

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

November 1976

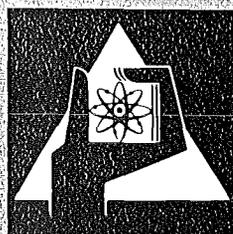
KFK 2359

Institut für Experimentelle Kernphysik

Supraleitertechnologie für Fusionsmagnete

C. H. Dustmann, K. P. Jüngst, P. Komarek, G. Krafft,
H. Krauth, P. Maier, G. Ries, W. Schauer, C. Schmidt,
E. Seibt, P. Turowski

(zusammengestellt von E. Seibt)



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

KARLSRUHE

Als Manuskript vervielfältigt

Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.
KARLSRUHE

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

KFK 2359

Institut für Experimentelle Kernphysik

Supraleitertechnologie für Fusionsmagnete ⁺)

C.H. Dustmann, K.P. Jüngst, P. Komarek, G. Krafft,
H. Krauth, P. Maier, G. Ries, W. Schauer, C. Schmidt,
E. Seibt, P. Turowski

(zusammengestellt von E. Seibt)

Gesellschaft für Kernforschung m.b.H., Karlsruhe

⁺) Diese Arbeit wurde aufgrund der zwischen der Gesellschaft für Kernforschung, Karlsruhe und dem Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching vereinbarten Zusammenarbeit auf dem Gebiet der Supraleitertechnologie und mit Unterstützung der Europäischen Gemeinschaften (EURATOM) durchgeführt.



Supraleitertechnologie für Fusionismagnete

Zusammenfassung

Die Entwicklung fortgeschrittener Supraleiter zum Einsatz in Magneten bei Fusionsexperimenten ist ein vordringliches Problem. In dieser Arbeit werden zunächst die Parameter eines großen Tokamak-Magnetsystems angegeben und die resultierenden Anforderungen an den Supraleiter hergeleitet. Aus dem Vergleich des Stands der Magnet- und Leitertechnologie mit diesen Anforderungen werden die Ziele der notwendigen Leiterentwicklung definiert. Bestehende Leiterkonzepte werden beschrieben.

Basierend auf Überlegungen zu den wichtigsten Problemkreisen (Kühlkonzepte, Kräftebetrachtungen, Stabilisierung, Wechsel-feldverluste) wird ein Konzept eines ökonomisch fertigbaren, kryogen stabilisierten Flachkabels entwickelt. Typische Parameter eines 10 kA Leiters mit NbTi bei 8 T werden angegeben.

Die im Rahmen der Leiterentwicklung notwendigen experimentellen Untersuchungen werden diskutiert. Bestehende Apparaturen zur Messung von I_c , Wechsel-feldverlusten und Verhalten des Supraleiters unter mechanischer Belastung werden beschrieben und typische Meßergebnisse angegeben. Auf notwendige Erweiterungen der Meßanordnungen und Meßprogramme wird hingewiesen und der Bau eines möglichst vielseitigen Leiterstandes vorgeschlagen.

Superconductor Technology for Fusion Magnets

Abstract

The development of advanced superconductors for magnets in fusion experiments is an essential problem. In this report the parameters of a big tokamak magnet system are presented and the resulting constraints for the conductor are given. Comparing this constraints with the state of the art of the magnet and conductor technology, the goals of the needed conductor development are defined. Existing conductor concepts are described.

Based on considerations on the main problems (cooling concepts, mechanical stress analysis, stabilization, ac-losses) a concept of an economically feasible and cryogenically stabilized flat cable conductor is developed. Typical parameters of a 10 kA conductor with NbTi at 8 T are given.

The experimental investigations needed for the conductor development are discussed. Existing devices for measurements of I_c , ac-losses and the behaviour of the conductor under mechanical stress are described and typical experimental results are presented. The need of the completion of the measuring devices and programmes is stressed. The construction of a versatile conductor test facility is proposed.

Inhaltsverzeichnis

	SEITE
EINFÜHRUNG	1
I. PROBLEMSTELLUNG FÜR DIE LEITER- ENTWICKLUNG VON FUSIONSMAGNETEN	6
I.1 Technische Anforderungen an Spulen- systeme in Tokamaks	6
I.2 Übersicht über den gegenwärtigen Stand der Technik großer Supraleitermagnete	9
<i>I.2.1 Magnettechnologie</i>	9
<i>I.2.2 Materialtechnologie</i>	16
<i>I.2.2.1 Supraleiter</i>	16
<i>I.2.2.2 Strukturmaterialien</i>	28
I.3 Ziele der Leiterentwicklung	31
II. GEGENÜBERSTELLUNG PUBLIZIERTER FUSIONSLEITERKONZEPTE	33
II.1 Torusspulen	33
II.2 Poloidalfeldspulen	43
III. ENTWICKLUNG EINES NEUEN LEITERKONZEPTE FÜR TOKAMAK-MAGNETSYSTEME	46
III.1 Entwurfsgrundlagen	46
<i>III.1.1 Kräftebetrachtungen</i>	46
<i>III.1.2 Kühlkonzepte</i>	55
<i>III.1.3 Stabilisierung</i>	65
<i>III.1.4 Wechselfeldverluste</i>	69

	SEITE
III.2 Konzept für einen kryogen stabilisierten Kabelleiter	79
<i>III.2.1 Prinzipieller Aufbau eines Leiters</i>	79
<i>III.2.2 Aufbau des Einzelleiters</i>	82
<i>III.2.3 Dimensionierung des Einzelleiters</i>	84
<i>III.2.4 Parameter eines 10 kA-Modell-Leiters für Torusspulen</i>	88
III.3 Leiter für TESPE	90
IV. LEITERUNTERSUCHUNGEN	94
IV.1 Problem- und Aufgabenstellungen	94
IV.2 Existierende Meßanordnungen und typische Meßergebnisse	94
<i>IV.2.1 I_c-Messungen</i>	97
<i>IV.2.2 Mechanische Belastungsmessungen</i>	104
<i>IV.2.3 Messung von Wechselfeldverlusten</i>	111
IV.3 Vorschlag für einen Leiterteststand	121
V. AUSBLICK	124
LITERATURHINWEISE	128

EINFÜHRUNG

Die Magnetfelder von quasistationären und stationären Fusionsreaktoren mit magnetischem Einschluß müssen aus Ökonomiegründen supraleitend erzeugt werden. Auch die in den 80iger Jahren geplanten Großexperimente ("Post-JET", "TNS", "EPR") werden aus gleichem Grunde bereits mit supraleitenden Magneten auszustatten sein. Die Entwicklung supraleitender Magnetsysteme für Einschlußapparaturen der geforderten Größe wird deshalb als eines der vordringlichen Probleme der Fusionstechnologie angesehen^{E1, E2}).

Die in der europäischen Gemeinschaft koordinierten Arbeiten zur Kernfusion sind weitgehend auf toroidale niedrig-Beta-Einschlußkonfigurationen konzentriert. Dies findet auch seinen Ausdruck in dem jetzt vorgesehenen gemeinsamen Tokamak-Großexperiment "JET" (Joint European Torus), für welches bereits eine zweijährige Planungsphase abgeschlossen wurde^{E3}). Dieses Experiment wird noch mit normalleitenden Spulen betrieben werden, wobei die Einschaltdauer des Hauptfeldes von der Energieversorgung her auf knapp eine Minute begrenzt ist. Ein späteres, eventuell noch größeres Experiment, bei dem auch lange Einschaltzeiten des Hauptfeldes gefordert werden, benötigt deshalb nicht zuletzt aus ökonomischen Gründen supraleitende Feldspulen. Bei der dafür erforderlichen, erheblichen Weiterentwicklung der Magnettechnologie stellt der Supraleiter ein wichtiges Problem dar.

In der vorliegenden Studie wird versucht nach Definition der Anforderungen an den Leiter in einem Tokamak-Magnetsystem eine Gegenüberstellung von derzeitigem Stand der Leitertechnologie und theoretisch möglichen Leiterkonzepten für Tokamakmagnetbedingungen durchzuführen, um eine möglichst zielgerechte Entwicklungslinie für den Leiter zu erarbeiten. Ebenso werden die Probleme der experimentellen Untersuchung solcher Leiter diskutiert.

Es erscheint einleitend zweckmäßig zu sein, den Aufbau eines Tokamak-Magnetsystems kurz vorzustellen, um daraus die Leiterprobleme ableiten zu können.

Der magnetische Plasmaeinschluß in toroidaler Geometrie erfolgt durch Überlagerung eines toroidalen Magnetfeldes B_T mit einem poloidalen Magnetfeld B_p . Die resultierenden Magnetfeldlinien B_{res} umgeben die Plasmasäule schraubenförmig auf magnetischen Flächen, wie in Abb. E.1 angedeutet ist. Spezifisch für den Tokamak ist, daß das poloidale Feld B_p durch einen elektrischen Strom I erzeugt wird, der entlang der Plasmaachse fließt und im Plasma selbst induziert wird. Diese Induktion erfolgt durch eine Flußänderung in den "Transformatorspulen" (Tr), gegenüber denen der Plasmaring als Sekundärwicklung mit nur einer Windung wirkt. Aufgrund der endlichen Plasmaleitfähigkeit wird der einmal induzierte Strom wieder gedämpft, wenn nicht eine Transformatorflußänderung aufrecht erhalten wird. Der Tokamak kann deshalb nur gepulst betrieben werden, wenn man von einigen besonderen Methoden zur Aufrechterhaltung des Stromes absieht, welche theoretisch denkbar, aber experimentell nicht geprüft sind. Darüber hinaus hat das vom Plasmastrom erzeugte Feld aufgrund der kreisförmigen Krümmung des Strompfades keine über der Plasmasäule symmetrische Verteilung der vertikalen Magnetfeldkomponente, was durch das Feld zusätzlicher Vertikalfeldspulen (V) korrigiert werden muß, um die radiale Plasmastabilität zu gewährleisten.

Zur Verringerung der Erosion der ersten Vakuumwand einerseits und zur Vermeidung von Verunreinigungen des Plasmas durch die Ionen des Wandmaterials andererseits, wird ein Abpumpen der weitgehend aus geladenen Teilchen bestehenden Übergangszone zwischen thermonuklearem Plasma und Vakuumgefäßwand mit Hilfe sogenannter "Divertoren" für unerlässlich gehalten. Beim Tokamak sind zwei Arten von Divertoren prinzipiell möglich. Bei der einen werden toroidale Zusatzfelder an einigen Stellen des Torusumfangs aufgeprägt und dadurch die geladenen Teilchen der Übergangszone in den Pumpaum geleitet ("bundle-divertor"). Bei der anderen Methode werden poloidale Zusatzfelder aufgebracht, durch die die Magnetfeldlinienseparatrix längs des gesamten Plasmaringes mit einem oder mehreren magnetischen

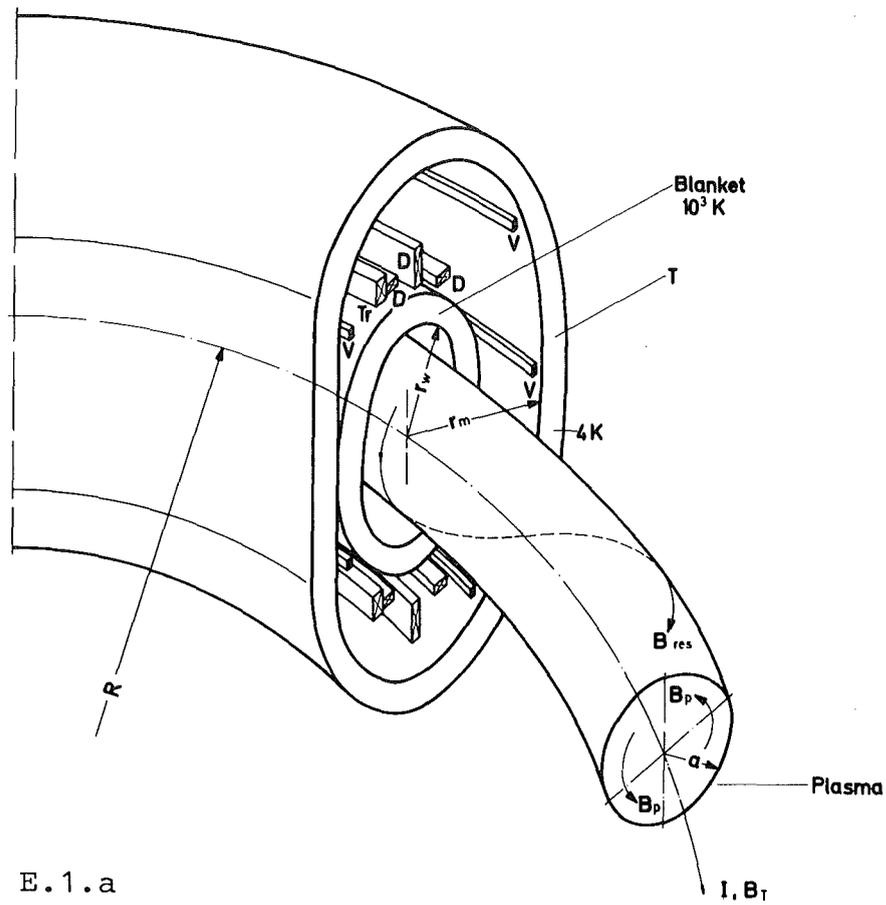


Abb. E.1.a

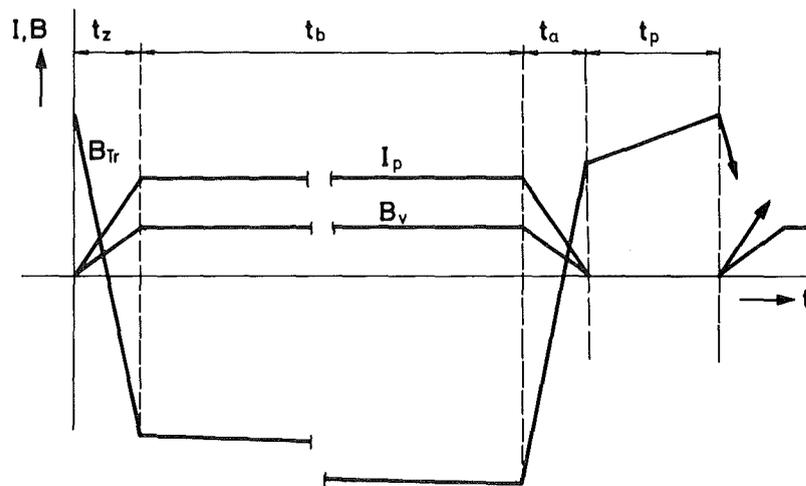


Abb. E.1.b

Abb. E.1: Spulensysteme und typischer Strom- und Feldzyklus einer Tokamak-Anordnung

Spalten versehen wird. Die dafür erforderlichen Poloidal-feldspulen (T) sind ebenfalls in Abb. E.1 für das Beispiel eines "double-triplet-divertors" eingezeichnet. Ob die Poloidal-feldspulensysteme, wie in Abb. E.1 gezeigt, innerhalb oder ob sie außerhalb der Hauptfeldspulen (T) angeordnet sind, ist nicht zuletzt auch davon abhängig, inwieweit die damit jeweils verbundenen konstruktiven Probleme gelöst werden können.

Während das toroidale Magnetfeld B_T konstant gehalten werden kann und damit die Hauptfeldspulen T im Gleichstrombetrieb eingesetzt werden können, müssen die Poloidal-feldspulen mit dem gleichen Zyklus wie der Plasmastrom zeitlich verändert werden (nur für den poloidalen Divertor ist eventuell auch ein stationärer Betrieb der Spulen zulässig). Der prinzipielle zeitliche Verlauf dieser Felder und des Plasmastromes, wie er bei großen Tokamaks erwartet wird, ist in Abb. E.1.b mit angeführt. Es wird damit bereits offensichtlich, daß die toroidalen Hauptfeldspulen zusätzlich zu ihrem Gleichfeld auch noch mit transienten Pulsfeldkomponenten der Poloidal-feldspulen belastet werden.

Der Umfang an Problemen wird darüber hinaus durch die für ein Post-JET-Experiment anzustrebenden Spulenabmessungen und Magnetfeldstärken umrissen. Obwohl endgültige Abmessungen für ein Post-JET-Experiment noch nicht festliegen, sind nach derzeitigem Kenntnisstand Werte von $R = 7,5$ bis 9 m und r_w ungefähr $3,5$ m zu erwarten. Letzterer Wert bedeutet für die Hauptfeldspulen einen mittleren Radius r_m von ungefähr 4 bis 5 m, da wegen der voraussichtlichen Verwendung von Tritium bereits ein ca. 1 m dicker Strahlungsschild vorhanden sein muß. Bei den Magnetfeldstärken wird zunächst davon ausgegangen, die für NbTi gerade noch möglichen Grenzwerte von ca. 8 T am Leiter zu erreichen, wobei aber gegebenenfalls auch Werte bis zu 12 T bei rechtzeitiger Verfügbarkeit der entsprechenden Technologie zur Diskussion stehen. Die gespeicherte Energie in einem solchen toroidalen Magnetsystem beträgt dann etwa 20 bis 40 GJ und damit einen Faktor 30 bis 50 mehr als im größten bisher gebauten Supraleitermagneten, dem der BEBC-Blasen-kammer.

Die vordringlichsten Probleme, die bei der Entwicklung eines solchen Magnetsystems zur Bewältigung anstehen, betreffen die Beherrschung der enormen Kräfte und Biegemomente, die Stabilität der supraleitenden Wicklungen, trotz überlagerter Wechselfeldkomponenten, und die Beherrschung der großen gespeicherten Energien bei Notabschaltungen bzw. beim Energietransfer zwischen den Poloidalfeldwicklungen und ihrer Energieversorgung. Speziell die beiden erstgenannten Probleme betreffen unmittelbar den Supraleiter und die von ihm geforderten Eigenschaften, die in dieser Studie untersucht werden. Die Ergebnisse der Überlegungen werden im Vorschlag für ein Leiterkonzept zusammengefaßt. Noch offene Probleme, die bis zu seiner Verwirklichung gelöst werden müssen, werden aufgezeigt.

I. PROBLEMSTELLUNGEN FÜR DIE LEITERENTWICKLUNG VON FUSIONS- MAGNETEN

I.1 Technische Anforderungen an Spulensysteme in Tokamaks

Wie in der Einführung schon angedeutet, resultieren die Anforderungen und damit auch die spezifischen Probleme an Spulensystemen und Leitern aus dem gleichzeitigen Auftreten vieler schwieriger Randbedingungen wie

- Wechselwirkungen vieler topologisch kompliziert angeordneter Spulen,
- Vorhandensein von Pulsfeldkomponenten (direkt bzw. transient),
- große geometrische Abmessungen,
- hohe Magnetfeldstärken und damit wegen der geometrischen Abmessungen große Energieinhalte und mechanische Spannungen.

Erstes Ziel der Magnetentwicklung kann nicht schon ein für einen Leistungsreaktor geeignetes Spulensystem sein, wohl aber ein Spulensystem von einer Größe, die es gestattet, die in den 80iger Jahren geplanten Großexperimente mit supraleitend erzeugten Einschlußfeldern auszustatten. Die plasmaphysikalischen Parameter dieser Experimente (z.B. "EPR" in USA, "Post-JET" in EURATOM) liegen noch nicht fest, nicht zuletzt weil die Ergebnisse von jetzt in Betrieb gehenden kleineren Tokamaks noch abgewartet werden müssen. Man kann deshalb nur aufgrund von Skalierungsrechnungen und vorläufigen Studien einen Parameterbereich für einen solchen Tokamak definieren und die Ziele der Magnetentwicklung darauf ausrichten. Die bisher dazu an verschiedenen Stellen^{I.1, I.2, I.3} durchgeführten Überlegungen ergeben etwa die in Tabelle I.1 zusammengestellten Bereiche charakteristischer Daten, die für den Magnetbau von Bedeutung sind.

Tabelle I.1: Bereich charakteristischer Daten für das Magnet-system eines "Post-JET"-Experiments

Torusradius R [m]	5,5 bis 9
Spulenradius r_m [m] (bei D-Spulen auf den ca. 1,5fachen Wert in z-Richtung anwachsend)	4 bis 4,5
Maximales Feld am Leiter B_m [T]	8 ⁺)
Gespeicherte Energie im Torusfeld E_S [GJ]	15 bis 40
Induktionshub am Leiter der Transformatorspulen ΔB_{tr} [T]	± 4 bis 8
Feldenergie der Transformatorspulen Q_{tr} [GJ]	≤ 1
Induktionshub poloidaler Felder am Ort der toroidalen Feldwicklungen ΔB_{Pol} [T]	$\leq 0,5$
Feldänderungszeit τ_z [s]	1 bis 10

⁺) Von der Plasmaphysik her werden unter Umständen Felder bis 12 T erwünscht sein.

Ein auch für die Leiterentwicklung besonders wichtiges Problem ist die Art und Größenordnung der Kraftbelastungen, die aus den Angaben der Tab. I.1 und der topologischen Anordnung der Spulen resultieren.

In Richtung zum Toruszentrum hin wirkt auf die Torusfeldspulen eine starke radiale Kraft. Geht man davon aus, daß ca. 24 Einzelspulen das Torusfeld bilden, so wirkt auf jede Einzelspule eine resultierende Zugkraft von größenordnungsmäßig 10^8 N, die als Reaktionskraft vom inneren Abstützzylinder aufgenommen werden muß. Bei kreisförmigen Spulen treten zusätzlich Biegemomente auf, da sich die Aufblähkräfte, die vom Spulenzentrum nach außen wirken, aufgrund der entlang der Torusachse umgekehrt proportional zum Radius abnehmenden Magnetfeldstärke, entlang

des Spulenumfanges ändern. Diese Biegemomente können weitgehend vermieden bzw. stark reduziert werden, durch spezielle geometrische Form der Spulen, angepaßt an eine berechenbare biegemomentenfreie Linie, die etwa "D-Form" hat.

Nicht vermieden werden können hingegen Biegemomente und Scherkräfte in den Torusfeldspulen, die von den Poloidalfeldern herühren und die wegen des Pulscharakters dieser Felder zudem als dynamische Belastungen anzusehen sind. So beträgt z.B. das integrale Kippmoment zwischen Vertikalfeld und Torusfeldspulen größenordnungsmäßig einige GNm.

Zwischen den einzelnen Torusfeldspulen treten im Falle des Ausfalls einer oder mehrerer Spulen sehr starke Kräfte auf, die darauf ausgerichtet sind, den Torus in Richtung Zylindergeometrie aufzureißen.

All diese mechanischen Belastungen erfordern einen Wicklungsaufbau bei dem Supraleiter und hochfestes Armierungsmaterial trotz erforderlicher Heliumtransparenz in möglichst integrierter Form angeordnet sind, um ausreichend hohe Festigkeitsdaten zu ergeben.

Die Notwendigkeit poloidaler Pulsfelder mit Anstiegszeiten von einigen T/s (vgl. Tabelle I.1) stellt eine weitere schwierige Randbedingung für die Leiterentwicklung dar. Hystereseverluste im Supraleiter und Wirbelstromverluste im Stabilisierungsmaterial möglichst klein zu halten, erfordert einen speziellen Leiteraufbau, der rasch kostenintensiv wird. Es muß hier deshalb auch ein ökonomisches Optimum zwischen Leiterkosten und durch Verluste zusätzlich benötigte Kälteleistungskosten gefunden werden. Außerdem erfordern diese unvermeidlichen Verluste eine Kühltechnik, die bei allen Betriebsbedingungen die Wärmeabfuhr sicherstellt.

I.2 Übersicht über den gegenwärtigen Stand der Technik großer Supraleitermagnete

I.2.1 Magnetetechnologie

Wesentliche Impulse hat die Supraleiter-Magnetetechnologie von Beginn an durch Anforderungen erhalten, wie sie seitens der Hochenergiephysik gestellt werden. Große Solenoide für Blasen- und Funkenkammern, Multipolmagnete zur Strahlführung und -fokussierung sowie im 0.1 Hz-Bereich pulsable Dipole für Großbeschleuniger sind entwickelt worden. Im Rahmen der hier zu diskutierenden Probleme interessieren die Großmagnete und die bei den Pulsmagneten gewonnenen Erkenntnisse über Leiter mit geringen Wechselstromverlusten.

Tabelle I.2 gibt eine Übersicht über die wichtigsten Kenndaten der gebauten Detektormagneten, die alle Solenoid-Konfiguration, teilweise in "split-pair"-Anordnung haben^{I.4)}.

Tabelle I.2: Kenndaten großer supraleitender Solenoide

	ANL	BNL	NAL	CERN BEBC	CERN OMEGA
Magnetische Induktion im Zentrum (T)	1,8	3,0	3,0	3,5	1,8
Innendurchmesser der Wicklung (m)	4,78	2,44	4,27	4,72	3,0
Außendurchmesser der Wicklung (m)	5,28	2,76	5,08	6,0	5,5
Axiale Spulenlänge (m)	3,04	2,4	2,89	4,4	2·0,3
Induktivität (H)	40	4	31,7	51	4
Gespeicherte Energie (MJ)	80	72	396	830	50
Supraleiter: Abmessungen (mm ²)	2,5x50	2x50,8	3,8x38,1	3x61	18x18 Hohlleiter
Stromstärke (A)	2000	6000	5000	5700	5000
Stromdichte in der Wicklung (A·m ⁻²)	7,75·10 ⁶	2,5·10 ⁷	1,89·10 ⁷	1,05·10 ⁷	1,5·10 ⁷

Der größte dieser Magnete ist der für die CERN-Blasenkammer "BEBC". Mit seinem Energieinhalt von über 800 MJ entspricht er aber von der Größe her nur etwa einer einzelnen Torusfeldspule eines Magnetsystems des angestrebten Post-JET-Fusionsexperimentes (vgl. Tab. I.1). Alle Magnete der Tab. I.2 haben NbTi-Supraleiter in reiner Kupfermatrix, ausgelegt für kryogene Stabilisierung, wobei nur beim Omega-Magneten keine Badkühlung, sondern forcierte Kühlung mit überkritischem Helium angewandt wird. Der Leiter ist in diesem Fall als Hohlleiter ausgeführt. Die guten Ergebnisse mit diesem für Großmagnete besonders interessanten Kühlprinzip haben dazugeführt, daß in der Zwischenzeit weitere, wenngleich auch nur kleinere Magnete mit forcierter He-Strömung gebaut wurden.

Großes Augenmerk wurde bei der Konstruktion auf die Abstützung der auftretenden Kräfte gelegt. Das Abfangen dieser Kräfte ist erschwert durch die bei kryogener Stabilisierung in Badkühlung gegebene Forderung des zumindest teilweisen Kontaktes der Leiteroberfläche mit dem Heliumbad. So ergab sich ein Wicklungsaufbau mit mitgewickelter Stahlbandarmierung zur höheren mechanischen Festigkeit und mitgewickelten profilierten Kupferbändern zur Gewährleistung der Heliumtransparenz sowie einem Abstützungsfachwerk an der Wicklungsaußenseite zum Abfangen der resultierenden Aufblähkräfte. Wärmedehnungsbedingte Kräfte und Spannungen innerhalb der Spulen und der Tragkonstruktionen wurden durch Gleitschichten und Federelemente aufgefangen, wobei neben austenitischem Stahl auch Titanlegierungen wegen der kleinen Wärmeleitfähigkeiten eingesetzt wurden. Augenscheinlich einfacher präsentiert sich der Wicklungsaufbau des Omega-Magneten aufgrund der forcierten Kühlung im Inneren des Hohlleiters. Die Spulen sind freitragend mit Vakuumharzverguß gebaut. Die Kräfte werden unmittelbar auf die äußeren Stahlzylinder übertragen.

Zum Zeitpunkt der Erstellung der großen Blasenkammermagnete für das ANL, BNL und das CERN war die Technik des Leitertwistens zur Vermeidung von Wirbelströmen in der Kupfermatrix während Feldänderungsvorgängen (Auf- und Aberregen) noch nicht entwickelt, so daß das Auftreten von nur sehr langsam abklingenden Matrixströmen in Kauf genommen werden mußte. Wie sich bei der Inbetriebnahme des BEBC-Magneten zeigte, waren die damit verbundenen elektromagnetischen Kräfte so groß, daß eine Leiterverdrehung an nicht abgestützten Stellen auftrat (innere Lage der Wicklung)^{I.5)}. Das Twisten der Leiter ist heute kein Problem mehr und wurde beim Leiter für die NAL-Blasenkammer angewandt. Durch die transienten poloidalen Pulsfelder würden jedoch ähnliche Kippmomente auf den Leiter der Torusfeldspulen wirken, so daß schon aus diesem Grunde eine Wicklungstechnik, wie bei Blasenkammermagneten kaum infrage kommen dürfte.

Wenngleich der erfolgreiche und zuverlässige Betrieb der großen Detektorsolenoiden demonstriert hat, daß bis zu den dabei gegebenen Größenordnungen die Probleme supraleitender Magnete beherrschbar sind, reichen die gewonnenen Kenntnisse für den Bau von Fusionsmagneten der in Kap. I.1 definierten Größe nicht aus. Die Kräfte sind größer und wesentlich komplizierter verteilt, ein gewisses Maß an Wechselstromverlusten unvermeidbar und Sicherheitsentladungen auf Grund der um mehr als eine Größenordnung höheren Energieinhalte wesentlich problematischer.

Große Magnete mit anderer Spulenkonfiguration als der eines einfachen Solenoiden wurden bisher fast ausschließlich nur für MHD-Generatoren entwickelt. Es handelt sich dabei um Dipole bis ca. 5T Induktion in möglichst großer Raumtemperaturbohrung. Der größte davon (Hitachi/ETL in Japan) hat einen Energieinhalt von 60 MJ und basiert ebenfalls auf dem Konstruktionsprinzip der kryogen stabilisierten Wicklung mit Badkühlung^{I.6)}.

Auch für Plasmaeinschlußexperimente selbst wurden in der Vergangenheit schon Magnetentwicklungsarbeiten durchgeführt.

Im Hinblick auf Großmagnete sind davon aber nur das 9 MJ-"Baseball"-

Magnetsystem für ein Spiegeleinschlußexperiment in LLL und die Entwicklung einer supraleitenden Prototypspule (1,8 MJ) für den WVII-Stellerator des IPP Garching von Bedeutung. Während das Baseball-Magnetsystem vornehmlich nur auf die Spiegelmaschinenentwicklung ausgerichtet ist, sind bei Bau und Test der WVII-Prototypspule (1,8 MJ), die einen Innendurchmesser von 0,94 m hat, schon eine Reihe von torusrelevanten Konstruktionsproblemen bearbeitet worden^{I.7)}. So z.B. die Kraftabstützung einzelner Torusfeldspulen gegeneinander und die Abschirmung der transienten helischen Pulsfelder. Die Spule besitzt, da sie z.B. mit adiabatisch stabilisiertem Leiter gebaut ist, keine Leiter- und Wicklungsstruktur, wie sie für große Fusionsmagnete erforderlich ist.

Das einzige komplette supraleitende Torusspulensystem wurde bisher von der Fa. MCA, und zwar für einen medizinischen Pionen-Generator gebaut. Es hat einen Torusradius von 1,05 m, einen Spulenradius von ca. 0,37 m und einen Energieinhalt von insgesamt 1,22 MJ. Die Spulen haben eine kompakte, eigenstabile Wicklung, die nur von außen gekühlt wird^{I.8)}. Erfahrungen für große Fusionsmagnete können dabei nur in geringem Maße erwartet werden. Ein größeres supraleitendes Torusmagnetsystem für den Tokamak T7 (Kurchatov-Institut, Moskau) befindet sich derzeit im Test.

Untersucht man den Entwicklungsstand pulsbarer supraleitender Magnete, im Hinblick auf die Poloidalfeldwicklungen in Tokamaks, so stellt man fest, daß hier Entwicklungen bisher fast ausschließlich für Zwecke der Hochenergiephysik erfolgt sind. Im Vordergrund standen hierbei kompakte Dipole, pulsbar im 0,1 Hz-Bereich für Großbeschleuniger. Tabelle I.3 gibt die Magnet- und Leiterkenndaten typischer Prototypen wieder, wie sie in den GESSS-Laboratorien entwickelt wurden^{I.9)}. Magnete ähnlicher Größe, also mit Energieinhalten von einigen hundert kJ sind auch in Japan, UdSSR und USA entwickelt worden. Ihre Betriebsergebnisse können hinsichtlich Wechselstromverlusten und Fatigue-Verhalten Anhaltspunkte für große Fusionsmagnete liefern.

Tab. I.3: Kenndaten einiger pulsbarer supraleitender Dipolmagnete, gebaut und getestet in den GESSS-Laboratorien

	AC5 (RHEL) ^{I.11)}	ALEC (CEN/Saclay) ^{I.12)}	D2a (GfK/Karlsruhe) ^{I.9)}
<u>Magnet-Parameter</u>			
Bohrung [m]	0.1	0.11	0.08
Magn. Länge [m]	0.78	1.5	1.24
Zentralfeld [T]	4.5	5	4.5
Wicklungsstromdichte [kA/cm ²]	13.9		21
Energieinhalt [kJ]	110	340	130
<u>Leiter</u>			
Strom [A]	3300	2000	1500
Type	Kabel	Kabel	Kabel
Anzahl der Strands	15	36	12
Strandisolation	organisch	Kupferoxyd	In/Sn
Filamentzahl/Durchmesser [µm]	8917/7.1	1045/10	1000/12
Twistlänge [mm]		6	4
Matrix	Cu/CuNi	Cu	Cu
<u>Experimentelle Daten</u>			
Verluste pro Zyklus [J] (4 T/0.1 Hz)	≈125	≈320	≈360

Pulsbare Solenoide mit vergleichbaren Energieinhalten wurden in letzter Zeit im Rahmen von Untersuchungen speziell für die Pulsspulensysteme in Fusions-Experimenten gebaut (z.B. GfK/Karlsruhe, LASL/USA). Ihr Ziel ist es hauptsächlich, die beim Schalter hoher Leistungen auftretenden Probleme zu untersuchen^{I.10)}.

Diese kurze Darstellung zeigt bereits auf, daß zwischen dem gegenwärtigen Stand der Supraleitertechnologie und den in Kap. I.1 definierten Anforderungen an Spulensysteme für Tokamaks eine große Lücke (z.B. hinsichtlich Größe, gespeicherter Energie und Kräften) existiert, die nur durch entsprechende Entwicklungsarbeiten beseitigt werden kann.

Abb. I.1 demonstriert dies auf anschauliche Weise. Aufgetragen ist über dem Jahr der Fertigstellung der Energieinhalt E_S der zuvor diskutierten Solenoidmagnete als Maß für deren Größe^{I.13)}. Ergänzend hierzu zeigt Abb. I.1 auch den Entwicklungsstand bei supraleitenden Torus- und Puls magnetensystemen. Der Vergleich mit den ebenfalls angegebenen wahrscheinlichen Energieinhalten der Post-JET-Spulensysteme läßt die Lücke im Entwicklungsstand erkennen.

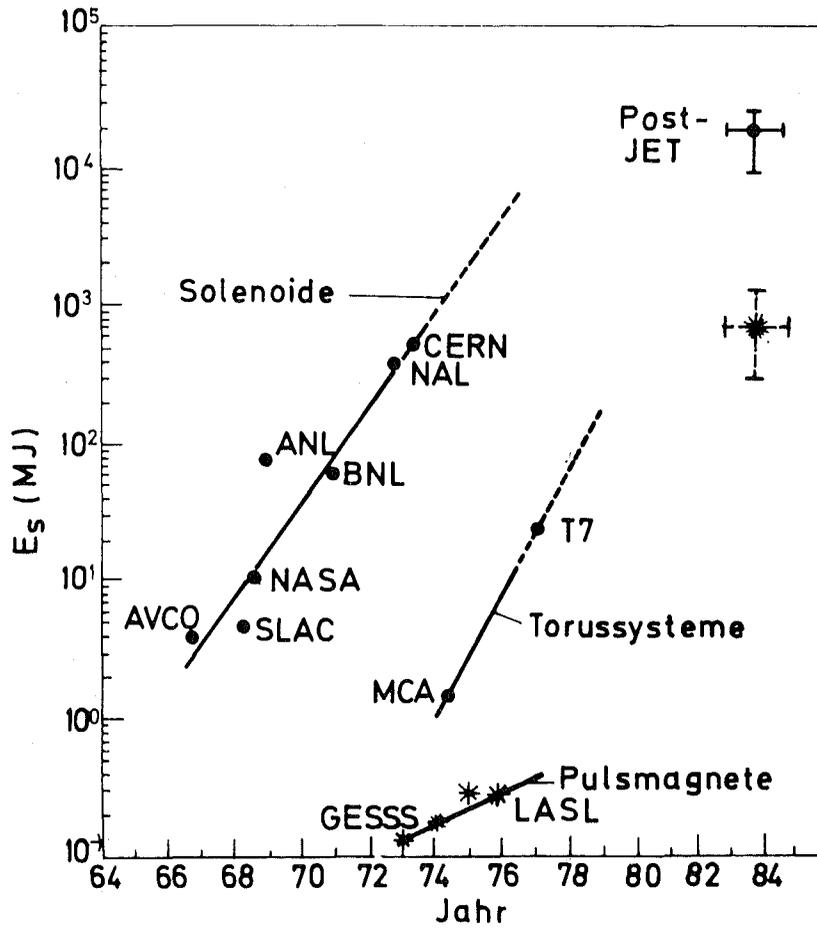


Abb. I.1: Demonstration des technologischen Fortschritts an Hand der Auftragung des Energieinhalts verschiedener Magnetfeldsysteme in Abhängigkeit vom Jahr der Fertigstellung.

I.2.2 Materialtechnologie

I.2.2.1 Supraleiter

Zur technischen Einsatzreife gelangten vor allem die Legierung NbTi und die A15-Verbindungen Nb₃Sn bzw. V₃Ga. Darüber hinaus befinden sich eine Vielzahl weiterer supraleitender Materialien im Stadium grundlegender Untersuchungen hinsichtlich einer möglichen Verwendung als technische Supraleiter. Tab. I.4 gibt eine Übersicht über die kritischen Daten einiger aussichtsreicher Verbindungen, zusammen mit den erwähnten, jetzt technisch einsetzbaren Supraleitern.

Die erreichten Stromdichten in diesen Materialien zeigt Abb. I.2 zusammen mit typischen Gesamtstromdichten im Querschnitt des Supraleiters inklusive Matrixmaterial.

Der Aufbau eines Leiter zum Bau von Magnetspulen basiert auf Überlegungen hinsichtlich Stabilität, Wechselstromverlusten, mechanischer Festigkeit usw. Wie die nachstehend angeführten Beispiele zeigen, ist eine Vielfalt von fertigbaren Leiter-typen entwickelt worden. Ihr Einsatz im Magneten zeigte allerdings, daß nicht in allen Fällen die theoretisch erwarteten Eigenschaften verwirklicht werden konnten. Ursachen hierfür sind einerseits, daß bei den theoretischen Modellen für Stabilität und Verluste von idealisierten Annahmen ausgegangen werden muß, und andererseits noch nicht alle physikalischen Zusammenhänge hinsichtlich des Einflusses metallurgischer Prozesse, mechanischer Kräfte und Kühldynamik völlig verstanden sind.

Abb. I.3 zeigt einen groben Kostenvergleich für die genannten Supraleiter. Daraus ist ersichtlich, daß für Felder bis etwa 8 T NbTi wesentlich kostengünstiger ist als A15-Verbindungsupraleiter, so daß diese gegenwärtig nur für Wicklungen mit höherer Feldstärke betrachtet werden.

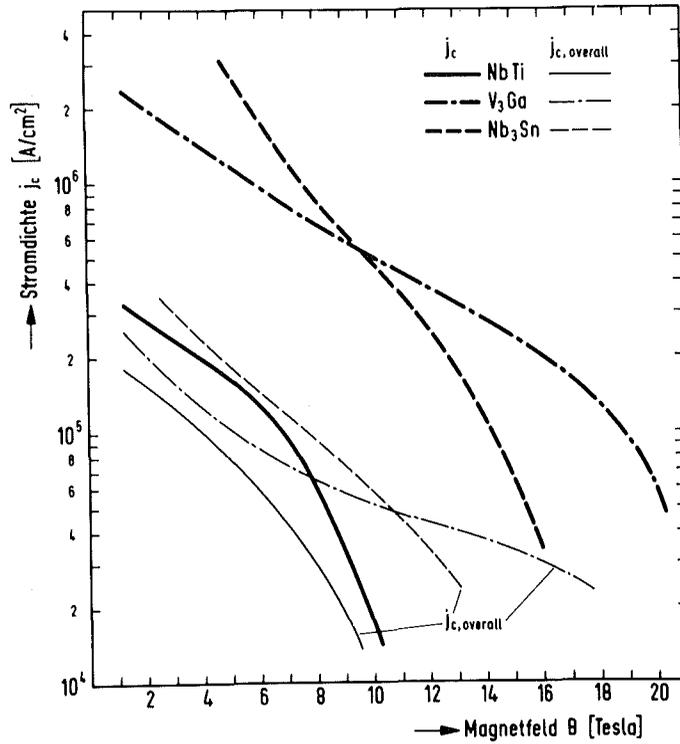


Abb. I.2: Supraleiter-Stromdichte für NbTi, V_3Ga und Nb_3Sn (stark ausgezogene Kurven nach Herstellerangaben) und Gesamtstromdichten typischer kommerzieller Filament-Supraleiterdrähte (dünn ausgezogene Kurven I.24)).

Tab. I.4: Kritische Daten der techn. Supraleiter NbTi, V_3Ga und Nb_3Sn sowie einiger möglicher zukünftiger Leitermaterialien I.14).

