

KfK 3627
Februar 1984

Das Stabilitätsverhalten eines Cu-stabilisierten NbTi-Multifilamentleiters unter verschiedenen Kühlbedingungen

**P. Turowski
Institut für Technische Physik**

Kernforschungszentrum Karlsruhe



KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Institut für Technische Physik

KfK 3627

Das Stabilitätsverhalten eines Cu-stabilisierten
NbTi-Multifilamentleiters unter verschiedenen
Kühlbedingungen⁺

P. Turowski

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

⁺) Diese Arbeit wurde im Rahmen des Europäischen Fusions-
technologie-Programms durchgeführt.

Als Manuskript vervielfältigt
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
ISSN 0303-4003

Zusammenfassung

Es wurden an einem Supraleiter die elektrische Stabilität und die longitudinale Quenchgeschwindigkeit unter verschiedenen Kühlbedingungen untersucht. Die Kühlbedingungen waren Kühlung im LHe-Bad mit und ohne Konvektionsströmung und mit überkritischem Helium bei 6 bar mit und ohne Strömung. Die Resultate zeigen, daß eine Badkühlung mit angeregter Konvektionsströmung entlang der blanken Supraleiteroberfläche quer zur Richtung des elektrischen Stromes in Magnetfeldern über 6 T am effektivsten ist. Alle anderen Kühlmethoden, bei denen Temperaturgradienten zum Kühlmedium eine entscheidende Rolle spielen, führen in Feldern über 6 T zu kleineren effektiven Wärmeströmen und somit auch zu kleineren Recovery-Strömen. Die longitudinale Ausbreitungsgeschwindigkeit einer normalleitenden Zone zeigt, daß für derart schnelle Vorgänge die Strömung keinen Einfluß auf die Geschwindigkeit hat.

The Stability Behaviour of a Copper Stabilized NbTi Multifilamentary Conductor unter Different Cooling Conditions

Abstract

The electrical stability and the quench propagation were investigated on a superconductor under different cooling conditions. The cooling conditions were cooling in a LHe-bath with and without a convective flow and with supercritical helium at 6 bar with and without a forced flow. The results show, that a bath cooling with an excited convective flow along the bare conductor surface transverse to the electrical current is most effective in magnetic fields above 6 T. All the other cooling modes dominated mainly by the temperature gradients between the conductor and the coolant lead to smaller effective heat flow rates and therefore to smaller recovery currents, too. The longitudinal velocity of a normal conducting zone shows, that for fast events of such kind the flow has no influence on the propagation velocity.

I. Einleitung

Die elektrische Stabilität eines Supraleiters ist in der Praxis ein sicherheitstechnisches Problem, da sich mit einem Übergang aus dem supraleitenden in den normalleitenden Zustand die elektrischen Eigenschaften drastisch ändern. Der supraleitende Zustand ist ein ausgesprochenes Tieftemperaturphänomen und thermodynamisch nur stabil in den Grenzen der kritischen Temperatur T_c , des kritischen Magnetfeldes B_c und des kritischen Stromes I_c , wobei T_c im allgemeinen unterhalb von 20 K liegt. Für technische Supraleiter ist die übliche Betriebstemperatur die Temperatur des flüssigen Heliums, d. h. 4,2 K, da hier einigermaßen optimale Bedingungen für Kühlung und Stromdichte im Supraleiter vorliegen. Die Praxis hat beim Betrieb von supraleitenden Magneten gezeigt, daß die magnetischen Kräfte zu mechanischen Verspannungen im unmittelbar belasteten Supraleiter und in der Magnetstruktur führen können, die bei Laständerungen unter Energiefreisetzung den Supraleiter vorübergehend durch Überschreiten der kritischen Temperatur in die Normalleitung bringen und damit zu lokaler Wärmeerzeugung führen. Eine Stabilisierung des Supraleiters soll bewirken, die vorübergehende Exkursion in die Normalleitung zu begrenzen, und dem Leiter die Chance geben, in dem supraleitenden Zustand zurückkehren zu können. Mit solchen Maßnahmen werden natürlich nur die Auswirkungen einer nicht erfaßbaren Störung unterdrückt und nicht deren Ursache beseitigt. Da es ein weites Feld von Störursachen gibt, ist eine externe Stabilisierung das einzig vernünftige Gegenmittel, die Quellen für Störung des supraleitenden Zustands wirkungslos zu machen und ingenieurmäßig zu beherrschen.

Dieses dem Supraleiter anhaftende Problem ist schon bei den ersten praktischen Anwendungen erkannt und in entsprechenden Überlegungen und Maßnahmen angegangen worden. Es sei hier bemerkt, daß beim Supraleiter zwischen Maßnahmen zur inneren Stabilisierung, d. h. gegen Flußsprünge durch Unterteilung in Filamente¹⁾ und Einbetten

in eine Kupfermatrix (Multifilamentleiter) und Maßnahmen zur kryogenen Stabilisierung unter Einbeziehung der Kühlbedingungen zu unterscheiden ist. Die Beherrschung der inneren Stabilität ist Stand der Technik.

Die ersten praktischen Vorschläge zur sog. kryogenen Stabilität stammen von Stekly,²⁾ der in seinem Stabilitätskriterium stationäre Kühlbedingungen voraussetzt und dabei noch sehr konservative Wärmestromdichten an der Leiteroberfläche ansetzt, die im Gleichgewicht mit der Joule'schen Verlustleistung stehen. Dieses konservativ ausgelegte Stabilitätskriterium erfuhr durch die Überlegungen von Maddock³ eine deutliche Erweiterung, indem hier auch die Wärmeleitung längs des Leiters in der sog. "cold end recovery" Hypothese mit einbezogen wurde und die dann zu dem "equal area theorem" führte. Der daraus resultierende effektive Wärmestrom ist größer als der stationäre Oberflächenwärmestrom allein. Damit ergibt sich ein höherer stabiler elektrischer Betriebsstrom.

Diese Stabilitätskriterien geben natürlich nur grobe Anhaltspunkte für die Auslegung einer supraleitenden Anordnung, und es ist immer angebracht, die Auslegungsdaten durch geeignete Experimente zu untermauern. Insbesondere auch deshalb, weil eine Reihe von physikalischen Größen wie die kritische Temperatur oder auch die magnetfeldabhängige Wärmeleitfähigkeit in den Kriterien nicht berücksichtigt sind. Ein Feld von experimentellen Daten verschafft eine größere Sicherheit bei der Beurteilung der zu erwartenden Stabilität unter den Randbedingungen tatsächlich vorliegender Kühlbedingungen.

In der folgenden Arbeit wurde das Stabilitätsverhalten ein- und desselben Supraleiters nach einer lokalen Störung bei verschiedenen Kühlbedingungen untersucht.

II. Die experimentelle Anordnung

Für die Untersuchungen wurde ein NbTi-Multifilamentleiter⁴⁾ mit folgenden Daten genommen:

Querschnitt	2,5 x 1,6 mm ²
Cu/SI	4
Filamente	300

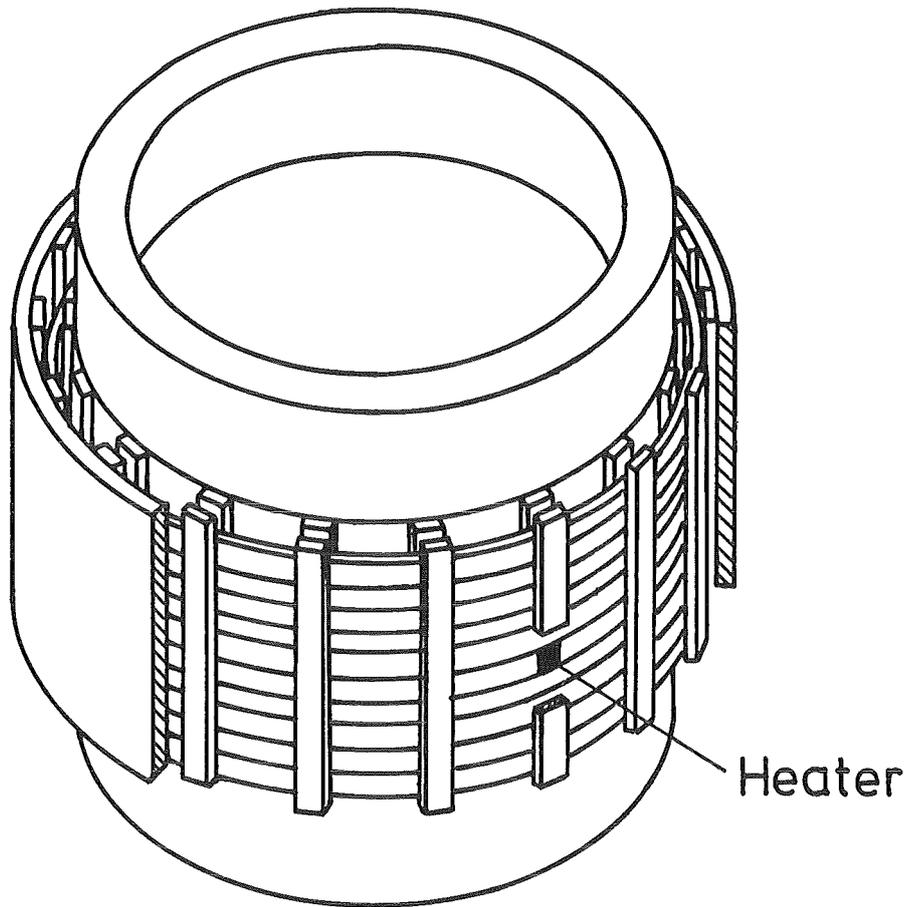


Abb. 1: Die Probenanordnung für vertikale Kühlkanäle senkrecht zum Leiter.

