

KfK 4988
März 1992

Stabilität supraleitender Kabel für den Einsatz in Großmagneten

C. Schmidt, H. Tateishi
Institut für Technische Physik
Projekt Kernfusion

Kernforschungszentrum Karlsruhe

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

INSTITUT FÜR TECHNISCHE PHYSIK

Projekt Kernfusion

KfK 4988

**Stabilität supraleitender Kabel für den Einsatz in
Großmagneten**

C. Schmidt, H. Tateishi*

***Elektrotechnisches Institut, Tsukuba, Japan**

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

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

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640, 7500 Karlsruhe 1

ISSN 0303-4003

STABILITÄT SUPRALEITENDER KABEL FÜR DEN EINSATZ IN GROSSMAGNETEN

Zusammenfassung

Zum Bau von supraleitenden Großmagneten wurden im Laufe der letzten beiden Jahrzehnte immer ausgeklügeltere Leitertypen entwickelt, die die unterschiedlichen Bedingungen, die an Supraleitungsmagnete gestellt werden, erfüllen sollen. Eine besonders schwierige Randbedingung für große Magnete ist der Einsatz in schnell wechselnden magnetischen Feldern. Im Institut für Technische Physik wurde in den letzten Jahren ein supraleitendes Kabel entwickelt, das in Fusionsexperimenten vom Tokamak-Typ für die Poloidalfeldspulen eingesetzt werden soll. Von diesem "POLO"-Kabel werden niedrige Verluste im magnetischen Wechselfeld und eine hohe Stabilitätsgrenze erwartet. Die vorliegende Arbeit beschreibt in allgemein verständlicher Form die Anforderungen an ein supraleitendes Kabel, die Mechanismen für Wechselfeldverluste und die Berechnung der Stabilitätsgrenze. Die berechneten Werte werden mit durchgeführten Messungen verglichen und bisher noch nicht gelöste Probleme im Bereich der Stabilität großer Magnete werden am Beispiel des POLO-Leiters diskutiert.

STABILITY OF SUPERCONDUCTING CABLES FOR USE IN LARGE MAGNET SYSTEMS

Abstract

The construction of large superconducting magnets requires the development of complicated conductor types, which can fulfill the specific requirements of different types of magnets. A rather hard boundary condition for large magnets is the presence of fast changing magnetic fields. In the Institute of Technical Physics a superconducting cable was developed for use in poloidal field coils in Tokamak experiments. This "POLO"-cable exhibits low losses in a magnetic ac-field and a high stability margin. In the present article the requirements on a superconducting cable are described, as well as the mechanisms of ac-losses and the calculation of the stability limit. Calculated values are compared with experimental data. Some unresolved problems concerning the stability of large magnets are discussed taking the example of the POLO-cable.

INHALTSVERZEICHNIS

	Seite
Einleitung	2
1. Supraleiter-Kabel	3
2. Wechselfeldverluste in einem Supraleiter	7
3. Die Verlustzeitkonstante	9
4. Energiedissipation bei einem Feldpuls	9
5. Stabilität des Supraleiters im Feldpuls	10
6. Experiment zur Bestimmung der Stabilitätsgrenze	11
7. Stabilitätsmodell	14
8. Vergleich der Ergebnisse mit dem Stabilitätsmodell	17
9. Diskussion der reduzierten Stabilität	20
a) Inhomogene Energiedissipation im Kabel	20
b) Ungleichmäßige Stromverteilung im Kabel	23
10. Abschließende Bemerkungen	26
Literatur	28

EINLEITUNG

Die Erzeugung von hohen Magnetfeldern in großen Volumina ist nur durch den Einsatz von supraleitenden Magneten mit vertretbarem Aufwand möglich.* Die Durchführung von großen Fusionsexperimenten mit magnetischem Einschluß beispielsweise ist nur mit Supraleitungsmagneten denkbar. Dabei steigen die Anforderungen an das Magnetfeld, die geometrische Größe der Magnete und andere Kenngrößen ständig an. Ein besonders kritischer Parameter für den Einsatz von Supraleitern ist die Feldänderungsgeschwindigkeit dB/dt , wenn die Magnete schnellen Magnetfeldänderungen ausgesetzt sind. Diese erzeugen nämlich Wechselfeldverluste, die den Supraleiter schnell über die kritische Temperatur erwärmen können, da bei Heliumtemperatur die spezifische Wärme von Metallen sehr niedrig ist. Wechselfelder stellen also eine harte Begrenzung für den Einsatz von Supraleitern dar, und es erfordert ausgeklügelte und aufwendige Leiterkonzepte, um diese Grenze weiter hinauszuschieben.

Dies war auch der Grund, weshalb das französische Tokamakexperiment "TORE SUPRA" in Cadarache, dessen Toroidalfeldspulen supraleitend sind, mit wassergekühlten Poloidalfeld (PF) - Kupferspulen ausgerüstet ist. Die Toroidalfeldspulen bilden den ringförmigen Torus, während die Poloidalfeldspulen, die zur Plasmastabilisierung ein zum Toroidalfeld senkrecht Magnetfeld erzeugen, wie Heiligenscheine oberhalb, aber auch unterhalb der Torusmittelebene angebracht sind. Bei TORE SUPRA sind es 6 PF-Spulen mit Durchmessern zwischen 6 und 9 m. Obwohl die PF-Spulen nur einem sehr bescheidenen Magnetfeld von 1.8 T ausgesetzt sind (gegenüber 9 T bei den Torusspulen), erschien es zum Zeitpunkt der Planung von TORE SUPRA vor 15 Jahren noch nicht möglich, diese Spulen supraleitend zu machen. Bei einem Plasmaabbruch tritt nämlich am Ort der Spulen eine exponentielle Feldänderung von 0.4 T mit einer Zeitkonstanten von nur 5 ms auf, das bedeutet ein maximales B von 80 T/s. Für ein supraleitendes Kabel, das einen Transportstrom von 15 kA tragen sollte, mithin also relativ "dick" sein mußte, war das eine schwer erfüllbare Forderung. (Die Wechselfeldverluste steigen bei einem Kabel etwa quadratisch mit dem Durchmesser an.)

Eine weitere Hürde für den Einsatz eines Supraleiters lag in dem ständig anstehenden Wechselfeld von 0.025 T Amplitude, bei einer Frequenz von 10 Hz, das zur Lageregelung des Plasmas benötigt wird. Diese kleine Feldamplitude führt zwar bei einem ordentlich konzipierten supraleitenden Kabel nicht zu Problemen mit

* Wenn wir in diesem Zusammenhang von Supraleitern sprechen, dann meinen wir die "konventionellen" Supraleiter aus Metallegierungen, i.a. NbTi und Nb₃Sn, die bei der Temperatur des flüssigen Heliums, 4.2 K, betrieben werden. Die neuen keramischen "Hochtemperatursupraleiter" eignen sich noch nicht zum Bau von Magneten.

der Stabilität, da die lokale Wärmestromdichte ins Kühlmittel Helium sehr klein ist. Die über das ganze Spulenvolumen aufsummierten Verluste können jedoch eine beträchtliche Größe erreichen, so daß es schwer wird, sie durch die Heliumströmung im Innern des Kabels abzuführen. Aus Gründen der Hochspannungssicherheit (bei einer Schnellabschaltung treten Spannungen von 23 kV auf) kommt nämlich nur ein Leiterkonzept in Frage, bei dem ein intern zwangsgekühlter Leiter zu einer mit Epoxydharz voll vergossenen Spule verwickelt wird. Eine "badgekühlte" Spule mit einer heliumtransparenten Wicklung, die vorteilhaft für die Abführung von Wechselfeldverlusten ist, verträgt sich kaum mit Hochspannungssicherheit.

In einer Zusammenarbeit zwischen dem CEA-Cadarache und dem KfK-ITP wurde 1984 beschlossen, ein supraleitendes Kabel zu entwickeln, das die geforderten Spezifikationen erfüllt, um damit eine der Poloidalfeldspulen zu einem späteren Zeitpunkt durch eine supraleitende Spule zu ersetzen. Als Zwischenschritt wurde, nach Entwicklung des Kabels, der Bau einer Modellspule von halber Größe (3,2 m Durchmesser) in Angriff genommen, die sich z.Zt. im Bau befindet und im nächsten Jahr getestet werden soll (1).

In diesem Bericht beschränken wir uns auf die Beschreibung eines Stabilitätsexperiments, mit dem die Funktionsfähigkeit des supraleitenden Kabels unter den Bedingungen von schnellen Feldänderungen untersucht wurde.

1. SUPRALEITER-KABEL

Ein Supraleiter für 15 kA kann aus verschiedenen Gründen kein "Monolytleiter" sein, wie es z.B. ein Kupferkabel ist. Die wichtigsten Gründe sind: Die Wechselfeldverluste wären um Größenordnungen zu hoch, die gekühlte Oberfläche wäre viel zu klein, selbst für einen Betrieb im Gleichfeld. Schließlich wäre er auch gar nicht herstellbar. Technische Supraleiter werden aus einem "Preßbolzen" durch Strangpressen, Hämmern und Ziehen hergestellt. Der Preßbolzen enthält in der Matrix (i.a. Cu) einige Dutzend bis zu vielen Tausend Stangen aus der Supraleiterlegierung, die später zu den dünnen, für die Eigenstabilität des Leiters nötigen supraleitenden Filamenten werden. Da das maximale Volumen des Preßbolzens durch die Strangpreßmaschine vorgegeben ist, ergibt sich für eine geforderte Länge des Leiters ein maximaler Durchmesser, der typischerweise im Bereich von wenigen Millimetern liegt. Zudem gibt es metallurgische Gründe, die eine Mindestverformung verlangen. Supraleitende Kabel werden also aus dünnen Leitern aufgebaut.

