

KERNFORSCHUNGSZENTRUM

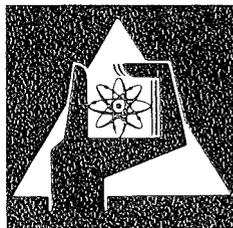
KARLSRUHE

Juni 1976
Institut für Experimentelle Kernphysik

KFK 2315

**Einfluß longitudinaler Magnetfeldkomponenten auf die
Volumenpinningkraft und die Verluste von
NbTi-Supraleitern**

K. P. Jüngst



**GESELLSCHAFT
FÜR
KERNFORSCHUNG M.B.H.**

KARLSRUHE

Als Manuskript vervielfältigt

Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.
KARLSRUHE

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

KFK 2315

Institut für Experimentelle Kernphysik

Einfluß longitudinaler Magnetfeldkomponenten auf die
Volumenpinningkraft und die Verluste von NbTi-Supraleitern

K.P. Jüngst

Gesellschaft für Kernforschung m.b.H., Karlsruhe

Von der Fakultät für Physik der Universität Karlsruhe
genehmigte Dissertation

Zusammenfassung

Es wurden Messungen des kritischen Stroms von NbTi-Supraleitern in Abhängigkeit vom äußeren Magnetfeld und vom Winkel zwischen Leiterachse und Feld durchgeführt. Bei stark kaltverformten Proben zeigte sich eine ausgeprägte Anisotropie der Volumenpinningkraft. Während die Theorie der Pinningkräfte nach Dew-Hughes davon ausgeht, daß im harten Supraleiter Wechselwirkungen der Flußlinien untereinander eine vernachlässigbare Rolle spielen, zeigen Modellrechnungen, daß die beobachtete Anisotropie nur über die Wirksamkeit der elastischen Eigenschaften des Flußliniengitters erklärt werden kann. Der Einfluß dieser Anisotropie auf die Hystereseverluste wurde durch Messung der Magnetisierung untersucht. - Messungen der Frequenzabhängigkeit der Verluste von getwisteten Multifilamentdrähten im achsenparallelen Feld zeigten einen neuen Kopplungseffekt zwischen den supraleitenden Filamenten und eine entsprechende Erhöhung der Verluste. Die Berechnung dieser Zusatzverluste ergab eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Resultaten. Zur Verminderung dieser Verluste wird ein alternierender Twist vorgeschlagen.

Influence of Longitudinal Components of Magnetic Field on the Volume Pinning Force and the Losses of NbTi Superconductors

Abstract

Measurements of the critical current of NbTi superconductors have been performed in dependence of both the external magnetic field and the angle between the conductor axis and the magnetic field. For heavily cold worked samples a marked anisotropy of the volume pinning force has been found. While the theory of pinning forces of Dew-Hughes is based upon the assumption that interactions between flux lines can be neglected in hard superconductors, model calculations show that the observed anisotropy is due to the

effectiveness of the elastic properties of the flux line lattice. The influence of this anisotropy on the hysteresis losses has been studied by magnetization measurements. - Measurements of the frequency dependence of the losses of twisted multifilamentary wires in parallel fields showed a new coupling effect between the superconducting filaments and a corresponding increase in losses. The calculation of these extra losses shows good agreement with the experimental results. An alternating twist is proposed to reduce these losses.

Inhaltsverzeichnis

	Seite
1. Einleitung	1
2. Versuchsanordnung und -durchführung	3
3. Theorie	8
3.1 Pinningkraft	8
3.1.1 Einzelpinningkraft	8
3.1.2 Volumenpinningkraft	10
3.1.3 Einfluß longitudinaler Magnetfeldkomponenten	13
3.2 Verluste	15
3.2.1 Hystereseverluste	16
3.2.2 Wechselfeldverluste	17
4. Experimentelle Ergebnisse und Diskussion	22
4.1 Volumenpinningkraft	22
4.2 Hystereseverluste	31
4.3 Wechselfeldverluste	36
5. Zusammenfassung und Ausblick	42
Liste der Symbole	45
Literaturverzeichnis	47

1. Einleitung

Mitentscheidende Größen für den Einsatz von harten Supraleitern bei der Erzeugung von Gleich- und Wechselfeldern sind die kritische Stromtragfähigkeit, die Hystereseverluste und die Wechselfeldverluste des Supraleiters. Diese Eigenschaften sind in transversalen Magnetfeldern (senkrecht zur Leiterachse) vielfach untersucht worden. Bei einer großen Zahl von Magnetkonfigurationen treten jedoch auch longitudinale Gleich- und Wechselfeldkomponenten auf. Dies ist beispielsweise der Fall bei Synchrotronmagneten und beim Tokamak-Fusionsreaktor-Magnetsystem. Es ist daher der Einfluß *longitudinaler* Feldkomponenten auf den kritischen Strom und die Verluste zu untersuchen.

Die kritische Stromdichte j_c harter Supraleiter hängt von der Volumenpinningkraft F_p ab. Diese ist im kritischen Zustand gleich der angreifenden Lorentzkraft $|\vec{j}_c \times \vec{B}|$. Aufgrund dieses Vektorprodukts erwartet man den geringsten kritischen Strom bei transversaler Orientierung des äußeren Magnetfeldes zur Achse der supraleitenden Drähte ($\angle(\vec{j}_c, \vec{B}) = \alpha = 90^\circ$). Dabei führt die Annahme einer winkelunabhängigen Volumenpinningkraft auf eine Zunahme des kritischen Stroms mit abnehmendem Winkel, d.h. mit wachsenden longitudinalen Anteilen an der Flußdichte B . Experimentelle Untersuchungen zur Winkelabhängigkeit des kritischen Stroms werden einerseits für die Auslegung supraleitender Magnete benötigt, andererseits wird hier gezeigt, daß diese Experimente neue Möglichkeiten eröffnen, grundlegende Aspekte des Pinnings zu untersuchen: Die Theorien von Dew-Hughes¹⁾ und Labusch^{2,3)} ergeben für Supraleiter mit ausgerichteten, anisotropen Pinningzentren verschiedene Voraussagen über die Winkelabhängigkeit der Volumenpinningkraft und damit des kritischen Stroms. Diese Theorien unterscheiden sich wesentlich in der Berücksichtigung des Flußliniengitters bei der Summation der Einzelpinningkräfte. Es wird daher hier der Einfluß des Flußliniengitters auf die Volumenpinningkraft durch die Bestimmung der Winkelabhängigkeit von F_p untersucht.

Ist die Volumenpinningkraft anisotrop, so wirkt sich dies auch in einer Winkelabhängigkeit der irreversiblen Magnetisierung und damit der Hystereseverluste aus. Falls die Überlagerung longitudinaler Feldkomponenten eine Erhöhung der Verluste ergibt, wird damit auch die Stabilität des Supraleiters gegen Flußsprünge beeinträchtigt. Derartige Instabilitäten können zu vorzeitigem Übergang in den normalleitenden Zustand führen. Eine Verringerung der Hysterese-Verluste und der Instabilitäten wird durch eine feine Unterteilung des Supraleiterquerschnitts erreicht. Dazu werden dünne supraleitende Filamente in eine normalleitende Matrix eingebettet. Diese Multifilamentleiter werden um ihre Achse getwistet; dadurch können Zusatzverluste, die von *gepulsten transversalen* Feldern hervorgerufen werden, weitgehend unterdrückt werden, wie es vielfach theoretisch und experimentell bestätigt wurde (s. Ref. 4 - 17). Hier durchgeführte Experimente mit *gepulsten longitudinalen* Feldern zeigen andererseits, daß diese Felder in getwisteten Multifilamentleitern neue Zusatzverluste verursachen, die auf ein Vielfaches der Hystereseverluste anwachsen können. Die experimentellen Ergebnisse werden mit einer hierzu entwickelten Theorie der longitudinalen Wechselfeldverluste verglichen.

2. Versuchsanordnung und -durchführung

Die zu bestimmenden Größen sind die Volumenpinningkraft (in Abhängigkeit vom Winkel α und vom äußeren Feld B_a) und die Verluste (in Abhängigkeit von α , von B_a und von der Feldänderungsgeschwindigkeit \dot{B}). Die Volumenpinningkraft wird hier über die Messung des *kritischen Transportstroms* ermittelt, und die Verluste werden durch Messung der *Magnetisierung* bestimmt.

Die Experimente werden an NbTi-Drähten mit Titan-Konzentrationen zwischen 40 und 50 Gew.-% durchgeführt, die unterschiedliche metallurgische Behandlungen aufweisen. In der Tabelle 1 ist eine Auswahl der untersuchten Proben zusammengestellt.

Den *kritischen Transportstrom* erhält man aus der Messung der Strom-Spannungs-Charakteristik. Die Supraleiterdrähte werden auf einen drehbaren Probenträger aufgebracht und bei der Temperatur 4,2 K in einem (Gleichstrom-) Solenoidmagneten äußeren Feldern bis 8 T ausgesetzt (Abb. 1). Bei jeweils vorgegebenem Winkel α zwischen Drahtachse und äußerem Feld wird der Transportstrom zeitlich linear bis zum Übergang der Probe in den normalleitenden Zustand erhöht. Als Kriterium für Erreichen des kritischen Stroms werden 5 μ V Spannungsabfall angesetzt. Bei Betrachtung der möglichen Fehlerquellen zeigt sich, daß der Fehler der Winkeleinstellung, der bei 1° liegt, dominiert. Damit erhält man für die Ausdrücke $\sin \alpha$ und $1/\sin \alpha$, die bei der Winkelabhängigkeit des kritischen Stroms eine Rolle spielen, relative Abweichungen von z.B. 3 % bei $\alpha = 10^\circ$.

Die Messung der *Magnetisierung* erfaßt sowohl die frequenzunabhängigen Anteile (Hystereseverluste) als auch die frequenzabhängigen Anteile (Wechselfeldverluste). Die Proben werden in eine von zwei abgeglichenen Meßspulen gebracht, die sich im externen Magnetfeld befinden (Abb. 2). Das Integral der Differenzspannung der Meßspulen entspricht der Magnetisierung, deren Absolutwert durch eine Eichung über den anfänglichen diamagne-

Tabelle 1: Auswahl untersuchter Proben

Nr.	Ti-Gehalt Gew.-%	D ^D Draht- Außendurch- messer mm	ℓ_p Twistlänge (1 Umdrehung) mm	Matrix/SL	Anzahl der Filamente	d ^d Supraleiter- Filamentdurch- messer μ m	Behandlung †	α
1a	50	0,37	-	Cu 0,59/1	1	296	3 h 390°C + 99,1 % KV	90°
1b	50	0,37	-	"	1	"	"	0°
1c	50	0,37	-	"	1	"	"	45°
1d	50	0,37	-	"	1	"	"	30°
2	40	0,20	-	Cu 0,78/1	1	150	KV	var.
3	40	0,20	-	Cu 0,78/1	1	150	optimiert	var.
4	50	0,25	-	Cu 0,34/1	1	216	99,95 % KV	var.
5	50	0,25	-	Cu 0,34/1	1	216	99,95%KV+3h 390°C	var.
6	50	0,25	-	Cu 0,34/1	1	216	99,95%KV+3h 800°C	var.
7	50	0,20	-	Cu 0,56/1	1	160	optimiert	var.
8	50 + 2 Cu	0,25	-	Cu 1,6/1	1	155	optimiert	var.
10a	50	0,2	2	Cu 1,3/1	380	10	optimiert	90°
10b	50	0,2	2	"	"	"	"	0°
11a	45	1,0	5	Cu 3/1	361	26	optimiert	0°
11b	45	1,0	8,3	"	"	"	"	0°
11c	45	1,0	25	"	"	"	"	0°
11d*	45	1,0	8,3	"	"	"	"	0°

*Probenlänge in 2 isolierte Hälften unterteilt

†KV bedeutet Kaltverformung

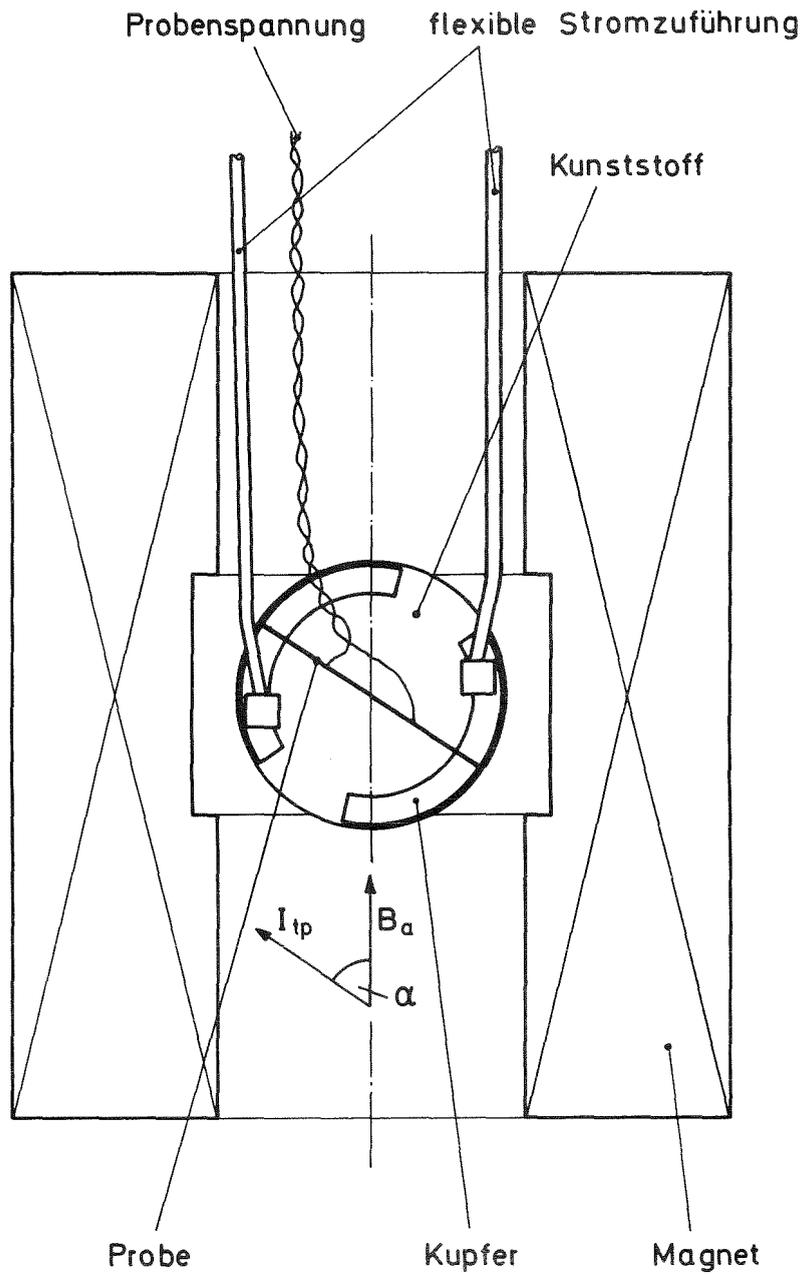


Abb. 1: Experimentelle Anordnung zur Messung der Winkelabhängigkeit des kritischen Stroms.