	T_c [K]	$H_{c2}(4,2\text{K})$ [T]	$j_c(4,2\text{K})$ [10^5A/cm^2]		
			5 T	10 T	15 T
NbTi	9.5	12	1,7	0,1	-
V_3Ga	15	23	12	5	2
Nb_3Sn	18	22	25	5	0,6
Nb_3Ga	20.3	33			
Nb_3Ge	22.5	37			
$\text{Nb}_3(\text{Al}, \text{Ge})$	21.0	41			
PbMoS	14.6	50			

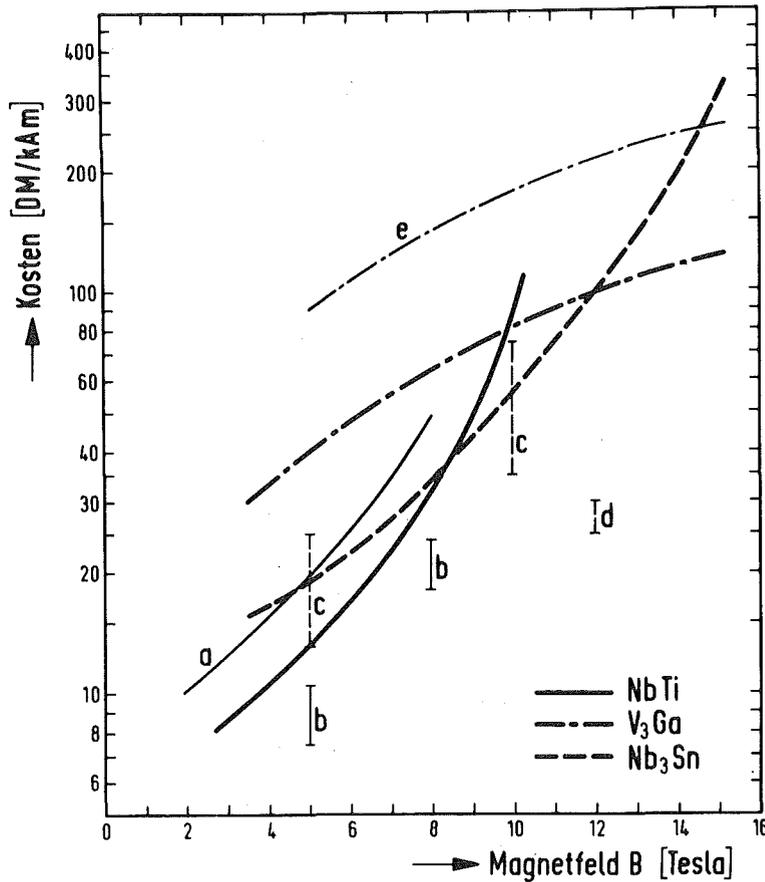


Abb. I.3: Preisangaben für Filament-Supraleiter in DM/kAm: stark ausgezogene Kurven siehe Ref.I.13); Stand 1974.

Zusätzlich einige neuere Angaben:

- a. VAC-Hanau, Leiter mit Cu-CuNi-Mischmatrix
2 x 8 mm², 6 kA/5 T, Stand 1975
- b. Kostenangaben für Leiter mit einigen hundert
Filamenten (~20 µm Ø) in reiner Cu-Matrix
(VAC, IMI, Krupp), Stand 1975
- c. Kostenangaben für Nb₃Sn-Diffusionsleiter mit CuSn-
Bronze (VAC, IMI, Harwell, IGC, Airco), Ref.I.23),
Stand 1975
- d. Kostenabschätzung für Nb₃Sn-Diffusionsleiter für
monolithische und verkabelte Strukturen mit 1.5 kA/12T
und 10 kA/12 T mit eingebetteten Kupfersträngen
(IGC, Ref.I.22), Stand 1975
- e. Kostenangaben für V₃Ga-Kabel mit Wolfram-Kern
(Furukawa, siehe Abb.I.10), Ref.I.23, Stand 1975

Umrechnungen 1£ ≅ 5,60 DM, 1\$ ≅ 2.55 DM

NbTi-Supraleiter

Die Legierung von Niob mit 40 bis 50 Gew.% Titan hat gute Supraleitungseigenschaften (Tabelle I.4), ist in den Herstellungsschritten (Kaltverformungen, Ausscheidungsglühungen) gut verarbeitbar, gut zu filamentisieren und zu stabilisieren (guter metallurgischer "Bond" mit der Kupfer-Stabilisierungsmatrix) und kann in einer Vielzahl von Leitertypen für Standard- oder Spezialanwendungen in km-Längen mit wirtschaftlichen Produktionsmethoden hergestellt werden^{I.15,16}). Die hohe Stromtragfähigkeit von $2-3 \cdot 10^5 \text{ A/cm}^2$ bei 5 Tesla wird durch die Mikrostruktur (Ausscheidungs- und Zellwandpinning) erreicht, die im Herstellungsprozess eingebracht wird.^{I.15,17}

Im folgenden werden zur Demonstration des derzeitigen Standes der NbTi-Leitertechnologie beispielhaft einige Leitertypen mit ihren Daten beschrieben, wobei auf anwendungsspezifische Eigenschaften hingewiesen wird. Abbildung I.4 zeigt einen NbTi-Vielkernleiter (VAC/ Hanau) von 0.7 mm Durchmesser, dessen 1159 (= 61 x 19) Filamente von je 10 μm Durchmesser in eine Matrix aus Reinstkupfer eingebettet sind^{I.16}). Der Leiter trägt etwa 180 A in einem Magnetfeld von 5 Tesla; er ist bei einem Verhältnis Cu/NbTi $\approx 3:1$ dynamisch stabilisiert. Die Leiterstabilisierung erfordert Filamentdurchmesser $\leq 50 \mu\text{m}$. Kleine Filamentdurchmesser sind insbesondere bei Leitern anzustreben, die einer dynamischen Beanspruchung ausgesetzt sind, da die Hystereseverluste im Supraleiter dem Filamentdurchmesser proportional sind.

Um die Matrixverluste durch Wirbelströme und Filament-Kopplungsströme klein zu halten, werden die Leiter verdrillt (getwistet; die fertigungstechnische untere Grenze für die Steighöhe liegt bei etwa dem zehnfachen Durchmesser des Leiters). Außerdem kann die Kupfermatrix mit hochresistiven Bereichen, i.a. einer Kupfer-Nickel-Legierung, durchsetzt werden, wobei deren Anteil und Anordnung so zu wählen sind, daß die Stabilisierung möglichst wenig beeinträchtigt wird. Abb. I.5 zeigt einen solchen Leiter

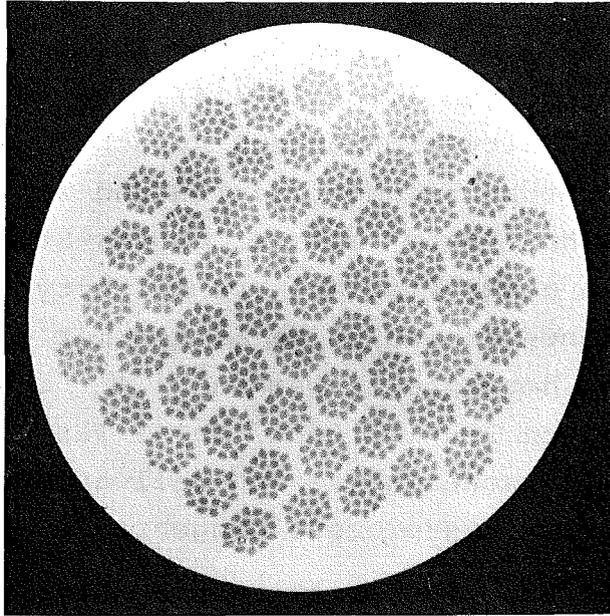


Abb. I.4: NbTi-Supraleiter in Cu-Matrix, Filamentdurchmesser 10 μm (VAC/Hanau)

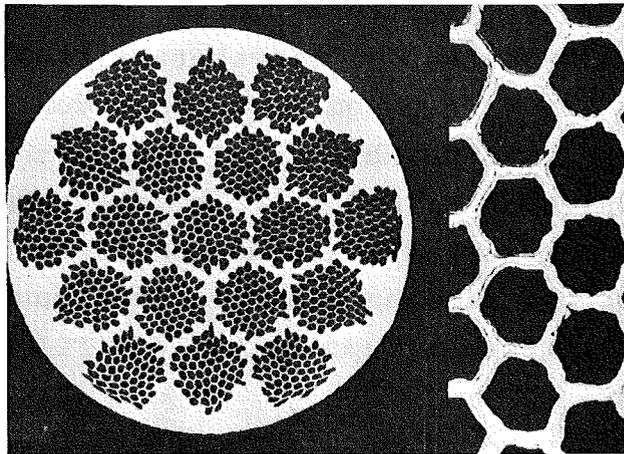


Abb. I.5: NbTi-Supraleiter in Cu/CuNi-Mischmatrix (IMI/Birmingham)

mit Mischmatrix, dessen 1045 (= 19 x 55) Filamente jeweils von einer CuNi-Schicht umgeben und dann in Cu eingebettet sind.

Da aufgrund von Eigenfeldinstabilitäten die Filamentzahl in einem Leiter begrenzt ist, werden zum Transport höherer Ströme Kabel oder Geflechte aus Einzelleitern hergestellt - für Wechselstromanwendungen teil- oder volltransponiert -, von denen die Abb. I.6 und I.7 zwei Beispiele vorstellen. Das im Beschleuniger-Prototypmagneten DT des IEKP verwendete Supraleiterkabel zeigt Abb. I.6 als Kabelmuster und Querschnitt. Es

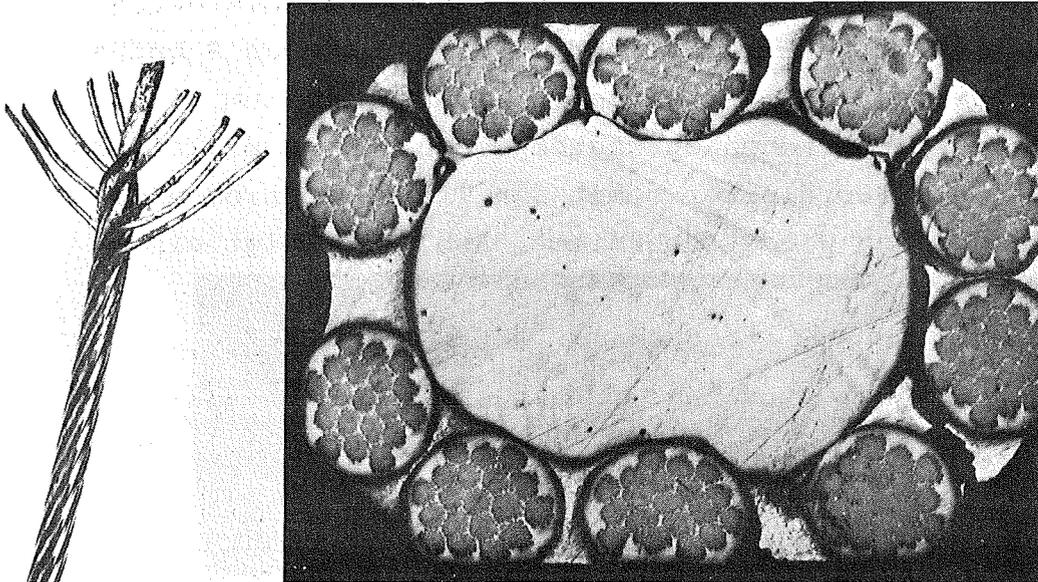


Abb. I.6: NbTi-Supraleiterkabel; Einzelleiter (0.5 mm \emptyset) um Cu-Kern verseilt (IMI/ Birmingham)

besteht aus 10 Supraleiteradern von je 0.5 mm Durchmesser, die 1045 $10 \mu\text{m}$ -Filamente in einer Cu/CuNi-Matrix enthalten; diese sind um einen zentralen Cu-Kern verseilt, mit einem InSn-Lot vergossen und auf einen Querschnitt von $1.9 \times 2.6 \text{ mm}^2$ kalibriert. Das Kabel trägt 1.05 kA bei 5 Tesla entsprechend einer Gesamtstromdichte von 21 kA/cm^2 (IMI/ Birmingham). Kompakte Leiter (Packungsfaktor ca. 70 %) mit voller Transposition lassen sich durch eine Roebelstabanordnung erzielen. Bei der VAC werden derzeit solche Kompaktleiter entwickelt: neun Flachseile mit der Abmessung $2.9 \times 0.85 \text{ mm}$, die aus 11 Adern mit je 600 Filamenten bestehen, sind zu einem volltransponierten Roebelstab

von $5 \times 6 \text{ mm}^2$ Querschnitt verarbeitet, der voraussichtlich 17 kA bei 5 Tesla trägt^{I.19)}. Derartige Hochstromleiterkonfigurationen mit Stromtragfähigkeiten $\geq 10 \text{ kA}/5 \text{ T}$ werden sowohl als Leiter für supraleitende Turboläufer als auch für Plasmaeinschlußspulen in der Fusionstechnologie angestrebt.

Als zusätzliches Merkmal ist für Fusionsleiter eine Vollstabilisierung erforderlich: um größtmögliche Betriebssicherheit zu gewährleisten, wird durch ein hohes Matrix-zu-Supraleiter-Verhältnis ($\geq 10 : 1$) im Falle einer Störung des Stromtransportes durch den Supraleiter eine vollständige Stromübernahme durch das Stabilisierungsmetall ermöglicht. Hierbei ist das Substrat so zu dimensionieren, daß der Wärmefluß zum Kühlmedium ein Überschreiten der kritischen Sprungtemperatur des Supraleiters verhindert und der Supraleiter somit den Transportstrom nach Abklingen der Störung wieder übernimmt. Abb. I.7 zeigt einen

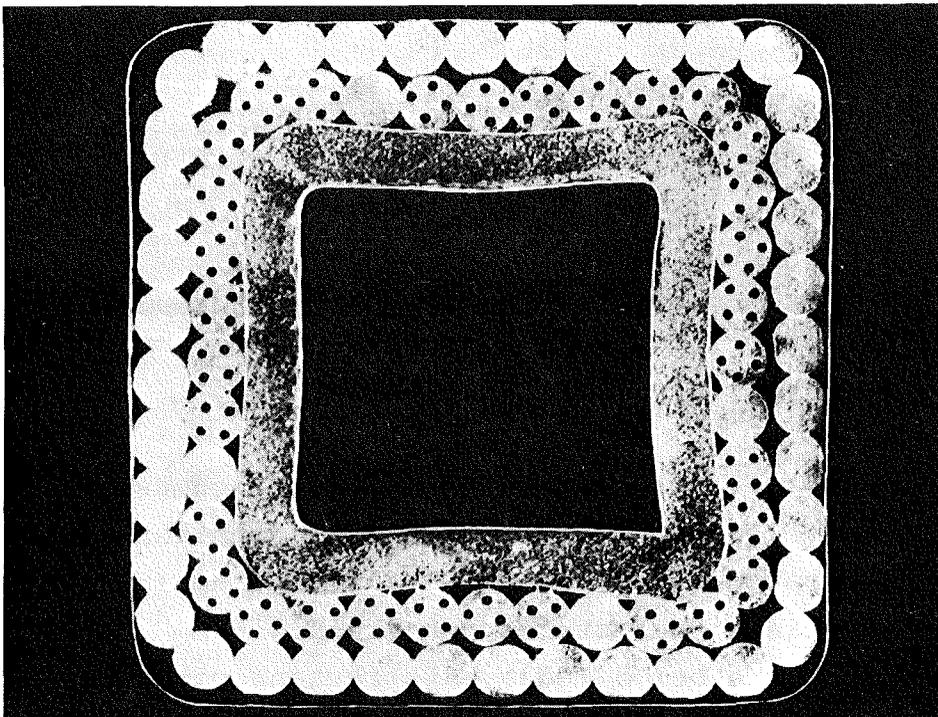


Abb. I.7: NbTi-Hohlleiter für den Ω -Magneten
(Innenquerschnitt $9 \times 9 \text{ mm}^2$; BBC, Baden/Schweiz)

solchen vollstabilisierten Gleichstromleiter von $18 \times 18 \text{ mm}^2$ Querschnitt, der zum Bau eines Analysatormagneten für das Omega-Projekt (CERN) verwendet wurde^{I.20)}. Er ist als Hohl-

leiter aufgebaut, bei dem durch ein Kupferrohr von $9 \times 9 \text{ mm}^2$ Innenquerschnitt superkritisches Helium zur Zwangskühlung zirkuliert. 30 Adern von 1.5 mm Durchmesser, die je vier 250 μm -Filamente enthalten, sind mit einer Schlaglänge von ca. 20 cm um dieses zentrale Kupferrohr verseilt. Eine zweite Lage von reinen Kupferdrähten ist als Stabilisierungselement mit der inneren Anordnung durch ein Silber-Zinn-Lot verbunden. Bei einem Kupfer/Supraleiter-Verhältnis von 30 : 1 trägt der Leiter bei 3.5 Tesla und 5 K einen Strom von 6.35 kA (BBC, Baden).

A15-Verbindungssupraleiter

Die bisher gezeigten Beispiele beschränkten sich auf NbTi als Supraleitermaterial, das bei 4.2 K bis zu Magnetfeldern von etwa 8 Tesla, bei 2.2 K bis zu etwa 10 Tesla einsetzbar ist ($I_c(8 \text{ T}; 4.2 \text{ K}) \approx I_c(10 \text{ T}; 2.2 \text{ K})$). Höhere Magnetfelder, wie sie zum Plasmaeinschluß für Spiegel-Magnetanordnungen^{I.21} oder auch - bei Beherrschung der Probleme durch die Wandbelastung - für toroidale Magnetanordnungen sinnvoll erscheinen, können nur mit A15-Supraleitern, wie Nb_3Sn oder V_3Ga , erreicht werden, wie aus Tabelle I.4 ersichtlich ist.

Neben Bandleitern aus den erwähnten Materialien sind seit etwa zwei Jahren auch Filamentleiter mit erhöhter dynamischer Stabilität kommerziell verfügbar. Sie werden üblicherweise nach dem Bronzeverfahren hergestellt: Nb-Filamente werden in einer CuSn-Matrix auf die gewünschten Leiterabmessungen gezogen und bei einer anschließenden Glühbehandlung in einem Oberflächenschlauch zu Nb_3Sn reagiert; entsprechend geschieht die Herstellung von V_3Ga aus V-Kernen in einer CuGa-Matrix. Wegen der höheren Kosten der Ausgangsmaterialien von V_3Ga , verglichen mit Nb_3Sn , hat sich die kommerzielle Leiterfertigung auf Nb_3Sn konzentriert; lediglich im Feldbereich oberhalb 12 - 14 Tesla, wo im Gegensatz zu kleineren Feldern die Stromdichte von V_3Ga die von Nb_3Sn überwiegt, werden V_3Ga -Leiter im Magnetbau eingesetzt (Abb. I.2/3).

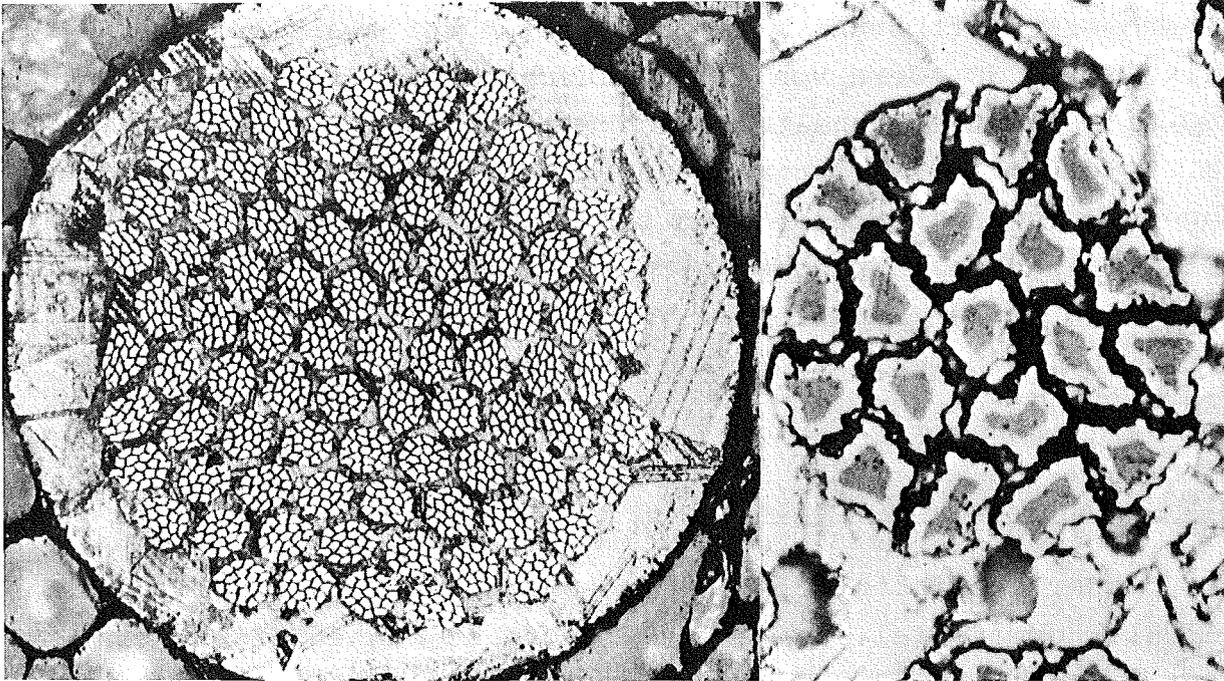


Abb. I.8: Nb₃Sn Multifilamentleiter
(5 µm Nb-Kern, 1-2 µm Diffusionsschicht; VAC/Hanau)

Abb. I.8 zeigt einen Nb₃Sn-Multifilamentleiter mit 1615 (= 85x19) Kernen von 5 µm Durchmesser (VAC/ Hanau). Man erkennt im rechten Teilbild deutlich die in CuSn-Bronze eingebetteten Nb-Kerne, die in einer 1 - 2 µm dicken Außenhaut zu Nb₃Sn reagiert sind. Die A15-Phase ist sehr spröde, was bei mechanischer Beanspruchung zu Rissen in der Reaktionsschicht und damit zu einer Stromdegradation führt. Reaktionsschichtdicken im Bereich von 1 - 2 µm, wie in Abb. I.8 gezeigt, bieten die günstigste Leiterflexibilität und erlauben bei der Verarbeitung reagierter Leiter in Spulenanordnungen, Biegedurchmesser von $\varnothing \geq 250 \cdot d$ (d = Abstand der äußersten Nb₃Sn-Filamente von der neutralen Faser, = Leiterradius bei Drähten). Der in Abb. I.8 gezeigte Nb₃Sn-Leiter trägt bei 0.6 mm Durchmesser 450 A/5 T und 150 A/10 T; das Bronze/Nb-Verhältnis beträgt 3.5 : 1, die kritische Gesamtstromdichte $1.6 \cdot 10^5 \text{ Acm}^{-2}/5 \text{ T}$ und $5.5 \cdot 10^4 \text{ Acm}^{-2}/10 \text{ T}$.

Zur Stabilisierung und zum Leiterschutz können Kupferadern in den Leiter eingearbeitet werden, die zur Verhinderung der Eindiffusion von Zinn bei der Reaktionsglühung von Tantal-Diffusionsbarrieren umgeben sind. In Abb. I.9 ist das Schliffbild eines

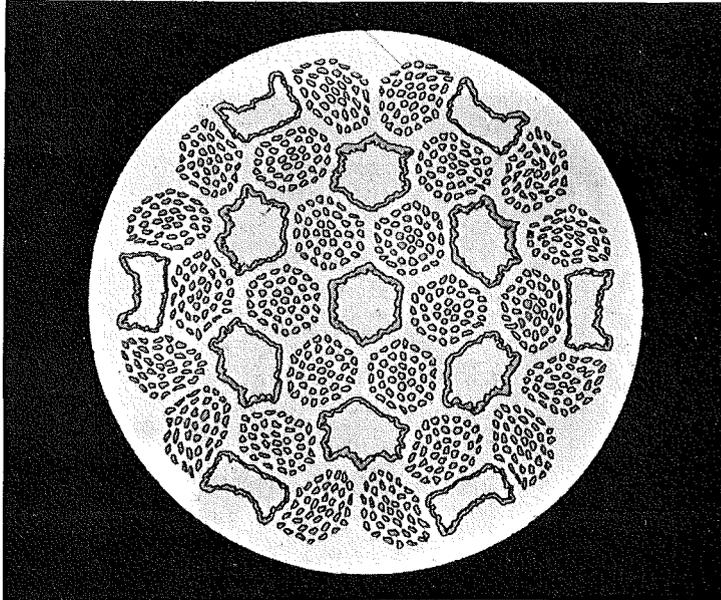


Abb. I.9: Nb₃Sn Multifilamentleiter mit Kupferadern (Leiterdurchmesser 0.43 mm; Harwell/Didcot)

derartigen Leiters gezeigt (Harwell/Didcot), der mit einem Cu-Anteil von 14 % bei 0.43 mm Durchmesser stabilisiert ist. Mit 888 (= 24 x 37) Filamenten trägt der Leiter 200 A/5 T und 70 A/10 T.

Höher filamentisierte Leiter (> 10 000) als monolithischer oder verkabelter Strang sind von mehreren Herstellern vorgestellt worden. Zur mechanischen Verfestigung werden Stahlstrukturen oder Stahl- bzw. Wolframadern mitverarbeitet, meist in rechteckiger Form als Monolith (Airco) oder Bausteinleiter (VAC, Siemens),

die ein günstiges Biegeverhalten bietet. Ein Leiter, mit 67 507 Filamenten (19 x 19 x 187), der bei einem Querschnitt von $5 \times 1.6 \text{ mm}^2$ und 34 % Flächenanteil Kupfer 1.6 kA/12 T trägt (Airco)^{I.21)}, wurde in einer Länge von 300 m erfolgreich zu einer 10 T-Spule mit 27 cm Bohrung gewickelt^{I.22)}.

Einen V_3Ga -Leiter, als 6-adriges Kabel um eine zentrale Wolframseele verseilt, und mit Indium verlötet, zeigt Abb. I.10 (Furukawa/Tokio).

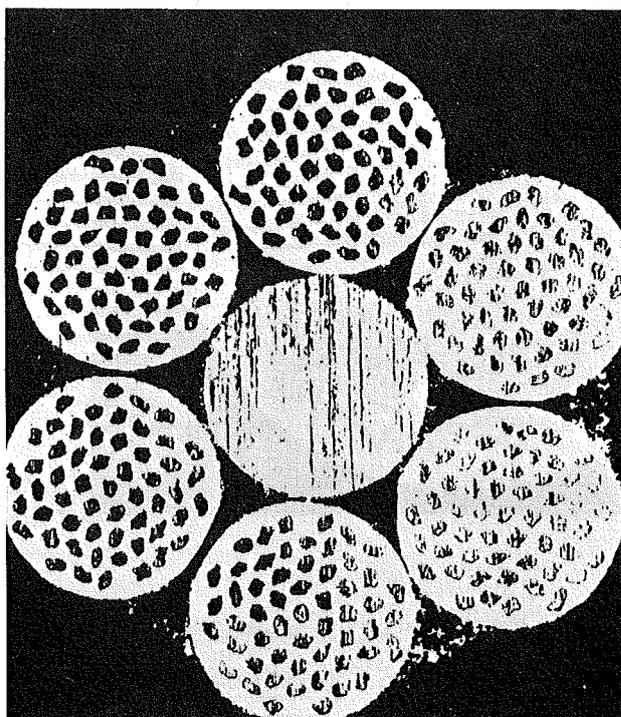


Abb. I.10: V_3Ga -Kabel, um Wolframseele verseilt
(Aderdurchmesser 0.14 mm, Furukawa/Tokio)

In jeder Ader von 0.14 mm Durchmesser sind 55 V-Kerne von $12 \mu\text{m}$ Durchmesser in die CuGa-Bronze (Bronze: V = 1.5 : 1) eingebettet. Der Leiter hat eine Stromtragfähigkeit von 130 A/5 T, 76 A/10 T bzw. 37 A/15 T.

Strahlenschäden an technischen Supraleitern

Strahlenschäden an Supraleitern werden in weitem Rahmen untersucht^{I.27,28,29}). Eine zusammenfassende Darstellung der Bestrahlungseffekte bezüglich kritischer Stromdichten von optimierten Supraleitern (NbTi, V₃Ga, Nb₃Sn) wird in Abb. I.11 am Beispiel einer Bestrahlung mit Deuteronen gezeigt. Reduktionen der Stromtragfähigkeiten sind für NbTi gering (etwa 10 %)

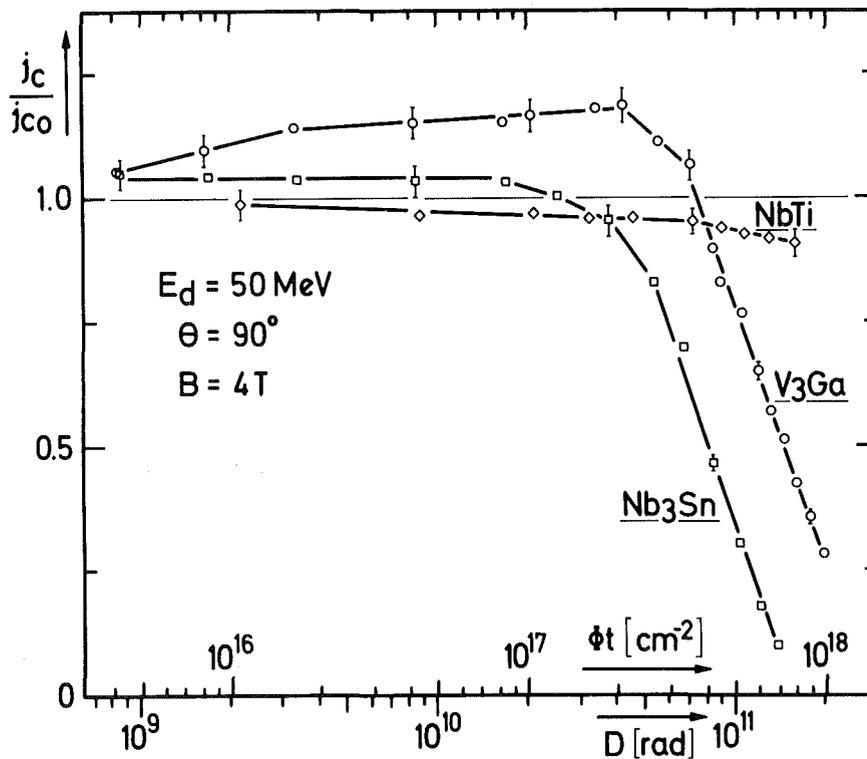


Abb. I.11: Einfluß von Tieftemperaturbestrahlung mit Deuteronen auf die kritische Stromdichte j_c von technischen Verbundsupraleitern:
NbTi (F60-14/141, VAC/Hanau),
Nb₃Sn (FSW-NS-1S, Furukawa/Tokio),
V₃Ga (FSW-VG-1S, Furukawa/Tokio).
 j_{co} ist die kritische Stromdichte vor Bestrahlung.

im Vergleich zu Nb₃Sn mit 90 % bei einem Fluß von etwa 10^{18} cm^{-2} . Dieser 50 MeV-Deuteronenfluß entspricht etwa einem integralen Neutronenfluß von $2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-2}$ und liegt damit weit über dem Wert, der in Supraleiterspulen von Fusionsreaktoren während deren Lebensdauer auftreten wird. Übergangstemperaturmessungen zeigten in diesem Bestrahlungsintervall für A15-Supraleiter Reduktionen bis zu 35 %, dagegen für NbTi fast keine Reduktionen (< 3 %). An der Verbesserung der Strahlenbelastbarkeit der A15-Supraleiter wird gegenwärtig noch gearbeitet. Die Ergebnisse zeigen jedoch, daß bei entsprechender Auslegung der Abschirmung, die im Supraleiter während der Lebensdauer des Reaktors kumulierten Strahlenschäden keine kritische Größe darstellen dürften.

1.2.2.2 Strukturmaterialien

Die bei der Leiterfertigung verwendeten Strukturmaterialien dienen der elektrischen und mechanischen Stabilisierung. Beiden Anforderungen zu genügen, erfordert die gleichzeitige Verwendung verschiedener Materialien, da reine, gut leitfähige Metalle wie Cu oder Al, zwar eine gute elektrische Stabilisierung gewährleisten, wegen ihrer geringen Fehlstellenkonzentration jedoch leicht verformbar und damit für Armierungszwecke ungeeignet sind.

Bei Beanspruchungen durch Wechselfelder führen größere, hochleitfähige Bereiche zudem zu unzulässig hohen Kopplungs- und Wirbelstromverlusten, wie zuvor erwähnt. Somit wird i.a. ein Leiteraufbau gewählt, bei dem das Armierungsmaterial als Skelett den Supraleiter-Matrix-Verbund stützt oder einfaßt, z.B. als Rohr, zentraler Kern, Platten- oder Wabenstruktur. Die Geometrie wird im wesentlichen durch Anzahl und Abmessungen der Leiterbausteine, Anforderungen zum Auffangen der Kräfte und das Kühlkonzept bestimmt. Als Materialien werden vorwiegend Stähle, Wolfram, Chrom-Nickel- oder Aluminium-Legierungen verwendet, deren Wirbelstrom-Verlustbeiträge in Pulsfeldern durch

Wahl der kleinsten zulässigen Dicke oder durch eine Lamellenstruktur zu minimalisieren sind.

Als elektrisches Stabilisierungsmaterial dient bei derzeitigen kommerziellen Leitern überwiegend Kupfer, versuchsweise auch Aluminium. Beide Matrixmaterialien haben für die NbTi-Technologie den entscheidenden Vorteil, Defekte, die bei der Leiterherstellung durch den Kaltverformungsprozeß in die Matrix eingebracht wurden, bereits bei Temperaturen um 300°C weitgehend auszuheilen und somit ihre hohe Ausgangsleitfähigkeit wiederzuerlangen. Schlußglühungen bei 300°C jedoch zerstören noch nicht die pinningwirksamen Subband-Versetzungsstrukturen im NbTi.

Aluminium hat gegenüber Kupfer die Vorteile, daß es bei vertretbarem Aufwand mit hoher Reinheit (Restwiderstandsverhältnis $\sim 10^4$) und folglich mit hoher elektrischer und thermischer Leitfähigkeit hergestellt werden kann, daß sich sein Magnetowiderstand oberhalb ~ 4 Tesla sättigt und daß es bei etwa $1/3$ der Dichte von Kupfer Gewichtersparnisse einbringt. Wegen seiner verglichen mit Kupfer jedoch 4 bis 6 mal geringeren Festigkeitswerte (20°C) ist die Verarbeitbarkeit zusammen mit NbTi äußerst schwierig. Ferner erschwert die Oxidhaut einen guten metallurgischen Bond zum NbTi, der bei möglichst geringen elektrischen und thermischen Übergangswiderständen wesentlich zu einer guten Stabilisierung beiträgt. Schließlich ist die Schwierigkeit, geeignete Verbindungstechniken für Al-stabilisierte Leiter zu finden, ein weiterer Grund, daß derzeit ausschließlich Cu-stabilisierte Filamentsupraleiter angeboten werden.

Als nicht in einen Herstellungsprozeß mit vielfachen Verformungsschritten einbezogenes Stabilisierungsmaterial ist Aluminium dagegen einfacher zu handhaben und wäre bei einem strukturierten Leitersystem wie einem Fusionsmagnet-Leiter einsetzbar; als Band wird es seit längerem zur Stabilisierung von Nb₃Sn- und V₃Ga-Bandsupraleitern verwendet.

Zur Verlustreduzierung in einer Kupfermatrix wird bei der Leiterherstellung CuNi in erforderlichen Anteilen und geeigneter Anordnung eingebracht, z.B. als Barrieren oder die Filamente umgebende Schläuche; auch Leiter mit ausschließlich CuNi als Matrix werden hergestellt, wenn wie bei Schalteranwendungen der Normalleitungswiderstand entscheidend ist. CuNi hat je nach Legierungszusammensetzung einen spez. Widerstand von bis zu $50 \mu\Omega\text{cm}$ und damit eine 10^3 bis 10^4 mal schlechtere Leitfähigkeit als Kupfer bei 4.2 K, mit entsprechend verlustreduzierendem Einfluß.

Bei A15-Leitern ist die CuSn- bzw. CuGa-Bronze mit Restanteilen von <5% Sn bzw. Ga je nach Reaktionsbedingungen hinreichend resistiv (einige $\mu\Omega\text{cm}$); hier wird die stabilisierende Komponente in Form von diffusionsgeschützten Cu-Adern zugefügt. In lotvergossenen Kabeln und verseilten Leitern werden i.a. hochresistive Lote wie InSn oder AgSn verwendet.

Die Änderungen der mechanischen, thermischen und elektrischen Eigenschaften der erwähnten Strukturmaterialien bei tiefen Temperaturen sind weitgehend untersucht und bekannt^{1,26)}. Es ist allerdings schwierig, aus Daten einzelner Materialien quantitative Aussagen über das Verhalten von kompliziert aufgebauten Composites oder gar strukturierten Hochstrom-Leitersystemen zu gewinnen. Bereits die Querleitfähigkeit eines Mischmatrixleiters, die das Kopplungsverhalten der Filamente und damit die Verluste bestimmt, ist wegen der komplizierten Geometrie und Grenzflächeneffekte nur qualitativ angebar und muß für eine Verlustberechnung experimentell ermittelt werden. Für Fusionsmagnet-Leitersysteme kann aus den Materialdaten ihrer Komponenten lediglich eine Verhaltenstendenz und eine qualitative Abschätzung ihrer Eigenschaften gewonnen werden. Aufwendige Tests ihrer mechanischen, thermischen und elektrischen Eigenschaften sind unerlässlich, um eine (immer noch hinreichend problematische) Extrapolation auf das Magnetverhalten möglich zu machen. Dieses bedeutet keine Abwertung der erforderlichen elementaren Materialuntersuchungen,

vielmehr soll es die Notwendigkeit von Tests an Verbundsystemen motivieren.

Die Strahlenresistenz der metallischen Strukturmaterialien ist hinreichend gut, sodaß sie keine Einschränkungen in ihrer Verwendbarkeit erfordert. Allerdings müssen die Änderungen der physikalischen Eigenschaften (insbesondere des elektrischen Widerstandes) nach Bestrahlung bei der Auslegung berücksichtigt werden.

I.3 Ziele der Leiterentwicklung

Die in Kap. I.2.2 beschriebenen Leiterbeispiele zeigen den aktuellen Stand der kommerziellen Supraleitertechnologie. Betrachtet man die Anforderungen an Leiterstrukturen in der Fusions-technologie, so muß festgestellt werden, daß noch umfangreiche Entwicklungsarbeiten und aufwendiger know-how-Erwerb in der Fertigungs- und Verarbeitungstechnik erforderlich sind. Teilaspekte sind zwar in manchen Leiterkonzeptionen realisiert, "der Fusionsleiter" ist jedoch noch als Entwicklungsobjekt anzusehen.

Die wesentlichen Ziele können wie folgt zusammengefaßt werden, wobei spätere Kapitel dieses Berichtes spezielle Problemstellungen detailliert aufgreifen:

- Leiterkonfiguration für hohe Ströme (>10 kA/8 T). Da die Kosten für die Kühlung bei gegebener Last der Betriebstemperatur umgekehrt proportional sind, wäre ein Hoch- T_c -Supraleiter ökonomischer einsetzbar. Für Magnetfelder am Leiter oberhalb ~ 8 Tesla sind die Hochfeld-A15-Supraleiter erforderlich.
- Vollstabilisierung des Leiters als bestmöglicher Schutz, instabiles Verhalten zu unterdrücken.
- Armierungsstrukturen zum Auffangen der magnetomechanischen Kräfte, die in toroidalen Anordnungen zu Zugspannungen am Leiter im Bereich von $2 - 5 \cdot 10^8$ N/m² führen können.

- geeignete Kühlstrukturen, z.B. Hohlleiterkonzepte für forcierte Kühlung.
- geringe Wechselfeldverluste für die Leiter der Poloidalspulen, die einem Feldhub von $\sim 5\text{T/s}$ ausgesetzt sind, und die der Toroidalspulen, die bei vollem Gleichfeld lokal einer Wechselfeldkomponente bis zu ca. 0.5T/s unterworfen sein können. Verlustreduzierung bedeutet neben Filamentierung und Twist insbesondere kleinflächige Strukturierung der Stabilisierungs- und Armierungsmaterialien bzw. Verwendung hochresistiver Barrieren.
- Ökonomische Herstellungstechnik: gute Verfügbarkeit und günstige Kosten der Ausgangsmaterialien; Herstellbarkeit in hinreichend großen Längen mit hinreichend guter Längshomogenität der Eigenschaften; spannungsfeste, tieftemperaturgeeignete und strahlenresistente Isolation.
- Gute Verarbeitungstechnik: Eignung zur Spulenfertigung; Flexibilität; Formstabilität; mechanische Fixierbarkeit, Verbindungstechniken.

Da die jeweils günstigste Konzeption für eines dieser Ziele oftmals nachteilig für andere Teilaspekte ist, müssen die zu erarbeitenden Leiterkonzepte einen möglichst optimalen Kompromiß der verschiedenen Zielsetzungen repräsentieren.

II. GEGENÜBERSTELLUNG PUBLIZIERTER FUSIONSLEITERKONZEPTE

Im Rahmen von Konzeptstudien über große Fusionsexperimente vom Tokamaktyp sowie über Tokamak-Reaktoren, die hauptsächlich in den USA durchgeführt wurden, wird auch die Problematik der Magnetfeld- und Supraleitungstechnologie diskutiert. In Tabelle II.1 sind die für das Magnetfeldsystem wichtigsten Parameter von neueren Studien angegeben. Es handelt sich dabei beim Tokamak Fusion Test Reactor (TFTR)^{II.1)} um ein Großexperiment der nächsten Generation, bei den Experimental Power Reactor-Entwürfen (EPR) um Demonstrationsexperimente zur Durchführbarkeit des Tokamakkonzepts ($\hat{=}$ Post-JET) und schließlich um Studien zu wirtschaftlichen Reaktoren mit 5GW_{th} . Die einzelnen Studien enthalten mehr oder weniger detaillierte Angaben und Berechnungen zur Konzeption von Supraleiter und Magnetkonstruktion. Die wichtigsten angegebenen Supraleiterdaten der Torusspulen sind in Tabelle II.2 zusammengefaßt. In zwei Entwürfen werden auch für die gepulsten Poloidalfeldspulen supraleitende Alternativen angegeben. Die Supraleiter-Daten sind in Tabelle II.3 zusammengefaßt⁺⁾ .