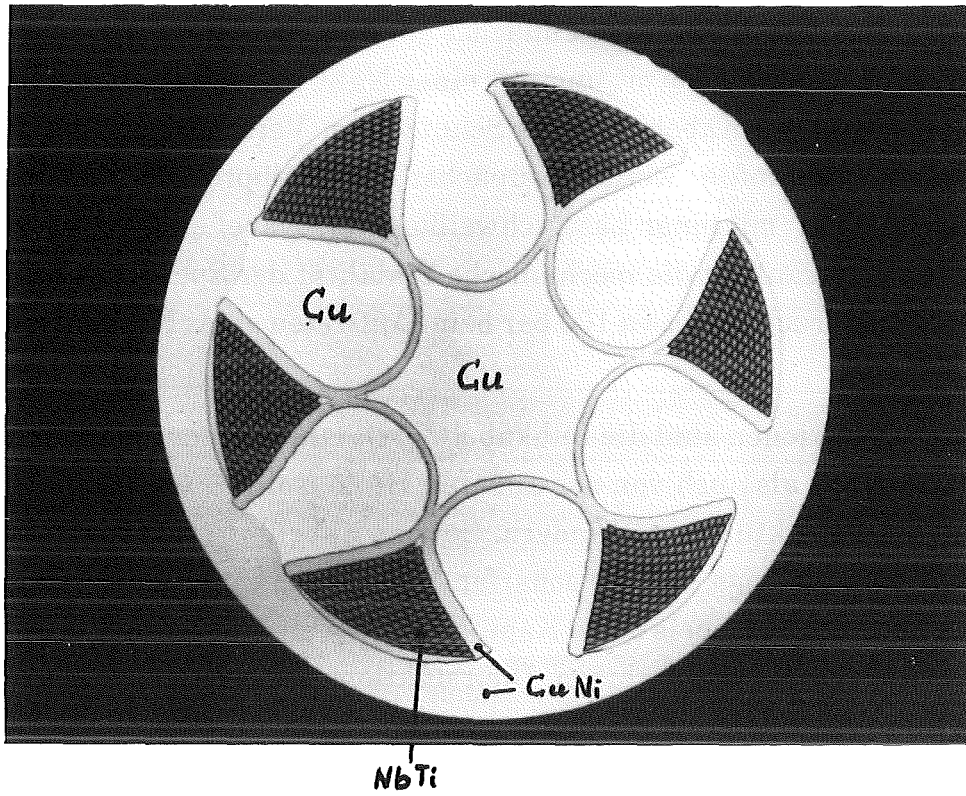
In unserem Fall hat der "Basisleiter", der in Zusammenarbeit mit der Vakuumschmelze Hanau entwickelt wurde, einen Durchmesser von 1.25 mm. Er besitzt etwa 1000 in eine Mischmatrix aus Kupfer und Kupfernichel eingebettete Filamente. CuNi Schichten um jedes einzelne Filament und um jedes der 6 Filamentbündel dienen als Widerstandsbarrieren für die Kopplungsströme. Eine äußere CuNi-Hülle stellt schließlich eine Barriere zwischen benachbarten Basisleitern dar. Ein Querschnitt des Leiters ist in Abb. 1 oben zu sehen.

Nun galt es, die nötige Anzahl von Basisleitern zu einem funktionsfähigen Kabel zusammenzufassen, das nicht nur die elektromagnetischen Forderungen erfüllt, sondern auch den großen mechanischen Belastungen in Längs- und Querrichtung standhält, die infolge der magnetischen Kräfte auftreten.

Nach der Entwicklung von mehreren Varianten wurde schließlich ein Kabeltyp ausgewählt, der alle Anforderungen erfüllen sollte, und zudem noch für eventuelle zukünftige größere Fusionsexperimente bei höheren Feldern geeignet sein sollte. Unten in Abb. 1 ist eine Ansicht des Kabels zu sehen: Um ein Innenrohr, in dem strömendes Helium die stationären Verluste der Spule wegkühlt, sind 13 "Subkabel" verseilt. Diese Subkabel bestehen ihrerseits aus je 6 Basisleitern, die um einen zentralen Kupfernickeldraht verwickelt sind. Für den zentralen Draht verwendet man keinen Supraleiter, da es für die Stabilität eines Kabels ungünstig ist, wenn einzelne Leiter in ihrer Position ausgezeichnet sind.

Auch zwischen den Subkabeln ist eine Barriere zur Widerstandserhöhung angebracht, sie besteht aus einer Umbändelung mit einem 0.2 mm dicken CuNi-Band, das den Kontaktwiderstand drastisch erhöht, gleichzeitig aber die mechanische Stabilität nicht verschlechtert. Allerdings reduziert es etwas die gekühlte Oberfläche der Basisleiter.

In einer zweiten Version ist das CuNi-Band durch ein Verbundmaterial aus glasfaser-verstärktem Epoxydharz mit einer Kapton-Einlage ("GKG") ersetzt worden. Dadurch werden die Wechselfeldverluste durch Kopplungsströme zwischen den Subkabeln auf Null reduziert. Allerdings ist dann auch keine Stromumverteilung zwischen den Subkabeln mehr möglich, was bei lokalen Störungen in einzelnen Subkabeln die Stabilität des gesamten Kabels reduzieren kann. Da es schwer ist, Vor- und Nachteile aus theoretischen Überlegungen quantitativ gegeneinander abzuwägen, soll das Verhalten der beiden Leitertypen im Experiment untersucht werden. Die Modellspule wird je zur Hälfte aus den beiden Leitertypen gewickelt. Ein dritter Stromabgriff in der Mitte der Spule erlaubt es, beide Spulenhälften separat zu betreiben, oder durch Abschalten der einen Spulenhälfte einen zusätzlichen induktiven Stromstoß in die zweite Hälfte einzukoppeln.



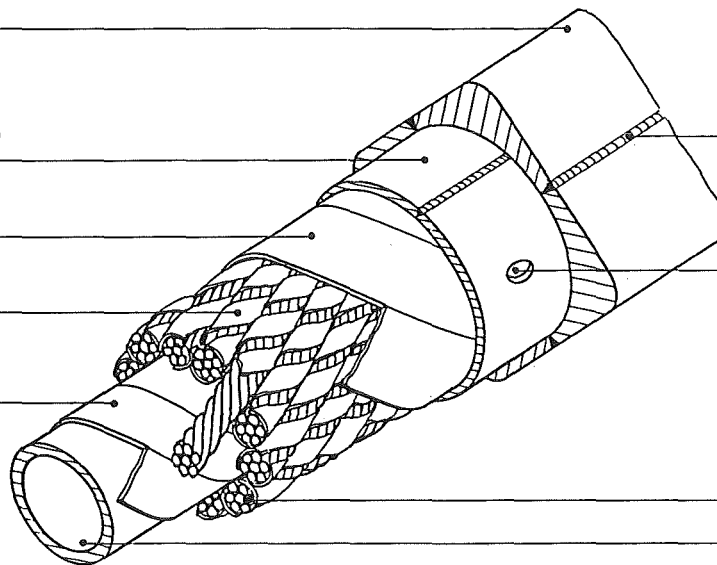
Edelstahlhülle

Edelstahlschutzrohr

Isolation

Subkabelisolation

Isolation



Laserstrahlschweißnaht

Primärkühlkreis

Supraleiterdrähte
Sekundärkühlkreis

Abb. 1: Querschnitt des Basisleiters und Ansicht des daraus aufgebauten POLO-Kabels.

Um das fertig verseilte Kabel wird zunächst ein dünnes Schutzrohr angebracht, das aus einem Stahlband geformt und mit einer Naht verschweißt wird. Es dient zur Kompaktierung des Kabels und als Schutz beim Verschweißen des äußeren Stahlprofils. Viertelprofile werden zunächst zu Halbprofilen zusammengesweißt, in die dann mit einer Laserschweißung das Kabel eingefügt wird. Dieses äußere Profil garantiert die mechanische Stabilität der Spule und fängt auch den starken Innendruck von etwa 100 bar beim Auftreten eines Normalübergangs des Magneten auf.

In beiden Leiterversionen sind die Subkabel durch eine Kaptonumbündelung sowohl vom Innenrohr als auch von der äußeren Hülle isoliert, um Kopplungsströme über die Stahlstruktur zu verhindern. Bei der Kabelfertigung für die Modellspule zeigte sich allerdings, daß die scharfen Kanten der CuNi-Umbündelung bei der Kompaktierung des Kabels diese Kaptonisolation an mehreren Stellen durchstießen und zu Kurzschlüssen führten. Die Funktionsfähigkeit der Spule sollte jedoch durch einzelne, relativ weit voneinander auftretende Kurzschlüsse zwischen Supraleiter und Hülle bzw. Innenrohr nicht beeinträchtigt werden. Ein Problem besteht allerdings darin, daß das Innenrohr als Kompensationsspule zum frühzeitigen Feststellen eines Normalübergangs verwendet werden sollte, was jetzt nicht mehr möglich ist.

Der Aufbau eines supraleitenden Kabels mit zwei separaten Heliumvolumen (Innenrohr und Ringspalt) ist unüblich und stellt eine Besonderheit unserer Entwicklung dar. Sie ergibt sich aus den Anforderungen an das Kabel: eine hohe stationäre Wärmeabfuhrkapazität erfordert die Ausnutzung des Phasenübergangs. Ein Teil des ins Innenrohr einströmenden Heliums wird beim Durchströmen der Leiterlänge verdampft, wobei die Verdampfungsenthalpie zur Wärmeabfuhr genutzt wird, gleichzeitig jedoch die Kühlmitteltemperatur annähernd konstant bleibt. Der Supraleiter darf jedoch keineswegs dem Gasstrom ausgesetzt sein, weil dann die andere wichtige Forderung, hohe Stabilität beim Plasmaabbruch, nicht erfüllt werden kann. Der Wärmeübergang an gasförmiges Helium ist nämlich um Größenordnungen schlechter als an flüssiges oder überkritisches Helium. Ein Verzicht auf das Innenrohr ist, abgesehen von den Fertigungsschwierigkeiten, nur möglich, wenn überkritisches Helium (bei Drücken von etwa 4 bar oder höher) verwendet wird.

2. WECHSELFELDVERLUSTE IN EINEM SUPRALEITER

In einem technischen Supraleiter, den wir hier als normaleitende Matrix mit eingebetteten supraleitenden Filamenten definieren, wird Energie dissipiert, wenn er einem magnetischen Wechselfeld ausgesetzt ist. Diese Energie, die in Wärme umgesetzt wird, läßt sich zunächst in drei Anteile aufteilen:

a) Hysteresisverluste

In den supraleitenden Filamenten wird in einem äußeren Wechselfeld eine Magnetisierungsschleife durchlaufen. Die bei einem Zyklus eingeschlossene Fläche $\int \text{MdB}$ wird als Wärme frei. Diese Eigenschaft der Typ II Supraleiter (im Gegensatz zu den Typ I Supraleitern, die ideales diamagnetisches Verhalten zeigen), macht ihre Verwendung als stromtragende Leiter erst möglich. Zur Reduzierung der Hysteresisverluste dient die Filamentarisierung, die gleichzeitig auch für die intrinsische Stabilität des supraleitenden Filamentes (kleinere spontane magnetische Flußbewegungen dürfen nicht lawinenartig anschwellen) notwendig ist. Bei unseren Stabilitätsbetrachtungen des Kabels spielen die Hysteresisverluste nur eine untergeordnete Rolle. Sie sollen deswegen hier nicht weiter diskutiert werden.

b) Wirbelstromverluste in der Matrix

In der hochleitfähigen Cu-Matrix (bei Heliumtemperatur ist die Leitfähigkeit noch etwa 2 Größenordnungen besser als bei Raumtemperatur) werden Wirbelströme erzeugt, die Verluste verursachen. Aus diesem Grund sind die Kupferbereiche des Einzelleiters in Segmente aufgeteilt, um die Lineardimensionen zu verringern. Da es noch einen weit "effektiveren" Mechanismus für Verluste durch Wirbelströme gibt, sind auch die Wirbelstromverluste in der Matrix i.a. vernachlässigbar.

c) Kopplungsverluste

Auch hier handelt es sich um Wirbelstromverluste, allerdings fließen die Ströme in axialer Richtung widerstandslos in den supraleitenden Filamenten, um sich dann quer über die normaleitende Matrix zu schließen. Die dabei eingeschlossenen Flächen sind naturgemäß viel größer als bei Wirbelströmen in der Matrix selbst. Um die Verluste in Grenzen zu halten ist es nötig, die Filamente zu verdrillen (zu "vertwisten"). Dies ist bereits in Abb. 1 erkennbar, denn dieselbe Überlegung gilt auch für die Kopplungsverluste zwischen Basisleitern und für die zwischen Subkabeln, die deshalb (und nicht nur aus Fertigungsgründen) verdrillt sind.

