

Zeitschrift: Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins
Herausgeber: Schweizerischer Elektrotechnischer Verein ; Verband Schweizerischer Elektrizitätswerke
Band: 58 (1967)
Heft: 20

Artikel: Eine 1,3-m-Hochfeld-Helmholtz-Spule mit forcierter Heliumkühlung
Autor: Brechna, H.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-916287>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. [Voir Informations légales.](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. [See Legal notice.](#)

Download PDF: 15.05.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

Scheinwerfer verwendet werden, möglich sein, oberhalb der 80°-Linie eine kleinere Lichtstärke als 30 cd/1000 lm zu gewährleisten. Hier macht sich ein Vorteil der Hochmastbeleuchtung geltend, der darauf basiert, dass die Fahrbahnleuchtdichte bezogen auf gleiche Horizontalbeleuchtungsstärke in den erwähnten speziellen Fällen oft einen höheren Wert zeigt. Bekanntlich beurteilt man die Blendfreiheit einer Anlage nach dem physiologischen Blendungsgrad φ , der sich wie folgt berechnen lässt:

$$\varphi = \frac{L_S}{L_S + L_A}$$

worin

L_S Schleierleuchtdichte und L_A Adaptationsleuchtdichte.

Die in der Praxis vorkommenden Blendungsgrade φ liegen zwischen 5 und 25%. In der vorigen Formel wird für L_A mit hinreichender Genauigkeit die Fahrbahnleuchte eingesetzt. Die Schleierleuchtdichte L_S lässt sich berechnen aus der bekannten Formel von *Holladay-Stiles*:

$$L_S = 30 \frac{E_V}{\Theta^2} \text{ asb}$$

In dieser Formel wird die vertikale Beleuchtungsstärke am Auge E_V in lx und der Winkel Θ von Augenachse zur Licht-Einfallachse in Grad eingesetzt. Daraus lässt sich nachweisen, dass für zwei Anlagen mit verschiedenen Lichtpunkthöhen bei gleichem Horizontalbeleuchtungsstärkeniveau und gleichem Abstandsverhältnis die Schleierleuchtdichten in beiden Fällen gleich sind. Da jedoch die Fahrbahnleuchtdichte und damit die Adaptationsleuchtdichte bei der Hochmastbeleuchtung bei

Anordnung der Maste in Fahrbahnnähe, bezogen auf gleiche Beleuchtungsstärke, grössere Werte zeigt, wird der Blendungsgrad in diesem Fall um den Leuchtdichtegewinn geringer. Somit ist es demnach möglich, einen um 1,3...1,5-fachen kleineren Blendungsgrad zu gewährleisten. Es soll jedoch nicht unerwähnt bleiben, dass dieser unter Umständen nur bei trockener Fahrbahn gegeben ist.

5. Schlussbetrachtung

Zusammengefasst ergibt sich demnach, dass bei Hochmastbeleuchtung die Mastanordnung, die Form der Lichtverteilung und die Beschaffenheit der Fahrbahn von weitaus grösserem Einfluss auf die Güte der Beleuchtung ist, als bei konventionellen Anlagen. Es sollte jedoch die Wirtschaftlichkeit, vor allem auch in den laufenden Betriebskosten, nicht vernachlässigt werden, wobei diese Betrachtung immer auf die gegebenen Leuchtdichteverhältnisse abgestimmt werden müsste. Eine Wirtschaftlichkeitsbetrachtung, die selbstverständlich auch die Erstellungskosten derartiger Anlagen beinhalten müsste, würde den Nachweis einbringen, dass im allgemeinen die Hochmastbeleuchtung und sogar der eventuell erzielte Leuchtdichtegewinn mit nicht unerheblichen Mehrkosten für Anlage und Betrieb erkauft werden muss. Die Entscheidung zur Errichtung einer Hochmastbeleuchtung muss daher diese Faktoren einkalkulieren, um neben der Qualität der Beleuchtungsanlage auch deren betriebswirtschaftliche Seite optimal gestalten zu können.

