg-Hülle gezeigt. Die supraleitenden Filamente sind in einer AgAu-Matrix eingebettet, die von einer AgMg Hülle umgeben ist. Das AgMg in der Hülle wurde verwendet, um einen mechanisch belastbaren Leiter herzustellen. AgAu (8 Gew. % Au in Ag) hat bei 77 K etwa den 8-fachen spezifischen Widerstand im Vergleich zu Ag. Die charakteristischen Leiterdaten, sowie die aus dem Querschliff ermittelten Abmessungen der AgMg/AgAu-Leiter sind in der Tabelle 5.2 zusammengestellt. Bei einem Leiter mit einer inhomogen verteilten Stromtragfähigkeit, längs der



**Abbildung 5.9:** Querschliff eines 37-Filament-AgMg/AgAu-Bandleiters. Die Zeichnung zeigt den Leiteraufbau schematisch, dabei wurden die unterschiedlichen Leitermaterialien in unterschiedlichen Graustufen dargestellt.

Twistlänge (mm)	$I_c$ (A)	$j_c$ (kA/cm <sup>2</sup> )	$\lambda_{Fil-Sek}$ (%)	$\lambda_{Fil}$ (%)	Abmessungen		
					Leiter (mm <sup>2</sup> )	Filament-Sektion (mm <sup>2</sup> )	Filamente ( $\mu$ m <sup>2</sup> )
$\infty$	25,3	7,6	57	26	$3,9 \times 0,33$	$3,4 \times 0,22$	$390 \times 28$
13	15,8	4,7	57	26	$3,9 \times 0,33$	$3,4 \times 0,22$	$390 \times 28$

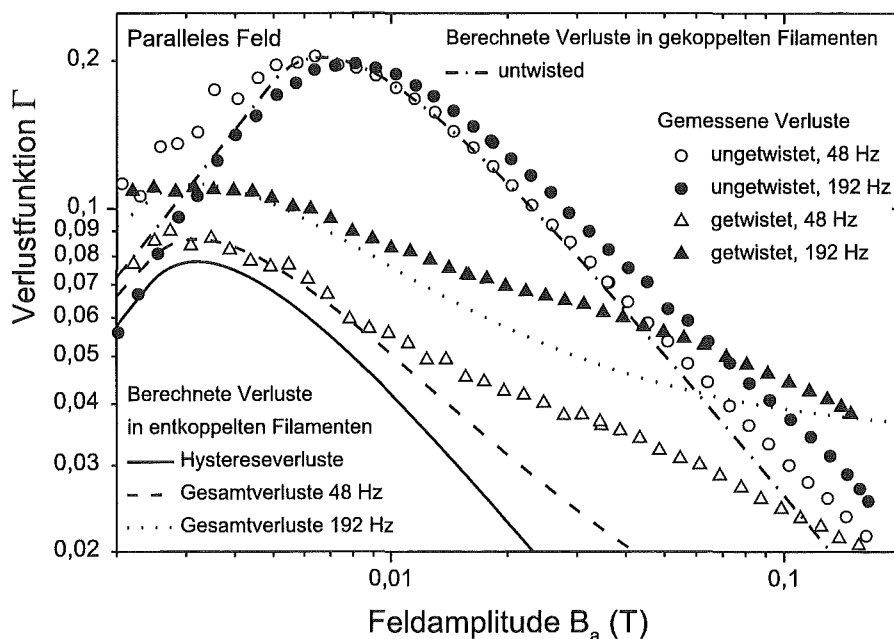
**Tabelle 5.2:** Charakteristische Leiterdaten der 37-Filament-AgMg/AgAu-Leiter.

Länge des Leiters, wird der über die gesamte Länge des Leiters bestimmte Spannungsabfall im wesentlichen von der Leiterstelle mit der geringsten Stromtragfähigkeit bestimmt.

Dabei wird allerdings vorausgesetzt, daß sich die Länge der Leiterstelle mit reduzierter Stromtragfähigkeit nicht allzu stark (weniger als eine Größenordnung) von der Länge des homogenen Leiterstücks unterscheidet. Diese inhomogen verteilte Stromtragfähigkeit führt dazu, daß bei einer Bestimmung des kritischen Stromes mit dem  $1 \mu\text{V}/\text{cm}$ -Kriterium der  $I_c$ -Wert an der schlechtesten Stelle des Leiters als der  $I_c$ -Wert des gesamten Leiters bestimmt wird. Die aus diesem Wert berechnete kritische Stromdichte kann nicht als die kritische Stromdichte der Abschirmströme verwendet werden. Nur bei einer gleichmäßigen Verteilung der Stromtragfähigkeit im Leiter sind die vorgestellten Modelle für die Berechnung der Hystereseverluste gültig. Als eine Näherung werden in dieser Arbeit deshalb die über die gesamte Leiterlänge gemittelten kritischen Stromdichten zur Beschreibung der Hystereseverluste verwendet. Es zeigt sich, daß dieses Vorgehen, speziell im Fall der gekoppelten Filamente, zu einer akzeptablen Beschreibung der Hystereseverluste führt.

### 5.3.1 Verluste im parallelen Feld

In der Abb. 5.10 sind die gemessenen Verlustfunktionen für einen ungetwisteten (Länge = 20 cm), sowie für einen getwisteten ( $l_p = 13 \text{ mm}$ ) AgMg/AgAu-Leiter bei paralleler Feldorientierungen bei 48 und 192 Hz dargestellt. Diese Messungen wurden an Einzelleitern in der Apparatur der Siemens AG durchgeführt. Die Linien in der Abbildung zeigen



**Abbildung 5.10:** Verlustfunktionen für einen ungetwisteten (Länge = 20 cm) und einen getwisteten ( $l_p = 13 \text{ mm}$ ) AgMg/AgAu-Leiter bei paralleler Feldorientierung [125].

berechnete Verlustfunktionen. Bei dem ungetwisteten Leiter wurden die Gesamtverluste als die Hystereseverluste in gekoppelten Filamenten berechnet ( $Q_{Ges} = Q_{Hyst-Fil-Sek}$ ). Selbst bei einer Vervierfachung der Frequenz von 48 auf 192 Hz beobachtet man kein Anwachsen des Maximums in der Verlustfunktion, was ein deutlicher Hinweis darauf ist,

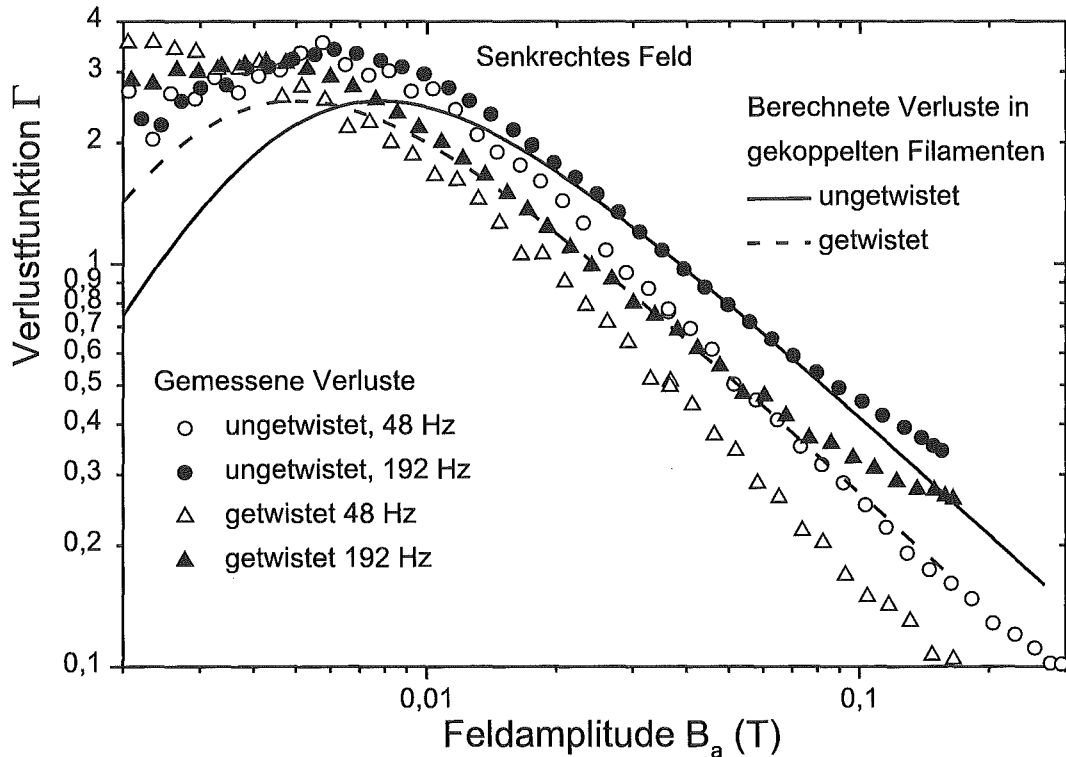
daß es keine frequenzabhängigen Kopplungsverluste durch die Sättigung der Kopplungsströme gibt. Bei der Berechnung der Verluste wurde die aus den Querschliffen bestimmte Dicke der Filament-Sektions von 0,22 mm, die gemittelte kritische Stromdichte über den gesamten Filament-Sektions-Querschnitt von  $3,6 \text{ kA/cm}^2$ , sowie ein Filament-Sektions-Volumenanteil von  $\lambda_{Fil-Sek} = 0,54$  angesetzt. Dieser weicht ein wenig vom experimentell bestimmten Wert ab, doch liegt er noch innerhalb der Meßgenauigkeit. Das Modell der gekoppelten Filamente beschreibt die gemessenen Verluste für den ungetwisteten Leiter bei paralleler Feldorientierung recht gut. Zu höheren Feldamplituden hin kann eine geringe Frequenzabhängigkeit beobachtet werden, die im Modell der gekoppelten Filamente nicht erwartet wird. Eine mögliche Erklärung für dieses Abhängigkeit ist eine  $\dot{B}$ -Abhängigkeit der Hystereseverluste aufgrund von "flux-creep" oder "flux-flow" [26]. Diese geringe Frequenzabhängigkeit zu höheren Feldern konnte für Leiter unterschiedlicher Hüll- und Matrixmaterialien beobachtet werden, so daß sie nicht auf Wirbelstromverluste zurückzuführen sein sollte.

Der getwistete Leiter wurde wieder mit dem Modell der entkoppelten Filamente beschrieben. Für die Kopplungsströme ergab sich eine Zeitkonstante von  $\tau = 30 \mu\text{s}$ . Die Hystereseverluste wurden mit dem Parametersatz  $j_{cB} = 3 \times 4,7 \text{ kA/cm}^2$ ,  $\lambda_{Fil-B} = 0,21$  und einer Filamentdicke von  $28 \mu\text{m}$  berechnet. Diese Werte weichen teilweise sehr stark von den Leiterdaten in Tabelle 5.2 ab, doch dürfte dieses auch zu einem großen Teil auf die geringe Anzahl und die große Streuung der Meßpunkte im relevanten Feldbereich zurückzuführen sein. Ab Feldamplituden von ca. 10 mT werden die gemessenen Verluste deutlich größer als die mit dem Modell der entkoppelten Filamente berechneten. Diese Abweichung kann durch die Ausbildung einer mit Kopplungsströmen gesättigten Zone nach dem Modell von Ries (Kapitel 2.40, S. 28) beschrieben werden.

### 5.3.2 Verluste im senkrechten Feld

In der Abb. 5.11 sind die gemessenen Verlustfunktionen für einen ungetwisteten (Länge = 9,5 cm), sowie für einen getwisteten ( $l_p = 13 \text{ mm}$ ) AgMg/AgAu-Leiter in senkrechter Feldorientierungen bei 48 und 192 Hz dargestellt. Diese Messungen wurden wieder an Einzelleitern bei der Siemens AG durchgeführt. Zur Beschreibung der Verluste in der senkrechten Feldorientierung wurde sowohl für den ungetwisteten als auch für den getwisteten Leiter das Modell der gekoppelten Filamente gewählt. Die in der Abbildung eingezeichneten Linien sind berechnete Verlustfunktionen nach dem Strip-Modell mit den Leiterdaten aus Tabelle 5.2. Die Annahme, daß in beiden Leiter gekoppelte Filamente vorliegen, wird dadurch gestützt, daß kein Absinken des Verlustmaximums und nur eine sehr geringe Frequenzabhängigkeit für den getwisteten Leiter beobachtet wird. Die Linksverschiebung der Verlustfunktion zu kleineren Feldamplituden kann, für den getwisteten Leiter, durch die reduzierte Stromtragfähigkeit erklärt werden.

Ein qualitativ gleiches Verlustverhalten wurde für Leiter mit einer AgPd-Matrix beobachtet [124].

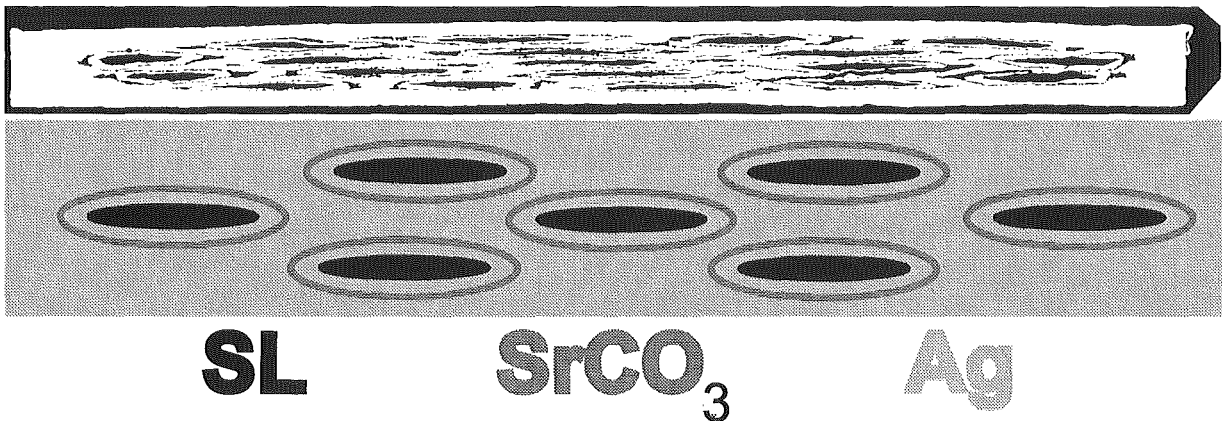


**Abbildung 5.11:** Verlustfunktionen für einen ungetwisteten (Länge = 20 cm) und einen getwisteten ( $l_p = 13$  mm) AgMg/AgAu-Leiter bei senkrechter Feldorientierung [125].

## 5.4 WITB-Barrierenleiter

Ein weiteres Leiterkonzept verlustarmer AC-Bandleiter sind WITB-Leiter mit ringförmigen resistiven Zwischenschichten aus  $\text{SrCO}_3$ . In der Abb. 5.12 ist der Querschliff eines 19-Filament-WITB-Leiters dargestellt. Bei diesem Leiter sind die supraleitenden Filamente von einem Ag-Ring umgeben der wiederum von einem  $\text{SrCO}_3$ -Ring umgeben ist. Diese Doppelringstruktur ist in einer Ag-Matrix eingebettet. Nachteilig bei diesem Leiteraufbau ist, daß es lange Silberpfade in der Matrix gibt, die nicht von resistiven Zwischenschichten unterbrochen werden, was für eine effektive Verlustreduktion negativ sein kann [54]. Bei den in der Tabelle angegebenen  $I_c$ -Werten handelt es sich wieder um über die gesamte Länge des Bandes gemittelte  $I_c$ -Werte.

In der Abb. 5.13 sind die gemessenen Verlustfunktionen für unterschiedlich getwistete WITB-Leiter, für beide Feldorientierungen, bei 48 Hz und 77 K dargestellt. Diese Messungen wurden an Einzelleitern bei der Siemens AG durchgeführt. Die Länge des ungetwisteten Leiters betrug ca. 2 m. Die in der Abbildung eingezeichneten Linien stellen wieder



**Abbildung 5.12:** Querschnitt eines 19-Filament-WITB-Leiters. Im Querschnitt erscheint sowohl der Supraleiter, als auch das  $\text{SrCO}_3$  schwarz. Die Zeichnung zeigt den Leiteraufbau schematisch, dabei werden die unterschiedlichen Leitermaterialien in unterschiedlichen Graustufen dargestellt.

Twistlänge (mm)	$I_c$ (A)	$j_c$ (kA/cm <sup>2</sup> )	$\lambda_{Fil-Sek}$ (%)	$\lambda_{Fil}$ (%)	Abmessungen		
					Leiter (mm <sup>2</sup> )	Filament-Sektion (mm <sup>2</sup> )	Filamente ( $\mu\text{m}^2$ )
$\infty$	12	12	53	11	$3,5 \times 0,26$	$3,1 \times 0,16$	$350 \times 23$
20	9,0	13,6	53	11	$3,0 \times 0,20$	$2,6 \times 0,12$	$300 \times 20$
16	6,1	6,4	53	11	$3,3 \times 0,26$	$3,0 \times 0,16$	$320 \times 23$
10	6,8	7,2	53	11	$3,3 \times 0,26$	$3,0 \times 0,16$	$320 \times 23$

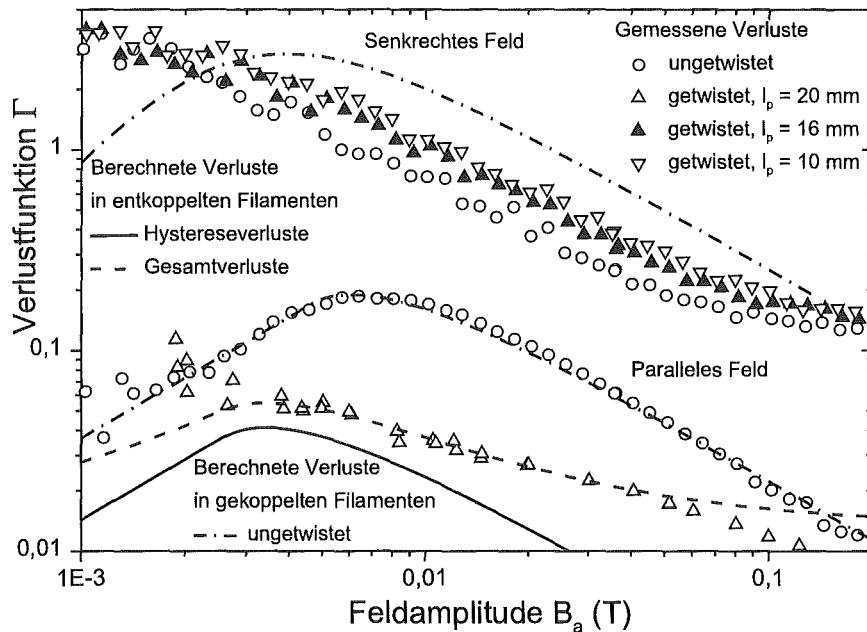
**Tabelle 5.3:** Charakteristische Leiterdaten der 19-Filament-WITB-Leiter.

berechnete Verlustfunktionen dar.

#### 5.4.1 Verluste im parallelen Feld

Die Verluste des ungetwisteten WITB-Leiters im parallelen Feld wurden mit dem Modell der gekoppelten Filamente berechnet, mit den Parameterwerten: Filament-Sektions-Dicke = 0,16 mm, gemittelte Abschirmstromdichte  $1,9 \times 2,5 \text{ kA/cm}^2$  und einem Volumenanteil der Filament-Sektion von 0,5. Der für die Berechnung der Abschirmstromdichte verwendete Wert ist 1,9 mal so groß wie der aus dem Querschnitt und der kritischen Transportstromdichte ermittelte Wert. Eine Begründung für diese deutliche Abweichung konnte nicht gefunden werden, zumal das Modell der gekoppelten Filamente für andere ungetwistete Leiter bei paralleler Feldorientierung sonst keine so großen Abweichungen geliefert hat. Die Inhomogenität der Stromtragfähigkeit des Leiter mag zu der Abweichung in der gemessenen Stromdichte beitragen, jedoch ist dieser Effekt bei den WITB-Leitern auch nicht größer als in anderen Barrierenleitern, so daß diese nicht die alleinige Begründung für die Abweichung liefern kann.

Die Verluste im getwisteten WITB-Leiter ( $l_p = 20 \text{ mm}$ ) bei paralleler Feldorientierung wurden wieder mit dem Modell der entkoppelten Filamente berechnet. Es ergab sich eine



**Abbildung 5.13:** Verlustfunktionen für unterschiedliche getwistete WITB-Leiter bei 48 Hz und 77 K [125].

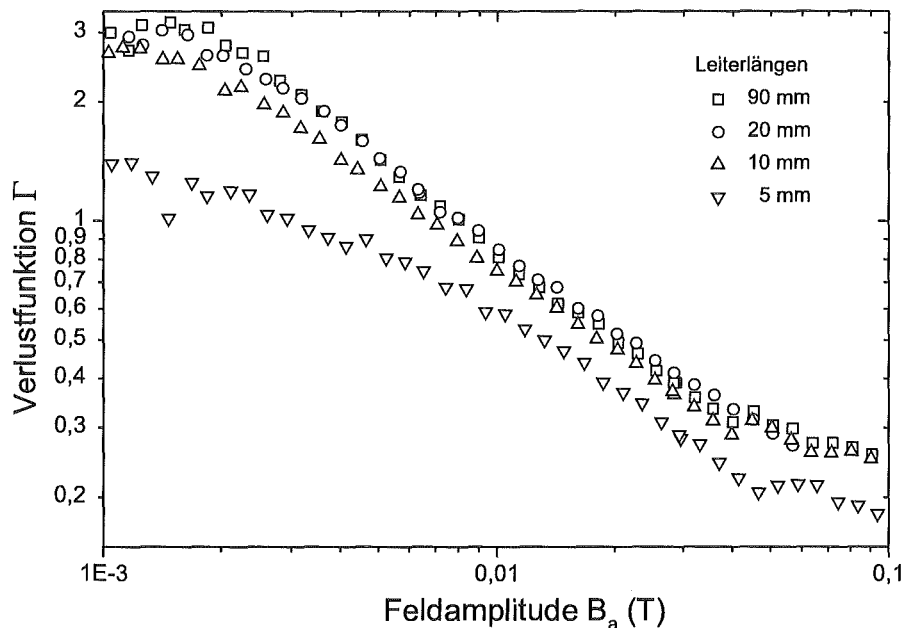
Zeitkonstante von  $\tau = 51 \mu\text{s}$ , eine Abschirmstromdichte von  $j_{cB} = 1,5 \times 13,6 \text{ kA/cm}^2$ , ein Supraleiteranteil von  $\lambda_{Fil-B} = 0,11$  und eine Filamentdicke von  $20 \mu\text{m}$ . Die Signifikanz dieser Werte ist jedoch nicht sehr hoch, da nur wenige Daten mit einer großen Streuung zur Anpassung der berechneten Verlustkurven an die gemessenen Werte verwendet werden konnten.