Schauen wir uns das schematisch an den Kopplungsströmen an, die zwischen zwei gegenüberliegenden Filamenten im Basisleiter fließen (Abb. 2a). Das Feld stehe

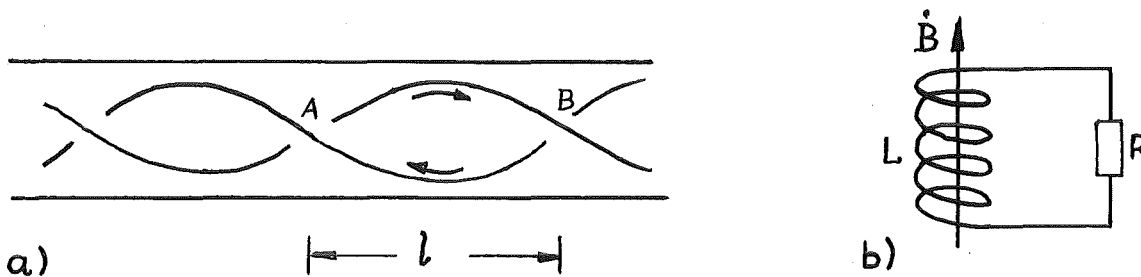


Abb. 2: *Kopplungsströme in den Filamenten des Basisleiters und entsprechendes Ersatzschaltbild.*

senkrecht zur Papierebene. In dem Kreis fließt ein Kopplungsstrom in den Filamenten in axialer Richtung, der sich bei A und bei B senkrecht zur Papierebene (d.h. parallel zum Feld) über die normalleitende Matrix schließt. Mit dem Ersatzschaltbild in Abb. 2b) können die Verluste sofort angegeben werden: Sie betragen

$$Q = U_{ind}^2/R, \quad (1)$$

wobei $U_{ind} = F \cdot \dot{B}$ die im Kreis induzierte Spannung ist. Die eingeschlossene Fläche F ist dabei proportional zur "Twistlänge" l und zum Durchmesser $2r$, und R ist proportional zu ρ_{\perp} , dem spezifischen Querwiderstand der Matrix. Damit ergibt sich die Verlustleistung proportional zu

$$Q \propto \dot{B}^2 l^2 r^2 / \rho_{\perp}. \quad (2)$$

Diese vereinfachte Darstellung ist zunächst nur als Plausibilitätsbetrachtung zu verstehen, wobei die Proportionalitätskonstante in komplizierter Weise von der Geometrie abhängt. Gl. (2) zeigt, daß eine Reduzierung der Verluste im wesentlichen durch eine Reduzierung des Drahtdurchmessers und durch eine Erhöhung des Querwiderstands der Matrix möglich ist. Letzteres Ziel wird durch die eingebauten CuNi-Barrieren erreicht, bei 4.2 K ist der Widerstand von CuNi mehr als drei Größenordnungen höher als der von Cu. Der axiale Matrixwiderstand darf jedoch aus Stabilitätsgründen nicht erhöht werden.

Die minimale Twistlänge ist aus Fertigungsgründen mit dem Drahtdurchmesser verknüpft, sie beträgt etwa 8-10 Durchmesser. Es ergibt sich also eine Abhängigkeit $Q \propto r^4$ für den Basisleiter. Da der Transportstrom bei sonst gleichem Aufbau dem Leiterquerschnitt, also r^2 proportional ist, hängt Q bei vorgegebenem Kabelstrom nur noch wie $Q \propto r^2$ vom Radius des Basisleiters ab. Auch diese quadrati-

sche Abhängigkeit bietet natürlich noch genügend Anreiz, den Basisleiterdurchmesser möglichst klein zu wählen.

Die Reduzierung des Durchmessers hat allerdings ihre Grenzen, da bei vorgegebenem Nennstrom des Kabels die Anzahl der Basisleiter proportional zu r^{-2} ansteigt, und der Aufbau des Kabels mit wachsender Zahl immer komplizierter wird.

3. DIE VERLUSTZEITKONSTANTE

Der Kreis in Abb. 2b hat eine Zeitkonstante $\tau = L/R$. Mit dieser Zeitkonstante klingen induzierte Kopplungsströme im Leiter ab, wenn das äußere Feld konstant bleibt. Für einen runden Leiter mit homogener Filamentverteilung kann die Zeitkonstante berechnet werden zu⁽²⁾

$$\tau = (\mu_0 / 2\rho_{\perp}) (l/2\pi)^2. \quad (3)$$

Die Kopplungsverluste pro Volumeneinheit sind proportional zu τ und betragen

$$Q/V = (2/\mu_0) \dot{B}^2 \tau. \quad (4)$$

\dot{B} ist hier allerdings die Feldänderung innerhalb des Leiters, die nur dann gleich dem äußeren \dot{B} gesetzt werden kann, wenn die Feldänderungen langsam im Vergleich zur Verlustzeitkonstante τ sind. Diese Bedingung ist für unsere Betrachtung immer erfüllt. Für den POLO-Basisleiter beträgt $\tau = 140 \mu\text{s}$. Verglichen mit diesem Wert ist die exponentielle Feldänderung beim Plasmaabbruch mit einer Zeitkonstante von 5 ms "langsam".

Die Verlustzeitkonstante eines Supraleiters kann i.a. direkt gemessen werden. Dazu werden durch einen Feldpuls Kopplungsströme in einer Leiterprobe induziert, deren Abklingen mit einer Pick-up-Spule registriert wird.⁽³⁾

4. ENERGIEDISSIPATION BEI EINEM FELDPULS

Mit Hilfe von Gl. (4) können wir die pro Volumeneinheit dissipierte Energie sofort berechnen. Wir setzen für einen exponentiellen Feldpuls $B = \Delta B e^{-t/t_0}$, wobei t_0 die Zeitkonstante der Feldänderung ist. Differenzieren nach der Zeit und Einsetzen in Gl. (4) ergibt

$$E/V = V^{-1} \int_0^{\infty} Q(t) dt = \mu_0^{-1} \Delta B^2 \tau / t_0 \quad (5)$$

Diese Energie bezieht sich auf das "Verlustvolumen", in dem die induzierten Kopplungsströme fließen, es wird beim Basisleiter durch den äußeren Rand des Filamentbereichs begrenzt; die CuNi-Hülle zählt also nicht dazu.

Wir schreiben hier noch die entsprechende Formel für einen sinusförmigen Feldpuls auf, der nach einer halben Periode endet, also $B = \Delta B \sin(\pi t/t_0)$, für $t < t_0$, wobei t_0 die Dauer der halben Sinusschwingung ist. Nach der Zeit differenziert, in Gl. (4) eingesetzt und von 0 bis t_0 integriert ergibt das

$$E/V = \pi^2 \mu_0^{-1} \Delta B^2 \tau/t_0. \quad (6)$$

Wir werden diesen Ausdruck später noch benötigen.

Die tatsächliche Situation in einem supraleitenden Kabel ist jedoch dadurch gekennzeichnet, daß sich dieses komplizierte Gebilde nicht durch eine einzige Zeitkonstante beschreiben läßt. Die Kopplungsströme, die sich zwischen Subkabeln schließen und jene zwischen den Basisleitern im Subkabel, werden i.a. mit unterschiedlichen Zeitkonstanten abklingen. Zudem beeinflussen sich die verschiedenen Prozesse gegenseitig. In einer vereinfachten, dafür aber handhabbaren Betrachtungsweise behandeln wir die Verlustmechanismen im Basisleiter, im Subkabel und im Kabel getrennt voneinander, die gesamte dissipierte Energie ergibt sich dann als Summe aller 3 Komponenten, also z.B. für den sinusförmigen Puls zu

$$E = \pi^2 \mu_0^{-1} \Delta B^2 t_0^{-1} (\tau_{Basisleiter} \cdot V_{Basisleiter} + \tau_{Subkabel} \cdot V_{Subkabel} + \tau_{Kabel} \cdot V_{Kabel}), \quad (7)$$

wobei die einzelnen Verlustvolumina keineswegs identisch, sondern jeweils durch die äußere Begrenzung der Kopplungsströme definiert sind ($V_{Subkabel}$ beträgt beispielsweise 13 x Volumen *eines* Subkabels).

5. STABILITÄT DES SUPRALEITERS IM FELDPULS

Da die spezifischen Wärmen von Metallen bei Heliumtemperatur sehr klein sind (sie liegen 3-4 Größenordnungen unter den Werten bei Raumtemperatur), kann schon eine kleine Energiedissipation zu einer unzulässigen Temperaturerhöhung führen. Soll ein Supraleiter überhaupt in schnellen Wechselfeldern betreibbar sein, dann muß die dissipierte Energie sofort an das Kühlmittel abgegeben werden können, d.h. also mit einer thermischen Zeitkonstante, die kurz gegenüber der Feldänderung ist. Hier kommt uns der hohe transiente Wärmeübergang (wir werden den Begriff später genauer definieren) von Festkörperoberflächen ins flüssige Helium zugute, der es erlaubt, für wenige Millisekunden hohe Wärmeleistungen abzuführen.

Da die übertragene Wärmeleistung der gekühlten Fläche proportional ist, sollte der Supraleiter eine möglichst große vom Helium benetzte Fläche haben. In den kurzen Zeiten, die wir hier betrachten, kann die Wärme nur in eine dünne Grenz-

schicht von wenigen Mikrometern diffundieren, daher spielt das vorhandene Heliumvolumen i.a. keine Rolle, es kann, wie im Falle unseres Leiterkonzeptes im Ringspalt, sehr klein sein. Für den Augenblick halten wir fest, daß der für die Stabilität maßgebende Parameter nicht die pro Volumeneinheit, sondern die pro gekühlter Oberflächeneinheit s dissipierte Energie ist, also die Größe $E/s = (E/V)(V/s)$.

Bevor wir nun diskutieren, wie aus der berechneten Energiedissipation eine Stabilitätsgrenze für den Supraleiter abgeleitet werden kann, wollen wir uns mit der experimentellen Untersuchung des Problems beschäftigen.