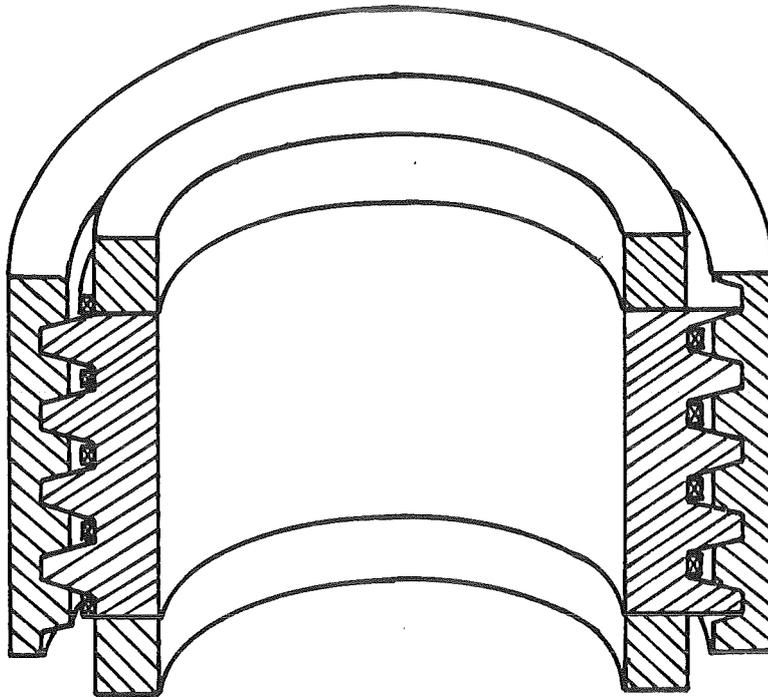


Abb. 2: Querschnitt durch die Anordnung mit horizontalem Kühlkanal, der zwischen Schraube und Mutter einer Schraubenanordnung aus Ferrozell gebildet wird, und mit dem im Gewindegang längs liegenden Leiter.

Als Kühlbedingungen wurden ausgewählt:

1. Badkühlung im flüssigen Helium (LHe) mit natürlicher Konvektionsströmung in Kanälen
2. LHe-Badkühlung in horizontalem Kühlkanal
3. Forced-flow-Kühlung mit überkritischem Helium

Diese Arbeit behandelt im Detail nur die beiden ersten Kühlarten. Die Untersuchungen zur dritten Kühlart werden in einer späteren Veröffentlichung⁵⁾ detailliert dargestellt. Es werden hier nur einige Resultate zum Vergleich herangezogen.

Die Untersuchungen wurden, wie schon in früheren Fällen, in einlagigen Spulenordnungen⁶⁾ durchgeführt. Als lokale Störgröße um Normalleitung auszulösen wurde ein rechteckiger Heizimpuls von 10 ms Dauer benutzt. Der Heizdraht bestand aus 0,1 mm Manganindraht mit ca. 4 Ω und war bifilar um den Supraleiter auf einer Breite von ca. 3 mm gewickelt. Zum LHe-Bad war der Heizer so gut wie möglich thermisch isoliert.

Im Fall der Badkühlung mit natürlicher Konvektion befanden sich auf beiden Seiten der einlagigen Wicklung (90 mm Durchmesser und 30 mm Länge) Kühlkanäle mit 0,5 x 6,9 mm² Querschnitt. Die Abstandshalter hatten einen Querschnitt von 0,5 x 5 mm². Die Abb. 1 gibt einen prinzipiellen Eindruck von der Probenanordnung. Die Heizung lag unter zwei gegenüberliegenden Abstandshaltern. Längs des Leiters waren eine Reihe von Potentialabgriffen angeordnet, deren Zuleitungen induktionsarm zurückgeführt wurden. Bei dieser Kühlart, LHe-Bad mit vertikalem Kühlkanal, gab es die beiden Varianten mit und ohne Lackisolation an der Leiteroberfläche.

Im Fall der Badkühlung im horizontalen Kühlkanal war der blanke Leiter in dem spiralförmigen Gewindengang einer großen Schraube mit Mutter untergebracht, wie Abb. 2 zeigt. Die Ausrüstung mit Heizer und Potentialabgriffen war ähnlich wie oben. Bei einem Durchmesser von 79 mm betrug die gesamte Kanallänge ca. 1 m mit einem freien Kanalquerschnitt von 3 mm². Die Heizung war in der Mitte der Leiterprobe angebracht. Diese Proben wurden dann in einem NbTi-Nb₃Sn-Solenoiden mit einer Bohrung von 100 mm bis zu Feldern von 10 T untersucht.

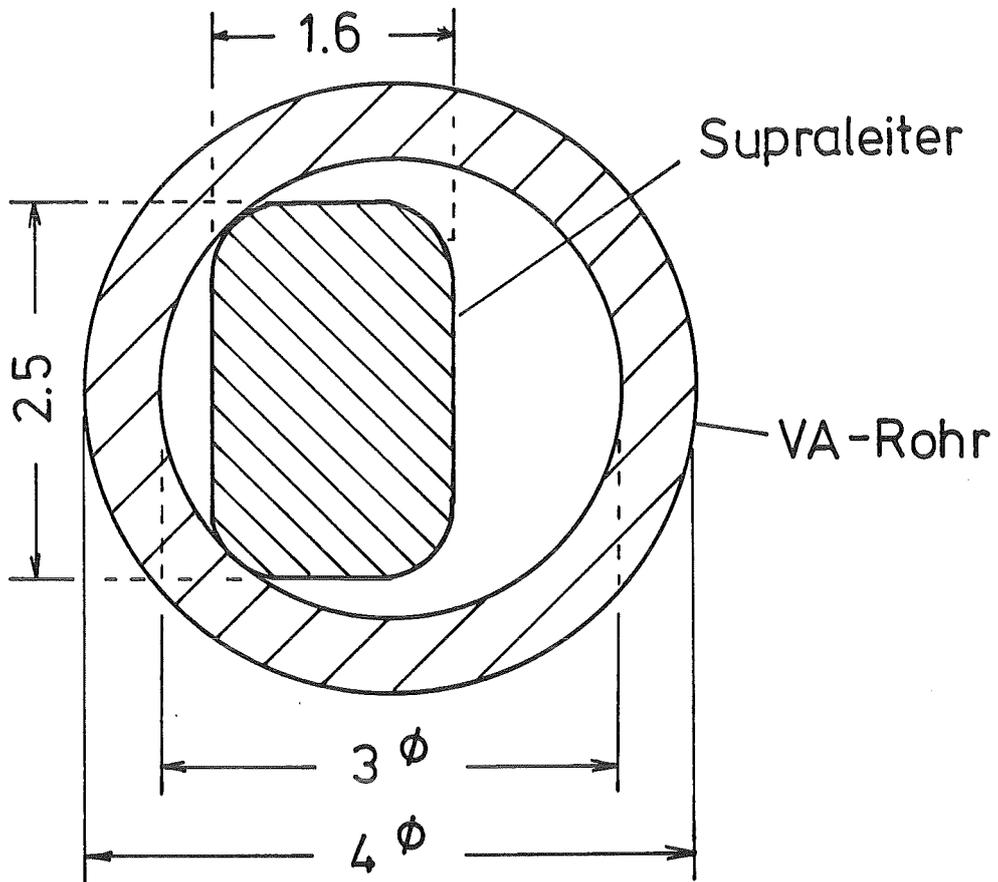


Abb. 3: Die Lage des blanken Supraleiters im Rohr der Anordnung für Strömungskühlung

Die Probenanordnung für "forced flow" Bedingungen war etwas komplexer und wird daher gesondert veröffentlicht. Es sei hier nur soviel gesagt, daß der Supraleiter in einem 4 m langen Rohr mit dem Innendurchmesser von 3 mm untergebracht war und zu einer Spirale mit 30 cm Durchmesser gebogen worden war. Den Leiter im Rohr zeigt Abb. 3. Die Untersuchungen wurden in diesem Fall bis zu einem Feld von 8 T und bis zu einem Druck von 6 bar mit Strömungen von 0 bis $0,2 \text{ gs}^{-1}$ durchgeführt.

III. Experimente zum Recovery-Verhalten

Zentraler Punkt der Untersuchungen war zunächst das Studium des Erholungsverhaltens (Recovery) des Supraleiters nach einer Exkursion in die Normalleitung. Als Information über den Einfluß der Kühlung auf schnell veränderliche Vorgänge wurde in den verschiedenen Probenanordnungen auch die Ausbreitungsgeschwindigkeit der normalleitenden Zone gemessen.

Wie eingangs schon gesagt ist, waren Art und Dauer der Störung festgelegt. Als eine charakteristische Größe des Supraleiters unter den vorgegebenen Kühlbedingungen kann der Recovery-Strom I_R angesehen werden. Er ist als der Grenzstrom definiert, bei dem nach einer Exkursion in die Normalleitung gerade noch eine Rückkehr in die Supraleitung möglich ist. Da der Erholungsvorgang insbesondere bei starken Störungen etwa 0,5 s dauerte, ließ sich der Vorgang noch mit einem Schreiber registrieren. Entsprechend Abb. 4 wurden beim langsamen Anstieg des Stromes in Abständen Heizpulse auf die Leiterprobe gegeben, bis schließlich der vollständige Umschlag in die Normalleitung eintrat. Beim Recovery-Strom erreichte die normalleitende Zone nach einer starken Störung eine Längenausdehnung von fast einer Windungslänge, d. h. 30 cm. Bei kleineren Störungen waren die Recovery-Ströme deutlich höher und die räumliche Ausdehnung der Normalzone kleiner. Nach der gleichen Prozedur wurden auch die Recovery-Ströme für verschiedene Störenergien bestimmt.