II.1 Torusspulen

Bis auf den Princeton-Reaktorentwurf^{II.7)}, der Nb_3Sn Bandtechnologie verwendet, werden in allen Systemen Multifilamentleiter eingesetzt. Der Grund hierfür ist, daß zum Zeitpunkt der Erstellung des Princeton-Konzepts für die geforderten Feldstärken keine andere Technologie absehbar war. Auf diesen Entwurf wird deshalb im weiteren nicht mehr eingegangen.

+) Weitere Leiterkonzepte wurden inzwischen vom Rutherford-Labor^{II.11)} und von der amerikanischen Industrie (diese auf dem LCP-Workshop am 30./31.8.76 in Oak Ridge) vorgestellt. Sie konnten hier aber keine Berücksichtigung mehr finden, letztere insbesondere auch deswegen nicht, weil sie offiziell noch nicht als publiziert gelten können. (LCP = Large Coil Project).

Tabelle II.1: Daten von Blasenkammer- und Fusionsmagnetspulen

	BEBC	TFTR F/BX (Oak Ridge)	EPR			Reaktor	
			(Oak Ridge)	(Argonne)	(Gen. Atomic)	PPPL	UWMAK I/II
Torusradius	-		6.75 m	6.25 m	4.0 m	11.5 m	13 m
Spulenform	Solenoid	rund	oval	D	oval	D	D/extended
Horizontale Bohrung	4.72 m	4.5 m	7,4 m	7,7 m	6.50 m	12 m	14.8 m
Vertikale Bohrung			10,2 m	11.9 m	11.70 m	19 m	21.5 m/28.3m
B_{Plasma}	-	4.06 T	4.8 T	3.34 T	4.0 T	6 T	3.83/3.57T
B_{max}	5.1 T	8.5 T	11.0 T	7.5 T	8 T	16 T	8.66/8.3T
Spulenzahl	-	24	20	16	24	48	12/24
Feldripple	-		$\leq 2.5 \%$	$\leq 2 \%$	$\leq 0.5 \%$		20 %/0.05%
Pro Spule Ampère-Windg. Energieinhalt	20 MA 0.724 GJ	3.81 MA 0.15 GJ	8.088MA 1.71 GJ	6.54 MA 0.98 GJ	3.33 MA 0.48 GJ	6.57 MA 5.21 GJ	21/10 MA 13.2/9.3GJ
Bauweise	2x20 Pancakes mit 87 Wind.	20 Pancakes mit 38 Wind.	18 Lagen mit 21,5 Wind.	21 Pan- cakes mit 31 Wind.	17 Pancakes mit 20 Wind.	7 Pan- cakes	34/19 Dop- pel-Pan- cakes mit 60 Wind.
Wickel-Querschnitt	$(150 \times 80) \text{ cm}^2$ (2 mal)	$(38,4 \times 19,8) \text{ cm}^2$	$(62 \times 73) \text{ cm}^2$	$(57 \times 90) \text{ cm}^2$	$\sim (60 \times 60) \text{ cm}^2$	$(27 \times 81,5) \text{ cm}^2$ + $(37,5 \times 42,5) \text{ cm}^2$	$(170 \times 93) \text{ cm}^2$ bzw. $(95 \times 98) \text{ cm}^2$
\dot{B} durch Poloidal- felder	ohne Abschirmung mit		0.5T/s $\approx 0.05 \text{ T/s}$	0.3 T/s $\approx 0.03 \text{ T/s}$			

Tabelle II.2: Leiter für Toroidalfeldspulen

	Blaskammer BEBC	TFTR ORNL-F/BX	EPR			REAKTOR	
			ORNL	ANL	GA	PPPL	UWMAK I/II
Leiterart	NbTi-Multifil. monolithisch	NbTi-Multifil. monol./lotverg. Flachkabel	Nb ₃ Sn-Multif. Bündelleiter	NbTi-Multif. monoli- thisch	NbTi-Multif. monoli- thisch	Nb ₃ Sn-Band	NbTi-Multif. mono- lithisch
Strom	5.7 kA	8.7 kA	20.8 kA	10 kA	9.8 kA	10 kA	10.2 kA
Kühlung	Bad 4,2 K Oberflächen-u. Randkühlung	forciert. He 3-5 K Leiter nicht benetzt	forc., überkr. He 4,5-3,5 K vergrößerte Kühlfläche	Bad 4,2 K Rand-, Ober- flächen- kühlg.	Bad 4,2 K Randküh- lung	forc., überkr. He 8-10 K	Bad 4,2 K Randkühlung
Stabilisierung	kryogen	adiabatisch	kryogen	kryogen	kryogen	dynamisch	kryogen
Stab.Mat./ Supraleit.	Cu/NbTi ≈30	Cu/NbTi= 3/1 innen 5/1 außen	CuSn/Nb ₃ Sn= 3/1 Al/ total ≈.75	Cu/NbTi= gestuft 12/1+46/1	Cu/NbTi= 9.3/1	Cu/Nb ₃ Sn gestuft	Cu/NbTi kontinuierlich im Mittel 8/1
Leiterab- messungen	rechteckig (3x61)mm ²	rechteckig (3.7x15)mm ² (i) (2x15)mm ² (a)	rund 22 mm Ø 48 strands aus 27 Drähten mit 0.266mm Ø	rechteckig (13,5x36) mm ² (i) (12,2x36) mm ² (10x36)mm ² (a)	rechteckig 33.5mm ²	rechteckig viele Sektionen mit [(3,2x6,0) x45]mm ²	rechteckig kontinuierlich von (20x30)mm ² + (16x11)mm ²
Filamentdurchm.	~100 µm	≈5 µm	-	10 µm	400 µm	-	380 µm
Twistlänge	∞	schwach	-	5 cm	-	-	30 cm
Versteifung des Leiters	Stahlband	Stahlband	Stahlhülle um Kabel	Stahlband	Stahlband	Stahlband variabel	Stahlplatte mit Nuten (Vorspannung)
Struktur/Leiter	2/3	i:0.36/a:1.52	≈1.3	0.37bis0.5	0.93	~0.3 + 1.5	
Stromdichten j _{SL} (B _{max})	80 $\frac{kA}{cm^2}$	36 $\frac{kA}{cm^2}$	29.0 $\frac{kA}{cm^2}$	30.0 $\frac{kA}{cm^2}$	30.0 $\frac{kA}{cm^2}$	-	15 $\frac{kA}{cm^2}$
<j> Leiter	-	9	-	~2,5	2.92	<4.6 $\frac{kA}{cm^2}$	-
<j> Leiter/ Struktur	-	-	5.65	-	1.52	-	-
<j> Wick- lung	-	-	2.38	1.49	-	-	-
<j> Spule	1	-	1.78	1.28	1.33	-	1.32

Tabelle II.3: Leiter für Pulsspulen

Abbildung Nr.	Spulen für OHM'sche Heizung		Vertikalfeld-Spulen		
	ORNL	ANL			
	Abb. II.5)	Abb.V.6a)	Abb.V.6b)	Abb.II.6a) Abb. II.6b)	
ΔB	-7T → 7T in 2 sec	- 3,2T → 3,2T in 1 sec		0T → 3.5 T in 1 sec	
Strom	25 kA	40 kA		15 kA	
Leiter-Art	NbTi-Multifilamentleiter in Cu/CuNi-Mischmatrix Kryogen stabilisierte Kabel mit forciert strömendem Helium (Zwei-Phasen-He, überkritisches He)				
Sl/Cu/CuNi	0.2/0.7/0.1	0.26/0.54/0.20		0.23/0.57/0.2	
Einzeleiterdurchmesser	0.57 mm	0.5 mm		0.6 mm	
Twistpitch	5.15 mm	6 mm		6 mm	
Filamentzahl/Fil.durchmesser	4106/4 μ m	2613/5 μ m		3307/5 μ m	
Kabel-Bauweise	37 transponierte Strands aus 37 gewisteten Einzelleitern in Epoxy-Umhüllung	3 ⁶ -Kabel	Kalandriertes Kabel	3 ⁵ -Kabel	Kalandriertes Kabel
Packungsfaktor	≈ 50 %	7.3 %	~40 %	11.3 %	~40 %
Stromdichten					
$j_{c,SL}$	70 kA/cm ²		214 kA/cm ²		190 kA/cm ²
$j_{design SL}$	35,4		107		95
<j> composite	7,08		28		21,9
<j> Kabel	3,56	2	11	2.46	8.9

Übereinstimmung herrscht durchweg, daß aus Sicherheit- und Zuverlässigkeitsgründen eine kryogene Stabilisierung des Supraleiters vorliegen muß. Nur im relativ kleinen TFTR-Entwurf wird angenommen, daß adiabatische Stabilisierung ausreicht. Eine weitere Gemeinsamkeit in den Entwürfen ist, daß zum Auffangen der enormen Kräfte verteilte Stahlarmierungen benutzt werden, die entweder im Leiter integriert sind oder mitgewickelt werden.

Ein relativ konservativer Weg wird im Argonne-EPR-Entwurf^{II.2)} (Abb. II.1) gegangen. Sowohl im Aufbau des schwach getwisteten monolithischen NbTi/Cu-Leiters als auch in der Sandwichbauweise der einzelnen Pancakes (mit Stahl- u. Isolationsbändern) handelt es sich um eine Weiterentwicklung der an Blasenkammermagneten erprobten Technik (insbesondere der NAL-Blasenkammer). Die Kühlung erfolgt durch Oberflächen- und Randkühlung in einem 4.2 K-Heliumbad. Erkauft wird diese relativ einfache Konstruktion durch große Wechselfeldverluste aufgrund des hohen Kupferanteils und der gepulsten Poloidalfelder. Tragbar werden diese Verluste erst, wenn es gelingt, durch passive oder aktive Abschirmungen die mittlere Feldanstiegsgeschwindigkeit am Ort der Torusspulen von nominell etwa 0.3 T/sec auf ein Zehntel zu reduzieren. Selbst in diesem optimistischen Fall betragen die Wechselfeldverluste noch etwa 90 % der gesamten bei 4.2 K anfallenden Verluste.

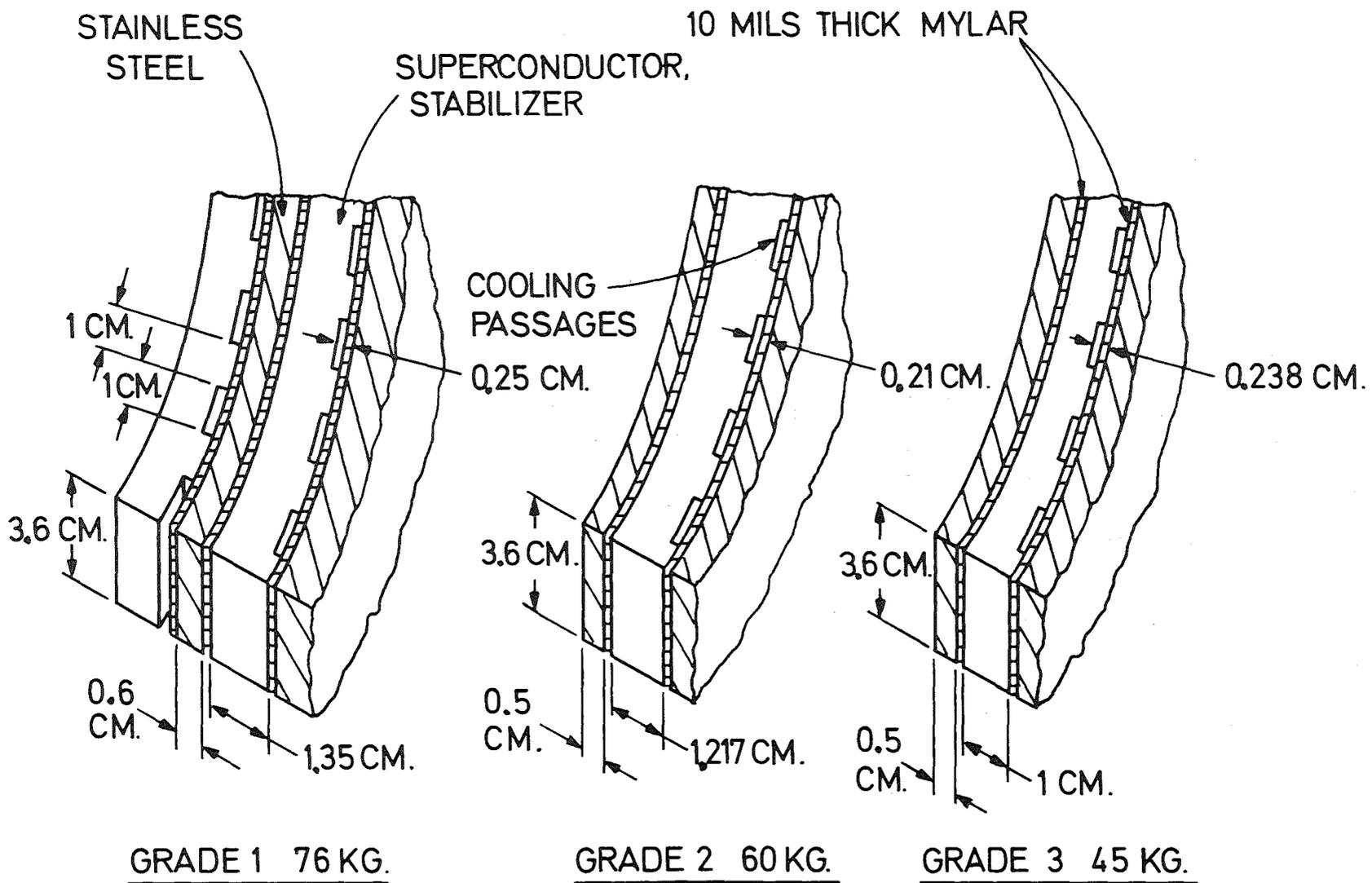


Abb. II.1: Leiterkonfiguration im Argonne EPR-Entwurf

Im Wisconsin-Reaktorentwurf UWMAK I/II^{II.5,6)} wird im wesentlichen auf dasselbe Leiterkonzept zurückgegriffen. Zur Verbesserung der mechanischen Stabilität der einzelnen Pancakes wird der Leiter in diesem Fall jedoch in vorgefertigte Nuten einer Edelstahlplatte beidseitig eingelegt und mit Epoxydharz befestigt (Abb. II.2, Version C). Zur besseren Ausnutzung der mechanischen

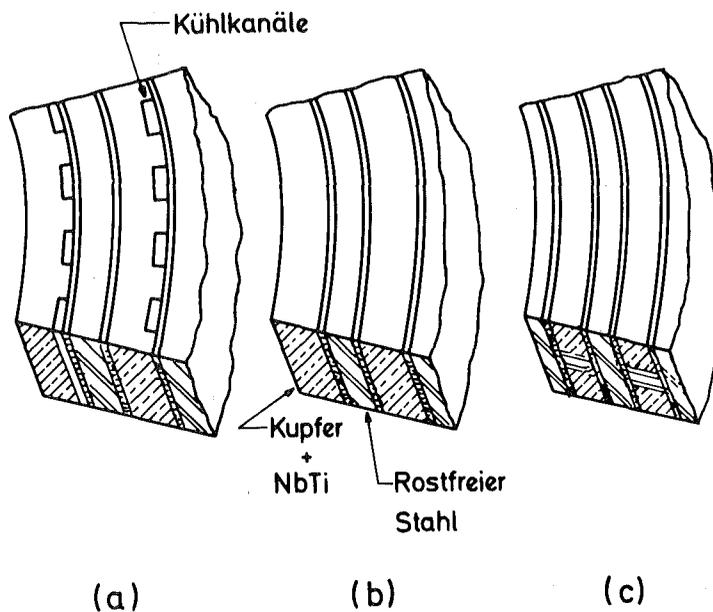


Abb. II.2: Leiteralternativen in den UWMAK-Entwürfen

Festigkeit des Stahls erfolgt dies in vorgespanntem Zustand der Stahlplatte. Alternativ wird vorgeschlagen, das Kupfer beim ersten Abkühl- und Auferregungsvorgang bis in dem plastischen Bereich zu belasten. Im warmen sowie im kalten unerregten Zustand befindet sich dann Struktur- und Leitermaterial in entgegengesetzt vorgespanntem Zustand. Die Festigkeit des Stahls kann voll ausgenutzt werden. Während im Argonne-Entwurf je nach Feldhöhe 3 verschieden dimensionierte Leitertypen verwendet werden, wird hier ein graduell sich in Höhe und Breite verjüngender Leiter vorgeschlagen (Abb. II.3). Ebenfalls verändert wird das Verhältnis Cu/SL.

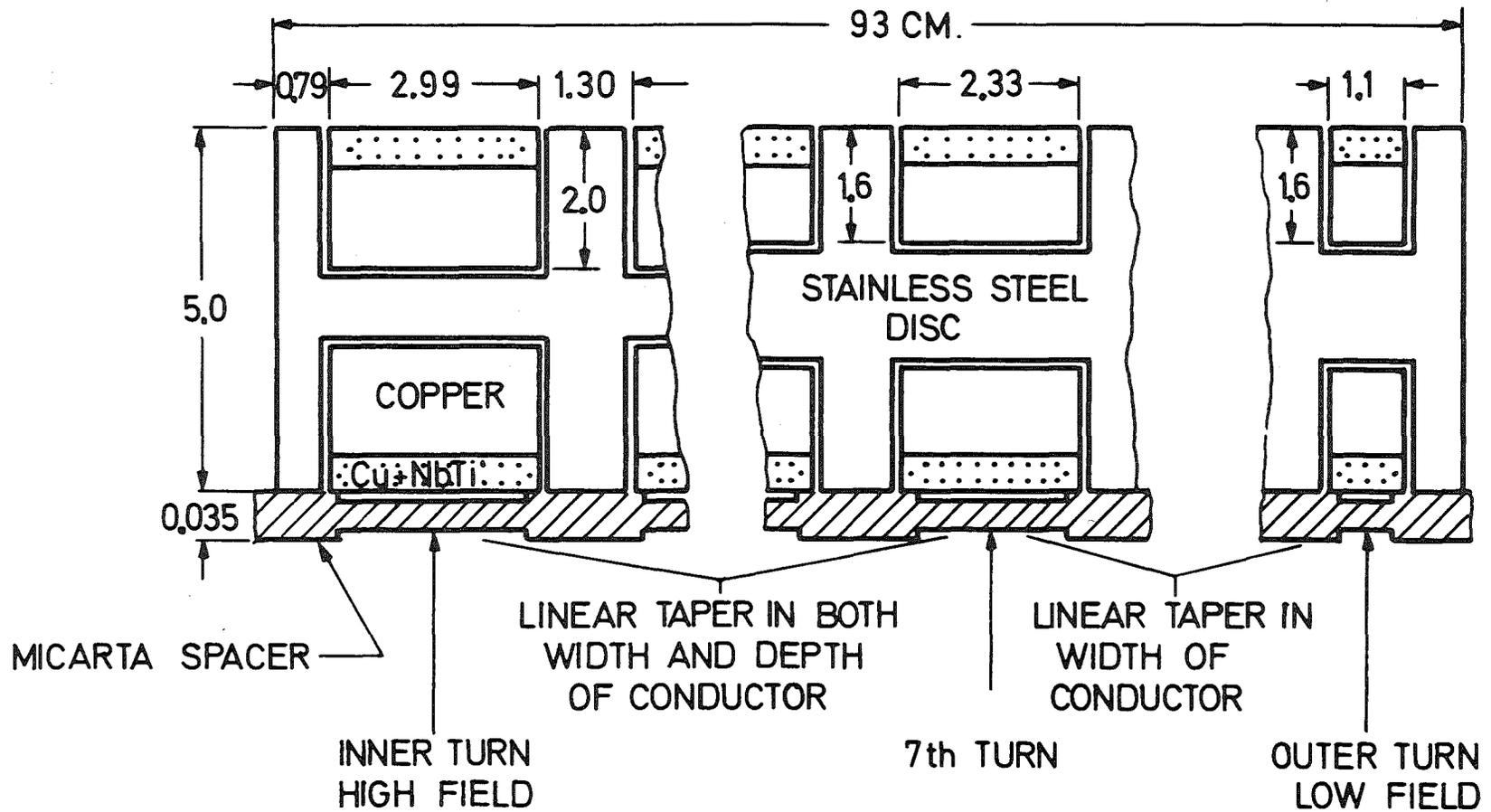


Abb. II.3: Aufbau eines Pancakes in den Torusmagneten des UWMak I/II

Sowohl Leiterherstellung als auch Spulenfertigung scheinen unter ökonomischen Gesichtspunkten nur schwer vertretbar zu sein. Außerdem besteht auch hier das Problem der hohen Wechselfeldverluste.

Im EPR-Entwurf von General Atomic^{II.4)} werden zum Supraleiter nur wenig exakte Angaben gemacht. Im wesentlichen wird jedoch ein ähnliches Konzept eines monolithischen Leiters vertreten, so daß dieselben Vor- und Nachteile auftreten.

Ein ganz anderes Konzept von Leiterstabilisierung und Kühlung wird im Oak-Ridge EPR-Entwurf^{II.3)} vorgeschlagen. Die Leiter sind für Torusspulen und Poloidalfeldspulen ähnlich konzipiert. Für die Torusmagnete wird wegen der hohen Maximalfeldstärke von 11 T zumindest in den inneren Windungen Nb₃Sn-Multifilamentleiter benötigt. Die Grundidee zum benutzten "Bündelleiter"-Konzept wurde von Kafka entwickelt^{II.8)}. Weitere theoretische und experimentelle Arbeiten wurden am MIT^{II.9,10)} durchgeführt. Die getwisteten Einzelleiter werden zu einem transponierten Kabel verarbeitet, aus dem wiederum ein getwistetes oder transponiertes Leiter-"Bündel" hergestellt wird (Abb. II.4). Dieses wird zum Erreichen der mechanischen Festigkeit und zur Verhinderung von Leiterbewegungen in ein Edelstahlgehäuse fixiert. Vorteilhaft gegenüber den übrigen Konzepten ist die erhöhte mit Helium benetzte Leiteroberfläche, sodaß die kryogene Stabilität bereits mit wesentlich weniger Stabilisierungsmaterial erzielt werden kann. Das Einbringen des Stabilisierungsmaterials soll durch Aluminiumverguß der Strands oder Mitverseilen von Aluminiumdrähten erfolgen. Konstruktionsbedingt wird forcierte Kühlung mit überkritischem Helium vorgeschlagen.

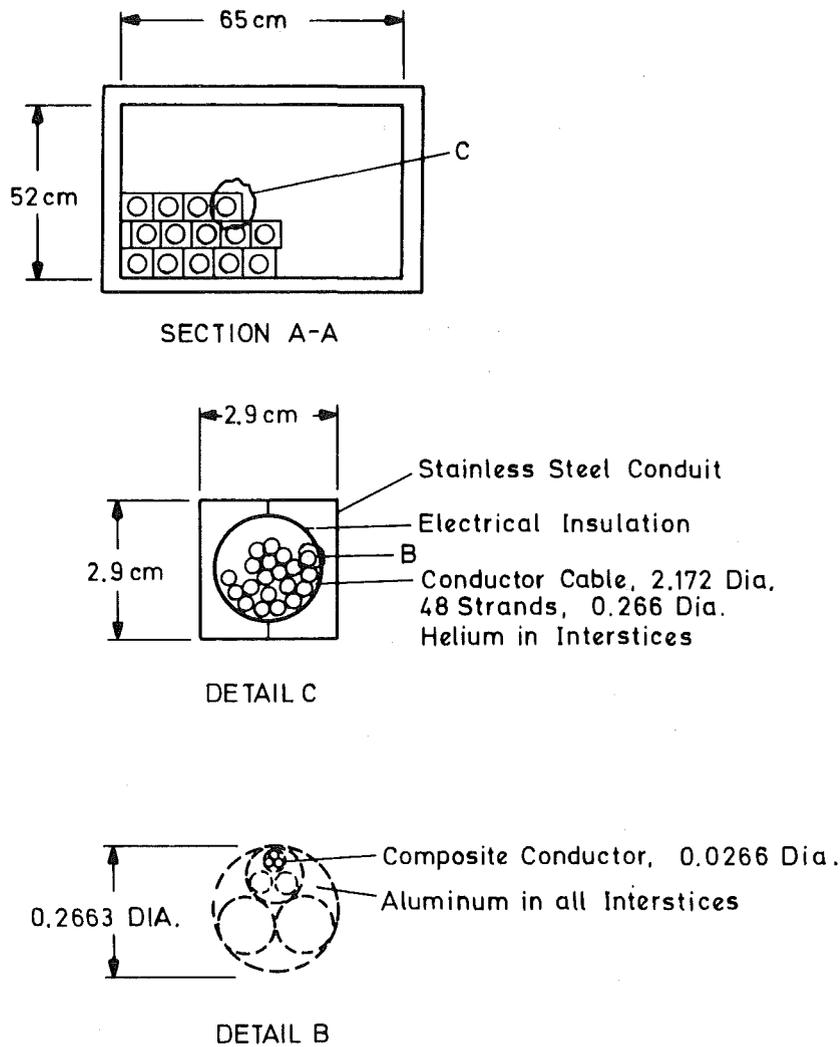


Abb. II.4: Leiter- und Wicklungsaufbau einer Torusspule im ORNL EPR-Entwurf

Vorteile dieses Konzepts sind geringe Wechselfeldverluste, hohe Stromdichte und einfache Spulenfertigung. Bei Abschirmung von 0.5 T/sec auf 0.05 T/sec betragen die Wechselfeldverluste in Leiter und Struktur nur ca. 15 % der gesamten Verluste bei He-Temperatur. Die Spulen werden in Lagenbauweise gefertigt, wobei an den Lagenenden die Einspeisung des Heliums erfolgt und gegebenenfalls die Leiterdaten an das herrschende Feld angepaßt werden können. Der Nachteil liegt allerdings darin, daß sowohl über Fertigungstechnik wie über Betriebsverhalten noch sehr wenig Erfahrung vorliegt, sodaß noch zahlreiche theoretische und ex-

perimentelle Untersuchungen notwendig sind.

II.2 Poloidalfeldspulen

Sowohl im EPR-Entwurf von Oak Ridge^{II.3)} (Abb. II.5) als auch dem von Argonne^{II.2)} (Abb. II.6) werden Konzepte für die

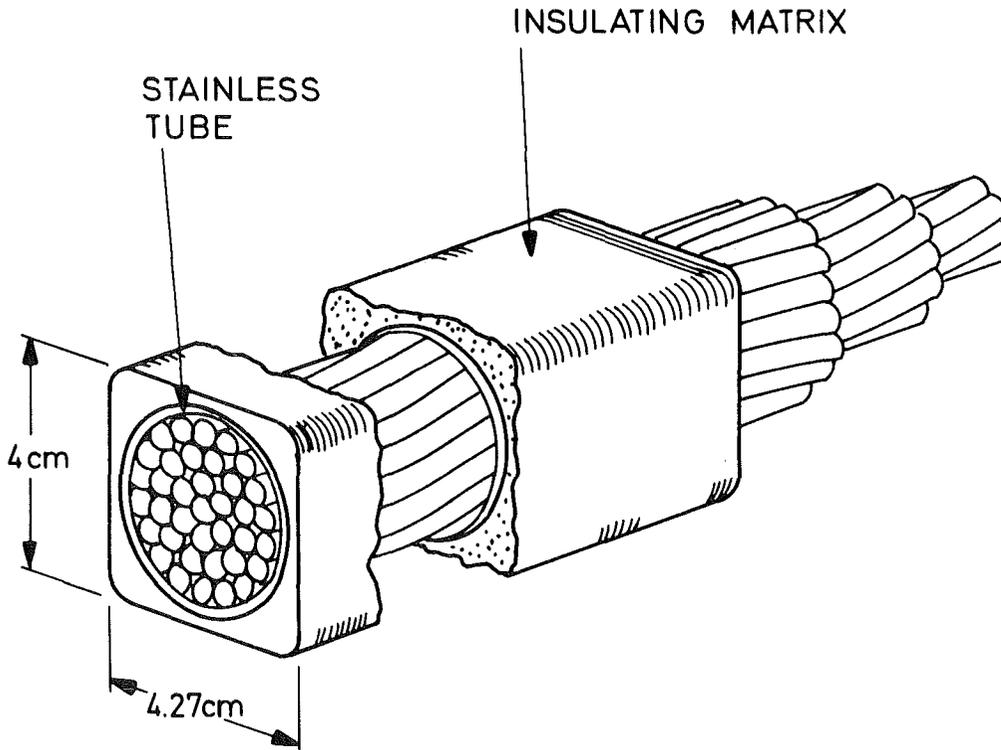
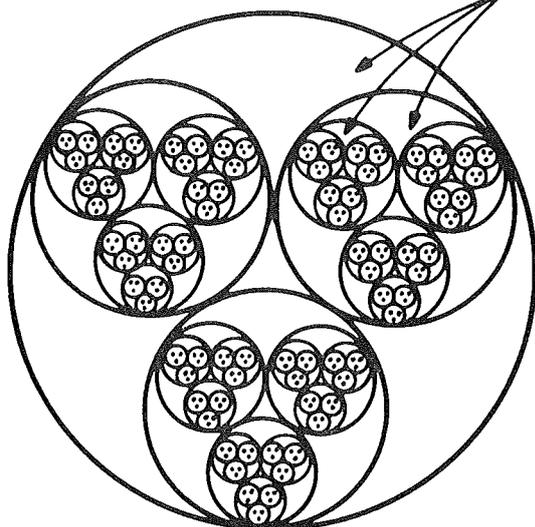


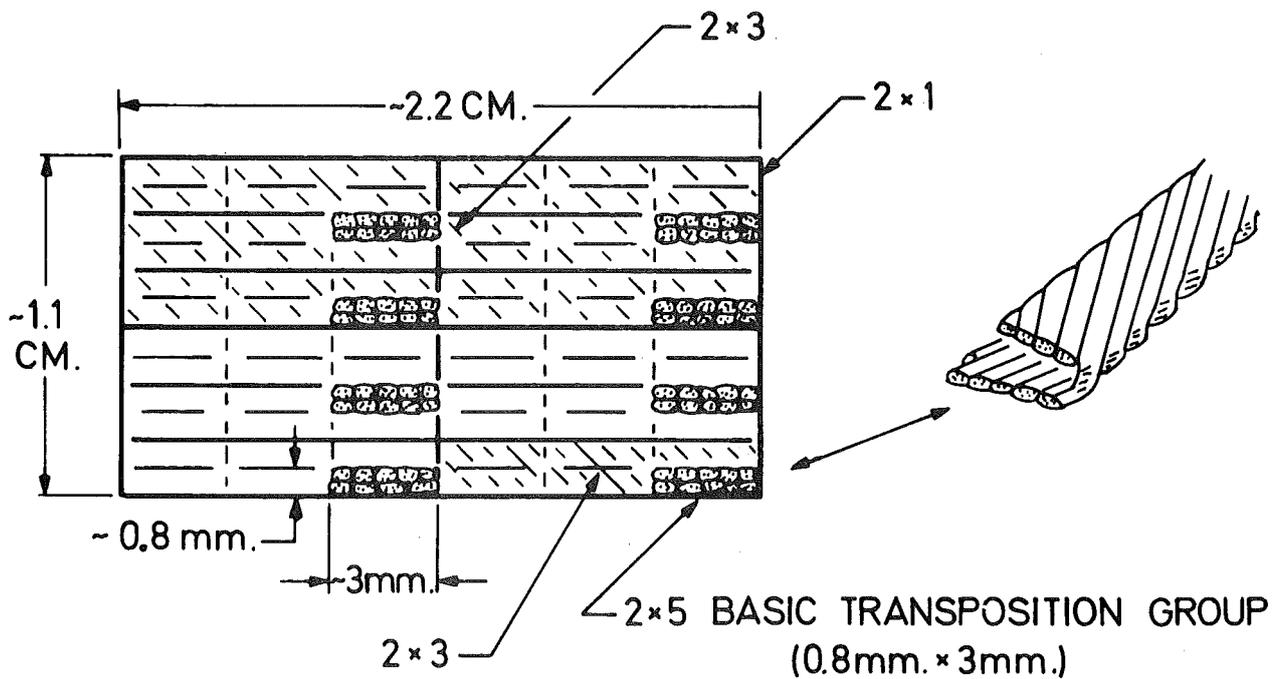
Abb. II.5: Bündelleiter für Transformatorspulen im ORNL EPR-Entwurf

gepulsten Poloidalfeldspulen angegeben (Tab. II.3). Die Konzeptionen gehen in beiden Fällen von der Idee des kryogen stabilisierten Bündelleiterkonzepts aus und unterscheiden sich im wesentlichen nur in der Art der Verkabelung der Einzelleiter und den Vorstellungen zur Kühlung. Die vorgeschlagenen Leiter bestehen durchweg aus eng gewisteten NbTi Multifilament-Supraleitern in einer Cu/CuNi-Matrix zur Reduzierung der Wirbelstromverluste. Der Filamentdurchmesser wird aus demselben Grund der Verlustminimalisierung ebenfalls so klein gewählt wie technisch machbar. Aus den relativ dünnen

FREE SPACE AVAILABLE
FOR HELIUM AND
REINFORCEMENT



a)



b)

Abb. II.6: Leiteralternativen für Pulsspulen im ANL-EPR-Entwurf

Einzelleitern werden getwistete oder transponierte Kabel hergestellt. Zur mechanischen Festigkeit können Stahldrähte mitverkabelt werden. Der fertige Bündelleiter wird in einem Stahl- oder Epoxydharzgehäuse fixiert. Die Kühlung erfolgt mit zwangsströmendem Helium im überkritischen (Oak Ridge) oder 2-phasigen (Argonne) Zustand.

Die Fertigung von Einzelleitern mit Mischmatrix ist Stand der Technik. Fragen des Degradations- und Trainingsverhaltens von Kabeln und Spulen, die mit solchen Leitern hergestellt wurden, bedürfen jedoch noch eingehender Untersuchung. Zum Teil ist diese Unsicherheit berücksichtigt durch Wahl einer Stromdichte im Supraleiter, die etwa der halben kritischen Stromdichte entspricht. Insbesondere ist jedoch noch experimentell zu klären, inwieweit solche Bündelleiter aus Mischmatrix-Supraleitern gleichzeitig kryogen stabilisiert und mechanisch genügend fixiert werden können.

III. ENTWICKLUNG EINES NEUEN LEITERKONZEPTES FÜR TOKAMAK-MAGNETSYSTEME

III.1 Entwurfsgrundlagen

III.1.1 Kräftebetrachtungen

Magnetische Kräfte in Tokamak-Anordnungen

Die toroidale Geometrie sowie die Anwesenheit gepulster Poloidalfelder (Pulsspulen, Plasma) bewirkt komplizierte mechanische Spannungsverhältnisse in den Toroidal-feld-Spulen. Neben den Zug- und Druckspannungen, die auch in linearen Anordnungen von kreisförmigen Solenoiden auftreten, hat man in den Torus-Spulen auch Biegemomente, die durch nicht optimal an die Feldgeometrie angepasste Spulenform (s.u.) hervorgerufen werden. Auch bei optimaler Spulenform treten Torsionsmomente auf, die durch die Wechselwirkung mit den poloidalen Feldern (Abb. III.1) entstehen. Bei unsymmetrischem Betrieb des Torus, z.B. beim Ausfall einer Spule im Torus-Verband, entstehen ebenfalls große seitliche Kräfte auf die Einzelspulen. Größenordnungsmäßig liegen die auftretenden Kräfte bei 10^6N bis einigen 10^7N , die Momente bis zu einigen 10^7Nm pro Spule.

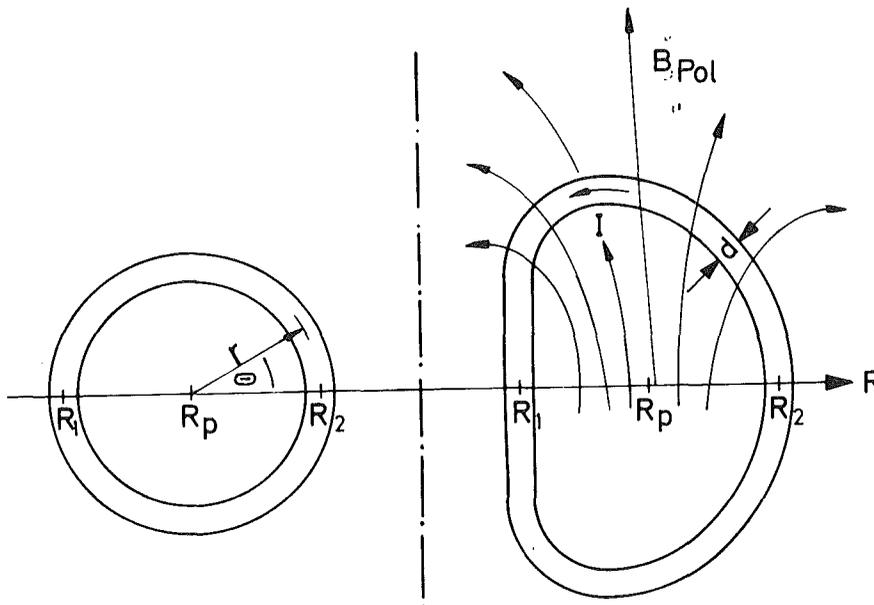


Abb. III.1: D-Spule mit Poloidal-feld (schematisch) und äquivalente kreisförmige Spule (R_p = großer Plasmaradius)

All diese Beanspruchungen erfordern Armierungsstrukturen, die die Wicklung entlasten. Obwohl der Leiter selbst diese Kräfte nicht aufzunehmen hat, müssen sie bei der Konzeption der Wicklung und damit des Leiters berücksichtigt werden. Auf der anderen Seite kann die benötigte Struktur zumindest zum Teil auch zum Auffangen der Zugkräfte benutzt werden.

Abschätzung der Zugspannungen

Das Magnetfeld innerhalb des Torusvolumens verläuft im idealen Torus (d.h. bei gleichmäßiger Strombelegung des gesamten Torusumfangs) umgekehrt proportional zum Abstand R von der Torusachse. Im realen Torus aus endlich vielen Solenoidspulen gilt diese Beziehung nur noch angenähert, kann jedoch bei groben Abschätzungen benutzt werden (Abb. III.2). Die pro Längeneinheit des Spulenumfangs wirkende Kraft $\sim BI$ variiert deshalb entlang der Spule. Dies führt zu Biegemomenten, die die Spule zu verformen suchen. Durch geeignete Formgebung (D-Spulen) können diese Biegemomente verringert und im Idealfall ganz ausgeschaltet werden. Eine genaue Analyse erfordert numerische Berechnungen des Magnetfeldes und Stabilitätsberechnungen z.B. mit der Methode der finiten Elemente. Mit Hilfe einfacher qualitativer Betrachtungen kann jedoch die Größenordnung der auftretenden Spannungen ermittelt werden^{III.1)}.

Ein Stromfaden befindet sich nach Abb. III.2 im Zustand reiner Zugbelastung, wenn gilt

$$\sum = \frac{1}{2} IB\rho = \text{const.}$$

Dabei sind \sum die Zugkraft, I die Ampèrewindungen der Spule, ρ der lokale Krümmungsradius und $1/2 IB$ die Lorentzkraft auf das Element unter Annahme, daß das Magnetfeld über der Wicklung linear vom Wert B auf 0 abfällt.

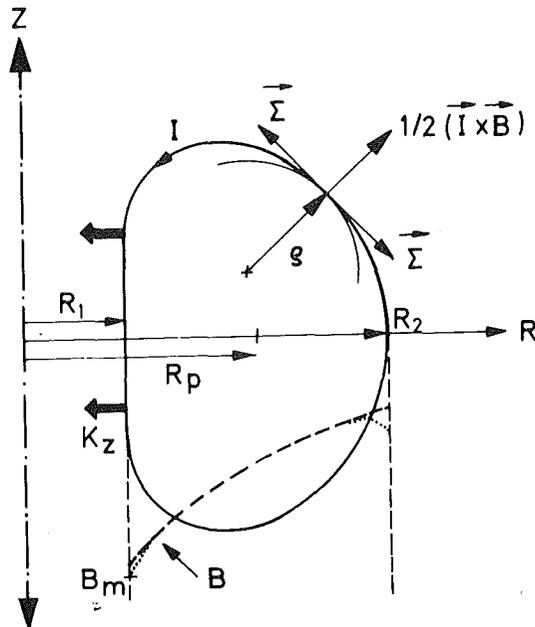


Abb. III.2:

Ideale D-Form der Torusspulen und Feldverlauf im Torus.

Aus $\int = \text{const}$ folgt

$$B \cdot \rho = \text{const.}$$

Benutzt man in erster Näherung $B \sim 1/R$, so folgt

$$\rho = k \cdot R.$$

Andererseits gilt

$$\rho = \left[1 + \left(\frac{dz}{dr} \right)^2 \right]^{3/2} / \left(\frac{d^2z}{dr^2} \right).$$

Lösungen $z(R)$ der resultierenden Differentialgleichung stellen Kurvenformen für Spulen mit konstanter reiner Zugspannung dar (Abb. III.2). Zur vollen D-Spule ergänzt werden die gekrümmten Stücke durch ein gerades Stück im inneren Bereich, an dem Abstützungen für die resultierende Netto-Zentrifugalkraft angebracht werden müssen.

Für k ergibt sich ^{III.1)}

$$k = \frac{1}{2} \cdot \ln R_2/R_1.$$

Die Bedeutung von R_2 und R_1 ist Abb. III.2 zu entnehmen.

Für \int gilt damit

$$\int = \frac{1}{2} \cdot k \cdot I \cdot B \cdot R = \frac{1}{4} \cdot I \cdot B \cdot R \cdot \ln R_2/R_1.$$

Wegen $B \cdot R \approx \text{const}$ kann dabei $BR \approx B_{p1} R_{p1}$ oder $BR \approx B_{\max}(R_1 + d/2) \approx B_{\max} R_1$ gewählt werden.

Nimmt man an, daß die Wicklung selbst die Kraft aufnimmt, so ergibt sich bei gleichmäßiger Verteilung der Kraft \int über der Wicklung für die auftretenden Zugspannungen $\langle \sigma \rangle = \frac{\int}{F}$ mit der über die Wicklung gemittelten Stromdichte j

$$\langle \sigma \rangle = \frac{1}{2} k j B R = \frac{1}{4} j B R \ln \frac{R_2}{R_1} ,$$

während sich bei mechanisch entkoppelt betrachteten Wicklungen eine maximale Spannung σ_{\max} für die inneren Wicklungen von

$$\sigma_{\max} = 2 \langle \sigma \rangle = \frac{1}{2} j \cdot B \cdot R \cdot \ln \frac{R_2}{R_1}$$

ergeben würde.