6. EXPERIMENT ZUR BESTIMMUNG DER STABILITÄTSGRENZE

Die Erzeugung eines exponentiell abfallenden Feldpulses mit einer Zeitkonstante im Millisekundenbereich ist experimentell nur schwer realisierbar, daher wurde ein anderer Weg eingeschlagen, der jedoch ebenfalls aussagekräftige Ergebnisse liefert: In einen Dipolmagnet wird über einen Thyristorschalter ein Kondensator entladen, was zu einer halben Periode eines sinusförmigen Feldpulses führt. Abb. 3 zeigt die experimentelle Anordnung. Der Pulsdipol, in den die Kabelprobe eingeschoben wird, besteht aus 2 Hälften mit hochgebogenen Enden. Die jeweils 6 Lagen der Dipolhälften sind einzeln mit Stromzuführungen versehen. Je nachdem, ob die insgesamt 12 Lagen in Serie oder parallel geschaltet sind, oder nur teilweise parallel, kann die Induktivität des Magneten innerhalb eines Faktors von etwa $12^2 = 144$ variiert werden. Zusammen mit einer variablen Kapazität können daher die Parameter Pulslänge und Feldhöhe unabhängig voneinander eingestellt werden.

Ein großes Problem bestand in der Versorgung der Kabelprobe mit einem Transportstrom von 30 kA und mehr, da allein Stromzuführungen vom Raumtemperaturbereich in einen Heliumkryostaten für derartige Ströme einen sehr großen Aufwand erfordern, abgesehen davon, daß ein geeignetes Netzgerät gar nicht zur Verfügung stand. Es wurde daher die Methode der induktiven Stromeinkopplung in einen geschlossenen Probenkreis gewählt. Die Probe, die in unserem Fall die Form einer Haarnadel hat, muß dann allerdings mit einem sehr kleinen Widerstand kurzgeschlossen werden. Die "Öse" dient als Sekundärwicklung eines supraleitenden Transformators, dessen Primärwicklung aus einer supraleitenden Spule von 500 Windungen besteht.

Ein supraleitender Trafo funktioniert im Prinzip wie ein normalleitender Trafo, allerdings kann er wegen des fehlenden Widerstandes auch bei sehr kleinen Fre-

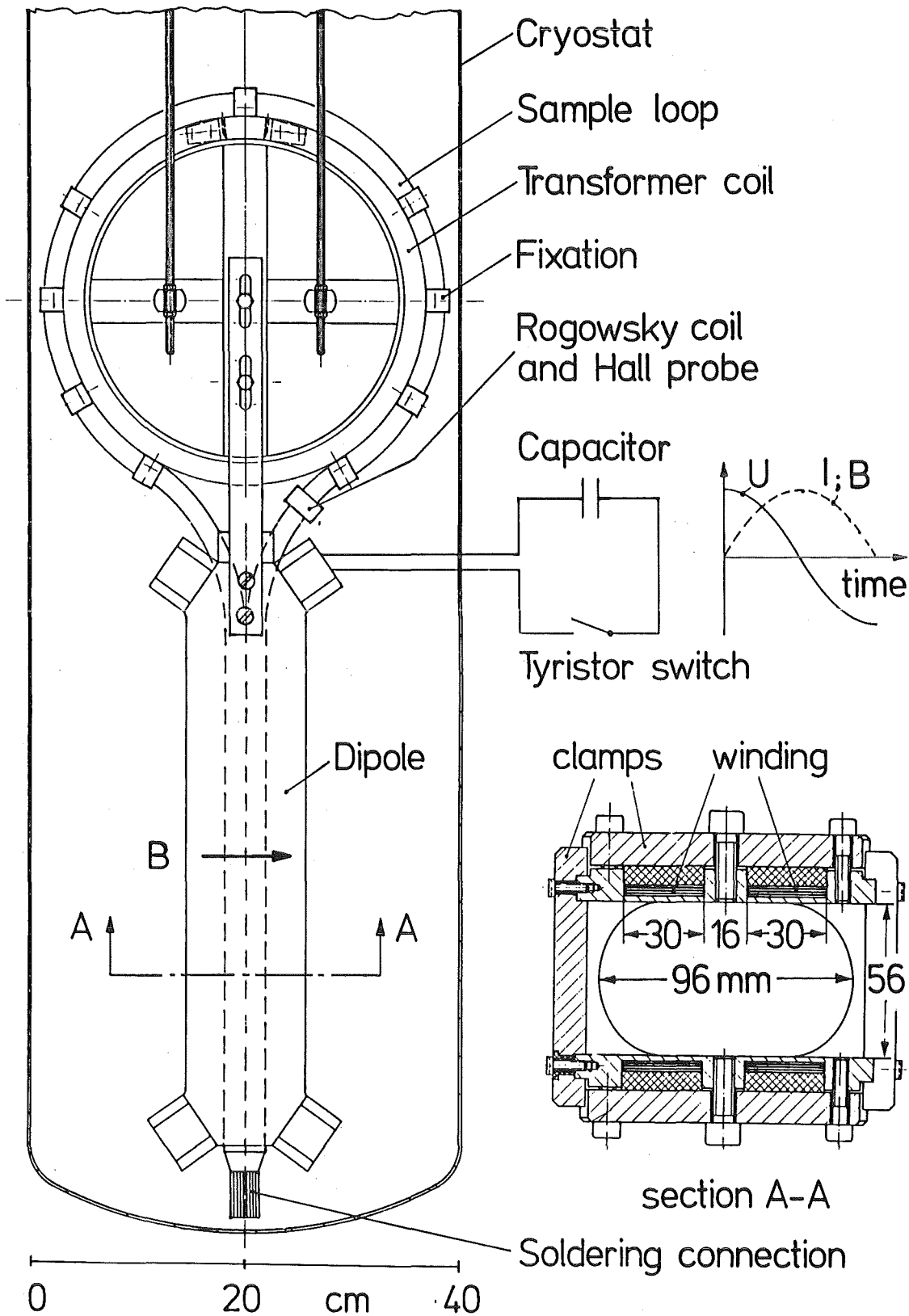


Abb. 3: Experimentelle Anordnung des Stabilitätsexperiments und Verlauf von Feldpuls und Spannung bei der Kondensstorentladung.

quenzen betrieben werden, z.B. bei 10^{-2} Hz. Das langsame, quasistationäre Hochfahren eines Stromes im Probenkreis wird dadurch möglich. Die beiden geraden Stücke der Haarnadel dienen als Testlänge, die dem Pulsfeld ausgesetzt sind. Das Magnetfeld steht dabei senkrecht zur Leiterachse. Die beiden Kabelenden sind Subkabel für Subkabel sorgfältig verlötet, wodurch ein Kontaktwiderstand von nur $3 \text{ n}\Omega$ erreicht wurde.

Bei einem typischen Experiment wird der Probenstrom auf einen vorbestimmten Wert hochgefahren und konstant gehalten. Sodann wird der Kondensator in den Pulsdipol entladen und festgestellt, ob die Kabelprobe nach dem Puls noch supraleitend oder ob sie normalleitend geworden ist. Natürlich kann auf der Testlänge, die dem Pulsfeld ausgesetzt ist, der Supraleiter kurzzeitig normalleitend werden und dann wieder in den supraleitenden Zustand zurückfallen; in der Nähe der Stabilitätsgrenze ist dies das erwartete Verhalten. Als instabil bezeichnen wir den Fall, daß sich die normalleitende Zone über den gesamten Probenkreis ausbreitet. In diesem Fall klingt der Strom in der Probe mit einer Zeitkonstante von etwa 1 s ab.

Durch schrittweises Erhöhen der Kondensatorspannung und damit des Pulsfeldes wird die Stabilitätsgrenze bestimmt. Wir definieren sie als das maximale Pulsfeld ΔB_m , das gerade noch nicht zu einer sich ausbreitenden normalleitenden Zone führt. Es ist natürlich von den Parametern Probenstrom und auch von der Pulslänge abhängig. Ein längerer Puls bedeutet ein kleineres dB/dt , also geringere Wechselfeldverluste und zudem mehr Zeit, diese abzuführen.

In Abb. 4 ist ΔB_m über den Probenstrom für verschiedene Pulsängen aufgetragen. Wie zu erwarten, fällt ΔB_m mit steigendem Strom stark ab, und es steigt mit der Pulslänge an. Für eine quantitative Diskussion der Ergebnisse verwenden wir ein einfaches Stabilitätsmodell, das im folgenden beschrieben wird.

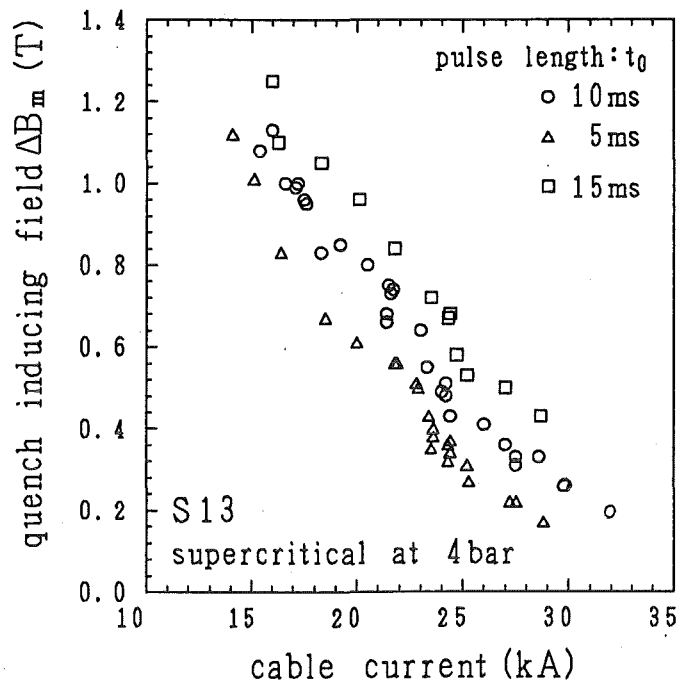


Abb. 4: Stabilitätsgrenze in Abhängigkeit vom Probenstrom.

7. STABILITÄTSMODELL

Wie wir schon zuvor festgestellt haben, ist die wesentliche Größe für die Frage der Stabilität die dissipierte Energie pro gekühlter Oberflächeneinheit, E/s . Um das Verhalten des Supraleiters einschätzen zu können, betrachten wir seinen Widerstand in Abhängigkeit von der Temperatur. Knapp unterhalb von T_c (das vom Magnetfeld abhängt) ist der Widerstand nur für sehr kleine Ströme Null. Für grössere Ströme ergibt sich eine reduzierte kritische Temperatur $T_{cs}(I)$. Im Zwischenbereich zwischen T_{cs} und T_c kann nur ein Teil des Stroms im Supraleiter fließen, der Rest fließt in der normalleitenden Matrix. Die Abhängigkeit der kritischen Temperatur vom Transportstrom ist nahezu linear, so daß sich das in Abb. 5 dargestellte Bild ergibt.