### 5.4.2 Verluste im senkrechten Feld

Die Verlustfunktionen für den ungetwisteten (9 cm lang), wie für die getwisteten WITB-Leiter bei senkrechter Feldorientierung verhalten sich qualitativ gleich. Es ist keine Verlustreduktion mit sinkender Twistlänge zu beobachten. Die in Abb. 5.13 eingezeichnete Linie stellt eine berechnete Verlustfunktion für den ungetwisteten Leiter dar, zur Berechnung wurde das Modell der gekoppelten Filamente verwendet und die Parameter für die Hystereseverluste nach dem Strip-Modell aus Tabelle 5.3 entnommen.

### 5.4.3 Die kritische Kopplungslänge

Nach Gleichung 2.30, S. 20 kann man eine kritische Leiterlänge ausrechnen bei der Filamentkopplung auftritt. Dieses Modell ist für reale multifilamentäre Bandleiter nur sehr begrenzt dazu geeignet, die kritische Twistlänge für Filamentkopplung zu berechnen, da es nur zwei Filamente berücksichtigt und von einer homogenen Matrixresistivität ausgeht. Die Voraussage des Modells, daß die Filamente mit kürzer werdender Leiterlänge irgendwann entkoppeln, gilt jedoch auch für reale Multifilamentbandleiter. In der Abb. 5.14 sind die gemessenen Verlustfunktionen für einen ungetwisteten WITB-Bandleiter dargestellt, der nacheinander in kürzere Leiterstücke zerteilt wurde. Bei diesem Experiment wurde je-



**Abbildung 5.14:** Verlustfunktionen für einen ungetwisteten WITB-Leiter der in kürzere Längen zerteilt wurde, im senkrechten Feldern bei 96 Hz [125].

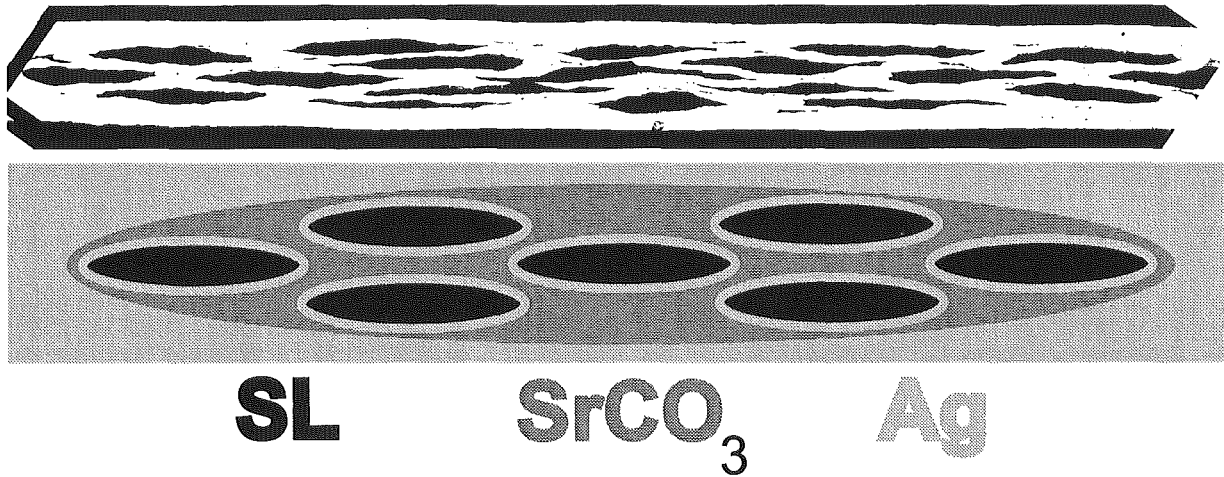
weils das gleiche Leiterstück gemessen, und die Zerteilung des Leiters wurde mit einem scharfen Schneidegerät vorgenommen, um sicherzustellen, daß das Zerteilen die Stromtragfähigkeit der Reststücke nicht reduziert. Die Leiterenden wurden nach jeder Zerteilung an den Schnittflächen vorsichtig poliert, um zusätzliche Kontakt an den Schnittflächen zu vermeiden. Man kann aus dem Experiment erkennen, daß die Verlustfunktion der Leiter mit einer Länge von 90 und 20 mm sich qualitativ gleich verhalten. Bei einer Leiterlänge von 10 mm deutet sich eine Verlustreduktion an. Wird der Leiter schließlich in Leiterstücke von nur noch 5 mm Länge zerteilt, so reduzieren sich die Verluste sehr deutlich. Dieses Verhalten kann dadurch erklärt werden, daß bei ca. 10 mm die kritische Kopplungslänge dieses Leiters erreicht wird und sich somit das effektive Hystereseverlustvolumen reduziert. Die kritische Kopplungslänge kann nicht als ein scharfer Wert angesehen werden, sondern als ein Übergangsbereich vom Modell der gekoppelten Filamente, zum Modell der entkoppelten Filamente.

## 5.5 DCB-I-Ag-Barrierenleiter

Bei den DCB-Leitern bilden die resistiven Zwischenschichten aus  $\text{SrCO}_3$  keine einzelnen Ringe im Leiterquerschnitt wie beim WITB-Leiter, sondern ein kontinuierliches Netzwerk. Von den DCB-Leitern wurden zwei unterschiedliche Serien entwickelt. In der ersten Serie (DCB-I) ist das Barrierennetzwerk sehr fein, da nur sehr wenig  $\text{SrCO}_3$  verwendet wurde. Aus diesem Grund war auch die erreichte Erhöhung der effektiven Matrixresistivität nur sehr gering. In der zweiten Serie (DCB-II) sind die resistiven Zwischenschichten deutlich dicker, da im Tauchbeschichtungsprozess deutlich dickere  $\text{SrCO}_3$ -Schichten auf die Monokernleiter abgeschieden wurden. In der Abb. 5.15 ist der Querschliff eines 19-Filament



DCB-I Ag-Leiters dargestellt. Die Zeichnung zeigt den Leiteraufbau schematisch. Bei diesem Leiter sind die supraleitenden Filamente von einem Ag-Ring umgeben. Diese Ringe sind in einer  $\text{SrCO}_3$ -Matrix eingebettet. Das Netzwerk der resistiven Zwischenschichten hat in diesem Leiter eine "honigwabentartige" Struktur [54]. Da die resistiven Zwischenschichten bei dieser Leiterserie sehr dünn sind, kann man diese im Querschliff nur in Ansätzen erkennen. Die charakteristischen Leiterdaten, sowie die aus dem Querschliff ermittelten Abmessungen der DCB-I-Ag-Leiter sind in der Tabelle 5.4 zusammengestellt. Bei den in



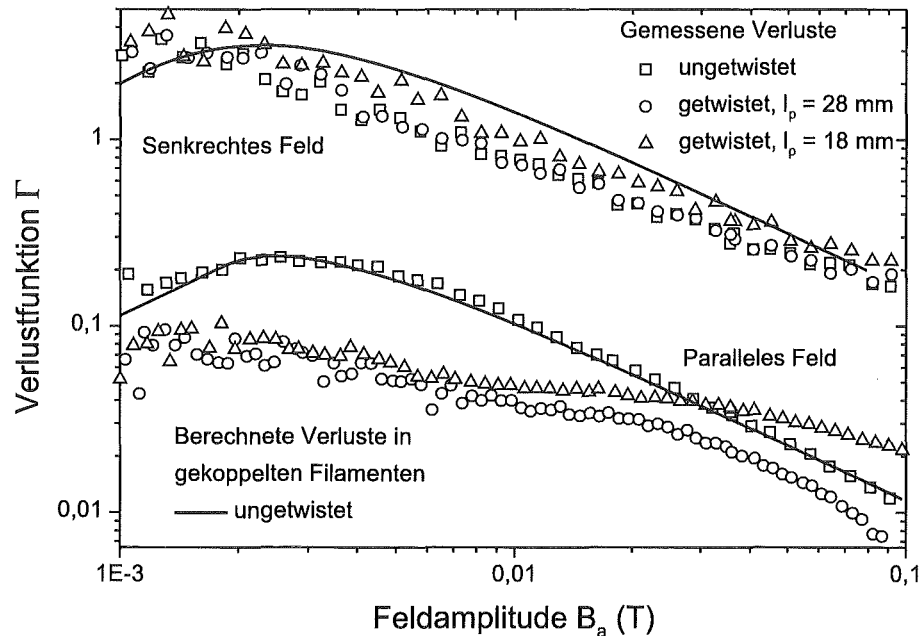
**Abbildung 5.15:** Querschliff eines 19-Filament-DCB-I-Ag-Leiters. Im Querschliff erscheint sowohl der Supraleiter, als auch das  $\text{SrCO}_3$  schwarz. Die  $\text{SrCO}_3$  Zwischenschichten sind so fein das sie im Querschliff nur in Ansätzen zu erkennen sind. Die Zeichnung zeigt den Leiteraufbau schematisch, dabei werden die unterschiedlichen Leitermaterialien in unterschiedlichen Graustufen dargestellt.

Twistlänge (mm)	$I_c$ (A)	$j_c$ (kA/cm <sup>2</sup> )	$\lambda_{Fil-Sek}$ (%)	$\lambda_{Fil}$ (%)	Abmessungen		
					Leiter (mm <sup>2</sup> )	Filament-Sektion (mm <sup>2</sup> )	Filamente ( $\mu\text{m}^2$ )
$\infty$	9,0	5,6	55	18,5	$3,5 \times 0,25$	$3,1 \times 0,155$	$470 \times 30$
$\infty$	7,2	4,4	55	18,5	$3,5 \times 0,25$	$3,1 \times 0,155$	$470 \times 30$
28	5,9	3,6	55	18,5	$3,5 \times 0,25$	$3,1 \times 0,155$	$470 \times 30$
18	6,6	4,1	55	18,5	$3,5 \times 0,25$	$3,1 \times 0,155$	$470 \times 30$

**Tabelle 5.4:** Charakteristische Leiterdaten, der DCB-I-Ag-Leiter.

der Tabelle angegebenen  $I_c$ -Werten handelt es sich wieder um über die gesamte Länge des Bandes gemittelte  $I_c$ -Werte. Von dem ungetwisteten Bandleiter wurden zwei Stücke mit unterschiedlichen kritischen Strömen gemessen. Das Stück mit dem kritischen Strom von 9 A (7,2 A) wurde bei paralleler (senkrechter) Feldorientierung gemessen. In der Abb. 5.16 sind die gemessenen Verlustfunktionen für unterschiedlich getwistete DCB-I-Ag-Leiter, für beide Feldorientierungen, bei 48 Hz und 77 K dargestellt. Diese Messungen wurden an Einzelleitern durchgeführt. Die Länge des ungetwisteten Leiters betrug ca. 2 m. Die ein-

gezeichneten Linien zeigen berechnete Hystereseverluste mit dem Modell der gekoppelten Filamente, jeweils für den ungetwisteten Leiter.



**Abbildung 5.16:** Verlustfunktionen für unterschiedliche getwistete DCB-I-Ag-Leiter bei 48 Hz [125].

### 5.5.1 Verluste im parallelen Feld

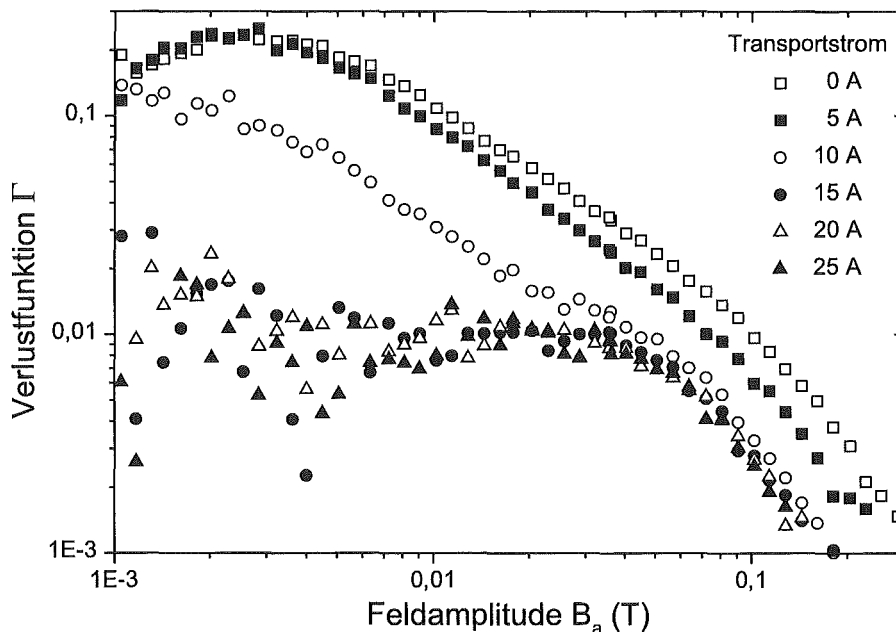
Der Parametersatz für die Beschreibung der Verluste bei paralleler Feldorientierung lautete: Filament-Sektions-Dicke 0,155 mm, gemittelte Stromdichte  $j_c = 1,9 \text{ kA/cm}^2$  und Volumenanteil der Filament-Sektion 0,63. Das aus dem Querschliff und der AC-Verlustmessung ermittelte Eindringfeld stimmen also überein, lediglich beim Füllfaktor der Filament-Sektion gibt es eine kleine Abweichung, die jedoch auch noch innerhalb der Messungenauigkeit liegt. In paralleler Feldorientierung beobachtet man für den Leiter mit einer Twistlänge von 18 mm größere Verluste als für den Leiter mit einer Twistlänge von 28 mm. Von der Twistlängenabhängigkeit der Kopplungsverluste her würde man ein umgekehrtes Verhalten erwarten. Eine Erklärung hierfür kann gefunden werden, wenn angenommen wird, daß der Twistvorgang die effektive Matrixresistivität so stark abgesenkt hat, daß der Effekt der Verlustreduktion aufgrund der kürzeren Twistlänge überkompensiert wird.

### 5.5.2 Verluste im senkrechten Feld

Bei senkrechter Feldorientierung ist keine Verlustreduktion für die getwisteten Leiter zu beobachten. Die eingezeichnete Linie zeigt berechnete Verluste mit dem Modell der gekoppelten Filamente. Die Parameterwerte für die Verlustberechnung wurden aus Tabelle 5.4 übernommen. Es wurde mit der Stromdichte des ungetwisteten Leiters gerechnet.

### 5.5.3 Kornverluste

In der Abb. 5.17 sind die Verlustfunktionen für den ungetwisteten DCB-I-Ag-Leiter bei paralleler Feldorientierung und bei der Belastung mit unterschiedlichen Transportströmen aufgetragen. Gemessen wurden nur die Magnetisierungsverluste. Die elektrischen Verluste in der Stromversorgung wurden nicht erfaßt. An den Verlustfunktionen kann eine deutliche Reduktion der Verluste mit zunehmendem Transportstrom beobachtet werden. Bei ca. 15 A wird ein konstanter Verlustwert erreicht. Der kritische Strom dieses Leiters betrug 9 A, wie Tabelle 5.4 zu entnehmen ist. Aufgrund der Inhomogenitäten kann auch angenommen werden, daß einige Stellen eine höhere Stromtragfähigkeit (über 10 A) haben. Bei einem Transportstrom der größer ist als der kritische Strom des Leiters, wird die Stromtragfähigkeit der Kornverbindungen überschritten. Von einem externen Magnetfeld zusätzlich



**Abbildung 5.17:** Verlustfunktionen für einen ungetwisteten DCB-I-Ag-Leiter in paralleler Feldorientierung bei 77 K und 48 Hz. Der Leiter wurde während der Messung mit unterschiedlichen Transportströmen belastet [125].

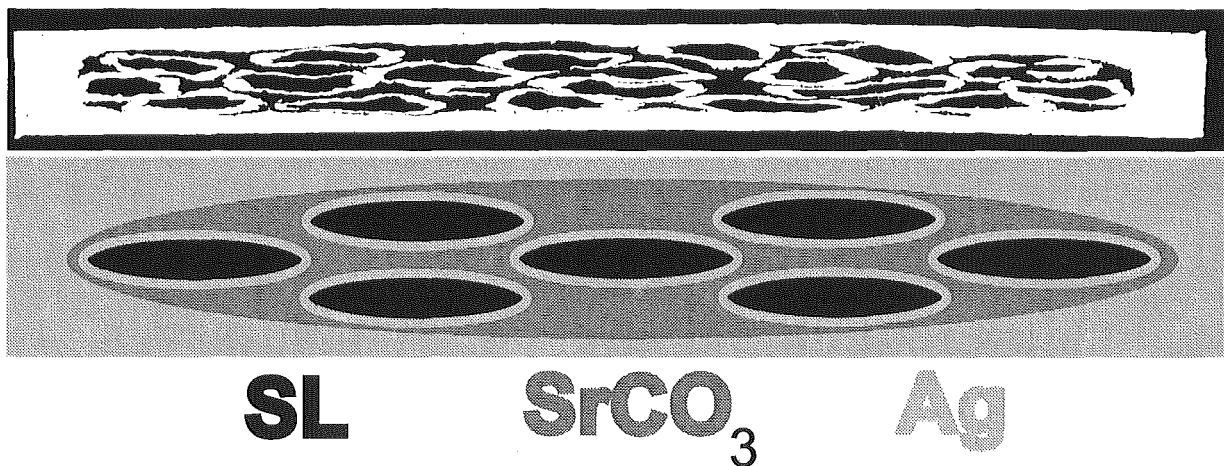
hervorgerufene Abschirmströme können dann nur noch in den Körnern erzeugt werden, da der magnetische Fluß über die Kornverbindungen bereits vollständig eingedrungen ist und die Körner eine deutlich höhere Stromtragfähigkeit als die Kornverbindungen besitzen [24]. Somit werden die Magnetisierungsverluste eines Leiters bei einem Transportstrom größer als der kritische Strom des Leiters von den Verlusten in den Körnern bestimmt. Die Messung dieser Verluste ermöglicht also eine Ermittlung der Hystereseverluste in den Körnern. Wie man aus Abb. 5.17 erkennen kann, sind die Hystereseverluste in den Körnern deutlich kleiner als in den Filamenten (den Kornverbindungen). Qualitativ das gleiche Verhalten wurde auch von Müller et al. [126] und Paasi et al. [127] gefunden.

Wird ein Bi(2223)-Bandleiter über einen sehr kleinen Radius gebogen (2 mm) so zerbrechen nahezu sämtliche Kornverbindungen, so daß der Leiter keinen meßbaren kritischen Strom mehr trägt. Die Hystereseverluste eines solchen Leiters werden nur noch von den

Hysterseverlusten in den Körnern bestimmt da, wie beim Anlegen eines überkritischen Transportstromes ( $I_m > I_c$ ), keine Abschirmströme über Kornverbindungen mehr fließen können. Von Oomen et al. wurde gezeigt, daß die mit beiden Methoden bestimmten Hysterseverluste in den Körnern gut übereinstimmen und gegenüber den Hysterseverlusten in den Filamenten zu vernachlässigen sind [24, 124]. Dies gilt für die parallele wie für die senkrechte Magnetfeldorientierung [124].

## 5.6 DCB-II-Ag-Barrierenleiter

Bei der DCB-I-Ag-Leiterserie konnte nur in paralleler Feldorientierung eine Verlustreduktion beobachtet werden, während in senkrechter Feldorientierung die  $\text{SrCO}_3$ -Barriere zu keiner Verlustreduktion führte. Zur Erhöhung der Matrixresistivität und um eine deutlichere Verlustreduktion zu erreichen, wurde die DCB-II-Ag-Leiterserie entwickelt, bei der der  $\text{SrCO}_3$ -Anteil in der Matrix deutlich gesteigert wurde. In der Abb. 5.18 ist der Querschliff eines 19-Filament-DCB-II-Ag-Leiters dargestellt. Die Zeichnung zeigt den Leiteraufbau schematisch. Der Leiteraufbau des DCB-II-Ag-Leiters ist vergleichbar zum DCB-I-Ag-Leiter. Im Querschliff erscheint sowohl der Supraleiter als auch das  $\text{SrCO}_3$  schwarz, jedoch können die unterschiedlichen Querschliffmaterialien durch einen Vergleich mit der schematischen Zeichnung des Leiteraufbaus unterschieden werden. Die charakteristischen Leiterdaten, sowie die aus dem Querschliff ermittelten Abmessungen der DCB-II-Ag-Leiter sind in der Tabelle 5.5 zusammengestellt. Bei den in der Tabelle angegebenen  $I_c$ -Werten handelt es sich wieder um gemittelte  $I_c$ -Werte über die gesamte Länge des Bandes.