Eine genaue Ermittlung der Spannungsverteilung ist nur unter Berücksichtigung der mechanischen Struktur der Spule mit Hilfe von Finite-Element-Rechnungen möglich.

Setzt man Werte für Magnetfeld, Radien und Stromdichte ($j \approx 1-2 \text{ kA/cm}^2$) ein wie sie für große Tokamak-Anordnungen zutreffen (Tab. II.1), so ergibt sich je nach Größe

$$\sigma_{\max} \approx 2 - 5 \cdot 10^8 \text{ Nm}^{-2} , \text{ bzw.}$$

bei optimaler Spulen-Auslegung, also bei einer gleichmäßigen Spannungsverteilung über der Wicklung

$$\langle \sigma \rangle \approx (1 - 2.5) \cdot 10^8 \text{ Nm}^{-2} .$$

Hieraus ist umgekehrt ersichtlich, daß bei derart großen Spulen die erreichbare Spulenstromdichte nur durch die mechanische Belastbarkeit der Spule gegeben ist. Die Aussage könnte dadurch noch weiter an Bedeutung gewinnen, daß andere Gesichtspunkte als mechanische Betrachtungen - z.B. benötigte Supraleitermenge, Feldvolumen oder geometrische Randbedingungen in Fusions-Experimenten Abweichungen von der idealen D-Form erforderlich machen. Die Spannungsbeanspruchung würde dann weiter erhöht werden.

Möglichkeiten der Armierung

Zum Auffangen der Zugspannungen kann eine externe Armierungsstruktur (Armierungsring) oder aber - zumindest teilweise - der Leiter selbst benutzt werden.

Bei Verwendung einer externen Armierung bieten sich warme oder kalte Strukturen an. In Ref. III.2) wurde gezeigt, daß bei Spulensystemen von Reaktorgröße eine warme Armierung (z.B. mit normalem Stahl) kostengünstiger sein kann als kalte Armierung, da in diesem Fall Edelstähle benötigt werden. Allerdings trifft dies erst bei Feldern oberhalb etwa 8 T zu. Im folgenden wird deshalb nur kalte Armierung berücksichtigt.

Im Fall kalter Armierung kann die Verstärkung ebenfalls in Form einer konzentrierten Armierung durch einen Edelstahlring oder aber durch in der Wicklung verteilte Edelstahl-Bauelemente erfolgen. Aus verschiedenen Gründen erscheint eine verteilte Armierung vorteilhaft, auch wenn eine gewisse externe Struktur schon wegen der Biegemomente weiterhin erforderlich bleibt. Zunächst erscheint eine verteilte Struktur billiger und ermöglicht eine Verringerung der Wechselstromverluste. Außerdem wird die Wärmekapazität der Wicklung erhöht und durch die Möglichkeit des gleichmäßigeren Aufwärmens von Leiter und Struktur wird die Gefahr von übermäßigen thermischen Spannungen verringert, was beides wichtig ist für den Spulenschutz bei einer Notentladung. Nicht zuletzt wird das Problem der sicheren Kraftübertragung durch die mit Kühlkanälen und Isolationsmaterialien durchsetzten Wicklung unkritischer.

Es wird daher empfohlen und im folgenden davon ausgegangen, daß der Leiter (mit Strukturmaterial) in der Lage ist, selbst einen Großteil der Zugspannung aufzunehmen.

Mechanische Verstärkung von Supraleitern

Da der Leiter so ausgelegt werden soll, daß er selbst einen Großteil der Kräfte aufnehmen kann, sind folgende Daten wichtig:

- mechanische Eigenschaften der drei beteiligten Leiterbestandteile (Multifilament-Kern, Stabilisierungskupfer, Armierungsmaterial) sowie von mechanischen Verbindungen (Verlötungen, Verklebungen)
- elektrisches Verhalten des Supraleiters und des Kupfers unter den hohen auftretenden mechanischen Spannungen ($2-5 \cdot 10^8 \text{ N/m}^2$)

Die mechanischen Daten von in Frage kommenden Materialien sind in Tabelle III.1 zusammengefaßt. Als Entwurfshypothese wird eine typische maximale Dehnung von $\sim 10^{-3}$ angenommen, so daß je nach Duktilität des Materials weit unter der Streckgrenze $\sigma_{0.2}$ gearbeitet werden muß. Bei Verbundmaterialien wird gleiche Dehnung angenommen, der Elastizitätsmodul E_V eines Verbunds von z.B. zwei Materialien ergibt sich aus der Mischungsregel

$$E_V = \frac{A_1}{A} E_1 + \frac{A_2}{A} E_2 \quad ,$$

wobei E_1, E_2 die Moduln der einzelnen Materialien, $A = A_1 + A_2$ die Flächen des Verbunds und A_1, A_2 die Flächen der Bestandteile sind.

Nach Tab. III.1 ist hartes Kupfer vom Gesichtspunkt der mechanischen Eigenschaften gesehen, gegenüber weichem Kupfer als Stabilisierungsmaterial bei weitem vorzuziehen (Gewinn im elastischen Bereich von ca. einem Faktor 3). Hartes Kupfer hat jedoch einen wesentlich höheren spezifischen Widerstand als weiches. Wie Abb. III.3 jedoch zeigt, überwiegt bei den geforderten Feldern von 8 T und mehr der Magnetowiderstand bei weitem^{III.5)}. Die zur elektrischen Stabilisierung benötigte Menge an Kupfer wird deshalb nur geringfügig vergrößert, bei wesentlich verbessertem elastischem Verhalten des Leiters. Es entfallen somit irreversible Verformungen und die damit verbundenen Widerstandserhöhungen im Laufe verschiedener Auferregungszyklen des Magneten.

Bei Auslegung auf $1 \cdot 10^{-3}$ bzw. $2 \cdot 10^{-3}$ Dehnung sind damit Spannungen im Kupfer von ca. $1 \cdot 10^8$ bis $2 \cdot 10^8 \text{ Nm}^{-2}$ möglich.

Bei diesen Spannungen bzw. Dehnungen sind praktisch noch keine Degradation des kritischen Stromes von NbTi Multifilamentleitern im Magnetfeld zu beobachten^{III.7,8)}. Die Energiefreisetzungen, die durch "mikroplastische Vorgänge" entstehen und z.B. durch die begleitende Schallemission beobachtet werden^{III.10)}, können

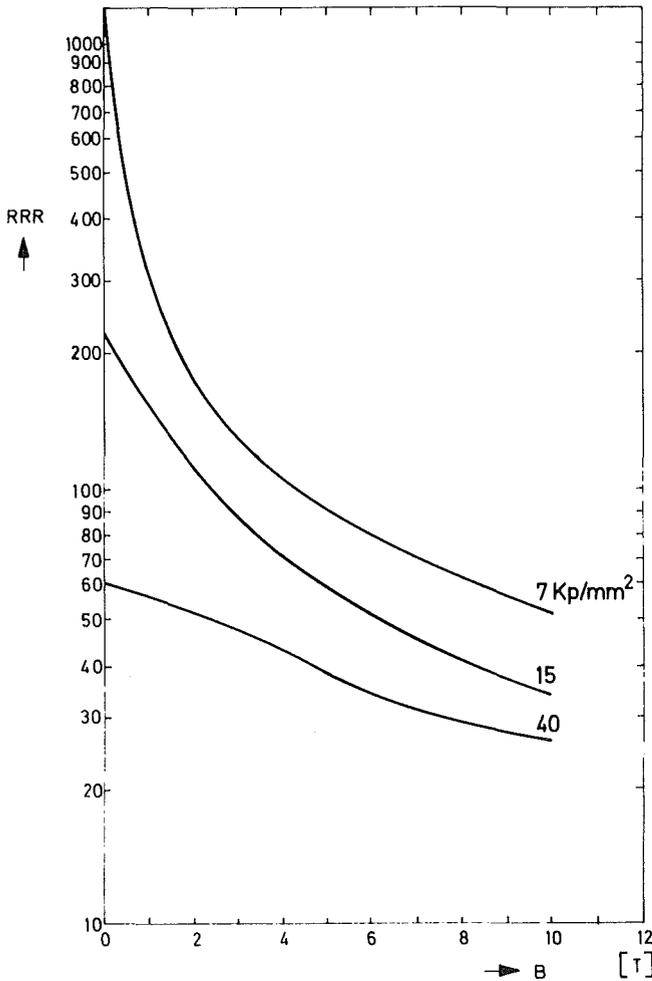


Abb. III.3:

Restwiderstandsverhältnis $RRR = \rho(300\text{ K}, B=0) / \rho(4.2\text{ K}, B)$ von Kupfer für verschiedene Kupferarten mit

$$\sigma_{0.2} = 0.7 \cdot 10^8 \text{ Nm}^{-2},$$

$$1.5 \cdot 10^8 \text{ Nm}^{-2}$$

und $4 \cdot 10^8 \text{ Nm}^{-2}$ III.5)

zwar u.U. für Trainingseffekte an adiabatisch stabilisierten Spulen verantwortlich sein, dürften jedoch nicht das Verhalten einer kryogen stabilisierten Spule verschlechtern (siehe Abschnitt IV.2.2).

Ganz anders verhalten sich Nb_3Sn Multifilamentleiter; hier bewirken Spannungen $1-2 \cdot 10^8 \text{ Nm}^{-2}$ (bzw. 0.1-0.2% -Dehnung) schon eine beträchtliche Reduzierung im "kritischen Strom" (z.B. auf 70% bei 0.2% Dehnung^{III.8,9}). Daneben treten schon bei geringeren Dehnungen spannungsinduzierte Widerstände im Supraleiter auf^{III.8,9}.

Höhere Spannungen als die genannten lassen sich nur erreichen, wenn ein verstärkendes Material benutzt wird. Bei tiefen Temperaturen bieten sich hierzu zunächst Edelmetalle an. Da die E-Moduln bestenfalls einen Faktor 2 bis 2.5 höher sind als die des

Tab. III.1 Mechanische Eigenschaften von Leiter- und Strukturmaterialien bei 4 K

Material	E-Modul $E, [\text{Nm}^{-2}]$	Streckgrenze $\sigma_{0,2} [\text{Nm}^{-2}]$	Bruchspannung $\sigma_B [\text{Nm}^{-2}]$	Ref.
<u>Supraleiter</u>				
NbTi	$\sim 0.6 \rightarrow 0.8 \cdot 10^{11}$	-	$13 \cdot 10^8$	III.3, 4
Multifilament- Kern (Cu/NbTi)	$0.8 \cdot 10^{11}$	$3 \cdot 10^8$	$10 \cdot 10^8$	III.3, 4
Nb ₃ Sn/Cu-Bronze	$\sim 1 \cdot 10^{11}$	-	-	III.9
<u>Stabilisierungsmaterial</u>				
Cu (RRR ≈ 200)	$1 \cdot 10^{11}$	$\leq 1.5 \cdot 10^8$	-	III.5
Cu (RRR ≈ 60)	$\sim 1 \rightarrow 2 \cdot 10^{11}$	$4 \cdot 10^8$	-	III.5
<u>Struktur-Material</u>				
Vacronium	$2 \cdot 10^{11}$	-	-	III.6
CuNi	$2 \cdot 10^{11}$	$9.2 \cdot 10^8$	$9.7 \cdot 10^8$	III.6
Inconel 600	$2.6 \cdot 10^{11}$	$> 13 \cdot 10^8$	-	III.6
Glasfaser	$0.9 \cdot 10^{11}$	-	$41 \cdot 10^{8+}$	III.12
Kevlar	$1.3 \cdot 10^{11}$	-	$30 \cdot 10^{8+}$	III.12
Graphitfaser	$4.1 \cdot 10^{11}$	-	$28 \cdot 10^{8+}$	III.12
Borfaser	$4.1 \cdot 10^{11}$	-	$41 \cdot 10^{8+}$	III.12
			+ (bei 300K)	

Kupfers (Tab. III.1), läßt sich mit Hilfe dieser Materialien eine Verbesserung um ca. einen Faktor 1.5 erreichen - bei etwa gleichen Anteilen von Struktur- und Leitermaterial.

Bei der Auslegung muß außerdem berücksichtigt werden, daß aufgrund der unterschiedlichen thermischen Ausdehnungskoeffizienten der Leiter unter Vorspannung steht, was in den vorhergehenden Betrachtungen nicht berücksichtigt wurde. Das Stabilisierungskupfer steht unter Zugspannung, die Größenordnung liegt bei einigen 10^7 Nm^{-2} bis $1 \cdot 10^8 \text{ Nm}^{-2}$.

Die bisher verwendete Technik der Armierung durch Mitwickeln von Stahlbändern mit dem Leiter (Blasenkammermagnete) erscheint bei der komplizierteren Geometrie und Kraftbeanspruchung hier nicht angebracht. Die Verstärkung sollte vielmehr in die Leiterkonfiguration integriert und ein fester Verbund (z.B. Verlötung) gewährleistet sein. Hierzu bietet sich das Verkabeln bzw. Verseilen des Supraleiters und Kupfers um einen Edelstahlkern (rund oder flach) und anschließende Verlötung an. Ein positiver Nebeneffekt einer Verseilung liegt in dem hiermit verbundenen "Federeffekt" (scheinbare Verringerung des E-Moduls). Die tatsächliche Dehnung des SL/Cu-Leiter-Verbunds ist kleiner als die Dehnung der Stahlseile, so daß die Einflüsse auf das elektrische Verhalten geringer werden. Eine drastische Verringerung der Degradation von Nb_3Sn unter Spannung aufgrund dieses Effekts wurde experimentell beobachtet^{III.8, III.9}).

Zwei weitere Möglichkeiten der Verbesserung der mechanischen Eigenschaften sollen abschließend noch kurz angedeutet werden:

- Zur besseren Ausnutzung der Festigkeit von Stahl kann der Cu/SL-Verbund unter Druck vorgespannt werden^{III.11}). Dies erscheint jedoch wenig wirtschaftlich.
- Verwendung von hochfesten Fasermaterialien (Graphitfasern, Borfasern)^{III.12}) mit hohen E-Moduln. Hierbei sind jedoch noch die thermomechanischen Tieftemperaturdaten dieser Materialien (z.B. das Problem der thermisch bedingten Relativspannungen) sowie die Strahlenbelastbarkeit genauer zu untersuchen. Insbesondere ist auch die Frage eines Überzugs der reinen Faser zur Verringerung der Oberflächenkerben zu klären.

III.1.2 Kühlkonzepte

Für die Kühlung großer supraleitender Magnete mit flüssigem Helium stehen mehrere Möglichkeiten zur Verfügung. Grundsätzlich hat man bei der Kühlung mit Helium zwei Kühlverfahren zur Auswahl, die kurz mit

A) Verdampfungskühlung und

B) Enthalpikühlung

gekennzeichnet werden sollen.

Unter Verdampfungskühlung versteht man ein Verfahren, bei dem die Verdampfungswärme der Kryogens zur Kühlung vollständig oder teilweise ausgenutzt wird, während bei der Enthalpikühlung nur die Enthalpie des Kühlmediums erhöht wird und keine Phasenumwandlung stattfindet.

Thermodynamisch unterteilt man im T-S-Diagramm die Wärmeübergangsbereiche beim Helium nach Abb. III.4 in mehrere Regionen ein^{III.13)}.

Diese Bereiche teilen sich auf in:

Region I : Gas- oder Dampfphase

Region II : Komprimierte Flüssigkeitsphase

Region III : Flüssigkeit-Dampf-Phase oder Zweiphasen-Bereich

Region IV : Pseudo-Zwei-Phasen-Bereich oder "Kritischer" Bereich,

Der Wärmeübergang in Region I entspricht einer Kühlung mit kaltem Heliumgas. Diese Kühlung im Bereich I wird im weiteren nicht mehr betrachtet, da sie nur für Supraleiter mit sehr hoher Sprungtemperatur in Frage käme, d.h. nach dem derzeitigen Stand der Supraleitertechnologie noch nicht eingesetzt werden kann.

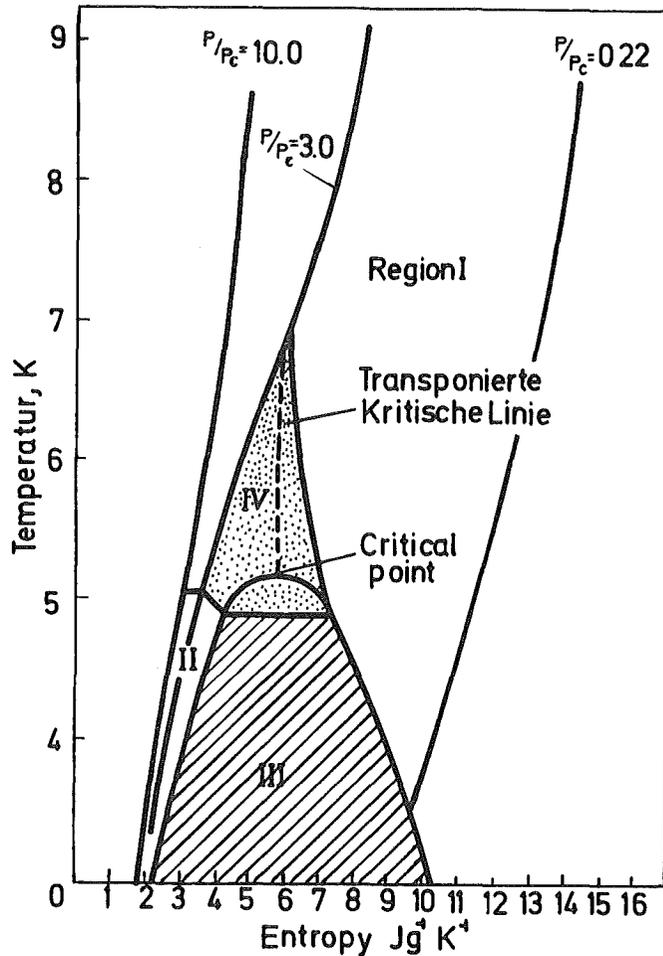


Abb. III.4: Thermodynamische Wärmeübergangsbereiche für Helium^{III.13)}

Eine Kühlung in der Nähe des kritischen Punktes und der "transponierten kritischen Linie" - Region IV in Abb. III.4 - sollte möglichst aus folgenden Gründen vermieden werden:

- Große Dichteänderungen bei relativ kleinen Temperaturunterschieden verursachen Instabilitäten und Oszillationen.
- Die im Bereich IV auftretenden Massenfluß-, Druck- und Temperaturschwingungen führen zu nicht korrelierbaren Nichtlinearitäten der Wärmeflußdichte, zu Wandtemperaturanstiegen und zu großen Beschleunigungsdruckabfällen, die zudem noch system- und geometrieabhängig sind, und für die noch keine allgemein gültigen Skalierungsgesetzmäßigkeiten existieren.

Aus Gründen der Betriebssicherheit sollte man daher ein Kühlverfahren, das in diesem Bereich arbeitet, für große Magnete vermeiden.

Badkühlung

In der Region III - dem Zwei-Phasen-Bereich - ist das bis heute am meisten angewandte Kühlverfahren die Badkühlung mit siedendem Helium unter Normaldruck. Es ist nach der o.a. Klassifizierung der Kühlmethode zur Verdampfungskühlung zu zählen.

Die Vorteile einer Badkühlung sind zunächst:

- a. Große Erfahrung mit dieser Kühlart
- b. eine u.U. einfache Ausführung des Leiters
- c. "Bekannte" kryogene Stabilisierungskriterien
- d. Hohe Kühlkapazität durch Ausnutzung der Verdampfungswärme.

Es ist bekannt, daß bei der Badkühlung ein bestimmter Wärmestromwert q (W/cm^2) vom Heizelement (Leiter) ins Heliumbad nicht überschritten werden kann. Dieser größte zulässige q -Wert ist identisch mit dem maximalen Bläschensiedefluß q_{PNB} (PNB: peak nucleate boiling), bei dem der Übergang vom Blasensieden zum Filmsieden erfolgt. Die nach diesem Übergang auftretende Temperaturdifferenz ΔT zwischen Heizfläche und Helium ist $\Delta T > 1$ K. Dies kann zu einer nicht mehr tolerierbaren Temperaturerhöhung des Supraleiters führen. Der entsprechende q_{PNB} -Wert liegt bei $q_{PNB} \approx 0.8$ W/cm^2 . Aus Sicherheitsgründen wird daher bei supraleitenden Magneten eine maximale Wärmestromdichte von $q = 0.3 - 0.5$ W/cm^2 konzipiert.

Zu dem angegebenen q_{PNB} -Wert von ≈ 0.8 W/cm^2 ist jedoch zu bemerken, daß dieser Wert nur für horizontale freie Heizflächen bzw. für vertikale Kühlkanäle mit einer Länge von ≤ 10 cm gilt.

Für längere, gerade und vertikale Kühlkanäle resultiert nach Léhongre et al. ein wesentlich geringerer q_{PNB} -Wert, wie aus Abb. III.5 ersichtlich ist^{III.14}).

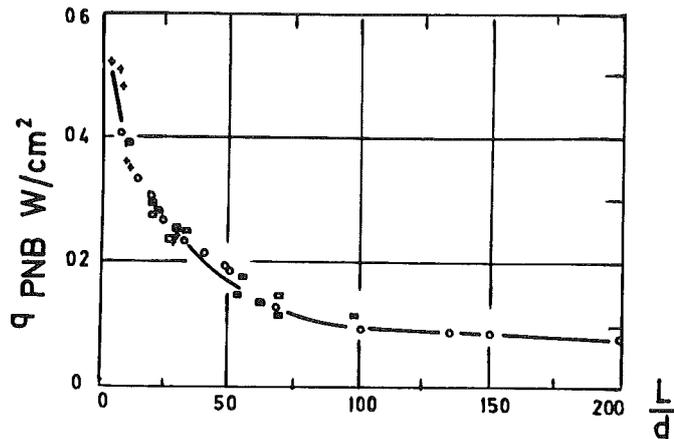


Abb. III.5: Korrelation^{III.14)} zwischen maximalem Bläschen-siedefluß und Kühlkanalgeometrie

Die Kurve in Abb. III.5 läßt sich durch die Beziehung

$$q_{\text{PNB}} = \frac{1}{a + b \left(\frac{L}{d}\right)^n}$$

mit $a = 1.7$, $b = 0.125$ und $n = 0.88$ ausdrücken.

Bei der Anwendung dieser Gleichung muß man beachten, daß zur oberen Öffnung hin der Dampfgehalt des Flüssigkeit-Dampf-Gemisches immer größer wird. Daher setzt der Filmsiedebeginn am oberen Ende ein und pflanzt sich nach unten fort. Der q_{PNB} -Wert ist daher noch ortsabhängig.

Bei Kühlkanälen mit einem L/d -Verhältnis ≥ 10 (L , d : Kanallänge, bzw. -durchmesser) verlieren die Begriffe "maximaler Bläschen-siedefluß" oder "minimaler Filmsiedefluß" ihre Bedeutung, da es in diesen Kanälen zur Ausbildung einer konvektiven Zwei-Phasen-Strömung kommt. Ein bei konvektiven Zwei-Phasen-Strömungen häufig auftretendes Phänomen sind die für den Supraleiter besonders gefährlichen Temperaturosillationen, die bei Wärmestromdichten $q_c \ll q_{\text{PNB}}$ beginnen. Die q_c -Werte, bei denen die Temperaturschwingungen anfangen, sind nicht nur durch die L/d -Werte des Kühlkanals bestimmt, sondern sind auch eine Funktion der Heliumbadtemperatur^{III.15)}.

Abb. III.6 zeigt für einen $L = 100$ cm langen Kühlkanal ($d = 0.5$ cm) bei einer Heliumbadtemperatur von $T = 4.2$ K die Größenordnung der bei $q_c \approx 0.005$ W/cm² einsetzenden Temperaturschwingungen (III.15).

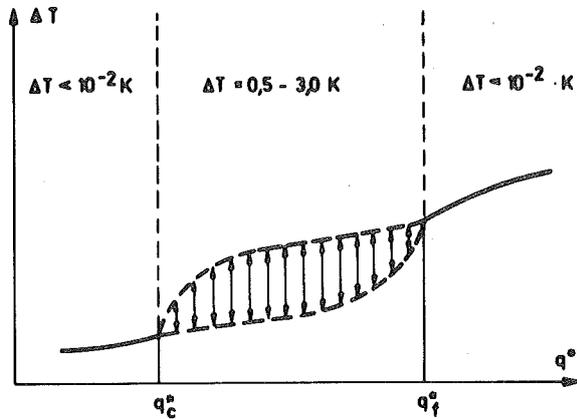


Abb. III.6: Typische Temperaturschwingungen für Wärmeströme $q > q_c$

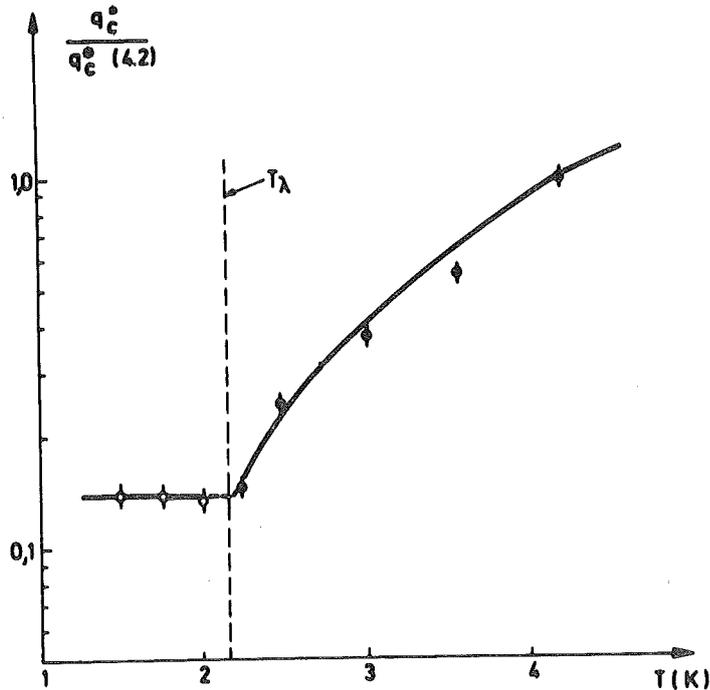


Abb. III.7: Temperaturabhängigkeit der Wärmeflußdichten beim Beginn von T-Oszillationen

In Abb. III.7 ist die Temperaturabhängigkeit der q_c -Werte aufgetragen. Wie zu erkennen ist, fallen die q_c -Werte mit abnehmender Badtemperatur. Dies bedeutet, daß man bei einer Badkühlung den Vorteil einer niedrigeren Betriebstemperatur nur durch einen erheblichen Verlust an Kühlkapazität erlangen kann. Die in der Abb. III.7 eingetragenen q_c -Werte für Badtemperaturen $T < T_\lambda = 2.17 \text{ K}$ entsprechen den Werten, die nach dem Zusammenbruch des superfluiden Kühlmechanismus auftreten.

Für eine Badkühlung mit Helium II ergeben sich daher für lange Kühlkanäle noch geringere abführbare Wärmemengen als für eine HeI-Badkühlung bei 4.2 K (III.15).

Zusammenfassend kann man daher feststellen, daß eine Badkühlung im Temperaturbereich von $1.8 - 4.2 \text{ K}$ nur möglich ist, wenn

- a) die Geometrie des Magneten so beschaffen ist, daß eine Kühlkanallänge von $10 - 20 \text{ cm}$ nicht überschritten wird;
- b) die Kühlkanäle so angeordnet sind, daß sich in ihnen eine konvektive Strömung ausbilden kann;
- c) der Magnet sich in einem geeigneten Kryostat (vakuum- und kälteisoliert) befindet;
- d) bei Betriebstemperaturen $T < 4.2 \text{ K}$ eine Abpumpvorrichtung vorhanden sein muß.

Im Hinblick auf die großen Dimensionen der Magnete besitzen diese kühltechnischen Bedingungen für eine Badkühlung große Nachteile gegenüber einer Zwangsumlaufkühlung. Bei einer Kühlung mit superfluidem Helium tritt neben die technische Schwierigkeit "Superlecks" zu verhindern, noch der wirtschaftliche Gesichtspunkt einer wesentlich teureren Kälteanlage zur Erzeugung von Helium II.

Zwangskühlung

Als Alternativen zur Badkühlung bieten sich Zwangsumlaufkühlungen mit

- a) überkritischem Helium (Bereich II)
und
- b) Zwei-Phasen-Helium (Bereich III)
an.

Die Vorteile einer Zwangsumlaufkühlung mit überkritischem Helium, bei der das flüssige Helium immer unter einem höheren Druck als dem kritischen Druck von $p_K \approx 2,2$ bar steht, sind hauptsächlich folgende:

- Ein konventioneller Badkryostat entfällt, da der Magnet nur einen Vakuumbehälter benötigt.
- Die gesamte Heliummenge, die zur Zwangsumlaufkühlung benötigt wird, ist um rund einen Faktor 10 (und mehr) kleiner als der zu einer Badkühlung notwendige Heliumbedarf.
- Die Gefahr von Systemoszillationen ist weitgehend ausgeschaltet.
- Die Forderung nach kurzen (10 - 20 cm) langen Kühlkanälen entfällt.
- Der Wärmeübergang ist eine stetige Funktion der Temperaturdifferenz zwischen Heizelement und Helium. Eine plötzliche Änderung der Wärmeübergangscharakteristik, wie sie bei der Badkühlung beim Übergang vom Blasensieden zum Filmsieden auftritt, gibt es nicht.
- Die Wärmeübergangswerte liegen bei entsprechenden Strömungsverhältnissen für lange Kanäle beträchtlich höher als die vergleichbaren Werte einer Badkühlung.

Wie aus Abb. III.8 hervorgeht^{III.16)}, lassen sich durchaus lokale maximale Wärmestromdichten von $q \approx 1 \text{ W/cm}^2$ erreichen, ohne dabei eine Temperaturdifferenz von 1 K zwischen Leiter und Helium zu überschreiten.

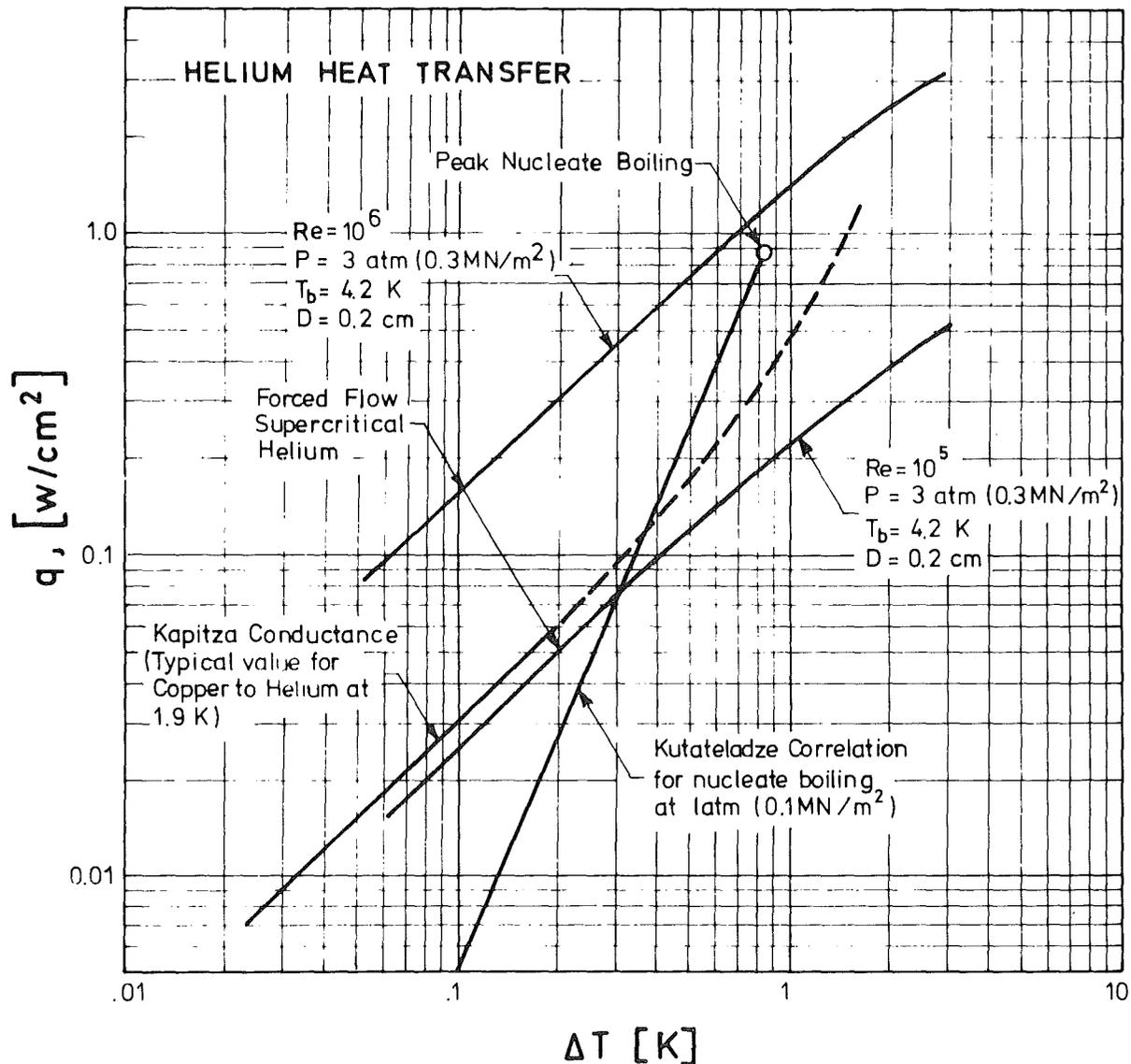


Abb. III.8: Vergleich verschiedener Kühlmethoden bei flüssigem Helium III.16).

Ein genereller Nachteil dieser Enthalpiekühlung durch Zwangsumlauf mit "überkritischem und unterkühltem" Helium ist aus Abb. III.9 ersichtlich. Dort sind die für den flüssigen Heliumzustand verfügbaren Enthalpiedifferenzen bis zu einer Temperatur

von $T = 6 \text{ K}$ aufgetragen.

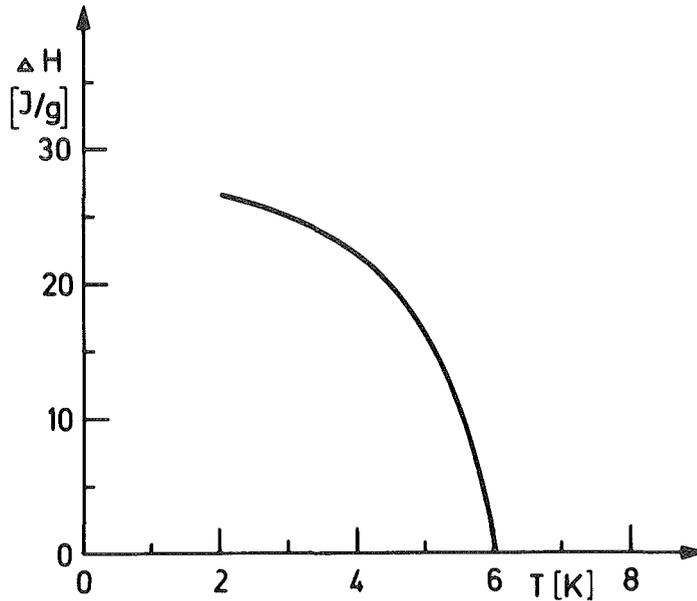


Abb. III.9: Enthalpiedifferenzen für Helium ($p = 3 \text{ bar}$)

Da die zur Kühlung verfügbaren Enthalpien (pro Masseneinheit) ziemlich gering sind, erfordert diese Kühlmethode große Massendurchsätze, wenn man die Temperaturerhöhung klein halten will.

Bei hintereinandergeschalteten Magnetkühlkreisläufen resultieren dann beträchtliche Druckabfälle, da die Druckverluste größenordnungsmäßig quadratisch mit dem Massendurchsatz ansteigen.

Neben diesem Nachteil einer relativ geringen Kühlkapazität treten bei der Kühlung mit überkritischem Helium noch zwei Umstände auf, die man bei diesem Kühlverfahren, wenn man es für Fusionsmagnete verwenden will, beachten muß:

1. Im relevanten Temperatur- und Druckbereich von $T = 4.5 - 6.5 \text{ K}$ und $p = 2.5 - 10 \text{ bar}$ ist der Joule-Thomson-Koeffizient negativ, d.h. unabhängig von äußerer Wärmezufuhr findet eine Temperaturerhöhung des Kühlmediums bei Druckerniedrigung statt.

2. Bei konstantem Massenfluß können transiente, lokale und große Wärme-flüsse nicht ohne Temperaturerhöhung des Heliums und des Supraleiters abgeführt werden.

Diese Mängel können bei einer Zwangsumlaufkühlung mit Zwei-Phasen-Helium behoben werden, da das Helium in diesem Bereich

- a) große Kühlkapazität durch eine teilweise Ausnutzung der Verdampfungsenthalpie besitzt,
- b) immer einen positiven Joule-Thomson-Effekt zeigt, und
- c) lokalen Wärmeeinfall durch Blasensieden ohne Temperaturerhöhung abfangen kann.

So ist z.B. für eine angenommene Wärmelast von $Q = 100$ Watt und eine Temperaturerhöhung von maximal $\Delta T = 1$ K bei einer Zwangskühlung mit überkritischem Helium bei $p = 4$ bar und $T \approx 4.5$ K ein Massenstrom von rund 20 g/s (≈ 560 l/h) notwendig.

Bei einer Kühlung mit Zwei-Phasen-Helium reduziert sich dieser Massenstrom auf $\dot{m} \approx 8$ g/s, wenn hierbei ein Gasanteil von $X = 0$ am Eintritt und $X = 60\%$ am Austritt angenommen wird.

Wie neuere experimentelle Untersuchungen gezeigt haben, scheint es möglich zu sein, die gefährlichen Instabilitäten bei Zwei-Phasen-Heliumströmungen weitgehend zu eliminieren, wenn bei der konstruktiven und verfahrenstechnischen Auslegung der Kühlkanäle die Strömungsformen der Pfropfen-, Schwall- und Schichtenströmung vermieden werden können^{III.17)}.

Wenn weitere experimentelle Erfahrungen verifizieren können, daß die möglichen Strömungsinstabilitäten bei Magnetkühlkreisläufen der hier diskutierten Dimensionen unterdrückt werden können, ist einer Zwei-Phasen-Heliumzwangskühlung sowohl aus den o.a. Gründen, als auch aufgrund einer einfachen Konstruktions-technik der Magnetkühlung und der relativ billigen Kälteanlage der Vorzug gegenüber jedem anderen Kühlverfahren zu geben.

III.1.3 Stabilisierung

Bei allen supraleitenden Magneten besteht beim Betrieb die Möglichkeit, daß sich der Supraleiter infolge eines Flußsprunges oder des Freiwerdens gespeicherter mechanischer Spannungsenergie im Leiter- oder Strukturmaterial lokal über die Sprungtemperatur erwärmt. Der hier in das Normalmetall gedrängte Transportstrom erzeugt Joule'sche Wärme, die bei geringer oder schlecht gekühlter Normalmetallkomponente des Leiters zu einem weiteren Anwachsen dieser normalleitenden Zone führt und in einem Quench des gesamten Magneten endet.

Bei Magneten kleiner bis mittlerer Größe genügt es i.a. Flußsprünge durch adiabatische (kleiner Filamentdurchmesser) und dynamische Stabilisierung (guteleitendes Matrixmaterial) des Leiters, die mechanische Dissipation durch entsprechende Fixierung des Leiters und der Wicklungen (Vergießen) zu verhindern.

In vielen Fällen hat es sich jedoch gezeigt, daß Magnete, die nach diesen Stabilitätskriterien ausgelegt wurden, zum Teil das Phänomen des Trainings und der Degradation zeigten, so daß die Solldaten erst nach z.T. sehr vielen vorzeitigen Normalübergängen erreicht werden konnten.

Mit zunehmender gespeicherter Energie nehmen die Probleme bei Quenchen bezüglich Kühlaufwand und Spulenschutz beträchtlich zu. Aus diesen Gründen wurden Großmagnete bisher mit kryogen stabilisiertem Leiter gebaut. Gerade für Fusionsmagnete erscheint eine solche Stabilisierung unerlässlich, da nur sie die geforderte Betriebssicherheit gewährleistet.

Das Prinzip der kryogenen Stabilisierung ist es, den Supraleiter mit soviel gut leitendem Normalmetall zu umgeben und so gut zu kühlen, daß eine normalleitende Stelle ($T > T_c$) trotz der entstehenden Joule'schen Wärme mit Sicherheit wieder unter die Sprungtemperatur absinkt, ohne den Strom reduzieren zu müssen.

Zur Ermittlung von Stabilitätskriterien müssen Bilanzgleichungen für Wärmeerzeugung und Wärmeabfuhr aufgestellt werden. Der einfachste Fall wurde zuerst von Stekly^{III.18)} betrachtet und berücksichtigt nur den statischen Fall der Wärmeerzeugung im Normalleiter (pro Längeneinheit) und den Wärmeübergang zum Helium. Damit Stabilität vorliegt, muß gelten:

$$\frac{I^2}{A_N} \rho_N \leq q \cdot P \quad . \quad (III.1)$$

Dabei ist I der Strom im Supraleiter, ρ_N und A_N der spezifische Widerstand und die Querschnittsfläche des Stabilisierungsmetalls, P ist der gekühlte Umfang des Leiters und q der Wärmefluß zum Helium (siehe Abb. III.8). Unberücksichtigt bleiben hierbei Wärmeübergänge innerhalb des Leiters (von den Filamenten zur Matrix) sowie Wärmeleitung entlang des Leiters und zwischen den Lagen. Insbesondere wird nicht berücksichtigt, daß durch begrenzte Wärmekapazität und Zufuhr von "kaltem Helium" nur eine begrenzte Kühlkapazität vorliegt.