Adresse des Autors:

J. Roch, Ingenieur der Siemens AG, Postfach 325, D - 8520 Erlangen 2.

Eine 1,3-m-Hochfeld-Helmholtz-Spule mit forcierter Heliumkühlung

Von H. Brechna, Stanford (USA)

621.318.4 : 537.312.62

Die Arbeit beschreibt Versuche mit verschiedenen harten Supraleitern (Typ II), supraleitenden Kabeln und Hohlleiterkonfigurationen. Querschnitteffekt der Supraleiter, Strom-Feld-Charakteristik, und das Verhalten von supraleitenden Kabeln und Leitern im Querschnitt, stabiles Verhalten von supraleitenden Magneten wird besprochen. Eine 70-kG-Helmholtz-Spule mit einem Innendurchmesser von 30 cm befindet sich zur Zeit in Stanford im Bau. Die Spule weist eine Feldenergie von $6 \cdot 10^6$ J auf. Der Übergang vom supraleitenden zum normalen Zustand, und Störeffekte und Abhilfmassnahmen werden diskutiert. Neue Leiterkonfigurationen und Wicklungsanordnungen werden vorgestellt. Ein Blasenkammermagnet der wassergekühlte Hohlleiter aufweist, soll in nächster Zeit in einem supraleitenden Magneten so umgebaut werden, dass das Zentralfeld von 20 kG (jetzige Bauart) auf mindestens 60 kG erhöht werden kann.

L'exposé décrit les essais exécutés à l'aide de divers supraconducteurs durs (type II), de câbles et de guides d'ondes supraconducteurs. L'effet de section transversale des supraconducteurs, la caractéristique du champ électrique, le comportement des câbles et des conducteurs supraconducteurs dans le champ magnétique transversal, ainsi que le comportement stable d'aimants supraconducteurs sont discutés. Une bobine de Helmholtz de 70 kG et d'un diamètre intérieur de 30 cm est actuellement en voie de construction à Stanford. La bobine accuse une énergie de champ de $6 \cdot 10^6$ J. L'auteur discute en outre le passage de l'état supraconducteur à l'état normal, ainsi que les effets perturbateurs et les moyens d'y remédier. Il présente de nouvelles configurations de conducteurs et de nouvelles dispositions d'enroulement. Un électro-aimant de soufflage, comportant des guides d'ondes refroidis à l'eau, serait prochainement transformé en aimant supraconducteur de telle sorte que le champ central de 20 kG (de la construction actuelle) pourra être élevé à 60 kG au moins.

(Übersetzung)

Verwendete Buchstabensymbole ¹⁾

$A_{n, s}$	Leiterquerschnitt
$2a_1$	Spulen-Innendurchmesser
$2a_2$	Spulen-Aussendurchmesser
$2b$	achsiale Spulenlänge
$2b_1$	achsiale Länge des Spulenabschnittes
c_p	spezifische Wärme
d	Leiter- oder Teilleiterdurchmesser

¹⁾ Ein Teil dieser Buchstabensymbole entspricht nicht den internationalen und nationalen Normen. Um aber die Ableitungen nicht verändern zu müssen, haben wir die normwidrigen Symbole belassen.
Red.

f	Faktor, der Leiterquerschnitt mit Kühlungsfläche verbindet
$2g$	achsialer Spalt zwischen Spulenteilen
h	Wärmeübergangszahl
i	Strom
k	Wärmeleitfähigkeit
K	Faktor
N	Windungszahl
S	Stromdichte
s	Kühlfläche per Einheitslänge
T	Temperatur

T_b	Badtemperatur
T_c	kritische Wärme des Supraleiters
t	Zeit
v_q	Geschwindigkeit der Wärme­front
α	Verhältnis a_2/a_1
β	Verhältnis b/a_1
β_1	Verhältnis b_1/a_1
γ	Abstandsverhältnis von Spulenmitte bis zu ihrem Flächenschwerpunkt zum Innenradius
δ	Dichte
ϱ	spezifischer Widerstand