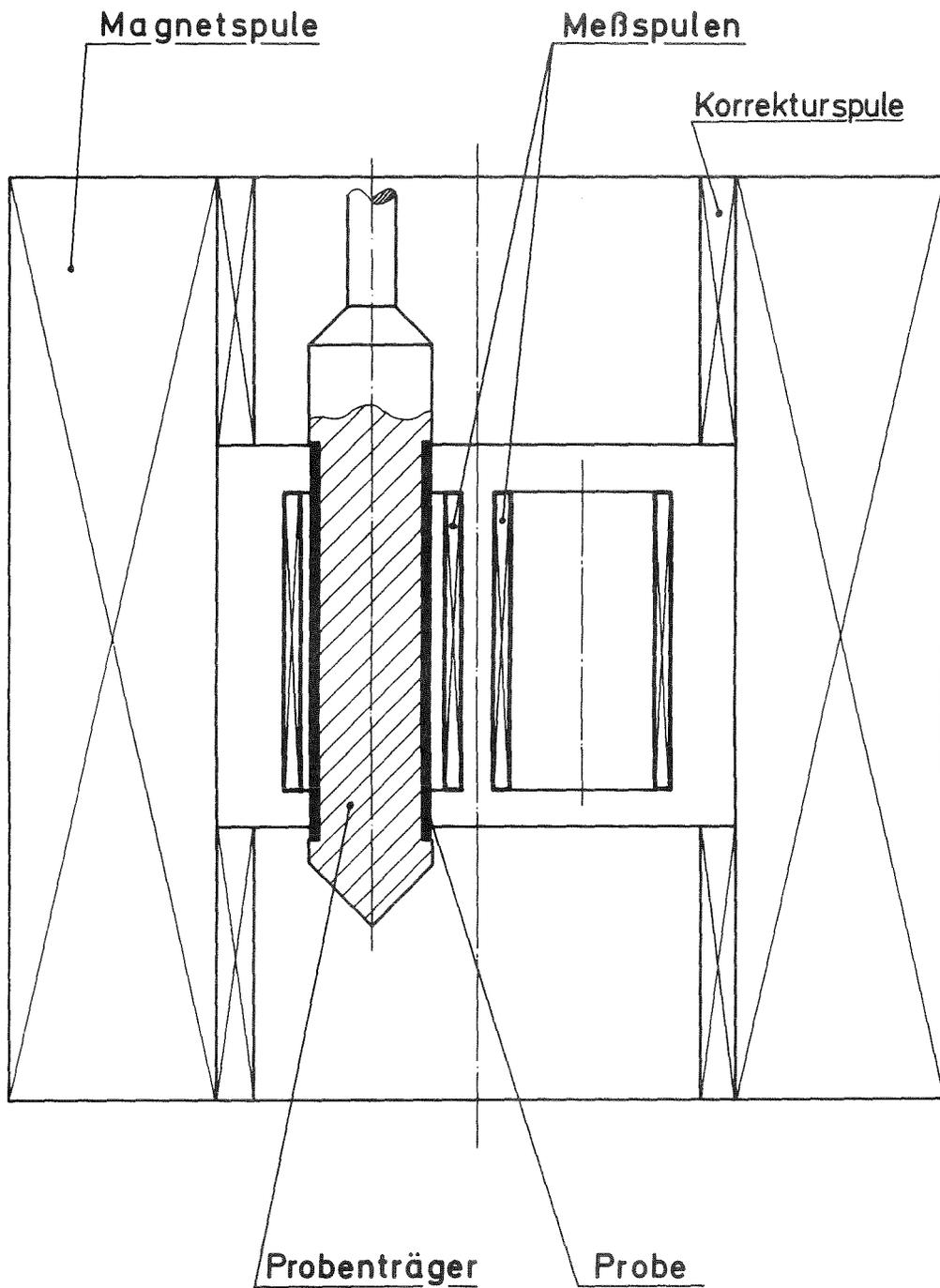


Abb. 2: Experimentelle Anordnung zur Messung der Magnetisierung.

tischen Bereich gewonnen wird. Die Verarbeitung von geringen Spannungen bei Integrationszeiten von mehr als 2000 s hat thermospannungsarme Meßleitungen und eine thermische Stabilisierung des Integrators of $\pm 0,005^{\circ}$ C erfordert. Für die Messung der frequenzabhängigen Verluste wurde ein mit 2 T/s schnell pulsbarer supraleitender Solenoidmagnet gebaut (Jüngst und Obermaier ¹⁸). Dieser Magnet erreicht bei einem Betriebsstrom von 1500 A sein maximales Zentralfeld von 4,75 T in einer Bohrung von 80 mm Durchmesser; die gespeicherte Energie liegt damit bei 28 kJ. Die beim Pulsen in den Wicklungen entstehende Wärme wird nach dem "heat drain"-Konzept durch Kupferdraht-Kühlmaten über Wärmeleitung ans Heliumbad abgeführt. Die Proben werden in den Orientierungen transversal und longitudinal zum äußeren Feld untersucht. Daneben sind einige 30° - und 45° -Proben dadurch hergestellt worden, daß Leiterstücke nebeneinander helisch auf den Probenträger gewickelt wurden. Die Proben sind 20 mm länger als die Meßspulen, so daß Endeffekte nicht mitgemessen werden. Die hauptsächliche Fehlerquelle liegt in der Eichung über die diamagnetische Neukurve, wenn der Entmagnetisierungsfaktor nicht verschwindet. Mit entsprechenden Korrekturen läßt sich der Fehler im Absolutwert der Magnetisierung unter 10 % halten.

3. Theorie

Zum besseren Verständnis der Zielsetzung und der Diskussion der Experimente werden in 3.1 Ergebnisse der Theorien der Pinningkraft nach Dew-Hughes ¹⁾ und Labusch ^{2,3)} bzw. Campbell und Evetts ¹⁹⁾ aufbereitet und zusammengestellt; dabei werden die Unterschiede in den Resultaten und die Möglichkeit ihrer experimentellen Überprüfung diskutiert. Die Theorien der von den Pinningkräften verursachten Hystereseverluste nach Bean ²⁰⁾ und der auf Induktionseffekten beruhenden Wechselfeldverluste nach Ries und Jüngst ²¹⁾ werden in 3.2 behandelt.

3.1 Pinningkraft

Ein harter Supraleiter kann einen Transportstrom bis zu einem kritischen Strom I_c verlustfrei tragen. Oberhalb des kritischen Stroms führt die von der Kraftdichte $\vec{F}_L = \vec{j} \times \vec{B}$ verursachte Bewegung der Flußlinien (FL) zur Dissipation. Unterhalb I_c wird eine FL-Bewegung durch Pinningzentren (PZ) wie Fehlstellen, Versetzungen, Ausscheidungen verhindert. Diese Kristalldefekte wirken dadurch als Pinningzentren, daß die freie Energie einer Flußlinie von ihrer Position relativ zum Kristalldefekt abhängt. Im kritischen Zustand sind die angreifende Kraftdichte F_L und die Pinningkraftdichte (auch Volumenpinningkraft) F_p gleich groß

$$\vec{F}_L = \vec{j}_c \times \vec{B} = -\vec{F}_p \quad (1)$$

Die Volumenpinningkraft enthält sowohl Wechselwirkungen der FL mit den PZ als auch die Wechselwirkungen der FL untereinander im FL-Gitter. Da diese Wechselwirkungen voneinander abhängen, ist die Summation der Einzelpinningkräfte zur Volumenpinningkraft schwierig durchzuführen.

3.1.1 Einzelpinningkraft

Die Einzelpinningkraft f_p hängt von der Größe und Anordnung der PZ sowie von der Art der Wechselwirkung ab. In

Materialien mit normalleitenden Ausscheidungen und $\kappa \gtrsim 10$ dominiert die Kernwechselwirkung (core pinning) ¹⁹⁾. Dabei erhält man den Energiegradienten und damit die Pinningkraft, aus der im Bereich des normalleitenden Kerns der FL eingesparten Energie in Höhe der Kondensationsenergie und Division durch die Kohärenzlänge ξ . Bei Ausscheidungen, deren Abmessungen in der Ebene senkrecht zur FL größer sind als die Kohärenzlänge, ergibt sich damit die Einzelpinningkraft zu

$$f_p = (\mu_0 \phi_0)^{1/2} H_{c2}^{3/2} a_z \pi/10 \kappa^2 \quad (2)$$

wobei a_z die Abmessung der Ausscheidung in Richtung der FL ist. Dieses Ergebnis gilt für isolierte FL. Die mit wachsendem Feld zunehmende Überlappung der FL-Kerne führt zu einer Verringerung des Ordnungsparameters und damit zu einer Reduktion der Pinningwirkung. Dies wird mit dem Faktor (1-b) berücksichtigt, wobei $b = B/\mu_0 H_{c2}$ das reduzierte Feld ist.

$$f_p = (\mu_0 \phi_0)^{1/2} H_{c2}^{3/2} a_z (1-b) \pi/10 \kappa^2 \quad (3)$$

Außer normalleitenden Ausscheidungen kommen in dem hier untersuchten Material als wirksame Pinningzentren supraleitende Bereiche infrage, die sich durch ihre Parameter κ , H_c oder H_{c2} von dem umgebenden Supraleiter unterscheiden. Ihre Pinningwirkung wird aus dem Ginzburg-Landau-Ausdruck für die freie Energie gewonnen ¹⁹⁾.

Bei den Bereichen unterschiedlich hoher Versetzungsdichte beispielsweise ändert sich der κ -Wert (und H_{c2}) lokal und es ergibt sich danach für die Pinningkraft

$$f_p = (\mu_0 \phi_0)^{1/2} H_{c2}^{3/2} a_z b^{1/2} (1-b) \delta H_{c2}/H_{c2} \kappa^2 \quad (4)$$

für Abmessungen der PZ $\gtrsim \xi$.

3.1.2 Volumenpinningkraft

Für die Berechnung der Volumenpinningkraft durch Summation der Einzelpinningkräfte gibt es im wesentlichen zwei unterschiedliche Ansätze. Im einfachsten Fall wird angenommen, daß die Wechselwirkungen der FL untereinander vernachlässigt werden können (Dew-Hughes ¹⁾), da bei den harten Supraleitern starke Einzelpinningkräfte das FL-Gitter so stören, daß seine elastischen Eigenschaften nicht berücksichtigt werden müssen.

Die Volumenpinningkraft $F_{p,o}$ ("o": ohne Gitterwechselwirkung) errechnet sich dann aus der gesamten gepinnten Länge der FL pro Volumeneinheit L_v und der Einzelpinningkraft pro Einheitslänge gepinnter FL f_p^* zu

$$F_{p,o} = L_v \cdot f_p^* \quad (5)$$

Die Größe L_v ist proportional zur Volumendichte der PZ N_v und zu den Abmessungen der PZ in y- und z-Richtung a_y und a_z , sowie umgekehrt proportional zum FL-Abstand $a_o \approx \sqrt{\phi_o/B}$. Dabei ist das Koordinatensystem so gewählt, daß die FL parallel zur z-Achse und die angreifende Kraft F_L parallel zur x-Achse liegen. Aus (5) erhalten wir dann

$$F_{p,o} = N_A (\mu_o H_{c2} / \phi_o)^{1/2} b^{1/2} f_p \quad (6)$$

wobei $f_p = f_p^* \cdot a_z$ ist und $N_A = N_v a_y$ die Dichte der PZ in der von B und F_L aufgespannten Ebene angibt.

Ein wesentliches Merkmal dieser Theorie ist die lineare Abhängigkeit der Volumenpinningkraft von der Einzelpinningkraft.

Bei dem zweiten Ansatz wird dem FL-Gitter eine dominierende Rolle zugeschrieben. Unter dem Einfluß der elastischen Eigenschaften des FL-Gitters werden die FL daran gehindert, jeweils die Positionen maximaler Pinningkraft einzunehmen. Die Volumenpinningkraft $F_{p,m}$ ("m": mit Gitterwechselwirkung) läßt sich nach einem von Campbell und Evetts ¹⁹⁾ angegebenen dynamischen Lösungsweg berechnen. Dabei geht man von der, aufgrund der Auslenkungen der FL, gespeicherten Energie und ihrer Dissipation

aus. Die gespeicherte Energie hängt - in Analogie zur Feder - quadratisch von der Kraft ab, so daß auch die Volumenpinningkraft diese Abhängigkeit aufweist.

$$F_{p,m} = \frac{N_A}{8\pi \mu_e} \cdot \left(\frac{\mu_o H_{c2}}{\phi_o} \right)^{3/2} \cdot b^{3/2} \cdot f_p^2 \quad (7)$$

Dieser Ausdruck gleicht dem von Labusch ^{2,3)} bei seinem statistischen Lösungsweg gewonnenen Resultat. Dabei ist der effektive Modul μ_e gegeben durch

$$\mu_e = \frac{\sqrt{C_{44}}}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{1}{\sqrt{C_{11}}} + \frac{1}{\sqrt{C_{66}}} \right)^{-1} \quad (8)$$

mit

$$C_{44} = B \cdot H \approx \mu_o H_{c2}^2 b^2 \quad (9)$$

und

$$C_{66} \approx \frac{0,1}{\kappa^2} \mu_o H_{c2}^2 (1-b)^2 \quad \text{für } H \gg H_{c1} \quad (10)$$

Näherungsweise ist C_{11} gleich C_{44} . Bei Feldern $H \gg H_{c1}$ ist damit $C_{66} \ll C_{11}$, und (8) reduziert sich auf

$$\mu_e \approx (C_{44} C_{66} / \pi)^{1/2} \quad (11)$$

Bei der Ableitung der Beziehungen (7), (8) und (11) sind die folgenden Annahmen gemacht worden. Die von nicht regelmäßig verteilten PZ ausgeübten Kräfte sind Punktkräfte mit einer Reichweite, die kleiner ist als der FL-Abstand, und der Abstand zweier simultan wirkender PZ ist groß gegen den FL-Abstand.

Tabelle 2: Abhängigkeit der Volumenpinningkräfte von der Einzelpinningkraft, dem reduzierten Magnetfeld und dem oberen kritischen Feld

Volumenpinningkraft $F_p(f_p)$	Einzelpinningkraft f_p	$F_p(b)$	b_{\max} Lage des Maximums von $F_p(b)$	$F_p(H_{c2})$
Ohne Gitterwechselwirkung (Dew-Hughes, s. Gl. (6))	Normalleitende Ausscheidungen mit Abmessungen $> \xi$ s. Gl. (3)	$F_{p,o} \propto b^{1/2}(1-b)$	$b_{\max} = 0,33$	$F_{p,o} \propto H_{c2}^2$
	Supraleitende Bereiche mit anderem κ und H_{c2} , Abmessungen $> \xi$ s. Gl. (4)	$F_{p,o} \propto b(1-b)$	$b_{\max} = 0,5$	$F_{p,o} \propto H_{c2}^2$
Mit Gitterwechselwirkung (Labusch, Campbell und Evetts, s. Gl. (7)-(11))	Normalleitende Ausscheidungen mit Abmessungen $> \xi$ s. Gl. (3)	$F_{p,m} \propto b^{1/2}(1-b)$	$b_{\max} = 0,33$	$F_{p,m} \propto H_{c2}^{2,5}$
	Supraleitende Bereiche mit anderem κ und H_{c2} , Abmessungen $> \xi$ s. Gl. (4)	$F_{p,m} \propto b^{3/2}(1-b)$	$b_{\max} = 0,6$	$F_{p,m} \propto H_{c2}^{2,5}$

Die Aussagen dieser Theorien, die bisher für einen Vergleich mit dem Experiment herangezogen wurden, sind die Abhängigkeiten der Volumenpinningkraft vom reduzierten Magnetfeld b und dem oberen kritischen Feld H_{c2} (die Abhängigkeit von H_{c2} enthält die Temperaturabhängigkeit). Wie aus der zusammenfassenden Tabelle 2 ersichtlich ist, führen die beiden verschiedenen Theorien in dieser Hinsicht jedoch zu ähnlichen Ergebnissen. Eine bessere Differenzierung bietet die lineare bzw. quadratische Abhängigkeit von der Einzelpinningkraft, wenn es experimentell gelingt, die Einzelpinningkraft definiert zu ändern. Im folgenden Abschnitt wird eine derartige Möglichkeit erarbeitet.

3.1.3 Einfluß longitudinaler Feldkomponenten

Bisher wurde der Einfluß überlagerter transversaler und longitudinaler Magnetfeldkomponenten auf den kritischen Strom von harten Supraleitern nur in wenigen Fällen untersucht (Ref. 22-24). Hier wird der Einfluß auf die Pinningkräfte, besonders im Hinblick auf langgestreckte Ausscheidungen, diskutiert; die Betrachtungen gelten sinngemäß auch für supraleitende Bereiche mit z.B. anderem κ . Die Pinningwirkung einer normalleitenden Ausscheidung ist proportional zu seiner Ausdehnung in Richtung der FL (vgl. (3)). Bei kugelförmigen Ausscheidungen ist daher die Einzelpinningkraft von der Richtung des Magnetfeldes unabhängig. Sind in einem supraleitenden Draht kugelförmige Ausscheidungen unregelmäßig verteilt, so ist auch die Volumenpinningkraft, nach beiden diskutierten Theorien, unabhängig von der Richtung des Magnetfeldes. Bei vorgegebenem Betrag des Feldes ist in diesem Fall die Volumpinningkraft unabhängig von der Aufteilung des Feldes in transversale und longitudinale Komponenten (relativ zur Drahtachse). Haben die Ausscheidungen dagegen die Gestalt eines langgestreckten Ellipsoids, hängt die Abmessung des PZ in FL-Richtung von der Orientierung der FL relativ zur großen Halbachse ab. Entsprechend hängt die Einzelpinningkraft von der Magnetfeldorientierung ab. Für lange, stabförmige Ausscheidungen ergibt sich

$$f_p \propto a_z \propto 1/\sin \alpha \quad (12)$$

Dabei ist α der Winkel zwischen der Richtung des Transportstroms (parallel zur Drahtachse) und des äußeren Magnetfeldes. Damit erhält der Experimentator die Möglichkeit, auf die Einzelpinningkraft einzuwirken, ohne die Probe metallurgisch verändern zu müssen.