Am unbedenklichsten kann das Kriterium bei Badkühlung mit kurzen und breiten Kühlkanälen und ausreichendem He-Angebot angewandt werden, was jedoch bei Torusspulen aus Geometrie Gründen nur schwer machbar erscheint. Als Auslegungswert wird dabei meist $q = 0.3 \text{ W/cm}^2$ gewählt.

Betrachtet man dagegen Zwangskühlung in hohlleiterartigen Konfigurationen, bei der das Helium in Leiterrichtung strömt, so sehen die Wärmebilanzgleichungen wesentlich komplizierter aus, da jetzt die begrenzte Kühlkapazität unbedingt berücksichtigt werden muß:

$$\begin{aligned} k_m \cdot \frac{\partial^2 T_m}{\partial l^2} - C_m \cdot \frac{\partial T_m}{\partial t} + I^2 R - h \cdot P \cdot (T_m - T_{He}) + P_{ext} &= 0 \\ - c_{He} \cdot \dot{m} \frac{\partial T_{He}}{\partial l} - C_{He} \frac{\partial T_{He}}{\partial t} + h \cdot P \cdot (T_m - T_{He}) &= 0 \quad . \end{aligned} \quad (III.2)$$

Dabei ist

k_m	= Wärmeleitfähigkeit des Leiters	}	pro Längen- Einheit
C_m	= Wärmekapazität des Leiters		
P_{ext}	= von außen einströmende Leistung		
C_{He}	= Wärmekapazität des Heliums		
R	= Widerstand des Leiters		
T_m	= Temperatur des Leiters		
T_{He}	= Temperatur des Heliums		
h	= Wärmeübergangszahl		
P	= gekühlter Umfang		
c_{He}	= spezifische Wärme des Heliums		
\dot{m}	= Helium-Massenstrom		

Berücksichtigt ist nun die Wärmeableitung entlang des Leiters und des Heliums, die Wärmekapazität von Leiter und Helium sowie wieder die ohm'sche Aufheizung und der Wärmeübergang vom Leiter zum Helium. Stabilitätsbetrachtungen haben nun von einer bestimmten Störung P_{ext} ausgehend das Verhalten des Leiters aufgrund dieser Störung zu untersuchen. Dabei ist jede mögliche Störung (lokal: z.B. Leiterbewegung, Flußsprung, global: z.B. Wechselfeldverluste) in Betracht zu ziehen.

Es ist nun kein einfaches Stabilitätskriterium mehr ableitbar, da sich die beiden Differentialgleichungen nur in sehr einfachen Fällen analytisch lösen lassen. Es sind jedoch generell folgende Feststellungen zu treffen:

- Analytische Rechnungen zeigten, daß Fälle existieren, bei denen eine normalleitende Stelle sich mit der Geschwindigkeit der Strömung fortbewegt^{III.19)}
- Numerische Berechnungen für den Ω -Magneten ergaben^{III.20)}, daß eine durch einen einmaligen Störungspuls erzeugte normalleitende Zone sich in Richtung der Strömung in Bewegung setzt.

Ob der Supraleiter sich erholt, die Störung also abklingt, hängt von Energieinhalt der Störung und von der Leiterlänge, über der sie auftritt, ab^{III.20)}.

- In weiteren theoretischen Arbeiten wurde gezeigt,^{III.21,22)} daß neben dem Stekly-Parameter

$$\alpha = \frac{RI_c^2}{h(T_c - T_0)P} < 1 \quad (\text{III.1a})$$

ein weiterer dimensionsloser Parameter

$$\beta = \frac{\sqrt{h \cdot k_m \cdot P \cdot A}}{c_{\text{He}} \cdot \dot{m}} \quad (\text{III.3})$$

das Stabilitätsverhalten eines Leiters charakterisiert.

Je nach Größe von $\alpha (< 1)$ sind für stabiles Verhalten sehr kleine Werte von β (typisch < 0.1) erforderlich. Das wiederum erfordert hohe Werte von $c_{\text{He}} \cdot \dot{m}$ und bringt damit hohe Druckabfälle bzw. sehr kurze Kühllängen mit sich. Wie schon in Abschnitt IV.1.2 erwähnt, scheint Zweiphasenkühlung gegenüber überkritischem Helium in dieser Beziehung günstigere Möglichkeiten zu bieten.

Obwohl somit keine allgemeinen Kriterien gegeben werden können, zeigen überschlagsmäßig Berechnungen, daß bei den betrachteten Strömen, Feldern, mechanischen Spannungen und Wechselfeldbelastungen eine einfache Hohlleitergeometrie (Ω -Magnet) nicht benutzt werden kann. Es muß vielmehr eine Leitergeometrie gewählt werden, die einerseits guten Wärmeübergang vom Leiter zum Helium gewährleistet (großer gekühlter Umfang) und andererseits gute Strömungsbedingungen für das Helium bietet. Hierzu kommen z.B. heliumtransparente Kabelleiter in Frage. Dabei ist jedoch darauf zu achten, daß trotz genügender Zwischenräume zwischen den Einzelleitern diese gut fixiert sind, damit nicht Leiterbewegungen zu verstärkten Störungen führen. Eine genaue Auslegung eines Leiters kann nur mit Hilfe ausführlicher numerischer Berechnung und experimenteller Überprüfung erfolgen.

III.1.4 Wechselfeldverluste

Abgesehen von der Spulenform ist die Beanspruchung des Leitermaterials mit zeitlich veränderlichen Magnetfeldern der hauptsächlichste Unterschied zu bereits existierenden supraleitenden großen DC-Magneten. Diese dem zeitlich konstanten Torusfeld überlagerten gepulsten Magnetfelder, erzeugt durch die Poloidal-feldspulen sowie durch den Plasmastrom, rufen Verluste hervor, die teils im Supraleiter selbst, teils im stabilisierenden Normalmetall und im metallischen Strukturmaterial entstehen.

Diese prinzipiell unvermeidbaren Verluste müssen im Interesse der Ökonomie des Gesamtsystems möglichst gering gehalten werden. Leiterkonzepte mit dicken supraleitenden Filamenten, eingebettet in kompakte Querschnitte aus gut leitendem Normalmetall (Kupfer, evtl. Aluminium), wie sie für die erwähnten großen DC-Magneten entwickelt wurden, erfüllen diese Forderung in einem gepulsten Toroidal-feldsystem nicht. Ein Kabelleiter, in dem auch Stabilisierungsmaterial und mechanische Struktur unterteilt ist, scheint deshalb wegen der geringeren Wechselfeldverluste günstiger als ein monolithischer Leiter.

Als Kriterium bei der Auslegung eines Leiters sollte gelten, daß die Wirbelstromverluste insgesamt nicht wesentlich über den Hysterese-Verlusten liegen, die nur durch die minimalen, noch wirtschaftlich herstellbaren Filamentdurchmesser vorgegeben sind.

Die erwähnten Feldamplituden liegen bei 0.5 T als lokalem Maximalwert und ca. 0.35 T als Mittelwert für die ganze Spule. Bei Anstiegszeiten von 1s bis 10s sind also bis zu maximal 0.5 T/sec bzw. im Mittel 0.35 T/sec zu erwarten.

Im Gegensatz zu einigen Tokamakstudien wird im folgenden keine Abschirmung der Torusspulen gegen Pulsfelder durch hochleitende Kupfer- oder Aluminiumschilde vorgesehen.

Eine normaleitende Abschirmung der Torusspule kann den schnellen Feldanstieg am Leiterort zwar dämpfen, innerhalb der vorgesehenen Zykluszeiten eines Reaktors jedoch nicht abschirmen. Damit können nur die zu $\dot{B} \cdot \Delta B$ proportionalen Wirbelstromverluste reduziert

werden, wodurch die Verlustbilanz nicht entscheidend zu verbessern ist. Supraleitende Abschirmungen hingegen werfen neue Stabilitäts-, Kräfte- und Verlustprobleme auf.

Nicht berücksichtigt ist auch der Fall des "flux conserved tokamak" bei dem ein Hoch- β -Plasmagleichgewicht durch Einfrieren des magnetischen Flusses im Plasma erreicht wird. Um dieses Gleichgewicht bei erträglichem Aufwand an Vertikalfeld-Energie aufrechterhalten zu können, müssen diese Spulen im Blanketbereich untergebracht werden. Dies gibt gleichzeitig die Möglichkeit die außenliegenden Torusspulen von den Pulsfeldern abzuschirmen; es sind Verringerungen der Amplituden von typisch einem Faktor 3 bis 5 möglich^{III.29)}.

Würde sich dieses Konzept als durchführbar erweisen, so könnte das Problem der Wechselfeldverluste in den Torusspulen wesentlich entschärft werden.

Davon unabhängig bleibt jedoch immer das Problem der Poloidal-feldspulen (Transformatorspulen, Vertikalfeldspulen), die zumindest in Reaktoren ebenfalls supraleitend sein werden und der vollen Wechselfeldbelastung von einigen T/s ausgesetzt sind. Dieser Problemkreis wird jedoch in dieser Studie nicht prioritär behandelt.

Methoden der Verlustreduzierung

Die Maßnahmen zur Reduzierung von Wechselfeldverlusten sind bekannt und werden bei kleineren Magneten erfolgreich angewandt (III.23,24):

- Supraleiterfilamente mit kleinem Durchmesser (5 - 20 μm)
- Twisten (Verdrillen der in eine normalleitende Matrix eingebetteten Filamentbündel mit einer genügend kleinen Twistlänge von 5 bis 15 mm)
- Hoher spezifischer elektrischer Widerstand im Strukturmaterial, um Wirbelstromverluste in diesen Komponenten gering zu halten. Bei dem den Supraleiter umgebenden stabilisierenden Normalmetall, bei welchem auf gute elektrische Leitfähigkeit nicht verzichtet werden kann, muß die Lineardimension in der zur Pulsfeldkomponente senkrechten Ebene klein gehalten werden. Damit bleibt die das Metall durchsetzende magnetische Flußänderung $B \cdot A$ und somit die Dissipation infolge Wirbelströmen gering. Dies

kann zusätzlich durch resistive Barrieren z.B. durch eingelagerte Cu-Ni-Barrieren oder Lotschichten unterstützt werden.

- Die Pulsfelder in der Toruswicklung weisen nicht nur transversale sondern auch longitudinale Komponenten auf. Ein Twist mit gleichsinnigem Verdrillungssinn ist hier Ursache für eine verlust erhöhende Wirkung. Diese Filamentkopplung^{III.25)} kann jedoch durch einen "alternierenden Twist", bei dem sich die Twistrichtung nach einigen (ganzzahligen) Twistlängen jeweils umkehrt, reduziert werden, so daß dieser Beitrag zu den Verlusten tolerierbar wird (siehe Abschnitt IV.2.3).

Im folgenden sind die wichtigsten Formeln zur Verlustberechnung angegeben. Dabei ist eine Auswahl bezüglich der speziellen Anforderungen in Tokamakanordnungen als auch im Hinblick auf einen kryogen stabilisierten Multifilament-Leiter mit Kabelgeometrie getroffen worden.

(1) Verluste in Einzelleitern

Im folgenden wird ein NbTi-Supraleiter betrachtet der aus einem runden Multifilamentkern mit Cu-Matrix und einer rechteckigen Umhüllung mit Stabilisierungskupfer besteht (Abb. III.10).

(1a) Hystereseverluste

Die Hystereseverluste, hervorgerufen durch dissipative Flußlinienbewegung im Supraleiter, sind nur von der Pulsfeldamplitude ΔB abhängig. Ist ΔB klein gegenüber dem stationären Feld wie in den Toruswicklungen, kann für die dissipierte Energie pro Feldzyklus (bei vollem Flußeindringen) geschrieben werden

$$W_h \approx \frac{d}{2} j_c \cdot \Delta B \cdot V_{SL} \left(1 + \left(\frac{j}{j_c} \right)^2 \right) \quad (\text{III.4})$$

j_c = kritische Stromdichte,

d = Filamentdurchmesser,

V_{SL} = Volumen des Supraleiters,

j = Transportstromdichte.

Der Winkel zwischen gepulster Feldkomponente und Leiterachse ist hier in erster Näherung ohne Einfluß.

Bei großer Feldamplitude ($B_{\max} - B_{\min} / B_{\min} \gg 1$) muß die Feldabhängigkeit von $j_c(B)$ mit berücksichtigt werden. j_c hat eine etwa hyperbolische Feldabhängigkeit:

$$j_c(B) = j_o B_o / (B + B_o) \quad \text{mit } B_o \approx 1 \text{ T.} \quad (\text{III.5})$$

Damit erhält man eine Relation, die für die Verlustberechnung in supraleitenden Poloidalspulen angebracht ist

$$W_h = j_o B_o \cdot \frac{d}{2} \cdot V_{SL} \cdot \ln \left(\frac{B_{\max} + B_o}{B_{\min} + B_o} \right) . \quad (\text{III.6})$$

Da das Magnetfeld über den Wickelquerschnitt der Spule variiert, und damit auch j_c , ist für genaue Gesamtverluste eine Integration über das Wickelvolumen der jeweiligen Spule nötig. Für Abschätzungen wird vorgeschlagen, in Gl. (III.4) den j_c -Wert für 1/4 des maximalen Torusfeldes (8 T) und in Gl. (III.6) die Werte B_{\max} und B_{\min} , die an der Wicklungsoberfläche auftreten, durch Mittelwerte $\langle B_{\max} \rangle = B_{\max}/2$, $\langle B_{\min} \rangle = B_{\min}/2$ zu ersetzen. V_{SL} ist dann das Supraleitervolumen der gesamten Spule.

In einer Spule, die ein vorgegebenes Feld erzeugen soll, ist das Produkt Stromdichte j_c x Leitervolumen V_{SL} von j_c nur wenig abhängig. Eine wirksame Reduktion der Hystereseverluste ist deshalb nur durch Verringern des Filamentdurchmessers d zu erreichen.

Leiter mit $d \gtrsim 5 \mu\text{m}$ sind auf dem Markt. Eine Verlustoptimierung des gesamten Systems, die auch Wärmeeinströmung, Wirbelstromverluste und nukleare Wärmeerzeugung (durch Neutronen) mit einschließt, könnte jedoch ergeben, daß die höheren Kosten für Leiter mit sehr dünnen Filamenten nicht mehr genügend durch Verringern der Verlust ausgeglichen werden.

Die über den Torus gemittelte kritische Stromdichte $j_c(B_T/4) \approx j_c(2T)$ ist bei NbTi-Leitern mit $2.5 \times 10^5 \text{ A/cm}^2$ anzunehmen. Nach Gl. (III.4) erhält man damit $\langle W_h \rangle / V_{SL}$ als Funktion des Filamentdurchmessers.

Wird V_{SL} alternativ durch den Transportstrom $I = I_c(8\text{ T}, 4\text{ K}) = j_c(8\text{ T}, 4\text{ K}) \cdot A_{SL}$ (mit $j_c = 0.65 \cdot 10^5 \text{ A/cm}^2$) und die Leiterlänge L ausgedrückt, können die Hystereseverluste somit auch pro $\text{kA} \cdot \text{m}$ angegeben werden. In Tab. III.2 sind die erwarteten Verluste für eine Pulsfeldamplitude von 0.35 T und für verschiedene Filamentdurchmesser angegeben.

Tabelle III.2: Hystereseverluste für verschiedene Filamentdurchmesser und eine Pulsfeldamplitude von $0,35\text{T}$

$d (\mu\text{m})$	5	10	15	20
$\langle W_h \rangle / V_{SL} \left(\frac{\text{mJ}}{\text{cm}^3 \cdot \text{Zyklus}} \right)$	2.2	4.4	6.6	8.8
$\langle W_h \rangle / I \cdot L \left(\frac{\text{mJ}}{\text{kAm} \cdot \text{Zyklus}} \right)$	3.4	6.8	10.2	13.6

(1b) Wirbelstromverluste:

Wirbelstromverluste entstehen im Normalleiter. Entscheidend bei den hier betrachteten Supraleitern ist, daß die eingelagerten getwisteten Filamente die induzierte elektrische Feldstärke und damit die verlusterzeugenden Wirbelströme nach Größe und Richtung stark modifizieren. Außerdem ist der Leiter elektrisch anisotrop, d.h. transversale und longitudinale Pulsfeldkomponenten B_t, B_l sind getrennt zu behandeln. Alle Beiträge sind jedoch proportional zu B^2 und können somit einfach summiert werden.

B_t , senkrecht zur Leiterachse:

In Abb. III.10a) sind die induzierten Ströme im Einzelleiter schematisch angegeben:

- Parallel zur Leiterachse fließt im Normalmetall mit dem spezifischen elektrischen Widerstand ρ_N der Strom j_p

$$j_p = B_t \cdot x / \rho_N \quad (\text{III.7})$$

Im quadratischen Einzelleiter (Kantenlänge a) wird dabei eine Leistung pro Leiterlänge

$$P_{e,p}/L = \dot{B}_t^2 \frac{a^4}{12\rho_N} \quad (\text{III.8})$$

dissipiert (die Korrekturen durch das Vorhandensein der Filamente ist bei den in Aussicht genommenen α -Werten hier vernachlässigbar).

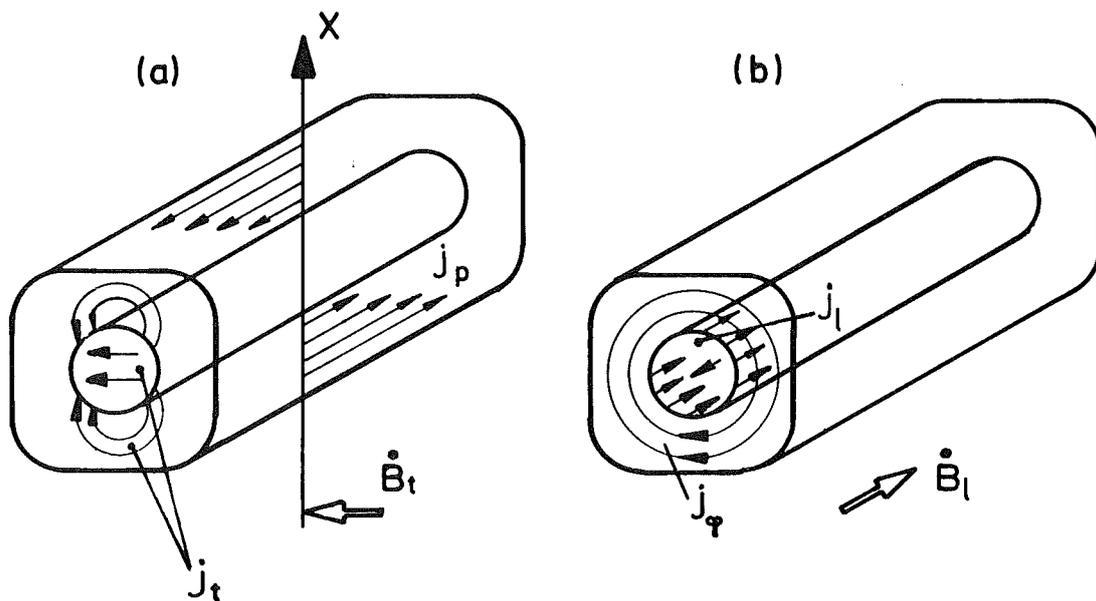


Abb. III.10: Schematischer Verlauf der im Einzelleiter (bestehend aus Multifilamentkern und Kupferumhüllung) induzierten Wirbelströme im
 a) transversalen Wechselfeld
 b) longitudinalen Wechselfeld

- Senkrecht durch das gewickelte Filamentbündel fließt ein homogener Querstrom in Richtung von \dot{B}_t

$$j_t = \dot{B}_t \frac{l_p}{2\pi} \frac{1}{\rho_{\text{eff}}} \quad (\text{III.9})$$

l_p : Twistlänge,

ρ_{eff} : effektiver elektrischer Querwiderstand des Filamentbündels; näherungsweise gilt $\rho_{\text{eff}} \approx \rho_N \frac{w+d}{w}$, wobei w = Abstand zwischen Filamenten, d = Filamentdurchmesser ist.

- Außerhalb des Filamentbündels fließen Querströme durch das Stabilisierungsmaterial

$$j_t(r) \approx \dot{B}_t \frac{l_p}{2\pi \rho_N} \frac{R}{r} \cdot \sin \phi, \quad (\text{III.10})$$

R: äußerer Durchmesser des Filamentbündels,

ρ_N : Widerstand des Stabilisierungsmetalls inklusive eventueller Lotschichten,

ϕ : Azimutwinkel.

Die induzierten Wirbelströme erzeugen Joule'sche Wärme. Pro Längeneinheit des Einzelleiters erhält man

$$P_{e,t}/L = \dot{B}_t^2 \left(\frac{l_p}{2\pi}\right)^2 \cdot R^2 \pi \left[\frac{1}{\rho_{\text{eff}}} + \rho_N \ln \left(\frac{a/2}{R}\right) \right]. \quad (\text{III.11})$$

Dieses Ergebnis läßt erkennen, wie die Größen des Einzelleiters a , l_p , R , ρ in die Wirbelstromverluste eingehen.

Bei vorgegebenem \dot{B}_t und ρ_N setzt der Beitrag P_e zu den Gesamtverlusten eine obere Grenze für a , und damit für den zulässigen Strom pro Einzelleiter. Bei dicken Filamentbündeln wäre zudem eine genügend kurze Twistlänge schwieriger herzustellen.

\dot{B}_1 , parallel zur Leiterachse:

Aus Abb. III.10b) geht hervor, welche Ströme von der parallelen Pulsfeldkomponente angeworfen werden.

- Um die Leiterachse fließt kreisförmig ein Wirbelstrom vorzugsweise im Stabilisierungsmetall

$$j_\phi \approx \dot{B}_1 \frac{r}{2\rho_N}, \quad (\text{III.12})$$

der Verluste

$$P_{e,1}/L \approx \dot{B}_1^2 \frac{\pi}{128\rho_N} \cdot \left(\frac{4a^2}{\pi}\right)^2 \quad (\text{III.13})$$

erzeugt.

- Die longitudinale Pulsfeldkomponente hat eine Kopplung der getwisteten Filamente zur Folge, die Anlaß zu zusätzlichen Verlusten gibt. Im Fall der Sättigung (Abschn. IV.2.3) sind diese frequenzunabhängig. Es gilt (pro Zyklus):

$$W_{f,1/L} = \Delta B_1 \frac{I_c \pi R^2}{2l_p} \quad . \quad (\text{III.14})$$

$W_{f,1/L}$ kann ein mehrfaches der Hystereseverluste ausmachen^{III.25)}.

Um diese Verluste zu reduzieren, wurde ein "alternierender Twist" vorgeschlagen, bei dem sich die Twistrichtung jeweils nach einer Alternierungslänge l_A umkehrt. Dann wird W_f frequenzabhängig mit einer Verlustleistung

$$P_{f,1/L} = \dot{B}_1^2 \pi^2 R^4 \frac{\pi}{6} \frac{d+w}{w \cdot \rho_{\text{eff}}} \cdot \left(\frac{l_A}{l_p}\right)^2 \quad , \quad (\text{III.15})$$

w : Zwischenraum zwischen Filamenten,

ρ_{eff} : Effektiver radialer spezifischer elektrischer Widerstand der Matrix im Filamentbündel; ρ_{eff} ist infolge resistiver Barrieren zwischen Filament und Matrix um einen Faktor 2-8 höher als ρ_N anzusetzen. l_A muß immer ein ganzzahliges Vielfaches von l_p sein.

(2) Zusatzverluste in Kabelleitern

Werden nicht vollständig gegeneinander isolierte Einzelleiter zu Kabeln oder Geflechten verarbeitet, so treten bei Wechselfeldbelastung Koppelströme zwischen den Einzelleitern auf. Für Kabel und unisolierte Geflechte ohne mechanische Verstärkung wurden diese Zusatzverluste berechnet^{III.27)}. Die Höhe der Verluste hängt von Übergangswiderständen ab und kann wesentlich zu den Gesamtverlusten beitragen (siehe auch Abschnitt IV.2.3).

Im folgenden werden die Zusatzverluste in einem um ein Edelstahlband verseiltes Kabel berechnet.

Der Verlauf der Wirbelströme im metallischen Trägerband wird durch die aufgelöteten supraleitenden Einzelleiter (in deren Richtung die elektrische Feldstärke E Null sein muß) bestimmt. Abb. III.11 veranschaulicht die Richtung von E, welche durch die zum Band senkrechte Pulsfeldkomponente \dot{B}_t induziert wird.

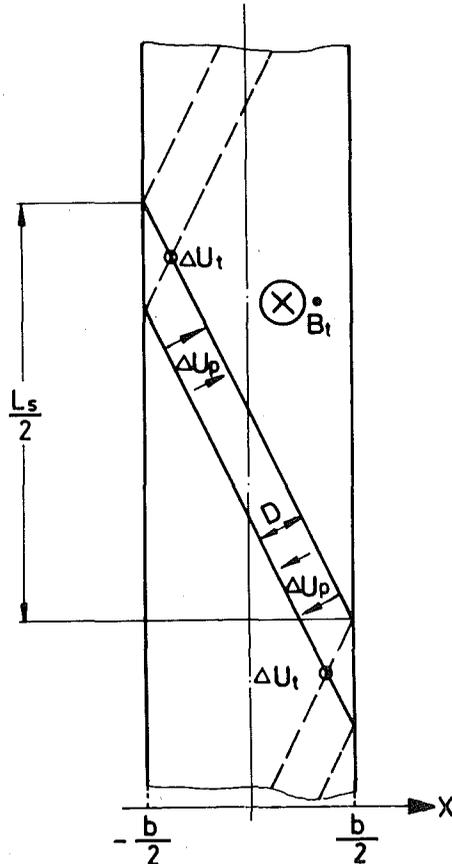


Abb. III.11:

In einem Flachkabel mit Trägerband induzierte elektrische Spannungen

L_s = Verseillänge

D = Leiterabstand

b = Breite des Bandes

ΔU_p = Spannungsdifferenz zwischen Einzelleitern

ΔU_t = Spannungsdifferenz zwischen Ober- und Unterseite

\dot{B}_t = transversales Wechselfeld

- Zwischen Einzelleitern mit Abstand D besteht eine Spannungsdifferenz ΔU_p , die eine Stromdichte j'_p parallel zur Bandoberfläche zur Folge hat:

$$j'_p = \frac{\Delta U_p}{D \rho_b} = \dot{B}_t \cdot \frac{x}{\rho_b} \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{L_s}{2b}\right)^2} \quad (III.17)$$

Die Wirbelstromverluste pro Leiterlänge erhält man durch Integration von $\rho_b j_p'^2$ über die Breite (isolierende Mittelebene angenommen):

$$P'_{e,p}/L = \dot{B}_t^2 \frac{c \cdot b}{12 \rho_b} \left[b^2 + \left(\frac{L_s}{2}\right)^2 \right] \quad (III.18)$$

L_s : Verseilllänge,
 b : Breite des Trägerbandes,
 c : Dicke des Trägerbandes,
 ρ_b : Spezifischer elektrischer Widerstand des Trägerbandes
 (Lot vernachlässigt).

- Bei fehlender isolierender Mittelschicht treibt die Spannungsdifferenz ΔU_t zwischen den Leitern auf Ober- und Unterseite des Bandes (Abb. III.11) gemäß

$$\Delta U_t = - \frac{1}{2} \dot{B}_t A(x) = - \frac{\dot{B}_t L_s}{2b} \cdot \left[\left(\frac{b}{2}\right)^2 - x^2 \right] \quad (\text{III.19})$$

einen Strom $j'_t = \frac{\Delta U}{\rho_b \cdot c}$ senkrecht durch das Band.

Integration über die Breite liefert die Joule'schen Verluste

$$P'_{e,t}/L = \dot{B}_t^2 \cdot \frac{L_s^2}{\rho_b c} \cdot \frac{b^3}{120} \quad (\text{III.20})$$

Aus einem Vergleich von (III.18) und (III.20) erhält man

$$P'_{e,t}/P'_{e,p} \approx \frac{2}{5} b^2/c^2 \gg 1 \quad (\text{III.21})$$

In flachen Trägerbändern ist es somit unvermeidbar, $P'_{e,t}$ durch Einfügen einer isolierenden Schicht im Trägerband, welche den Querstrom unterbindet, zu Null zu machen (s. (8) in Abb. III.12).

Aus Gl. (III.18) und (III.20) ist ebenfalls zu sehen, daß die Verseilllänge L nicht nur bezüglich der Leiterherstellung und mechanischen Stabilität, sondern auch bezüglich der Verluste ein wichtiger Parameter ist.

Pulsfeldkomponenten, die parallel zur Leiterachse oder senkrecht auf der Schmalseite des Bandes stehen, liefern nur vernachlässigbare Beiträge gegenüber den durch Gl. (III.18) bzw. (III.20) beschriebenen Verluste im Feld senkrecht zur Breitseite des Bandes.

III.2 Konzept für einen kryogen stabilisierten Kabelleiter

Basierend auf den oben durchgeführten Überlegungen wird ein Leiterkonzept vorgeschlagen, das

- geringe Wechselverluste
- mechanische Festigkeit durch Integration von Armierungsmaterial
- kryogene Stabilität
- Möglichkeit der forcierten Kühlung
- ökonomische Fertigbarkeit von Leiter und Spule

zu gewährleisten scheint.

III.2.1 Prinzipieller Aufbau eines Leiters

Der Betriebsstrom wird in der Größenordnung von ≥ 10 kA liegen, damit eine Schnellentladung ohne unzulässig hohe Entladespannung möglich ist. Die erforderlichen Supraleiterquerschnitte, die diesen Betriebsstrom auch im Bereich maximalen Feldes (~ 8 T bei einer Wicklung mit NbTi-Supraleiter) tragen müssen, bedingen solche großen Querschnitte an Stabilisierungsmaterial, daß eine kompakte Leiterkonfiguration wegen zu hoher Wirbelstromverluste nicht geeignet ist. Ferner dürften Herstellung eines solchen Kompaktleiters und Erzielen einer genügend kleinen Twistlänge auf erhebliche Schwierigkeiten stoßen.

Es wird deshalb vorgeschlagen, den erforderlichen Leiterquerschnitt, wie in Abb. III.12 dargestellt, auf eine größere Anzahl kleinerer Einzelleiter (1) aufzuteilen, die parallel geschaltet sind und zusammen um ein Trägerband (2) aus Stahl verseilt sind. Jeder Einzelleiter trägt einen Strom von einigen 100 A und ist für sich kryogen stabilisiert. Aus dieser Aufteilung resultiert eine Reihe von Vorteilen:

- Eine normalleitende Stelle in einem Einzelleiter bleibt wegen der thermischen Entkoppelung auf diesen beschränkt; die kryogene Stabilisierung sorgt dafür, daß diese normalleitende Zone in den supraleitenden Zustand zurückkehrt.

- Die gekühlte Leiteroberfläche ist groß, damit verringert sich der Bedarf an Stabilisierungsmaterial.
- Die Ströme im Einzelleiter bewegen sich in einer Größenordnung, wie sie in handelsüblichen Multifilamentleitern für AC-Anwendungen erreicht werden. Die Weiterentwicklung für die kryogene Stabilisierung kann als risikolos angesehen werden.
- Eigenfeldinstabilitäten^{III.26)}, die bei Strands mit großen Filamentzahlen ($\sim 10^4$) auftreten können sowie Eigenfeldverluste, die bei gepulstem Leiterstrom (in den Poloidalspulen) in sehr dicken Strands wesentlich werden^{III.24)}, spielen hier noch keine Rolle.
- Der Einzelleiter kann als Baustein für Gesamtleiter verschiedener Stromtragfähigkeit eingesetzt werden, die sich nur durch die Anzahl der verseilten Adern unterscheiden.

Um Bewegungen der verseilten Einzelleiter zu vermeiden, sind sie auf dem Trägerband fixiert. Von den Möglichkeiten Löten oder Kleben erscheint das Löten günstiger. Es wird erwartet, daß das Lot die beim Abkühlen und im Betrieb auftretenden Scherkräfte an der Verbindungsfläche bei Heliumtemperatur sicherer aufnimmt als ein Epoxydharz. Bei Verwendung eines Lotes mit hohem spezifischen Widerstand (Ag-Sn-Lot) sind keine ungünstigen Auswirkungen auf die Gesamtverluste zu erwarten.

Zwischen den Einzelleitern sind Zwischenräume vorgesehen, die einen Zutritt des Kühlmittels auch an den Seiten zulassen und damit die gekühlte Oberfläche vergrößern. Der Abstand wird durch mitverseilte Distanzdrähte (Durchmesser 0.5 bis 1 mm) aus rostfreiem Stahl o.ä. gesichert.

Zusammen mit den Einzelleitern werden mehrere Rechteckprofile aus Edelstahl als Abstandshalter (3) mitverseilt. Sie haben die Aufgabe, die am Leiter auftretenden radialen und azimutalen Kräfte auf die kräfteaufnehmende Struktur der Wicklung zu übertragen. Die Einzelleiter sind dadurch entlastet. In Abb. III.12 ist diese Struktur der Wicklung, bestehend aus mitgewickelten

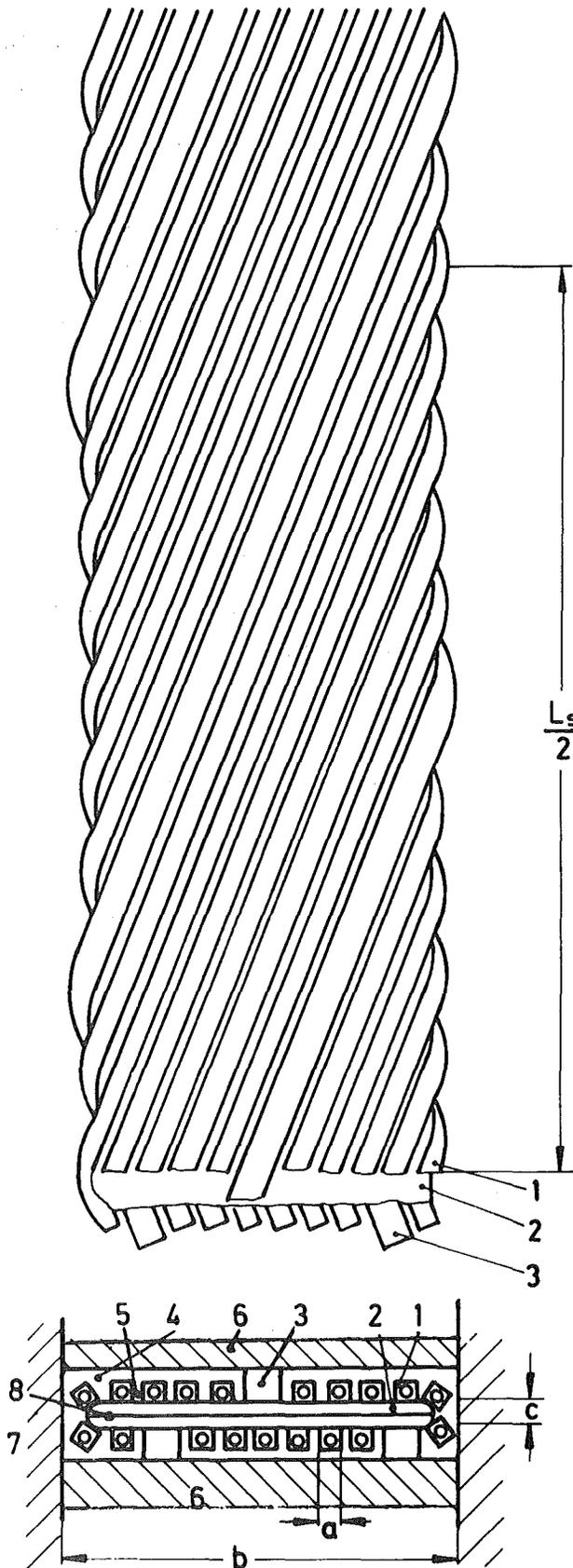


Abb. III.12:

Aufbau eines Kabels

- 1 - Einzelleiter
- 2 - Trägerband
- 3 - Abstandshalter (Edelstahl)
- 4 - Kühlkanal
- 5 - Distanzdraht (Edelstahl)
- 6 - äußere Armierung (Edelstahl)
- 7 - seitliche Verstärkung
- 8 - elektrische Isolation

Stahlbändern zur Aufnahme der magnetischen Reifenkräfte und seitlichen Platten (7) mit dargestellt. Der Leiter wird zwischen den seitlichen Platten zu Pancake-Spulen gewickelt. Alternativ kann der Leiter auch von einem Rechteckrohr ummantelt werden, das das Kühlmittel führt und einen Teil der Zugkräfte mit übernimmt. Die mitverseilten Abstandshalter sind so bemessen, daß die stromführenden Einzelleiter beinahe zu $3/4$ von Helium umgeben sind. Entlang des Leiters bildet sich ein spiralförmig verlaufender Kühlkanal (4) aus.

Das zentrale Stahlband des Leiters dient als Kern für das Verseilen der Einzelleiter und kann einen Teil der Reifenkräfte aufnehmen. Verlusterzeugende Koppelströme, die die senkrecht zum Leiter stehende Komponente des gepulsten Feldes quer durch das Trägerband treiben würde, müssen im Interesse geringer Wirbelstromverluste kleingehalten werden (siehe Kap. III.1.4). Zu diesem Zweck ist die Mittelebene des Trägerbandes unterbrochen durch eine isolierende Oxid-, Lack- oder Folienschicht (8) etc. Das Trägerband kann aus zwei einzelnen Bändern, durch Falten eines breiten Bandes oder Plattwalzen eines Rohres hergestellt werden. Aus Verlustgründen ist nur ein Material geringer elektrischer Leitfähigkeit geeignet.

III.2.2 Aufbau des Einzelleiters

Der vollstabilisierte Einzelleiter hat eine Stromtragfähigkeit von einigen 100 A beim maximalen Fluß (8 T auf der inneren Lage der Toruswicklung). Er besteht aus einem zentralen Kern in Form eines Bündels supraleitender Filamente, eingebettet in eine normalleitende Matrix, mit einem Querschnittsverhältnis $\alpha_{\text{Strand}} = NL : SL \approx (1 \text{ bis } 2) : 1$, und dem umgebenden Normalmetall, mit dem ein für die kryogene Stabilisierung nötiges Verhältnis $\alpha = NL : SL$ erreicht wird (Abb. III.13a).

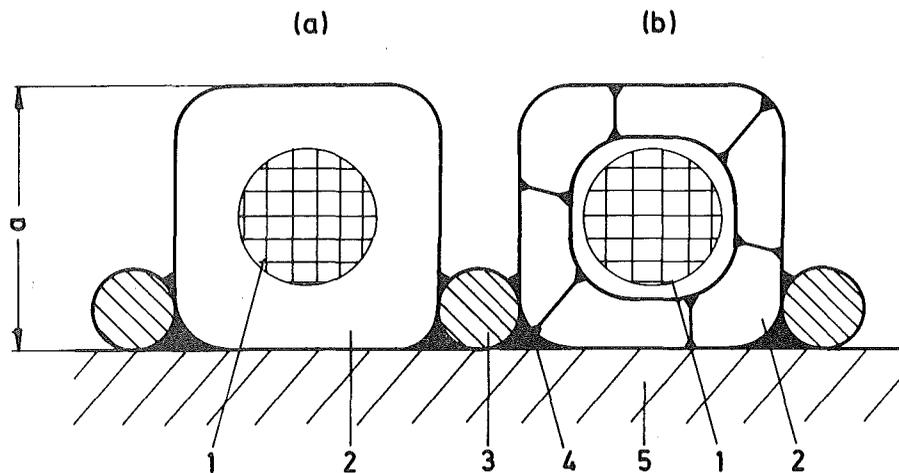


Abb. III.13: Aufbau eines Einzelleiters

a) kompaktes Stabilisierungsmaterial

b) aufgelötetes Stabilisierungsmaterial

1 - Multifilamentkern

2 - Stabilisierungsmaterial

3 - Distanzdraht

4 - AgSn-Lot

5 - Trägerband

Als Leiterkern kann ein für AC-Anwendungen geeigneter Multifilamentdraht mit Radius R , bestehend aus dünnen NbTi-Filamenten ($d \approx 5 - 10 \mu\text{m}$) und einer Kupfermatrix dienen. Gegenwärtige Entwicklungen lassen erwarten, daß in Zukunft auch Filamente aus A15-Material (Nb_3Sn , V_3Ga , Nb_3Al u.a.) zur Erzielung höherer Felder (12 T) sowie Matrix- und Stabilisierungsmaterial in Form von reinem, hochleitendem Aluminium verfügbar sein werden.

Aus Kostengründen^{III.28)} braucht das Stabilisierungsmaterial nicht durch den gesamten Drahtziehprozess geschleust werden, sondern wird erst um den fertigen Multifilamentdraht in Form einer Anzahl von Kupfer- (evtl. Al-) Drähten verseilt, mit einem gutleitenden Lot (Sn, Pb-Sn-Lot) verlötet und auf den endgültigen Vierecksquerschnitt gewalzt (Abb. III.13b). Dies hat zudem den Vorteil, daß die sich radial ausbildenden Lotschichten als Barrieren für azimuthale Koppelströme wirken, ohne die Wärmeableitung und damit die Stabilisierung merkbar zu verschlechtern.

III.2.3 Dimensionierung des Einzelleiters

Zur Auslegung des Einzelleiters wird zunächst das Stekly-Kriterium benutzt

$$\frac{I^2}{A_N} \cdot \rho_N = \frac{(j_{SL} \cdot A_{SL})^2}{A_N} \cdot \rho_N \leq q \cdot P. \quad (\text{III.22})$$

Bei einem auf 3 Seiten gekühlten, quadratischen Einzelleiter der Kantenlänge a erhält man aus Gl. (III.22) wegen

$$p = 3 a \text{ und } A_N = \frac{a^2}{1+1/\alpha}$$

ein $A_N : A_{SL}$ -Verhältnis α von

$$\alpha = \left(\frac{j_{SL}^2 \cdot a}{3 h} \cdot \rho_N + 1/4 \right)^{1/2} - \frac{1}{2} .$$

j_{SL} ist durch die kritische Stromdichte des Supraleiters im Bereich des höchsten Feldes und der höchsten auftretenden Betriebstemperatur (bei forcierter Kühlung) bestimmt. Es wird für

$$\text{NbTi: } j_{SL} = j_c (8 \text{ T, } 5 \text{ K}) = 30 \text{ kA/cm}^2$$

gewählt. Für ρ_N ergibt sich bei Benutzung von gehärtetem Kupfer

$$\rho_N = 5 \cdot 10^{-8} \text{ } \Omega\text{cm} \quad (\text{RRR bei } B = 0 \text{ von } 60).$$

Für den Wärmeübergang q wird ein Wert von

$$q = 0.2 \text{ W/cm}^2 \quad \text{eingesetzt.}$$

Leiterstrom I und das Cu/SL-Verhältnis lassen sich nun als Funktion der Leiterbreite errechnen. Die resultierenden Werte sind in Tabelle III.3 dargestellt.