1. Einleitung

Beim Bau von grossen (mehrere m^3) Hochenergie-supraleitenden-Magneten sind folgende, eigentlich trivial anmutende Betrachtungen zu berücksichtigen:

a) *Betriebsverhalten*. Der Magnet soll stabiles, Spezifikationen entsprechendes Verhalten aufweisen, keine Degradierung, Instabilitäten und Training zeigen.

b) *Betriebsicherheit*. Befindet sich der Magnet in einer bestimmten supraleitenden Phase, darf die Spule unter keinen Umständen infolge Stromschwankungen, Stromausfall, Betriebsunfällen etc. seinen supraleitenden Zustand plötzlich verlieren. Die Energiequelle soll, um einen Zusammenbruch des supraleitenden Zustandes zu verhindern, an den Magneten so angeschlossen sein, dass die Stromänderung nach jeder Betriebsstörung langsam vor sich gehen kann. Lokale Erwärmungen infolge Feldschwankungen sollen sich nicht im Magneten fortpflanzen. Eine Stromreduktion soll die normale Zone beheben und den supraleitenden Zustand wieder herstellen. Feldstabilität soll über die Versuchsperiode garantiert werden können. Degradierungserscheinungen und plötzlicher Übergang vom supraleitenden zum normalen Zustand infolge elektromagnetischer Kräfte sollen ausgeschlossen sein. Feldänderungen von einer Feldstärke auf eine andere, entsprechend den Anforderungen des Versuches, sollen in relativ kurzer Zeitperiode ohne grosse Schwierigkeiten, und ohne das System zu gefährden, möglich sein.

c) *Wirtschaftlichkeit*. Um die Bedingungen a) und b) zu erfüllen, muss der Supraleiter mit einem normalleitenden Metall parallel geschaltet sein. Dies geschieht so, dass ein Normalmetall, wie z. B. Kupfer, Aluminium, Indium, um den Supraleiter in Form von Kabeln, Streifen, etc. angebracht wird. Dieser kombinierte Leiter muss sich im innigen Kontakt mit dem Kühlmedium befinden. Bei richtiger Dimensionierung des Leiters und hinreichender Kühlung kann der Magnet sehr nahe der Charakteristik eines kurzen Leiters betrieben werden, ohne dass eine Quenchgefahr besteht. Ein derartiger Leiter heisst stabil [1¹], wenn beim Erreichen der kritischen Strommenge der Übergang vom supraleitenden zum normalen Zustand nicht plötzlich, sondern stetig vor sich geht. Leider ist bei heutigen stabilisierten Supraleitern der Füllfaktor (Menge des Supraleiters im Vergleich zum Normalmetall) sehr klein und erreicht nur in wenigen Fällen 10%. Daher sind diese Magnete eher tiefgekühlten als supraleitenden Spulen ähnlich und der Preis des supraleitenden Magneten, Heliumverflüssigungsanlage und Energiequelle demjenigen eines wassergekühlten Magneten nebst Energiequelle durchaus vergleichbar, dagegen die Betriebskosten supraleitender Magnete bedeutend tiefer [2, 3].

In dieser Arbeit seien teilweise und gänzlich stabilisierte Magnete mit einem Achsialfeld von über 50 kG und einem Volumen von mehreren Kubikmetern behandelt. Solche Magnete mit wassergekühlten Kupfer- oder Aluminiumleitern weisen Leistungsaufnahmen auf, die aus wirtschaftlichen Gründen von grossen Laboratorien nicht mehr getragen werden können. Berücksichtigt man auch Platzbedarf, Zugänglichkeit und Einfachheit des Betriebsverhaltens, so sind die modernen supraleitenden Magnete ausserordentlich attraktiv

und werden in naher Zukunft wassergekühlte Magnete völlig verdrängen. Basierend auf theoretische und experimentelle Arbeiten von *Stockly* [3], *Whetstone* [4] und *Lontai* [5] und auf die Ausführungen im Abschnitt III, ist die Stabilität des Magneten auf die Lösung der Wärmedifferentialgleichung zurückzuführen. Versuche bestätigen, dass die Stabilität eines Magneten durch das Produkt Wärmeübergang vom Leiter zum Kühlmedium h und Temperaturdifferenz $(T_c - T_b)$ in folgender Gleichung gegeben ist:

$$s A_n h (T_c - T_b) = I^2 \varrho_n \quad W/cm^2$$

Die Stabilität ist von der Kühlung, der Leiterdimension pro Längeneinheit und vom Widerstandskoeffizienten ϱ_n des Normalmaterials abhängig.