Der genaue zeitliche Ablauf des Erholungsvorganges wurde mit einem Speicheroszillographen aufgezeichnet. Die Abb. 5 a bis c geben Beispiele für die Fälle großer und kleiner Störenergien. Es ist deutlich zu erkennen, daß mit abnehmenden Störenergien und dadurch zunehmenden Recovery-Strömen die zeitliche Dauer

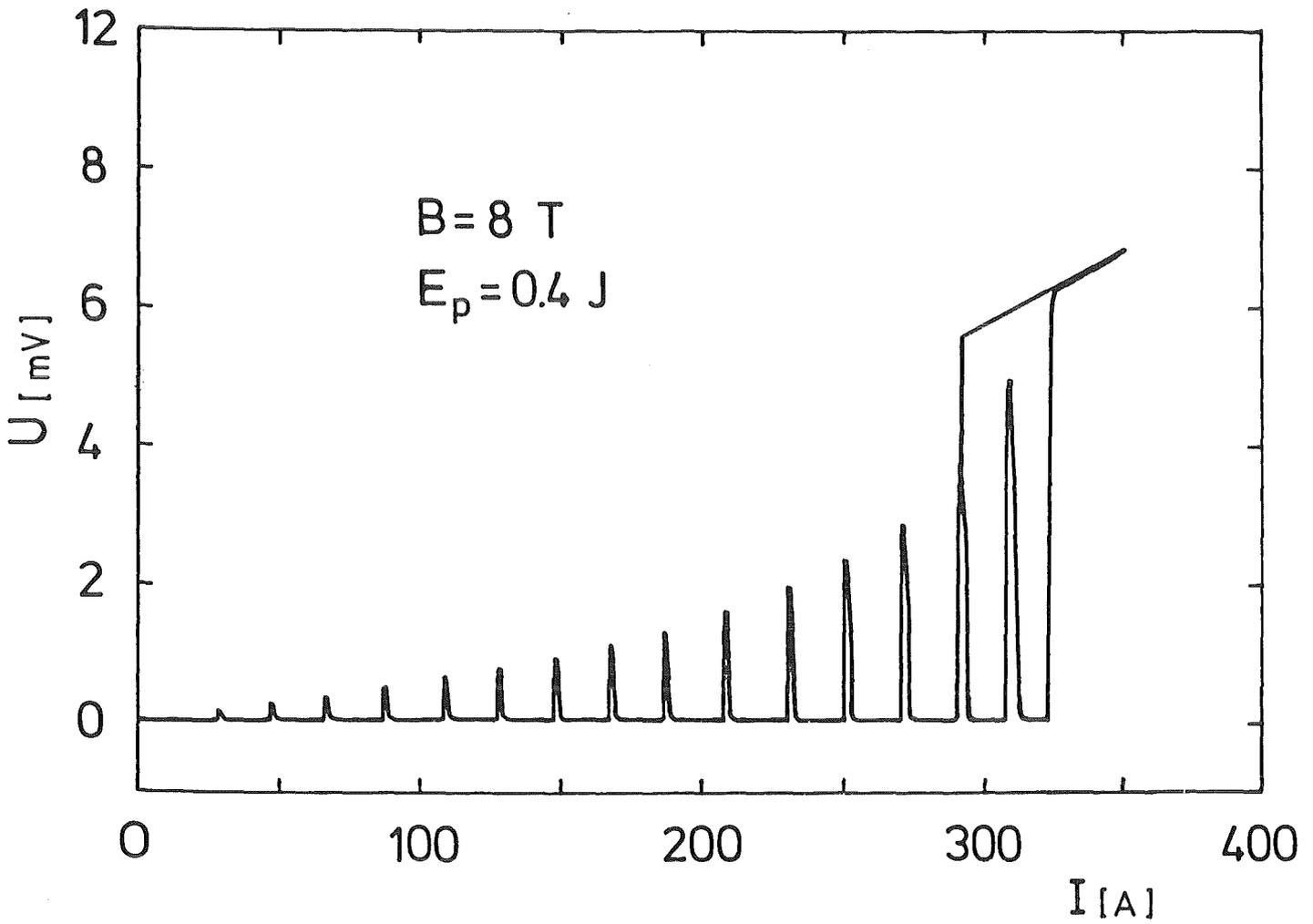


Abb. 4: Spannungsausschläge nach künstlich ausgelöster Normalleitung ($E_p = 0,3$ J) im blanken badgekühlten Leiter in Abhängigkeit vom Transportstrom bis zum Eintritt stationärer Normalleitung.

und die räumliche Ausdehnung der Normalleitung kleiner wird. Jenseits des Recovery-Bereiches wurde die Laufzeit der normalleitenden Front zwischen den verschiedenen Potentialabgriffen mit einem Speicheroszillographen registriert und daraus die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Normalleitung berechnet. Diese wurde im Bereich zwischen Recovery- und kritischem Strom in Abhängigkeit vom Strom bestimmt.

IV. Der Recovery-Vorgang

Bevor auf die einzelnen Ergebnisse der oben genannten Messungen eingegangen wird, soll kurz der Stör- und Erholungsvorgang analysiert werden. In den Untersuchungen war nur eine lokale Störung in Form eines Heizpulses am Leiter aufgeprägt worden. Sie hat sich aber, wie die Messungen gezeigt haben, über ein Vielfaches ihrer geometrischen Ausdehnung ausgewirkt. Ein zumindest qualitatives Verständnis für die Vorgänge bei Störung und Erholung gibt eine vereinfachte Lösung der das Problem beschreibenden zeitabhängigen Wärmeleitungsgleichung. Entsprechend den Überlegungen von Bejan und Tien⁷⁾ macht die Annahme eines in der Temperatur linear abhängigen Verlustterms durch "current sharing" statt einer Sprungfunktion zwischen dem Zustand der Supraleitung und vollständigen Normalleitung die Differentialgleichung analytisch lösbar. Für eine punktförmige Wärmequelle folgt dann für die Temperaturverteilung:

$$T(x,t) = \exp \{ (W - H) \cdot t \} \left[\frac{C}{\sqrt{t}} \exp \left\{ -\frac{x^2}{4 \cdot R_2 t} \right\} \right] \quad (1)$$

mit den Abkürzungen

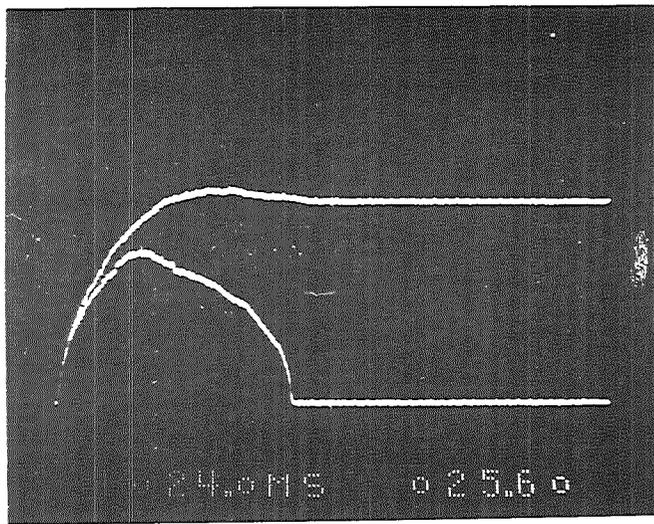
$$C = \frac{Q}{2\sqrt{\pi R_2} \cdot c \cdot v \cdot A_0}$$

$$R_2 = \frac{\lambda}{c \cdot v}$$

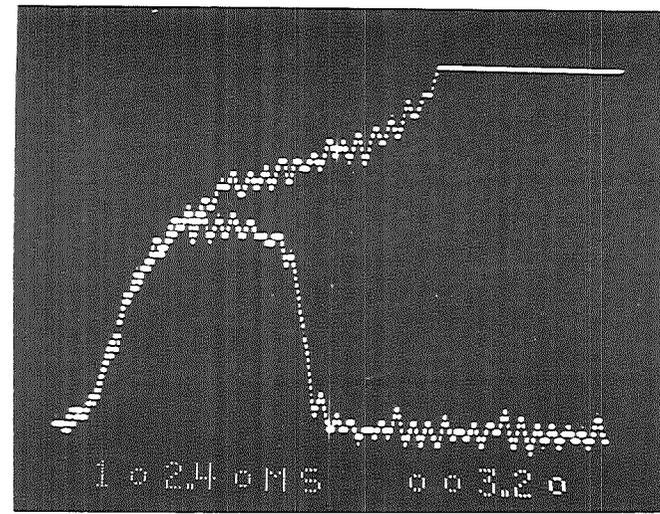
$$W = \frac{S(B)}{c \cdot v \cdot (T_c - T_0)} \cdot \left(\frac{I}{A_0} \right)^2 \frac{\alpha + 1}{\alpha}$$

$$H = \frac{Q \cdot P \cdot \eta}{c \cdot v \cdot A_0}$$

Der erste exponentielle Faktor in Gleichung (1) beschreibt den sich kompensierenden Einfluß von Wärmeerzeugung W und Wärmeabstrom H, d. h. ob der exponentielle Term mit der Zeit zunimmt oder abnimmt. Der zweite exponentielle Term gibt Auskunft über die räumliche Ausbreitung des anfänglichen Wärmepulses,

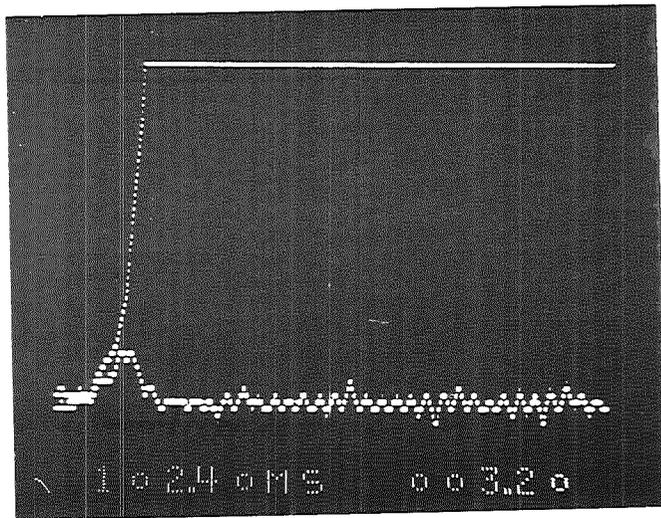


$E = 0,36 \text{ J}$ $I_R = 336 \text{ A}$
 $X_N = 20.5 \text{ cm}$ $I_Q = 348 \text{ A}$

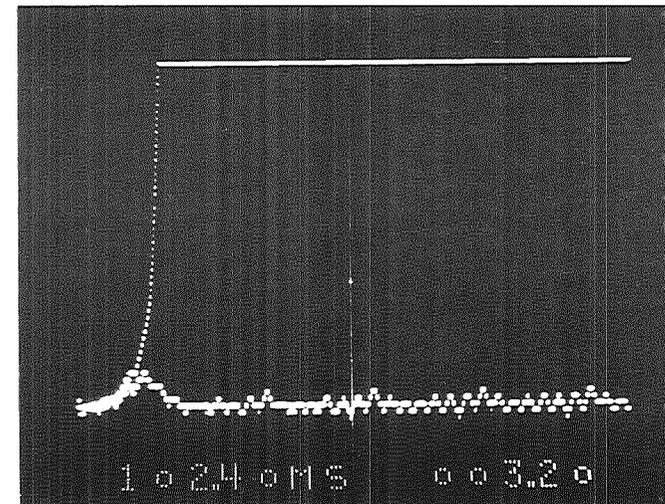


$E = 0.032 \text{ J}$ $I_R = 432 \text{ A}$
 $X_N = 2.71 \text{ cm}$ $I_Q = 440 \text{ A}$

$B = 7 \text{ T}$
 $I_c = 885 \text{ A}$



$E = 1.16 \cdot 10^{-2} \text{ J}$ $I_R = 672 \text{ A}$
 $X_N = 0.4 \text{ cm}$ $I_Q = 680 \text{ A}$



$E = 6.51 \cdot 10^{-3} \text{ J}$ $I_R = 780 \text{ A}$
 $X_N = 0.3 \text{ cm}$ $I_Q = 792 \text{ A}$

Abb. 5: Der zeitliche Verlauf des Erholungsvorganges für I_R nach einer Exkursion in die Normalleitung und der endgültige Übergang in die Normalleitung bei I_Q nach Wärmepulsen verschiedener Energie E_p im Falle des blanken Leiters bei Badkühlung mit natürlicher Konvektionsströmung im Feld von $B = 7 \text{ T}$ ($I_c = 885 \text{ A}$). Zeit- (ms) und Spannungsangaben (mV) gelten für die volle Skala.

wobei die in C enthaltene Größe Q die eingespeiste Wärmeenergie bedeutet. Solange die Kühlleistung überwiegt und der Exponent im ersten Term negativ oder Null ist, wird sich immer Recovery einstellen. Im Fall eines positiven Exponenten kann auch Recovery eintreten, wenn nur der zweite exponentielle Term genügend klein ist. Das läßt sich am einfachsten am Wachsen und Schrumpfen der normalleitenden Zone erkennen.