Tab. III.3: Gesamtstrom I, α und Stromdichte j_{EL} im Einzelleiter als Funktion der Leiterbreite a

a [cm]	0.1	0.15	0.2	0.3	0.5
α	2.3	2.9	3.4	4.3	5.6
I [A]	90	170	270	510	1140
j_{EL} [A/cm ²]	9000	7550	6750	5670	4560

Wirbelstromverluste im Einzelleiter

Es wird angenommen, daß der Anstieg des von Poloidalspulen und Plasmastrom erzeugten Feldes in 1 sec erfolgt, und daß der Leiter während dieser Zeit im Mittel einem $\dot{B} = 0.35$ T/sec ausgesetzt ist, dessen Richtung zur Leiterachse entlang der Toruswicklung variiert.

Es sollen die Wirbelstromverluste pro Längeneinheit als Funktion der Leiterbreite a in einem Modelleiter (Einzelleiter) betrachtet werden, für den folgende Daten angenommen werden:

$$\text{Radius des Kerns } R = a \left[\frac{\alpha_{\text{strand}} + 1}{(\alpha + 1) \cdot \pi} \right]^{1/2}$$

(α_{strand} ist das NL : SL-Verhältnis im Filamentbündel).

$\rho_N = 3 \times 10^{-8}$ Ωcm (kaltverformtes Kupfer mit RRR = 50 bei $\langle B \rangle = 2$ T⁺); keine resistiven Barrieren in Matrix- und Stabilisierungsmaterial),
 $\rho_{\text{eff}} = 6 \cdot \rho_N$, $\alpha_{\text{strand}} = 1.4$, $\langle I_c \rangle = 3.8 \cdot I_c$ (8 T), $\frac{d+w}{w} = 3$,
 $l_p = 1.5$ cm, $l_A/l_p = 2$.

⁺) Hier geht das relativ kleine Restwiderstandsverhältnis (RRR) des Stabilisierungsmaterials günstig in die Verluste ein. Auch im Niedrigfeldbereich der Wicklung bleibt RRR unter 60.

Wie Tab. III.4 zeigt, sind bei den angenommenen Parametern die gesamten Wirbelstromverluste im transversalen ($\sum P_t$) und longitudinalen Pulsfeld ($\sum P_l$) pro $\text{kA}\cdot\text{m}$, über die Toruswicklung gemittelt, etwa gleich. Vorausgesetzt ist allerdings alternierender Twist, welcher für eine günstige Verlustbilanz unerlässlich ist. P_t kann durch radiale resistive Barrieren in Matrix und Stabilisierungsmetall und kürzere Twistlänge weiter reduziert werden.

Alle angegebenen Leistungen gelten während der Zeit t_a des linearen Feldanstiegs, d.h. in der Aufheizphase des Pasma. Da alle Wirbelstromverlustbeiträge proportional zu \dot{B}^2 sind, werden in der Flat-top-Phase und bei einem langsamen Feldabbau nur noch vernachlässigbar kleine Wirbelstromverluste hinzukommen. So kann die pro Zyklus dissipierte Energie $W_e \approx P_e \cdot t_a$ mit den vom Leiterkonzept unabhängigen Hystereseverlusten (Tab. III.2) verglichen werden.

Der Vergleich zeigt, daß Einzelleiterbreiten von 0.2 bis 0.3 cm nicht überschritten werden sollten. Kleine Einzelleiter sind auch aus Gründen der Eigenfeldverluste (bei Poloidalspulen), der Eigenfeldinstabilität und der erreichbaren α -Werte (Stromdichte!) von Vorteil.

Wegen des \dot{B}^2 -Gesetzes verschlechtert sich die Verlustsituation, wenn der Feldanstieg durch eine Zündphase mit hohem \dot{B} eingeleitet wird. Bei einem Feldverlauf

$$0 \xrightarrow{0.1 \text{ sec}} B/2 \xrightarrow{0.9 \text{ sec}} B$$

z.B. steigen die Wirbelstromverluste pro Zyklus ca. um einen Faktor 3.

Tabelle III.4: Wirbelstromverluste im Einzelleiter

a [cm]	Formel	0.1	0.15	0.2	0.3	0.5
α		2.3	2.9	3.4	4.3	5.6
I [A]		90	170	270	510	1140
R [cm]		0.048	0.066	0.083	0.114	0.17
$P_{e,p}/L [10^{-6} \cdot \frac{W}{cm}]$	III.8	0.34	1.7	5.4	2.7	210
$P_{e,t}/L [10^{-6} \cdot \frac{W}{cm}]$	III.11	3	9.2	17.5	41	116
$P_{f,l}/L^{+}) [10^{-6} \cdot \frac{W}{cm}]$	III.15	50	160	370	1250	5560
$P_{f,l}/L^{++}) [10^{-6} \cdot \frac{W}{cm}]$	III.15	2.6	8.5	21	77	352
$P_{e,l}/L [10^{-6} \cdot \frac{W}{cm}]$	III.13	0.15	0.8	2.6	13	100
$\{P_t/I \cdot L [10^{-3} \cdot \frac{W}{kA m}]$		3.7	6.5	8.3	13.3	28.7
$\{P_l/I \cdot L^{++}) [10^{-3} \cdot \frac{W}{kA m}]$		3.1	5.6	8.8	17.6	39.5

+) Nicht alternierender Twist,

++) Alternierender Twist.

III.2.4 Parameter eines 10 kA-Modell-Leiters für Torusspulen

Die Breite b des Trägerbandes und somit des gesamten Leiters richtet sich nach Dimensionen und Anzahl der Einzelleiter und damit nach dem Gesamtstrom des Leiters.

Ein Modelleiter für 10 kA bei 8 T soll 20 Einzelleiter mit einer Breite $a = 0.3$ cm besitzen. Zwischen diesen wird ein Abstand von 0.1 cm eingehalten, insgesamt sind 5 Distanzprofile mit einem Querschnitt 0.4×0.4 cm² mit verseilt. Das Trägerband mit isolierender Mittelebene ist 5 cm breit und 0.3 cm dick. Hieraus resultiert eine über den gesamten Leiter (ohne äußere Umhüllung aber inklusive Trägerband und Heliumraum) gemittelte Stromdichte $j_L \approx 1.6$ kA/cm² (Bei $j_{SL} = j_c(8 T, 5 K) = 30$ kA/cm²).

In Tabelle III.5 werden die Verluste im Trägerband $W'_{e,p}$, in Abhängigkeit von der Verseillänge, verglichen mit den Hystereseverlusten $\langle W_h \rangle$ und gesamten Wirbelstromverlusten $\langle W_e \rangle$ pro Zyklus in den 15 Einzelleitern. Es wurde ein Filamentdurchmesser von 10 μ m und $T = 4,2$ K über die gesamte Spule angenommen. Die größere Länge der Einzelleiter durch das Verseilen ist durch einen Faktor $[1 + (2b/L_s)^2]^{1/2}$ berücksichtigt.

Tabelle III.5: Verluste in einem 10 kA-Leiter

L_s [cm]	10	20	30	50
$\langle W_h \rangle / L$	190	170	150	140
$\langle W_e \rangle / L$	430	380	340	320
$W'_{e,p} / L$	10	25	50	130

} $\left[\frac{\text{mJ}}{\text{m} \cdot \text{Zyklus}} \right]$

Für den spezifischen Widerstand des Trägerbandes wurde $\rho_b = 0.75 \cdot 10^{-4} \Omega \text{cm}$ eingesetzt.

In den Bereichen der Toruswicklung, in denen der Leiter nur im wesentlichen longitudinales \dot{B} sieht, kann $W'_e \approx 0$ gesetzt werden. Wie Tab. III.5 zeigt, können die Zusatzverluste in einem Trägerband mit Isolation in erträglichem Rahmen gehalten werden. Bei einem massiven Trägerband wäre dies nicht der Fall, da nach Gleichung (III.21) die Zusatzverluste dann um über einen Faktor 100 höher wären.

Eine Verringerung der Wirbelstromverluste im Normalmetallmaterial erscheint noch wünschenswert. Wie schon erwähnt ist dies für den transversalen Fall durch radiale resistive Barrieren in Matrix und Stabilisierungsmaterial (z.B. CuNi) möglich. Für den longitudinalen Fall gibt es Anzeichen, daß die Theorie zu pessimistisch ist und damit geringere Verluste auftreten (siehe Abschn. IV.2.3).

Eine andere Möglichkeit der Reduzierung der Verluste besteht darin, nicht den gesamten Leiter für den Betrieb am Ort des höchsten Feldes auszulegen. Vielmehr kann in den äußeren Lagen der Toruswicklung bei abnehmendem Feld der Supraleiterquerschnitt reduziert werden. Dies geschieht am einfachsten durch einen Aufbau jeder Spule aus mehreren (2-4) Leiterstücken mit unterschiedlichen Daten (z.B. Zahl der Einzelleiter), die dem jeweils am Leiter herrschenden Feld angepaßt sind. Das Gesamtvolumen am Supraleiter wird somit erheblich geringer (Faktor ~ 2) und somit nach Gl. (III.4) die Hystereseverluste, allerdings kommen Probleme und ohm'sche Zusatzverluste durch die nötigen Leiterverbindungen hinzu.

Abschließend sollen noch einige Probleme genannt werden, die bis zu der Verwirklichung des Konzeptes gelöst werden müssen. Dies sind zunächst fertigungstechnische Fragen wie z.B. Verlötung des Leiters und Fixierung des Leiters in einer äußeren Ummantelung. Zum Betriebsverhalten sind noch weitere Untersuchungen z.B. bezüglich des Kühlkonzeptes und der Belastbarkeit der Verlötungen notwendig.

III.3 Leiter für TESPE

TESPE ist ein toroidaler Spulenverband mit sechs Einzelspulen, der als flexibel ausgelegter Versuchsaufbau der experimentellen Absicherung von Auslegungsdaten großer Torusmagnete dienen soll. Seine Hauptparameter sind:

Torusradius	$R_o = 0.43 \text{ m}$
Horizontale Bohrung	$2a = 0.54 \text{ m}$
Wickelquerschnitt je Spule	$F_w = 11.8 \times 19.4 \text{ cm}^2$
Stromdichte in der Wicklung	$\bar{j} = 7.6 \text{ kA/cm}^2$
gespeicherte Energie	$E_{\text{tot}} = 9.4 \text{ MJ}$
Max. Feld am Leiter	$B_{\text{max}} = 7.5 \text{ T bei } 7 \text{ kA}$
Zentralfeld	$B_o = 4.5 \text{ T,}$

Abb. III.14 veranschaulicht den prinzipiellen Versuchsaufbau,

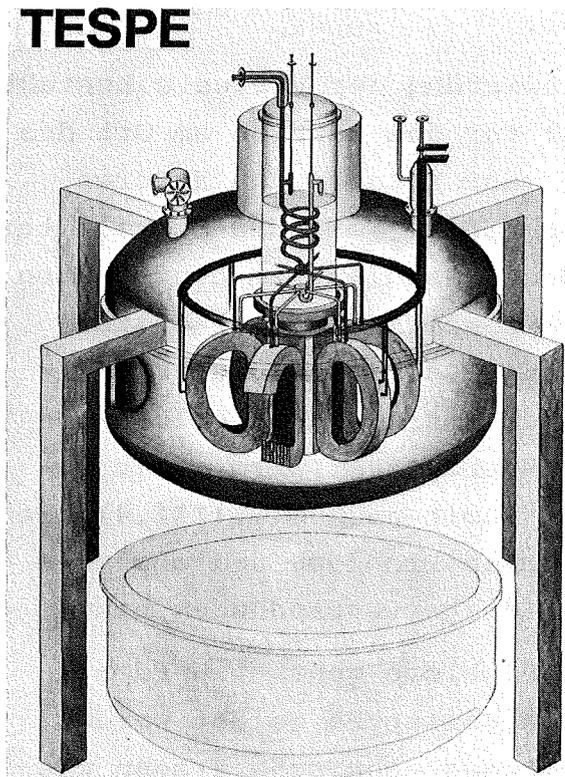


Abb. III.14:

Prinzipieller Versuchsaufbau von TESPE

der sich dadurch auszeichnet, daß alle Spulen sowie die mechanischen Abstützungen in einem gemeinsamen Vakuumgefäß untergebracht sind und sich auf einem Temperaturniveau befinden.

Dadurch wird die Untersuchung der Spannungszustände in den Spulen bei verschiedenen Betriebs- und Störfällen erleichtert. Einzelne Spulen sind austauschbar, so daß weiterentwickelte Leiter in Form von Einsatzspulen getestet werden können. Es ist eine Kühlung der Spulen mit He-Zwangsströmung vorgesehen. Durch den flexibel ausgelegten Aufbau bietet TESPE die Möglichkeit, Verlustmessungen und Stabilitätsuntersuchungen an einer so komplexen Struktur, wie es der Torus ist, durchzuführen.

Der für TESPE zunächst zu verwendende NbTi-Leiter ist nahezu fertig entwickelt und soll ein erster Schritt zum Fusionsleiter sein, wobei die unter III.1 angeführten Kriterien nach dem heutigen Stand der Technik berücksichtigt werden. Die Parameter dieses Flachseils lauten wie folgt:

Einzeleiter:

Einzeleiterdurchmesser	. 1.45 mm
Anzahl der S.L. Filamente	1710
Filamentdurchmesser	~ 20 µm
Twistlänge	24 mm
Restwiderstandsverhältnis	100
Cu: SL -Verhältnis	2:1
Matrixmaterial	Cu

Flachseil:

Anzahl der Einzeleiter	24
Kern als Falzband aus Inconel	1.5 x 15 mm ²
Außenabmessungen ohne Isolation	3.6 x 17.6 mm ²
Kritischer Strom (8T; 4,2K) unter dynamischer Zugbelastung (14 kN)	8 kA
Verlötung	AgSn
Isolation im Kern	Kaptonfolie oder MgO

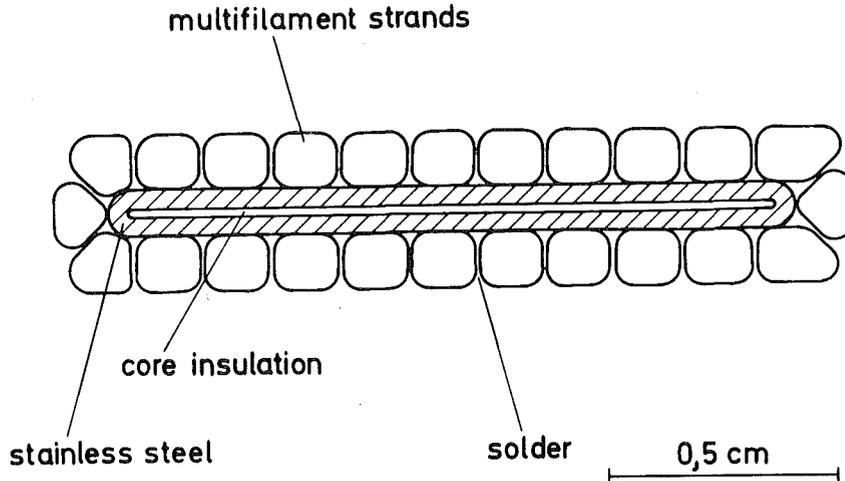


Abb. III.15: Aufbau des TESPE-Leiters

Abb.III.15 zeigt den Leiterquerschnitt. Die Hauptmerkmale dieses Leiters sind:

- Verwendung von konventionellem Einzelleitermaterial mit $\alpha = 2$
- Die Twistlänge ergab sich aus einer Minimierung der transversalen und longitudinalen Wirbelstromverluste, da ein alternierender Twist aus fertigungstechnischen Gründen noch nicht zur Verfügung steht.
- Verseilung um einen Falzkern aus Inconel, der erstens longitudinale Zugkräfte aufnimmt, zweitens als Träger für den Verseilprozess der 24 Einzelleiter notwendig ist.
- Der Inconel-Kern enthält eine Isolationsschicht
- Die Fixierung der Einzelleiter erfolgt mit einem AgSn-Lot, das gleichzeitig den Querwiderstand verringert.
- Wegen der erforderlichen hohen Stromdichte ist keine kryogene Stabilisierung möglich.

Der TESPE-Leiter ist so ausgelegt, daß sich seine kritischen Daten bei einer dynamischen Zugbelastung von bis zu 14 kN nicht ändern sollen, wobei mit einer Dehnung von etwa 0.2 % gerechnet wird. Das entspricht einer mittleren Zugspannung von $2 \cdot 10^8 \text{ Nm}^{-2}$. Über die Dimensionen des Leiterkerns ist die Zug-

belastbarkeit des Leiters leicht beeinflussbar.

Die im Leiter zu erwartenden AC-Verluste entsprechen für den Einzelleiter denen in Kap. III.1.4 berechneten. Lediglich die im Seil auftretenden Verluste lassen sich z.Zt. noch nicht berechnen, da nicht klar ist, welcher Querwiderstand des Leiters durch Lotverguß erreichbar ist. Es ist angestrebt diesen Verlustanteil in dieselbe Größenordnung zu bringen, wie die Hysterese-Verluste.

IV. LEITERUNTERSUCHUNGEN

IV.1 Problem- und Aufgabenstellungen

Untersuchungen an heute baubaren Magneten zeigen Effekte auf, die darauf hindeuten, daß bei weitem noch nicht alle Vorgänge in einer supraleitenden Wicklung bzw. im Supraleiter selbst verstanden werden. So zeigen z.B. Magnete mit teilstabilisierten Leitern (geringes Cu/SL-Verhältnis) mitunter die unangenehme Eigenschaft, daß beim ersten Betrieb eine Reihe von vorzeitigen Normalübergängen auftritt und man sich nur allmählich dabei dem $J_c(B)$ -Kurzprobenwert des Supraleiters nähert. Im allgemeinen verläuft dieses "Training" irreversibel und kann nach dem Einfahren als abgeschlossen gelten. Bei gespeicherten Energien bis zu einigen 100 kJ sind vorzeitige Normalübergänge noch ohne Schaden für den Magneten beherrschbar, wenn ein entsprechend angepaßtes Schutzsystem (Energieauskopplung mit Quenchedetektor) vorhanden ist.

Nicht alle Ursachen für dieses "Trainingsphänomen" sind bis heute bekannt. Eine Reihe von physikalischen Effekten, wie Schallemission und Flußsprünge, die einem vorzeitigen Normalübergang vorausgehen bzw. diesen einleiten, deuten auch auf Ursachen hin, die im Supraleiter selbst liegen. Training und damit im Zusammenhang stehende Phänomene waren bisher nur in Magneten beobachtbar. Damit ist auch die Aufgabenstellung für Leiteruntersuchungen klar, nämlich die Detailkenntnisse im dynamischen Verhalten so weit zu erweitern, daß sich das wesentliche Betriebsverhalten eines großen supraleitenden Magneten voraussagen läßt.

Für den Supraleiter bedeutet es zunächst, für den Anwendungsbereich im Magnetbau relevante Parameter und physikalische Meßgrößen zu definieren. Es besteht hier die Aufgabe, diese Vorgänge in kleinen, variablen Anordnungen nachzubilden und meßtechnisch zu erfassen.

Ein anderer Fragenkomplex, der mit zum dynamischen Verhalten des Supraleiters gehört, ist die elektrische Stabilisierung des Supraleiters durch normalleitendes Matrixmaterial. Die in Abschnitt III.1.3 diskutierten Stabilitätskriterien gehen von idealisierten Konfigurationen für den gekühlten Leiter aus. Da die realen Bedingungen z.B. Wärmeübergänge, Wärmeleitung und elektrische Widerstände für die meist komplizierten Konfigurationen nicht exakt genug erfaßt werden können, sind Stabilitätsmessungen an Leiterstücken unter möglichst genauer Nachbildung der realistischen Verhältnisse in späteren Wicklungen für Fusionsmagnete unbedingt erforderlich.

Die im Fusionsmagnetbau angestrebten Stromstärken in der Größenordnung 10 - 20 kA lassen Probleme der Stromverteilung im Supraleiter an Bedeutung gewinnen. Aus Experimenten weiß man, daß die Stromdichteverteilung im Supraleiter nicht homogen ist, was bei dicken, hohe Ströme tragenden Supraleitern zu instabilem Verhalten führen könnte. Die Stromverteilungsvorgänge beim Einspeisen von Strom aus einem Normalleiter in den supraleitenden Draht und die Stromverteilungsvorgänge im supraleitenden Komposit bei örtlichen und zeitlichen Feldänderungen sind noch weitgehend unbekannt.

Zusammenfassend ergeben sich entsprechend den Anforderungen in zukünftigen Fusionsmagneten bezüglich

- mechanischer Belastung (Zug, Kompression, Scherung),
- AC-Verlustverhaltens (longitudinale und transversale Feldkomponenten, alternierender Twist, u.a.),
- Kühlbedingungen (Komponenten der Zwangskühlung, Stabilitätsverhalten bei Störungen, u.a.)

folgende Aufgaben für Leiteruntersuchungen:

- Dynamische mechanische Belastungen am Supraleiter.
In Ergänzung statische Messungen in Grenzfallsituationen.
- Simulierung der im Magneten vorkommenden Vorgänge in kleineren Einheiten zum Studium und zur meßtechnischen Erfassung von die Supraleitung zerstörenden Vorgängen. Da vorzeitige Normalübergänge offenbar in besonderem Maße in großen Magneten auftreten, bietet sich hier z.B. an, die kombinierte Wirkung von Lorentzkraften und mechanischen Kräften an kreisförmigen Drahtproben mit großem Radius in einem externen Feld zu untersuchen.
- Dynamik des Flußeindringens und der Flußverteilung im technischen Supraleiter. Bedingungen für das Entstehen von Flußlawinen mit anschließendem Normalübergang.
- Studium des AC-Verlustverhaltens bei longitudinalen und transversalen Feldkomponenten. Ergänzungsmessungen über Materialdaten zur Berechnung von Verlusten, z.B. Messung von Querwiderständen in der Matrix über die Bestimmung der internen Zeitkonstanten.
- Stromverteilungsuntersuchungen am supraleitenden Draht und an Kabelproben.
- Untersuchung interner Störgrößen (z.B. Flußsprünge) und deren externe Auswirkung auf Auslösung von Normalleitung.
- Entwicklung von Methoden zur Messung von Stabilitätsverhalten von Supraleitern. Erstellung quantitativer Zusammenhänge zwischen Störgrößen und Stabilisierungsmaßnahmen.
- Auswirkung der Herstellungsprozesse auf das Verhalten der Supraleiter: Matrix, Kaltverformung, Wärmebehandlung, Inhomogenitäten, Legierungszusammensetzung.

Ziel dieser Untersuchungen ist, daß der Supraleiter in all seinen Verhaltensweisen ingenieurmäßig kalkulierbar wird.

Nachfolgend werden heute übliche Leiteruntersuchungsmethoden am Beispiel der im IEKP vorhandenen Versuchsaufbauten und die damit erzielbaren charakteristischen Ergebnisse kurz beschrieben. Im Vergleich mit den obengenannten Zielsetzungen von Leiteruntersuchungen resultieren Überlegungen zu einem Leiterteststand, in dem dann die jeweiligen Zwischen- und Endprodukte der Leiterentwicklung geprüft werden können.

IV.2. Existierende Meßanordnungen und typische Meßergebnisse

IV.2.1 I_c -Messungen

Die kritische Stromdichte ist eine Funktion der Temperatur T , der lokalen magnetischen Induktion B und der Struktur des stromtragenden Materials. Um genügend hohe kritische Stromdichten zu erreichen, müssen die pinningwirksamen Defektstrukturen im Leiter optimal ausgebildet sein. Dies erzielt man z.B. bei Nb-Ti-Legierungen durch Kaltverformungen und Wärmebehandlungen, bei denen Versetzungen und normaleitende Ausscheidungen bestimmter Größe und Anordnungen im Supraleitermaterial erzeugt werden. Zur Auswahl von geeigneten Supraleitern und zur Simulation von Magnetbetriebsbedingungen sind I_c -Messungen an Probeleitern und Spulen notwendig.

Die I_c -Messungen sollen in Abhängigkeit von folgenden Parametern durchgeführt werden: magnetische Induktion B , Temperatur T , Winkel θ zwischen B und I , Bestrahlungsdosis D und Zugbelastungen σ (s. Abschn. IV.2.2). In den bei solchen Messungen aufgenommenen U-I-Diagrammen (s. Abb. IV.1a) sind folgende Meßgrößen charakteristisch für das Verhalten der Supraleiterproben:

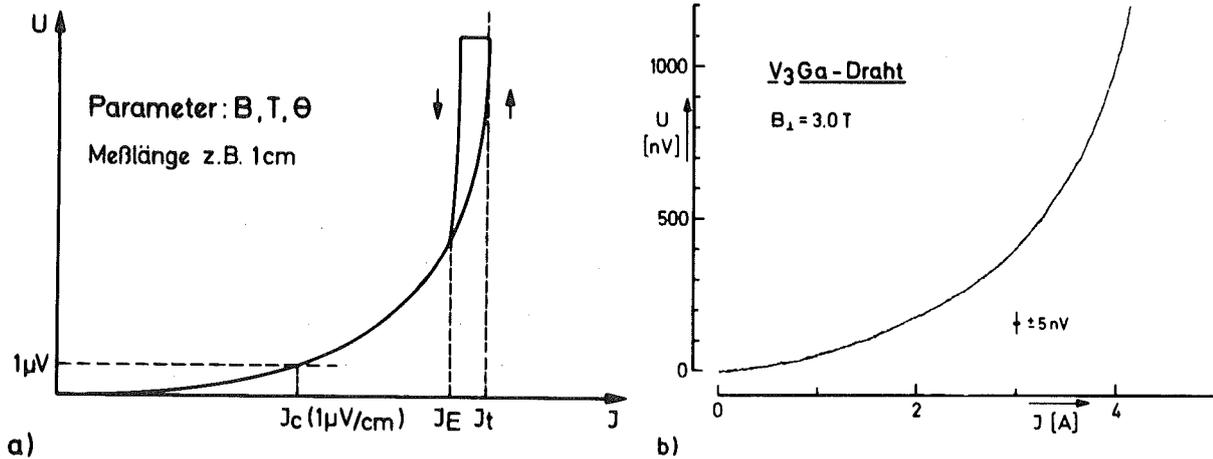


Abb. IV. 1a: Schematisches U-I-Diagramm für einen Hochfeld-supraleiter mit charakteristischen Meßgrößen: Kritischer Strom I_C , Erholungsstrom I_E und "Take-off"-Strom I_t .

Abb. IV. 1b: U-I-Diagramm einer V_3Ga -Mehrkernleiterprobe mit 360 Filamenten (Drahtaußendurchmesser 0.255 mm, BNL) bei $B = 3$ T zur Demonstration des Auflösungsvermögens der Nanomat-Anlage.

- (1) $I_C = I_C(B, T, \theta, D, \sigma)$ mit Auswertung z.B. bei $1 \mu V/cm$,
- (2) Erholungsstrom I_E ,
- (3) "Take-off"-Strom I_t .

Mitunter ist es für die Beurteilung des Stabilisierungsverhaltens der supraleitenden Probe von Bedeutung, den unteren Teil des resistiven Übergangs auf Reversibilität zu überprüfen. In vielen Fällen interessiert auch der elektrische Widerstand ρ bzw. das Restwiderstandsverhältnis $\rho(300 K)/\rho(4.2 K)$ von Kompositleitern.

Um die Relevanz dieser Messungen zu sichern, ist die Einhaltung bestimmter Experimentierbedingungen notwendig. So benötigt man z.B. genaue Messungen eventueller Temperaturerhöhungen der Leiterproben bei Stromdurchgang, um $I_C(B, T)$ definiert angeben zu können. Ein weiteres Problem stellen die sogenannten Stromspeisungseffekte dar. Stromkontaktierungsstellen und Meßstrecke mit Spannungsabgriffen sollten wegen lokaler Temperaturerhöhungen möglichst weit voneinander entfernt liegen. Die entsprechenden Übergangswiderstände sind klein zu halten ($\lesssim 10^{-8} \Omega$), d.h. ausreichend große Lötängen werden gefordert. Als weitere Bedingungen sind Stabilisierungsmaßnahmen (u.a. gegen Leiterbewegungen) zu nennen.

Dabei haben sich folgende Methoden für kritische Strommessungen entwickelt:

- (1) direkte Messung an Kurzproben (Standardverfahren),
- (2) induktive Messung an (a) einlagigen Sekundärspulen im Kurzschlußbetrieb (Probe als Kurzschlußwindung) und (b) mehrlagigen Sekundärspulen mit Eigenfeld, d.h. unter Kraftbelastung.

Während die Kurzprobenmessungen (1) in den meisten Fällen zur Festlegung der I_C -Istwerte als Herstellungsparameter herangezogen werden, finden die I_C -Messungen nach (2) ihren Anwendungsbereich in Untersuchungen von Trainingseffekten und Quenchausbreitungen. Beide Meßmethoden ergänzen sich jedoch und liefern innerhalb ihrer Nachweisgenauigkeiten gleiche I_C -Werte.

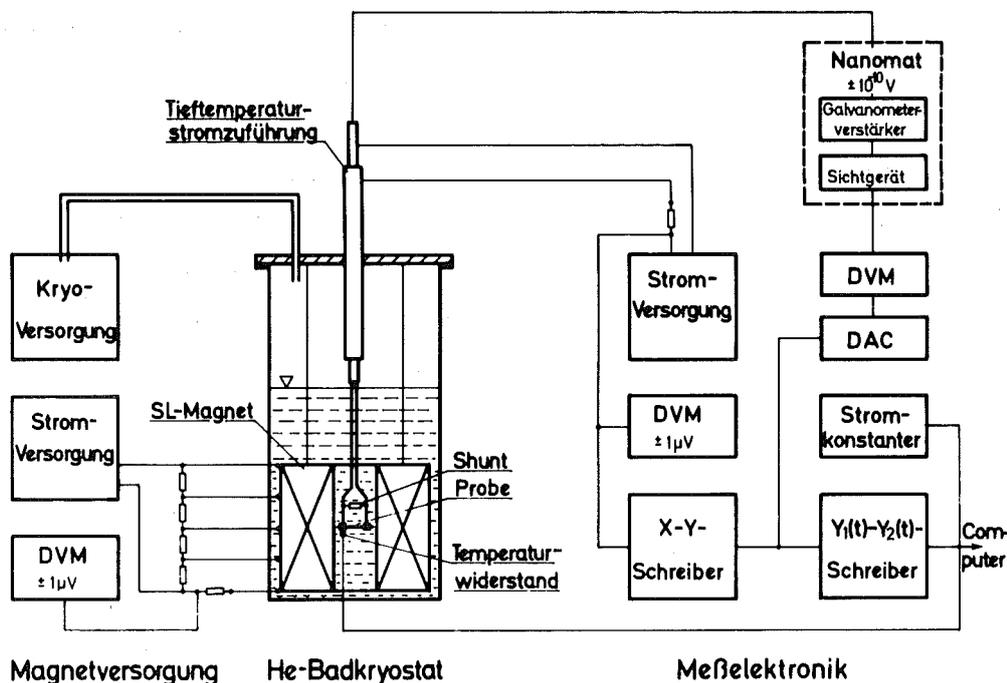


Abb. IV.2: Schematischer Meßaufbau für kritische Strommessungen an Kurzproben.

Nach (1) wird der kritische Strom I_C der Supraleiterproben in einer direkten Gleichstromanordnung im Heliumbad ($T = 4.2$ K) gemessen. In Abb. IV.2 ist der Meßaufbau schematisch dargestellt. Die

Proben (ca. 20 cm lang) sind U-förmig gebogen und werden mittels eines Probenhalters in ein Magnetfeld (Homogenitätsabweichungen typisch 0.1 % über 1 cm Kugeldurchmesser) eingeführt. Für winkelabhängige I_c -Messungen wurden im flüssigen Helium drehbare, spezielle Probenträgersysteme konstruiert. Zur empfindlichen Messung der Probenspannung wird ein Galvanometer mit Fotozellenverstärker mit einer Nennauflösung von 10^{-10} V benützt. Mit dieser Anordnung können aus Schreiberaufnahmen der U-I-Kurven noch Spannungsschwankungen von ± 10 nV sicher registriert werden (s. Abb. IV. 1b). Der Strom in der zu messenden Probe wird aus Stromverteilungsgründen relativ langsam erhöht. Typische Stromanstiegsgeschwindigkeiten liegen hier bei $\dot{I} \approx 1$ A/s. Durch automatisches Stromabschalten kann eine Überbelastung der Probe bei Normalleitung (Erreichen des "take-off"-Stromes) vermieden werden. Nach dieser Methode wurden I_c -Messungen an unterschiedlichen NbTi- und A15-Materialien (Einkern- und Mehrkernverbundleiter, Bandleiter) durchgeführt, wobei je nach Meßbedingungen reproduzierbare Werte für den kritischen Strom innerhalb von ± 3 % erzielt wurden^{IV.1)}.

Ein Meßstand für induktive Messungen (2) besteht aus einem supraleitenden Solenoiden als Primärwicklung, in dessen Zentralfeld die zu untersuchenden supraleitenden Proben als Sekundärspulen eingesetzt werden (s. Abb. IV.3). Zusätzlich läßt sich der Sekundärkreis mit verschiedenen supraleitenden Induktivitäten belasten, die oberhalb der Primärspule als Lastspulen angebracht sind. Durch zeitliche Änderung des Primärfeldes werden in der Probewicklung Sekundärströme erzeugt, die zur Bestimmung von Grenzstromwerten herangezogen werden. In Abb. IV.4 sind die ermittelten $I_c(B)$ -Werte einer NbTi-Probe (VAC O3) mit denen aus Kurzprobenmessungen verglichen^{IV.2)}.

Zur Ausrüstung einer solchen Meßanordnung stehen im IEKP verschiedene NbTi-Solenoiden (Maximalinduktion 8 T bei 4.2 K) und ein Nb₃Sn-Magnet in "Splitcoil"-Ausführung bis 13 T zur Verfügung. Einsetzbare Stromversorgungsgeräte für Proben liefern Ströme bis maximal 6 kA. Die dazu notwendigen, abgasgekühlten Stromzuführungen wurden nach eigenem Entwurf

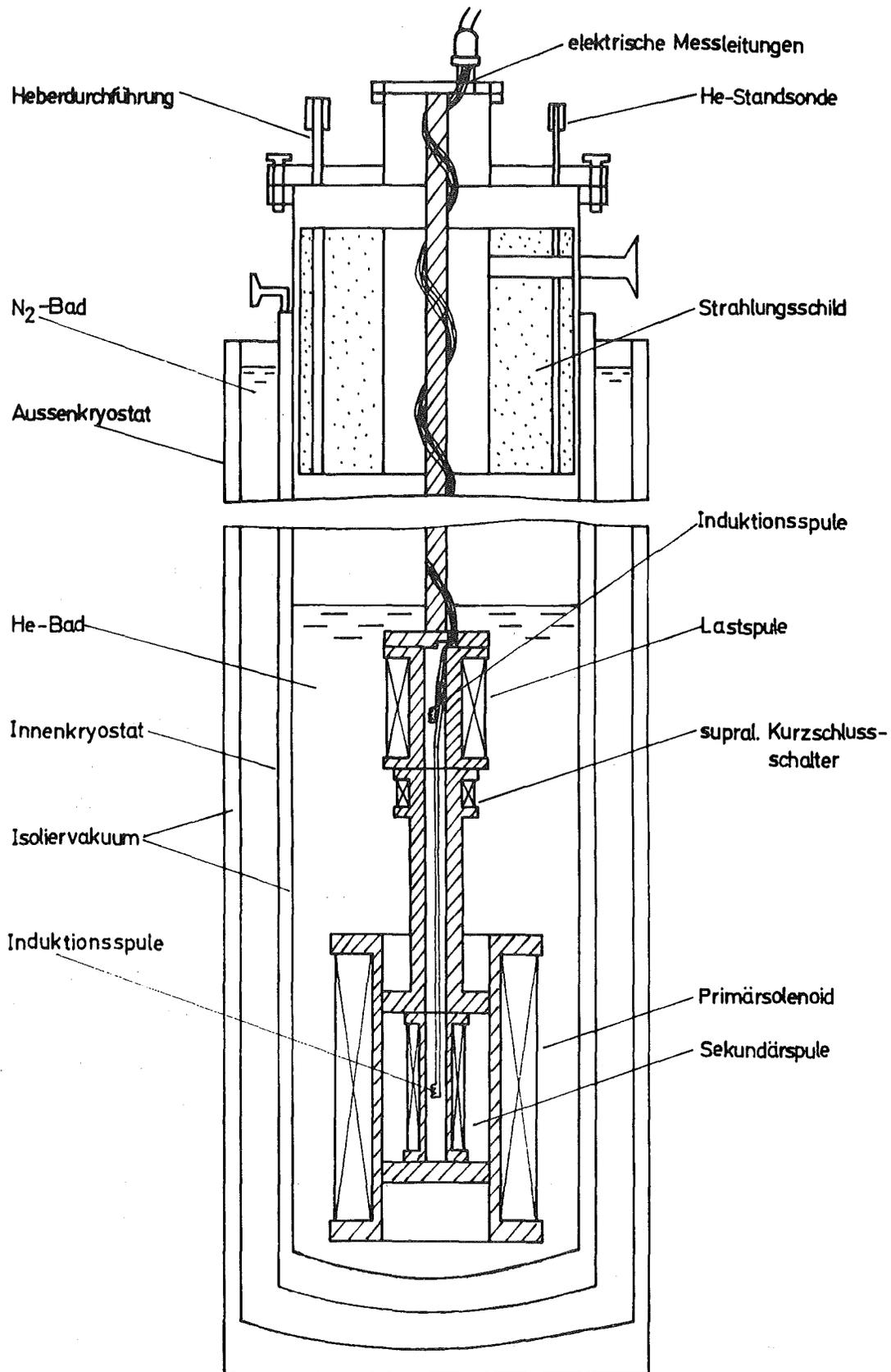


Abb. IV.3: Schematische Versuchsanordnung für kritische Strommessungen nach der induktiven Methode.

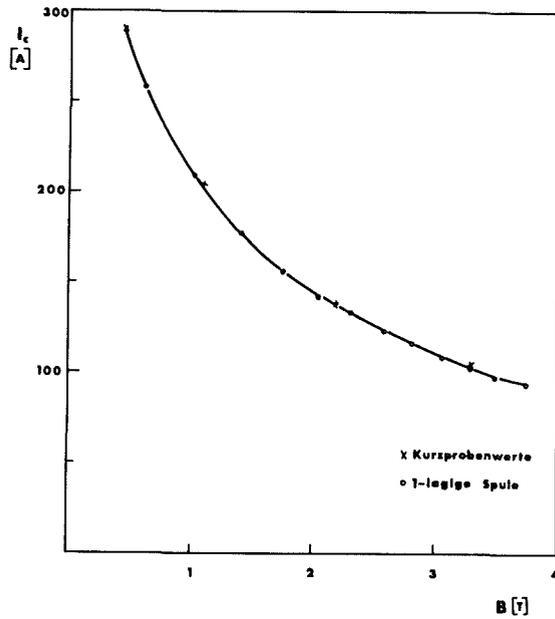


Abb. IV.4: $I_c(B)$ -Charakteristik eines getwisteten NbTi-Leiters (VAC 03) nach induktiver Methode (Probe als Kurzschlußwicklung) im Vergleich mit Kurzprobenwerten.

gefertigt. Für noch höhere Ströme ist die induktive Anregung von Gleichströmen in supraleitenden Kreisen von Vorteil, da aufwendige Stromzuführungen für kritische Strommessungen gespart werden können (s. auch Abschn. IV.2.4).

Zur I_c -Ermittlung bis maximal 16 kA an Kurzproben und Testspulen, z.B. für den geplanten TESPE-Leiter ($I_c(8\text{ T}, 4.2\text{ K}) \approx 8\text{ kA}$), eignet sich eine Leitertest-Einrichtung in CERN, die speziell für die BEBC-Leiteruntersuchungen gebaut wurde^{IV.3}).

Diese Einrichtung verfügt über einen supraleitenden Magneten in Splitcoil-Ausführung mit 364 mm kalter Bohrung und einer Maximalinduktion von etwa 6 T. Für Zugbelastungsmessungen (s. auch Abschn. IV.2.2) ist der Probenträger zusätzlich mit einer mit Helium hydraulisch arbeitenden Druckvorrichtung ausgestattet. Damit können maximal Zugkräfte bis 85000 N auf die Proben im Heliumbad übertragen werden. Mit dieser Leitertestanlage können somit kritische Strommessungen unter gleichzeitiger mechanischer Belastung durchgeführt werden. Für die geplanten TESPE-Leiteruntersuchungen wurde das Probenträgersystem umgerüstet und mit Stromzuführungen für 16 kA ausgestattet (s. Abb. IV.5).