Die Werte $h (T_c - T_b)$, die an kurzen Leitern gemessen werden, entsprechen nicht unbedingt Werten, die man in Magneten unter ähnlichen Bedingungen vorfindet. Oft sind Kühlkanäle zwischen Lagen oder benachbarten Windungen wegen auftretenden Lorenzkraften blockiert. Um die Anwesenheit von Kühlmittel im ganzen Magneten garantieren zu können, muss man entweder mit flüssigem Helium (He_3) oder mit neuen Leiteranordnungen arbeiten. Unter bestimmten Verhältnissen kann forcierte Heliumkühlung sehr gute Resultate liefern. Versuche, die im Stanford Linear Accelerator Center (SLAC) durchgeführt wurden, zeigen, dass der sog. Querschnittseffekt im Supraleiter auf metallurgische Aspekte, Kaltverformung und nachträgliche Wärmebehandlung zurückzuführen ist, und nicht, wie allgemein angenommen wurde, eine charakteristische Eigenschaft der harten Supraleiter ist. Nach Einführung von Niob-Zirkon (Nb_3Zr) wurden vorzugsweise Leiterdurchmesser von 0,0125...0,0254 cm verwendet. Grössere Durchmesser zeigten Stromdichte-Verluste (Degradierung) und wurden deshalb nicht verwendet. Um den Füllfaktor des Magneten zu erhöhen und einfachere Verhältnisse zu schaffen, ist der Vorteil grosser Querschnitte des Supraleiters von bis zu 0,2 cm Durchmesser offensichtlich. Niob-Titan ($Nb_{2...3}Ti$) wurde bis zu Feldstärken von 95 kG gemessen und zeigte Stromdichten, die über Leiterdurchmessern von

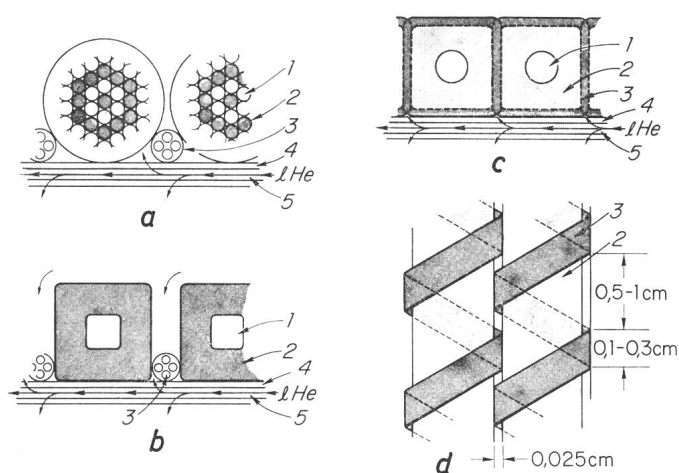


Fig. 1

Verschiedene Kabelanordnungen, die in stabilisierten supraleitenden Magneten Verwendung finden

a bifilar gewickelte runde Kabel; b bifilar gewickelte quadratische Kabel; c spiralförmig isolierte Kabel (Querschnitt); d spiralförmig isolierte Kabel (Längsansicht)

1 Supraleiter; 2 Normalmetall; 3 bifilar oder spiralförmig gewickeltes Widerstandsmaterial (Konstantan, Nichrom o. a.), isoliert; 4 Lagenisolation; 5 Metallnetz (Kupfer oder rostfreier Stahl, nicht magnetisch) lHe flüssiges Helium

¹) Siehe Literatur am Schluss des Aufsatzes.