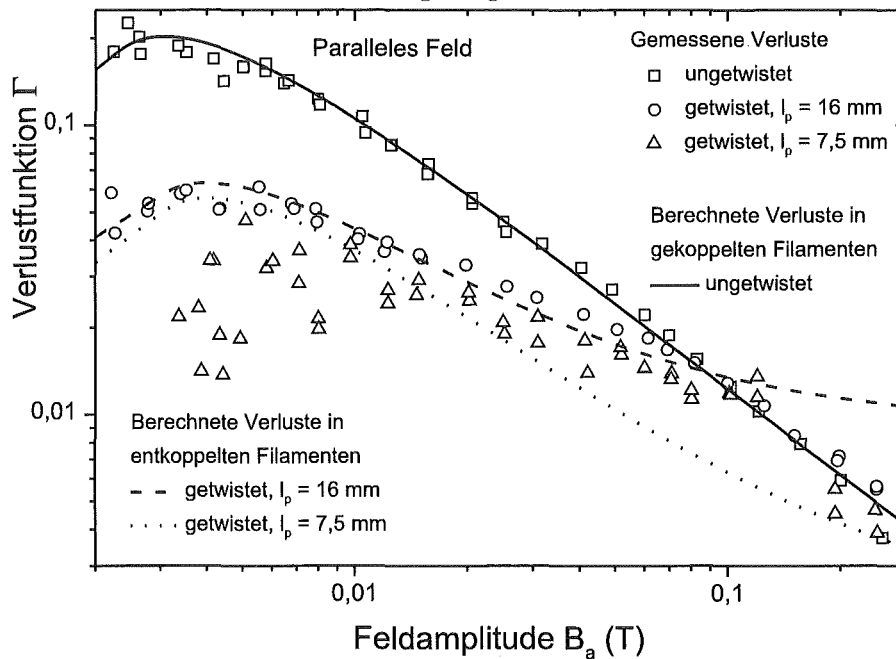
**Abbildung 5.18:** Querschliff eines 19-Filament-DCB-II-Ag-Leiters. Die Zeichnung zeigt den Leiteraufbau schematisch, dabei werden die unterschiedlichen Leitermaterialien in unterschiedlichen Graustufen dargestellt. Mittels der Zeichnung können die unterschiedlichen Matrixmaterialien unterschieden werden. Im Querschliff erscheint sowohl der Supraleiter als auch das  $\text{SrCO}_3$  schwarz.

Twistlänge (mm)	$I_c$ (A)	$j_c$ (kA/cm <sup>2</sup> )	$\lambda_{Fil-Sek}$ (%)	$\lambda_{Fil}$ (%)	Abmessungen		
					Leiter mm <sup>2</sup>	Filament-Sektion (mm <sup>2</sup> )	Filamente ( $\mu$ m <sup>2</sup> )
$\infty$	9,2	6,6	54	18	$3 \times 0,26$	$2,5 \times 0,16$	$300 \times 40$
16	7,2	6,4	54	18	$3 \times 0,26$	$2,5 \times 0,16$	$300 \times 40$
10	7	5	54	18	$3 \times 0,26$	$2,5 \times 0,16$	$300 \times 40$
7,5	6,2	4,4	54	18	$3 \times 0,26$	$2,5 \times 0,16$	$300 \times 40$

**Tabelle 5.5:** Charakteristische Leiterdaten der DCB-II-Ag-Leiter.

### 5.6.1 Verluste im parallelen Feld

In der Abb. 5.19 sind die gemessenen Verlustfunktionen für unterschiedlich getwistete DCB-II-Ag-Leiter, für die parallele Feldorientierung, bei 48 Hz und 77 K dargestellt. Diese Messungen wurden an Einzelleitern durchgeführt. Die Länge der ungetwisteten Leiter betrug ca. 25 cm. Die in der Abbildung eingezeichneten Linien stellen Verlustberechnun-



**Abbildung 5.19:** Verlustfunktionen für unterschiedliche getwistete DCB-II-Ag-Leiter bei 48 Hz, bei paralleler Feldorientierung [125].

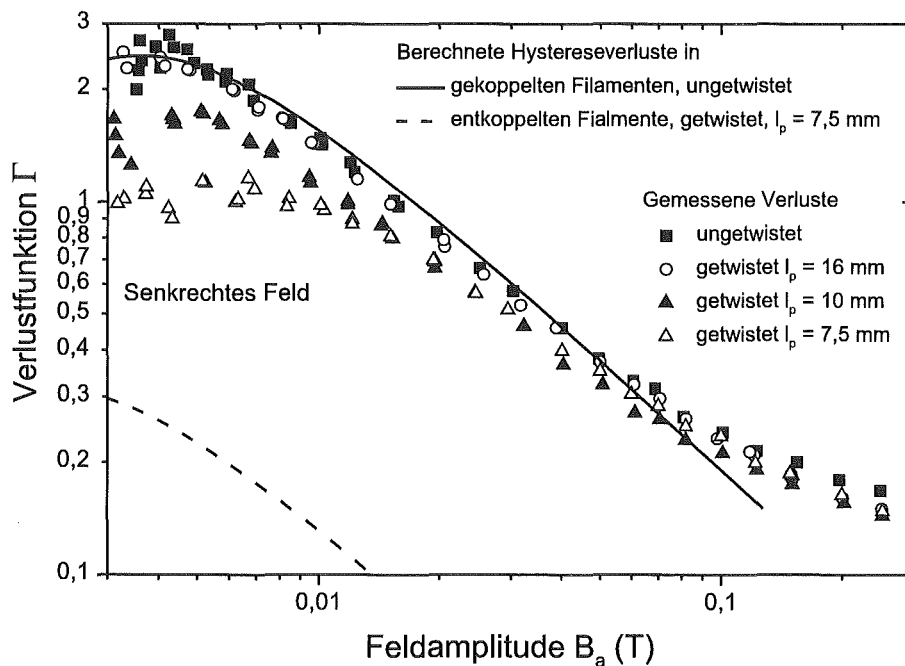
gen dar. Der ungetwistete Leiter wurde wieder durch das Modell der gekoppelten Filamente beschrieben. Der Parametersatz für die Verlustberechnung entsprach den in Tabelle 5.5 angegebenen Werten: Dicke der Filament-Sektionen 0,16 mm, gemittelte Stromdichte  $j_c = 2,3$  kA/cm<sup>2</sup> und für den Volumenanteil der Filament-Sektion  $\lambda_{Fil-Sek} = 0,54$ .

Da die Daten der AC-Verluste für die getwisteten Leiter sehr stark streuen, war es nur schwer möglich einen geeigneten Parametersatz für die Verlustberechnung zu finden. Die Verlustwerte des Leiters mit der Twistlänge von 16 mm streuen deutlich weniger, im Vergleich zum Leiter mit der Twistlänge von 7,5 mm. Deshalb wurde dieser Leiter zur Parameterbestimmung verwendet. Es ergab sich eine Zeitkonstante von  $\tau = 34$   $\mu$ s, eine Abschirm-

stromdichte von  $j_{cB} = 1,5 \times 6,4 \text{ kA/cm}^2$ , ein Supraleiteranteil von  $\lambda_{Fil-B} = 0,15$  und eine Filamentdicke von  $40 \text{ }\mu\text{m}$ . Die Zeitkonstante für den Leiter mit der Twistlänge von  $7,5 \text{ mm}$  betrug  $7 \text{ }\mu\text{s}$ , während die anderen Parameter unverändert gelassen wurden. Im Vergleich zu den anderen Leiterserien (Ag-Leiter und AgMg/AgAu-Leiter) ist eine Beschreibung der getwisteten Leiter mit dem Modell der entkoppelten Filamente bis zu deutlich höheren Feldamplituden möglich, was auf eine signifikant höhere effektive Matrixresistivität hinweist.

### 5.6.2 Verluste im senkrechten Feld

In der Abb. 5.20 sind die gemessenen Verlustfunktionen für unterschiedlich getwistete DCB-II-Ag-Leiter, für die senkrechte Feldorientierung, bei  $48 \text{ Hz}$  und  $77 \text{ K}$  dargestellt. Diese Messungen wurden an Einzelleitern durchgeführt. Für den Leiter mit einer Twistlänge von  $16 \text{ mm}$



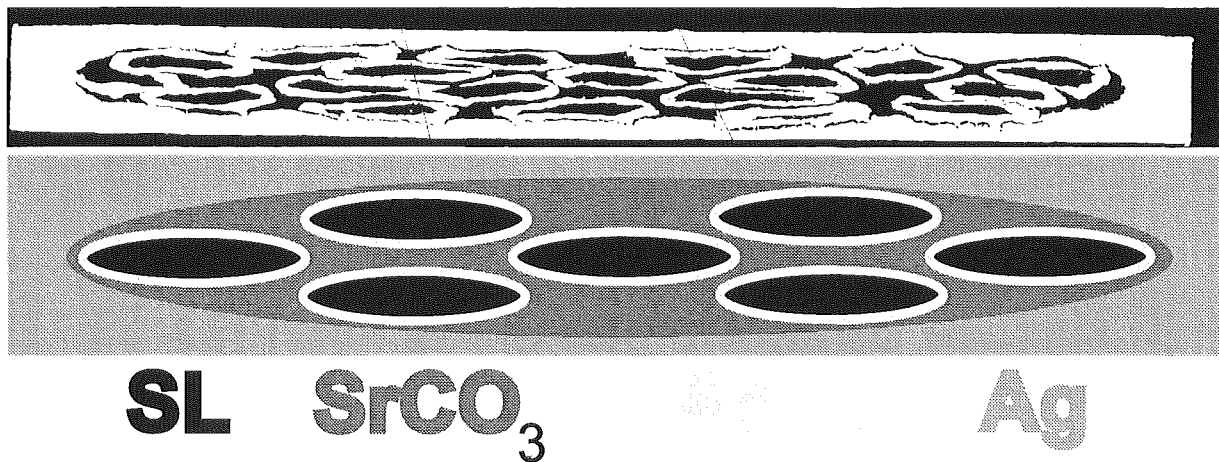
**Abbildung 5.20:** Verlustfunktionen für unterschiedlich getwistete DCB-II Ag-Leiter bei  $48 \text{ Hz}$ , bei senkrechter Feldorientierung [125].

$16 \text{ mm}$  werden die gleichen Verluste gemessen wie für den ungetwisteten Leiter. Für die Leiter mit einer Twistlänge von  $10$  und  $7,5 \text{ mm}$  wird eine zunehmende Verlustreduktion beobachtet. Diese Verlustreduktion verhält sich qualitativ genau so wie die in Abb. 5.14 gezeigte, für unterschiedlich lange ungetwistete WITB-Leiter. Hierbei reduziert sich das effektive Hystereseverlustvolumen und somit auch die Verluste. Die in der Abbildung dargestellten Linien zeigen berechnete Hystereseverluste nach dem Strip-Modell. Für den Fall der gekoppelten Filamente wurde mit einer kritischen Stromdichte von  $j_c = 2,2 \text{ kA/cm}^2$  und für den Fall der entkoppelten Filamente mit  $j_c = 4,4 \text{ kA/cm}^2$  gerechnet. Die anderen Parameter für die Berechnung wurden Tabelle 5.5 entnommen. Da nur die Hystereseverluste für die entkoppelten Filamente berechnet wurden, stellt diese Berechnung den Grenzfall einer unendlich großen Matrixresistivität dar, bei der zudem sämtliche Entmagnetisierungseffekte

vernachlässigt wurden. Aus der Abb. 5.20 zeigt sich sehr deutlich, daß der Entkopplungseffekt in der DCB-II-Ag-Leiterserie noch nicht sehr ausgeprägt ist. Selbst bei dem Leiter mit der Twistlänge von 7,5 mm gleicht sich die gemessene Verlustfunktion bei ca. 20 mT der Verlustfunktion des ungetwisteten Leiters an, was auf Filamentkopplung hindeutet. Um diesem Kopplungseffekt zu deutlich höheren Feldern ( $> 200$  mT) hin zu verschieben, muß die Matrixresistivität noch deutlich weiter gesteigert werden und die kritische Stromdichte des Leiters erhöht werden.

## 5.7 DCB-II-AgAu-Barrierenleiter

Aus dem Querschliff der DCB-II-Ag-Leiterserie ist deutlich zu erkennen, daß trotz der erreichten Steigerung der Matrixresistivität die Barriere noch nicht sehr homogen und gleichmäßig ist. Schliffbilder weisen auf das Vorhandensein einer gewissen Anzahl direkter Silberbrücken zwischen einzelnen Filamenten hin. Um den Effekt einer weiteren Steigerung der Matrixresistivität zu untersuchen, wurde eine DCB-II-AgAu-Leiterserie hergestellt bei der die supraleitenden Filamente von AgAu (8 Gew. %) umgeben sind. Bei dieser DCB-II-AgAu-Serie wird also die Erhöhung der Matrixresistivität durch die Zwischenschichten aus  $\text{SrCO}_3$  mit der Erhöhung der Matrixresistivität durch eine AgAu-Matrix kombiniert und damit der negative Effekt von Lücken in der  $\text{SrCO}_3$ -Schicht gemindert. In der Abb. 5.21 ist der Querschliff eines 19-Filament-DCB-II-AgAu-Leiters dargestellt. Die charakteristischen Leiterdaten, sowie die aus dem Querschliff ermittelten Abmessungen der DCB-II AgAu-Leiter sind in der Tabelle 5.6 zusammengestellt. Bei den in der Tabelle angegebenen  $I_c$ -Werten handelt es sich wieder um gemittelte  $I_c$ -Werte über die gesamte Länge des Bandes.



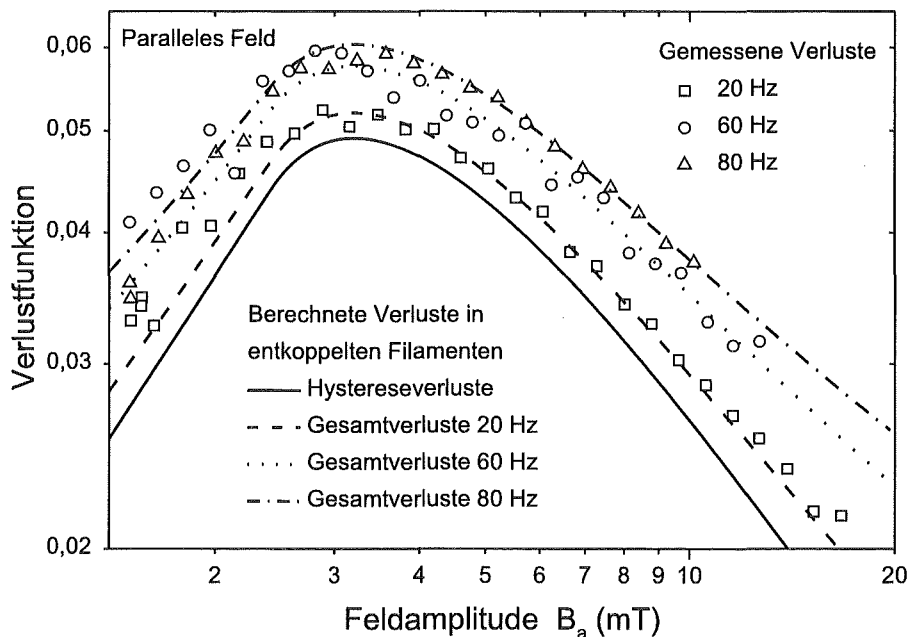
**Abbildung 5.21:** Querschliff eines 19-Filament-DCB-II-AgAu-Leiters. Die Zeichnung zeigt den Leiteraufbau schematisch, dabei werden die unterschiedlichen Leitermaterialien in unterschiedlichen Graustufen dargestellt. Mittels der Zeichnung können die unterschiedlichen Matrixmaterialien unterschieden werden. Im Querschliff erscheint sowohl der Supraleiter, als auch das  $\text{SrCO}_3$  schwarz und die AgAu-Matrix sowie die Ag-Hülle grau.

Twistlänge (mm)	$I_c$ (A)	$j_c$ (kA/cm <sup>2</sup> )	$\lambda_{Fil-Sek}$ (%)	$\lambda_{Fil}$ (%)	Abmessungen		
					Leiter (mm <sup>2</sup> )	Filament-Sektion (mm <sup>2</sup> )	Filamente ( $\mu$ m <sup>2</sup> )
25	6,4	5,8	54	13,6	$3 \times 0,27$	$2,5 \times 0,16$	$300 \times 40$
18	5,8	5,3	54	13,6	$3 \times 0,27$	$2,5 \times 0,16$	$300 \times 40$
12	2	1,8	54	13,6	$3 \times 0,27$	$2,5 \times 0,16$	$300 \times 40$

**Tabelle 5.6:** Charakteristische Leiterdaten der 19-Filament-DCB-II-AgAu-Leiter

### 5.7.1 Verluste im parallelen Feld

In der Abb. 5.22 sind die gemessenen Verlustfunktionen bei unterschiedlichen Frequenzen eines DCB-II-AgAu-Leiter mit einer Twistlänge von 25 mm bei paralleler Feldorientierung dargestellt. Diese Messungen wurden an einem Leiterstapel aus 9 Leitern durchgeführt. Die in der Abbildung eingezeichneten Linien stellen wieder Verlustberechnungen mit dem Modell der entkoppelten Filamente dar. Der ermittelte Parametersatz für die Verlustberechnung lautete: Zeitkonstante  $\tau = 25 \mu$ s,  $j_{cB} = 1,7 \times 5,8$  kA/cm<sup>2</sup>,  $\lambda_{Fil-B} = 0,13$  und für die Filamentdicke  $40 \mu$ m. Die Abweichungen zwischen den aus der Verlustberechnungen ermittelten und den in Tabelle 5.6 angegebenen Werten verhält sich also beim DCB-II-AgAu-Leiter qualitativ gleich wie bei den zuvor untersuchten Leitern.



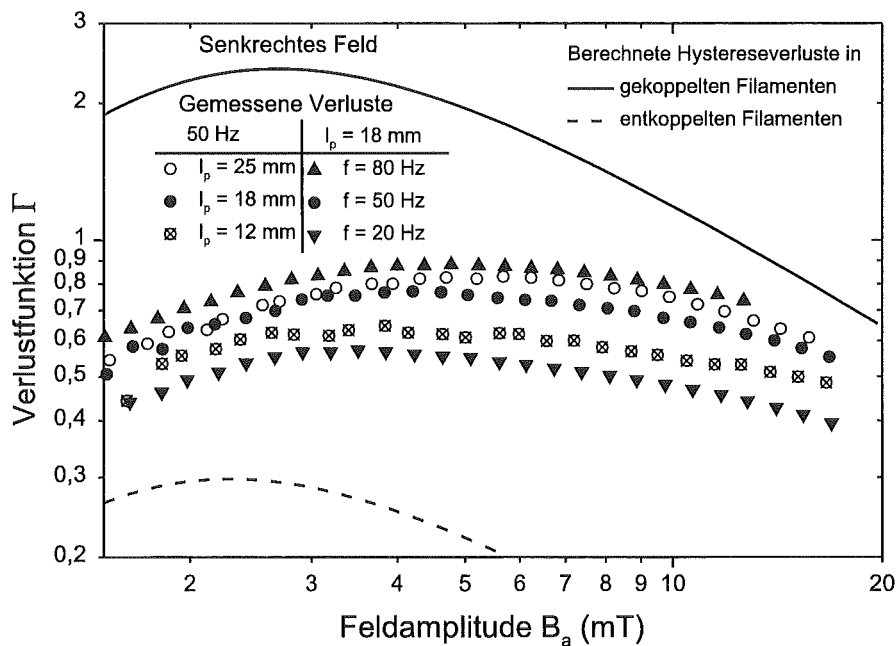
**Abbildung 5.22:** Verlustfunktionen für einen DCB-II-AgAu-Leiter mit einer Twistlänge von 25 mm bei paralleler Feldorientierung.

### 5.7.2 Verluste im senkrechten Feld

In der Abb. 5.23 sind die gemessenen Verlustfunktionen bei unterschiedlichen Frequenzen und Twistlängen für DCB-II-AgAu-Leiter bei senkrechter Feldorientierung dargestellt.



Es wurden jeweils Leiterstapel aus 9 Leitern gemessen. Die eingezeichneten Linien stellen Verlustberechnungen der Hystereseverluste nach dem Modell der entkoppelten, sowie der gekoppelten Filamente dar. Für die Berechnung wurde die kritische Stromdichte des Leiters mit der Twistlänge von 25 mm verwandt, die anderen Parameter wurden Tabelle 5.6 entnommen. Bei den gemessenen Verlusten findet man, wie für entkoppelte Filamente erwartet, eine deutliche Frequenz- und Twistlängenabhängigkeit. Es wird eine deutliche Verlustreduktion mit sinkender Twistlänge beobachtet. Die gemessenen Verluste liegen zwischen den Grenzfällen der vollständig gekoppelten und der entkoppelten Filamente. Die qualitativ gleiche Abhängigkeit der Verlustfunktionen von der Twistlänge, wie von der Frequenz verdeutlichen, daß die Wirbelströme keine bedeutende Rolle spielen. Wäre dieses der Fall, so würde man eine deutliche Frequenzabhängigkeit, jedoch keine Twistlängenabhängigkeit erwarten.

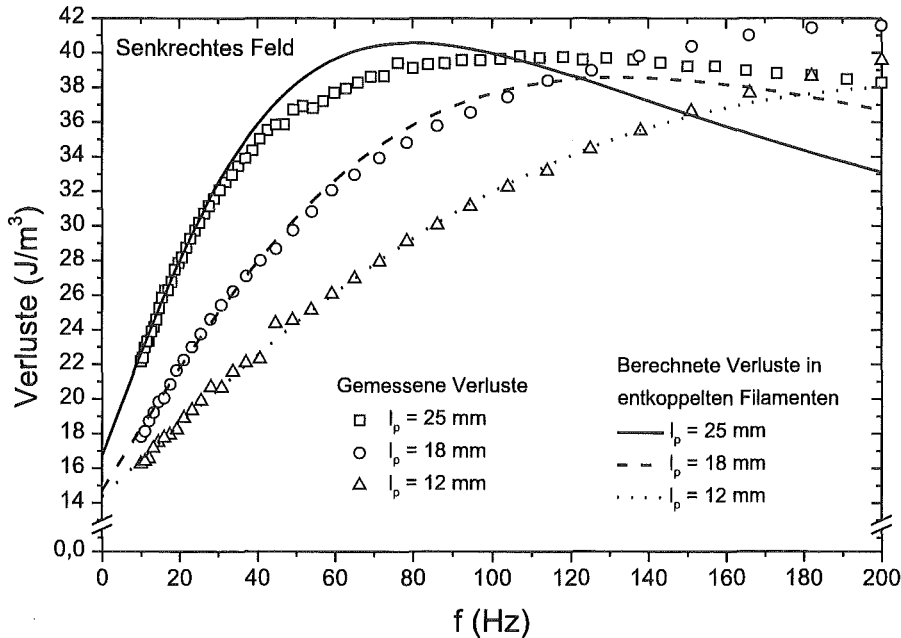


**Abbildung 5.23:** Verlustfunktionen für unterschiedliche getwistete DCB-II AgAu Leiter, bei unterschiedlichen Frequenzen bei senkrechter Feldorientierung.