In Abb. 3 ist ein Leiter mit stabförmigen Ausscheidungen dargestellt. Neben der Einzelpinningkraft ist hier auch die Flächen-dichte N_A von der Magnetfeldorientierung abhängig.

$$N_A \propto \sin \alpha \quad (13)$$

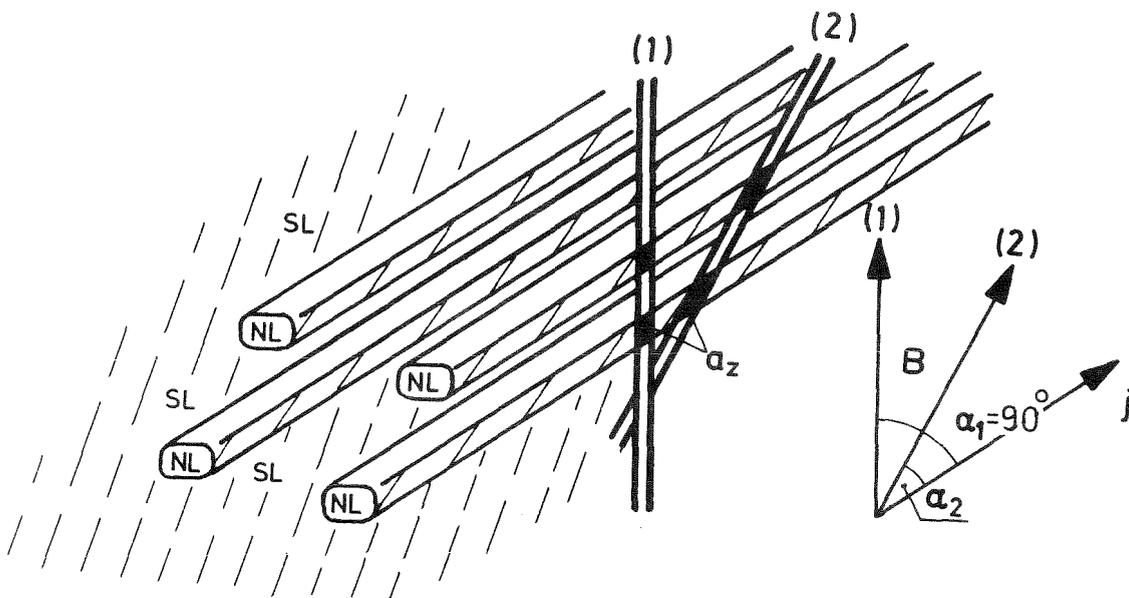


Abb. 3: Modell-Supraleiter mit stabförmigen Ausscheidungen, (1) in transversaler Orientierung und (2) unter einem Winkel $< 90^\circ$ zu den Flusslinien. Der Transportstrom fließt parallel zu den Ausscheidungen.

Setzt man (12) und (13) in (6) ein, so zeigt sich, daß sich die Zunahme der Einzelpinningkraft und die Reduktion der Flächendichte bei abnehmendem Winkel gerade kompensieren. Die ohne Gitterwechselwirkung gewonnene Volumenpinningkraft $F_{p,o}$ ist danach unabhängig von der Orientierung des Magnetfeldes und damit bei konstanter Temperatur und festem $|\vec{B}|$ konstant:

$$F_{p,o} = \text{const.} \quad (14)$$

Für die Volumenpinningkraft $F_{p,m}$, bei der die Gitterwechselwirkung berücksichtigt ist, erhält man durch entsprechendes Einsetzen dagegen die Voraussage einer Anisotropie

$$F_{p,m} \propto 1/\sin \alpha \quad (15)$$

für den in Abb. 3 dargestellten Leiter. Wird daher die Orientierungsabhängigkeit der Volumenpinningkraft an einer Drahtprobe bestimmt, in der langgestreckte Ausscheidungen mit ihrer großen Achse parallel zur Drahtachse ausgerichtet sind, so zeigt ein Vergleich mit (14) und (15) welche Rolle bei harten Supraleitern die Gitterwechselwirkung für die Summation der Einzelpinningkräfte spielt.

3.2 Verluste

Für die Anwendung der Supraleitung in stationären Magnetfeldern sind große Volumenpinningkräfte erwünscht, damit der Supraleiter hohe Ströme verlustfrei tragen kann. Die Pinningkräfte bewirken andererseits in gepulsten Magnetfeldern das Auftreten von Verlusten. Diese Hysterese-Verluste sind unabhängig von der Feldänderungsgeschwindigkeit \dot{B} . Sie wachsen mit zunehmender Volumenpinningkraft an, verringern sich andererseits mit abnehmendem Supraleiterdurchmesser (bezogen auf das Einheitsvolumen). Die in gepulsten Magnetfeldern eingesetzten Leiter bestehen daher aus einer Vielzahl dünner Supraleiter-Filamente, die in eine

normalleitende Matrix eingebettet sind. Diese Leiter werden getwistet ⁸⁾, da anderenfalls die durch gepulste *transversale* Magnetfelder induzierten Ströme von Filament zu Filament \dot{B} -abhängige Zusatzverluste verursachen. Wie in den Abschnitten 3.2.2 und 4.3 gezeigt wird, führt gerade dieser Twist in gepulsten *longitudinalen* Magnetfeldern zu neuen Zusatzverlusten. Zur Reduktion dieser Verluste wird hier ein Twistschema mit alternierendem Drehsinn vorgeschlagen.

3.2.1 Hysterese-Verluste

Für die Berechnung der Hysterese-Verluste wird häufig das Modell der unendlich ausgedehnten supraleitenden Platte der Dicke d im parallelen Feld verwendet. Bei einer Flußdichteänderung ΔB im Volumen V erhält man ²⁰⁾

$$\Delta W = \frac{1}{2} d j_c \Delta B V \quad (16)$$

wobei j_c die als feldunabhängig angenommene kritische Stromdichte ist, die als Magnetisierungsstromdichte transversal zu \vec{B} orientiert ist. Die Verluste (pro Volumeneinheit) steigen proportional zur kritischen Stromdichte und zu den Leiterabmessungen an, sind jedoch unabhängig von der Feldänderungsgeschwindigkeit \dot{B} . Da auf eine hohe Stromtragfähigkeit nicht verzichtet werden kann, werden die Leiterabmessungen reduziert, um die Verluste zu vermindern. -

Ist bei einem Supraleiter die Volumenpinningkraft anisotrop, so ist es auch die Magnetisierungsstromdichte, und damit führt in diesem Fall die Überlagerung von transversalen und longitudinalen Magnetfeldkomponenten zu einer Anisotropie der Hysterese-Verluste.

3.2.2 Wechselfeldverluste

Die Reduktion der Leiterabmessungen zur Verminderung der Hysterese-Verluste führt auf Multifilamentleiter, bei denen dünne supraleitende Filamente in eine normalleitende Matrix eingebettet sind. Die Multifilamentleiter werden getwistet, um Kopplungen der Filamente untereinander im gepulsten *transversalen* Magnetfeld und die damit verbundenen Zusatzverluste so gering wie möglich zu halten. Diese \dot{B} -abhängigen Verluste entstehen durch induzierte Ströme, die von Filament zu Filament über die normalleitende Matrix fließen. Es gibt eine Reihe von Arbeiten (z.B. Ref. 4 - 17), in denen gezeigt wird, daß für den *transversalen* Fall Experimente und Theorie der Wechselfeldverluste (im Frequenzbereich $\lesssim 1$ Hz) qualitativ gut übereinstimmen.

Es wurde bisher jedoch nicht berücksichtigt, daß gerade der Twist des Multifilamentleiters zur Ursache neuer Filamentkopplungen und entsprechender Zusatzverluste wird, wenn der Leiter gepulsten *longitudinalen* Magnetfeldern ausgesetzt ist (Jüngst ²⁵⁾, Ries und Jüngst ²¹⁾). Der Berechnung dieser Verluste wird ein gerades Stück eines Multifilamentdrahtes der Länge L mit kreisförmigem Querschnitt und der Twistlänge ℓ_p in einem gepulsten äußeren longitudinalen Magnetfeld B_ℓ zugrunde gelegt. Die Filamente befinden sich auf konzentrischen Ringen vom Radius r_n (Abb. 4). Jeder dieser Ringe läßt sich als Zylinderspule mit einer Windung je Twistlänge ℓ_p ansehen. Änderungen des magnetischen Flusses induzieren aufgrund der unterschiedlichen Windungsflächen Potentialdifferenzen zwischen radial aufeinander folgenden Ringen und damit radiale Ströme über die normalleitende Matrix. Dabei übernehmen die äußeren Filamente den Rückfluß der induzierten Ströme. Ein kritischer Zustand entsteht, wenn

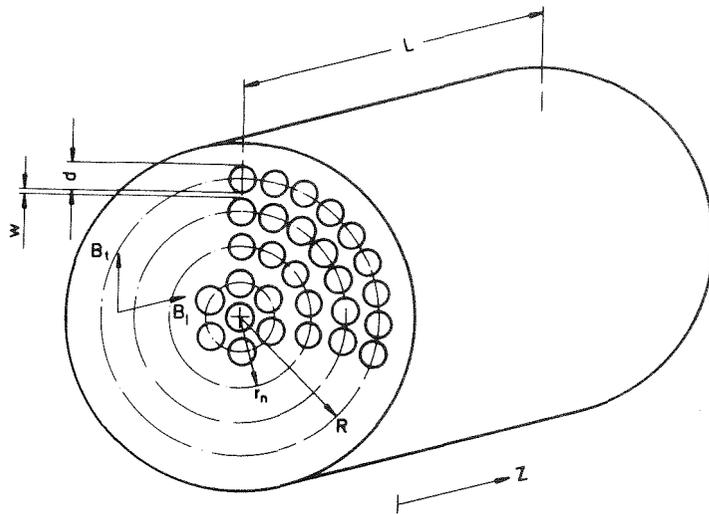


Abb. 4: Schematische Darstellung eines Multifilamentdrahtes

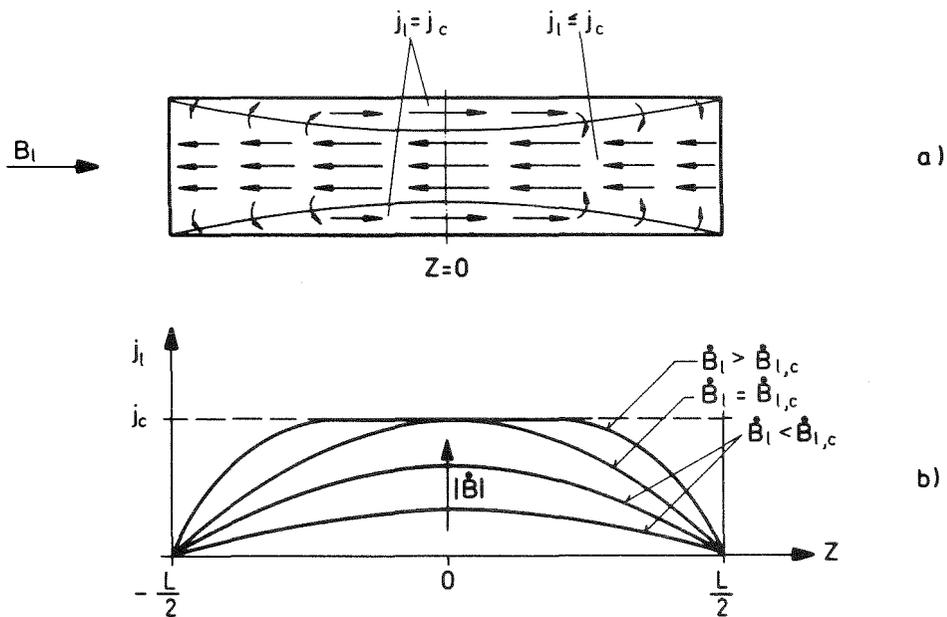


Abb. 5: a) Stromverteilung über einen Längsschnitt eines Multifilamentleiters für $\dot{B}_l < \dot{B}_{l,c}$ bzw. $L < L_c$. Im äußeren Bereich des Leiters ist die kritische Stromdichte erreicht.
 b) Axiale Stromverteilung im Leiterinneren für verschiedene Feldänderungsgeschwindigkeiten $\dot{B}_l > \dot{B}_{l,c}$ bzw. verschiedene Leiterlängen $L > L_c$.

bei einer bestimmten kritischen Feldänderungsgeschwindigkeit $\dot{B}_{\ell,c}$ in der axialen Mitte des betrachteten Leiterstücks die kritische Stromdichte über den gesamten Leiterquerschnitt erreicht wird (Abb. 5). Dabei ist $\dot{B}_{\ell,c}$ gegeben durch:

$$\dot{B}_{\ell,c} = \frac{2 w}{\pi(d+w)} \cdot \frac{\bar{j}_c \ell_p}{\bar{\sigma} L^2} \quad (17a)$$

Diesem Zustand entspricht bei vorgegebenem \dot{B}_{ℓ} eine kritische Leiterlänge L_c mit

$$L_c^2 = \frac{2 w}{\pi(d+w)} \cdot \frac{\bar{j}_c \ell_p}{\bar{\sigma} |\dot{B}_{\ell}|} \quad (17b)$$

\bar{j}_c ist die über den Leiterquerschnitt gemittelte kritische Stromdichte im achsenparallelen Feld, w der Zwischenraum zwischen den Filamenten aufeinanderfolgender Ringe, d der Filamentdurchmesser und $\bar{\sigma}$ eine effektive transversale Matrixleitfähigkeit, die sowohl den Magnetowiderstand als auch die hochresistive Grenzschicht zwischen Supraleiter und Matrix einschließt. Ist $L > L_c$ bzw. $\dot{B}_{\ell} > \dot{B}_{\ell,c}$, so ist das Mittelstück des betrachteten Leiterstückes $L - L_c$ gesättigt, d.h. in diesem Teil ist die kritische Stromdichte erreicht.