Statt des Widerstandes haben wir hier allerdings die Größe $Q_J = I^2 R$, d.h. die Joule'sche Wärmeerzeugung, über der Temperatur aufgetragen, weil wir diese Größe mit der abführbaren Wärmeleistung vergleichen wollen. Unterhalb von T_{cs} ist Q_J Null, zwischen T_{cs} und T_c wird mehr und mehr Strom aus den supraleitenden Filamenten in die normalleitende Kupfermatrix verdrängt und die dissipierte Leistung steigt etwa linear an. Oberhalb von $T_c(B)$ fließt der gesamte Strom in der Matrix und die Leistung bleibt konstant (in diesem Temperaturbereich ist der Kupferwiderstand noch von der Temperatur unabhängig).

Die an das überkritische Helium abführbare Wärmeleistung ist im stationären Fall proportional zur Temperaturdifferenz, wenn wir der Einfachheit halber zu-

nächst von einem konstanten Wärmeübergangskoeffizienten ausgehen (gestrichelte Linie). Dies ist natürlich eine grobe Vereinfachung, da der Wärmeübergangskoeffizient in komplizierter Weise von der Geometrie, den Strömungsbedingungen und von der Vorgeschichte abhängt. Annähernd konstant ist er nur im stationären Fall nach einer genügend langen Einstellzeit. Dennoch ist diese vereinfachte Betrachtungsweise zunächst ausreichend.

Die Wärmeerzeugungs- und Wärmeabfuhrkurven schneiden sich bei einer Temperatur, die wir T_1 nennen wollen. Wird der Supraleiter durch den Feldpuls auf eine Temperatur oberhalb von T_{cs} , aber unterhalb von T_1 erwärmt, dann wird er zwar kurzzeitig normalleitend, die dabei dissipierte Leistung ist jedoch geringer als die stationär abführbare Leistung, und der supraleitende Zustand wird sich wieder einstellen. Bei einer Erwärmung über T_1 wird sich jedoch die normalleitende Zone ausbreiten, da die Kühlung nicht mehr ausreicht, der Leiter ist instabil.

Dies ist die Grundidee des vorgeschlagenen Stabilitätsmodells. Was noch zu tun bleibt, ist die Berechnung der maximalen Temperatur, auf die der Supraleiter durch den Feldpuls erwärmt wird. Hier berücksichtigen wir nun den transienten Wärmeübergang, d.h. den Wärmeübergang in der Zeitspanne, bis sich ein stationärer Zustand einstellt. Dazu nehmen wir an, daß der Wärmeübergang ans Helium nur durch Wärmediffusion erfolgt. Diese Annahme ist gerechtfertigt, wenn wir nur Vorgänge im Millisekundenbereich betrachten. Unterhalb von etwa 10

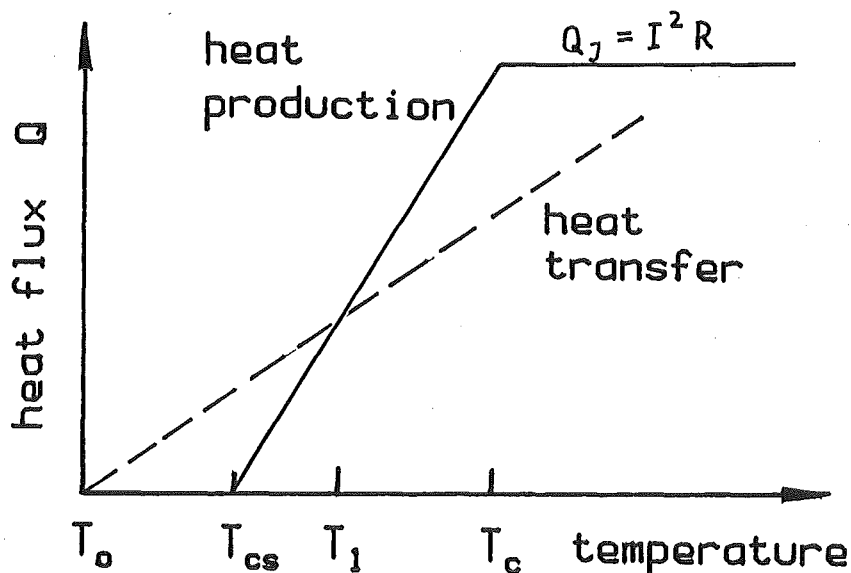


Abb. 5: Vergleich der erzeugten Joule'schen Wärme mit der abführbaren Wärme als Funktion der Temperatur.

ms spielt Konvektion noch keine Rolle, da die Ausbildung einer Konvektionsströmung eine erheblich größere Zeit beansprucht. Selbst bei einer Zwangsströmung ist, für nicht allzu hohe Strömungsgeschwindigkeiten, der Wärmeübergang in den ersten Millisekunden kaum von der Strömung abhängig⁽⁴⁾.

Für diesen einfachen Fall des Wärmeübergangs nur durch Diffusion liefert die eindimensionale Wärmeleitungsgleichung eine analytische Lösung für die Temperatur der Oberfläche, wenn die übertragene Wärmeleistung pro Flächeneinheit zum Zeitpunkt Null auf einen konstanten Wert Q_0/s springt:

$$\Delta T = T - T_0 = 2(\pi k C)^{-1/2} \cdot (Q_0/s) \cdot t^{1/2} \quad (8)$$

C und k sind hier die spezifische Wärme pro Volumeneinheit und die Wärmeleitfähigkeit von Helium. Die Temperaturdifferenz zwischen Oberfläche und der Anfangstemperatur T_0 steigt also mit der Wurzel aus der Zeit an. Für die maximale Temperatur bei einem Puls der Energie E pro Flächeneinheit s und der Pulslänge t_0 erhalten wir also:

$$\Delta T_m = 2(\pi k C t_0)^{-1/2} \cdot (E/s) \quad (9)$$

Den Zusammenhang zwischen E, den Feldpulsparametern und den Supraleitereigenschaften haben wir in Gl. (7) schon berechnet. ΔT_m ergibt sich also durch Einsetzen von E aus Gl. (7) in Gl. (9).

Unser Stabilitätskriterium, wie wir es oben beschrieben haben, lautet

$$\Delta T_m < \Delta T_1. \quad (10)$$

ΔT_1 kann mit Hilfe der Abb. 5 leicht bestimmt werden, es hängt von den Supraleitereigenschaften T_{cs} , T_c , I und R ab. Zudem muß der Wärmeübergangskoeffizient h bekannt sein, der in der Abbildung gerade die Steigung der gestrichelten Kurve darstellt. Für h nehmen wir einen aus Wärmeübergangsexperimenten bestimmten Wert von 500 W/m²K an.

Aus Abb. 5 folgt auch, daß sich unterhalb eines bestimmten Stromes die Kurven gar nicht mehr kreuzen, die Wärmeabfuhrkapazität bleibt immer über der Wärmeerzeugung. Wir nennen diesen Strom Rückkehrstrom I_R , weil der Supraleiter immer in den supraleitenden Zustand zurückkehrt, das einfache Stabilitätsmodell also die Stabilitätsgrenze "unendlich" liefert.

Eine Berücksichtigung des endlichen Heliumvolumens in einem intern gekühlten supraleitenden Kabel führt allerdings auch bei einem Strom unterhalb von I_R zu einer Stabilitätsgrenze: Wenn das gesamte Heliumvolumen auf T_{cs} erwärmt worden ist, dann wird eine stetige weitere Temperaturerhöhung stattfinden. Die Stabilitätsgrenze ist dann gegeben durch

$$E/V_{\text{Helium}} < C_v (T_{cs} - T_o). \quad (11)$$

Diese Grenze liegt jedoch i.a. um mindestens 1 - 2 Größenordnungen über der durch die Gl. (10) gegebenen. Dies kann leicht durch folgende Überlegung plausibel gemacht werden: Oberhalb von I_R muß die im Supraleiter dissipierte Energie *während* des Pulses durch Diffusion an das Helium übertragen werden. In den betrachteten Zeiträumen von typisch 10 ms dringt die Wärme nur in eine oberflächennahe Heliumschicht von wenigen Mikrometern Dicke ein. Allein deren Wärmekapazität wird ausgenutzt, während die restliche, viel größere Heliummenge gar nicht zur Wärmeaufnahme zur Verfügung steht. Bei kleinen Strömen unterhalb von I_R ist dagegen ausreichend Zeit vorhanden, um die Energie auf das ganze Heliumvolumen zu verteilen.

Zum Schluß dieses Abschnitts soll noch ein Punkt angesprochen werden, der erst im Verlauf der hier beschriebenen Untersuchungen geklärt werden konnte. Es war zunächst geplant, den Ringspalt des POLO-Kabels mit flüssigem Helium leicht oberhalb des Sättigungsdruckes zu füllen. Der transiente Wärmeübergang zu flüssigem Helium ist nämlich noch wesentlich besser als der zu überkritischem, da die Ausnutzung der Verdampfungsenthalpie zu erheblich kleineren Temperaturerhöhungen bei gleicher Wärmelast führt. Allerdings war nicht bekannt, wie der transiente Wärmeübergang durch das abgeschlossene Volumen beeinflusst wird. Der Wärmeeinstrom führt zu einer Druckerhöhung und damit zu einer Verringerung der Verdampfungsenthalpie. Steigt der Druck über den kritischen Druck von 2.3 bar, dann findet kein Phasenübergang mehr statt, man ist im Bereich des überkritischen Heliums. Transiente Wärmeübergangsexperimente im abgeschlossenen Volumen ⁽⁵⁾ zeigten tatsächlich, daß der Wärmeübergang in einem so kleinen Volumen wie dem Ringspalt des POLO-Leiters für flüssiges Helium kaum besser ist als für überkritisches. Dies wurde in den Stabilitätsexperimenten des Kabels bestätigt: Für flüssiges Helium lag die Stabilitätsgrenze innerhalb der Meßgenauigkeit kaum höher als die in Abb. 4 gezeigten Werte.

8. VERGLEICH DER ERGEBNISSE MIT DEM STABILITÄTSMODELL

Dazu tragen wir die in Abb. 4 gezeigten Ergebnisse in der Form E/s über dem Strom auf (Abb. 6). Die dissipierte Energie E ist dabei nach Gl. (7) aus ΔB_m und t_o berechnet worden.

Zunächst ist ersichtlich, daß die experimentellen Punkte für verschiedene Pulsängen tatsächlich weitgehend zusammenfallen, das vorgeschlagene Modell also in etwa die Abhängigkeit der Stabilitätsgrenze von der Pulslänge wiedergibt.