### 5.7.3 Frequenzabhängigkeit der Gesamtverluste bei senkrechter Feldorientierung

Um eine Aussage über den Kopplungsverlustbeitrag in DCB-II-AgAu-Leitern zu treffen, ist in der Abb. 5.24 die Frequenzabhängigkeit der Gesamtverluste aufgetragen. Die eingezeichneten Linien stellen berechnete Verluste mit dem Modell der entkoppelten Filamente dar. Dieses Modell ist eigentlich nur für den Fall  $\omega\tau < 0,2$  anwendbar, was bei senkrechter Feldorientierung der DCB-II-AgAu-Leiter nicht der Fall ist. Die notwendigen Volumen- und Feldkorrekturen werden durch einen Korrekturfaktor von 0,085, in Gleichung 2.35, S. 22, berücksichtigt. Die Frequenz- und Twistlängenabhängigkeit dieses Faktors (siehe Gleichungen 2.40, S. 28 und folgende) wurde vernachlässigt. Durch eine Extrapolation zu

$f = 0$  kann der Hystereseverlustbeitrag ermittelt werden. Er beträgt etwa  $15 \text{ J/m}^3$ . Die Zeitkonstante kann aus der Anfangssteigung ermittelt werden. Sie betrug bei den Berechnungen in Abb. 5.24:  $l_p = 25 \text{ mm}$ ,  $\tau = 2 \text{ ms}$ ;  $l_p = 18 \text{ mm}$ ,  $\tau = 1,2 \text{ ms}$  und  $l_p = 12 \text{ mm}$ ,  $\tau = 0,7 \text{ ms}$ . Für den Leiter mit einer Twistlänge von  $25 \text{ mm}$  kann bei ca  $100 \text{ Hz}$  ein



**Abbildung 5.24:** Gesamtverluste in Abhängigkeit von der Frequenz für DCB-II-AgAu-Leiter mit unterschiedlichen Twistlängen bei senkrechter Feldorientierung mit  $B_a = 5 \text{ mT}$ .

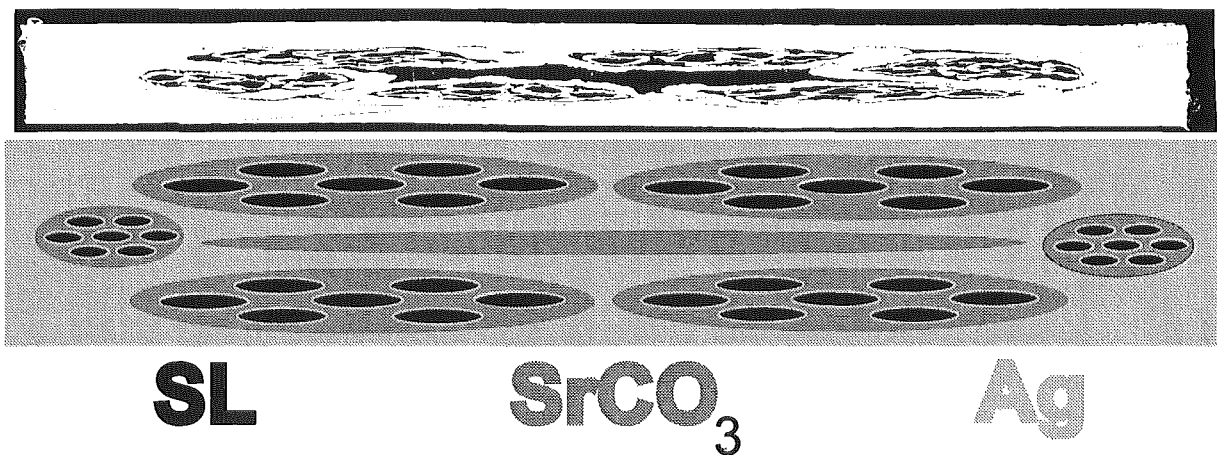
Maximum in den Gesamtverlusten beobachtet werden. Dieses Maximum kann durch den Kopplungsverlustbeitrag zu den Gesamtverlusten erklärt werden. Die Kopplungsverluste erreichen bei  $\omega\tau = 1$  ein Maximum. Entsprechend der Abhängigkeit  $\tau \propto l_p^2/\rho_M$  sollte sich dieses Maximum mit sinkender Twistlänge zu höheren Frequenzen hin verschieben. Dieses kann in etwa auch beobachtet werden. Bei der Messung an einem Ag-Matrix Leiter findet Kwasnitza et al. ein Verlustmaximum bei  $4,5 \text{ Hz}$ , für einen Leiter mit einer Twistlänge von  $2 \text{ cm}$  [60]. In der Abb. 5.4, S. 66 konnte kein Verlustmaximum beobachtet werden da erst ab  $10 \text{ Hz}$  gemessen werden konnte. Es ist jedoch eine Abnahme der Verluste bereits ab  $10 \text{ Hz}$  erkennbar, die vermuten läßt, daß dieses Maximum unterhalb von  $10 \text{ Hz}$  gefunden werden könnte. Die Bestimmung der Zeitkonstante über die Lage des Maximums in der Frequenzabhängigkeit der Gesamtverluste, sowie aus der Anfangssteigung der Gesamtverluste, ergab geringfügig unterschiedliche Werte [128].

Hat man den Hystereseverlustbeitrag ermittelt, so kann man den relativen Hystereseverlustbeitrag bei der Anwendungsfrequenz des Leiters bestimmen und damit eine Aussage über das Maß der Unterdrückung der Kopplungsverluste treffen. Aus den in Abb. 5.24 gezeigten Daten ergibt sich bei  $50 \text{ Hz}$  für eine Twistlänge von  $25 \text{ mm}$  ein Hystereseverlustbeitrag von  $46 \%$ , für eine Twistlänge von  $18 \text{ mm}$   $49 \%$  und für eine Twistlänge von  $12 \text{ mm}$  ein Hystereseverlustbeitrag von  $60 \%$ . Bei dem Leiter mit einer Twistlänge von  $12 \text{ mm}$  kann somit nur noch der Kopplungsverlustbeitrag von  $40 \%$  zu den Gesamtverlusten durch

eine weitere Erhöhung der Matrixresistivität oder durch eine Verringerung der Twistlänge erreicht werden. Für technische Anwendungen ist jedoch zu berücksichtigen, daß die Feldamplitude bei der die Messungen durchgeführt wurde ( $B_a = 5$  mT) sehr gering ist. Mit steigender Feldamplitude nehmen die Kopplungsverluste proportional zum Feldamplitudenquadrat zu. Messungen der Verluste an Einzelleitern zeigen bei Feldamplituden von 100 mT keinen signifikanten Verlustreduktionseffekt mehr und deuten somit wieder auf Filamentsättigung hin (gekoppelte Filamente).

## 5.8 RBB-Barrierenleiter

Kopplungsströme fließen in getwisteten Leitern in externen Magnetfeldern hauptsächlich antiparallel zum externen Feld [62]. Aufgrund dieses Zusammenhanges wurden am ITP Leiter entwickelt, bei denen die Barrierenstruktur so angeordnet ist, daß sie den Hauptpfad der Kopplungsströme durch eine resistive Zwischenschicht unterbricht. Da die Verluste bei senkrechter Feldorientierung deutlich größer sind als bei paralleler Orientierung, wurde in den Leitern in der Mitte des Bandes und parallel zur breiten Seite des Bandes eine durchgehende resistive Schicht eingebracht. In der Abb. 5.25 ist der Querschliff eines solchen RBB-(6 x 7)-Filament-Leiters dargestellt. Die Zeichnung zeigt den Leiteraufbau schematisch. Die Filamente in den einzelnen Bündeln befinden sich, wie bei den DCB-Leiter, in einer Matrix aus  $\text{SrCO}_3$ . Die charakteristischen Leiterdaten, sowie die aus dem Querschliff ermittelten Abmessungen der RBB-Leiters sind in der Tabelle 5.7 zusammengestellt. Bei den in der Tabelle angegebenen  $I_c$ -Werten handelt es sich wieder um, über die gesamte Länge des Bandes, gemittelte  $I_c$ -Werte.



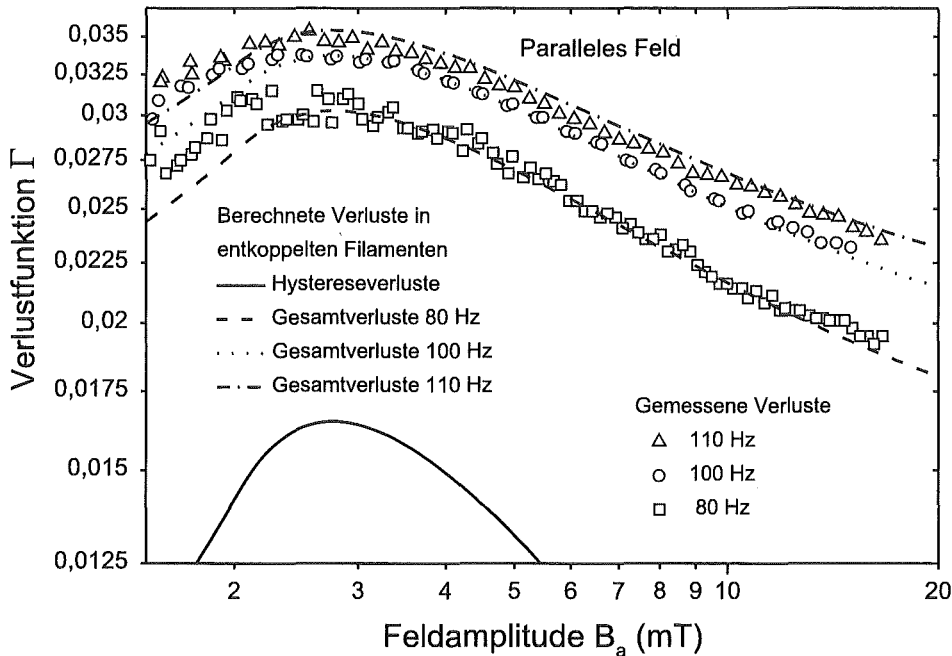
**Abbildung 5.25:** Querschliff eines (6 x 7)-Filament-RBB-Leiters. Die Zeichnung zeigt den Leiteraufbau schematisch, dabei werden die unterschiedlichen Leitermaterialien in unterschiedlichen Graustufen dargestellt. Mittels der Zeichnung können die unterschiedlichen Matrixmaterialien unterschieden werden.

Twistlänge (mm)	$I_c$ (A)	$j_c$ (kA/cm <sup>2</sup> )	$\lambda_{Fil-Sek}$ (%)	$\lambda_{Fil}$ (%)	Abmessungen		
					Leiter (mm <sup>2</sup> )	Filament-Sektion (mm <sup>2</sup> )	Filamente ( $\mu\text{m}^2$ )
40	5,3	9,2	40	5,5	$3,5 \times 0,3$	$2,8 \times 0,15$	$140 \times 17$
20	5,1	8,9	40	5,5	$3,5 \times 0,3$	$2,8 \times 0,15$	$140 \times 17$
10	4,3	7,5	40	5,5	$3,5 \times 0,3$	$2,8 \times 0,15$	$140 \times 17$

**Tabelle 5.7:** Charakteristische Leiterdaten der (6 x 7)-Filament-RBB-Leiter

### 5.8.1 Verluste im parallelen Feld

In der Abb. 5.26 sind die gemessenen Verlustfunktionen bei unterschiedlichen Frequenzen für den RBB-Leiter mit einer Twistlänge von 10 mm bei paralleler Feldorientierung dargestellt. Diese Messungen wurden an einem Leiterstapel aus 8 Leitern durchgeführt. Die in



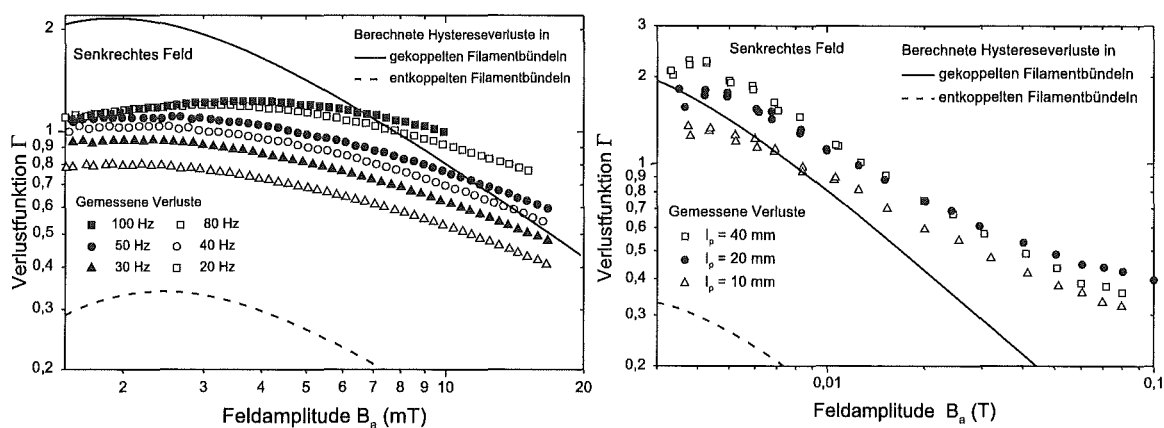
**Abbildung 5.26:** Verlustfunktionen für einen getwisteten ( $l_p = 10$  mm) (6 x 7)-Filament-RBB-Leiter bei paralleler Feldorientierung.

der Abbildung eingezeichneten Linien stellen wieder berechnete Verlustfunktionen mit dem Modell der entkoppelten Filamente dar. Der ermittelte Parametersatz für die Verlustberechnung lautete: Zeitkonstante  $\tau = 34 \mu\text{s}$ ,  $j_{cB} = 2,2 \times 7,5 \text{ kA/cm}^2$ ,  $\lambda_{Fil} = 0,044$  und für die Filamentdicke  $17 \mu\text{m}$ . Trotz der deutlich komplizierteren geometrischen Verhältnisse stimmen die Verlustberechnungen noch qualitativ recht gut mit den gemessenen Verlustdaten überein. Mit dem Parametersatz für die Berechnung der Hystereseverluste wurde angenommen, daß die Filamente in den einzelnen Filamentbündeln entkoppelt sind. Es wäre jedoch auch möglich, daß die Filamente in den Filamentbündeln gekoppelt sind, jedoch in der gesamten Filament-Sektion entkoppelte Filamentbündel vorliegen. In diesem Fall könnte auch das Modell der entkoppelten Filamente zur Verlustberechnung verwandt werden. Dieser Fall wurde jedoch nicht berücksichtigt, da der Parametersatz der Hystereseverluste

auf entkoppelte Filamente in den Filamentbündeln hindeutet. Der Parametersatz für Hystereseverluste in gekoppelten Filamenten in den Filamentbündeln wäre:  $j_{cB} = 3,1 \text{ kA/cm}^2$ ,  $\lambda_{\text{Fil-Bündel-B}} = 0,133$  und für die Filamentbündeldicke von  $80 \mu\text{m}$ . Diese Parameter sind zur Verlustbeschreibung der  $(6 \times 7)$ -Filament-RBB-Leitern ungeeignet.

### 5.8.2 Verluste im senkrechten Feld

In der Abb. 5.27 sind die gemessenen Verlustfunktionen bei unterschiedlichen Frequenzen und Twistlängen für RBB-Leiter bei senkrechter Feldorientierung dargestellt. Bei der Messung in der linken Abbildung wurde ein Leiterstapel aus 8 Leitern gemessen und bei der rechten Abbildung getwistete Einzelleiter. Die Linien stellen Verlustberechnungen mit dem Modell der gekoppelten, sowie der entkoppelten Filamentbündel dar. Es wurde mit einer kritischen Stromdichte von  $j_c = 9,2 \text{ kA/cm}^2$  gerechnet. Man kann eine deutliche Twistlängen- und Frequenzabhängigkeit erkennen wie dies von entkoppelten Filamentbündeln erwartet wird. Dieses Verhalten ist vergleichbar zum Verlustverhalten der DCB-II-Leiterserien und zeigt somit die Effektivität der resistiven Zwischenschicht. Aus Messungen der Frequenzabhängigkeit der Gesamtverluste konnte bei senkrechter Feldorientierung eine Zeitkonstante von  $2 \text{ ms}$  ( $B_a = 3,5 \text{ mT}$ ) bei einem Leiter mit einer Twistlänge von  $10 \text{ mm}$  bestimmt werden. Für diesen Leiter konnte bei einer  $50 \text{ Hz}$  Anwendung ein Kopplungsverlustbeitrag von ca.  $67 \%$  zu den Gesamtverlusten berechnet werden.



**Abbildung 5.27:** Verlustfunktionen für getwistete  $(6 \times 7)$ -Filament-RBB-Leiter bei senkrechter Feldorientierung. Linke Abbildung: Verlustfunktionen für einen Leiter mit einer Twistlänge von  $10 \text{ mm}$  bei unterschiedlichen Frequenzen. Rechte Abbildung: Verlustfunktionen für Leiter mit unterschiedlichen Twistlängen bei  $48 \text{ Hz}$  [125].

## 5.9 Vergleich der unterschiedlichen Leiter

### 5.9.1 Hystereseverluste in den Filamenten

Alle in dieser Arbeit untersuchten getwisteten Leiter zeigen in kleinen parallelen externen Magnetfeldern ( $B_a < 20$  mT) ein AC-Verlustverhalten, welches mit dem Modell der entkoppelten Filamente beschrieben werden kann. Der aus diesem Modell ermittelte Beitrag der Hystereseverluste (Extrapolation zu  $f = 0$ ) in den Filamenten kann mit dem Bean-Modell (Slab-Geometrie Kap. 2.1.3.1, S. 8) beschrieben werden. Als Anpassungsparameter liefert diese Modell dabei das Eindringfeld ( $B_p$ ), sowie den Supraleiter-Volumenanteil ( $\lambda_{Fil-B}$ ). Mittels der bekannten Filamentdicke ( $d$ ) kann aus dem Eindringfeld ( $B_p = \mu_0 j_{cB} d / 2$ ) die kritische Stromdichte der Abschirmströme ( $j_{cB}$ ) berechnet werden. Diese so ermittelten Parameter können mit den aus den Querschliffsauswertungen gewonnenen Supraleiter-Volumenanteilen ( $\lambda_{Fil}$ ) und der aus der Transportstrommessung ermittelten kritischen Stromdichte ( $j_c$ ) verglichen werden. In der Tabelle 5.8 sind die ermittelten Werte für alle in dieser Arbeit untersuchten Leiter zusammengestellt. Wie man aus der Tabelle erkennt ist

Leiter- bezeichnung	Twist- länge (mm)	Filament- dicke ( $\mu\text{m}$ )	$j_c$ (kA/cm <sup>2</sup> )	$\lambda_{Fil}$ (%)	$j_{cB}$ (kA/cm <sup>2</sup> )	$\lambda_{Fil-B}$ (%)
Ag-Matrix	12	20	12,2	20,5	24,4	23
AgMg/AgAu	13	28	4,7	26	14,1	21
WITB	20	20	13,6	11	20,4	11
DCB-II Ag	16	40	6,4	18	9,6	15
DCB-II AgAu	25	40	5,8	13,6	9,9	13
RBB	10	17	7,5	5,5	16,5	4,4

**Tabelle 5.8:** Experimentell aus den Querschliffen bestimmte Twistlängen, Filamentdicken und Supraleiteranteile ( $\lambda_{Fil}$ ). Die kritischen Stromdichten  $j_c$  wurde aus Transportstrommessungen bestimmt. Die letzten beiden Spalten der Tabelle geben die nach dem Bean-Modell berechneten Werte der kritischen Stromdichten  $j_{cB}$  und des Supraleiteranteils  $\lambda_{Fil-B}$  an.

die nach dem Bean-Modell berechenbare kritische Stromdichte für alle Leiter deutlich höher als die aus Transportmessungen ermittelte. Eine Diskussion dieser Diskrepanz wurde bereits in Kapitel 5.2.6, S. 68 vorgenommen. Systematische Unterschiede zwischen den unterschiedlichen Leitertypen konnten nicht festgestellt werden. Die experimentell bestimmten und die berechneten Supraleiter-Volumenanteile stimmen im Rahmen der Meßgenauigkeit recht gut überein.

### 5.9.2 Effektive Matrixresistivitäten der unterschiedlichen Leiter

#### 5.9.2.1 Methode

Wenn  $\omega\tau = 0,2$  oder kleiner ist kann der Nenner  $1 + (\omega\tau)^2$  in der Gleichung für die Kopplungsverluste (Kapitel 2.35, S. 22) vernachlässigt werden und die Gleichungen 2.35,

S. 22 und 2.36, S. 22 können geschrieben werden als:

$$Q_{Kopp} = \delta_{Kopp} \cdot \lambda_{Fil-Sek} \frac{n\pi B_a^2}{\mu_0} \cdot \omega\tau = \frac{\delta_{Kopp} \lambda_{Fil-Sek} \pi \omega B_a^2}{144} \cdot \frac{c^2}{d^2} \cdot \frac{(c+3d)^2}{(c+d)^2} \cdot \frac{l_p^2}{\varrho_M} \quad (5.4)$$

$Q_{Kopp}$  sind dabei die Kopplungsverluste pro Bandleitervolumen. Die Größe  $\delta_{Kopp}$  ist in Gleichung 5.4 als Anpassungsparameter eingeführt worden da reale Bi(2223)-Bandleiter nur sehr ungenau durch die Modellannahmen zur Berechnung der Gleichungen 2.35, S. 22 und 2.36, S. 22 beschrieben werden. Dieser Parameter wurde durch die Anpassung der Gleichung 5.4 an die gemessenen Verlustwerte des Ag-Matrix-Leiters (Abb.5.5) bestimmt. Es ergab sich ein Wert von  $\delta_{Kopp} = 10$ . Durch diese Art der Bestimmung des Parameters  $\delta_{Kopp}$  wird die effektive Matrixresistivität für den Ag-Matrix-Leiter mit  $\varrho_M := 0,3 \mu\Omega\text{cm}$  definiert. Bei den Verlustberechnungen der anderen Leiter wurde dann der effektive Matrixwiderstand als Fitparameter verwendet, um eine Beschreibung der Frequenzabhängigkeit der Kopplungsverluste zu finden.