Zur Berechnung der Zusatzverluste im gepulsten longitudinalen Feld gehen wir vom magnetischen Moment m_{ℓ} der Probe aus, das von der azimuthalen Komponente der induzierten Ströme erzeugt wird. Wir erhalten damit für Pulsraten, die klein genug sind, so daß der innere Teil des Leiters noch nicht gesättigt ist, d.h. $L \leq L_c$

$$m_{\ell} = \mu_0 \frac{I_c V}{3 \ell_p} \cdot \frac{1}{(1 + L_c^2/L^2)} \quad \text{für } L \leq L_c \quad (18)$$

wobei $I_c = \bar{j}_c \pi R^2$ der kritische Strom des Leiters und V das Volumen des Filamentbündels ohne die äußere normalleitende Schicht sind. Bei höheren Pulsraten gilt (18) noch an den

Enden des Leiters, während im mittleren Abschnitt der Länge $L - L_c$ der Leiter gesättigt ist. Damit erhalten wir das magnetische Moment für den Fall $L \geq L_c$

$$m_\ell = \mu_0 \frac{I_c V}{3 \ell_p} \cdot \left(\frac{3}{4} - \frac{1}{4} \frac{L_c}{L} \right) \quad \text{für } L \geq L_c \quad (19)$$

Für Längen $L \gg L_c$ streben das magnetische Moment und damit die Verluste einem Sättigungswert zu

$$m_{\text{sat}} = \mu_0 I_c V/4 \ell_p \quad (20)$$

In Abb. 6 ist die Abhängigkeit des magnetischen Moments von $L^2/L_c^2 = \dot{B}_\ell / \dot{B}_{\ell,c}$ dargestellt. Bei niedrigen Feldänderungsgeschwindigkeiten \dot{B}_ℓ oder kurzen Längen L hängen die Verluste pro Zyklus

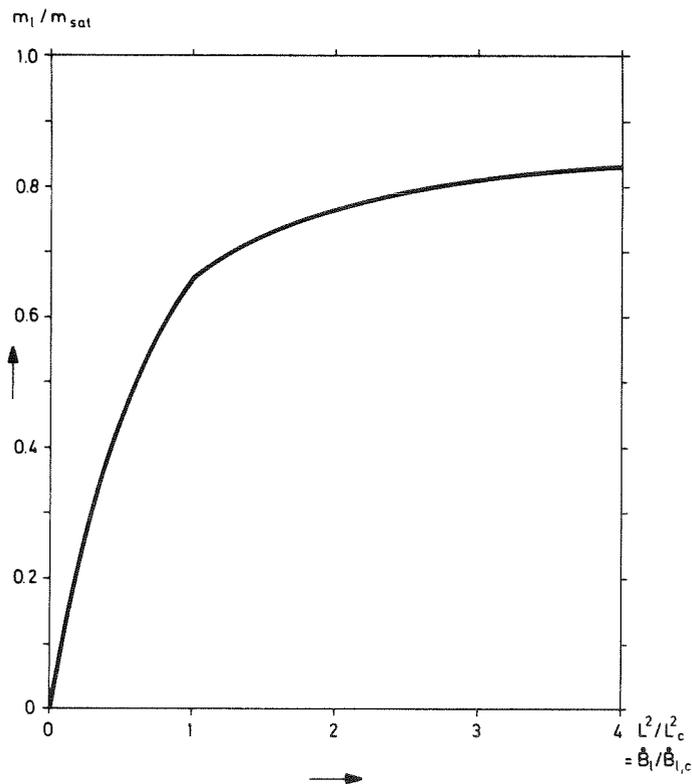


Abb. 6:

Abhängigkeit des zusätzlichen longitudinalen magnetischen Moments von $L^2 / L_c^2 = \dot{B}_\ell / \dot{B}_{\ell,c}$

annähernd linear von der Frequenz ab und zeigen damit ein Wirbelstromverhalten; diese Verluste treten hauptsächlich in der Matrix auf. Bei hohen Feldänderungsgeschwindigkeiten nähern sich die Verluste pro Zyklus einem Sättigungswert und zeigen ein den Hystereseverlusten ähnliches Verhalten.

Die dieser Theorie zugrunde liegenden Meßergebnisse der \dot{B} -abhängigen longitudinalen Magnetisierung sind im Abschnitt 4.3 dargestellt und diskutiert. Zuvor werden in den Abschnitten 4.1 und 4.2 die experimentellen Resultate zur Anisotropie der Volumenpinningkraft und der Hystereseverluste beschrieben und gedeutet.

4. Experimentelle Ergebnisse und Diskussion

4.1 Volumenpinningkraft

Die Volumenpinningkraft läßt sich nach (1) durch Messung der kritischen Stromdichte und Bestimmung der Flußdichte im Supraleiter ermitteln. Bei den hier untersuchten NbTi-Supraleitern ist die kritische Stromdichte j_c oberhalb des Eindringfeldes H_p näherungsweise konstant über den Leiterquerschnitt, so daß j_c aus dem kritischen Transportstrom $I_{c,tp}$ ermittelt werden kann. Bei diesen Proben ist für äußere Felder $H_a \gg H_{c1}$ die Flußdichte im Supraleiter in guter Näherung gleich $\mu_0 H_a$. Damit ergibt sich für die Volumenpinningkraft

$$F_p \approx I_{c,tp} \mu_0 H_a \sin \alpha / A \quad (21)$$

wobei A der Supraleiterquerschnitt ist.

In Abb. 7 ist für drei unterschiedlich behandelte NbTi 50-Proben die Magnetfeldabhängigkeit der Volumenpinningkraft dargestellt. Die Proben sind jeweils transversal zum äußeren Feld orientiert. Die Volumenpinningkraft nimmt bei kleinen Feldern mit wachsender Flußdichte zu, da die Zahl der Flußlinien pro Volumeneinheit zunimmt, während bei Annäherung an das obere kritische Feld die Pinningkraft gegen Null geht, da der Ordnungsparameter gegen Null geht. Daraus resultiert ein Maximum, dessen Höhe und Lage von der Art, der Größe und der Verteilung der Pinningzentren abhängen.

Die mit b gekennzeichnete Kurve gibt die Volumenpinningkraft der Probe 6 (vgl. Tab. 1) wieder, bei der die durch vorhergehende Kaltverformung erzeugten Versetzungsstrukturen in einer dreistündigen Glühung bei 800°C homogenisiert worden sind. Die Pinningkräfte sind gering und das Maximum liegt bei kleinen Feldern.

Kurve a zeigt das Ergebnis für die rein kaltverformte Probe 4. Bei dem Kaltverformungsprozeß durch Ziehen sind Subbänder entstanden (Hillmann ²⁶). Das sind schlauchförmige Gebilde mit zellartigem Querschnitt, bei denen die κ -Werte in den Zellwänden gegenüber der Umgebung erhöht sind. Dieser Unterschied im κ bewirkt die Flußverankerung.

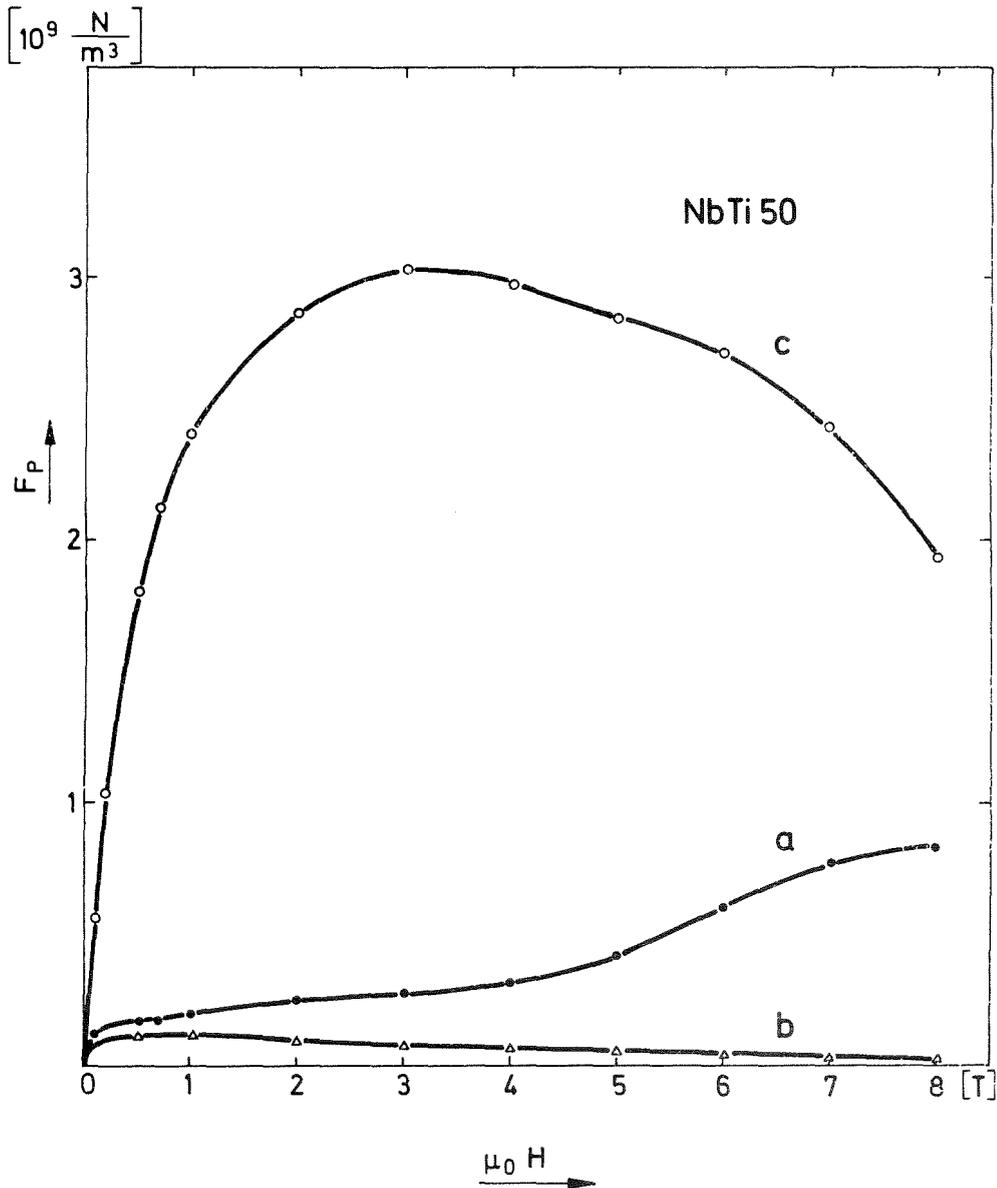


Abb. 7: Magnetfeldabhängigkeit der Volumenpinningkraft für die Probe 4 $\hat{=}$ (a), 5 $\hat{=}$ (c), 6 $\hat{=}$ (b) die metallurgisch unterschiedlich behandelt sind (vgl. Tab. 1).

Die Probe zeigt in der $j_c(B)$ -Kurve einen Peak-Effekt bei einem Feld von 7 T; damit liegt die maximale Volumenpinningkraft bei Feldern ≥ 8 T. Diese Lage des Maximums wird von der Theorie *mit* Gitterwechselwirkung mit $b = 0,6$ bzw. $B = 7,2$ T besser beschrieben als von der Theorie *ohne* Gitterwechselwirkung mit $b = 0,5$ bzw. $B = 6$ T (s. Tab. 2), allerdings ohne daß daraus die Gültigkeit der einen oder der anderen Theorie abgeleitet werden könnte.

Bei einer dreistündigen Glühung der kaltverformten Probe 4 bei 390° C (= Probe 5) verstärkt sich die Pinningkraft erheblich, da bei dieser Glühung normaleitende Ausscheidungen entstehen ^{28,29)} sowie Versetzungen aus dem Innern der Subbänder in die Zellwände wandern und damit die κ -Differenzen erhöhen. Der starke Einfluß der normaleitenden Ausscheidungen äußert sich auch in der Verschiebung des Maximums zu kleineren Feldwerten. Diese Beobachtung ist in Übereinstimmung mit beiden besprochenen Theorien, die für Ausscheidungspinning ein Maximum bei $b = 0,33$ bzw. $B = 4$ T vorhersagen.

Die geringen Unterschiede beider Theorien hinsichtlich der Magnetfeldabhängigkeit der Volumenpinningkraft erscheinen nicht geeignet, die Bedeutung des FL-Gitters für die Summation der Einzelpinningkräfte experimentell zu überprüfen (vgl. auch Tab. 2). Nach Abschnitt 3.1.3 sollte dagegen der Einfluß des FL-Gitters bei der Bestimmung der Winkelabhängigkeit der Volumenpinningkraft eines Supraleiters mit anisotropen Pinningzentren sichtbar werden. Entsprechend der Theorie *ohne* Gitterwechselwirkung sollte die Volumenpinningkraft unabhängig vom Winkel α sein (vgl. (14)). Die Theorie *mit* Gitterwechselwirkung sagt dagegen für den betrachteten Supraleiter eine anisotrope Volumenpinningkraft $F_{p,m} \propto 1/\sin \alpha$ voraus (vgl. (15)). Supraleiter mit langgestreckten Subbändern eignen sich für eine derartige Untersuchung, auch wenn dabei die theoretische Voraussetzung der Punktpinningkräfte nicht erfüllt ist. In Abb. 8 ist die Magnetfeldabhängigkeit der

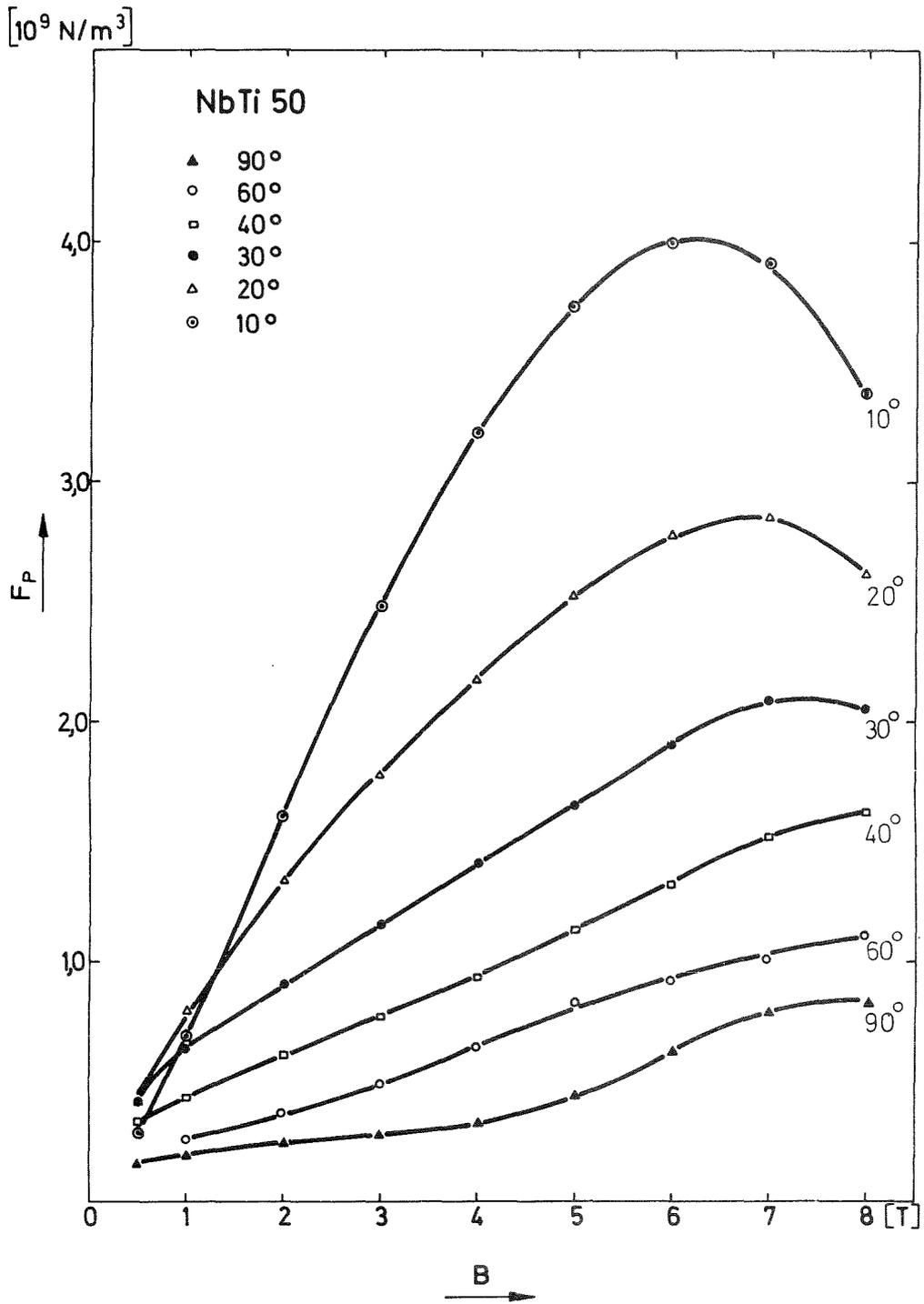


Abb. 8: Volumenpinningkraft der Probe 4 in Abhängigkeit vom Magnetfeld und vom Winkel α .