Die Grenze der normalleitenden Zone ist bestimmt durch die kritische Temperatur T_c . Unter dieser Randbedingung ergibt sich dann aus Gleichung (1) für die lineare Ausdehnung der Normalzone

$$X_N = 2 \left\{ 4 R t \left[\ln \frac{C}{\sqrt{E}} + (W - H) \cdot t - \ln T_c \right] \right\}^{1/2} \quad (2)$$

Damit sich wieder Supraleitung einstellt, kann die Ausdehnung über die Zeit nur einen begrenzten Wert, d. h. einen Maximalwert annehmen. Die Entwicklungszeit der normalleitenden Zone ist dann nach Lösung der Extremwertaufgabe implizit durch folgende Gleichung gegeben:

$$\ln T_c = \ln \frac{C}{\sqrt{E}} + 2 (W - H) \cdot t - \frac{1}{2} \quad (3)$$

Es ist leicht zu sehen, daß die Gleichung (3) mit Sicherheit erfüllbar ist, wenn $W - H = 0$ ist. Es ist aber auch zu sehen, daß für den Fall $W - H > 0$ Lösungen existieren, sofern $2(W - H) \cdot t - \frac{1}{2} = 0$ noch erfüllbar ist. Der hier maßgebende logarithmische Term läßt immer eine geeignete Kombination von Störenergie und Zeit zu. Wenn diese Recovery-Zeiten unter die Pulsdauer absinken, verläßt man den Gültigkeitsbereich der Näherung. Für Zeiten im Bereich einiger Millisekunden müssen auch transiente Wärmeübergänge mit in Betracht gezogen werden, die momentan höhere Wärme Flüsse zulassen und damit zu höheren Recovery-Strömen führen.

Diese Gleichungen beschreiben qualitativ die beobachteten Befunde bei lokalen Störungen:

1. Existenz eines von der Störenergie unabhängigen Recovery-Stromes
2. Mit dem Transportstrom gekoppelte anfängliche Ausdehnung der Normalleitungszone nach pulsförmigen lokalen Störungen
3. Schnelleres Recovery und höhere Recovery-Ströme bei kleinen Störenergien

V. Die experimentellen Ergebnisse

a. Recovery in Abhängigkeit von der Störenergie

Um die elektrische Stabilität unter verschiedenen Kühlbedingungen vergleichen zu können, wurde bei gleichem Störpegel gearbeitet, wobei es sinnvoll ist, mit dem Störpegel in der Nähe des energieunabhängigen Recovery-Stromes zu bleiben. Daher wurde zunächst die Abhängigkeit des Recovery-Stromes von der Störenergie untersucht.

In Abb. 6 ist der Recovery-Strom als Funktion der Störenergie für ein Magnetfeld von 7 T bei Badkühlung aufgetragen. Die Parameter in den Kühlbedingungen waren vertikaler Kühlkanal senkrecht zur Stromrichtung (K_{\perp}), d. h. mit einem konvektiven LHe-Strom quer zum Leiter, mit den zusätzlichen Varianten der blanken und isolierten Leiteroberfläche und horizontaler Kühlkanal mit längs liegendem blanken Leiter ($K_{=}$), d. h. ohne konvektive Strömung.

Für den senkrechten Kühlkanal ergibt sich für den blanken wie auch für den isolierten Leiter eindeutig ein von der Störenergie unabhängiger Recovery-Strom. Dieses Ergebnis muß auf die konstante Kühlleistung einer praktisch stationären Konvektionsströmung (Recovery-Zeiten $> 0,5$ s) zurückgeführt werden. Mit abnehmender Störenergie nimmt erwartungsgemäß der Recovery-Strom zu und erreicht praktisch den kritischen Stromwert. Die thermisch isolierende Lackschicht führt zu einer deutlichen Aufspaltung beider Kurven im Bereich schneller Recovery-Abläufe, was mit dem schlechteren Wärmedurchgang durch die Isolationsschicht erklärt werden muß.

Im horizontalen Kühlkanal dagegen gibt es keinen von der Störung unabhängigen Recovery-Strom. Er nimmt vielmehr mit zunehmender Störung ab. Die Recovery-Zeiten liegen z.B. bei 230 A bei 250 ms, und die Ausdehnung der Normalzone erreicht auch nur 8 cm gegenüber fast 30 cm im senkrechten Kühlkanal bei 370 A. Es muß angenommen werden, daß das flüssige Helium bei den langsamen Recovery-Vorgängen aus dem Kanal herausgedrückt wird. Erst bei kleineren Störenergien findet eine Annäherung an die Recovery-Bedingungen des blanken Leiters im vertikalen Kühlkanal statt. Das ist ein Hinweis darauf, daß in diesem Bereich wegen des schnelleren

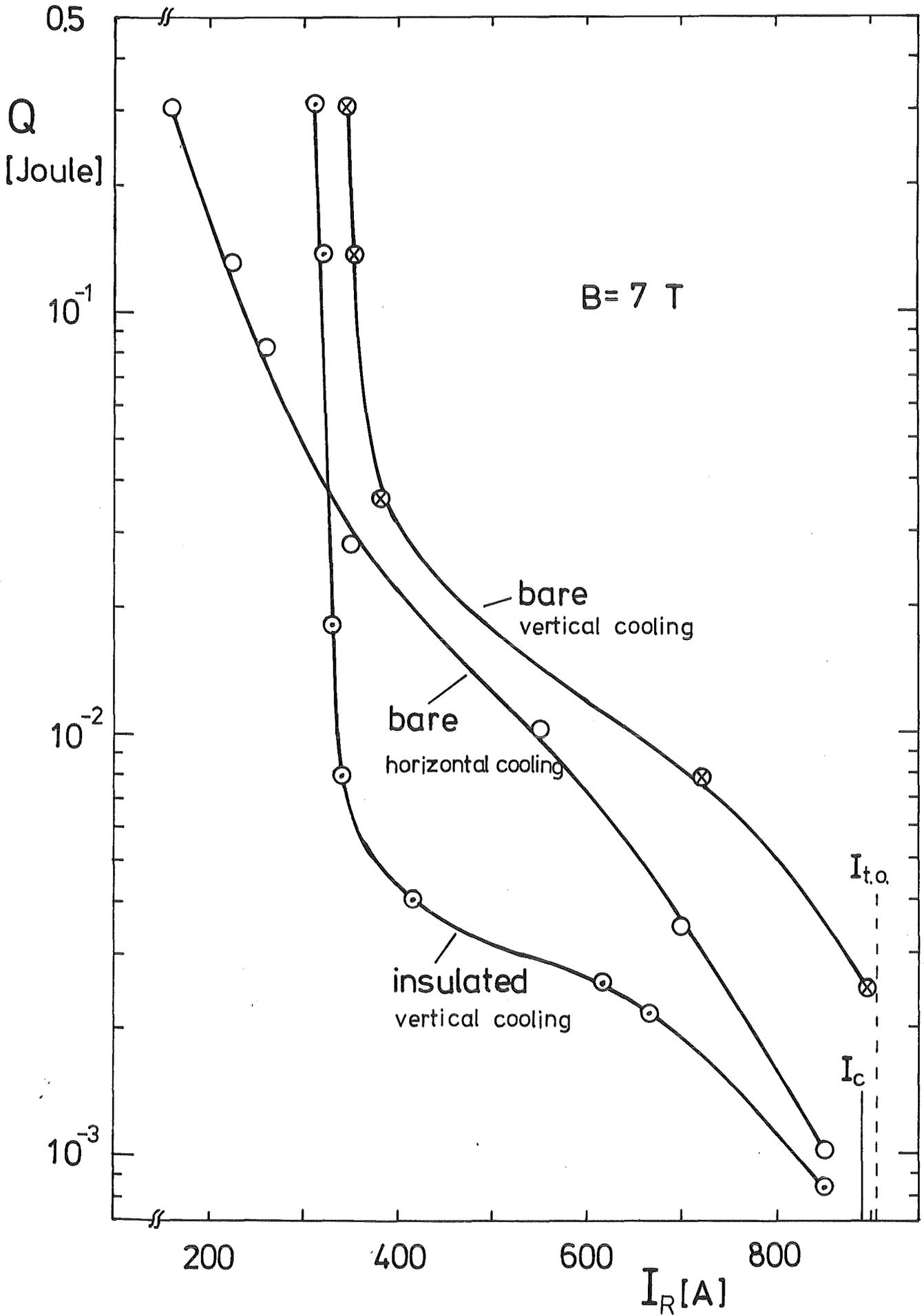


Abb. 6: Der Zusammenhang zwischen Störenergie E_p und dem Recovery-Strom I_R im Feld von $B = 7$ T für verschieden Kühlbedingungen im LHe-Bad.