### 5.9.2.2 Ergebnisse

In der Tabelle 5.9 sind Parameterwerte mit denen die effektiven Matrixresistivitäten berechnet wurden zusammengestellt. Die Werte der Matrixresistivitäten können als ein Maß

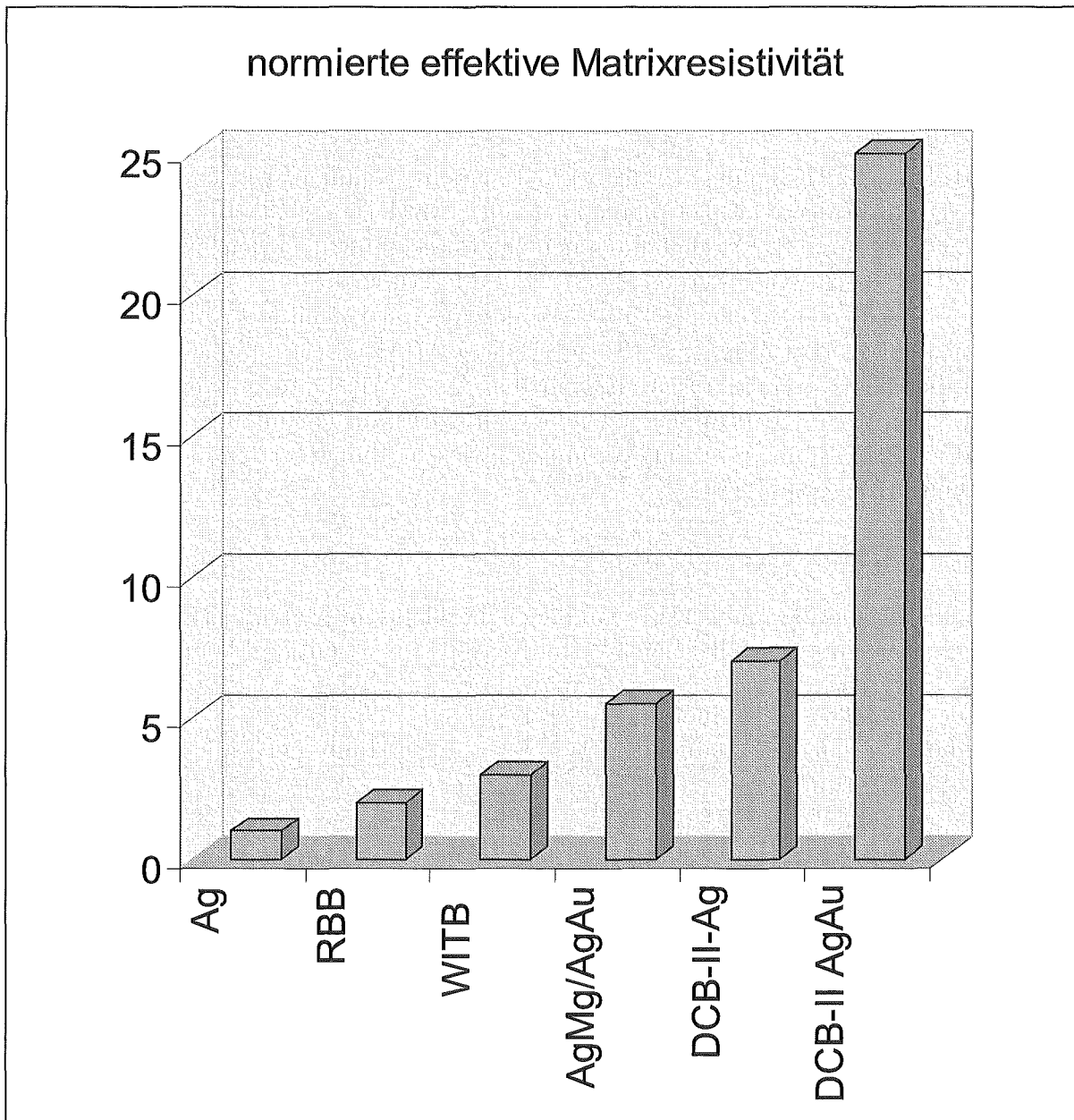
Leiterbezeichnung	Twistlänge (mm)	Dimensionen der Filament-Sektion ( $\text{mm}^2$ )	$\lambda_{Fil-Sek}$ (%)	Zeitkonstante ( $\tau$ ) ( $\mu\text{s}$ )	effektive Matrixresistivität ( $\mu\Omega\text{cm}$ )
Ag-Matrix	12	$3,4 \times 0,15$	47	58	0,3
AgMg/AgAu	13	$3,4 \times 0,22$	57	30	1,7
WITB	20	$2,6 \times 0,12$	53	51	1,2
DCB-II Ag	16	$2,5 \times 0,16$	54	34	2,1
DCB-II AgAu	25	$2,5 \times 0,16$	54	25	7,5
RBB	10	$2,8 \times 0,15$	40	34	0,6

**Tabelle 5.9:** Parameterwerte zur Berechnung der effektiven Matrixresistivitäten der unterschiedlichen in dieser Arbeit vorgestellten Leiter

für die Effektivität der unterschiedlichen Barrierenmaterialien und -Geometrien zur Verlustreduktion in den unterschiedlichen Leitern angesehen werden. In der Abb. 5.28 sind die effektiven Matrixresistivitäten, normiert auf die Matrixresistivität des Ag-Matrix-Leiters, dargestellt.

### 5.9.2.3 Diskussion

Für den AgMg/AgAu-Leiter würde man eine effektive Matrixresistivität von  $2,4 \mu\Omega\text{cm}$  erwarten da eine AgAu-Matrix den achtfachen Widerstand einer Ag-Matrix besitzt. Es wird jedoch nur der 5,5 fache Wert ermittelt. Die Ursache für diese Abweichung kann in einer erhöhten Anzahl von supraleitenden Brücken in der AgAu-Matrix vermutet werden, welche die Steigerung der effektiven Matrixresistivität reduzieren.



**Abbildung 5.28:** Effektive Matrixresistivitäten der in dieser Arbeit untersuchten Leiter, normiert auf die Matrixresistivität des Ag-Matrix-Leiters, bei paralleler Feldorientierung und 77 K. Die Matrixresistivitäten wurden aus der Frequenzabhängigkeit der Kopplungsverluste nach dem Modell der entkoppelten Filamente gewonnen.

Die Meßdaten für den WITB und den DCB-II-Ag-Leiter streuen recht stark, so daß die ermittelten effektiven Matrixresistivitäten mit einer großen Ungenauigkeit ( $\pm 50\%$ ) behaftet sind. Es ist jedoch eine Steigerung der effektiven Matrixresistivität im Vergleich zum Ag-Matrix-Leiter erkennbar.

Für den (6 x 7)-Filament-RBB-Leiter wird nur eine sehr kleine Steigerung der effektiven



Matrixresistivität beobachtet. Dieses kann dadurch erklärt werden, daß die resistive Zwischenschicht nur bei senkrechter Feldorientierung zur Unterdrückung der Kopplungsströme geeignet ist. Bei paralleler Feldorientierung ist nur die DCB-Matrix in den Filamentbündeln, neben dem die Filamente umhüllenden Silber, wirksam. Auch ist zu berücksichtigen, daß Gleichung 5.4, aufgrund der geänderten Filamentgeometrie, nur sehr begrenzt zur Berechnung der effektiven Matrixresistivitäten in RBB-Leitern geeignet ist.

Aus der Abb. 5.28 erkennt man deutlich, daß die DCB-II-AgAu-Leiterserie die größten Matrixresistivitäten besitzt. In allen anderen Leitern bleibt die erreichte Steigerung deutlich unter den Faktor 10. Vom ökonomischen Standpunkt aus ist der Einsatz von Au als Matrixmaterial wenig wünschenswert, so daß diese Leiter keine großen Anwendungsperspektiven besitzen. Somit stellt also der DCB-II-Ag-Matrix-Leiter, bei paralleler Feldorientierung, die derzeit erfolgreichste Entwicklung von allen untersuchten Leitern da. Eine Analyse dieses Leiters in Bezug auf die Filamentgeometrie zeigt, daß dieser Leiter noch ein deutliches Potential zur Steigerung der Stromtragfähigkeit besitzt. Gleiches gilt auch für die Homogenität und Gleichmäßigkeit der resistiven Barrieren. Sollte es in zukünftigen Entwicklungen möglich sein vergleichbare Barrierenqualitäten in DCB-Leitern zu erreichen, wie diese bereits in WITB-Leitern erreicht worden sind so ist auch eine deutliche Steigerung der effektiven Matrixresistivität in DCB-Leitern zu erwarten.

### 5.9.3 Entkopplungseffekt in senkrechten Feldern

Bei senkrechter Feldorientierung sind deutlich andere geometrische Verhältnisse zu berücksichtigen als bei paralleler Feldorientierung. Während bei allen in dieser Arbeit untersuchten getwisteten Leitern, bei paralleler Feldorientierung, ein Entkopplungseffekt nachgewiesen werden konnte war dieser Effekt, bei senkrechter Feldorientierung, nur in den Leitern mit der höchsten effektiven Matrixresistivität zu beobachten. Der Ag-Matrix-Leiter, die Au-Matrix-Leiter, die WITB-Leiter und die DCB-I-Ag-Leiter zeigten keinen Entkopplungseffekt. In den DCB-II-Ag-Leitern trat dieser Effekt erst schwach bei Twistlänge von 10 mm, und deutlicher bei einer Twistlänge von 7,5 mm, auf. Die DCB-II-AgAu-Leiter zeigten noch bei einer Twistlänge von 25 mm einen Entkopplungseffekt und verdeutlichen somit einmal mehr die Wirksamkeit der Unterdrückung der Kopplungsströme in diesen Leitern, aufgrund der resistiven Barrieren. Anders als bei paralleler Feldorientierung zeigt sich in senkrechter Feldorientierung die Wirksamkeit der speziellen Barrierengeometrie der RBB-Leiter. In Leitern dieses Typs konnten bei einer Twistlänge von 20 mm ein schwacher Entkopplungseffekt beobachtet werden. Bei einer Twistlänge von 10 mm war dieser Effekt deutlich nachweisbar. Somit sind die RBB-Leiter, bei senkrechter Feldorientierung, ähnlich effektiv wie die DCB-Leiter. Da die RBB-Leiter erst am Beginn ihre Entwicklung stehen sind auch in diesen Leitern noch deutlich gesteigerte Stromtragfähigkeiten und Matrixresistivitäten für die Zukunft zu erwarten.

# VI.

## Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden die AC-Transportstromverluste sowie die AC-Verluste in externen Magnetfeldern in unterschiedlichen multifilamentären Bi(2223)-Bandleitern untersucht. Bei den Leitern handelt es sich um Standardleiter, neuen innovativen Bandleitern für niedrige AC-Verluste mit resistiven SrCO<sub>3</sub>-Barrierenschichten im Matrixaufbau und um erste Proben intern verseilter Bandleiter mit resistivem Zentralkern und Rutherford-Geometrie der Filamente.

### AC-Transportstromverluste

Bei den Untersuchungen der AC-Transportstromverluste zeigte sich, daß die Verlustfaktoren für unterschiedliche Leiter keine systematische Abhängigkeit von der Frequenz, der Twistlänge oder dem Matrixmaterial des Leiters besitzen. Dieser Effekt konnte damit erklärt werden, daß das Verlustverhalten durch Hysterseverluste im Eigenmagnetfeld des Leiters dominiert wird.

An den von der VAC und im ITP hergestellten 55-Filamentleitern mit Silber-Matrix konnten unterschiedliche Verlustfaktoren ermittelt werden. Eine Erklärung für dieses Verhalten konnte mit dem Modell der Verlustberechnung nach Gömöry [41] unter der Annahme radial unterschiedlicher kritischer Stromdichten erzielt werden. Eine Begründung dafür, warum sich die kritischen Stromdichten dieser beiden Leiterserien in radialer Richtung unterscheiden, konnte nicht gefunden werden und bedarf weitergehender Untersuchungen. Die Verlustfaktoren von Leitern mit in ihrer Längsrichtung unterschiedlicher Stromtragfähigkeit lassen sich qualitativ wie Leiter mit einer gleichmäßigen Stromtragfähigkeit beschreiben. Zu höheren Transportstromamplituden hin ( $I_m \approx I_c$ ) wird eine Frequenzabhängigkeit der Verlustfaktoren beobachtet, die durch Verlustbeiträge aufgrund von Stromfluß in der Matrix beschrieben werden kann. Diese Verlustbeiträge sind in Leitern mit ungleichmäßiger Stromtragfähigkeit größer.

Eine Abhängigkeit der Verlustfaktoren von der kritischen Stromdichte oder der Geometrie der Einzelfilamente konnte nicht beobachtet werden, wie dieses auch für nicht transponierte Filamente erwartet wird [46].

Die Verlustfaktoren der innovativen Leiter mit resistiven Barrieren verhalten sich qualitativ wie solche von Leitern ohne resistive Barrieren, jedoch kann in einigen Leitern mit resistiven Barrieren eine Frequenzabhängigkeit beobachtet werden, die auf Stromfluß in

der Matrix zurückzuführen ist. Dieser Effekt ist mit einer behinderten Stromverteilung zwischen den Filamenten durch die Barrieren zu erklären.

In Leitern mit nur 7 Filamenten, oder nur einem äußeren Filamentring, wie bei den RBB-Leitern, werden geringere Transportstromverluste gemesssen, die durch eine gleichmäßigere Wechselstromaufteilung in den einzelnen Filamenten erklärt werden können.

### AC-Verluste in parallelen Magnetfeldern

Für alle in dieser Arbeit untersuchten ungetwisteten Leiter wurde ein Verlustverhalten gefunden, welches mit dem Modell der gekoppelten Filamente beschrieben werden kann. Es wird im wesentlichen nur ein Verlustbeitrag beobachtet, der als Hystereseverlust der gesamten Filament-Sektion interpretiert werden kann.

Die getwisteten Leiter zeigen für kleine Feldamplituden ein Verlustverhalten, welches durch das Modell der entkoppelten Filamente beschrieben werden kann. Zu höheren Feldamplituden hin erfolgt der Übergang des gemessenen Verlustverhaltens zum Modell der gekoppelten Filamente. In Leitern mit resistiven Zwischenschichten kann beobachtet werden, daß der Filamentenkopplungseffekt schon bei deutlich größeren Twistlängen auftritt als dies für Leiter mit einer Ag-Matrix der Fall war. Die mit dem Modell der entkoppelten Filamente berechneten Gesamtverluste waren in relativ guter Übereinstimmung mit den gemessenen. Es konnten die beiden Einzelverlustbeiträge der Hystereseverluste und der Kopplungsverluste separiert und getrennt diskutiert werden. Bei den Hystereseverlusten ergab sich für alle untersuchten Leiter eine deutliche Abweichung zwischen dem berechneten und dem gemessenen Eindringfeld. Als Ursache für diese Abweichung kommen unterschiedliche kritische Stromdichten in den Filamenten in Frage.

Aus dem Kopplungsverlustbeitrag wurden die effektiven Matrixresistivitäten der unterschiedlichen Leiter berechnet. Es zeigte sich, daß in der DCB-II-Leiterserie die größte Steigerung der Resistivität um einen Faktor 25 über den Wert vom Silber erreicht werden kann.

### AC-Verluste in senkrechten Magnetfeldern

Ein Filamentenkopplungseffekt konnte bei senkrechter Feldorientierung nur für die Leiter der DCB-II-Serie, sowie bei den RBB-Leiter beobachtet werden. In den DCB-II-Ag-Leitern tritt dieser Effekt nur bei sehr kleinen Twistlängen und Feldamplituden auf und ist vergleichbar mit dem Entkopplungseffekt in WITB-Leitern unterschiedlicher Länge. Die DCB-II-AgAu-Leiter hingegen zeigen sowohl in ihrer Twistlängen- als auch in ihrer Frequenzabhängigkeit ein Verhalten wie es bei entkoppelten Filamenten erwartet wird. Die theoretisch erwartete  $1/l_p^2$ -Abhängigkeit der Zeitkonstanten in Leitern mit unterschiedlichen Twistlängen konnte relativ gut bestätigt werden.

Durch die spezielle Barrierengeometrie der RBB-Leiter konnte ebenfalls ein Filamentenkopplungseffekt erreicht werden, wie er sonst nur bei den Leitern der DCB-II-Serie beobachtet wurde.

## Vergleich

Weltweit gibt es derzeit zahlreiche Entwicklungsbestrebungen auf dem Gebiet der wechselfeldverlustarmen Bi(2223)-Bandleiter. Neben den in dieser Arbeit vorgestellten Leitern mit resistiven Zwischenschichten aus  $\text{SrCO}_3$  [128, 124] konnte auch in Barrierenleitern mit resistiven Zwischenschichten aus  $\text{BaZrO}_3$  an der Universität Genf eine deutliche Verlustreduktion (entkoppelte Filamente) beobachtet werden [54, 107]. Beide Leitersysteme waren die ersten ihrer Art als Ergebnis eines Brite Euram Projektes der EU. In neueren Arbeiten konnte auch mit resistiven Zwischenschichten aus  $\text{MgO}$ , an der Universität von Zaragoza in Spanien eine Verlustreduktion beobachtet werden [129]. Die Sumitomo AG in Japan arbeitet ebenfalls an der Entwicklung von resistiven Zwischenschichten aus  $\text{MgO}$  [130], doch sind derzeit noch keine Resultate bezüglich einer möglichen Verlustreduktion bekannt.

A.

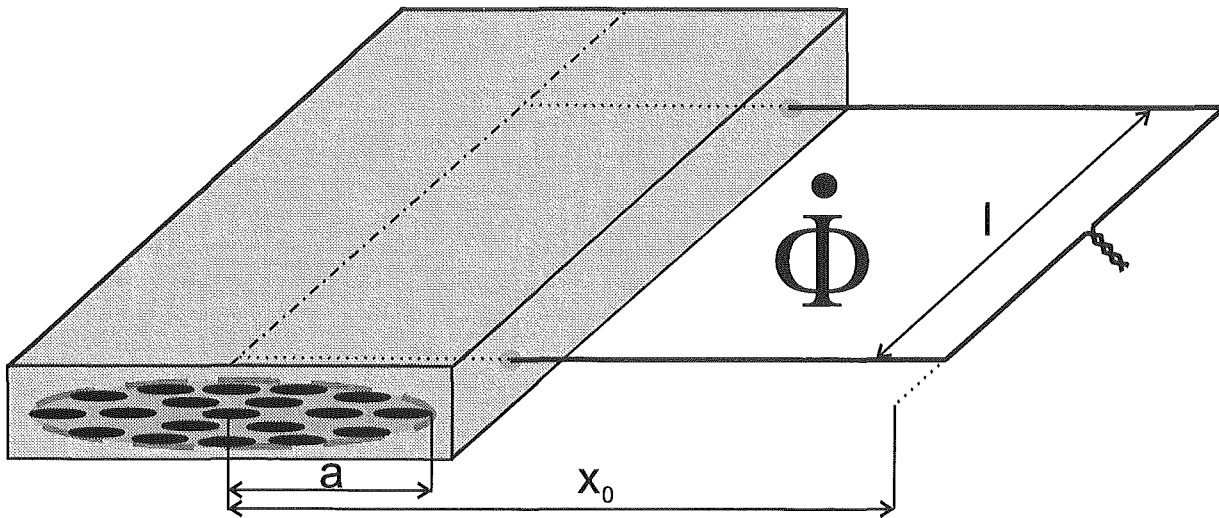
## Anhang

### A.1 Details zur Messung der AC-Transportstromverluste

#### A.1.1 Von der unmittelbar gemessenen zur wahren Verlustleistung

Für eine möglichst genaue Messung der Verlustleistung sind zwei Punkte von besonderer Bedeutung. Dies ist zum einen ein "Peak" in den unmittelbar gemessenen Verlusten, sowie die Größe der Fläche zwischen den Potentialkontaktleitungen und dem Bandleiter. Der Peak in den unmittelbar gemessenen Verlusten resultiert daraus, daß sich bei einer ungenauen Phaseneinstellung ein Teil des induktiven Spannungsabfalles dem resistiven Spannungsabfall überlagert. Ist die Verlustleistung mit einer Phaseneinstellung gemessen worden, bei der die resistive Komponente mit einer negativen Phaseneinstellung, im Vergleich zur Phaseneinstellung des Stroms, eingestellt war, so wird von der wahren resistiven Komponente ein Anteil des induktiven Spannungsabfalls abgezogen. Dies kann bei kleinen Transportstromamplituden dazu führen, daß die gemessenen resistive Verlustleistung negativ wird. Zu größeren Transportstromamplituden hin nimmt der resistive Spannungsabfall in etwa mit der zweiten Potenz des Transportstromes, zu während der induktive Spannungsabfall nur linear ansteigt. Aus diesem Grund wird auch die bei einer falschen Phaseneinstellung bestimmte Verlustleistung zu größeren Transportstromamplituden hin positiv. Bei der Auftragung der Verlustleistung wird in der Regel der Betrag der Verlustleistung aufgetragen, so daß der gemessenen Vorzeichenwechsel in der unmittelbar gemessenen resistiven Spannungsamplitude einen Peak in der unmittelbar gemessenen Verlustleistung zur Folge hat.

Bei der Messung der Verlustleistung eines Bandleiters muß die zeitliche Änderung des magnetischen Flusses  $\dot{\Phi}$  innerhalb wie außerhalb des Leiters, entsprechend Gleichung 2.20, S. 13 mitgemessen werden. Aus diesem Grund muß bei der Leiterführung der Potentialkontakte eine Leiterschleife bestimmter Größe verwendet werden [112, 131]. Die Geometrie der in dieser Arbeit verwendeten Leiterschleife ist in Abb. A.1 dargestellt. Wird der Strom im Bandleiter verändert, so verändert sich auch das von diesem Strom erzeugte Magnetfeld.



**Abbildung A.1:** Geometrie der Kontaktschleife die zur Messung der resistiven Verlustleistung in einem Bi(2223)-Bandleiter benutzt wurde.