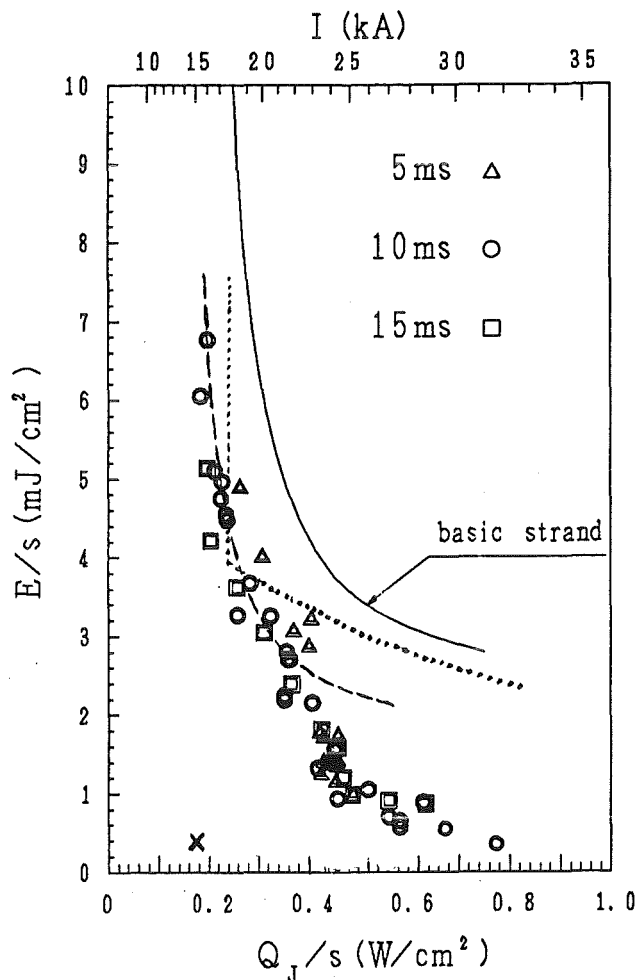


Abb. 6: Stabilitätsgrenze des POLO-Kabels in der Form Energiedissipation pro gekühlter Leiteroberfläche im Vergleich mit dem Basisleiter-Experiment.

Stabilitätsexperimente wurden zuvor auch schon mit dem Basisleiter durchgeführt (6), die Ergebnisse sind in der Abbildung durch die durchgezogene Kurve wiedergegeben* (der Klarheit wegen wurden für diese Ergebnisse keine Meßpunkte eingetragen, die natürlich auch eine gewisse Streuung um die durchgezogene Linie zeigen). Das zuvor besprochene einfache Stabilitätsmodell ist durch die gepunktete Linie dargestellt. Wenn man die zum Teil groben Vereinfachungen bedenkt, die in dieses Stabilitätsmodell eingehen, und daran erinnert, daß das Modell keine anzupassenden Parameter enthält, dann ist die Übereinstimmung zwischen Modell und Basisleiterexperiment überraschend gut. Beim Rückkehrstrom, der hier bei etwa 18 kA liegt, macht das einfache Modell einen Sprung, bei

* Der Basisleiterstrom wurde mit einem Faktor 78 multipliziert, um den direkten Vergleich mit dem Kabel zu ermöglichen.

kleineren Strömen ist die Stabilität "unendlich". Wie zu erwarten, zeigt die gemessene Stabilitätskurve einen sanften Übergang, nähert sich aber bei höheren Strömen eng an die Modellkurve an.

Der Vergleich mit den Kabelexperimenten sieht auf den ersten Blick nicht so gut aus, wir müssen jedoch zunächst eine einfache Korrektur durchführen. Der entscheidende Parameter, der auch in Abb. 6 aufgetragen ist, ist die Energiedissipation pro gekühlter Oberfläche. Wir haben bisher noch nicht berücksichtigt, daß im Kabel durch die Kompaktierung und enge Berührung der Basisleiter nicht deren gesamte Oberfläche im Kontakt mit Helium ist. Der bedeckte Anteil ist schwer abzuschätzen, er beträgt in derartigen Leiterkonfigurationen etwa ein Drittel. Die Meßergebnisse geben uns jedoch eine genauere Methode zur Abschätzung an die Hand: Durch den steilen Anstieg der Stabilitätskurve im unteren Strombereich ist der Rückkehrstrom I_R definiert, auch er hängt natürlich von der gekühlten Oberfläche ab, und zwar wie $I \propto \sqrt{s}$. Er entspricht etwa einer Wärmelast im normalleitenden Zustand von 0.2 - 0.3 W/cm². Aus diesem Grund ist auf der Abszisse nicht nur der Strom aufgetragen, sondern in der unteren Skala auch die Joule'sche Wärmelast Q_J/s .

Eine Berücksichtigung der reduzierten gekühlten Oberfläche verschiebt die Meßpunkte des Kabelexperiments sowohl nach oben (wegen des in Wirklichkeit höheren E/s), als auch nach rechts, wenn man die Q_J/s -Skala gelten läßt. Paßt man die Basisleiterkurve im Bereich des steilen Anstiegs an die gemessenen Punkte im Kabelexperiment an, so erhält man die gestrichelte Kurve. Die Verschiebung entspricht einer Reduzierung der gekühlten Oberfläche auf 70%, die übrigen 30% der Leiteroberfläche sind also für das Kühlmittel unzugänglich. Die gestrichelte Kurve entspricht also der Stabilitätsgrenze des Basisleiters, dessen geometrische Oberfläche nur zu 70% gekühlt ist.

Die Übereinstimmung zwischen Basisleiter- und Kabelexperiment ist also im unteren Strombereich bis etwa 22 kA recht gut, wenn der Oberflächeneffekt berücksichtigt wird. Bei höheren Strömen ergibt sich jedoch eine erhebliche Abweichung, und die Stabilitätsgrenze des Kabels liegt bei dem höchsten gemessenen Stromwert von 33 kA um etwa einen Faktor 4 niedriger als beim Basisleiter. Diese Abweichung, die zunächst nicht verständlich ist, hat natürlich erhebliche Konsequenzen für den Betrieb von supraleitenden Magneten, die in diesem oberen Strombereich betrieben werden. Wir wollen deshalb im folgenden diskutieren, welche Ursachen für die stark reduzierte Stabilität des Kabels in Frage kommen.

In diesem Zusammenhang ist noch erwähnenswert, daß bisher alle Poloidalfeldtestspulen, die in dem japanischen DPC-Experiment⁽⁷⁾ getestet wurden, ihre Spe-

zifikationen nicht erreicht haben. Die Spulen, die von verschiedenen Labors und mit unterschiedlichen Leitertypen gebaut wurden, zeigten vorzeitige Normalübergänge, wenn das Magnetfeld mit der spezifizierten Außerregungsgeschwindigkeit angelegt wurde. Die Ursache für diesen teilweisen Mißerfolg ist noch nicht geklärt. Es kann hier nicht die Frage beantwortet werden, ob die von uns an den POLO-Kabelproben beobachtete reduzierte Stabilitätsgrenze im oberen Strombereich in irgendeinem Zusammenhang mit der reduzierten Stabilität der DPC-Magnete steht, die Möglichkeit scheint jedoch nicht ausgeschlossen.

9. DISKUSSION DER REDUZIERTEN STABILITÄT

Nach dem gegenwärtigen Kenntnisstand gibt es zumindest zwei Mechanismen, die eine reduzierte Stabilität des supraleitenden Kabels im oberen Strombereich erklären können. Vermutlich spielen beide Mechanismen eine Rolle, ohne daß es bisher möglich ist, einen experimentellen Nachweis dafür zu liefern und die Effekte zu quantifizieren. Die weitere Diskussion bleibt also qualitativ.

a) *Inhomogene Energiedissipation im Kabel*

Bisher haben wir stillschweigend vorausgesetzt, daß die durch den Feldpuls in den Leiter eingekoppelte Energie gleichmäßig über die gekühlte Leiteroberfläche an das Kühlmittel abfließt. Bei genauerer Prüfung stellen wir fest, daß diese Voraussetzung keineswegs streng gilt. Bereits für die Basisleiterverluste (der erste Term in Gl. 7) kann keine homogene Verteilung erwartet werden. Zwar sollten sich die Eigenschaften des Basisleiters über der Länge nur wenig ändern, das Kabel ist jedoch aus Leitern aufgebaut, die aus verschiedenen Chargen stammen und deren Eigenschaften damit zwangsläufig eine Streuung aufweisen. Die für uns in diesem Zusammenhang wichtigen Eigenschaften sind Verlustzeitkonstante, die proportional in die Wechselfeldverluste eingeht und der Matrixwiderstand bei Heliumtemperatur, der die Joule'schen Verluste beim Normalübergang bestimmt.

Gemessene Verlustzeitkonstanten der im Kabel verwendeten Basisleiter streuen immerhin um etwa $\pm 20\%$, und auch der Kupferwiderstand bei 4.2 K streut um etwa $\pm 10\%$. Da die Basisleiterverluste etwa 65% der Gesamtverluste ausmachen, wird sich die Streuung anteilig auf die Gesamtverluste auswirken. Eine Streuung der Basisleiterdaten um ca. 20% kann natürlich noch nicht eine Verringerung der Stabilitätsgrenze um einen Faktor 3-4 erklären. Betrachten wir also zunächst die weiteren Verlustkomponenten durch Kopplungsströme zwischen den Basisleitern im Subkabel (Subkabelverluste) und zwischen den Subkabeln (Kabelverluste).

Die Kabelverluste sind dabei die wichtigere Komponente, mit etwa 30% Anteil an den Gesamtverlusten, die Subkabelverluste mit etwa 5% Anteil lassen wir zunächst außer acht. Die Kopplungsströme, die die Kabelverluste verursachen, fließen in axialer Richtung supraleitend in den Subkabeln und schließen sich in Querrichtung über die Berührungspunkte zwischen den Subkabeln. Die Kontaktwiderstände an den Berührungsstellen bilden dabei die Hauptwiderstandsbarriere zur Begrenzung der Verluste (s. Gl. 1). Diese Kontaktwiderstände können sehr unterschiedliche Werte haben, da sie sehr empfindlich von verschiedenen Parametern abhängen, wie Oberflächenbeschaffenheit, Preßkraft und Geometrie der Kontaktflächen.

Bei Supraleitern ergibt sich der günstige Umstand, daß Kontaktwiderstände sehr einfach meßbar sind. Da längs des Supraleiters keine Potentialdifferenz auftritt, genügt es, die Enden von zwei supraleitenden Drähten, die sich berühren, mit Stromzuleitungen und Spannungssonden zu versehen, so daß der Kontaktwiderstand direkt gemessen werden kann. Bei unserer Kabelprobe wurden also vor dem Verlöten der Enden alle Subkabel mit Anschlüssen versehen, bei einem der Subkabel wurde sogar jeder der 6 Basisleiter mit Anschlüssen versehen und die Kontaktwiderstände bei Heliumtemperatur gemessen. Es zeigte sich, daß die Widerstände zwischen benachbarten Subkabeln zwischen 7.6 und 16.5 $\mu\Omega$ streuten, also um mehr als einen Faktor zwei.

Natürlich ist zu erwarten, daß auch längs des Kabels die lokalen Widerstandswerte streuen, diese sind jedoch der Messung nicht zugänglich, ohne das Kabel in Stücke zu schneiden. Die gemessenen Werte sind ja Mittelwerte aus vielen einzelnen Kontakten auf der Gesamtlänge (2.2 m) der Probe. Eine Kontaktwiderstandsmessung an einem anderen, nur 25 cm langen Kabelstück ergab sogar eine Streuung der Werte innerhalb eines Faktors 4.6, was mit der obigen Überlegung in Einklang steht: Je kürzer das Probenstück, über desto weniger Einzelkontakte wird gemittelt und desto mehr streuen die zwischen benachbarten Subkabeln gemessenen Widerstände.