Recovery-Ablauf zunehmend transiente Wärmeübergänge eine Rolle spielen, die bei ruhender Flüssigkeit im wesentlichen von der Wärmekapazität des angrenzenden flüssigen Heliums getragen werden. Da es nicht sicher ist, daß die thermische Ankopplung der Heizungen an den verschiedenen Proben gleich ist, kann das Ursache für verbleibende geringe Unterschiede in der Energieabhängigkeit sein.

b. Die Recovery-Ströme in Abhängigkeit vom Magnetfeld

In verschiedenen Magnetfeldern sind die Recovery-Ströme für die verschiedenen Kühlbedingungen nur für eine maximale Störenergie von 0,3 J ermittelt worden. Die Abb. 7 zeigt diese Recovery-Ströme für verschiedene Magnetfelder im Vergleich zum kritischen Strom I_c . Die I_c -Werte wurden in üblicher Weise über eine Stromspannungsmessung in der gleichen Meßanordnung ermittelt und für einen Spannungsabfall von 0,5 $\mu\text{V}/\text{cm}$ definiert.

Im horizontalen Kühlkanal ergeben sich wegen der ungünstigen Kühlbedingungen die kleinsten Recovery-Ströme. Bei vertikalem Kühlkanal mit der Möglichkeit einer Konvektionsströmung sind die Recovery-Ströme deutlich größer. Der isolierte Leiter zeigt hier in der Magnetfeldabhängigkeit des Recovery-Stromes ein überraschendes Verhalten: Im hohen Feld sind die Recovery-Ströme genauso klein wie unter den ungünstigen Kühlbedingungen im horizontalen Kanal und steigen dann mit abnehmendem Magnetfeld an. Bei 5 T schneidet sogar die Recovery-Kurve für den isolierten Leiter diejenige des blanken Leiters und liegt im niedrigen Feldbereich über der des blanken Leiters. Offensichtlich führt die Kunststoffoberfläche zu besseren Siedebedingungen an der Grenzfläche zum flüssigen Helium und die im abnehmenden Magnetfeld höheren kritischen Temperaturen T_c ermöglichen auch noch höhere Temperaturgradienten, so daß daraus höhere Wärme Flüsse und Recovery-Ströme resultieren.

Es ist eine allgemeine Tendenz, daß mit abnehmendem Magnetfeld die Recovery-Ströme zunehmen, was offensichtlich ein Effekt der höheren kritischen Temperatur ist.

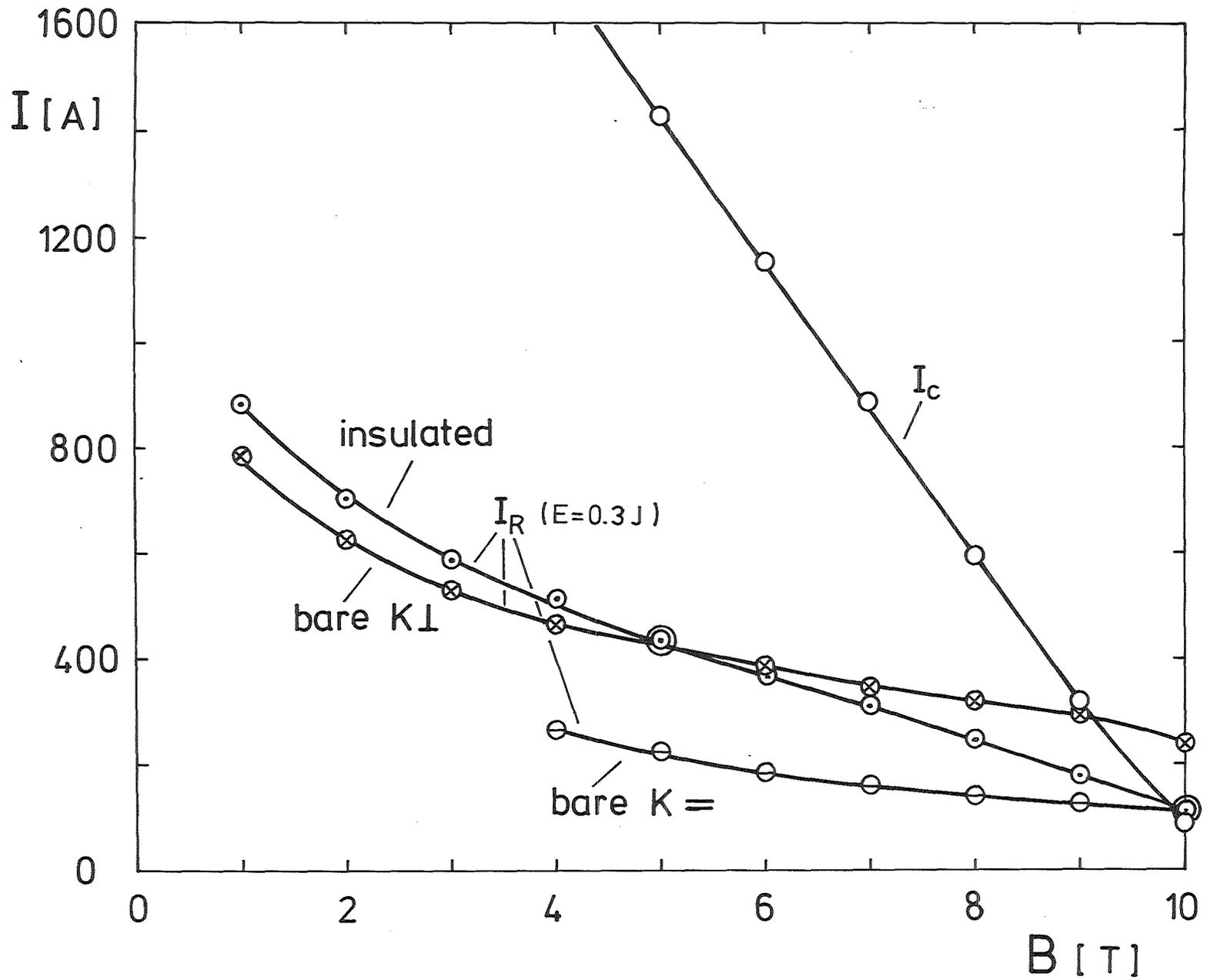


Abb. 7: Der kritische Strom I_C und die Recovery-Ströme I_R für verschiedene Kühlbedingungen im LHe-Bad in Abhängigkeit vom Magnetfeld B .

c. Die Ausbreitung von Normalleitung

Normalleitung breitet sich in einem Supraleiter etwa mit einer Geschwindigkeit von 10 ms^{-1} aus und ist damit lokal so schnell, daß eine konvektive Strömung, die etwa $0,1 \text{ s}$ zur Anfachung braucht, im Bereich der Normalleitungsfront keine Rolle spielt. Die Ausbreitungsvorgänge sind daher im wesentlichen durch transiente Wärmeübergänge bestimmt, bei denen Wärmeleitung und angekoppelte Wärmekapazitäten die entscheidenden Einflüsse ausüben. Die Abb. 8 zeigt die Ausbreitungsgeschwindigkeiten für Normalleitung in Abhängigkeit von Transportstrom in den verschiedenen badgekühlten Probenanordnungen. Es zeigt sich, daß im Leiter mit blanker Oberfläche und direktem Kontakt mit dem flüssigen Helium die Geschwindigkeiten unabhängig von den Strömungsmöglichkeiten gleich sind, was eindeutig auf den Einfluß der thermisch angekoppelten Wärmekapazität des flüssigen Heliums zurückgeführt werden kann. Denn der durch eine Lackisolationsschicht vom Heliumbad thermisch entkoppelte Leiter besitzt eine deutlich höhere Ausbreitungsgeschwindigkeit. Nur bei kleinen Geschwindigkeiten dicht oberhalb des Recovery-Stromes sind noch Einflüsse einer konvektiven Kühlströmung zu beobachten.

d. Kühlung mit überkritischem Helium

Eine Alternative zur LHe-Badkühlung ist eine Kühlung mit überkritischem Helium und einer aufgeprägten Strömung, d. h. einer einphasigen Helium-Strömung. Von den von uns in dieser Richtung gemachten Untersuchungen werden hier einige Resultate herangezogen, um Parallelen und Unterschiede mit der Badkühlung aufzuzeigen.

Zunächst sei ein Vergleich bei schnellen Vorgängen gemacht, d. h. bei der Ausbreitung von Normalleitung. Dazu sind in Abb. 9 die Geschwindigkeiten des isolierten und blanken Leiters bei Badkühlung mit vertikalen Kühlkanälen und diejenigen im gasförmigen Helium bei einem Druck von 1 bar und 6 bar in ruhendem Gas aufgetragen. Es hatte sich gezeigt, daß eine Gasströmung keinen Beitrag bei schnellen Wärmeaustauschvorgängen liefert. Der lackisolierte Leiter im LHe-Bad und der blanke Leiter in gasförmiger Umgebung bei 1 bar verhalten sich hinsichtlich der Ausbreitung von Normalleitung fast gleich. Ebenso sind die Ausbreitungsgeschwindigkeiten