Diese Änderung des Eigenmagnetfeldes erzeugt wiederum eine Änderung in den Abschirmströmen im Supraleiter, die das Abschirmfeld des Supraleiters verändern. Aufgrund dieser Feldänderung kommt es zu einer Flußänderung in der Leiterschleife der Potentialabgriffe. Für die induzierte Spannung in dieser Leiterschleife gilt die Beziehung  $V(t, x_0) = -\delta\Phi/\delta t$ . Bei einer exakten Messung müßte die gesamte Flußänderung außerhalb des Leiters bestimmt werden, was bedeuten würde, daß die Leiterschleife unendlich groß gewählt werden müßte ( $x_0 \rightarrow \infty$ ). Um die Ströreinflüsse auf die Leiterschleife möglichst klein zu halten ist eine möglichst kleine Leiterschleife wünschenswert.

Müller und Leslie haben den Einfluß einer falschen Phaseneinstellung bei der Messung der resistiven Verlustleistung, wie auch den Einfluß unterschiedlicher Kontaktschleifengrößen auf die gemessene scheinbare Verlustleistung berechnet [109]. Ausgangspunkt der Berechnungen war das Strip-Modell von Norris [31], für die Feldabhängigkeit wurde die von Brandt et al. ermittelte Abhängigkeit [29] benutzt:

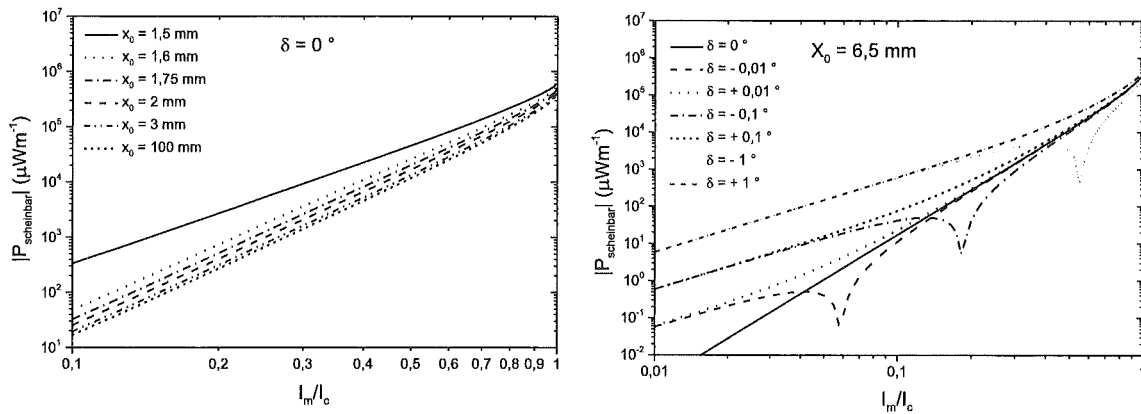
$$P_{scheinbar}(\omega, I_c, I_m, \delta, x_0) = \frac{\mu_0 a H_d \omega^2 I_m^2}{\pi I_c} \int_0^{\pi/\omega} \cos(\omega t + \delta) \sin(\omega t) \ln \left( \frac{x_0 + \sqrt{x_0^2 - \beta^2(t)}}{\beta(t)} \right) dt \quad (\text{A.1})$$

dabei ist  $H_d = I_c/(2\pi a)$  und für  $\beta$  gilt:

$$\beta(t) = a \sqrt{1 - \frac{(I_m - I(t))^2}{4I_c^2}}$$

Die aus dieser Formel berechneten scheinbaren Verlustleistungen für unterschiedliche Kontaktschleifengrößen und Fehlphaseneinstellungen sind in Abb. A.2 dargestellt. Die realen Transportstromverluste ergeben sich aus Formel A.1 für den Grenzfall  $P_{real}(\omega, I_c, I_m) = P_{scheinbar}(\omega, I_c, I_m, \delta \rightarrow 0, x_0 \rightarrow \infty)$ .

Im linken Diagramm der Abb. A.2 ist zu erkennen, daß die unmittelbar gemessenen Verluste mit zunehmender Potentialkontaktschleifengröße kleiner werden. Diese Abnahme wird



**Abbildung A.2:** Abhängigkeit der scheinbaren Verlustleistung von der Größe der Kontaktschleife  $x_0$  (linke Abbildung) und von unterschiedlichen Fehlfaseneinstellungen  $\delta$  (rechte Abbildung), berechnet nach der Formel von Müller und Leslie A.1.

jedoch zunehmend geringer bei gleichmäßiger Steigerung der Schleifengröße. Der unmittelbar gemessene Transportstromverlust der mit einer Schleifengröße von  $x_0 = 3$  mm gemessen wurde, unterscheidet sich nur noch sehr wenig von dem Grenzfall  $x_0 = 100$  mm  $\approx \infty$ . In dieser Arbeit wurde mit einer Potentialkontaktschleifengröße von  $x_0 = 6,5$  mm gemessen. Abweichungen in den gemessenen, scheinbaren Verlusten aufgrund der Verwendung dieser endlichen Schleifengröße können im Rahmen der Meßgenauigkeit der verwendeten Meßapparatur vernachlässigt werden. Qualitativ die gleichen Resultate wurden in [110, 111, 132] veröffentlicht. In der Literatur wird üblicherweise eine Potentialkontaktschleifengröße von  $x_0 \geq 3a$  verwendet. Da die in dieser Arbeit gemessenen Leiter eine Breite ( $\approx 2a$ ) von ca. 2 bis 4 mm hatten, ist die Bedingung  $x_0 \geq 3a$  erfüllt.

Im rechten Diagramm der Abb. A.2 ist der unmittelbar gemessene Transportstromverlust für unterschiedliche Fehlfaseneinstellungen aufgetragen. Bei negativen Fehlfaseneinstellungen ergibt sich ein charakteristischer Peak in der unmittelbar gemessenen Verlustleistung der sich mit zunehmender Fehlfaseneinstellungen zu höheren normierten Transportstromamplituden ( $I_m/I_c$ ) hin verschiebt. Bei fester Fehlfaseneinstellung nähert sich die unmittelbar gemessene Verlustleistung, für Amplituden größer als die Amplitude bei der der Peak auftritt der realen Verlustleistung an. In dieser Arbeit wurden die Transportstromverluste jeweils mit einer negativen Fehlfaseneinstellung (ca.  $-0,02$  Grad) bestimmt. Die erste Transportstromamplitude, bei der die Verlustleistung gemessen wurde, lag um den Faktor 4 bis 6 oberhalb der Amplitude bei der der Peak in den unmittelbar gemessenen Verlustleistungen auftrat, so daß der Fehler in der gemessenen Verlustleistung aufgrund einer Fehlfaseneinstellung als gering angesehen werden kann. Im Kapitel A.1.2, S. 102) wird der Einfluß einer Fehlfaseneinstellung auf die gemessene scheinbare Verlustleistung näher untersucht.

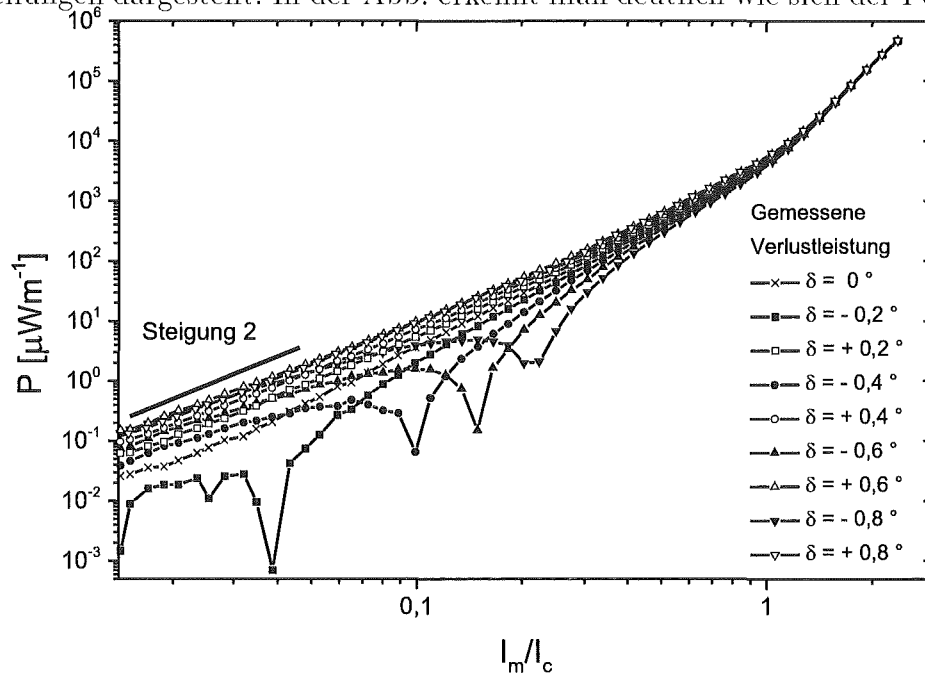
Bei positiven Fehlfaseneinstellungen ergibt sich ein Steigungswechsel in der doppelt-logarithmischen Auftragung  $P_{scheinbar}(I_m/I_c)$ . Dieser Steigungswechsel verschiebt sich mit zunehmender Fehlfaseneinstellung ebenfalls zu höheren normierten Transportstromam-

plituden.

### A.1.2 Phaseneinstellung bei einer AC- Transportstromverlustmessung

Wie schon in Kapitel A.1.1, S. 99 ausgeführt wurde ist eine möglichst korrekte Phaseneinstellung für eine exakte Transportstromverlustmessung sehr wichtig.

In der Abb. A.3 ist die unmittelbar gemessene Verlustleistung für unterschiedliche Fehlphaseneinstellungen dargestellt. In der Abb. erkennt man deutlich wie sich der Peak in der un-

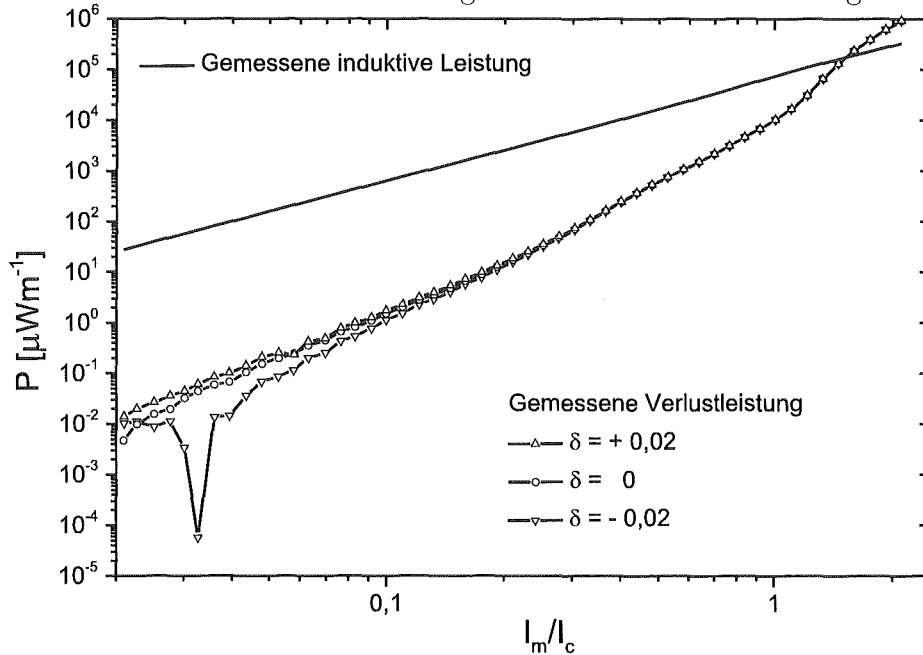


**Abbildung A.3:** Gemessene (scheinbare) Verlustleistung an einem 37-Filament Ag-Bandleiter ( $I_c = 16,8$  A,  $f = 117$  Hz) für unterschiedliche Fehlphaseneinstellungen.

mittelbar gemessenen Verlustleistung mit geringer werdender negativer Fehlphaseneinstellung zu kleineren normierten Transportstromamplituden verschiebt. Positive Fehlphaseneinstellungen führen dazu, daß sich die gemessene Verlustleistung zu kleineren normierten Amplituden der Steigung 2 annähert. Eine Steigung von 2 in der doppelt-logarithmischen Auftragung  $P_{scheinbar}(I_m/I_c)$  wird für den induktiven Verlustleistungsanteil gemessen, für den resistiven wird eine Steigung von 3 bis 4 erwartet. Da nur eine begrenzte Exaktheit der Phaseneinstellung ( $\pm 0,008$  Grad) möglich ist, hat dies zur Folge, daß zu kleineren Stromamplituden hin immer irgendwann die gemessene Verlustleistung durch induktive Anteile dominiert wird. Der Übergangsbereich von der realen Steigung 3 (Gleichung 2.21, S. 14), oder 4 (Gleichung 2.22, S. 14) nach dem Modell von Norris zur unmittelbar gemessenen Steigung 2 für die induktive Verlustkomponente ist sehr breit, so daß insbesondere positive Fehlphaseneinstellungen zu vermeiden sind. Indem die Phaseneinstellung solange variiert wird bis der Peak bei einer möglichst kleinen Transportstromamplitude liegt, kann man eine Abschätzung für die richtige Phaseneinstellung bekommen. Der Peak in der unmittelbar gemessenen Verlustleistung ist mit einem Vorzeichenwechsel der gemessene resistiven



Spannung verknüpft. Die Stromamplitude bei der dieser Wechsel auftritt wurde bei den Messungen in dieser Arbeit vor jeder Meßreihe bestimmt. Die kleinste Stromamplitude, bei der die Verlustleistung gemessen wurde, war um den Faktor 4 bis 6 größer als die Stromamplitude, bei der der Vorzeichenwechsel in der gemessenen Spannung auftrat. Dieses stellt sicher, daß nur ein sehr geringer Anteil der induktiven Verlustleistung der resistiven Verlustleistung überlagert ist. Ein Beispiel einer solchen Phasenkalibrierung ist in Abb. A.4 gezeigt. Zunächst wird eine Verlustmessung mit einer Phaseeinstellung durchgeführt von



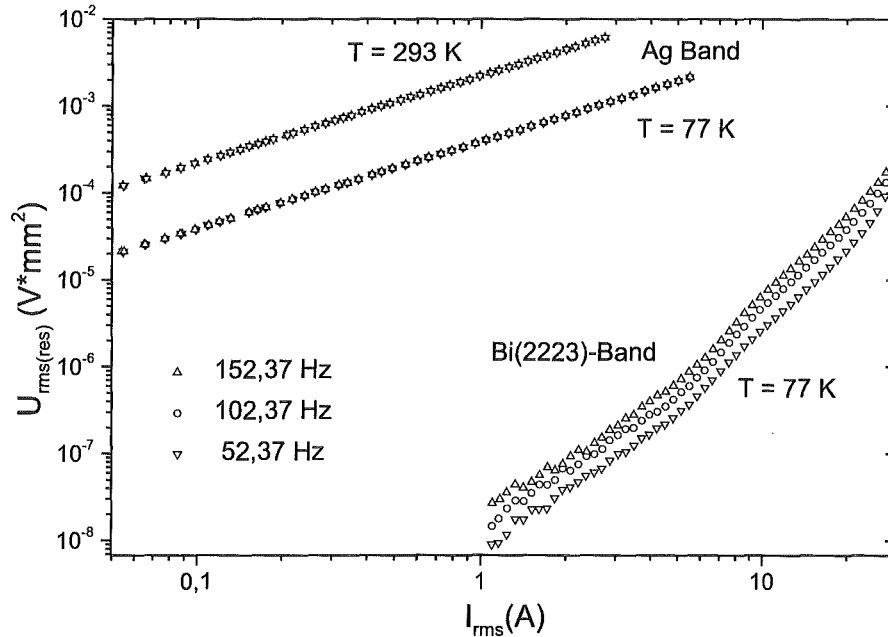
**Abbildung A.4:** Phasenkalibrierung zur Bestimmung der korrekten Phaseeinstellung zur Messung der resistiven Verlustleistung. Die Messung wurde an einem 37-Filament-WIT-Ag-Bandleiter ( $I_c = 18,5$  A,  $f = 127$  Hz) durchgeführt.

der angenommen wird, daß sie korrekt sei. Anschließend wird die Phaseeinstellung geringfügig reduziert und noch eine Verlustmessung durchgeführt. Liegt bei dieser Verlustmessung der Peak bei einer sehr kleinen normierten Transportstromamplitude, so kann für Amplituden die um mindestens den Faktor 4 bis 6 größer sind als diese Peakamplitude, mit hinreichender Genauigkeit die reale Verlustleistung gemessen werden. Die Genauigkeit der Phaseeinstellungen bei den Messungen in dieser Arbeit liegen in Bereich von  $\pm 0,02$  Grad. Qualitativ die gleichen Ergebnisse zur Fehlphaseeinstellung wurden in den Arbeiten [32, 36, 109] angegeben. In der Arbeit [36] wird eine Meßapparatur beschrieben bei der das Problem der Fehlphaseeinstellung durch die Kompensation der induktiven Spannungskomponente entschärft wird. Mit einer solchen Meßapparatur kann auch noch eine signifikante Meßauflösung im Bereich deutlich unterhalb von  $I_m/I_c = 0,1$  erzielt werden.

### A.1.3 Reproduzierbarkeit der Messungen

Zur Überprüfung der Meßgenauigkeit wurde ein Bandleiter ohne supraleitende Filamente gemessen. Dieses Ag-Band wurde in etwa der gleichen Walz- und Glühbehandlung unter-

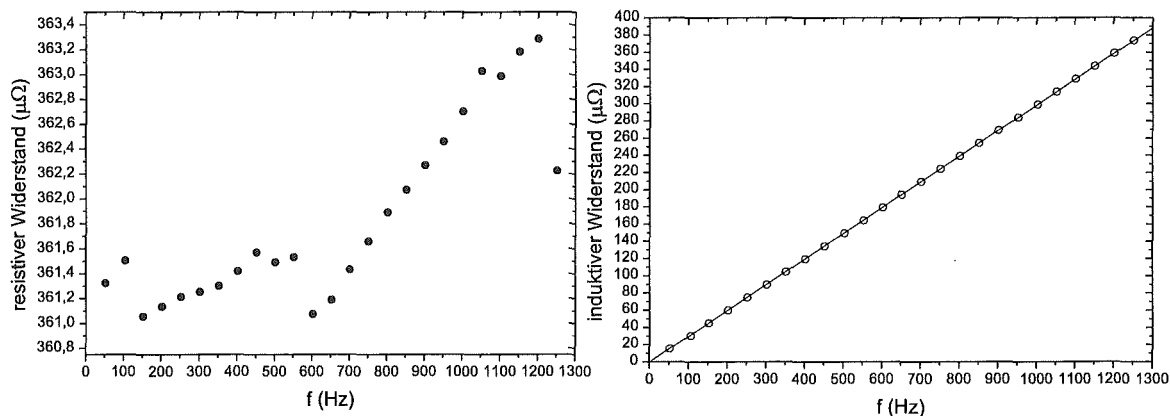
zogen wie ein Bandleiter mit supraleitenden Filamenten, um sicherzustellen, daß die Resistivität des Silbers vergleichbar ist zu der in einem Bi(2223)-Bandleiter. In der Abb. A.5 sind die gemessenen resistiven Spannungen von einem Ag-Band und einem Bandleiter mit supraleitenden Filamenten aufgetragen. Die Spannungen wurden dabei auf gleiche Querschnittsfläche normiert. Wie man erkennt ist der resistive Spannungsabfall am Bi(2223)-



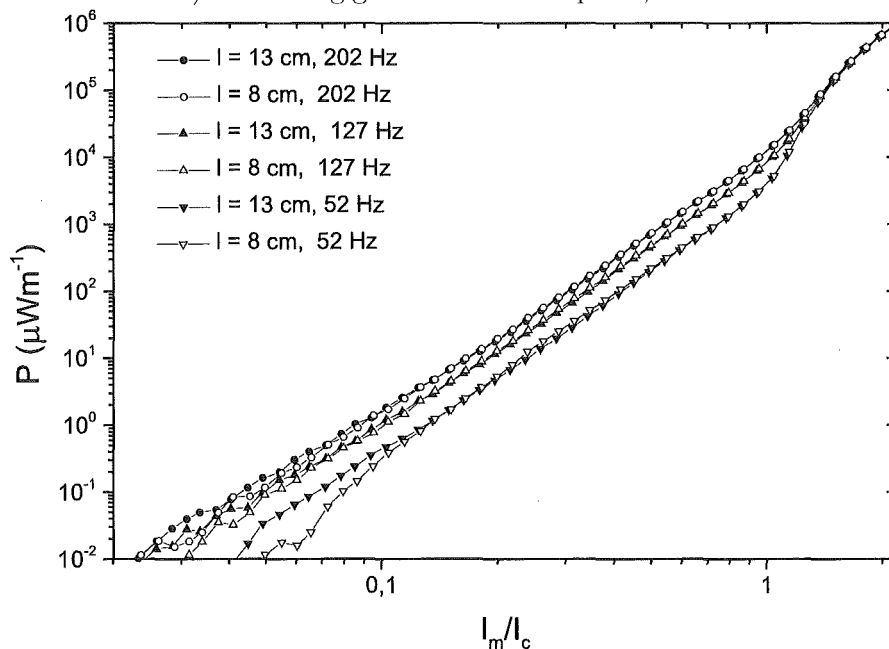
**Abbildung A.5:** Resistive Spannungen an einem Bandleiter mit (Bi(2223)-Band) und ohne (Ag-Band) supraleitende Filamente bei 293 und 77 K. Die Dimensionen der beiden Leiter betragen für das Ag-Band  $4,21 \times 0,255 \text{ mm}^2$  und für das Bi(2223)-Bandes  $3,32 \times 0,236 \text{ mm}^2$ . Der Potentialkontaktabstand betrug 13 cm.