Für die Kabelverluste bedeutet dies, daß sie keinesfalls homogen über das Kabelvolumen verteilt sind, sondern daß starke lokale Schwankungen auftreten. Hinzu kommt, daß genau da, wo die Verluste entstehen, auch die Kühlung schlecht ist, und zwar mit der Tendenz, daß die gekühlte Oberfläche um so mehr reduziert ist, je besser der Kontakt, also je höher die lokalen Verluste sind. Welchen Einfluß hat dies nun auf die Stabilitätsgrenze des Supraleiters? Zunächst könnte man erwarten, daß durch die inhomogene Verteilung der dissipierten Energie die Stabilität des Kabels im gesamten Strombereich stark reduziert wird. Dies ist jedoch, wie

wir gesehen haben, nicht der Fall. Für Ströme unterhalb von etwa 22 kA entspricht die Stabilitätsgrenze im Rahmen der Meßgenauigkeit den Werten, die wir aus dem *Mittelwert* der Verluste abgeleitet haben. Um die Stromabhängigkeit zu verstehen, müssen wir eine weitere Größe einführen, die "minimale Ausbreitungslänge", ℓ_{\min} . Wenn eine normalleitende Zone kleiner als diese Länge ist, dann verschwindet sie wieder, da die in ihr erzeugte Wärme durch Wärmeleitung entlang des Drahtes abfließen kann. Die Größe ℓ_{\min} hängt natürlich von den Leiterparametern und insbesondere auch vom Transportstrom ab, nach gängigen Theorien etwa wie I^{-1} . Für unser Kabel erhalten wir bei einem Strom von 22 kA $\ell_{\min} = 1.7$ cm.

Nun nehmen wir an, daß infolge der stark streuenden Kontaktwiderstände die lokale Energiedissipation mit einer typischen Länge ℓ_e über der Leiterlänge variiert (s. Abb. 7). Wir kennen den Wert von ℓ_e nicht, aber es ist sicher keine unvernünftige Annahme, wenn man ihn im Bereich einer Verseillänge für ein Subkabel vermutet, also unterhalb von 3.7 cm. Natürlich ist ℓ_e nicht vom Transportstrom, der kritischen Temperatur oder anderen variablen Parametern des Supraleiters abhängig, sondern für die gegebene Kabelkonfiguration eine feste Größe.

In Abb. 8a) ist ℓ_{\min} schematisch über dem Transportstrom aufgetragen, es fällt mit steigendem I ab. Die konstante Größe ℓ_e schneidet ℓ_{\min} bei einem Strom I_s . Man erkennt sofort, wie sich in diesem Modell die Stabilitätsgrenze des Supraleiters verhalten wird (Abb. 8b): Unterhalb von I_s kann eine lokale Überhöhung der Stabilitätsgrenze nicht zu einer sich ausbreitenden normalleitenden Zone führen, weil entsprechend der Annahme die überhöhte Dissipation nur auf einer Länge auftritt, die für eine Ausbreitung nicht ausreicht. Erst wenn die Energiedissipation *im Mittel* hoch genug ist, nämlich der erwarteten Stabilitätsgrenze entspricht, wird der Leiter auf der ganzen Länge normalleitend. Man kann auch sagen, daß eine Homogenisierung der dissipierten Energie über der Leiterlänge stattfindet und dann der Leiter wieder in den supraleitenden Zustand zurückfällt.

Ganz anders ist es im Strombereich oberhalb von I_s . Entsprechend der Theorie der minimalen Ausbreitungslänge kann eine normalleitende Zone größer als ℓ_{\min} nicht mehr supraleitend werden, sondern breitet sich weiter aus. Die Stabilitätsgrenze ist also hier durch das lokale Maximum der Energiedissipation gegeben. Da dieses über der mittleren Dissipation liegt, wird die Stabilitätsgrenze unter den Wert gedrückt, der bei homogener Dissipation gilt.

Die gemessene Abweichung zwischen Basisleiter- und Kabelexperiment wird durch dieses Modell qualitativ erklärt. Es gibt jedoch noch einen weiteren Effekt,

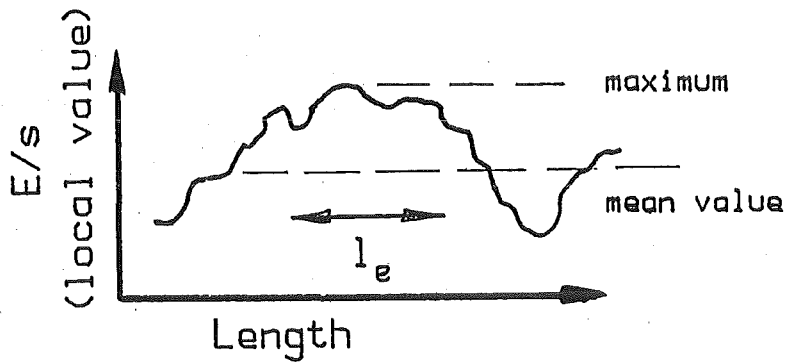


Abb. 7: Lokale Energiedissipation als Funktion der Länge, schematisch

der ebenfalls bei der reduzierten Stabilität im oberen Strombereich eine Rolle spielen kann und den wir im folgenden Abschnitt diskutieren wollen.

b) Ungleichmäßige Stromverteilung im Kabel

In unserem Stabilitätsmodell haben wir neben der homogenen Energiedissipation auch stillschweigend vorausgesetzt, daß der Transportstrom im Kabel gleichmäßig auf die 78 Basisleiter verteilt ist. Auch diese Voraussetzung ist bei näherer Prüfung nicht zwangsläufig erfüllt. Bei der induktiven Einkopplung des Stroms in den Probenkreis wird zunächst in allen Basisleitern der gleiche Strom fließen,

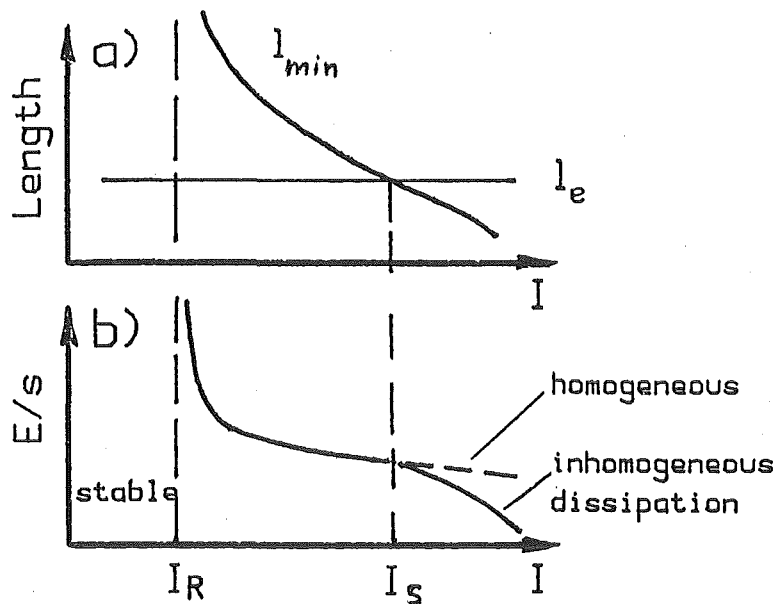


Abb. 8: a) Minimale Ausbreitungslänge für eine normalleitende Zone als Funktion des Stroms, b) Stabilitätsgrenze, schematisch.

wenn das Kabel bezüglich der 78 Basisleiter symmetrisch aufgebaut ist. Der eingekoppelte Gesamtstrom nimmt nur langsam mit der Zeitkonstante

$$\tau = L/R \quad (12)$$

ab. $L \sim 1 \mu\text{Hy}$ ist die Induktivität des Probenkreises und $R \sim 3 \text{ n}\Omega$ der Widerstand zwischen den verlöteten Kabelenden. Die Zeitkonstante beträgt also etwa 330 s. In den wenigen Sekunden zwischen Auferregen des Stroms und Durchführung des Experiments bleibt der Gesamtstrom also nahezu konstant.

Ganz anders sieht die Situation aus, wenn man die Ströme in den Subkabeln und den Basisleitern betrachtet. Der Löt Widerstand zwischen den Enden eines Subkabels beträgt etwa 40 n Ω , natürlich mit einer gewissen Streuung. Die zunächst gleichen Ströme in den Subkabeln werden sich also mit einer Zeitkonstante von etwa 25 s so umverteilen, wie es den einzelnen Löt widerständen entspricht. Um zu überprüfen, ob dies einen Einfluß auf die Ergebnisse hat, wurden in einem Kontroll experiment alle 13 Subkabel in Serie verlötet, d.h. das Ende von Subkabel 1 wurde mit dem Anfang von Subkabel 2 verlötet, usw. Da der Kontaktwiderstand zwischen benachbarten Subkabeln etwa 300 mal höher ist als der Löt widerstand zwischen den Enden, verhält sich die Kabelprobe im supraleitenden Zustand wie eine Spule mit 13 Windungen, und in jedem Subkabel fließt derselbe Strom. Das Experiment zeigte, daß die Stabilitätsgrenze praktisch unverändert war. Ungleiche Stromverteilung in den Subkabeln spielt also keine wesentliche Rolle.

Ein entsprechendes Experiment, bei dem alle 78 Basisleiter in Serie verlötet sind, wurde wegen des großen Aufwandes nicht durchgeführt, wir sind also hier auf theoretische Überlegungen angewiesen. Die Verbindungstechnik der Subkabel ist in Abb. 9a) gezeigt: In einem Block von 3x4 Basisleitern sind lagenweise jeweils 3 Basisleiter von einem Ende, dann 3 von dem anderen Ende usw. kompaktiert und miteinander verlötet. Man kann zeigen, daß der Widerstand zwischen 2 benachbarten Leitern das sechsfache des gemessenen Widerstandes der Subkabelverbindung beträgt ⁽⁸⁾, also etwa 240 n Ω .

In Abb. 9b) ist das Ersatzschaltbild für die Verbindung aufgetragen. Die eingezeichneten Widerstände R_3 sind die Widerstände zwischen den Lagen. Wenn in allen aus jeweils 3 Basisleitern bestehenden Lagen derselbe Strom fließen soll, dann ist der mittlere der 3 Widerstände in Abb. 9b) stromlos, die untere Lage des linken und die obere Lage des rechten Subkabels befinden sich auf demselben Potential, und innerhalb beider Subkabel muß eine Potentialdifferenz bestehen (Abb. 10a). Sind die Basisleiter jedes der Subkabel jedoch auf dem gleichen Potential, dann kann in den einzelnen Lagen nicht der gleiche Strom fließen, sondern die Stromaufteilung ist 1/3 zu 2/3 (Abb. 10b).