Volumenpinningkraft der Probe 4 bei verschiedenen Winkeleinstellungen α dargestellt (s. auch Jüngst ³⁰⁾). Die Volumenpinningkraft ist nicht unabhängig vom Winkel α , sondern nimmt stark mit abnehmendem Winkel zu, wobei sich das Maximum zu kleineren Feldern verschiebt. Bei 4 T beispielsweise erhöht sich F_p beim Übergang von 90° auf 10° um den Faktor 10 (Der kritische Strom erhöht sich entsprechend auf das 60-fache). Die Abhängigkeit der Volumenpinningkraft vom Winkel ist in Abb. 9 in der Form $F_p(1/\sin \alpha)$ aufgetragen. Es zeigt sich dabei eine lineare Abhängigkeit von $1/\sin \alpha$. Im Grenzfall $\alpha = 90^\circ$ liegen die Meßpunkte im Bereich mittlerer Felder tiefer als es der Extrapolation der Geraden entspricht. Diese Abweichungen liegen außerhalb des Meßfehlers und sind ein Hinweis darauf, daß man den hier beobachteten Peak-Effekt auch als Valley-Effekt in der Umgebung von 4 T ansprechen kann. Bei Annäherung an den anderen Grenzfall $\alpha = 0^\circ$ sind Abweichungen von der $1/\sin \alpha$ -Abhängigkeit zu erwarten, da der kritische Strom und die Volumenpinningkraft bei $\alpha = 0^\circ$ nicht beliebig anwachsen können ^{19,31-36}). Dieser Fall wird hier nicht näher diskutiert, da die Volumenpinningkraft für den kritischen Strom bei 0° eine untergeordnete Rolle spielt. Insgesamt ist eine gute Übereinstimmung mit der Voraussage einer Anisotropie von $F_p \propto 1/\sin \alpha$ nach (15) festzustellen, während sich die Winkelunabhängigkeit nach (14) nicht bestätigt.

Durch Glühungen bei 800° C werden die Subbänder, die diese Anisotropie von F_p bei der Probe 4 verursachen, weitgehend aufgelöst. Es ist daher zu erwarten, daß die Volumenpinningkraft der Probe 6 nicht vom Winkel abhängt. Zusammen mit (21) ergibt sich damit für isotropes Pinning

$$1/I_{c,tp} \propto \sin \alpha \quad \text{für } B = \text{konst.} \quad (22)$$

In Abb. 10 sind die Ergebnisse für die Probe 6 aufgetragen. Die Übereinstimmung mit (22) ist gut, das bedeutet, daß die Volumenpinningkraft isotrop ist. Diese Winkelunabhängigkeit

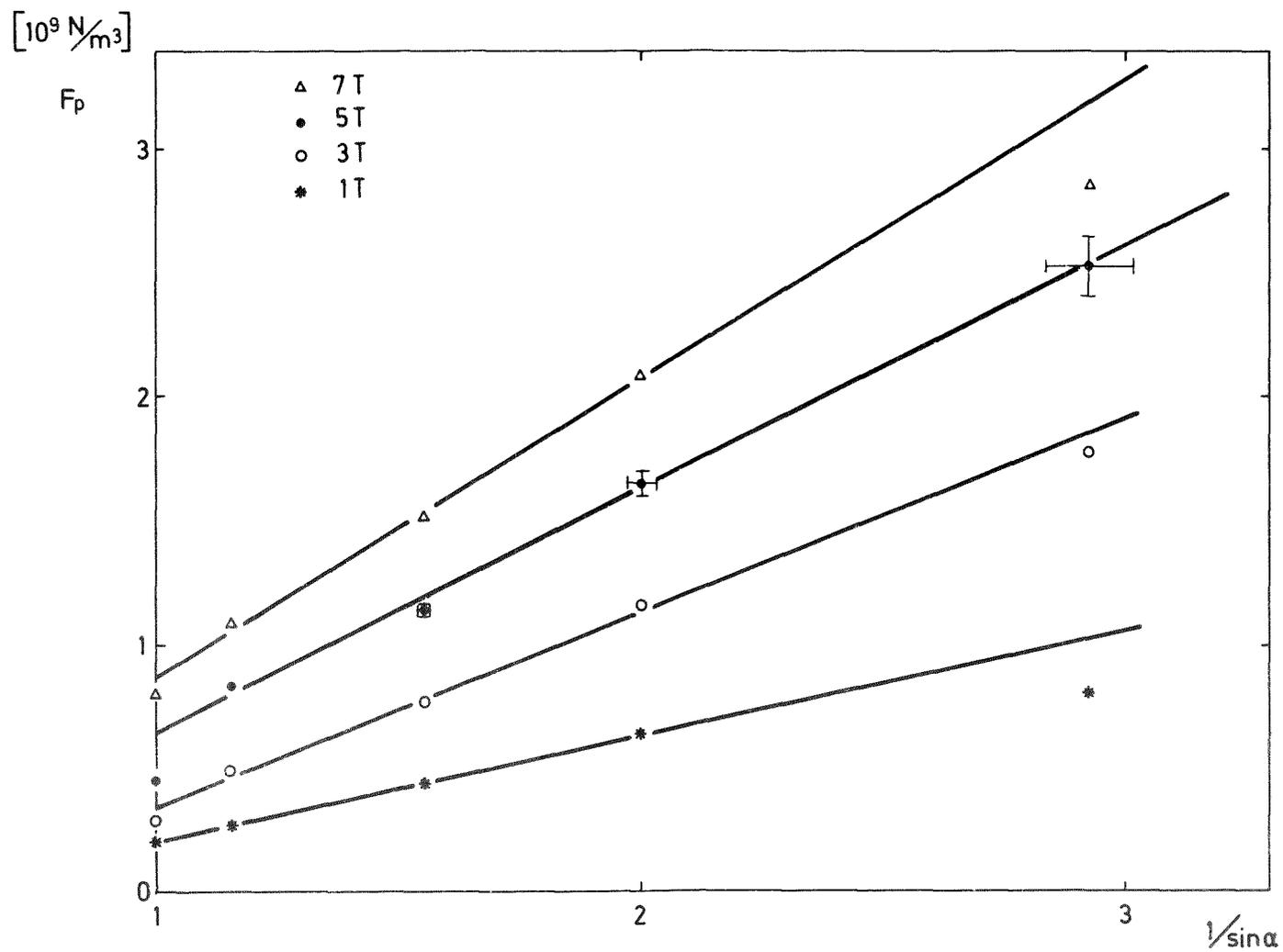


Abb. 9: Darstellung der Volumenpinningkraft als Funktion von $1/\sin \alpha$ mit dem Feld als Parameter (Probe 4).

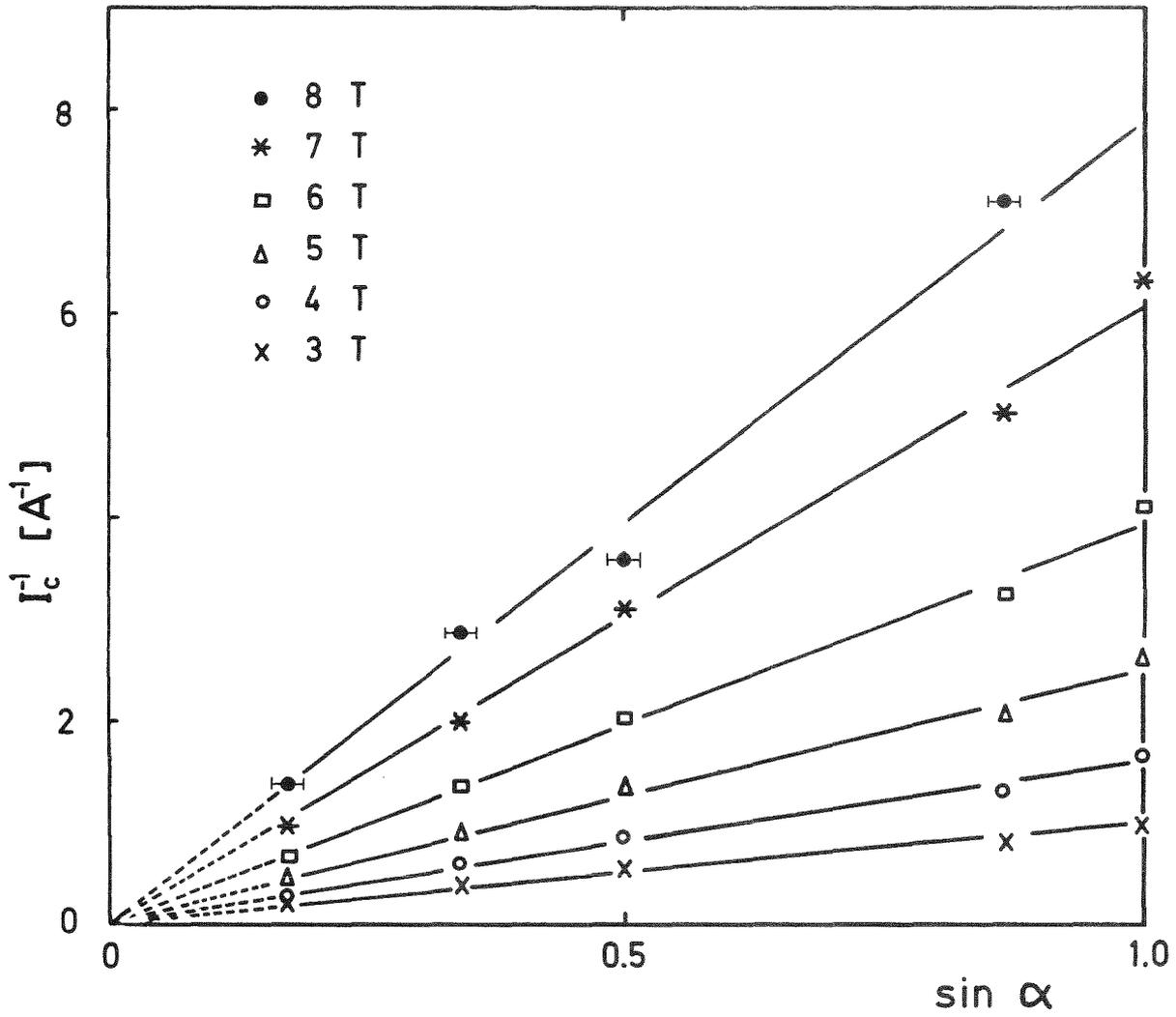


Abb. 10: Reziprokwert des kritischen Stroms als Funktion von $\sin \alpha$ (Probe 6).

der Volumenpinningkraft isotrop pinnender Supraleiter wurde von Cullen und Cody ²⁴⁾ auch an Nb₃Sn-Bandleitern festgestellt, bei denen eine Ausrichtung von Pinningzentren nicht auftritt. Glühungen bei rund 390° C (Ausscheidungsglühungen) oder wechselnde Kaltverformungen und Warmbehandlungen zur Optimierung des Supraleiters erhöhen die Volumenpinningkraft. Dadurch wird der Unterschied zwischen der longitudinalen kritischen Stromdichte $j_{c,0^\circ}$ und der transversalen kritischen Stromdichte $j_{c,90^\circ}$ so weit verringert, daß sich Anisotropien der Volumenpinningkraft nur noch bis zu mittleren Winkeln auswirken können. Daneben können die ellipsoidalen Ausscheidungen nicht als lang im Sinne des in 3.1.3 entworfenen Modells angesehen werden. Dadurch verringert sich die Anisotropie ebenso wie durch Auflösungen der Subbandstrukturen. Damit werden die Ergebnisse für die Probe 5 verständlich (Abb. 11), bei der sich die Volumenpinningkraft nach anfänglicher Zunahme wieder vermindert. Ein ähnliches Verhalten wird bei den optimierten NbTi50- und NbTi50Cu2-Proben Nr. 7 bzw. Nr. 8 (Jüngst ³⁷⁾) sowie an optimierten NbTi40-Proben (Nr. 3) festgestellt.

Die in diesem Abschnitt vorgestellten experimentellen Ergebnisse zur Winkelabhängigkeit der Volumenpinningkraft in harten Supraleitern haben gezeigt: Die Volumenpinningkraft wächst bei Proben mit ausgeprägten Verformungsstrukturen mit abnehmendem Winkel mit $1/\sin \alpha$ an. Diese Anisotropie bedeutet, daß die Volumenpinningkraft auch in Supraleitern mit hohem κ und starken Pinningzentren quadratisch von der Einzelpinningkraft abhängt. Dieses Ergebnis stimmt gut mit den theoretischen Aussagen von Labusch sowie Campbell und Evetts überein; die Flußlinien-Gitterwechselwirkung ist daher nicht, wie von Dew-Hughes angenommen, vernachlässigbar.

$[10^9 \text{N/m}^3]$

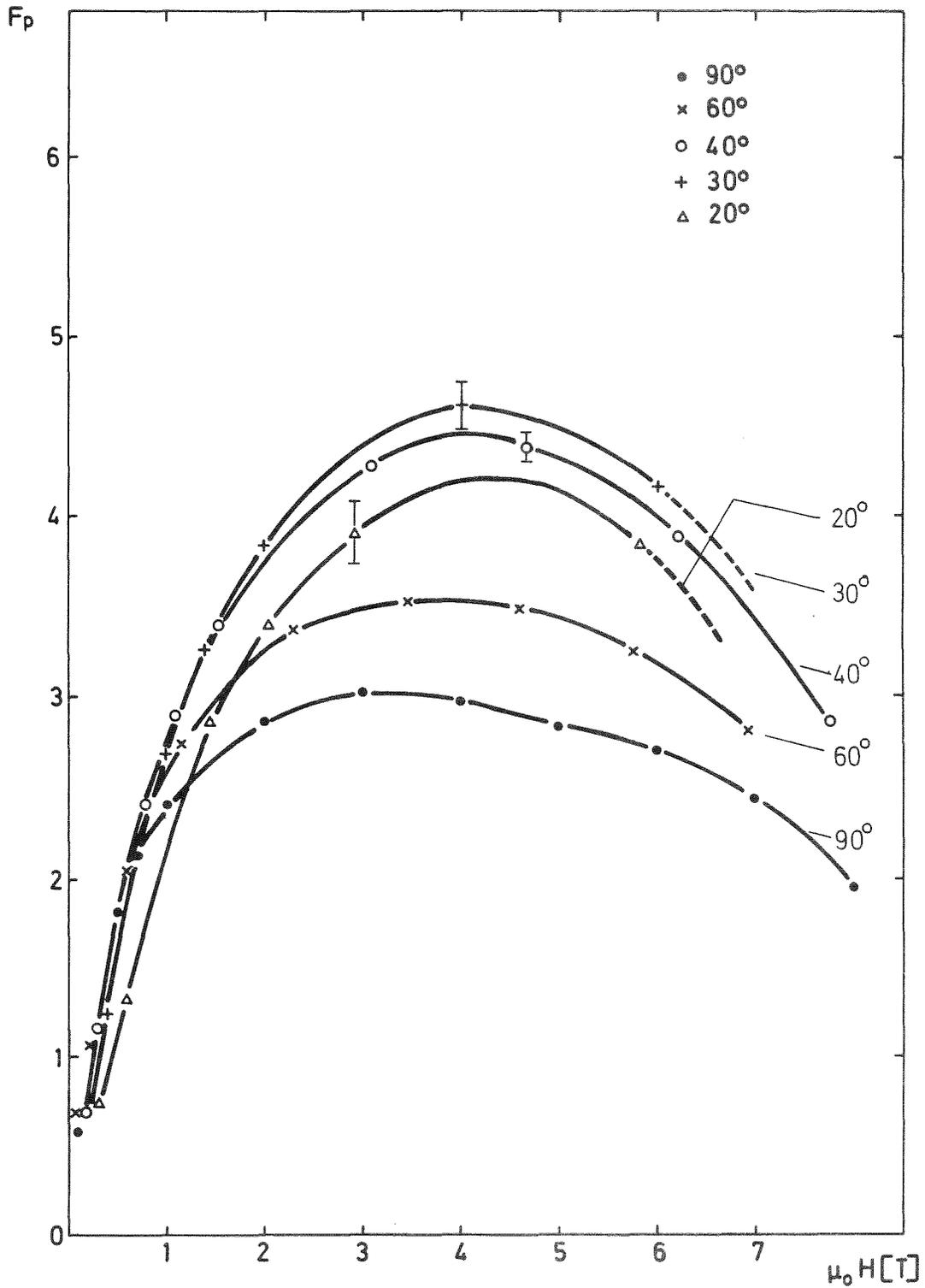


Abb. 11: Volumenpinningkraft der Probe 5 in Abhängigkeit vom Magnetfeld und vom Winkel α .