Band mehr als drei Größenordnungen kleiner als am Ag-Band. Für das Ag-Band wird im wesentlichen keine Frequenzabhängigkeit der Verluste beobachtet, im Gegensatz zum Bi(2223)-Band. In der Abb. A.6 ist die Frequenzabhängigkeit des resistiven und des induktiven Widerstandes des Ag-Bandes aufgetragen. Der resistive Widerstand ist bis zu etwa 650 Hz nahezu konstant und nimmt dann zu. Dieses Verhalten kann durch den Skineneffekt erklärt werden, der dazu führt, daß sich die effektive Querschnittsfläche des stromtragenden Querschnitts mit steigender Frequenz reduziert, wenn die Leiterdimensionen die Größe der Skintiefe erreichen [53]. Die induktive Widerstandskomponente zeigt eine lineare Frequenzabhängigkeit bis zu 1,2 kHz. Das Verhalten, sowohl der resistiven wie der induktiven Widerstandskomponente des Ag-Leiters entspricht dem theoretisch erwarteten Verhalten. Der aus der resistiven Widerstandskomponente (unterhalb von 600 Hz) berechnete spezifische Widerstand von Silber bei 77 K beträgt  $0,298 \mu\Omega\text{cm}$ . Bei den Untersuchungen zum Verlustverhalten von Bi(2223)-Bandleitern in externen magnetischen Feldern wird deshalb ein spezifischer Ag-Widerstand von  $\rho = 0,3 \mu\Omega\text{cm}$  angenommen.

In einem weiteren Test der Meßapparatur zur Messung der AC-Transportstromverluste wurde untersucht, ob eine Längenabhängigkeit der gemessenen Verlustleistung (pro Längeneinheit) gemessen wird. Das Ergebnis dieser Messung ist in den Abb. A.7 und A.8 dargestellt. Für diese Messung wurde ein Leiter mit einer möglichst homogenen Strom-

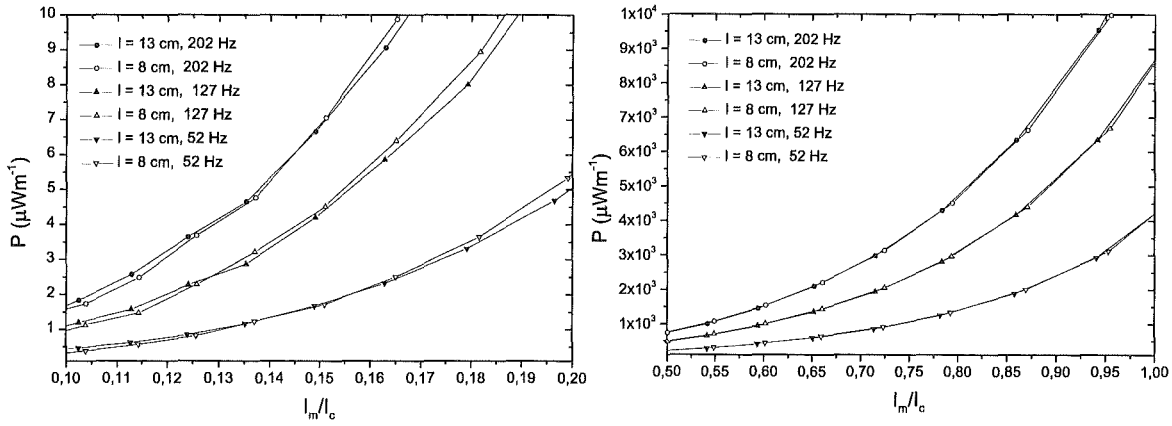


**Abbildung A.6:** Resistiver und induktiver Widerstand eines Ag Bandes ( $4,21 \times 0,255 \times 130 \text{ mm}^3$ ) in Abhängigkeit von der Frequenz, bei 77 K.



**Abbildung A.7:** Transportstromverluste in doppelt-logarithmischer Auftragung für ein Bi(2223)-Band, gemessen mit einem Potentialkontaktabstand von 13 bzw. 8 cm.

tragfähigkeit ausgewählt. Die Standardabweichung der  $I_c$ -Werte des verwendeten Leiters betrug 6 %, der Mittelwert 17,9 A. Bei der ersten Messung betrug der Abstand der Potentialkontakte  $l = 13 \text{ cm}$  (siehe Abb. A.1, S. 100). Die Messung der Verlustleistung wurde bei 50 unterschiedlichen Stromamplituden und jeweils 9 Frequenzen durchgeführt. Für jeden einzelnen Meßpunkt wurden 10 Spannungswerte gemessen und der Mittelwert, sowie die Standardabweichung, bestimmt. Anschließend wurde der Leiter wieder vorsichtig aufgewärmt, und der Abstand der Potentialkontakte auf 8 cm verringert. Nach dem erneuten Abkühlen wurde die Verlustmessung noch einmal wiederholt. Man erkennt in den Abb. A.7 und A.8, daß die gemessene Verlustleistung pro Längeneinheit konstant ist, was die Ex-



**Abbildung A.8:** Transportstromverluste in linearer Auftragung für ein Bi(2223)-Band, gemessen mit einem Potentialkontaktabstand von 13 bzw. 8 cm. Diese Abbildungen zeigen Ausschnittsvergrößerungen der Abbildung A.7.

aktheit der Messung belegt. Für Amplituden ( $I_m/I_c$ ) kleiner als 0,1 werden Abweichungen beobachtet, die auf Fehlphaseneinstellungen zurückgeführt werden können. Der maximale Unterschied zwischen den beiden Messungen (bei  $I_m/I_c > 0,1$ ) betrug bei 27 Hz 50 %, bei 52 Hz 20 % und bei Frequenzen zwischen 77 und 227 Hz weniger als 10 %. Die Messung der Stromamplituden konnte bis auf 1% reproduziert werden.

# Literatur

- [1] St.F. Brown. Superconductivity starts to deliver. *Fortune Magazin, Industrial Management and Technology*, pages 21–23, 21. Dezember 1998.
- [2] P. M. Grant and P. S. Sheahan. Cost Projections for High Temperature Superconductors. Paper vorgestellt auf der Applied Superconductivity Conference, September 13-18, 1998 Palm Desert.
- [3] G. Ries, M. Leghissa, J. Rieger, J. Wiezorek, and M. Oomen. High- $T_c$  superconductors and AC loss in electrotechnical devices. *Physica C*, 310:283–290, 1998.
- [4] Z. Han, P. Skov-Hansen, and T. Freltoft. The mechanical deformation of superconducting BiSrCaCu/Ag composites. *Supercond. Sci. Technol.*, 10:371–387, 1997.
- [5] R. Flükiger, G. Grasso, J. C. Grivel, F. Marti, M. Dhalle, and Y. Huang. Phase formation and critical current density in Bi,Pb(2223) tapes. *Supercond. Sci. Technol.*, 10:A68–A92, 1997.
- [6] D.E. Daney, M.P. Maley, H.J. Boenig, J.O Willis, J.Y. Coulter, L. Gherardi, and G. Coletta. Single-phase AC losses in prototype HTS conductors for superconducting power transmission lines. *Physica C*, 310:236–239, 1998.
- [7] A. Kume, S. Nagaya, T. Nakajima, N. Futaki, N. Sadakata, Y. Nakao, T. Saitoh, and O. Kohno. Design of the High- $T_c$  Superconducting Model Cable. Paper vorgestellt auf der Konferenz T.IEE 65 Japan, No 11, 1998.
- [8] M. Leghissa, J. Rieger, H.-W. Neumüller, J. Wiezorek, F. Schmidt, W. Nick, P. van Hasselt, and R. Schroth. Development of HTS Power Transmission Cables. *IEEE Trans. on Appl. Supercond.*, 9(2):406–411, 1999.
- [9] S.K. Olsen, A. Kühle, C. Traeholt, C. Rasmussen, O. Tønnesen, M. Däumling, C.N. Rasmussen, and D.W.A. Willen. Alternating Current losses of a 10 metre long low loss superconducting cable conductor determined from phase sensitive measurements. *Supercond. Sci. Technol.*, 12(6):360–365, 1999.
- [10] K. Funaki, M. Iwakuma, K. Kajikawa, M. Takeo, J. Suehiro, M. Hara, K. Yamafuji, M. Konno, Y. Kasagawa, K. Okubo, Y. Yasukawa, S. Nose, M. Ueyama, K. Hayashi, and K. Sato. Development of a 500 kVA-class oxide-superconducting power transformer operated at liquide-nitrogen temperature. *Cryogenics*, 38(2):211–220.
- [11] D. Aized, B.B. Gamble, A. Sidi-Yekhlef, J.P. Voccio, D.I. Driscoll, B. A. Shoykhet, and B.X. Zhang. Status of the 1,000 hp HTS Motor Development. *IEEE Trans. on Appl. Supercond.*, 9(2):1197–1200, 1999.

- [12] M. Iwakuma, K. Funaki, K. Kajikawa, H. Kanetaka, H. Hayashi, , K. Tsutsumi, A. Tomioka, M. Konno, and S. Nose. Development of a 1 T Cryocooler-Cooled Pulse Coil with a Bi2223 Superconducting Parallel Conductor for SMES. *IEEE Trans. on. Appl. Supercond.*, 9(2):928–931, 1999.
- [13] M. N. Wilson. *Superconducting Magnet*. Clarendon Press Oxford, 1983.
- [14] W. Buckel. *Supraleitung*. VCH Verlagsgesellschaft mbH Weinheim, 1990. 4. überarbeitete und ergänzte Auflage, ISBN 3-527-27882-6.
- [15] W.J. Jr. Carr. *AC Loss and Macroscopic Theory of Superconductors*. Gordon and Breach Science Publishers, 1983.
- [16] B. Seeber, editor. *Handbook of applied Superconductivity*. Two volumes. Institute of Physics Publishing, 1998.
- [17] A.M. Campbell. Introduction to a.c. losses. In Seeber [16], chapter B4.1, pages 173–185.
- [18] P. Komarek. *Hochstromanwendungen der Supraleitung*. Teubner Studienbücher, 1995. ISBN 3-519-03225-2.
- [19] P.H. Melville. Theory of a.c.loss in type II superconductors in the Meissner state. *J. Phys. C: Solid State Phys.*, 4:2833–2848, 1971.
- [20] C.P. Bean. Magnetization of hart Superconductors. *Phys. Rev. B*, 8(6):250–253, 1962.
- [21] C.P. Bean. Magnetization of High-Field Superconductors. *Reviews of Modern Physics*, pages 31–39, January 1964.
- [22] St.H.R. Clerc. *AC Losses of Mono- and Multifilamentary High- $T_c$  Superconducting (Bi,Pb) $_2$ Sr $_2$ Ca $_2$ Cu $_3$ O $_{10}$ /Ag Tapes*. PhD Doktorarbeit, Swiss Feral Institute of Technology Zürich, 1993. Diss. ETH No 11353.
- [23] H. Eckelmann, M. Quilitz, M. Oomen, M. Leghissa, and W. Goldacker. AC losses in multifilamentary Bi(2223) tapes with an interfilamentary resistive carbonate barrier. *Physica C*, 310:122–126, 1998.
- [24] M.P. Oomen, J. Rieger, M. Leghissa, and H.H.J. ten Kate. Magnetic ac loss in multifilamentary Bi-2223/Ag Tapes. *Physica C*, 290:281–290, 1997.
- [25] E.C.L. Chesneau, B.A. Golwacki, J. Kvitkovic, M. Majoros, K. van Beek, and M. Konczykowski. Comparison of magnetic field profiles of Ag/BSCCO-2223 tapes carrying AC and DC currents. *IEEE Trans. on. Appl. Supercond.*, 9(2):2557–2560, 1999.
- [26] K. Kwasnitza and St. Clerc. AC losses of superconducting High- $T_c$  multifilamentary Bi-2223/Ag sheathed tapes in perpendicular fields. *Physica C*, 233:423–435, 1994.
- [27] A.M. Campbell. Field and Losses in High  $T_c$  Conductors. *IEEE Trans. on. Appl. Supercond.*, 9(2):2137–2142, 1999.
- [28] E.H. Brandt. Thin superconductor in a perpendicular magnetic ac field: General formulation and strip geometry. *Phys. Rev. B*, 49(13):9024–9040, April 1994.

- [29] E.H. Brandt and M. Indenbom. Type-II-superconductor strip with current in a perpendicular magnetic field. *Phys. Rev. B*, 48(17):12893–12906, November 1993.
- [30] C.Y. Pang, P.G. McLaren, and A.M. Campbell. Losses in superconducting cylinders in transverse fields. *Proc.ICEC 8 Genova*, page 735, 1980.
- [31] W.T. Norris. Calculation of hysteresis losses in hard superconductors carrying ac: isolated conductors and edges of thin sheets. *J. Phys. D*, 3:489–507, 1970.
- [32] S.A. Awan. *Self-field AC Losses in High-Tc Superconducting BSCCO-2223/Ag Tapes and Prototype Conductors*. Doktorarbeit, University of Newcastle upon Tyne, 1997.
- [33] H. Eckelmann, M. Däumling, M. Quilitz, and W. Goldacker. Investigations of the AC current loss of twisted and untwisted multifilamentary Ag/ AgMg/ and AgAu/ Bi(2223) tapes. *App. Supercond*, 2(158):1433–1436, 1997.
- [34] H. Eckelmann, M. Däumling, M. Quilitz, and W. Goldacker. AC transport current losses of multifilamentary Bi(2223) tapes with varying filament geometries. *Physica C*, 295:198–208, 1998.
- [35] B.A. Glowacki, K.G. Sandeman, E.C.L. Chesneau, M. Ciszek, S.P. Ashworth, A.M. Campbell, and J.E. Evetts. The influence of the silver sheathed Bi-2223 conductor architecture on the transport ac losses. *App. Supercond*, 2(158):1437–1440, 1997.
- [36] J. J. Rabbers. *Measuring self-field loss of BSCCO/Ag tapes*. Graduation report, Universiteit Twente, November 1996.
- [37] T. Hughes, A.E. Mahdi, Y. Yang, and C. Beduz. Comparative thermometric and electric measurements of the self-field AC losses in Ag-sheathed PbBi2223 tapes. *Physica C*, 275:19–25, 1997.
- [38] M. Däumling. AC power loss for superconducting strips of arbitrary thickness carrying a transport current. *Physica C*, 310:12–15, 1998.
- [39] M. Däumling. Ac power loss for superconducting strips of arbitrary thickness in the critical state carrying a transport current. *Supercond. Sci. Technol.*, 11:590–593, 1998.
- [40] J. Paasi, J. Lehtonen, M. Lahtinen, and L. Kettunen. Computation of AC losses in high-temperature superconductors. *Physica C*, 310:62–66, 1998.
- [41] F. Gömöry and L. Gherardi. Transport AC losses in round superconducting wire consisting of two concentric shells with different critical current density . *Physica C*, 280:151–157, 1997.
- [42] L. Gherardi, F. Gömöry, R. Mele, and G. Coletta. A.C. losses in Bi-2223 tapes for power applications. *App. Supercond*, 2(158):1371–1376, 1997.
- [43] M. Ciszek, S.P. Ashworth, M.P. James, B.A. Glowacki, A.M. Campbell, R. Garre, and S. Conti. Self-field AC losses and critical currents in multi-tube Ag-Bi-2223 conductors. *Supercond. Sci. Technol.*, 9:379–384, 1996.
- [44] W.J. Jr. Carr. AC loss in a twisted filamentary superconducting wire. *J. Appl. Phys.*, 45(2):929–934, 1974.

- [45] J.L. Duchateau and B. Turck. Self-field degradation effect in adiabatic conditions. *Cryogenics*, pages 481–486, September 1974.
- [46] J.L. Duchateau, B. Turck, L. Krempasky, and M. Polak. Self-field effect in twisted superconducting composites. *Cryogenics*, pages 97–102, February 1976.
- [47] J. H. Murphy. Skin Effect alternating current losses in multifilamentary superconductors. *IEEE Transaction. on. Magnetics*, MAG-13(1):564–566, 1977.
- [48] B. Truck. Self field effect in round and rectangular multifilament composites and stability of superconducting coils. pages 812–815. Reprint from the Proceedings of the Sixth International Cryogenic Engineering Conference.
- [49] D. R. Salmon and J. A. Catterall. AC losses in composite superconducting wires. *J. Phys. D*, 3:1023–1032, 1970.
- [50] Y. Fukumoto, H. J. Wiesmann, M. Garber, M. Suenaga, and P. Haldar. Alternating current losses in mono- and multicored silver sheathed  $(Bi, Pb)_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$  tapes at  $T = 27$  K in direct current magnetic fields. *J. Appl. Phys.*, 7(78):4584–4590, 1 October 1995.
- [51] F. Gömöry, L. Gherardi, R. Melle, D. Morin, and G. Crotti. Critical state and AC losses in multifilamentary BiSrCaCuO-2223/Ag tapes studied by transport and magnetic measurements. *Physica C*, 279:39–46, 1997.
- [52] H. Ishii, S. Hirano, T. Hara, J. Fujikami, and K. Sato. The a.c. losses in  $(Bi, Pb)_2Sr_2Ca_2Cu_3O_x$  silver-sheathed superconducting wires. *Cryogenics*, 36(9):697 – 703, 1996.
- [53] C. Gerthsen, H.O. Kneser, and H. Vogel. *Physik*. Springer-Verlag, 1989. 16. Auflage.
- [54] K. Kwasnitza, St. Clerc, R. Flükiger, and Y.B. Huang. Alternating magnetic field losses in high- $T_c$  superconducting multifilament tapes with a mixed matrix of Ag and  $BaTrO_3$ . *Physica C*, 299:113–124, 1998.
- [55] A.M. Campbell. A general treatment of losses in multifilamentary superconductors. *Cryogenics*, pages 3–16, January 1982.
- [56] J.L. Duchateau, B. Turck, and D. Ciazynski. Coupling-current losses in composites and cables: analytical calculations. In Seeber [16], chapter B4.3, pages 205–231.
- [57] L. Krempasky and C. Schmidt. Time constant measurements in technical superconductors. *Cryogenics*, 38(10):1017 – 1029, 1998.
- [58] J. A. Osborn. Titel unbekannt. *Phys. Rev.*, 67:351, 1945.
- [59] K. Kwasnitza. Scaling law for the ac losses of multifilament superconductors. *Cryogenics*, pages 616–619, November 1997.
- [60] K. Kwasnitza, St. Clerc, R. Flükiger, Y. B. Huang, and G. Grasso. AC losses of Twisted high- $T_c$  superconducting multifilament Bi(2223) tapes with a mixed matrix of Ag and  $BaZrO_3$ . *App. Supercond*, 2(158):1389–1392, 1997.



- [61] G. Ries. AC-Losses in multifilamentary superconductors at technical frequencies. *IEEE Trans. on Magn.*, MAG-13(1):524–526, January 1997.
- [62] M.P. Oomen, J. Rieger, M. Leghissa, B. Fischer, and Th. Arndt. Decrease of magnetic AC loss in twisted-filament Bi-2223 tapes. *Physica C*, 310:137–141, 1998.
- [63] Y. Yang, T.J. Hughes, C. Beduz, and F. Darmann. Experimental study on AC losses in Ag sheathed PbBi2223 tapes with twist filaments. *Physica C*, 310:147–153, 1998.
- [64] K. Kwasnitza. ac losses of multifilament superconductors reduced below the level of filament hysteresis losses due to field screening by filament coupling currents. *Cryogenics*, pages 613–615, November 1977.
- [65] N. Amemiya, S. Murasawa, N. Banno, and K. Miyamoto. Numerical modelings of superconducting wires for AC loss calculations. *Physica C*, 310:16–29, 1998.
- [66] N. Banno and N. Amemiya. Numerical Analysis of AC Loss in High Tc Twisted Tape Carrying AC Transport Current in External AC Magnetic Field – Effect of Twisting on Loss Reduction – . *IEEE Trans. on. Appl. Supercond.*, 9(2):2561–2564, 1999.
- [67] J. Paasi and M. Lahtinen. AC losses in high-temperature superconductors: revisiting the fundamentals of the loss modelling . *Physica C*, 310:57–61, 1998.
- [68] T. Yazawa, J. J. Raabers, O. A. Shevchenko, B. ten Haken, and H. H. J. ten Kate. Modeling the Current Distribution in HTS Tapes with Transport Current and Applied Magnetic Field. *IEEE Trans. on. Appl. Supercond.*, 9(2):797–797, 1999.
- [69] A. P. Malozemoff, W. Carter, S. Fleshler, L. Fritzemeier, Q. Li, L. Masur, P. Miles, D. Parker, R. Parrella, E. Podtburg, G. N. Riley Jr., M. Rupich, J. Scudiere, and W. Zhang. HTS Wire at Commercial Performance Levels. *IEEE Trans. on. Appl. Supercond.*, 9(2):2469–2473, 1999.
- [70] Z. Han, P. Bodin, W.G. Wang, M. Bentzon, P. Skov-Hansen, J. Goul, and P. Vase. Fabrication and characterisation of superconducting Bi-2223/Ag tapes with high critical current densities in km lengths. *IEEE Trans. on. Appl. Supercond.*, 9(2):2537–2540, 1999.
- [71] S. Blüm. *AC Losses of Mono- and Multifilamentary High-T<sub>c</sub> Superconducting (Bi, Pb)<sub>2</sub>Sr<sub>2</sub>Ca<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>10</sub>/Ag Tapes*. PhD Doktorarbeit, Universität Karlsruhe, 1997. Forschungszentrum Karlsruhe, Institut für Technische Physik, Wissenschaftliche Berichte Nr. FZKA 5847.
- [72] J. Kessler. *Präparation und supraleitende Eigenschaften von Bi(2212)-Drähten und Bi(2223)-Bändern mit Ag- und dispersionsgehärteten AgMg-Hüllen*. PhD Doktorarbeit, Universität Karlsruhe, 1993. Kernforschungszentrum Karlsruhe, Institut für Technische Physik.
- [73] C. H. Rosner, M. S. Walker, P. Haldar, and L. R. Motowidlo. Status of HTS superconductors: Progress in improving transport critical current densities in HTS Bi-2223 tapes and coils. *Cryogenics*, 32(11):940–948, 1992.
- [74] P. Majewski. Phase diagram studies in the system Bi-Pb-Sr-Ca-Cu-O-Ag. *Supercond. Sci. Technol.*, 10:453–467, 1997.