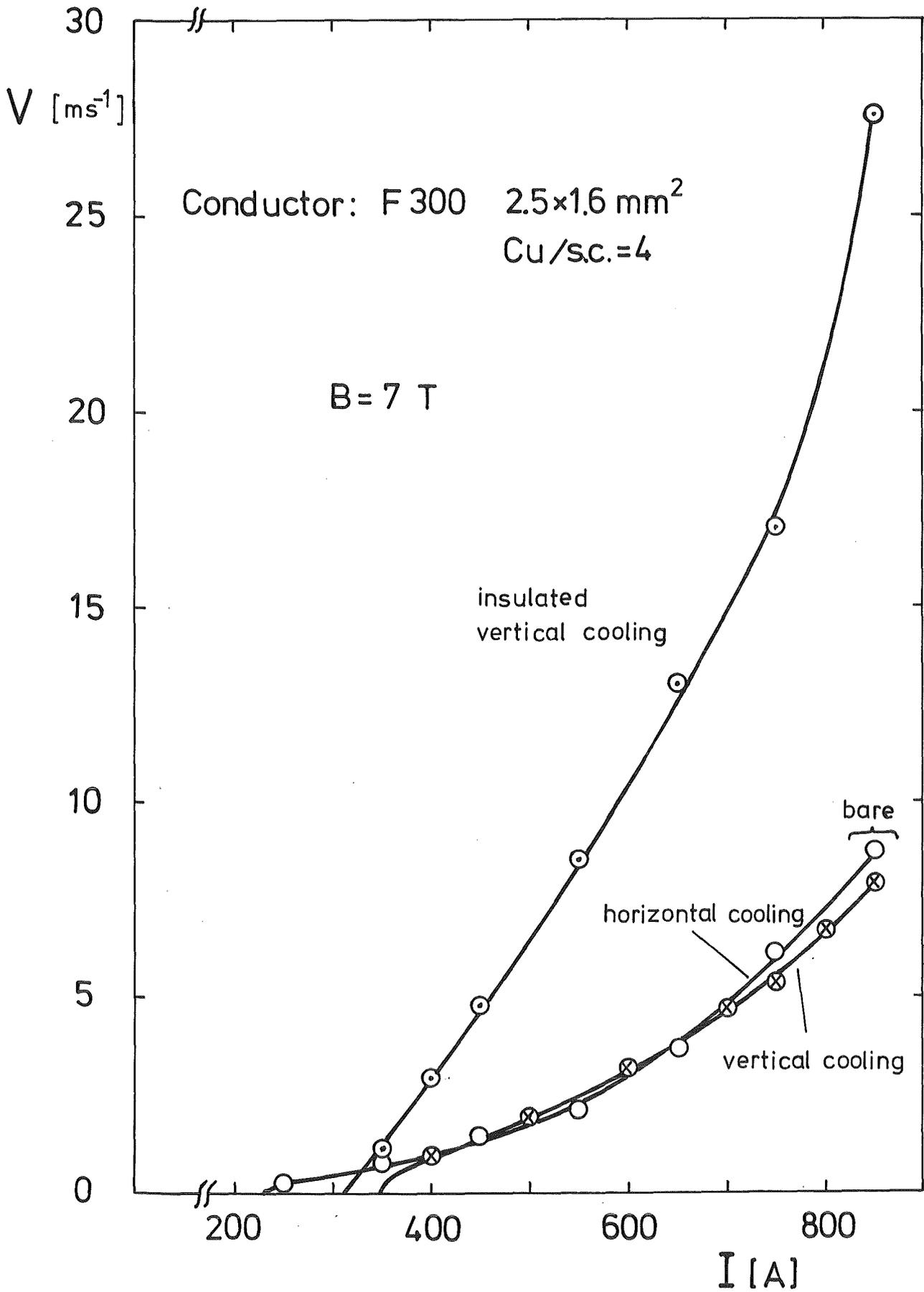


Abb. 8: Die Ausbreitungsgeschwindigkeit für Normalleitung in Abhängigkeit vom Transportstrom I im Feld von 7 T für verschiedene Kühlbedingungen in LHe-Bad.

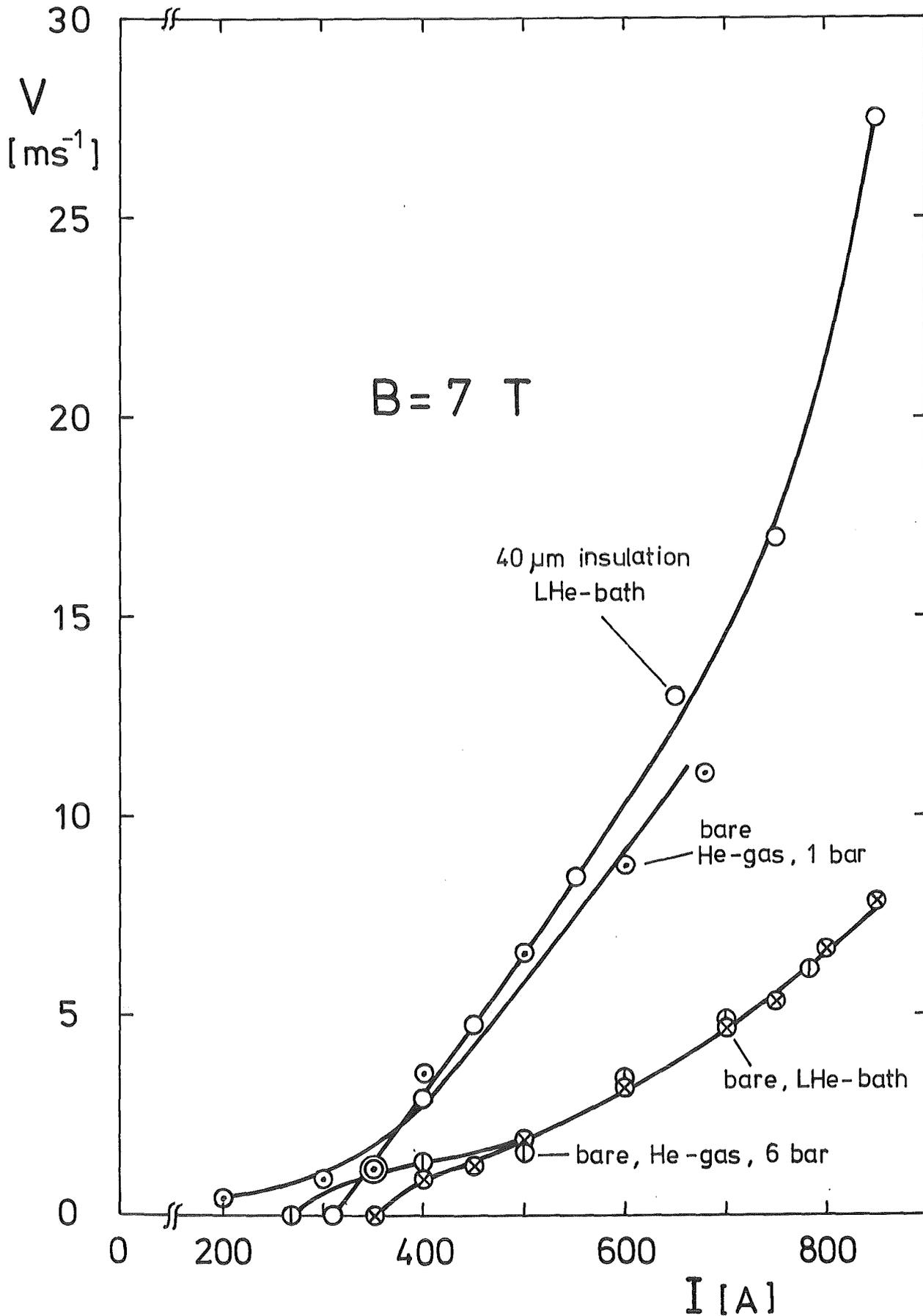


Abb. 9: Die Ausbreitungsgeschwindigkeiten für Normalleitung in Abhängigkeit vom Transportstrom I im Feld von 7 T für den Leiter in der Anordnung für Zwangsströmung unter verschiedenen Drücken und zum Vergleich die des Leiters im LHe-Bad.

im blanken Leiter gleich, unabhängig davon, ob das Kühlmedium im flüssigen oder im überkritischen Zustand ist. In den beiden ersten Fällen verhindert einerseits die thermische isolierende Lackschicht einen Wärmeaustausch mit der kalten Umgebung, und andererseits kann das Niederdruckheliumgas wegen seiner kleinen Wärmekapazität kaum Wärme aufnehmen. Im zweiten Fall dagegen ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit unter beiden Kühlbedingungen praktisch gleich bis auf den Bereich, wo die Ausbreitung der Normalleitung noch langsam ist. Da die Wärmekapazitäten (spezifische Wärme \times Dichte) des flüssigen und des überkritischen Heliums nahezu gleich sind, lassen die gleichen Geschwindigkeiten auf vergleichbaren transienten Wärmeübergang in flüssigen und in überkritischen Helium schließen.

Merkliche Unterschiede ergaben sich im Stabilitätsverhalten bei starken Störungen, nach denen sich im LHe-Bad fast stationäre Kühlbedingungen einstellen. In Abb. 10 sind die Recovery-Ströme für Badkühlung und für eine Zwangsströmung bei 6 bar mit einem Gasdurchsatz von 0,2 g/s (= höchste im Versuch erreichte Kühlleistung) in Abhängigkeit vom Magnetfeld dargestellt. Überraschend ist zunächst, daß die Recovery-Ströme mit Zwangskühlung stärker vom Magnetfeld abhängig sind als bei Badkühlung. Dadurch kommt es zur Überschneidung beider Kurven.

Mit zunehmendem Magnetfeld nehmen die Recovery-Ströme bei der Einphasenströmung deutlich ab. Das muß auf die abnehmende kritische Temperatur im Supraleiter zurückgeführt werden. Denn diese Temperatur ist im Leiter unter den quasi-stationären Bedingungen des Recovery-Prozesses die oberste zulässige Grenztemperatur für eine Rückkehr in den supraleitenden Zustand. Damit sind die maximal möglichen Temperaturgradienten zwischen Leiteroberfläche und Kühlmedium und somit auch die Kühlleistung festgelegt. Offensichtlich sind hier die Randbedingungen einer Badkühlung mit Übergang in das Zweiphasengebiet günstiger. Die Bedingungen der einphasigen Zwangsströmung ähneln sehr den Bedingungen des isolierten Leiters im LHe-Bad, bei dem ebenfalls die Wärmeströme durch die möglichen Temperaturgradienten über die Isolationsschicht bestimmt sind. Daß der Schnittpunkt beider Kurven in Abb. 10 bei fast 6 T liegt, ist zufällig, da ja die mittleren Kühlleistungen vom Benetzungsgrad abhängen, der deutlich unterschiedlich ist. Ein sinnvoller