4.2 Hystereseverluste

Die Volumenpinningkraft bestimmt nicht nur den kritischen Transportstrom, sondern auch die irreversible Magnetisierung und damit die Hystereseverluste. Die hier für $\dot{B} \rightarrow 0$ ermittelten Magnetisierungskurven werden im folgenden hinsichtlich der

- Fläche,
- Instabilitäten,
- Form

diskutiert.

Die Fläche der Magnetisierungskurven ist ein Maß für die Verluste. Anisotrope Volumenpinningkräfte, wie sie im Abschnitt 4.1 bei Leitern mit Subbandstrukturen beobachtet worden sind, führen auf winkelabhängige Magnetisierungen und Verluste. Die Abb. 12 zeigt die Ergebnisse für die Probe 1 im transversalen (a) und longitudinalen Feld (b). Die Magnetisierung im longitudinalen

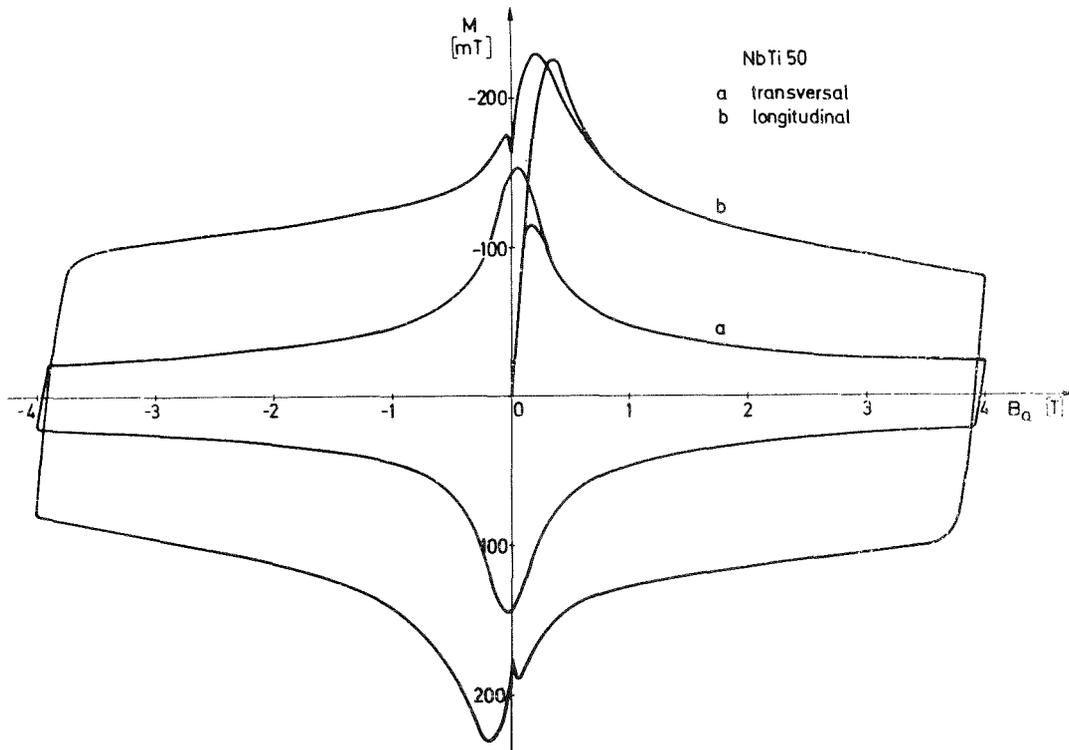


Abb. 12: Magnetisierungskurve für die Proben 1 a,b im (a) transversalen und (b) im longitudinalen Magnetfeld.

Fall ist bei 3 T beispielsweise dreimal so groß wie bei transversaler Anordnung. Die zugehörigen kritischen Ströme lassen sich daraus nach den von Fietz et al.³⁸⁾ und Enderlein et al.³⁹⁾ angegebenen Beziehungen berechnen. Ein direkter Vergleich mit den Transportstrom-Messungen ist nur für den transversalen Fall durchführbar; es ergibt sich eine gute Übereinstimmung der nach beiden Meßverfahren ermittelten Werte. Die Magnetisierungskurven für die Zwischenstellungen 45° und 30° sind in Abb. 13a,b aufgetragen. Auch hier ist eine im Vergleich zur transversalen Orientierung erhöhte Magnetisierung zu beobachten, die von den anisotropen Volumenpinningkräften hervorgerufen wird.

Durch die Erhöhung der Verluste mit abnehmendem Winkel wird die Stabilität des Leiters gegen Flußsprünge beeinträchtigt; die bei spontanen Flußänderungen freigesetzte Wärme kann zu unerwünschten Übergängen des Supraleiters in den normalleitenden Zustand führen. Instabilitäten dieser Art sind in Abb. 13a,b bei 0,3 bzw. 0,6 T zu erkennen. Dabei ist noch bemerkenswert, daß die Instabilitäten reproduzierbar bei den angegebenen Feldern auftraten.

Die Magnetisierungskurven ändern in Abhängigkeit vom Winkel nicht nur den Flächeninhalt, sondern unterscheiden sich auch in der Form. Im transversalen Fall schmiegt sich im Bereich kleiner Felder die Neukurve von innen an die 4-Quadrantenkurve an, die bei dem Zyklus $H_{\max} \rightarrow 0 \rightarrow -H_{\max} \rightarrow 0 \rightarrow H_{\max}$ entsteht. Mit abnehmendem Winkel sinkt die Magnetisierung der 4-Quadrantenkurve unter die Werte der Neukurve. Der Verlauf der Magnetisierung zeigt im transversalen Fall über den gesamten Feldbereich annähernd die Symmetrie von dia- und paramagnetischer Magnetisierung, die man nach dem critical-state-Modell²⁰⁾ bei vernachlässigbaren reversiblen Anteilen erwartet. Unter dem Einfluß überlagerter Magnetfeldkomponenten ist dagegen eine Verringerung der paramagnetischen gegenüber der diamagnetischen Magnetisierung zu beobachten, während im rein longitudinalen Fall die Symmetrie weitgehend wieder hergestellt ist (Abb. 12, 13a,b). Diese Effekte lassen sich dadurch erklären, daß bei schräger Lage des Leiters zum Magnetfeld die Flußdichte im Supraleiter \vec{B}_i nicht parallel zu \vec{B}_a liegt und dabei ihren Betrag und die Komponente parallel

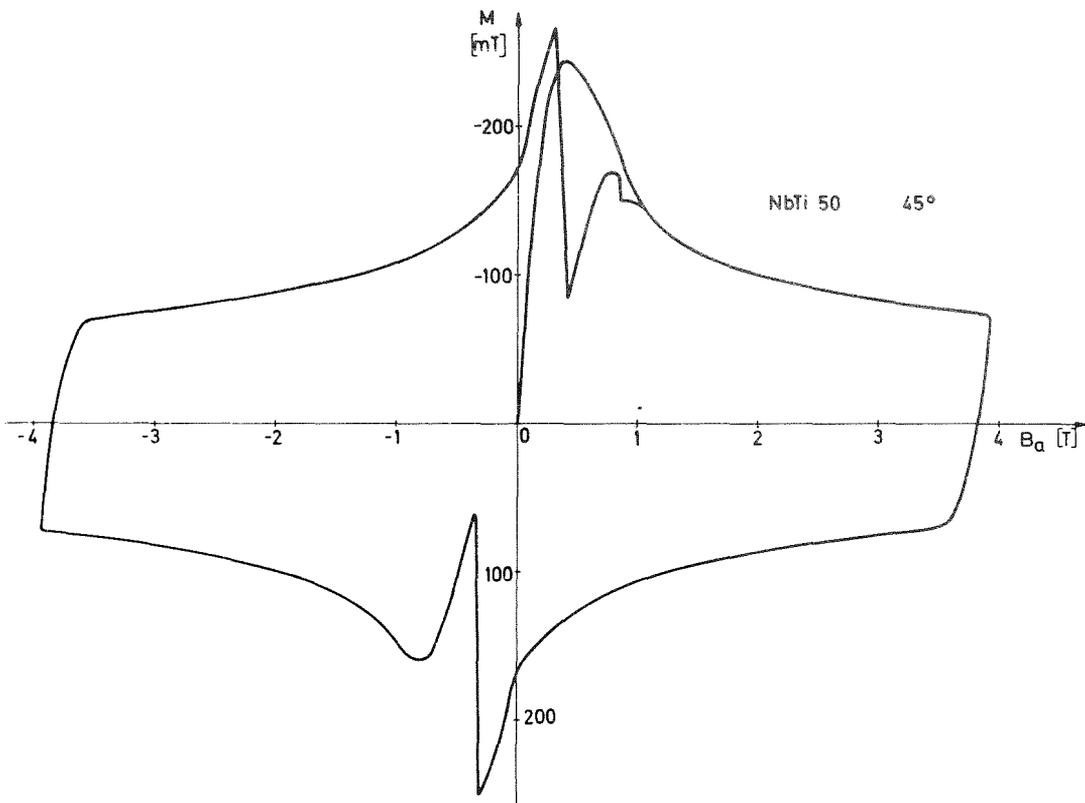


Abb. 13a: Magnetisierungskurve für Probe 1c bei $\alpha = 45^\circ$

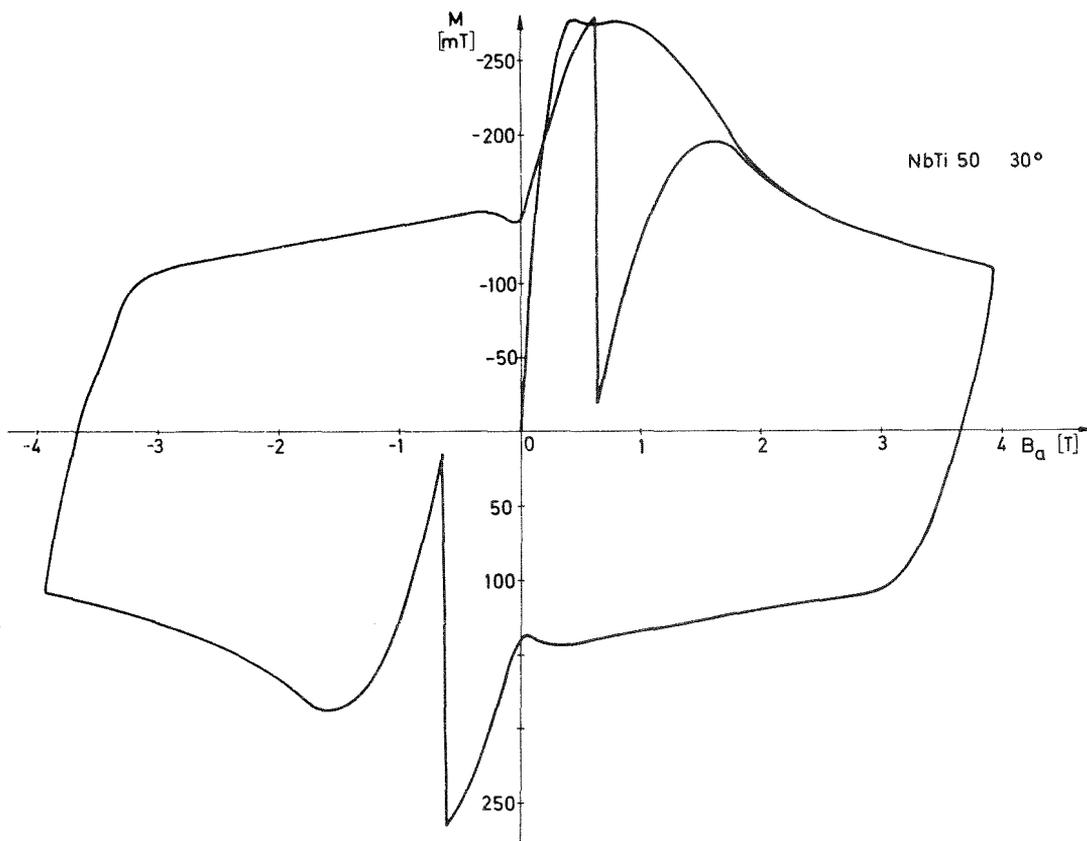


Abb. 13b: Magnetisierungskurve für Probe 1d bei $\alpha = 30^\circ$

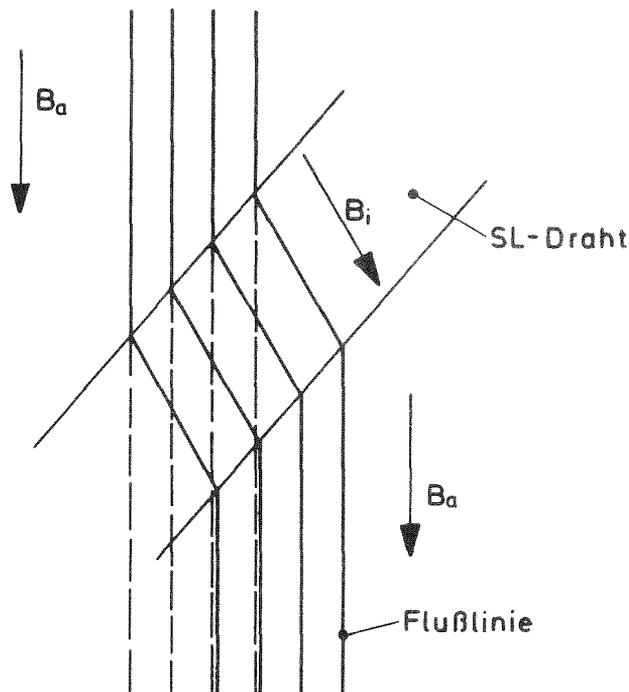


Abb. 14: Flußlinien-Neigung mit -Verkürzung und Reduktion von B_i im schräggestellten Leiter.

zu B_a reduziert (Abb. 14). Die entsprechend verringerte remanente Magnetisierung, die beim Nulldurchgang des Feldes verbleibt, reduziert auch die Magnetisierung im Bereich kleiner Felder im 3. und 5. Quadranten, so daß es zu Überschneidungen mit der Neukurve kommen kann. Bei exakt longitudinaler Ausrichtung sollten diese Effekte verschwinden. Bei der Probe 1b (Abb. 12) ist dies annähernd erreicht.