- [75] G. Grasso, A. Perin, and R. Flükiger. Deformation induced texture in cold rolled Ag sheathed Bi(2223) tapes. *Physica C*, 250:43–48, 1995.
- [76] J.-C. Grivel and R. Flükiger. Visualization of the formation of the  $(Bi, Pb)_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10+\delta}$  phase. *Supercond. Sci. Technol.*, 9:555–564, 1996.
- [77] O. Betz. *Untersuchung der kritischen Transportstromdichte in Bi(2223)-Bändern*. Diplomarbeit, Universität Karlsruhe, 1995. Forschungszentrum Karlsruhe, Institut für Technische Physik.
- [78] M. Sieg. *Charakterisierung des Phasengehalts in Bi(2223)-Ag-Hochtemperatursupraleitern mittels Wechselfeldsuszeptibilität, Transportstrom- und Widerstandsmessung*. Diplomarbeit, Universität Karlsruhe, 1998. Forschungszentrum Karlsruhe, Institut für Technische Physik.
- [79] L.N. Bulaevskii, L.L. Daemen, M.P. Maley, and J.Y. Coulter. Limits to the critical current in high- $T_c$  superconducting tapes. *Phys. Rev. B*, 48(18):13788–13816, November 1993.
- [80] B. Hensel, J. C. Grivel, A. Jeremie, A. Pollini, and R. Flükiger. A model for the critical current in  $(Bi, Pb)_2Sr_2Ca_2Cu_3O_x$  silver-sheathed tapes. *Physica C*, 205:329–337, 1993.
- [81] W. Goldacker, B. Ullmann, A. Gäbler, and R. Heller. Properties of Bi(2223)/AgAu multifilamentary tapes for current leads. *App. Supercond*, 2(158):1223–1226, 1997.
- [82] B. Ullmann, A. Gäbler, M. Quilitz, and W. Goldacker. Critical transport currents of Bi(2223)/Ag tapes under axial bending strain. *App. Supercond*, 2(158):1259–1262, 1997.
- [83] B. Ullmann, A. Gäbler, M. Quilitz, and W. Goldacker. Transport Critical Currents of Bi(2223) Tapes at 77 K under mechanical stress. *IEEE trans. on. appl. Supercond.*, 7(2):2042–2045, 1997.
- [84] M. Quilitz and W. Goldacker. Oxygen exchange in Bi(2223) tapes with Ag and alloyed AgMg sheaths monitored by a thermogravimetric relaxation method. *Supercond. Sci. Technol.*, 11:577–583, 1998.
- [85] Y. B. Huang and R. Flükiger. Reducing ac losses of Bi(2223) multifilamentary tapes by oxide barriers. *Physica C*, 294:71–82, 1998.
- [86] M. Staines, St. Rupp, D. Pooke, St. Fleshler, K. DeMoranville, and C. Christopherson. AC loss measurements on model Bi-2223 conductors. *Physica C*, 310:163–167, 1998.
- [87] B. Fischer, S. Kautz, M. Leghissa, H.-W. Neumüller, and T. Arndt. Fabrication and properties of Bi-2223 tapes. *IEEE Trans. on. Appl. Supercond.*, 9(2):2480–2485, 1999.
- [88] A. Hütten, M. Schubert, C. Rodig, U. Schläfer, P. Verges, and K. Fischer. The effect of silver-alloy sheaths on fabrication, microstructure and critical current density of powder-in-tube processed multifilamentary Bi-(2223) tapes. *App. Supercond*, 2(158):1255–1258, 1997.
- [89] W. Goldacker, M. Quilitz, B. Obst, and H. Eckelmann. Novel resistive interfilamentary carbonate barriers in multifilamentary low AC loss tapes. *IEEE Trans. on. Appl. Supercond.*, 9(2):2155–2158, 1999.

- [90] W. Goldacker, M. Quilitz, B. Obst, and H. Eckelmann. Reduction of AC losses applying novel resistive interfilamentary carbonate barriers in multifilamentary Bi(2223) tapes. *Physica C*, 310:182–186, 1998.
- [91] S. Takacs. AC losses in superconducting cables and their expected values in magnetic systems. *Supercond. Sci. Technol.*, 10:733–748, 1997.
- [92] E.W. Collings, M.D. Sumption, R.M. Scanlan, D.R. Dietderich, L.R. Motowidlo, R.S. Sokolowski, Y. Aoki, and T. Hasegawa. Bi:2212/Ag-based Rutherford cables: production, processing and properties. *Supercond. Sci. Technol.*, 12:87–96, 1999.
- [93] J. Everett, G. Perkins, A. V. Volkozub, A. D. Caplin, M. Dhalle, A. Polcari, F. Marti, Y. B. Huang, and R. Flükiger. Filament architectures in AC conductors: the influence of intergrowths. *Physica C*, 310:202–207, 1998.
- [94] R. Nast. Private Mitteilung.
- [95] A. V. Volkozub and A. D. Caplin and Y. Huang and R. Flükiger and G. Grasso and H. Eckelmann and M. Quilitz and W. Goldacker. Current distribution in multifilamentary conductors: the influence of intergrowths. *Physica C*, 310:159–162, 1998.
- [96] A. V. Volkozub and A. D. Caplin and H. Eckelmann and M. Quilitz and R. Flükiger and W. Goldacker and G. Grasso and M. D. Johnston. Current distributions in multi-filamentary HTS conductors. *App. Supercond*, 2(158):1263–1266, 1997.
- [97] P. Dubots, A. Fevrier, J. C. Renard, J. P. Tavergnier, J. Goyer, and H. G. Key. NbTi wires with ultra-fine Filaments for 50 - 60 Hz use: Influence of the Filament diameter upon losses. *IEEE Trans. on. Appl. Supercond.*, 7(2):1670–1673, 1997.
- [98] N. Harada, Y. Mawatari, O. Miura, Y. Tanaka, and K. Yamafuji. Excess magnetization due to interfilamentary proximity coupling in Nb-Ti multifilamentary wires. *Cryogenics*, 31:183–189, March 1991.
- [99] J. R. Clem. Anisotropy and two-dimensional behaviour in the high-temperature superconductors. *Supercond. Sci. Technol.*, 11:909–914, 1998.
- [100] A.A. Golubov. High-temperature superconductivity. In Seeber [16], chapter A3, pages 53–62.
- [101] W. Goldacker, H. Eckelmann, M. Quilitz, and B. Ullmann. Effect of Twisting on the Filaments of Multifilamentary BSCCO(2223)/Ag and /AgMg Tapes. *IEEE Trans. on. Appl. Supercond.*, 7(2):1670–1673, 1997.
- [102] M. Sugimoto, A. Kimura, M. Mimura, Y. Tanaka, H. Ishii, S. Honjo, and Y. Iwata. Electromagnetic interfilament coupling of silver-sheathed Bi-2223 multifilamentary tapes in transverse AC magnetic fields. *Physica C*, 279:225–232, 1997.
- [103] M. Iwakuma, Y. Tajika, K. Kajikawa, K. Funaki, T. Matsushita, E.S. Otabe, N. Ayai, K. Hayashi, and K. Sato. Twist effect on hysteresis loss in Bi(2223) multifilamentary wires exposed to an AC magnetic field. *Physica C*, 310:154–158, 1998.

- [104] C. J. Christopherson and G. N. Riley Jr. Development of twisted high-temperature superconductor composite conductors. *Appl. Phys. Lett.*, 66(17):2277–2279, 1995.
- [105] M.H. Apperley, F. Darmann, G. McCaughey, R. Zhao, and T.P. Beales. Processing and Characterisation of Long-Length Silver/Bismuth-2223 Tapes for Electric Power Applications. *IEEE Trans. on. Appl. Supercond.*, 9(2):2525–2528, 1999.
- [106] F. Darmann, R. Zhao, G. McCaughey, M. Apperley, T.P. Beales, and C. Friend. AC Losses of Filamentary HTS Twisted Filament Round Wires and Flat Tapes. *IEEE Trans. on. Appl. Supercond.*, 9(2):789–792, 1999.
- [107] Y. B. Huang, M. Dhalle, G. Witz, F. Marti, E. Giannini, E. Walker, R. Passerini, A. Polcari, S. Clerc, K. Kwasnitza, and R. Flückiger. Development of Bi(2223) Multifilamentary Tapes with Low ac Losses. *Journal of Superconductivity*, 11(5):495–505, 1998.
- [108] Y. Yang, T.J. Hughes, E. Martinez, C. Beduz, and F. Darmann. Reduction of AC Loss in Ag Sheathed PbBi2223 Tapes with Twisted Filaments in External and Self-fields. *IEEE Trans. on. Appl. Supercond.*, 9(2):1177–1180, 1999.
- [109] K.-H Müller and K.E.Leslie. Self-field ac loss of Bi-2223 superconducting tapes. *IEEE Trans. on. Appl. Supercond.*, 7(2):306–309, 1997.
- [110] M. Cizek, S.P. Ashworth, B.A. Glowacki, A.M. Campbell, and P. Haldar. Transport AC losses in multifilamentary Ag/Bi-2223 tapes in low external DC magnetic fields. *Physica C*, 272:319–325, 1996.
- [111] M. Cizek, A.M. Campbell, S.P. Ashworth, and B.A. Glowacki. Energy dissipation in high temperature ceramic superconductors. *Appl. Supercond.*, 3(7-10):509–520, 1995.
- [112] A.M. Campbell. AC Losses in High Tc Superconductors. *IEEE Trans. on. Appl. Supercond.*, 5(2):682–687, 1995.
- [113] X.Y. Cai, A. Polyanski, Q. Li, G.N.Jr. Riley, and D.C. Labalestier. Current-limiting mechanisms in individual filaments extracted from superconducting tapes. *nature*, 392:906–909, April 1998.
- [114] Th. Schuster, H. Kuhn, A. Weißhardt, H. Kronm ller, B. Roas, O. Eibl, M. Leghissa, and H.W. Neumüller. Current capability of filaments depending on their position in  $(Bi, Pb)_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10+\delta}$ -multifilament tapes. *Appl. Phys. Lett.*, 69(13):1954–1956, September 1996.
- [115] U. Balachandran, V. Selvamanickam, P. Haldar, M. Lelovic, and N. G. Eror. Development of Ag-clad Bi-2223 superconductors for electric power applications. *Supercond. Sci. Technol.*, 11:978–981, 1998.
- [116] M.D. Bentzon and P. Vase. Critical Current Measurements on Long BSCCO Tapes using Contact-free Method. *IEEE Trans. on. Appl. Supercond.*, 9(2):1594–1597, 1999.
- [117] J. Paasi, T. Kalliohaka, A. Korpela, L. S derlund, P.F. Herrmann, J. Kvitkovic, and M. Majoros. Homogeneity Studies of Multifilamentary BSCCO Tapes by Three-Axis Hall Sensor Magnetometry. *IEEE Trans. on. Appl. Supercond.*, 9(2):1598–1601, 1999.

- [118] H.-P. Schiller, K. Grube, B. Gemeinder, H. Reiner, and W. Schauer. Critical current homogeneity of Bi-2223 tapes determined by Hall-magnetometry. *App. Supercond*, 2(158):981–984, 1997.
- [119] U. Balachandran, A. N. Iyer, K.C. Goretta, and P. Haldar. Processing and fabrication of high-Tc superconductors for electric power applications. Proceedings of the 4th International Union of Materials Research Societies International Conference in Asia (IUMRS-ICA), Chiba, Japan Sept. 16-18 1997.
- [120] G. Grasso and R. Flükiger. Self-field effect and current distribution in Bi(2223) tapes at 77 K. *Physica C*, 253:292–296, 1995.
- [121] D.C. Larbalestier, X.Y. Cai, Y. Feng, H. Edelmann, and A. Umezawa. Position-sensitive measurements of the local critical current density in Ag-sheathed high temperature superconductor  $(Bi, Pb)_2Sr_2Ca_2Cu_3O_y$  tapes: the importance of local micro- and macro structure. *Physica C*, 221:299–303, 1994.
- [122] C. Schmidt. Calorimetric a.c. loss measurement in the microwatt range: a new simplified measuring technique. *Cryogenics*, 34(1):3–8, 1994.
- [123] C. Schmidt and E. Specht. ac loss measurements on superconductors in the microwatt range. *Rev. Sci. Instruments*, 61(3):988–992, March 1990.
- [124] M. P. Oomen, J. Rieger, M. Leghissa, B. Fischer, B. ten Haken, and Th. Arndt. Magnetic AC Loss in Twisted-Filament Bi-2223 Tapes. *IEEE Trans. on. Appl. Supercond.*, 9(2):821–824, 1999.
- [125] M. P. Oomen. Diese Messungen wurden bei der Siemens AG in Erlangen ausgeführt.
- [126] K.-H. Müller, C. Andrikidis, H.K. Liu, and S.X. Dou. AC hysteresis losses in monofilamentary Pb-Bi-Sr-Ca-Cu-O/Ag tapes. *Physica C*, 247:74–82, 1995.
- [127] J. Paasi, P. Kottman, and M. Polak. Temperature-dependent roles of inter- and intragrain current systems on the critical current and magnetization of BSCCO-2223/Ag tapes. *Physica C*, 249:350–360, 1995.
- [128] H. Eckelmann, M. Quilitz, C. Schmidt, W. Goldacker, M. Oomen, and M. Leghissa. AC losses in multifilamentary low AC loss Bi(2223) tapes with novel interfilamentary resistive carbonate barriers. *IEEE Trans. on. Appl. Supercond.*, 9(2):762–765, 1999.
- [129] V. Lennikow, H. Caudevilla, L. A. Angurel, G. F. de la Fuente, and R. Navarro. Development of Ag sheathed Bi-2223 Multifilamentary Tapes with MgO Coated Filaments. *IEEE Trans. on. Appl. Supercond.*, 9(2):2553–2556, 1999.
- [130] R. Flükiger. Mitteilung von Ergebnissen die von der Sumitomo AG aus Japan im November 1998 auf einer Konferenz in Japan vorgestellt wurden.
- [131] M. Cizek, A.M. Campbell, and B.A. Glowacki. The effect of potential contact position on AC loss measurements in superconducting BSCCO tape. *Physica C*, 233:203–208, 1994.
- [132] S. Fleshler, L.T. Cronis, G.E. Conway, A.P. Malozemoff, T. Pe, J. McDonald, J.R. Clem, G. Vellgo, and P. Metra. Measurement of the ac power loss of  $(BiPb)_2Sr_2Ca_2Cu_3O_x$  composite tapes using the transport technique. *Appl. Phys. Lett*, 67(21):3189–3191, 1995.

# Abbildungen

2.1	Flußeindringen nach dem Bean-Modell . . . . .	7
2.2	Verlustfunktion $\Gamma$ . . . . .	9
2.3	Verlustfunktionen $\Gamma$ für unterschiedliche Geometrien . . . . .	11
2.4	Verlustfunktionen $\Gamma$ für ein Strib im senkrechten Feld . . . . .	12
2.5	Transportstromverluste nach Norris . . . . .	15
2.6	Verlustfaktor nach Gömöry . . . . .	17
2.7	Doppel-Slab Modell . . . . .	19
2.8	Filamente in einem getwisteten Bandleiter . . . . .	20
2.9	Kopplungsverluste für unterschiedliche Twistlängen . . . . .	22
2.10	Kopplungsverluste für unterschiedliche Werte von $\omega\tau$ . . . . .	23
2.11	Kopplungsverluste beim Auftreten von Filamentsättigung . . . . .	24
2.12	Schematische Darstellung des Abschirmverhaltens für entkoppelte und gekoppelte Filamente . . . . .	26
2.13	Gesamtverluste für gekoppelte und entkoppelte Filamente . . . . .	28
2.14	Frequenzabhängigkeit der einzelnen Verlustbeiträge . . . . .	29
3.1	PIT-Verfahren . . . . .	33
3.2	Herstellung von Barrierenleitern . . . . .	38
3.3	Bestimmung der Twistlänge . . . . .	40
3.4	Einfluß der Twistzahl auf Matrixrisses und $I_c$ . . . . .	42
3.5	”Intergrowths” zwischen den Filamenten . . . . .	43
3.6	$I_c/I_{c0}(1/l_p)$ -Abhängigkeit für unterschiedliche Ag-Matrixleiter . . . . .	44
3.7	$I_c/I_{c0}(1/l_p)$ -Abhängigkeit für Leiter unterschiedlicher Hersteller . . . . .	45
3.8	$I_c/I_{c0}(1/l_p)$ -Abhängigkeit für unterschiedliche Barrierenleiter der ersten Herstel- lungsserien . . . . .	46
3.9	$I_c/I_{c0}(1/l_p)$ -Abhängigkeit für unterschiedliche Barrierenleiter der neueren Herstel- lungsserien . . . . .	47
4.1	Meßaufbau der AC-Transport Strom Verlustmessung . . . . .	49
4.2	Verlustleistung in Abhängigkeit von der Transportstromamplitude $I_{rms}$ . . . . .	51
4.3	Frequenzabhängigkeit der Transportstromverluste . . . . .	52
4.4	Twistlängenabhängigkeit des Verlustfaktors . . . . .	52
4.5	Homogenität der Stromtragfähigkeit unterschiedlicher 55-Filament-Ag-Leiter . . . . .	54
4.6	U(I) Kennlinien unterschiedlicher 55-Filament-Ag-Leiter . . . . .	55
4.7	Transportstromverluste unterschiedlicher 55-Filament-Ag-Leiter . . . . .	55
4.8	Vergleich der Verlustfaktoren eine 55-Filament-Ag-Leiter vor und nach der Lochung . . . . .	57
4.9	Verlustfaktoren unterschiedlicher 37-Filament-Leiter . . . . .	58

4.10	Verlustfaktoren unterschiedlicher 19-Filament-WITB-Leiter . . . . .	58
4.11	Verlustfaktoren von 7-Filament-AgAu-Leitern, sowie von RBB-Leitern . . . . .	59
5.1	Meßaufbau für die AC-Verlstmessung . . . . .	62
5.2	Querschliff eines 55-Filament-Ag-Matrix-Leiters . . . . .	65
5.3	Definition der Leiterdimensionen . . . . .	65
5.4	AC-Verluste in einem Ag-Matrix-Leiter . . . . .	66
5.5	Verlustfunktion für einen Ag-Matrix-Leiter im parallelen Feld . . . . .	67
5.6	Verlustfunktion für einen Ag-Matrix-Leiter bei Variation der Filamentdicken . . . . .	69
5.7	Verlustfunktion für einen Ag-Matrix-Leiter im senkrechten Feld . . . . .	70
5.8	Verlustfunktion für unterschiedlich getwistete Ag-Matrix-Leiter . . . . .	71
5.9	Querschliff eine 37-Filament-AgMg/AgAu-Bandleiters . . . . .	72
5.10	Verlustfunktionen für AgMg/AgAu-Leiter bei paralleler Feldorientierung . . . . .	73
5.11	Verlustfunktionen für AgMg/AgAu-Leiter bei senkrechter Feldorientierung . . . . .	75
5.12	Querschliff eine 19-Filament-WIB-Bandleiters . . . . .	76
5.13	Verlustfunktionen für WITB-Leiter . . . . .	77
5.14	Verlustfunktionen für WITB-Leiter unterschiedlicher Länge bei senkrechter Feldorientierung . . . . .	78
5.15	Querschliff eine 19-Filament-DCB-I-Ag-Bandleiters . . . . .	79
5.16	Verlustfunktionen für DCB-I-Ag-Leiter . . . . .	80
5.17	Verlustfunktionen für DCB-I-Ag-Leiter beim Anlegen eine Transportstromes . . . . .	81
5.18	Querschliff eine 19-Filament-DCB-II-Ag-Bandleiters . . . . .	82
5.19	Verlustfunktionen für DCB-II-Ag-Leiter bei paralleler Feldorientierung . . . . .	83
5.20	Verlustfunktionen für DCB-II-Ag-Leiter bei senkrechter Feldorientierung . . . . .	84
5.21	Querschliff eine 19-Filament-DCB-II-AgAu-Leiters . . . . .	85
5.22	Verlustfunktionen für DCB-II-AgAu-Leiter bei paralleler Feldorientierung . . . . .	86
5.23	Verlustfunktionen für DCB-II-AgAu-Leiter bei senkrechter Feldorientierung . . . . .	87
5.24	Frequenzabhängigkeit der Gesamtverluste für DCB-II-AgAu-Leiter mit bei senkrechter Feldorientierung . . . . .	88
5.25	Querschliff eine (6 x 7)-Filament-RBB-Leiters . . . . .	89
5.26	Verlustfunktionen für (6 x 7)-Filament-RBB-Leiter bei paralleler Feldorientierung . . . . .	90
5.27	Verlustfunktionen für (6 x 7)-Filament-RBB-Leiter bei senkrechter Feldorientierung . . . . .	91
5.28	Normierte effektive Matrixresistivitäten der verschiedenen Leiter . . . . .	94
A.1	Geometrie der Leiterschleife zur Messung der AC-Transportstromverluste . . . . .	100
A.2	Scheinbare AC-Tarntransportstromverluste . . . . .	101
A.3	Verlustleistung für unterschiedliche Fehlphaseneinstellungen. . . . .	102
A.4	Phasenkalibartion für unterschiedliche Fehlphaseneinstellungen . . . . .	103
A.5	Resistive Spannungen an einem Ag Band und an einem Bi(2223) Band . . . . .	104
A.6	Frequenzabhängigkeit des resistiven und induktiven Widerstand eines Ag Bandes . . . . .	105
A.7	Transportstromverluste in doppelt-log. Auftragung für unterschiedliche Meßlängen . . . . .	105
A.8	Transportstromverluste in linearer Auftragung für unterschiedliche Meßlängen . . . . .	106

# Tabellen

5.1	Charakteristische Leiterdaten des Ag-Matrix-Leiters . . . . .	64
5.2	Charakteristische Leiterdaten der AgMg/AgAu-Leiter . . . . .	72
5.3	Charakteristische Leiterdaten der WITB-Leiter . . . . .	76
5.4	Charakteristische Leiterdaten der DCB-I-Ag-Leiter . . . . .	79
5.5	Charakteristische Leiterdaten der DCB-II-Ag-Leiter . . . . .	83
5.6	Charakteristische Leiterdaten der DCB-II-AgAu-Leiter . . . . .	86
5.7	Charakteristische Leiterdaten der (6 x 7)-Filament-RBB-Leiter . . . . .	90
5.8	Experimentell bestimmte und berechnete Parameterwerte für die Hystereseverluste in den Filamenten . . . . .	92
5.9	Parameterwerte zur Berechnung der effektiven Matrixresistivitäten . . . . .	93