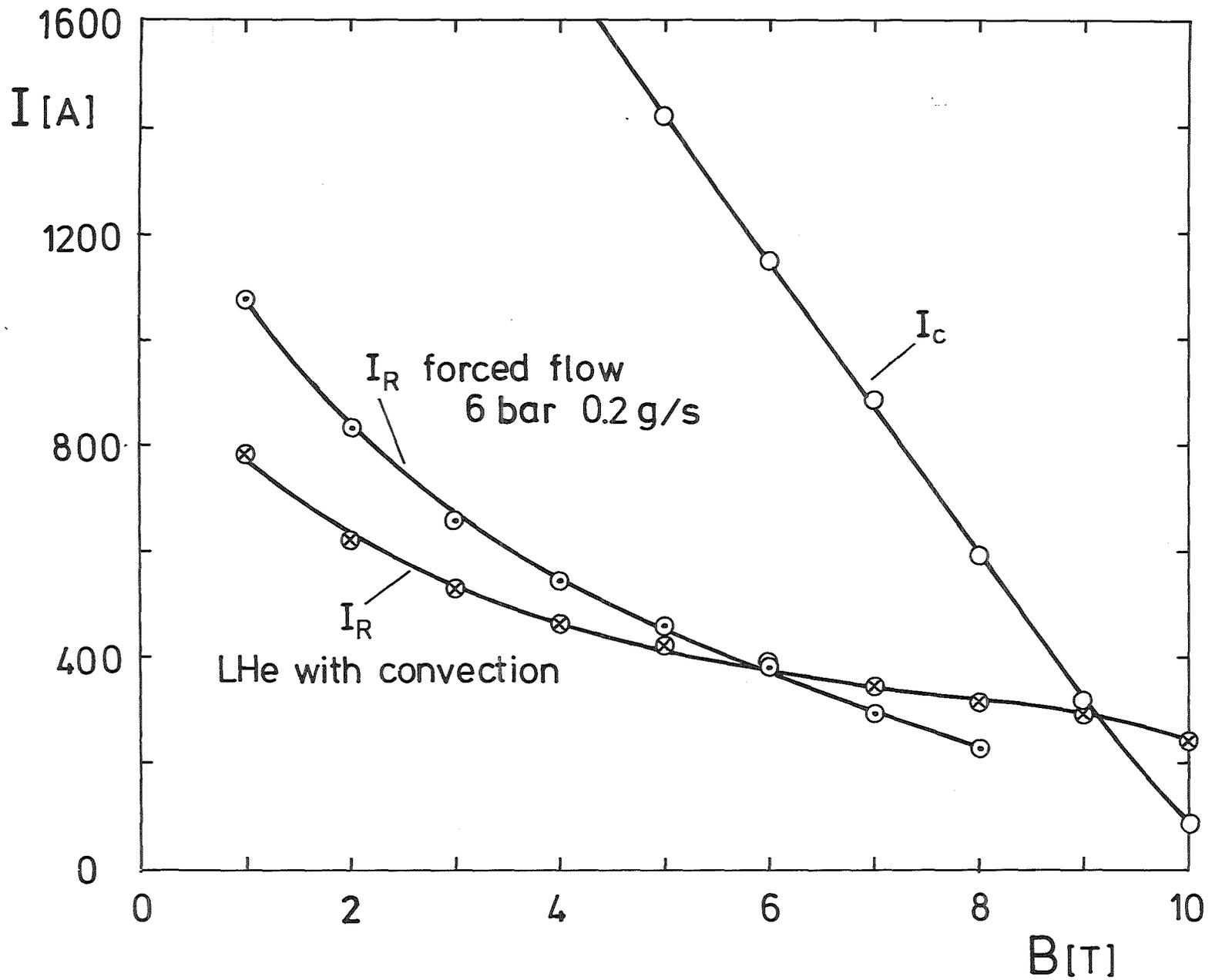


Abb. 10: Die Recovery-Ströme für Zwangsströmung mit überkritischem Helium ($6 \text{ bar}, 0.2 \text{ g/s}^{-1}$) in Abhängigkeit vom Magnetfeld B und zum Vergleich die Recovery-Ströme bei LHe-Badkühlung mit natürlicher Konvektionsströmung.

Vergleich der verschiedenen Messungen kann nur auf der Basis der pro benetzter Flächeneinheit abgeführten Wärmemenge gemacht werden.

VI. Die effektiven Wärmeströme

Auf dem Weg über die Wärmeübergangs-Charakteristik für flüssiges Helium an Metallflächen läßt sich mit Hilfe des Maddock'schen "equal area" Stabilitätstheorem³⁾ ein für den Recovery-Strom I_R des Supraleiters maßgeblicher effektiver Wärmestrom

$$q_e = \frac{\rho(B) \cdot I_R}{A \cdot \eta \cdot P} \quad (4)$$

finden. Darin bedeuten $\rho(B)$ der magnetfeldabhängige spezifische Widerstand der Matrix, A die Fläche der Matrix (hier Kupfer), η der Benetzungsgrad und P der Umfang des Leiters.

Aus den experimentell bestimmten Recovery-Strömen I_R lassen sich nun umgekehrt nach Gl. (4) die effektiven Wärmeströme unmittelbar berechnen. Die geometrischen Parameter sind aus dem Versuchsaufbau bekannt und der magnetfeldabhängige spezifische Widerstand der Kupfermatrix ließ sich direkt aus dem Experiment über die Strom-Spannungs Charakteristik bei den Recovery-Untersuchungen bestimmen. Denn oberhalb des Recovery-Stromes I_R war die Probe in einem gewissen Strombereich stationär normalleitend und zeigte hier eine dem Ohm'schen Gesetz folgende lineare Spannungs-Strom Charakteristik, s. Abb.4. Dabei bestätigte sich, daß der magnetfeldabhängige spezifische Widerstand von Kupfer ($RR \geq 100$) oberhalb von 3 T hinreichend genau der allgemein benutzten Näherungsformel

$$\rho(B) = (1 + 0.45 \cdot B_{[T]}) \cdot 10^{-8} \quad [\Omega \text{ cm}] \quad (5)$$

folgt.

Die Abb. 11 zeigt die berechneten effektiven Wärmeströme für die untersuchten Kühlbedingungen in Abhängigkeit vom Magnetfeld. Bei LHe-Badkühlung sind die aus den Recovery-Strömen ermittelten Werte größer als diejenigen, die aus der Wärmeübergangscharakteristik nach dem "equal area" Theorem folgen, was offenbar auf den Einfluß von Konvektionsströmungen zurückgeführt werden kann.

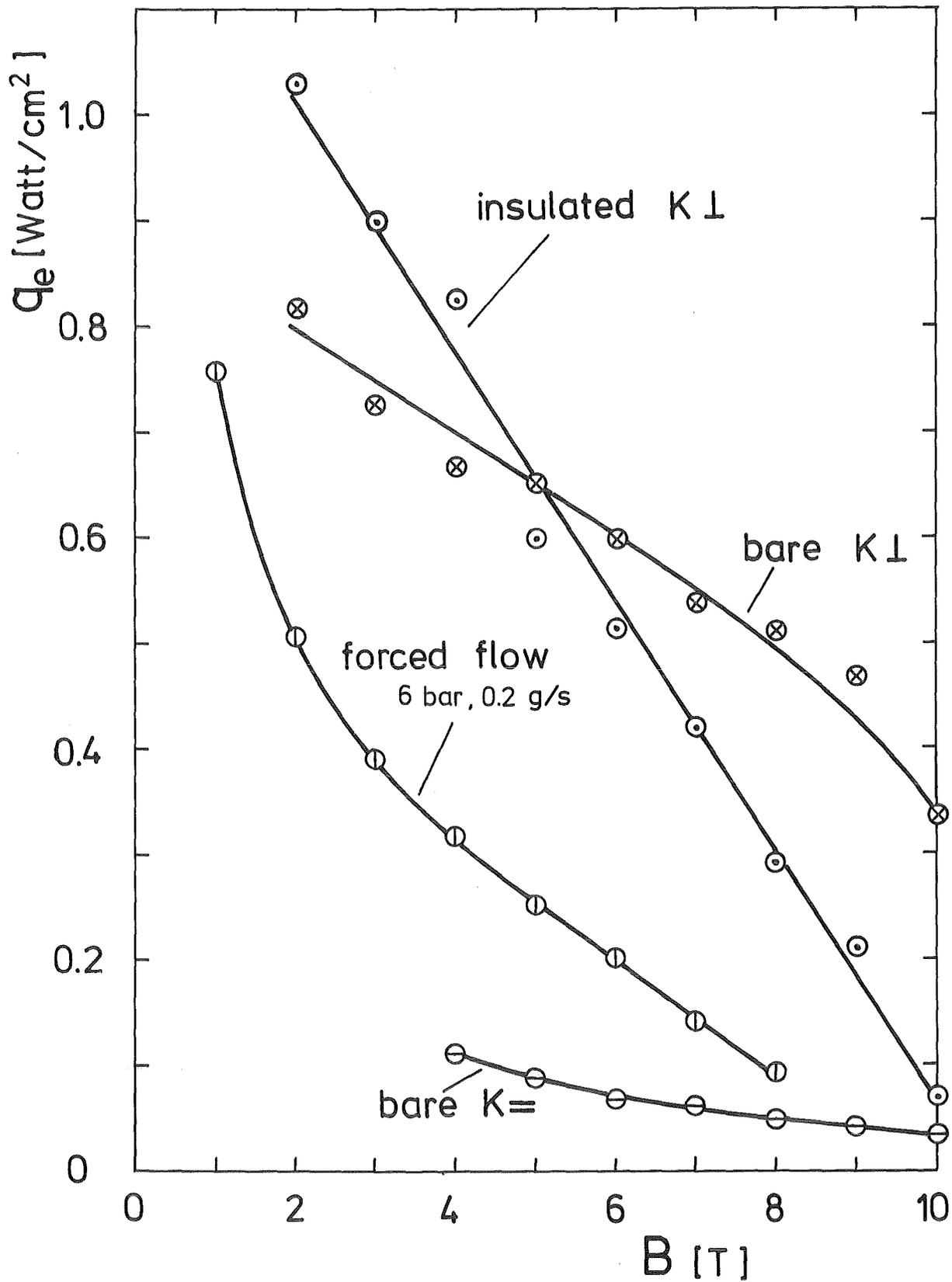


Abb. 11: Die effektiven Wärmeströme q_e in Abhängigkeit vom Magnetfeld B für die verschiedenen Kühlbedingungen.

Die LHe-Badkühlung mit natürlicher Konvektion erbringt die höchsten Kühlleistungen, wobei der Wärmestrom an der metallisch blanken Leiteroberfläche weniger vom Magnetfeld abhängt als der an der mit einer 40 μm dicken Isolationsschicht bedeckten Oberfläche. Die beiden Kurven des effektiven Wärmestroms schneiden sich bei ca. 5 T, d. h. oberhalb von 5 T hat die blanke Metallfläche die höhere Kühlleistung und unterhalb von 5 T die beschichtete Metallfläche. Obwohl sich über die Isolationsschicht ein Temperaturgradient aufbaut, der mit abnehmendem Magnetfeld entsprechend der Zunahme der kritischen Temperatur zwar zunimmt, wird die Kühlleistung gegenüber der blanken Oberfläche größer. Das muß auf einem besseren Wärmeübergang in das flüssige Helium an der kunststoffbeschichteten Oberfläche zurückgeführt werden, etwa durch gleichmäßiges Sieden infolge einer vergrößerten Anzahl von Keimbildungszentren für Gasbläschen. Das stimmt mit Beobachtungen von James und Maddock⁸⁾ überein.