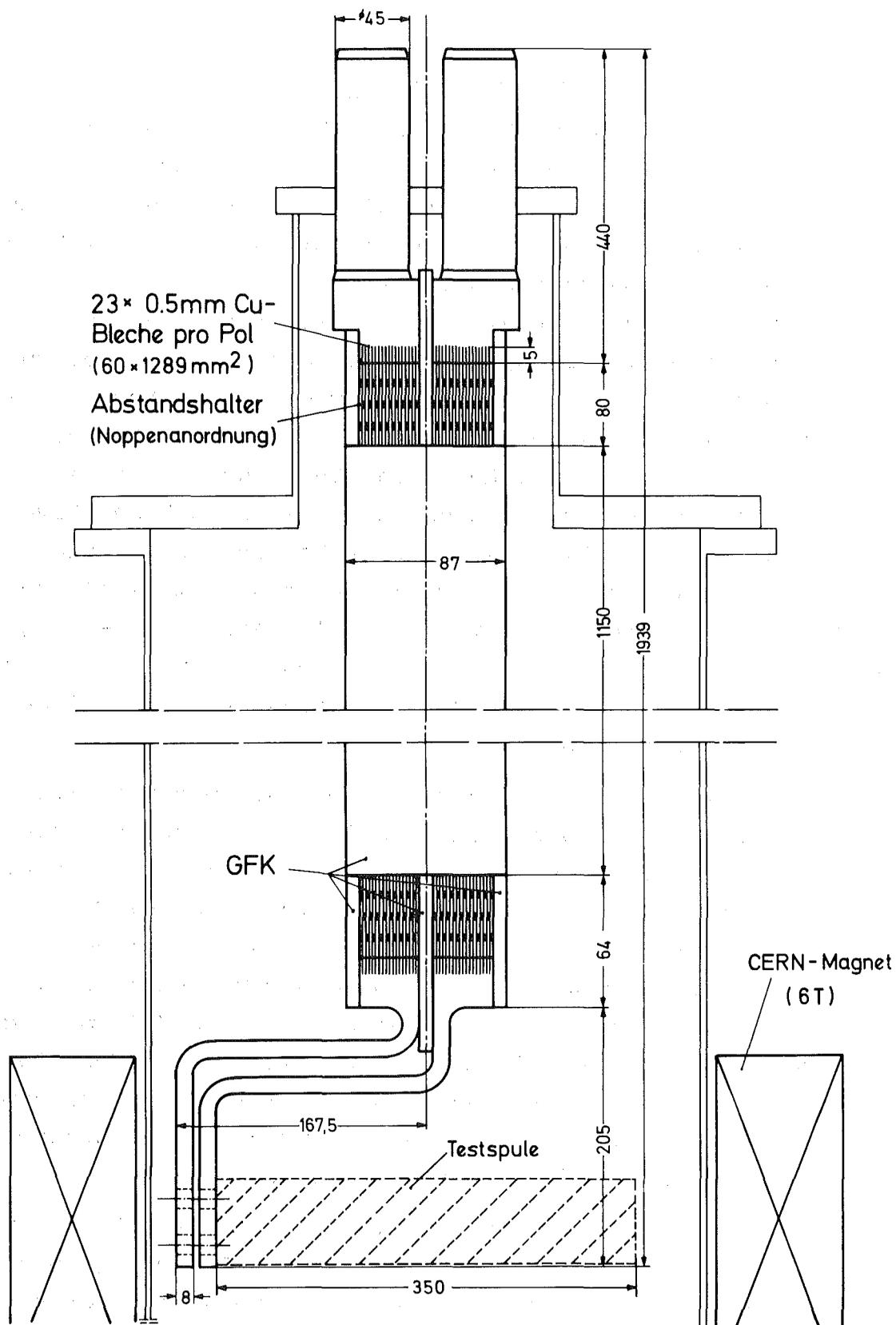


Abb. IV.5: Probenträger ausgerüstet mit einer 16kA-Tiefemperatur-Stromzuführung für TESPE-Leiteruntersuchungen im CERN

IV.2.2 Mechanische Belastungsmessungen

Zur Untersuchung der Einwirkung von mechanischen Belastungen auf Stromtragfähigkeit und Stabilisierung von supraleitenden Magneten sowie zur Klärung von Trainingseffekten werden Simulationsexperimente an Supraleitern in folgenden, unterschiedlichen Belastungsapparaturen durchgeführt:

- Zur Untersuchung von Supraleitern unter Strom- und Feldbelastung wurde eine Zugapparatur für dynamische Belastungsmessungen (s. Abb. IV.6) aufgebaut. Diese Apparatur ist als Einsatz in einem 10 l-Heliumkryostaten ausgebildet. Auf die Drahtprobe wird die Kraft über eine Zugstange mit einer Hebelübersetzung von einem Zugmagneten außerhalb des Kryostaten aufgebracht. Die Maximalkraft beträgt 50 kp. Die Kraftmessung erfolgt mit einem Piezokristall (maximale Auflösung <0.1 p, zeitliche Auflösung 0.1 msec). Die Dehnung wird kapazitiv gemessen mit einer Auflösung von <0.1 μm bzw. 1 msec. Damit ist die empfindliche Messung von schnell ablaufenden Vorgängen möglich.

Der Supraleiter kann mit einem Transportstrom von einigen 100 A belastet und einem transversalen oder longitudinalen Magnetfeld ausgesetzt werden. Zu diesem Zweck wurde ein kleiner Dipolmagnet mit einem Spalt von 5 mm und einem Feld von 6 T gebaut sowie ein Solenoid, der in einer 10 mm Bohrung 8 T erzeugt. Der Probenraum ist von einem Vakuumgefäß umgeben, das über ein Kaltventil aus dem äußeren Heliumbad gefüllt werden kann. Auf diese Weise können verschiedene Kühlbedingungen realisiert werden: Probe im He-Bad, He-Gasraum oder im Vakuum. Die mit dieser Apparatur erzielten Ergebnisse werden am Ende dieses Abschnittes beschrieben.

- In Ergänzung dazu wurde eine Meßeinrichtung für größere Kraftbelastung (s. Abb. IV.7) aufgebaut, in der Stromtragfähigkeiten von NbTi und A15-Leitern nach statischer Dehnung untersucht werden. Die letzteren Materialien sind sehr empfindlich und zeigen bereits bei geringen mechanischen Beanspruchungen ein Abnehmen des kritischen Stromes^{IV.4)}. Bei der Apparatur handelt es sich um einen Einsatz für einen vorhandenen 13 Tesla-Magneten, in dem Leiterproben gedehnt und anschließend $I_c(B)$ -Kurven bis

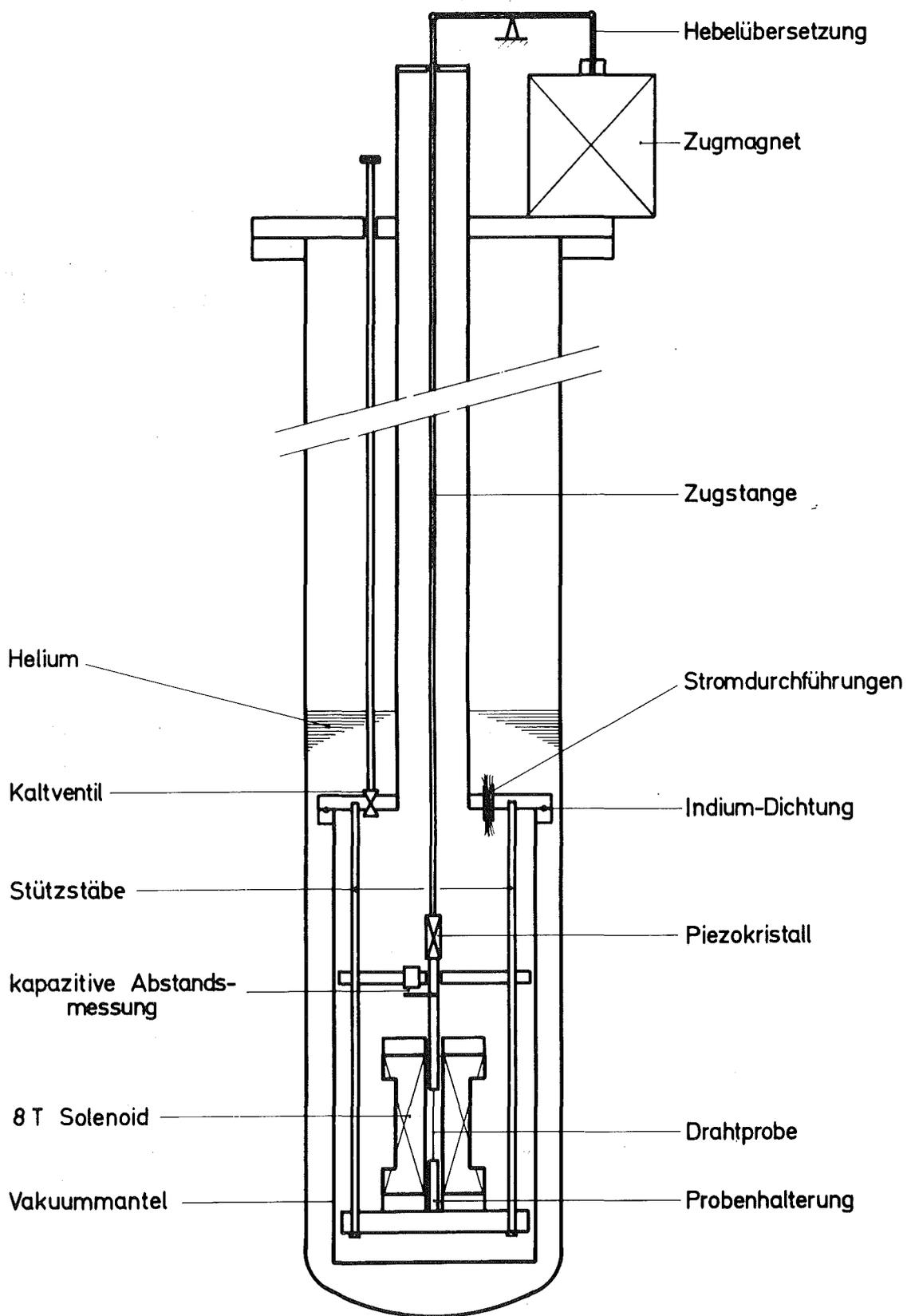


Abb. IV.6: Zugapparatur für dynamische Belastungsmessungen an Supraleitern.

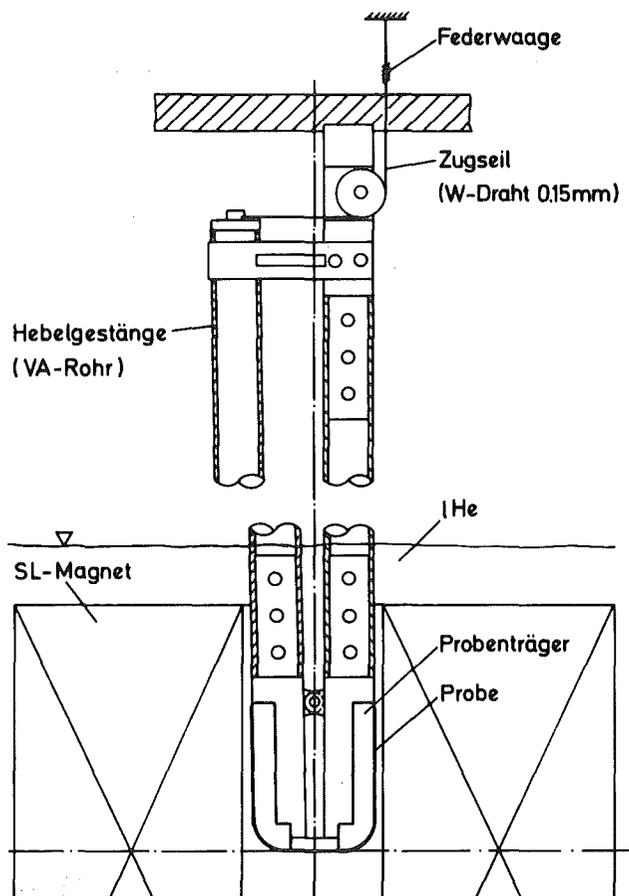


Abb. IV.7:

Zugapparatur für supraleitende Drahtmaterialien zur I_C -Messung bei statischer Dehnungsbelastung.

zu Strombelastungen von einigen 100 A aufgenommen werden können. Gleichzeitig werden Spannungs-Dehnungskurven der untersuchten Proben gemessen.

- Für statische Dehnungsmessungen an Leiterstücken mit Stromtragfähigkeiten bis zu 16 kA wird der bereits in Abschn. IV.2.1 erwähnte Leiterteststand im CERN mitbenutzt.
- Für reine Verformungsmessungen an dicken Proben (z.B. Ver-seilkerne) dient eine konventionelle Zerreißmaschine mit einer Maximalkraft von 16000 N^{IV.5}). Die Kraftaufbringung geschieht über eine Öl-Hydraulik mit automatischer Steuerung für maximal etwa 50 Lastwechsel pro s. Die Probentemperatur kann von 4.2 K bis Raumtemperatur kontinuierlich variiert werden. Die Kraftmessungen erfolgt wahlweise innerhalb des Heliumbades mit Piezokristallen oder außerhalb des Kryostaten. Die Wegmessung erfolgt durch Dehnungsmeßstreifen, induktive Wegaufnehmer oder an den Proben angebrachte Extensometer. Die Genauigkeit der Kraftsteuerung beträgt etwa 5 N.

Die bisher mit den beschriebenen Apparaturen durchgeführten Untersuchungen an Kurzproben beschäftigten sich hauptsächlich mit dem Problem des Trainings von Magneten. Obwohl Fusionsmagnete sicherlich mit einem "kryogen" stabilisierten Leiter gebaut werden, sind die Ergebnisse doch auch für die Auslegung dieser Magnete interessant. Insbesondere interessiert die Höhe der bei den mechanischen Spannungen in Fusionsmagneten möglichen Freisetzungen an elastischer Energie, da diese in die Stabilitätsbetrachtungen eingehen (Abschnitt III.1.3).

Evans vermutete, daß Unstetigkeiten im Spannungs-Dehnungs-Diagramm von NbTi ("Serrations") die Ursache für das Training supraleitender Spulen sein könnten^{IV.7)}. Serrations wurden bei tiefen Temperaturen in vielen Experimenten gefunden und entstehen, wenn bei mechanischer Verformung eine lokale Erwärmung entsteht, die sich wegen der Erweichung des Materials und infolge der geringen spezifischen Wärme bei tiefen Temperaturen ausbreitet. Sie sind mit Energiedissipation verbunden und können so den Supraleiter in die Normalleitung überführen. Training wäre dann darauf zurückzuführen, daß an einer Stelle, an der ein Serration aufgetreten ist, beim nächsten Zyklus infolge der Verformungshärtung kein Ereignis mehr eintreten wird. Ein schwacher Punkt in dieser Erklärung ist die Tatsache, daß Unstetigkeiten in der Spannungs-Dehnungskurve erst bei relativ großen Dehnungen ($\sim 0.5 - 1 \%$) auftreten^{IV.19)}, die in Magneten normalerweise nicht vorkommen.

In einer weiteren Erklärung für das Trainingsverhalten^{IV.8)}, wird angenommen, daß vorzeitige Normalübergänge durch plastische Deformation der Kupfermatrix ausgelöst werden. Da in Mehrkomponentenleitern die Kupfermatrix unter Vorspannung stehen kann, kann eine geringe zusätzliche Dehnung infolge der magnetischen Kräfte, die in einem Magneten auf den Leiter wirken, bereits zur plastischen Verformung des Kupfers und damit zur Energiedissipation führen. Durch die schrittweise Erhöhung des elastischen Bereichs bei jedem Zyklus

infolge des Bauschinger-Effektes könnte das sukzessive spätere Einsetzen des Normalübergangs erklärt werden.

Die mit der zuvor beschriebenen Apparatur durchgeführten Untersuchungen zeigen Trainingseffekte an gewissen Kurzproben, wobei weder Serrations in der Spannungs-Dehnungskurve von NbTi noch plastische Deformationen eine Erklärung dafür liefern konnten^{IV.19)}. Abb. IV.8 zeigt als Beispiel den beobachteten Trainingsvorgang an drei NbTi-Leitern.

Es wurde ein Magnetfeld parallel zum Draht und ein Transportstrom in Höhe etwa des halben kritischen Stroms angelegt. Obwohl im Magneten die Hauptkomponente des Feldes senkrecht zum Leiter steht, wurde bei diesen Experimenten das longitudinale Feld gewählt, um zu vermeiden, daß Lorentzkräfte auf die Probe wirken. Die Probe wurde sodann mit einer Dehnungsgeschwindigkeit von etwa 10^{-2} /sec gedehnt. Nach dem Normalübergang der Probe (Quench) wurde Transportstrom und Zugkraft innerhalb von wenigen Millisekunden abgeschaltet. Die Probe wurde also nach dem Quench nicht weiter gedehnt. Sodann wurde der Transportstrom wiederangelegt und die Dehnung wiederholt. Die Experimente zeigten, daß die Zugspannung σ_Q , bei der die Probe quenchte, von Schritt zu Schritt größer wurde, es trat also ein Trainingseffekt auf.

Der Einkernleiter mit Kupfermatrix trainiert in etwa 20 Schritten zu seinem endgültigen Wert (Abb. IV. 8a). Weniger Training wurde in Multifilamentleitern beobachtet, was auf deren erhöhte Stabilität zurückgeführt werden kann (Abb. 8b). Der erste Schritt in diesem Experiment führte bereits zu einem relativ hohen σ_Q (entsprechend einer Dehnung von fast 0.1 %), bei anderen Proben erfolgte der erste Quench jedoch bereits bei wesentlich geringeren Kräften. Der maximale Wert von σ_Q , der nach vollem Austrainieren der Probe erreicht wurde, war dabei von der Dehnungsgeschwindigkeit abhängig. Der Grund für dieses Verhalten ist leicht zu verstehen: Bei Zugbelastungen, bei denen ein austrainierter Leiter quencht, ist der elastische Bereich der Kupfermatrix bereits weit überschritten, während das NbTi sich immer noch elastisch verformt. Dies führt zu einer ausgeprägten Hysterese in der Spannungs-Dehnungskurve des Leiters. Der Einsatz in Abb. IV.8 zeigt dieses Verhalten für Probe b). Bei den Experi-

menten a) und b) war die Probe im Vakuum. Die durch die Verformung der Kupfermatrix freiwerdende Energie (die von der Spannungs-Dehnungskurve eingeschlossene Fläche) muß durch Wärmeleitung in Längsrichtung des Drahtes abgeführt werden. Da das maximale σ_Q durch Erreichen von $T_c(I, B)$ begrenzt ist, kann bei

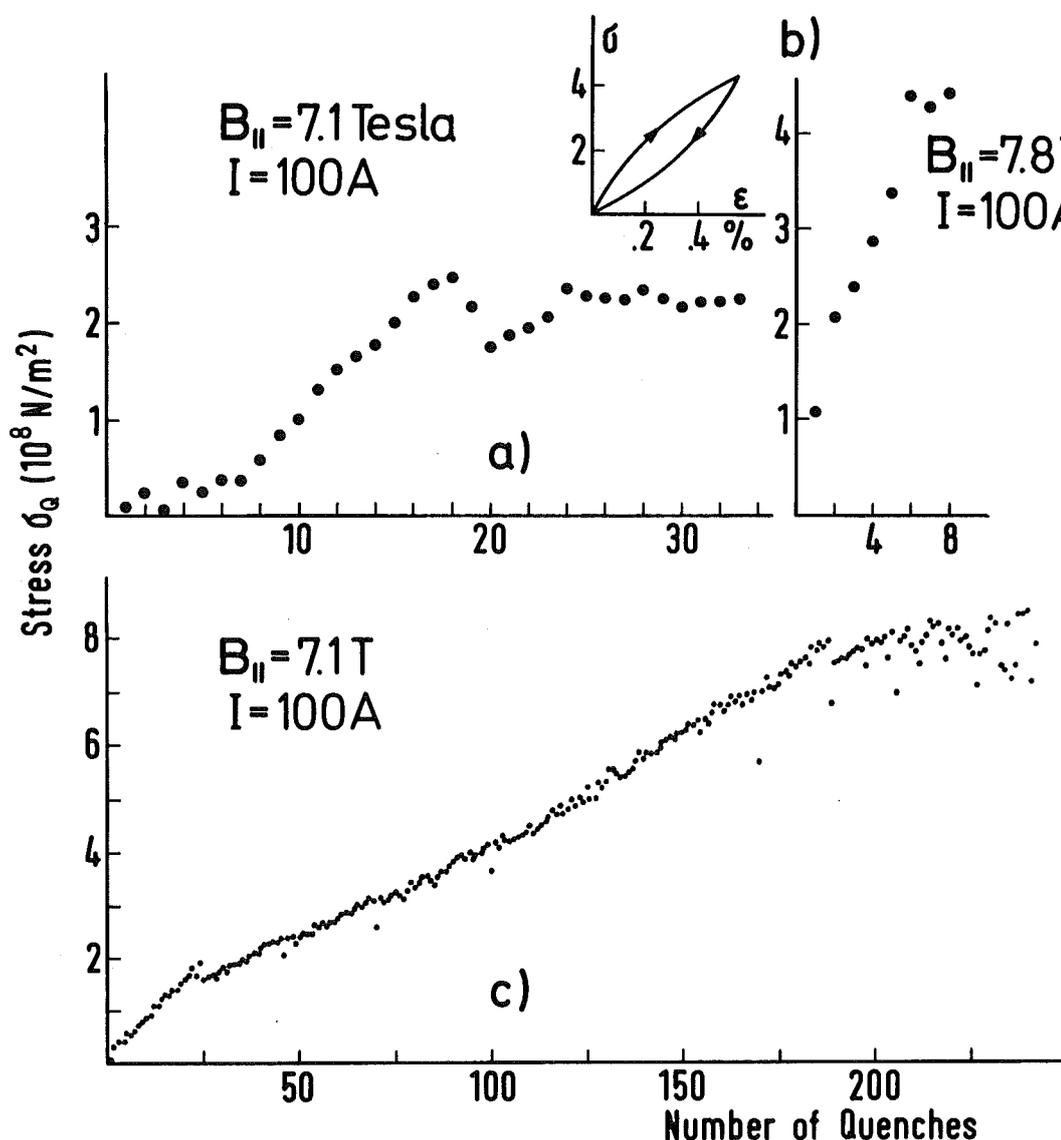


Abb. IV. 8: Zugspannung σ_Q , bei der die Probe normalleitend wird, über der Anzahl der Trainingsschritte.
 a) Einkernleiter NbTi mit Kupfermatrix (0.4 mm ϕ); Cu: NbTi-Verhältnis=1.3.
 b) Multifilamentleiter mit Kupfermatrix (0.4 mm ϕ), 60 Filamente, Cu: NbTi-Verhältnis=1.4, Twistlänge 20 mm.
 c) Leiter wie unter (a), jedoch ohne Kupfer, Kerndurchmesser 0.26 mm.
 Probe (a) und (b) in Vakuum, (c) in flüssigem Helium.

geringerer Dehnungsgeschwindigkeit ein höherer Wert erreicht werden.

Ein noch ausgeprägteres Trainingsverhalten wurde bei einer Probe ohne Kupfermatrix (Abb. IV, 8c) gefunden. Die Probe trainierte in über 200 Schritten zu einem σ_0 , das einer Dehnung von etwa 1 % entspricht. Dies zeigt, daß Training nicht vom Vorhandensein einer Kupfermatrix abhängt.

Erste Experimente an V_3Ga -Multifilamentleitern zeigten keinen Trainingseffekt. Im Gegensatz zu NbTi-Leitern wurde jedoch der Leiter bereits nach dem ersten Dehnungsversuch teilweise zerstört, was sich in einer drastischen Abnahme des kritischen Stromes bemerkbar machte. Dies muß auf Filamentrisse zurückgeführt werden, die bei den sehr spröden A15-Leitern bei relativ geringen Dehnungen von einigen Zehntel Prozent auftreten können.

Zur Erklärung des beschriebenen Trainings an NbTi-Kurzproben, das u.a. auch für das Training im Magneten verantwortlich sein kann, muß sich die Aufmerksamkeit auf irreversible Prozesse im NbTi bei kleinen Dehnungen richten. Möglicherweise spielen mikroplastische Effekte im NbTi eine Rolle; dabei handelt es sich um lokale plastische Deformationen, die in vielen Materialien bei Dehnungen gefunden wurden, die weit unter der makroskopischen Elastizitätsgrenze liegen^{IV.9)}.

Mikroplastische Effekte lassen sich durch Registrierung der begleitenden Schallemission feststellen. Erste Ergebnisse an NbTi-Proben zeigten ein ausgeprägtes mikroplastisches Verhalten^{IV.20)}.

Dabei handelt es sich um irreversible Prozesse, die im nächsten Zyklus der Spannungs-Dehnungs-Kurve erst bei Kräften auftreten, die die Maximalkraft des letzten Zyklusses übersteigen, wie es für die Erklärung des Trainings erforderlich ist.

IV.2.3 Messung von Wechselfeldverlusten

Beim Einsatz technischer Supraleiter in Wechselfeldern mit longitudinalen und/oder transversalen Feldkomponenten entstehen im Leiter Verluste, die durch Messung (1) der Magnetisierung und (2) der Verlustleistung auf elektrischem bzw. kalorimetrischem Wege bestimmt werden. Die zugehörigen Meßanordnungen sind in Abb. IV.9 zusammengefaßt. Ihre unterschiedlichen Meßmethoden ergänzen sich gegenseitig, wobei bei der kalorimetrischen Methode ein wesentlicher Vorteil darin liegt, daß die Verluste auch bei unterschiedlichsten Überlagerungen von Gleich- und Wechselfeldern sowie Gleich- und Wechselströmen mit beliebigen Frequenzen und Phasen insgesamt bestimmt werden können.

Im weiteren werden Magnetisierungsmessungen an einer Auswahl von Leitern (s. Tab. IV.1) beschrieben, deren Verluste in Feldern bis 4 T transversal und parallel zur Leiterachse untersucht werden. Es wurden Feldänderungsgeschwindigkeiten bis 2 T/s bei einem Feldzyklus $0 \rightarrow 4 \text{ T} \rightarrow 0$ verwendet. Zum besseren Vergleich mit den Meßergebnissen wurden die in Abschnitt IV.1.4 angegebenen Formeln zur Verlustberechnung durch die entsprechenden Formeln für die Magnetisierung ergänzt.

Die irreversible Magnetisierung im veränderlichen transversalen Feld läßt sich näherungsweise schreiben als ^{IV.10,11)}

$$M = M_0 \left(1 + \frac{\dot{B} \cdot l_p^2}{16 \lambda j_c d \rho_e} \right) \quad . \quad (\text{IV.1})$$

Dabei ist M_0 die Magnetisierung, die den Hystereseverlusten entspricht; \dot{B} ist die Feldänderungsgeschwindigkeit, l_p die Twistlänge für eine Umdrehung, λ der Füllfaktor, j_c die kritische Stromdichte und d der Filamentdurchmesser. Die geeigneten Ausdrücke für den effektiven spezifischen Querwiderstand bei verschiedenen Filament- und Matrixanordnungen sind bei Wilson ^{IV.11)} zu finden. Für einen einfachen Multifilamentlei-

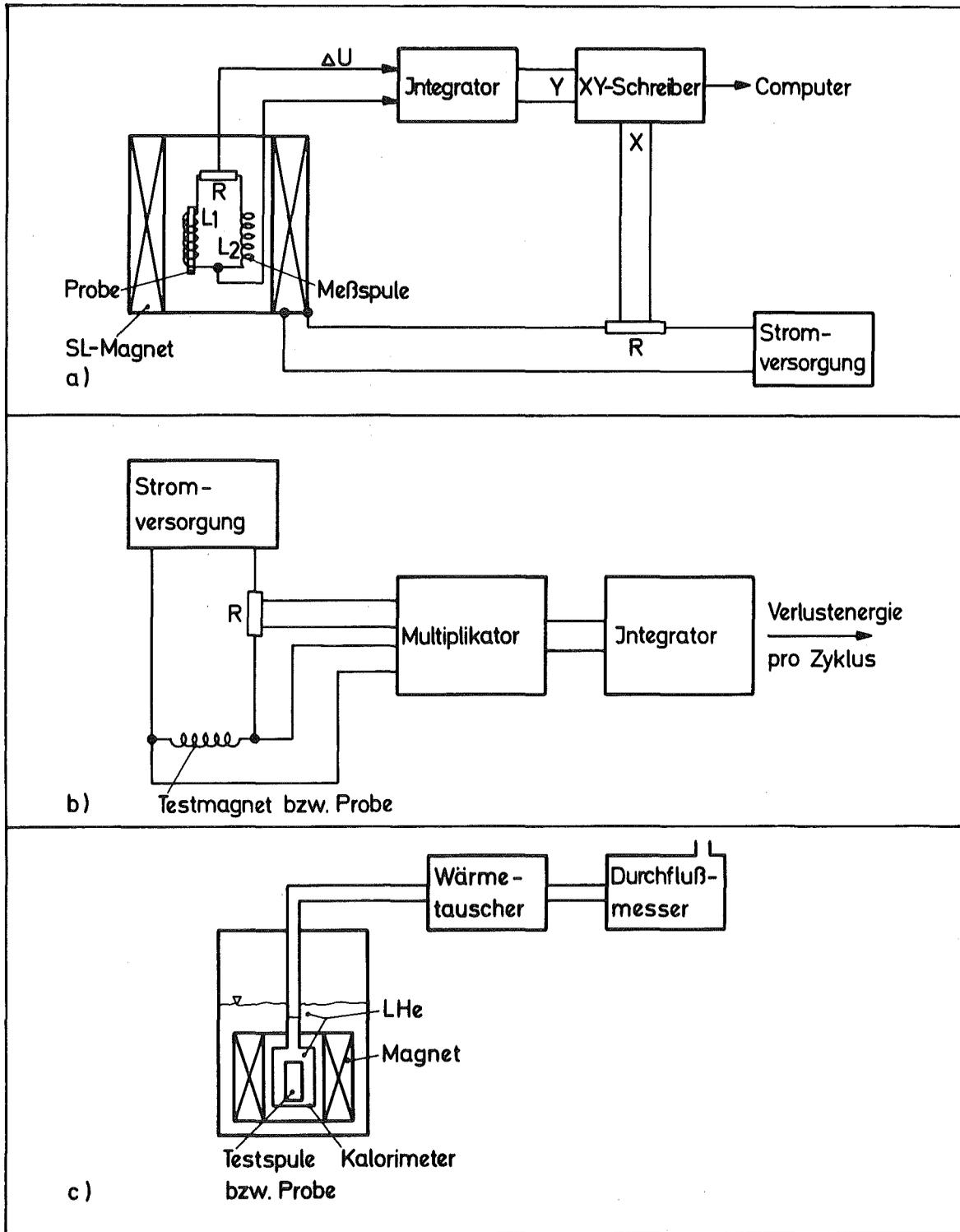


Abb. IV.9: Schematische Meßanordnungen für Verlustmessungen an Supraleitern: (a) Magnetisierungs-, (b) elektrische und (c) kalorimetrische Leistungsmessungen.

Tabelle IV.1: Auswahl untersuchter Proben für Magnetisierungsmessungen

Proben-Nr.	Supraleiter	Leiteraufbau	Matrix der Ader; Cu/SI-Verhältnis	$2R^{1)}$ [mm]	$lp^{2)}$ [mm]	Filamente pro Ader	$d^{3)}$ [mm]
6	NbTi 50	Flechtleiter aus 96 isolierten Adern Schlaglänge 40 mm	Cu; 1,3/1	0,2	2	380	10
8	NbTi 44	12 Adern, verseilt um zentralen Kupferkern; Lotverguß; Schlaglänge 31 mm	Cu; 1/1	0,54	4	1000	12
9	V_3Ga	6 Adern, verseilt um zentralen Wolframkern; Lotverguß	CuGa	0,12		55	10 [Schicht 1µm]
11a	NbTi 45	1 Ader	Cu; 3/1	1,0	5	361	26
11b 11d ⁺)	NbTi 45	1 Ader	Cu; 3/1	1,0	8,3	361	26

⁺) Probenlänge in 2 isolierte Hälften unterteilt.

1) Aderdurchmesser, 2) Twistlänge (360°),
3) Filamentdurchmesser

ter gibt $\rho_e = \pi\rho/3d$, wobei ρ der spezifische Matrixwiderstand ist und w der Zwischenraum zwischen den Filamenten. Es hat sich als zweckmäßig herausgestellt, ein verdoppelndes \dot{B}_D einzuführen^{IV.12)}, bei dem die frequenzabhängigen Verluste gleich den dc-Hystereseverlusten werden und damit die Gesamtverluste des Leiters verdoppeln. Bei einem Multifilamentdraht erhält man

$$\dot{B}_{D,W} = 16 \cdot \lambda \cdot j_c \cdot d \cdot \rho_e / l_p^2, \quad (\text{IV.2})$$

Bei aus Multifilamentleitern hergestellten Kabeln, deren Adern nicht vollständig gegeneinander isoliert sind, treten auch Kopplungen zwischen den Adern auf. Das entsprechende $\dot{B}_{D,C}$ erhalten Gilbert et al.^{IV.12)} zu

$$\dot{B}_{D,C} = f \cdot \frac{\lambda}{1-\lambda} \cdot \frac{d}{l_{ca}} \cdot j_c \cdot \rho_{ca}, \quad (\text{IV.3})$$

wobei f ein Geometriefaktor der Ordnung 1, l_{ca} die halbe Transponierungslänge des Kabels und ρ_{ca} der spezifische Widerstand von Ader zu Ader ist.

Die experimentellen Ergebnisse^{IV.13)} für Probe 8 sind in Abb. IV.10 dargestellt. Diese Probe besteht aus 12 um eine zentrale Kupferader verseilten und verlöteten Multifilamentdrähten. Es ist die \dot{B} -abhängige Magnetisierung im transversalen Feld von 3 T (ausgefüllte Kreise) gezeigt, bezogen auf die Magnetisierung für $B \rightarrow 0$. Das verdoppelnde \dot{B} liegt bei 0,66 T/s. Falls die gesamten Zusatzverluste allein von der Kopplung der Filamente in der Adern herrührten, ergibt Gl. (IV.2) einen effektiven spezifischen Querwiderstand in der Ader von $3,7 \cdot 10^{-11} \Omega\text{m}$. Dieser Wert selbst ist zwar plausibel^{IV.11)}, der daraus resultierende Wert für den spezifischen Widerstand der Matrix ist jedoch mindestens um den Faktor 2 zu klein. Daher ist für das verdoppelnde $\dot{B}_{D,W}$ mindestens 1,3 T/s anzusetzen. Damit entstehen aufgrund von Kopplungen von Ader zu Ader mindestens ebenso hohe Zusatzverluste wie bei den Kopplungen von Filament zu Filament innerhalb der Adern.

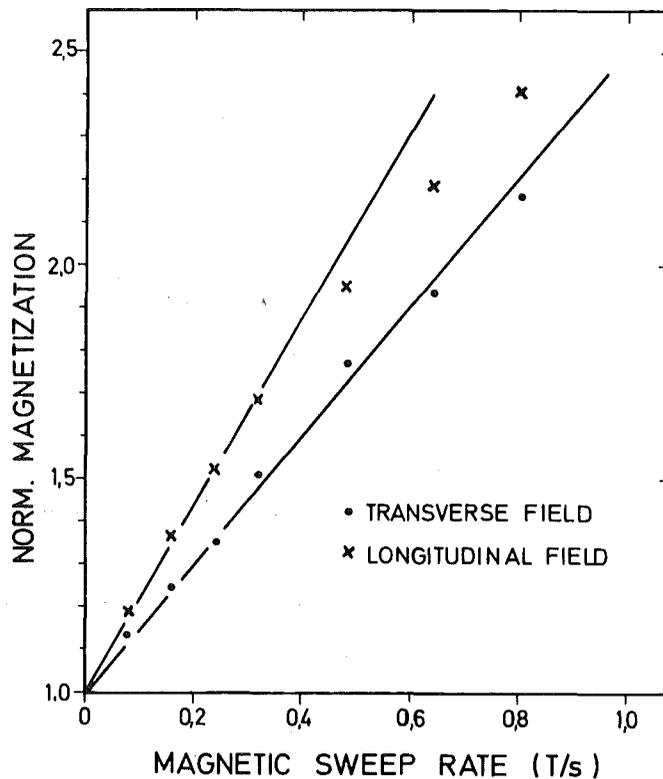


Abb. IV.10: Magnetisierung der Probe 8 bei 3 T in Abhängigkeit von \dot{B} , reduziert auf die Magnetisierung für $B \rightarrow 0$, in transversalen und longitudinalen Feldern.

Die Kopplung von Ader zu Ader läßt sich durch vollständige Isolation der Adern wie in Probe 6 vermeiden. Bei dieser Probe wurde zudem die Twistlänge verkürzt und damit die Kopplung von Filament zu Filament weiter stark reduziert. Darüberhinaus muß dieser Leiter hochresistive Barrieren in den Übergangsbereichen von NbTi zu Cu besitzen, die ebenfalls die Zusatzverluste reduzieren; auf andere Weise lassen sich die äußerst geringen Zusatzverluste dieser Probe im transversalen Feld nicht erklären (Abb. IV.11, ausgefüllte Kreise).

Erste Messungen an einem V_3Ga -Kabel (Probe 9) zeigten, daß die hochresistive CuGa-Bronze die Kopplungen weitgehend unterdrückt, so daß die Zunahme der Verluste bei 2 T/s nur 19 % beträgt (Abb. IV.12).

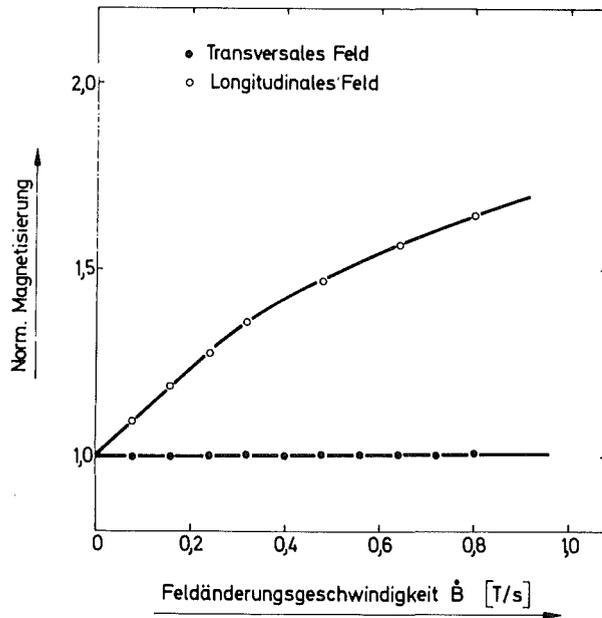


Abb. IV.11: Magnetisierung der Probe 6 bei 3 T in Abhängigkeit von \dot{B} , reduziert auf die Magnetisierung für $\dot{B} \rightarrow 0$, in transversalen und longitudinalen Feldern.

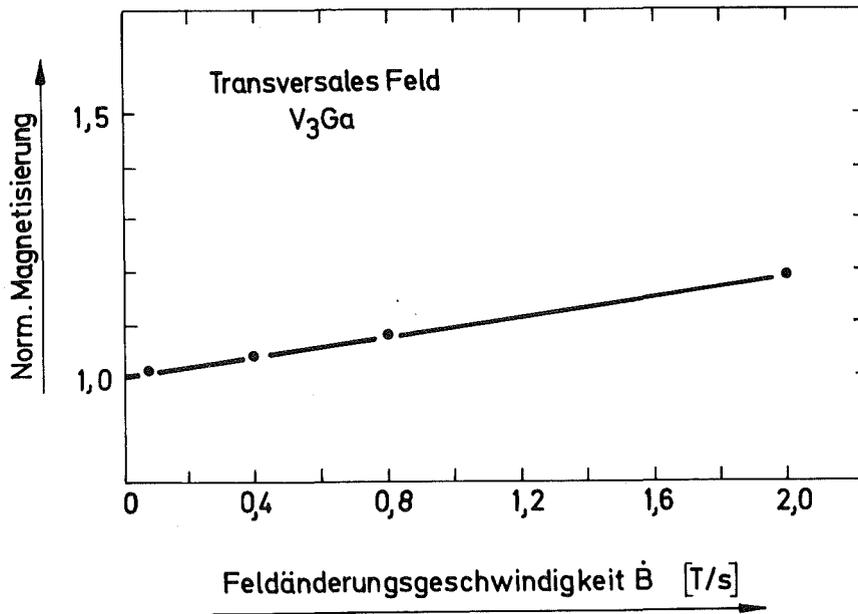


Abb. IV.12: Magnetisierung der Probe 9 bei 3 T in Abhängigkeit von \dot{B} , reduziert auf die Magnetisierung für $\dot{B} \rightarrow 0$, im transversalen Feld.

Wird ein getwisteter Multifilamentleiter einem gepulsten longitudinalen Magnetfeld ausgesetzt, so findet man eine neue Art von Filament-Kopplung^{IV.13,14}). Aufgrund des Twistes bilden die Filamente in Bezug auf das longitudinale Feld kleine Spulen mit endlicher Windungsfläche, die mit abnehmender Twistlänge und wachsendem Abstand des Filaments von der Leiterachse zunimmt. Die vom gepulsten longitudinalen Feld erzeugten Spannungen sind daher gleich bei Filamenten, die auf dem gleichen Radius des Leiters liegen, während die Spannungsdifferenzen zwischen Filamenten, die auf verschiedenem Radius liegen, zu Kopplungsströmen von Filament zu Filament führen. Dadurch werden die Verluste erhöht und die Stabilität des Leiters beeinträchtigt. Diese Kopplungen treten auch von Ader zu Ader in einem nicht vollständig transponierten Kabel aus Multifilamentdrähten auf.