Diese Überlegungen lassen sich auf getwistete Multifilamentleiter im achsenparallelen Feld übertragen. Bei diesen Leitern bilden die supraleitenden Filamente je nach Twist unterschiedliche Winkel mit dem äußeren Feld. In Abb. 15a-c sind die Magnetisierungskurven im longitudinalen Feld für die Multifilamentleiterproben 11a-c aufgetragen. Diese Proben unterscheiden sich in der Twistlänge ($\ell_p = 5 \text{ mm} \hat{=} \alpha = 32^\circ$; $\ell_p = 8,3 \text{ mm} \hat{=} \alpha = 21^\circ$; $\ell_p = 25 \text{ mm} \hat{=} \alpha = 7^\circ$). Da diese Leiter hinsichtlich ihrer Strom-

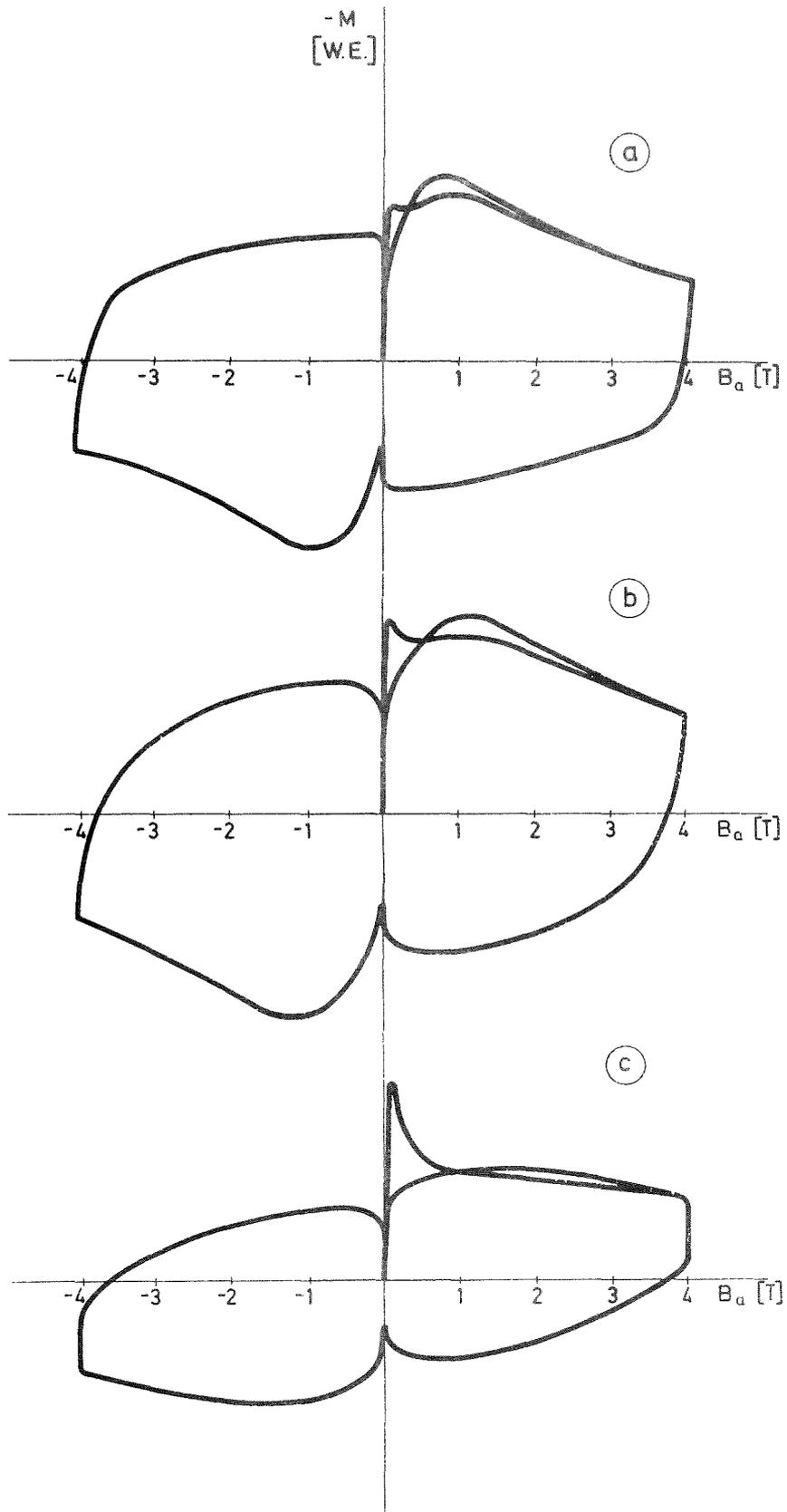


Abb. 15: Magnetisierungskurven eines unterschiedlich gewisteten Multifilamentleiters bei $\dot{B} \rightarrow 0$, Proben 11a-c, (a) $l_p = 5$ mm, (b) $l_p = 8,3$ mm, (c) $l_p = 25$ mm

tragfähigkeit optimiert wurden, sind Anisotropie-Effekte schwächer ausgeprägt (vgl. Abschnitt 4.1). Instabilitäten treten hier aufgrund des geringen Durchmessers der supraleitenden Filamente nicht auf.

Die Kurven weisen ähnliche Verzerrungen auf wie jene der Einkernleiter bei überlagerten Feldern; in Übereinstimmung mit der oben aufgestellten Hypothese abknickender Flußlinien treten diese Effekte um so deutlicher hervor, je größer die Twistlänge, d.h. je kleiner der Winkel zwischen Filamentachse und dem äußeren Feld ist.

4.3 Wechselfeldverluste

Gepulste longitudinale Magnetfelder führen bei getwisteten Multifilamentleitern nicht nur zu erhöhten Hystereseverlusten aufgrund der in 4.2 untersuchten Anisotropie-Effekte, sondern auch zu neuen Zusatzverlusten, die in 3.2.2 theoretisch gedeutet sind. Entscheidend für die Höhe der longitudinalen Zusatzverluste sind danach die Twistlänge, der Leiterdurchmesser und die Stromdichte sowie die Feldänderungsgeschwindigkeit und die Leiterlänge, aber auch die Querleitfähigkeit der Matrix und die Anordnung der Filamente spielen eine Rolle. Die Abb. 16 zeigt die Verluste der Proben 10a,b in transversaler und longitudinaler Anordnung. Die Verluste pro Volumeneinheit und Feldzyklus werden dabei durch die willkürlich ausgewählte Magnetisierung bei 3 T repräsentiert. Die \dot{B} -abhängige Magnetisierung ist auf die Magnetisierung bei $\dot{B} \rightarrow 0$ normiert. Aufgrund der kurzen Twistlänge von nur 2 mm werden Zusatzverluste im gepulsten Transversalfeld auch noch bei Feldänderungsgeschwindigkeiten von 1 T/s fast völlig verhindert. Dagegen liegen im gepulsten Longitudinalfeld bei 1 T/s die Zusatzverluste in der gleichen Größenordnung wie die Hystereseverluste. Der für den transversalen Fall günstige Twist verursacht im longitudinalen Fall beachtliche Zusatzverluste. Nach der Theorie von 3.2.2 sind bei größeren Leiterdurchmessern als 0,2 mm, d.h. höheren kritischen Strömen, noch weit höhere Zusatzverluste zu erwarten.

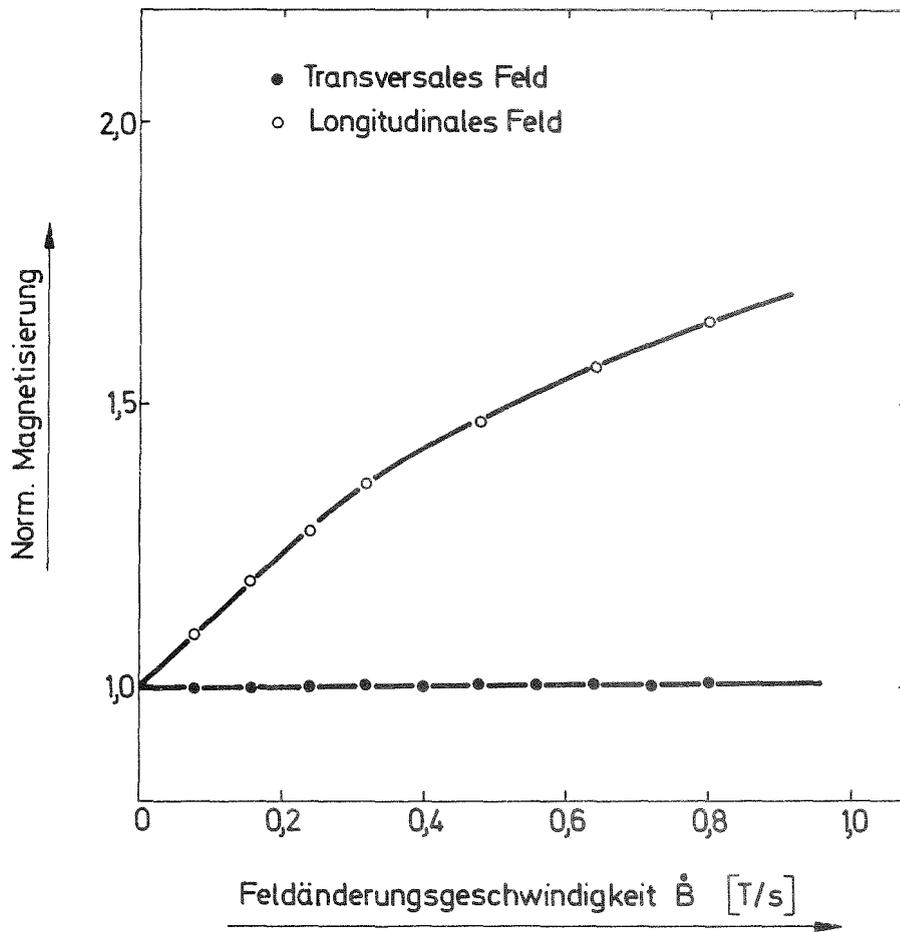


Abb. 16: \dot{B} -abhängige Magnetisierung, normiert auf $M(\dot{B} \rightarrow 0)$, im transversalen und longitudinalen Feld (Proben 10 a,b).

Die longitudinalen Zusatzverluste der Proben 11a,b,d mit 1 mm Durchmesser sind in Abb. 17 als Zusatzmagnetisierung M_ℓ (bei 3 T) aufgetragen. Die Probe 11a mit 5 mm Twistlänge zeigt die höchsten Verluste. Sie haben bei 1 T/s bereits nahezu das 5-fache der Hystereseverluste erreicht. Die kritische Feldänderungsgeschwindigkeit $\dot{B}_{\ell,c}$, bei der die Probenmitte gesättigt ist, wird bereits bei 0,5 T/s überschritten. Eine Verlängerung der Twistlänge auf 8,3 mm (Probe 11b) reduziert die Zusatzverluste und erhöht die kritische Feldänderungsgeschwindigkeit auf 0,8 T/s. Die Vergrößerung von $\dot{B}_{\ell,c}$ stimmt gut mit (17) darin überein, daß bei vorgegebener Leiterlänge die kritische Feldänderungsgeschwindigkeit proportional zur Twistlänge ist. Die für einen quantitativen Vergleich zwischen Theorie und Experiment benötigten Zahlenwerte der effektiven Matrixleitfähigkeit $\bar{\sigma}$ und der mittleren Stromdichte im longitudinalen Feld \bar{j}_c sind durch Anpassung an die Ergebnisse der Probe 11a zu $\bar{\sigma} = 1,25 \cdot 10^9 \Omega^{-1}m^{-1}$ und $\bar{j}_c = 3,6 \cdot 10^9 A/m^2$ ermittelt worden. Dies sind realistische Werte unter Berücksichtigung der hochresistiven Barrieren, die sich an der Grenzschicht NbTi-Cu ausbilden, und der Anisotropie des kritischen Stroms, die in 4.1 diskutiert wurde. Mit diesen Werten erhält man den nach (18) und (19) berechneten Verlauf der Verluste (durchgezogene Kurven), die sich in qualitativ und quantitativ guter Übereinstimmung mit dem Experiment befinden. Leichte Abweichungen nahe $\dot{B}_\ell = \dot{B}_{\ell,c}$ bzw. $L = L_c$ werden mit Probeninhomogenitäten erklärt. Zudem wird bei den Rechnungen vereinfachend eine über den Leiterquerschnitt konstante Stromdichte angenommen, die tatsächlich jedoch variiert, da die Filamente je nach Abstand von der Leiterachse unterschiedliche Winkel mit dem äußeren Feld bilden. Dieser Winkel ist nach den Untersuchungen in 4.1 mitbestimmend für die Größe der kritischen Stromdichte. Daher ist auch die obige Annahme einer einheitlichen mittleren kritischen Stromdichte für beide Leiter 11a und 11b vereinfachend, da diese Leiter verschiedenen Twist aufweisen.

Um die longitudinalen Zusatzverluste für die 1 mm-Leiter beispielsweise auf die Hälfte der Hystereseverluste zu beschränken,

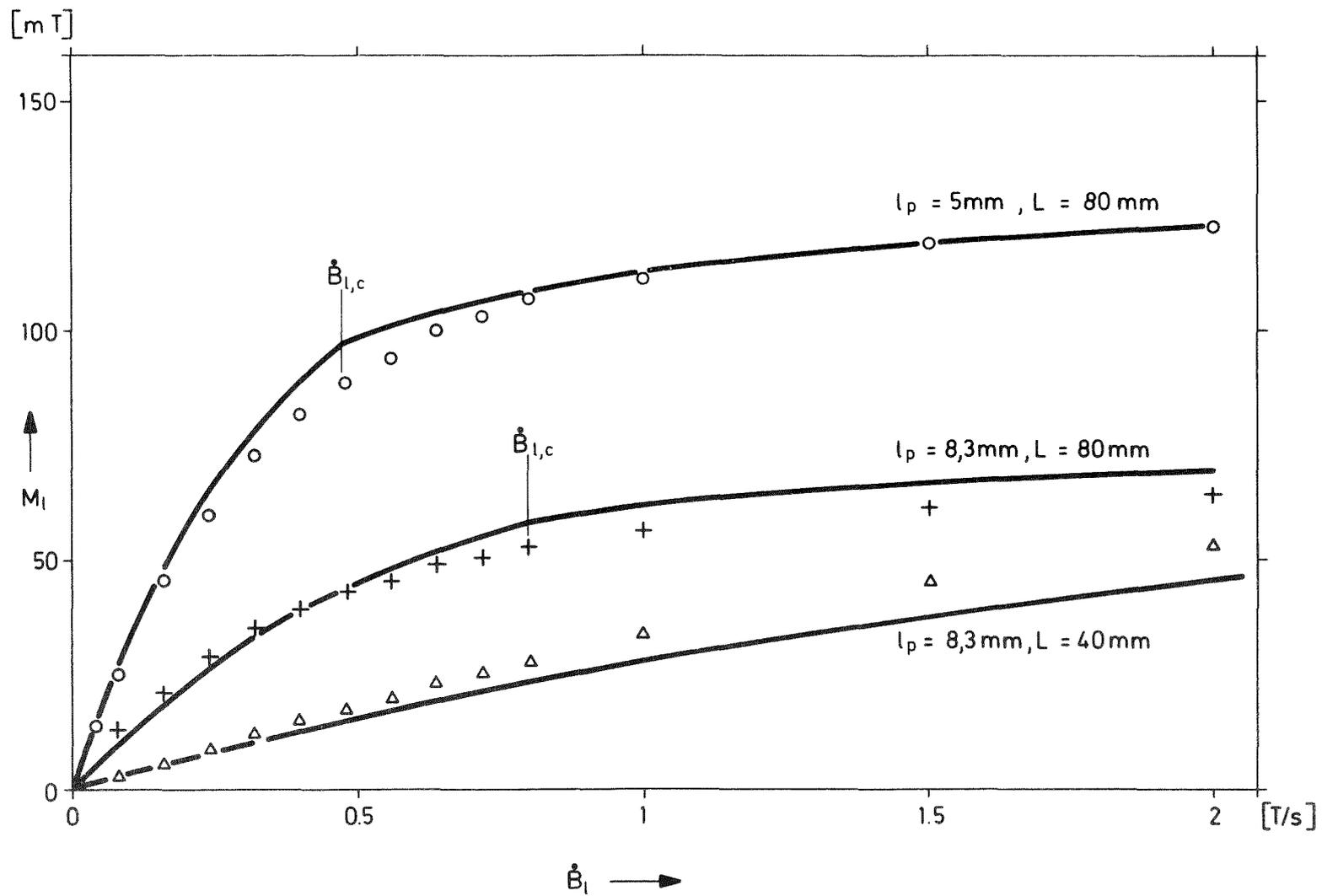


Abb. 17: Zusatzmagnetisierung M_l für verschiedene Twistlängen (Proben 11a (o) mit $l_p = 5 \text{ mm}$ und 11b (+) mit $l_p = 8,3 \text{ mm}$) sowie verschiedener Leiterlänge (Proben 11a,b (o,+)) mit $L = 80 \text{ mm}$ und 11d (Δ) mit $L = 40 \text{ mm}$). Die durchgezogenen Linien sind berechnet.

ist die Twistlänge auf 50 mm zu vergrößern. Dieser Wert führt jedoch im transversalen Pulsfeld, das bei gepulsten Magneten immer vorhanden ist, zu einer starken Erhöhung der transversalen Zusatzverluste auf das 2- bis 10-fache der Hystereseverluste, selbst wenn eine Cu/CuNi-Mischmatrix mit verringerter Querleitfähigkeit verwendet wird, während die Verluste in Kupfermatrix noch höher ansteigen. Die Verlängerung des Twists ist daher keine brauchbare Lösung. - Die Möglichkeit, den Leiterdurchmesser gering zu halten (vgl. Proben 10a,b), besteht nur bei geringen Anforderungen an die Stromtragfähigkeit. Bei 10 kA-Kabeln erscheint die Verarbeitung von ca. 400 Adern zu einem transponierten Leiter unpraktikabel, und zudem gelten bei mehrlagigen Kabeln ganz entsprechende Überlegungen wie im Multifilamentleiter, so daß im longitudinalen Pulsfeld Kopplungsströme von Lage zu Lage fließen werden. - Da somit diese beiden Möglichkeiten, den Sättigungswert der Verluste (vgl. (20)) entscheidend zu verringern, nicht durchführbar scheinen, muß man versuchen, das Erreichen des Sättigungszustands zu verhindern. Das bedeutet bei vorgegebener Feldänderungsgeschwindigkeit, die Leiterlänge L klein gegen die kritische Länge L_c zu wählen. Die Wirksamkeit der Reduktion der Leiterlänge ist an den Ergebnissen für die Probe 11d in Abb. 17 zu erkennen. Diese Probe besteht aus dem gleichen Leiter wie 11b, nur wurde die Probenlänge in zwei elektrisch gegeneinander isolierte Stücke unterteilt. Damit wird die kritische Feldänderungsgeschwindigkeit nach (17) vervierfacht (und liegt damit außerhalb des Meßbereichs), und es werden die Verluste in guter Übereinstimmung mit der Theorie reduziert. Da jedoch die kritischen Leiterlängen bei $\dot{B} = 1 \text{ T/s}$ selbst mit Cu/CuNi-Matrix bei weniger als 0,5 m liegen, führt die Bedingung $L \ll L_c$ auf in Magneten nicht einsetzbare kurze Leiterstücke.