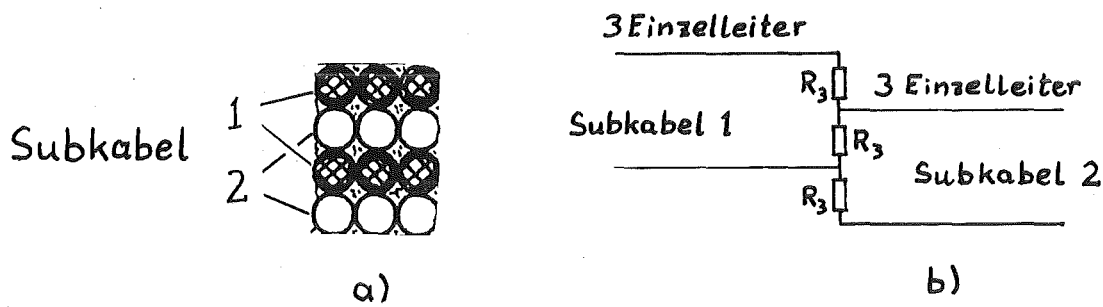


Abb. 9: a) Subkabelverbindung im Querschnitt, b) Ersatzschaltbild für die Verbindung, wobei jeweils die 3 Leiter in einer Lage zusammengefaßt sind.

Diese einfache Überlegung zeigt, daß selbst unter der Voraussetzung völlig gleicher Löt Widerstände zwischen den Basisleitern eine gleichmäßige Stromverteilung unter realistischen Bedingungen gar nicht möglich ist. Die Annahme einer Potentialdifferenz innerhalb des Subkabels (Abb. 10a) würde nur dann zu einem konsistenten Bild führen, wenn die gleichen drei Basisleiter am anderen Ende wieder in die "richtige" Lage eingelegt wären. Das ist jedoch nicht der Fall. Bei der Lötung wurde nicht auf die Position der Basisleiter geachtet (die auch gar nicht ohne weiteres zu ermitteln ist). Da also beliebige Kombinationen bei der Verlötung möglich sind, ist zu erwarten, daß die Ströme, die sich stationär in den Basisleitern einstellen, untereinander nicht gleich sind.

Beim Auferregen des Stroms im Testkreis ist zunächst die Stromverteilung durch die induktiven Widerstände bestimmt. Sie kann bei symmetrischem Aufbau des Kabels als homogen angenommen werden. Wir müssen uns nun noch überlegen, wie schnell sich die von der Geometrie und den Widerständen bestimmte stationäre Stromverteilung einstellt. Dafür gilt wieder eine Beziehung wie Gl. (12), wobei wir hier versuchsweise die Induktivität einer Doppeldrahtleitung vom Abstand

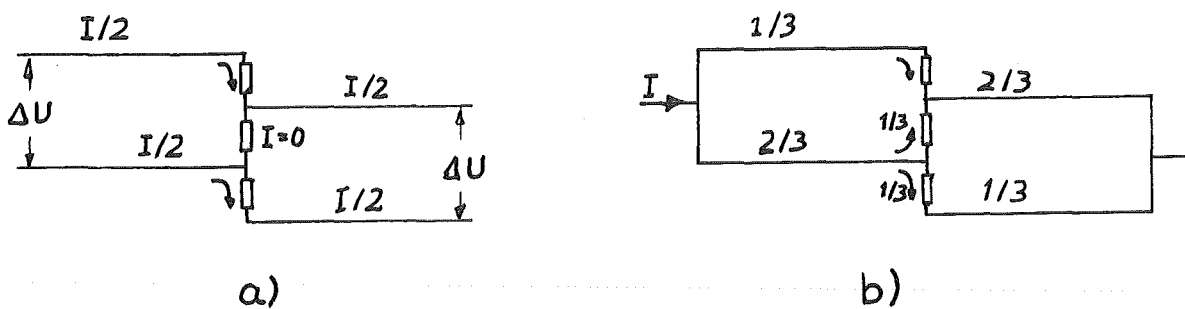


Abb. 10: Verschiedene Möglichkeiten der Stromverteilung in der Subkabelverbindung.

zwischen zwei Basisleitern einsetzen. Sie beträgt für die Länge von 2.2 m etwa 0.8 μHy . Wie schon erwähnt, nehmen wir als Widerstand zwischen benachbarten Basisleitern 240 $\text{n}\Omega$, den wir für einen geschlossenen Kreis mit dem Faktor 2 multiplizieren müssen. Damit ergibt sich dann die Zeitkonstante für die Stromumverteilung zu $\tau = 0.8 \mu\text{Hy}/0.48 \mu\Omega = 1.7 \text{ s}$. Obwohl diese Abschätzung sehr grob ist, zeigt sie doch, daß sich der Strom sehr schnell in den Basisleitern umverteilt, so daß wir beim Stabilitätsexperiment durchaus mit einer ungleichen Stromverteilung rechnen müssen.

Eine ungleiche Stromverteilung beeinflußt die Stabilitätsgrenze in ähnlicher Weise wie eine inhomogene Energiedissipation. Basisleiter mit Überstrom werden zuerst normalleitend. Dadurch homogenisiert sich der Strom sehr schnell, da nun in Gl. (12) der viel höhere Normalleitungswiderstand des Drahtes eingesetzt werden muß. Dann ist, wenn der Gesamtstrom im Kabel und die dissipierte Energie nicht zu hoch sind, eine Erholung möglich. Bei höherem Gesamtstrom kann die Stromumverteilung nicht mehr rechtzeitig wirksam werden und die normalleitende Zone breitet sich aus. Auch hier gilt also im unteren Strombereich die durch das einfache Stabilitätsmodell gegebene Stabilitätsgrenze, während im oberen Strombereich der Basisleiter mit dem höchsten Strom die Stabilitätsgrenze bestimmt.

10. ABSCHLIEßENDE BEMERKUNGEN

Die im vorangehenden Abschnitt durchgeführte Betrachtung ist ebenso wie die über die inhomogene Energiedissipation nur qualitativ. Eine Quantifizierung würde die Einbeziehung von einer Fülle von Einzeldaten verlangen, die bei dem vorliegenden Experiment nicht verfügbar und auch grundsätzlich nur sehr schwer meßbar sind. Aus den experimentellen Ergebnissen ist auch nicht zu entscheiden, welcher der vorgeschlagenen Mechanismen (inhomogene Energiefreisetzung oder ungleiche Stromverteilung) für die reduzierte Stabilität des Kabels verantwortlich ist oder ob beide Mechanismen zusammenwirken. Vermutlich spielen beide eine wichtige Rolle.

Um zu quantitativen Aussagen zu kommen, müßten Experimente konzipiert werden, bei denen einzelne Probeneigenschaften in definierter Weise verändert werden können, während die übrigen Eigenschaften konstant und genau bekannt sein müßten. Dies ist deswegen sehr schwierig, weil bereits die Probenfertigung bei einem Leiter wie dem POLO-Kabel sehr aufwendig ist und es z.B. kaum möglich erscheint, genau definierte und gleiche Kontaktwiderstände zu erzeugen. Zudem ist ein Stabilitätsexperiment an einem Kabel von POLO-Größe ebenfalls sehr

zeitaufwendig. Eine Untersuchung von vielen Proben, die bei einer Variation von verschiedenen Parametern nötig ist, scheint daher mit der bisher erprobten Technik kaum denkbar.

Ein Ausweg aus diesem Dilemma bietet sich nur an, wenn es gelingt, aussagekräftige "Ersatz"-experimente zu definieren, die die komplizierte Struktur realer supraleitender Kabel durch Elemente ersetzen, die bei einfachem Aufbau ähnliche Eigenschaften wie das Kabel besitzen. Ein Schritt in diese Richtung sind beispielsweise Stabilitätsexperimente an "Kabeln", die nur aus 2 supraleitenden Drähten bestehen.⁽⁹⁾

Von der praktischen Seite her bleibt daher nur der gutgemeinte, aber schwer umzusetzende Rat an den Entwickler von supraleitenden Kabeln, dafür zu sorgen, daß die Wechselfeldverluste möglichst homogen über das ganze Leitervolumen verteilt sind und daß der Transportstrom gleichmäßig auf alle Basisleiter aufgeteilt ist. Zur Erfüllung der letzten Forderung genügt es dabei nicht, wie wir gesehen haben, an den Kabelenden für gleiche Löt widerstände zu sorgen, da auch die Geometrie bei der Stromeinspeisung eine wichtige Rolle spielt.

Die andere Möglichkeit, in der Praxis dem Dilemma zu entgehen besteht darin, den Magneten bei einem Strom unterhalb des Rückkehrstroms I_R zu betreiben, was jedoch nicht sehr befriedigend ist, da ja eigentlich der Leiter dann überdimensioniert ist. Diesen Weg haben wir auch beim POLO-Kabel beschritten, wobei allerdings gesagt werden muß, daß die Spezifikationen im Laufe der Entwicklung reduziert wurden und das fertige Kabel zudem geringere Verluste aufwies als ursprünglich spezifiziert war. Das Kabel wurde also wesentlich "besser", als eigentlich nötig war. Würde dieses Kabel in einer Poloidal-feldspule des TORE SUPRA-Experimentes eingesetzt, dann läge der Betriebspunkt bei einem Plasmaabbruch (Kreuz in Abb. 6) weit unterhalb der Stabilitätsgrenze. Weitere Ergebnisse des hier beschriebenen Experiments sind bereits an anderer Stelle veröffentlicht bzw. werden in Kürze veröffentlicht.⁽¹⁰⁾

LITERATUR

- 1.) S. Förster et al., Proceedings of the MT-9, Zürich, Sept. 1985, S. 32
- 2.) M.N. Wilson, "Superconducting Magnets", Clarendon Press, Oxford, UK (1983)
- 3.) C. Schmidt, K. Schweikert, E. Specht, Proceedings of the MT-9, Zürich, Sept. 1985, S. 493
- 4.) W. Nick, KfK-Bericht Nr. 4127 (1986)
- 5.) C. Schmidt, Cryogenics 28 (1988) 585
- 6.) C. Schmidt and Yi Changlian, IEEE Trans. Magn. 24 (1988) 1159 ;
C. Schmidt, Cryogenics 30 (1990) 501
- 7.) K. Okuno et al., Proceedings of the MT-11, Tsukuba, Japan, Aug. 1989, S. 812
- 8.) C. Schmidt, Proceedings of the ICEC-12, Southampton, U.K., Juli 1988, S. 794
- 9.) V.S. Vysotsky, V.N. Tsikhon, G.B.J. Mulder, Proceedings of the MT-12, Leningrad, Juni 1991, paper DK-7.
- 10.) C. Schmidt und H. Tateishi, Proceedings of the MT-11, Tsukuba, Japan, Aug. 1989, S. 868; C. Schmidt and H. Tateishi, wird veröffentlicht in Cryogenics.