Die induzierten Ströme erreichen bei wachsender Feldänderungsgeschwindigkeit den Wert der kritischen Stromdichte zuerst in der Mitte des betrachteten Probenstücks. Der Wert dieser kritischen Feldänderungsgeschwindigkeit $\dot{B}_{1,c}$ wurde berechnet zu^{IV.14})

$$\dot{B}_{1,c} = \frac{2\bar{j}_c \cdot w \cdot l_p}{\pi \bar{\sigma} \cdot (d+w)} \cdot \frac{1}{L^2} \quad , \quad (IV.4)$$

wobei \bar{j}_c die über den Leiterquerschnitt gemittelte kritische Stromdichte, $\bar{\sigma}$ die effektive Matrixleitfähigkeit (einschließlich der Barrieren NbTi/Cu) und L die Leiterlänge darstellen. Die Zusatzverluste erhält man durch Berechnung des longitudinalen magnetischen Momentes m_1 , das durch die Kopplungsströme verursacht wird

$$m_1 = \mu_0 \cdot \frac{I_c V}{3l_p} \cdot \frac{1}{(1 + \dot{B}_{1,c}/\dot{B})} \quad \text{bei } \dot{B} \leq \dot{B}_{1,c} \quad (IV.5)$$

und

$$m_1 = \mu_0 \cdot \frac{I_c V}{3l_p} \cdot \left(\frac{3}{4} - \frac{1}{4} \sqrt{\dot{B}_{1,c}/\dot{B}} \right) \quad \text{bei } \dot{B}_{1,c} \geq \dot{B} \quad , \quad (IV.6)$$

wobei I_c der kritische Strom des Leiters und V sein Volumen sind. Für $\dot{B} \gg \dot{B}_{l,c}$ strebt Gl. (IV.6) dem Sättigungswert m_{sat} zu

$$m_{sat} = \mu_0 I_c V / 4 \cdot l_p \quad (IV.8)$$

Die Abb. IV.10 und IV.11 zeigen erhebliche, durch den Twist verursachte Zusatzverluste für den longitudinalen Fall auch bei vernachlässigbaren transversalen Zusatzverlusten. Ein Vergleich zwischen der Theorie der longitudinalen Zusatzverluste und den experimentellen Ergebnissen wurde in Abb. IV.13 für die Proben 11 a, 11 b und 11 d durchgeführt. Die durchge-

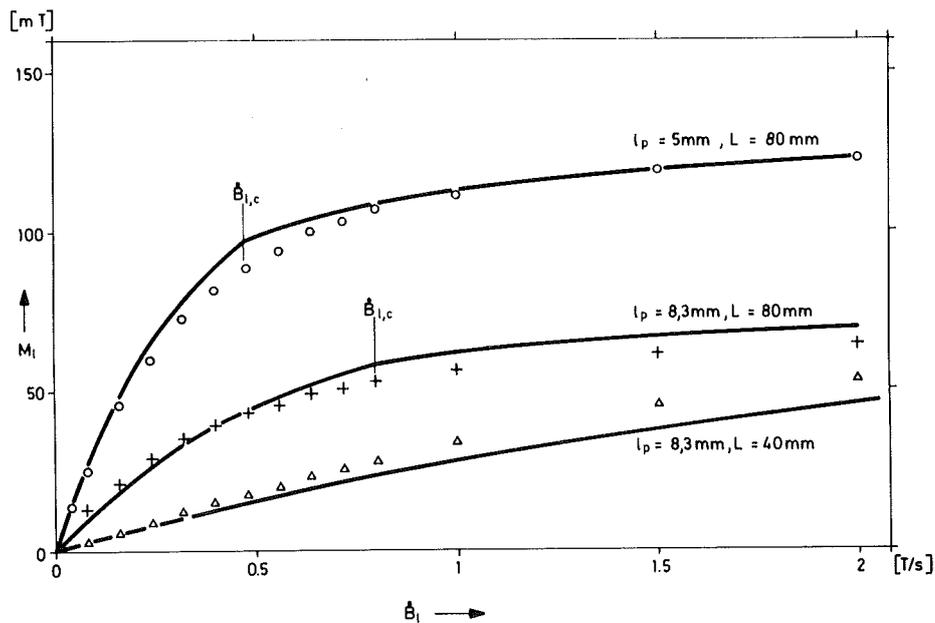


Abb. IV.13: Magnetisierung der Proben 11a, b, d bei 3T nach Abzug der frequenzunabhängigen Hystereseanteile im longitudinalen Feld B : (o) $l_p=5\text{mm}$, $l=80\text{mm}$ (+) $l_p=8,3\text{mm}$, $L=80\text{mm}$; (Δ) $l_p=8,3\text{mm}$, $L=40\text{mm}$. Die durchgezogenen Linien sind berechnete Kurven.

zogenen Linien sind mit $\bar{j}_c = 3,6 \cdot 10^9 \text{ A/m}^2$ und $\bar{\sigma} = 1,25 \cdot 10^9 \Omega^{-1} \text{ m}^{-1}$ berechnet worden. Diese Werte wurden durch Anpassung an die experimentellen Daten der Probe 11 a ermittelt; sie sind plausibel, da die Anisotropie des kritischen Stromes^{IV.15)} bzw. die Widerstandsbarrieren vom NbTi zum Cu zu berücksichtigen sind. Es ist eine gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment festzustellen. Der Sättigungscharakter der Zusatzverluste

bei $\dot{B} > \dot{B}_{1,c}$ wird richtig wiedergegeben, wenn auch Probeninhomogenitäten für eine Verwaschung des Knicks der theoretischen Kurven in der Umgebung von $\dot{B} = \dot{B}_{1,c}$ sorgen. Sehr gut wird auch die Abnahme der Verluste (pro Volumeneinheit!) mit wachsender Twistlänge (Proben 11 a mit $l_p = 5$ mm und 11 b mit $l_p = 8,3$ mm) und mit verringerter Leiterlänge, d.h. vergrößertem $\dot{B}_{1,c}$ (Proben 11 b mit $L = 80$ mm und 11 d mit $L = 40$ mm) beschrieben.

Die longitudinalen Zusatzverluste erreichen bei der Probe 11 a das 5-fache der Hystereseverluste. Für eine Reduktion der longitudinalen Zusatzverluste kommen zunächst mehrere Möglichkeiten infrage. Eine Verringerung des Leiterdurchmessers senkt I_c und damit den Sättigungswert der Verluste; sie ist jedoch für Leiter im kA- oder 10 kA-Bereich ungünstig, da eine große Aderzahl schwierig voll zu transponieren ist. Auch eine Vergrößerung der Twistlänge l_p reduziert den Sättigungswert, erhöht aber andererseits die Verluste im gepulsten Transversalfeld. Eine Verschlechterung der effektiven Leitfähigkeit der Matrix durch Einbringen von hochresistiven CuNi-Barrieren erhöht zwar das kritische $\dot{B}_{1,c}$ und verringert damit die Verluste im Bereich $\dot{B} < \dot{B}_{1,c}$, ist jedoch bei großen Leiterlängen wegen des damit verbundenen geringen $\dot{B}_{1,c}$ nicht sehr effektiv. Es wird daher vorgeschlagen, eine Unterteilung der großen Leiterlängen in kurze isolierte Stücke dadurch zu simulieren, daß nach jeweils einer möglichst kurzen Alternierungslänge l_a der Drehsinn des Twists periodisch alterniert. Hierdurch wird erreicht, daß in den meisten Anwendungsfällen die Feldänderungsgeschwindigkeiten $\dot{B} > \dot{B}_{1,c}$ sind, und die Zusatzverluste entsprechend gering gehalten werden können, ohne die Verluste im transversalen Feld wesentlich zu erhöhen.

Falls ein alternierender Twist sich herstellungstechnisch als unökonomisch erweisen würde, ließe sich je nach den im speziellen Anwendungsfall auftretenden Pulsfeldkomponenten, durch geeignete Twistlänge eine Minimalisierung der Gesamtverluste aus longitudinalen und transversalen Anteilen erreichen.

Zusammenfassend ist festzustellen, daß sowohl für transversale als auch für longitudinale Pulsfelder die theoretischen Berechnungen die Abhängigkeit der Verluste von der Feldänderungsgeschwindigkeit und der Verdrillung der Filamente richtig wiedergeben. Quantitativ sind die Verluste eines Leiters bisher jedoch nicht vorherzusagen, da die effektive Leitfähigkeit aufgrund von unterschiedlichen metallurgischen Zusammensetzungen und Behandlungen sehr stark von Leiter zu Leiter schwankt. Es werden daher immer Messungen der Verluste oder der effektiven Leitfähigkeit - über Messung der Abklingzeiten t - am fertigen Leiter notwendig sein.

Eine weitere Unsicherheit liegt im Einfluß eines Transportstromes auf die Verluste. Im Falle longitudinaler Wechselfelder ist zusätzlich noch der Einfluß von großen Probenlängen und eines transversalen Gleichfeldes zu untersuchen. So gibt es, z.B. Hinweise, daß die in Kapitel III.1.4 angenommene Sättigung der Kopplungsströme im Fall sehr großer Leiterlängen gar nicht auftritt, die Theorie also zu pessimistisch ist.

Ziel weiterer Untersuchungen muß es sein, Messungen durchzuführen, die es erlauben die Verluste in einer Torusspule unter verschiedenen Pulsfeldbelastungen vorherzusagen. Dabei ist noch offen, ob eine Testapparatur benutzt wird, in der die Pulsfeldverteilung einer Torusspule in einer kleineren skalierbaren Anordnung simuliert wird, oder ob die einzelnen Einflüsse in gesonderten Experimenten untersucht werden.

IV.3 Vorschlag für einen Leiterteststand

Bei den beschriebenen Leiteruntersuchungen, die mit verschiedenen Apparaturen einzeln ausgeführt wurden, macht man u.a. die Erfahrung, daß es besonders schwierig ist, mit den gewonnenen Einzelaussagen die jeweiligen resultierenden Auswirkungen des komplexen Zusammenspiels von mechanischen, elektrischen, magnetischen und thermodynamischen Größen beim Betrieb eines supraleitenden Magneten zu erklären zu versuchen. Einzeluntersuchungen wie z.B. die oben diskutierten Wechsel-feldverlustmessungen werden jedoch weiterhin durchgeführt werden müssen.

Daneben wird vorgeschlagen, einen Leiterteststand aufzubauen (s. Abb. IV.14a), der es gestattet, das zu verwendende Leiter-

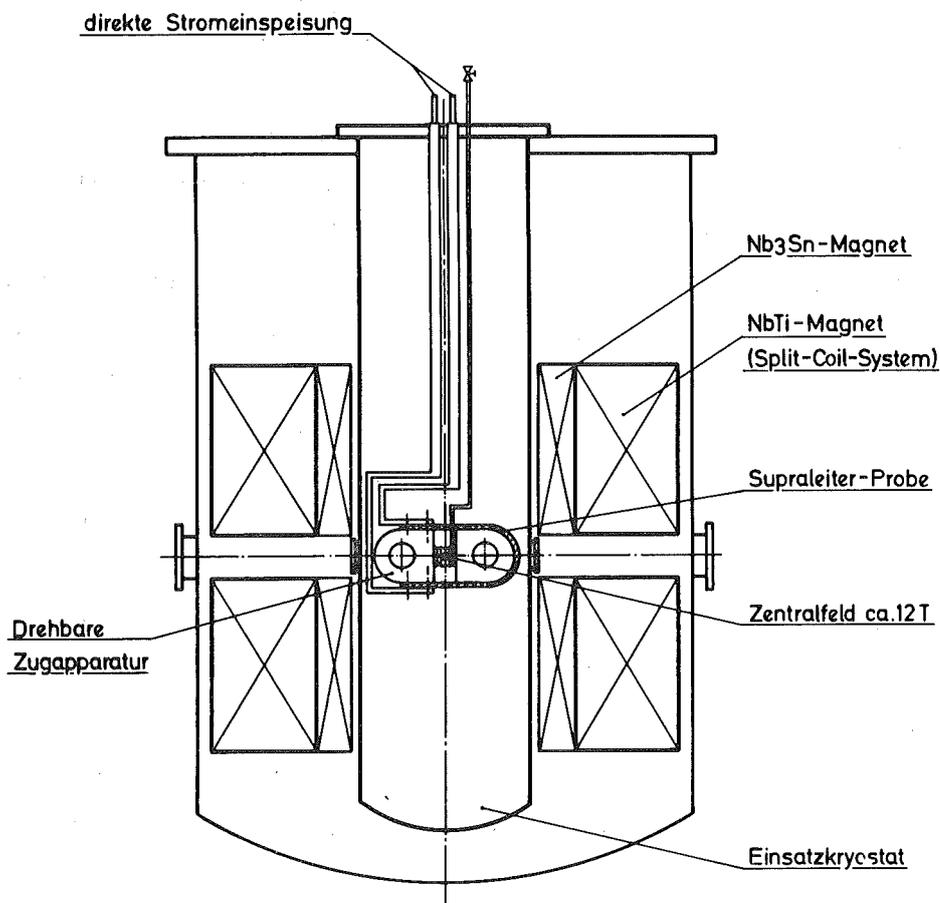


Abb. IV.14a: Schematischer Aufbau eines vielseitigen Leiterteststandes (in Planung). Teststand mit mechanischer Zugapparatur ausgestattet.

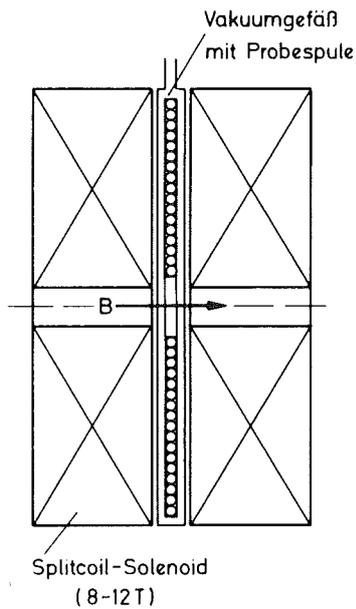


Abb. IV.14b:

Teststand mit Probespule

material unter "Originalbedingungen", wie sie auch im Magneten auftreten, zu testen. Das kann in der Weise geschehen, daß mit dem zu testenden Material nicht ein ganzer Magnet, sondern nur eine scheibenförmige Spule gewickelt wird, die in einem Split-Coil-Solenoiden eingebaut wird. Die Testspule besteht im einfachsten Fall nur aus einer spiralförmig aufgewickelten Windung (eine Windung pro Lage), so daß nur eine geringe Leitermenge benötigt wird, sie ist jedoch denselben Bedingungen ausgesetzt wie die entsprechenden Wicklungen in einem echten Magneten. Die Probespule sollte in ein Vakuumgefäß eingebaut werden können, um die Kühlbedingungen variieren zu können. Folgende Untersuchungen können mit dieser Anordnung durchgeführt werden:

- Gleichzeitiges Hochfahren von Probenspulenstrom und Hintergrundfeld, Untersuchung des Trainingsverhaltens und $I_c(B)$ -Messung.
- Schnelles Hochfahren des Probenspulenstromes bei konstantem oder gepulstem Hintergrundfeld, Untersuchung des AC-Verhaltens.
- Untersuchung des Einflusses des Vergußes: Die Spule kann in verschiedene Vergußmaterialien eingegossen werden.
- Untersuchung des Einflusses der Abstützkraft auf Trainingsverhalten und Degradation:

Die Spule kann in einer "race-track"-Form gewickelt werden, bei der die Kräfte auf den geraden Stücken abgestützt werden müssen. Die Variation dieser Abstützkraft beeinflusst das Trainingsverhalten der Spule^{IV.17)}. Dieselbe Geometrie kann dazu dienen, einen ausgeprägten Trainingseffekt zu provozieren, um so das Trainingsverhalten verschiedener Leiter vergleichen zu können.

- Durch Kurzschließen der Enden der Probespulen kann die Anordnung dazu dienen, ohne äußere Stromversorgung $I_c(B)$ -Werte zu gewinnen. Dabei wird das Hintergrundfeld hochgefahren und die induzierten Abschirmströme brechen jeweils bei Erreichen des kritischen Stromes zusammen, was mit einer Pick-up-Spule gemessen werden kann^{IV.18)}. Diese Möglichkeit ist insbesondere für dicke Leiter interessant, für die nicht ausreichend leistungsfähige Netzgeräte zur Verfügung stehen.
- Simulation verschiedener Kühlbedingungen von optimaler Kühlung (Leiter Helium umströmt) bis schlechter Kühlung (Leiter im Vakuum).
- Bei kryogen stabilisierten Leitern Untersuchung der Stabilität durch gezieltes lokales Heizen (gepulst, statisch). Messung des Erholungsvorgangs.

In der beschriebenen Anordnung können auch gleichzeitig dynamische Zugbelastungsuntersuchungen durchgeführt werden, wie sie in Abschn. IV.2.2 beschrieben werden. Dazu muß lediglich anstelle der Probespule eine Probenhalterung vertikal eingebaut werden, auf die über eine Zugstange oder mittels einer He-Druckleitung von außerhalb des Kryostaten Kraft ausgeübt werden kann. Kraft- und Dehnungsmessungen können so wie in Abschn. IV.2.2 beschrieben durchgeführt werden. Auch Messungen im longitudinalen Feld sind möglich, wenn der Solenoid um 90° gedreht wird. Ein Nb_3Sn -Spuleneinsatz liefert eine höhere magnetische Induktion bis etwa 12 T, so daß auch Messungen an A15-Supraleitern im interessierenden Feldbereich durchgeführt werden können.

V. AUSBLICK

In den voranstehenden Kapiteln wurde ausführlich dargestellt, daß die Anforderungen an den Supraleiter bei seiner Verwendung in Tokamakmagneten am besten erfüllbar zu sein scheinen mit Kabelanordnungen, deren Elemente aus Vielkernleitern in gut leitfähiger Matrix, eventuell mit resistiven Barrieren, bestehen. Leiterelemente dieser Bauart, die bis zu technischen Anwendungen entwickelt wurden, basieren gegenwärtig noch ausschließlich auf der Legierung NbTi als Supraleiter und Cu bzw. Cu+CuNi als Matrix. Ihr technischer Stand wurde bereits in Kap. I.2.2 umrissen.

Fragt man nach dem Stand der Technologie und den Einsatzchancen anderer Supraleiter- bzw. Matrixmaterialien, so sind vor allem zwei Ziele nahezu erreicht bzw. absehbar. Die Verwendung der A15-Legierungen Nb_3Sn und V_3Ga in stabilisierten Vielkernleitern und die Verwendung von Aluminium als Stabilisierungsmaterial.

Von besonderer Bedeutung ist dabei der Einsatz der A15-Leiter, da erst mit ihrer Hilfe magnetische Induktionen von mehr als 8 T am Leiter bei einer Betriebstemperatur von 4,2 K erreicht werden können. Darüber hinaus gewährleisten diese Legierungen aufgrund ihres gegenüber NbTi wesentlich höheren Sprungpunktes (~ 18 K) eine größere Sicherheitsreserve hinsichtlich der Kühlmittelbetriebstemperatur. Es ist deshalb erfreulich, daß in den letzten zwei Jahren sehr große Fortschritte vor allem bei der Entwicklung filamentisierter Nb_3Sn -Leiter erzielt werden konnten. Wie in Kap. I.2.2 beschrieben, sind Leiter mit großer Filamentzahl und einem Cu-Anteil in der Matrix von 10 - 35 % verfügbar. Sie können sowohl als Bauelemente eines Kabels als auch als monolithische Einzelleiter hergestellt werden. Erste Magnete in Laborgröße wurden aus diesen Leitern hergestellt und zeigen gute Ergebnisse. Es gilt jetzt, diese Leiter hinsichtlich

ihres Verhaltens in Magnetwicklungen verschiedenen Aufbaus (Stabilität, mechanische Belastbarkeit, Quenchausbreitung) genauer zu untersuchen, sie daraufhin weiter zu optimieren (nicht zuletzt auch bezüglich kostengünstiger Herstellung) und ihre günstigste Verarbeitung zu Spulen im reagierten Zustand zu erlernen.

Es ist damit absehbar, daß in einigen Jahren auch erste große Spulen (einige Meter Linearabmessungen) mit Nb_3Sn -Leitern entwickelt werden können. Aus diesem Grunde erscheint es besonders wichtig und sinnvoll, die jetzt in Erarbeitung befindlichen Leiterkonzepte für Tokamakmagnete so auszulegen, daß ohne Änderung des Grundkonzeptes später auch filamentisierte Nb_3Sn -Leiter an Stelle der $NbTi$ -Leiter eingesetzt werden können. Dies scheint durch das hier erarbeitete Konzept gewährleistet.

Die jetzt in Durchführung befindliche Entwicklung für Nb_3Sn -Leiter ist prinzipiell auch auf V_3Ga -Leiter anwendbar und Prototypleiter sind auch erarbeitet worden. Die Entwicklung wird aber hier aus zwei wesentlichen Gründen nicht so intensiv vorangetrieben wie bei Nb_3Sn . V_3Ga -Leiter haben erst bei Feldern über ca. 14 T größere kritische Stromdichten als Nb_3Sn (darunter sogar bis um den Faktor zwei niedrigere) und ihre Preise werden aufgrund der Kosten der Ausgangsmaterialien stets weit über denen von Nb_3Sn -Leitern liegen. Ihr Einsatz ist damit nur für "Höchstfeldmagnete" (> 16 T am Leiter) erforderlich. Systemuntersuchungen zeigen, daß nach gegenwärtigem Kenntnisstand solche Felder für Tokamakreaktorsysteme nicht infrage kommen^{V.1,2}).

Die Verwendung von Aluminium als Stabilisierungsmaterial ist aus mehreren Gründen interessant. Einerseits kann mit einer erheblichen Gewichtersparnis gerechnet werden und andererseits verspricht der wesentlich geringere Magnetowiderstand von hochreinem Aluminium gegenüber Kupfer günstige Stabilisierungseigenschaften. Ansätze zur Entwicklung Al-stabili-

sierter NbTi-Leiter gab es schon vor etlichen Jahren, sie scheiterten aber zunächst an Problemen wie großer Übergangswiderstand zwischen NbTi und Al-Matrix und geringe mechanische Festigkeit von Reinstaluminium. Eine vergleichende Übersicht über dessen Tieftemperatur-Materialdaten gegenüber denen von Kupfer findet man z.B. in Ref.V.3).

Erst in jüngster Zeit wird diese Technologie wieder ernsthaft betrachtet, ausgelöst durch Anforderungen an neue Detektormagnete für Hochenergiephysik-Experimente. Bei diesen besteht das Problem, die Wicklung so "dünnwandig" zu gestalten, daß deren Strahlungsabsorption möglichst gering ist. Andererseits haben diese Magnete gespeicherte Energien im 10 MJ-Bereich, so daß eine ausreichende Menge an Stabilisierungsmaterial vorhanden sein muß. Die Absorption in Kupfer ist um etwa einen Faktor 6 größer als die in Aluminium, so daß Al-stabilisierte Leiter für solche Magnete nahezu unumgänglich werden.

Mehrere Wege sind nun zur Entwicklung geeigneter Al-stabilisierter Leiter beschritten worden, deren Ergebnisse auch für die Leiter in Fusionsmagneten von Bedeutung sein könnten. Der einfachste Weg geht von der erprobten Technologie Cu-stabilisierter NbTi-Leiter aus, wobei die Menge des Matrixmaterials an die untere Grenze des fertigbaren gebracht wird (Cu/SL-Verhältnis ca. 1 : 1). Diese Leiterelemente werden dann in geeigneter Weise mit Aluminium umgeben und das System weich verlötet. Die dabei zulässige Reinheit ist nicht zuletzt auch abhängig von der geforderten mechanischen Festigkeit. Immerhin ist ein erster Solenoid aus solchem Material in kryogen stabilisierter Bauweise kürzlich in CERN gebaut und erfolgreich getestet worden^{V.4)}.

Ein völlig neuer Weg wurde von der Aluminium Company of America (ALCOA) in Penns., USA, beschritten^{V.5)}. In einer Matrix von hochfester Al-Legierung 5056 befinden sich Nb-Röhrchen von $\leq 200 \mu\text{m}$ Außendurchmesser und ca. $35 \mu\text{m}$

Wandstärke, die im Inneren hochleitfähige Al-Stäbe (Widerstandsverhältnis ≥ 1000) enthalten. Dieses Aluminium sorgt für die elektrische Stabilisierung, die 5056 Al-Legierung für eine sehr hohe mechanische Festigkeit des gesamten Systems (Zugfestigkeit $\sim 10^9$ N/m²) und geringe Wirbelstromverluste bei Wechselfeldkomponenten. Die Kurzprobenwerte erster Prototypleiter zeigen Ergebnisse, die denen "konventioneller" NbTi-Leiter in Cu/CuNi-Matrix nicht nachstehen. Genauere Untersuchungen, z.B. hinsichtlich des Stabilitätsverhaltens, stehen selbstverständlich noch aus.

Welche Ergebnisse der Leiterentwicklung, über obige Ziele hinausgehend, langfristig möglich erscheinen, ist schwer zu prognostizieren. Die Untersuchung anderer Supraleitermaterialien mit günstigeren kritischen Daten, wie z.B. Nb₃Ge, Nb₃Al u.a. befindet sich gegenwärtig noch mehr im Stadium physikalischer Grundlagenforschung und eine technische Anwendung ist noch nicht absehbar. Es kann aber davon ausgegangen werden, daß die seitens der Fusionstechnologie gestellten Forderungen an die Supraleitung mit den gegenwärtig technisch anwendbaren Materialien erfüllt werden können.

LITERATURHINWEISE

Zur Einführung:

- E.1) "Memorandum über die technologischen Probleme des Fusionsreaktors" (1973) unveröffentlicht
- E.2) Deutsches Fusionsprogramm 1976-80 (1976) unveröffentlicht
- E.3) P.H. Rebut et al.:
"The JET-Project", EUR-JET-R7 (1975)

Zum Abschnitt I:

- I.1) A.F. Knobloch:
"Some technical Constraints on Possible Tokamak Machines from Next Generation to Reactor Size";
Proc. 6th Symp. on Eng. Probl. of Fus. Res.,
San Diego, Nov. 18-21, 1975 (wird veröffentlicht)
- I.2) Report of the Sub Committee of the Advisory Group on Fusion Reactor Technology:
"European Programme on Superconducting Magnet Technology" (1975) unveröffentlicht
- I.3) Siehe hierzu die Literaturhinweise von Abschnitt II
- I.4) P. Komarek:
"Spezielle Magnetanwendungen I"; VDI-Bildungswerk,
VDI BW 2773, in Lehrgang "Supraleitungstechnik",
BW 41-08-01, Karlsruhe, Oktober 14-16, 1974
- I.5) CERN-Courier, Vol. 14, (1974), S. 294
- I.6) P. Komarek:
"Superconducting magnets in the world of energy, especially in fusion power"; Cryogenics 16,
(1976), S. 131

- I.7) W. Amenda et. al.:
"Erste Inbetriebnahme des Siemens SL-Prototyp-
Magnetens W VII im IPP"; IPP 4/120 (IPP, Garching, 1974)
- I.8) Z.J.J. Stekly et. al.:
"A large toroidal coil system for the Stanford medi-
cal pion generator"; Proc. 5th Int. Conf. on Mag.
Techn., Rom, April 21-25, 1975, S. 419
- I.9) P. Turowski, J.H. Coupland, J. Perot:
"Pulsed Superconducting Dipole Magnets of the GESSS
Collaboration"; Proc. 9th Int. Conf. on High Energy Acc.,
Stanford, Mai 2-7, 1974, S. 174
- I.10) A. Ulbricht et al.:
"The Study of High Voltage Problems in a Superconduc-
ting Power Pulse Generator", VIth Int. Cryog. Eng. Conf.,
Grenoble, Mai 11-14, 1976 (wird veröffentlicht)
- I.11) J.H. Coupland:
"The pulsed Superconducting Magnet AC5", Proc. 5th
Int. Conf. on Magnet Technology, Rom, April 21-25, 1975, S.535
- I.12) G. Bronca et al.:
"The Superconducting Pulsed Dipole "Alec", Proc. 5th
Int. Conf. on Magnet Technology, Rom, April 21-25, 1975, S.525
- I.13) M.S. Lubell:
"Superconducting Toroidal Magnets for Fusion Feasibi-
lity Experiments and Power Reactors", Proc. 5th Int.
Cryog. Eng. Conf., Kyoto, Mai 7-10, 1974, S. 164
- I.14) D. Dew-Hughes:
"Superconducting Materials for Large Scale Applica-
tions", Report BNL-20403 (BNL, Upton, 1975)
- I.15) H. Hillmann:
"Entwicklung harter Supraleiter, vorzugsweise am Bei-
spiel Nb-Ti", Metall 27 (1973), S. 977

- I.16) H. Hillmann:
"Über die Entwicklung von Hochfeldsupraleitern";
Metallkunde 66 (1975), S. 69
- I.17) D. Dew-Hughes:
"The metallurgical enhancement of type II superconductors, Rep. Prog. Phys. 34, (1971), S. 821
- I.18) D.B. Thomas, M.N. Wilson:
"Filamentary Superconductors for pulsed Magnets",
Proc. 4th Internat. Conf. on Magnet Technology,
Brookhaven, September 19-22, 1972, S. 493
- I.19) Vacuumschmelze Hanau: private Mitteilung
- I.20) M. Morpurgo:
"The Design of the Superconducting Magnet for the
'Omega'-Project", Particle Accelerators 1, (1970), S. 255
- I.21) E. Gregory et al.:
"Multifilamentary Nb₃Sn Conductors for large Fusion
Magnets", Proc. 5th Int. Conf. on Magnet Technology,
Rom, April 21-25, 1975, S. 301
- I.22) D.N. Cornish et al.:
"Superconducting Magnet Development Program Progress"
Report: July 1974 - June 1975, Report UCRL-50031-75,
(Lawrence Livermore Laboratory, Livermore, Okt. 1975)
- I.23) W. Schauer:
"Aktueller Stand der Entwicklung kommerzieller Nb₃Sn-
Multifilamentsupraleiter", (1975) unveröffentlicht
- I.24) M.N. Wilson:
"Superconducting Materials: Some recent Developments"
Proc. 5th Int. Conf. on Magnet Technology, Rom,
April 21-25, 1975, S. 615

I.25) H. Hillmann, E. Springer:

"Technische Filamentleiter mit Nb_3Sn -Diffusions-
schichten zum Erzeugen von starken Magnetfeldern",
Siemens-Zeitschrift 49, (1975), S. 739

I.26) F.R. Fickett:

"Properties of Nonsuperconducting Technical Solids
at Low Temperature - an Update", Proc. 5th Intern. Conf.
on Magn. Techn., Rom, April 21-25, 1975, S. 659;
dort finden sich zahlreiche Literaturangaben.

I.27) M. Soell et. al.:

"The Influence of Low Temperature Neutron Irradiation
on Superconducting Magnet Systems for Fusion Reactors",
IEEE-Transactions on Magnetics MAG11 (1975), S. 178

I.28) D.M. Parkin, A.R. Sweedler:

"Neutron irradiation of Nb_3Sn and NbTi Multifilamentary
Composites", IEEE-Transactions on Magnetics MAG11 (1975),
S. 166

I.29) E. Seibt:

"Irradiation and Annealing Effects of Deuteron Irradia-
ted NbTi and V_3Ga Multifilamentary Composite Wire at
Low Temperature", IEEE Transact. Magn. 11 (1975), S. 174

P. Maier, H. Ruoss, E. Seibt:

"Strahlenresistenzverhalten von A15-Supraleitern",
Verhandl. DPG (VI) 11, (1976), S. 712

Zum Abschnitt II:

- II.1) P.N. Haubenreich, M. Roberts (ed.):
"ORMAK F/BX, A Tokamak Fusion Test Reactor",
ORNL-TM-4634, (ORNL, Oak Ridge, Juni 1974)
- II.2) W.M. Stacey et al.:
"Tokamak Experimental Power Reactor Studies",
ANL-CTR-75-2, (ANL, Argonne, Juni 1975)
- II.3) M. Roberts, E.S. Bettis:
"Oak Ridge Experimental Power Reactor Study" -
Reference Design, ORNL-TM-5042, (ORNL, Oak Ridge, August 1975)
- II.4) GAC Fusion Engineering Staff:
"Experimental Power Reactor Conceptual Design Study",
GA-A135434, (General Atomic, San Diego, Juli 1975)
- II.5) B. Badger et al.:
"UWMAK I, A Wisconsin Toroidal Fusion Reactor Design",
UWFD-68, (Universität von Wisconsin, Madison, November 1975)
- II.6) B. Badger et al.:
"UWMAK II, A Conceptual Tokamak Power Reactor Design",
UWFD-112, (Universität von Wisconsin, Madison, November 1975)
- II.7) R.G. Mills (ed.):
"A Fusion Power Plant", MATT 1050, (Princeton Plasma Physics
Laboratory, Princeton, August 1974)
- II.8) W. Kafka:
"U.S. Patent 3639 672", (Febr. 1972)
- II.9) M.O. Hoenig, Y. Iwasa, D.B. Montgomery:
"Supercritical-Helium Cooled "Bundle Conductors" and
their Application to Large Superconducting Magnets",
The 5th International Conference on Magnet Technology,
Rom, April 21-25, 1975, S. 519-524

II.10) M.O. Hoenig et al.:

"Supercritical Helium Cooled, Cabled, Superconducting Hollow Conductors for Large High Field Magnets",
6th International Cryogenic Eng. Conf., Grenoble,
Mai 11-14, 1976, paper I9 (wird veröffentlicht)

II.11) M.N. Wilson, C.R. Walters:

"Development of Superconductors for Fusion Technology",
RL-76-038, (Rutherford Laboratory, Chilton, Didcot, April
1976)

Zum Abschnitt III:

III.1) J. File et al.:

"Large Superconducting Magnet Design for Fusion Reactors", IEEE Transactions on Nuclear Science, NS 18/4 (1970), S. 277

III.2) J.R. Powell, P. Bezler:

"Warm Reinforcement and Cold Reinforcement for Tokamak Fusion Power Reactors: A Comparison", BNL-17434, (BNL, Upton, 1972)

III.3) R.P. Reed, R.P. Mikesell, A.F. Clark:

"Paper J-6", Cryog. Eng. Conf. Kingston, Canada, Juli 22-25, 1975 (wird veröffentlicht)

III.4) D.S. Easton, C.C. Koch:

"Paper" at the Cryog. Eng. Conf. Kingston, Canada, Juli 22-25, 1975 (wird veröffentlicht)

III.5) M.G. Benz:

"Magnetoresistance of Copper at 4.2 K in Transverse Fields up to 100 kG", Journal of Applied Physics, 40 (1969), S. 2003

III.6) C.H. Dustmann, B. Kneifel (1976), unveröffentlicht

III.7) J.W. Ekin, F.R. Fickett, A.F. Clark:

"Paper J-3", Cryog. Eng. Conf., Kingston, Canada, Juli 22-25, 1975 (wird veröffentlicht)

III.8) J.W. Ekin, A.F. Clark:

"Effect of strain on the critical current of Nb₃Sn and NbTi Multifilamentary Composite wires", NBS/ARPA Symposium on Stress Effects in Superconductors, Vail, Colorado, April 1976

III.9) J.W. Ekin:

"Effect of stress on the critical current of Nb₃Sn multifilamentary composite wire", Applied Physics Letters, 293 (1976), S. 216

- III.10) C. Schmidt, G. Pasztor:
"Superconductors under Dynamic Mechanical Stress",
Applied Superconductivity Conf., Stanford,
August 17-20, 1976 (wird veröffentlicht)
- III.11) B. Badger et al.:
"UWMAK I, A Wisconsin Toroidal Fusion Reactor Design",
UWFDM-68, (Universität von Wisconsin, Madison, Nov. 1973)
- III.12) F.R. Fickett:
"Structural Materials for Cryogenic Applications",
Proc. 6th Int. Cryog. Eng. Conf., Grenoble,
Mai 11-14, 1976 (wird veröffentlicht)
- III.13) W.B. Bald:
"Cryogenic Heat Transfer Research at Oxford Part 1 -
Nucleate Pool Boiling", Cryogenics 13 (1973), S. 457
- III.14) S. Lehongre et al.:
"Critical nucleate boiling of liquid helium in
narrow tubes and annuli", Proc. 2nd Int. Cryog.
Eng. Conf., Brighton, Mai 7-10, 1968, S. 274
- III.15) G. Krafft:
"Kühlung langer Rohrsysteme mit superfluidem Helium",
KfK-Bericht 1786, (GfK, Karlsruhe, 1973)
- III.16) V. Arp et al.:
"Helium Heat Transfer", NBS-Report 10703,
(NBS, Boulder, 1971)
- III.17) M.A. Green:
LBL, Berkeley, private Mitteilung, Mai 1976
- III.18) Z.J.J. Stekly, J.L. Zar:
"Stable Superconducting Coils",
IEEE-Transactions on Nuclear Science NS 12/3
(1965), S. 367

- III.19) W.J. Green, E. Saibel:
"Stability of Internally Cooled Superconductors",
Advances Cryog. Eng. 14 (1969), S. 138
- III.20) M. Morpurgo:
"The Design of the Superconducting Magnet for the
"Omega"-Project", Particle Accelerators 1 (1970), S. 255
- III.21) O. Tsukamoho:
"Stability of Internally Cooled Superconductors",
5th Int. Cryog. Eng. Conf., Kyoto, Mai 7-10, 1974, S. 425
- III.22) I.Todoriki, K. Agatsuma:
"Stability of Hollow Conductors with Steady State
Input", 5th Int. Cryog. Eng. Conf., Kyoto, Mai 7-10, 1974,
S. 420
- III.23) N.M. Wilson et al.:
"Experimental and Theoretical Studies of Filamen-
tary Superconducting Composites", Journ. of Physics
D: Applied Physics, 3 (1970), S. 1517
- III.24) G. Ries, H. Brechna:
"A.C. Losses in Superconducting Pulsed Magnets",
KFK 1372, (GfK, Karlsruhe, 1972)
- III.25) G. Ries, K.P. Jüngst:
"Filament Coupling in Multifilamentary Superconduc-
tors in Pulsed Longitudinal Fields", Cryogenics 16
(1976), S. 43
- III.26) J.L. Duchateau, B. Turck:
"Dynamic stability and quenching currents of supercon-
ducting multifilamentary composites under usual cooling
conditions", J. Appl. Physics 46 (1975), S. 4989

- III.27) W. Gilbert et al.:
"Coupling in Superconducting Braids and Cables",
Applied Superconductivity Conf., Annapolis,
Mai 1-3, 1972, S. 486
- III.28) D. Hauck:
Fa. Vacuumschmelze, Hanau, private Mitteilung
- III.29) A.F. Knobloch:
IPP Garching, private Mitteilung (siehe auch
Ref. II.3)

Zum Abschnitt IV:

- IV.1) K.R. Krebs, P. Maier, E. Seibt:
"Tieftemperatur-Bestrahlungsmessungen am V_3Ga -Mehrkern-
leiter", KFK 1996 (GfK, Karlsruhe, 1974)
P. Maier, E. Seibt:
Beitrag in "Entwicklungen auf dem Gebiet der Hoch-
strom-Supraleitung", KFK 2290 (GfK, Karlsruhe, 1976)
- IV.2) M. Scherer:
"Stromtransformation und Abschirmung mit supraleitenden
Spulen", Diplomarbeit (Universität Karlsruhe, 1974)
- IV.3) F. Wittgenstein, M. Feldmann, A. Hervé:
"Test facility for large superconducting Magnets",
Cryogen. 9 (1969) S. 158
- IV.4) D.C. Larbalestier:
"Multifilamentary Niobium Tin Solenoids", IEEE Transact.
Magn. MAG-11 (1975) S. 555
- IV.5) G. Hartwig, F. Wüchner:
"Low Temperature Mechanical Testing Machine",
Rev. Sci. Instr. 46 (1975), S. 481
- IV.6) V.J. Johnson:
"Properties of Materials at Low Temperature", Oxford:
Pergamon Press (1961)
- IV.7) D. Evans:
"An Hypotesis Concerning the Training Problem in Supercon-
ducting Magnets", Report RL-73-092 (Rutherford Laboratory,
Chilton, Didcot, 1973)
- IV.8) J.R. Heim:
"Superconducting Coil Testing and Instabilities due to
the Bauschinger Effect", Report TM-334-B (Fermi Nat.
Acc. Lab., Batavia, 1974)

- IV.9) P. Lukas, M. Klesnil:
"Hysteresis Loops in the Microstrain Region", Phys. Stat. Sol. 11 (1965), S. 127
- IV.10) Superconducting Application Group, Rutherford Laboratory:
"Experimental and theoretical Studies of Filamentary Superconducting Composites", J. Phys. D3 (1970), S. 1517
- IV.11) M.N. Wilson:
"Filamentary Composite Superconductors for Pulsed Magnets", Proc. Appl. Supercond. Conf., Annapolis, Mai 1-3, 1972, S. 385
- IV.12) W. Gilbert, F. Voelker, R. Acker, J. Kaugerts:
"Coupling in Superconducting Braids and Cables", Proc. Appl. Supercond. Conf., Annapolis, Mai 1-3, 1972, S. 486
- IV.13) K.P. Jüngst:
"Rate Dependent Magnetization of Superconducting Magnet Conductors in Transverse and Longitudinal Fields", Proc. 5th Int. Conf. Magn. Technol., Rom, Apr:21-25, 1975, S. 690
- IV.14) G. Ries, K.P. Jüngst:
"Filament Coupling in Multifilamentary Superconductors in Pulsed Longitudinal Fields", Cryogen. 16 (1976), S. 143
- IV.15) K.P. Jüngst:
"Anisotropy of Pinning Forces in NbTi", IEEE Trans. Magn. MAG-11 (1975), S. 340
- IV.16) G. Ries, H. Brechna:
"A.C. Losses in Superconducting Pulsed Magnets", KFK 1372 (GfK, Karlsruhe, 1972)
- IV.17) V.W. Edwards, C.A. Scott, M.N. Wilson:
"The Control of 'Training' in 'Racetrack' Shaped Superconducting Magnets", IEEE Transact. Magn. MAG-11 (1975), S. 532

IV.18) P. Turowski, M. Scherer, W. Goll:

"A Method to Measure the I_c -B-Characteristic of Superconductors without Potential Leads",

5th Int. Conf. Magn. Technol., Rom, April 21-25, 1975, S. 735

IV.19) C. Schmidt:

"Investigation of the Training Problem of Superconducting Magnets", Applied Physics Letters, 28/8 (1976),

S. 463

IV.20) C. Schmidt, G. Pasztor:

"Superconductors under Dynamic Mechanical Stress",

Paper D17, Applied Superconductivity Conference,

Stanford, August 17-20, 1976 (wird veröffentlicht)

Zum Abschnitt V:

V.1) A.F. Knobloch:

"Some technical constraints on possible tokamak machines from next generation for reactor size", Proc. 6th Symp. on Eng. Probl. of Fus. Res., San Diego, November 18-21, 1975 (wird veröffentlicht)

V.2) A.F. Knobloch:

"Technical limitations on conceptual tokamak reactors", Proc. 9th Symp. on Fus. Tech., Garmisch-Partenkirchen, Juni 14-18, 1976 (wird veröffentlicht)

V.3) W. Schauer:

"Conductor materials for cryomagnets", Proc. 5th Magn. Techn. Conf., Rom, April 21-25, 1975, S. 629

V.4) M. Morpurgo:

CERN, private Mitteilung

V.5) M.A. Green:

LBL, private Mitteilung