Im horizontalen Kühlkanal sind die Bedingungen für eine Konvektionsströmung nicht gegeben. Eine Wärmequelle im Kanal wird vielmehr das flüssige Helium hinausdrücken, so daß eine gasförmige Umgebung am Leiter entsteht und damit kaum ein Wärmeabstrom in die Umgebung möglich ist. Die Recovery-Ströme und effektiven Wärmeströme q_e sind erwartungsgemäß klein.

Für die Kühlung mit Zwangsströmung im überkritischen Helium gelten die gleichen Überlegungen wie beim isolierten Leiter. Auch hier wird die vom strömenden Kühlmedium übernommene Wärmemenge durch die möglichen Temperaturgradienten bestimmt, wobei Wärmeübergang und Wärmetransport durch Turbulenz und Strömungsgeschwindigkeit festgelegt sind. Die erzielten Kühlleistungen sind daher im hohen Magnetfeld wegen der kleinen Temperaturgradienten klein. Erst im niedrigen Magnetfeld ergeben sich Vorteile der Zwangsströmung. Die bei Badkühlung gefundenen Kühlleistungen für Recovery sind deutlich höher als die 0,3 Watt/cm², die nach reinen Wärmeübergangsmessungen von James⁹⁾ für die benutzte Kanalgeometrie vorausgesagt werden können. Eine Erklärung hierfür mag sein, daß maximal nur eine Windung normalleitend war und dadurch ein deutlicher Kamineffekt¹⁰⁾ wirksam werden konnte. Die Zunahme der aus den Stabilitätsmessungen ermittelten effektiven Wärmeströme liegt außerhalb einer möglichen Fehlergrenze von $\pm 5\%$, die aus nicht genau eingehaltenen Kanalabmessungen und insbesondere aus Fehlern

bei der Ermittlung des Benetzungsgrades folgen, wenn z. B. die Abdeckung des Leiters durch die Abstandhalter nicht 100 %ig ist.

VII. Magnetfeldabhängigkeit der effektiven Wärmeströme

Der effektive Wärmestrom an einer metallisch blanken Oberfläche ist entsprechend der bekannten Wärmeübergangscharakteristik für flüssiges Helium und dem "equal area" Theorem³⁾ nur wenig von der kritischen Temperatur und damit auch nur wenig vom Magnetfeld abhängig. Die Messungen bestätigen diese Aussage.

In allen anderen Fällen, in denen nicht nur das Siedeverhalten an der Oberfläche für den Wärmeabstrom eingeht, sondern z. B. auch noch Wärmedurchgang durch andere Materialien auftritt und damit eine Rolle spielen, findet man eine ausgeprägte Magnetfeldabhängigkeit. Sie läßt sich auf die magnetfeldabhängige kritische Temperatur des Supraleiters zurückführen.

Die kritische Temperatur für verschiedene Magnetfelder läßt sich in guter Näherung für NbTi aus dem formelmäßigen Zusammenhang zwischen Magnetfeld und Temperatur gemäß

$$B_{c2} = B_{c0} \left\{ 1 - \left(\frac{T}{T_{c0}} \right)^2 \right\} \quad (5)$$

ermitteln, wobei sich die Parameter B_{c0} und T_{c0} angepaßt an eigene Messungen bei 1,8 K und 4,2 K zu $B_{c0} = 14,5$ T und $T_{c0} = 8,7$ K ergeben. Mit den Temperaturdifferenzen aus den so ermittelten kritischen Temperaturen und der Badtemperatur ergibt sich aus den effektiven Wärmeströmen für den lackisolierten Leiter eine fast konstante Wärmedurchgangszahl $h = q_e / \Delta T = 0,22 \pm 0,03$ Watt $\text{cm}^{-2} \text{K}^{-1}$. Zu kleinen Magnetfeldern ist dabei eine positive und zu hohen Magnetfeldern eine negative Abweichung von diesem Wert zu beobachten. Die obige Wärmedurchgangszahl liegt in der zu erwartenden Größe, die sich aus einer ungefähren Wärmeleitfähigkeit für Kunststoffe (z. B. Epoxidharz) von $4,10^{-4}$ Watt $\text{cm}^{-1} \text{K}^{-1}$ ¹¹⁾ und einer Lackdicke von 40 μm abschätzen läßt.

Für die Bedingungen der Einphasenströmung läßt sich nach Giarattano¹²⁾ die Wärmedurchgangszahl berechnen, die z. B. $0,094$ Watt $\text{cm}^{-2} \text{K}^{-1}$ im Feld von 8 T beträgt. Aus dem gemessenen Wärmestrom ergibt sich ein Wert von $0,056$ Watt $\text{cm}^{-2} \text{K}^{-1}$. Das Mittel aus den Meßwerten im

Feldbereich zwischen 2 und 8 T ergibt einen Wert von $0.0853 \text{ Watt/cm}^{-2} \text{ K}^{-1}$, der praktisch gleich dem Mittelwert der theoretischen Werte ist. Auch hier muß festgestellt werden, daß im kleinen Magnetfeld die experimentellen Werte größer und im hohen Magnetfeld kleiner sind als es theoretisch zu erwarten ist.

Die Magnetfeldabhängigkeit der effektiven Wärmeströme bedeutet im wesentlichen eine Abhängigkeit von der kritischen Temperatur, die je nach Oberflächenbeschaffenheit mehr oder weniger ausgeprägt ist.

Mit diesen Ergebnissen wird klar, daß ein in der Temperatur linearer Ansatz für den Wärmeabstrom in einer theoretischen Lösung der vorliegenden Probleme nur bedingt richtig ist. Daher sind auch quantitative Aussagen der analytischen Lösung Gl. (1) generell nur mit Einschränkungen zu benutzen und das Hauptgewicht der Aussagen liegt mehr auf der Darstellung der allgemeinen physikalischen Zusammenhänge.

III. Zusammenfassung

Die Untersuchungen haben gezeigt, daß sich das gesamte Recovery-Verhalten hinsichtlich des zeitlichen Ausdehnens und Schrumpfens einer normalleitenden Zone nach einem lokalen Wärmepuls als Störursache grundsätzlich auf der Basis einer vereinfachten Lösung der das Problem beschreibenden Wärmeleitungsgleichung verstehen läßt. Unter stationären Kühlbedingungen gibt es einen von der lokalen Störenergie unabhängigen Grenzwert im Recovery-Strom, der durch eine weit ausgedehnte normalleitende Zone mit langsamem Recovery gekennzeichnet ist. Mit abnehmender Störenergie bleibt die Störung lokalisiert, der Recovery-Ablauf wird schneller und die obere Grenze im Recovery-Strom verschiebt sich dabei bis fast an den kritischen Strom. Es gibt also einen weiten, von der Störenergie abhängigen Bereich im Recovery-Strom. Wenn aber das Störpektrum unbekannt ist, bleibt als sichere Grenze nur der untere Recovery-Grenzstrom.

Die verschiedenen Kühlbedingungen haben offenbart, daß zumindest im hohen Feldbereich mit kleinen kritischen Temperaturen eine Badkühlung mit Blasensieden an der blanken Leiteroberfläche und einsetzender natürlicher Konvektion die höchsten effektiven Kühlleistungen erbringt. Alle anderen Kühlarten, bei denen die Tempe-

raturdifferenz zwischen Leiter und Kühlmedium für den Wärmeübergang entscheidend eingeht, haben im Hochfeldbereich kleinere Kühlleistungen und werden erst in kleineren Feldbereichen unter 5 T überlegen, wo große Temperaturdifferenzen zur Verfügung stehen. Gleiche Stabilität unter verschiedenen Kühlbedingungen kann nur im begrenzten Umfang über die Anpassung verschiedener Parameter, wie z. B. den Benetzungsgrad oder geeignetes Matrixmaterial mit ausreichendem Flächenanteil, erreicht werden. Durch Kühlung im LHe-Bad unter Ausnutzung einer natürlichen Konvektionsströmung ist offensichtlich das höchste Maß an elektrischer Stabilität im Supraleiter zu erreichen.

Danksagung

Ich möchte Herrn Brünner und Herrn Gauland für die sorgfältige und oftmals schwierige Herstellung der Probenanordnungen danken.

Referenzen

1. Stekly, Z.J.J., Zar, J.L., IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-12, 367 (1965).
2. Swartz, P.S., Bean, C.P., J. Appl. Phys. 39 4991 (1968).
3. Maddock, B.J. et al. Cryogenics 9, 261 (1969).
4. Hersteller Vacuumschmelze Hanau.
5. Turowski, P., wird veröffentlicht.
6. Turowski, P., L.Z. Lin, Seibt, E., IEEE Trans. Magnetics, MAG-17, 2047 (1981).
7. Bejan, A., Tien, T.L., Cryogenics 18, 433 (1978).
8. Buttler, A.P., James, G.B., Maddock, B.J., Norris, W.T., Int. J. Heat and Mass Transfer 13 105 (1970).
9. James, G.B., Lewis, K.G., Maddock, B.J., Cryogenics 10, 480 (1970).
10. Sydorjak, S.G., Roberts, T.R., J. Appl. Phys. 28 143 (1957)
11. Johnson, V.J., Properties of Materials at Low Temperature, Pergamon Press New York 1961.
12. Giarratano, P.J., Arp, V.D., Smith, R.V., Cryogenics 11 385 (1971)

Anhang

Liste der benutzten Symbole

c	spezifische Wärme [$\text{Joule} \cdot \text{g}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$]
α	Verhältnis Kupfer/Supraleiter
ν	Dichte [gcm^{-3}]
λ	Wärmeleitfähigkeit [$\text{Watt cm}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$]
ρ	spezifischer Widerstand [Ωcm]
η	Benetzungsgrad
h	Wärmedurchgangszahl [$\text{Watt} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$]
t	zeit [s]
x	Längenkoordinate [cm]
A_0	Querschnittsfläche des Supraleiters [cm^2]
A	Querschnittsfläche des Kupfers [cm^2]
B	Magnetfeldstärke [T]
B_{c2}	kritisches Magnetfeld [T]
B_{c0}	kritisches Magnetfeld bei Temperatur Null [T]
I	Transportstrom [A]
P	Umfang des Supraleiters [cm]
Q	Energieinhalt eines Wärmepulses [Joule]
T	Temperatur [K]
T_0	Badtemperatur [K]
T_{c0}	kritische Temperatur bei Strom und Magnetfeld Null [K]