Als Lösung des Problems der Verminderung longitudinaler Wechselfeldverluste wird ein Twistschema vorgeschlagen, bei dem der Drehsinn des Twists nach einer Leiterlänge ℓ_a alterniert. Die Wirkung des alternierenden Twists entspricht der einer Unter-

teilung des Leiters in voneinander isolierte Längen l_a , da sich die induzierten Spannungen nur noch über die Länge l_a aufsummieren können. Anstelle der Bedingung kurzer Leiterlängen $L \ll L_c$ ist hierbei für geringe *longitudinale* Zusatzverluste nur noch $l_a \ll L_c$ zu fordern. Die Wirksamkeit des Twists zur Reduktion *transversaler* Zusatzverluste bleibt bei diesem Twistschema erhalten.

5. Zusammenfassung und Ausblick

Zur Bestimmung des Einflusses longitudinaler Magnetfeldkomponenten auf die Volumenpinningkraft und auf die Verluste von NbTi-Filamentleitern sind Messungen des kritischen Stroms in Abhängigkeit vom Winkel α zwischen Leiterachse und äußerem Magnetfeld bis 8 T sowie Messungen der Magnetisierung in Abhängigkeit von der Orientierung und der Änderungsgeschwindigkeit des äußeren Magnetfeldes bis zu 2 T/s (bei 4 T Amplitude) durchgeführt worden. Zur Deutung der Ergebnisse werden theoretische Modelle entwickelt und diskutiert.

Bei den Untersuchungen zur Volumenpinningkraft steht die Frage im Vordergrund, wie bei den hochpinnenden Supraleitern die theoretische Summation der Einzelpinningkräfte zur Volumenpinningkraft durchzuführen ist. Nach Dew-Hughes bewirken starke Einzelpinningkräfte eine derartige Störung des Flußliniengitters, daß die Wechselwirkung der Flußlinien untereinander vernachlässigt werden darf. Labusch dagegen geht von einem bedeutenden Einfluß des Flußliniengitters aus. Die nach diesen Theorien berechnete deutlich unterschiedliche Abhängigkeit der Volumenpinningkraft von der Einzelpinningkraft bietet die Möglichkeit, durch Experimente zur Anisotropie der Volumenpinningkraft den Einfluß des Flußliniengitters ermitteln zu können. Die Abhängigkeit der Volumenpinningkraft von der Einzelpinningkraft ist linear, wenn der Gittereinfluß vernachlässigt wird, und quadratisch, wenn der Gittereinfluß berücksichtigt wird. Für Proben mit anisotropen Pinningzentren ergibt die lineare Abhängigkeit eine winkelunabhängige Volumenpinningkraft, während die quadratische Abhängigkeit auf eine Anisotropie der Volumenpinningkraft $F_p \propto 1/\sin \alpha$ führt. Die experimentelle Bestimmung des kritischen Stroms bei verschiedenen Winkeln α an stark kaltverformten NbTi 50 Proben mit anisotropen Versetzungsstrukturen (z.B. Nr. 4) ergibt eine anisotrope Volumenpinningkraft, in guter Übereinstimmung mit der Theorie *mit* Gitterwechselwirkung. Damit ist gezeigt, daß auch bei stark pinnenden Supraleitern die Wirkung des Flußliniengitters

nicht vernachlässigt werden kann.

Die beobachtete Verringerung der Anisotropie bei optimierten NbTi 50-Proben (Nr. 7, 8) ist auf den geringeren Unterschied zwischen transversalen und longitudinalen kritischen Strömen, auf die dominierende Pinningwirkung der bei geeigneten Glühungen erzeugten, nur schwach anisotropen normalleitenden Ausscheidungen und auf die Auflösung der anisotropen Versetzungsstrukturen zurückzuführen.

Die Anisotropie-Untersuchungen an Proben mit anderer NbTi-Zusammensetzung ergibt sowohl für kaltverformtes NbTi 40 (Probe 2) als auch für optimiertes NbTi 40 (Probe 3) ähnliche Winkelabhängigkeiten der Volumenpinningkraft wie bei den entsprechenden NbTi 50-Proben. Das Fehlen von normalleitenden Ausscheidungen in den optimierten NbTi 40-Proben macht sich nur in der Lage und Höhe des Pinningkraftmaximums bemerkbar.

Die Anisotropie der Volumenpinningkraft bewirkt auch eine Anisotropie der Hystereseverluste im Supraleiter, die beispielsweise bei der Probe 1b in longitudinaler Anordnung dreimal so hoch sind wie bei der Probe 1a in transversaler Orientierung. Bei Feldorientierungen zwischen 90° und 0° , wie sie auch bei getwisteten Multifilamentleitern im longitudinalen Feld auftreten, wird experimentell eine Verminderung der paramagnetischen Magnetisierung parallel zum äußeren Feld festgestellt. Der Effekt wird mit einer Neigung der Flußlinien zum äußeren Feld erklärt, wodurch die Flußdichte im Supraleiter reduziert und die Flußlinien verkürzt werden.

Bei Einsatz in gepulsten transversalen Magnetfeldern müssen supraleitende Multifilamentleiter um ihre Achse getwistet werden, um Zusatzverluste durch induzierte Ströme, die von Filament zu Filament über die normalleitende Matrix fließen, weitgehend zu vermeiden. Wie jedoch gezeigt wird, bewirkt gerade dieser für den *transversalen* Fall günstige Twist eine neue Kopplung der Filamente mit entsprechenden Zusatzverlusten, wenn der Leiter

gepulsten *longitudinalen* Feldern ausgesetzt ist. Diese Zusatzverluste sind dem kritischen Strom des Leiters direkt und der Twistlänge umgekehrt proportional und vergrößern sich sowohl mit wachsender Feldänderungsgeschwindigkeit als auch mit zunehmender Leiterlänge bis auf einen Sättigungswert. Die hierzu entwickelte Theorie definiert bei vorgegebener Leiterlänge eine kritische Feldänderungsgeschwindigkeit, bei der in der Mitte des betrachteten Leiterstücks die kritische Stromdichte erreicht wird. Dem entspricht bei vorgegebener Feldänderungsgeschwindigkeit eine kritische Leiterlänge L_c . Für eine wirksame Reduktion der Zusatzverluste wird ein Twistschema vorgeschlagen, bei dem nach jeweils einer Alternierungslänge $\lambda_a \ll L_c$ der Drehsinn des Twists alterniert. Dadurch können sich die induzierten Spannungen nur entlang der Länge λ_a aufsummieren, und die longitudinalen Zusatzverluste können gering gehalten werden, ohne die Verluste im transversalen Fall zu erhöhen.

An weiterführenden Arbeiten wird vorgeschlagen

- alternierend getwistete Leiter herzustellen und die Verluste zu messen,
- eine experimentelle Anordnung aufzubauen, bei der größere Leiterlängen im gepulsten Longitudinalfeld untersucht werden können; dabei soll insbesondere untersucht werden, ob möglicherweise bei kleinen Feldamplituden Sättigungseffekte selbst bei großen Leiterlängen nicht auftreten (Turck⁴⁰).
- die Gültigkeit des Skalengesetzes $F_p = f(T) \cdot g(b)$ bei unterschiedlicher Magnetfeldorientierung zu überprüfen.

Ein Teil dieser vorgeschlagenen Experimente befindet sich in der Vorbereitung.

Liste der Symbole

a_0	Flußlinienabstand
$a_{x,y,z}$	Abmessungen der Pinningzentren in x,y,z-Richtung
A	Querschnitt
b	reduzierte Flußdichte $b = B/\mu_0 H_{c2}$
b_{max}	reduzierte Flußdichte bei maximaler Pinningkraft
B	Flußdichte
B_a	äußere Flußdichte
B_i	Flußdichte im Supraleiter
B_\parallel	Flußdichte parallel zur Leiterachse (longitudinal)
$\dot{B}_{\parallel,c}$	kritische Feldänderungsgeschwindigkeit parallel zur Leiterachse (longitudinal)
c_{ij}	elastische Konstanten des Flußliniengitters
d	Durchmesser der supraleitenden Filamente
D	Drahtdurchmesser
f_p	Einzelpinningkraft
f_p^*	Einzelpinningkraft pro Einheitslänge gepinnter Flußlinien
F_L	Lorentzkraft (dichte)
F_p	Volumenpinningkraft (dichte)
$F_{p,o}$	Volumenpinningkraft <i>ohne</i> Berücksichtigung des Flußliniengitters
$F_{p,m}$	Volumenpinningkraft <i>mit</i> Berücksichtigung des Flußliniengitters
H_c	thermodynamisches kritisches Feld
H_{c1}	unteres kritisches Feld
H_{c2}	oberes kritisches Feld
I_c	kritischer Strom
$I_{c,tp}$	kritischer Transportstrom
j_c	kritische Stromdichte
$j_{c,90^\circ}$	kritische Stromdichte bei transversaler Magnetfeldorientierung
$j_{c,0^\circ}$	kritische Stromdichte bei longitudinaler Magnetfeldorientierung
\bar{j}_c	mittlere kritische Stromdichte

ℓ_a	Alternierungslänge des Twists
ℓ_p	Twistlänge (1 Umdrehung)
L	Leiterlänge
L_c	kritische Leiterlänge
L_v	gepinnte Flußlinienlänge pro Volumeneinheit
m_ℓ	longitudinales magnetisches Moment
m_{sat}	m_ℓ im Sättigungsbereich
M_ℓ	longitudinale Magnetisierung
N_A	Dichte der Pinningzentren in der von \vec{B} und \vec{F}_L aufgespannten Ebene
N_v	Volumendichte der Pinningzentren
r_n	Filamentabstand von der Leiterachse
R	Radius des Filamentbündels eines Multifilamentleiters
T	Temperatur
V	Volumen
w	Zwischenraum zwischen den Filamenten
W	Energie
x, y, z	Koordinaten; z in Flußrichtung, x in Lorentzkraft- richtung
α	Winkel zwischen Leiterachse und äußerer Flußdichte B_a
κ	Ginzburg-Landau-Parameter
μ_e	effektiver Modul des Flußliniengitters
ξ	Kohärenzlänge
$\bar{\sigma}$	effektive transversale Matrixleitfähigkeit
ϕ_0	Flußquant

Literaturverzeichnis

1. Dew-Huges, D., Philos. Mag. 30 (1974) 293
2. Labusch, R., Phys. Stat. Sol. 32 (1969) 439;
3. Labusch, R., Crystal Lattice Defects 1 (1969) 1
4. Iwasa, Y., Appl. Phys. Lett. 14 (1969) 200
5. Critchlow, R.R., Zeitlin, B., Gregory, E.,
Appl. Phys. Lett. 15 (1969) 225
6. McInturff, A.D., J. Appl. Phys. 40 (1969) 2080
7. Dahl, P.F., Morgan, G.H., Sampson, W.B.,
J. Appl. Phys. 40 (1969) 2083
8. Smith, P.F., Wilson, M.N., Walters, C.R., Lewin, J.D.,
Spurway, A.H., J. Phys. D 3 (1970) 1517
9. Jüngst, K.P., Krafft, G., Ries, G., Proc. 3rd. Int.
Conf. Magnet Technology, Hamburg 1970, S. 966
(Rep. KFK 1217, Ges. f. Kernforschung, Karlsruhe)
10. Bogner, G., Salzburger, H., Frankesen, H., Proc. 3rd.
Int. Conf. Magnet Technology, Hamburg 1970, S. 1166
11. Critchlow, P.R., J. Appl. Phys. 42 (1971) 4506
12. Mailfert, A., Pech, T., Proc. 4th Int. Cryogenic
Eng. Conf., Eindhoven 1972, S. 149
13. Ries, G., Brechna, H., Rep. KFK 1372 (1972) Ges. f.
Kernforschung Karlsruhe
14. Wilson, M.N., Proc. 1972 Appl. Superc. Conf., Annapolis,
USA, S. 385
15. Gilbert, W., Voelker, F., Acker, R., Kaugerts, J.,
Proc. 1972 Appl. Superc. Conf., Annapolis, USA, S. 486
16. Walters, C.R., 1974 Appl. Superc. Conf., IEEE
Transactions on Magnetics, vol. MAG-11 (1975) S. 328

17. Kwasnitza, K., Horvath, I., Cryogenics 15 (1975) 723
18. Jüngst, K.P., Obermaier, G., Rep. KFK 2102 (1975)
Ges. f. Kernforschung, Karlsruhe
19. Campbell, A.M., Evetts, J.E., Adv. in Physics 21 (1972) 199
20. Bean, E.P., Rev. Mod. Phys. 36 (1964) 31
21. Ries, G., Jüngst, K.P., Cryogenics 16 (1976) 143
22. Karasik, V.R., Vereshchagin, V.G., Sov. Phys. JETP 32 (1971) 20
23. Le Blanc, M.A.R., Chang, C.T.M., Solid State Comm. 6
(1968) 679
24. Cullen, G.W., Cody, G.D., J. Appl. Phys. 44 (1973) 2838
25. Jüngst, K.P. Proc. 5th Intern. Conf. Magnet Technology,
Rome 1975, S. 690
26. Hillmann, H., Z. Metallkunde 60 (1969) 157
27. Hillmann, H., Z. Metallkunde 66 (1975) 69
28. Hillmann, H., Hauck, D., Proc. 1972 Appl. Superc. Conf.,
S. 429
29. Willbrand, J., Schlump, W., Z. Metallk. 66 (1975) 714
30. Jüngst, K.P., a) Proc. Int. Disc. Meet. Flux Pinn. Superc.,
Sonnenberg 1974, S. 124, Ed.
P. Haasen u. H.C. Freyhardt, publ. Akad.
Wissenschaften, Göttingen
b) 1974 Appl. Superc. Conf., Oakbrook, USA,
IEEE Transactions on Magnetism, vol. MAG-11,
no. 2 (1975) 340
31. Bergeron, C.J. Williams, M.W., Haubold A.D., J. Appl. Phys. 36
(1965) 3167
32. Le Blanc, M.A.R., Belanger, B.C., Fielding, R.M., Phys. Rev.
Lett. 14 (1965) 704

33. Voigt, H., Z. angew. Physik 22 (1967) 53
34. London, H., Walmsley, D.G., Proc. 11th Int. Conf. Low Temp. Phys., St. Andrews, 1968, S. 879
35. Yasukochi, K., Ogasawara, T., Kubota, Y., Maruyama, K., Proc. 12th Int. Conf. Low Temp. Phys., Kyoto 1970, S. 387
36. Walmsley, D.G., Phys. Lett. 36A (1971) 357
37. Jüngst, K.P., Frühjahrstagung der DPG 1974, DPG (VI) 9(1974)845
38. Fietz, W.A., Beasley, M.R., Silcox, J., Webb, W.W., Phys. Rev. 136 (1964) A335
39. Enderlein, G., Handstein, A., Lange, F., Verges, P., Cryogenics 13 (1973) 426
40. Turck, B., Rep. Nr. 75-124 EG, CEN, Saclay, 1975