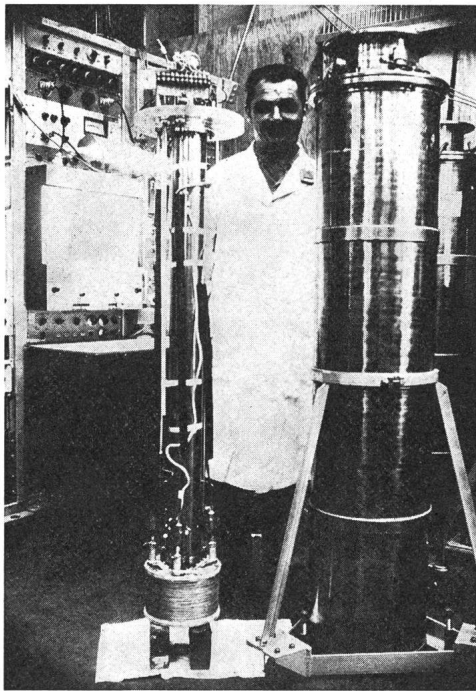


Fig. 2
Versuchsmagnet von 25 cm Innendurchmesser für 75 kGs

0,0125...0,2 cm praktisch konstant sind. Die Anwendung grosser Durchmesser führt zu einer erheblichen Preisreduktion bei grossen supraleitenden Magneten.

2. Versuche mit supraleitenden, stabilisierten Kabeln im flüssigen Helium

Verschiedene Kabelanordnungen, zusammengesetzt aus Kupfer und Niob-Zirkon, sind erstmals von *Laverick* beschrieben worden [6]. Auf *Lavericks* erste Versuche und experimentelle Daten von *Cornish* [7] basierend, wurden mehrere Spulen-

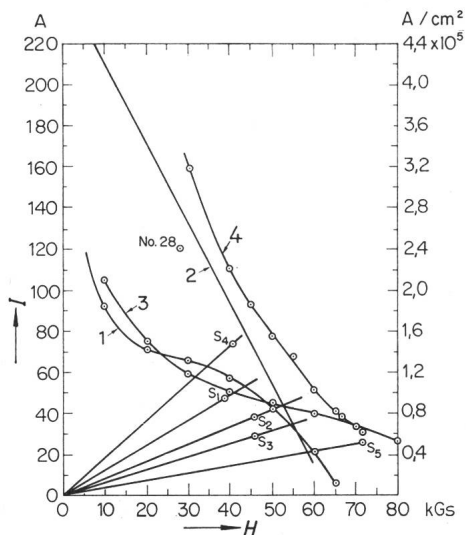


Fig. 3
Feld-Strom-Charakteristik von kurzen Supraleitern und Supraspulen
Kurven: 1 Nb(25%)Zr; 2 Nb(25%)Zr, wärmebehandelt 4 Minuten bei 600 °C nach Kaltzug; 3 Nb(48%)Ti; 4 Nb(22%)Ti, Messungen an einem 7-adrigen Kabel, 53 cm lang (Seele Supraleiter, umgeben von 6 Kupferdrähten)
 S_1 Nb(25%)Zr Coil $2a_1 = 1,08$ cm (nicht stabilisiert)
 S_2 Nb(25%)Zr Coil $2a_1 = 1,08$ cm (teilweise stabilisiert)
 S_3 Nb(25%)Ti Coil $2a_1 = 7$ cm (nicht stabilisiert)
 S_4 Nb(25%)Zr Coil $2a_1 = 11,6$ cm (Supraleiter wärmebehandelt, Leiter nicht stabilisiert)
 S_5 Nb(25%)Zr, Nb(48%)Ti Coil $2a_1 = 7$ cm (teilweise stabilisiert)

konfigurationen (Fig. 1a...d und Fig. 2) geprüft. Die Kabel, die mit verschiedenen Mengen von OFHC-Kupfer verseilt wurden, waren bifilar mit einem hochohmigen Widerstandsmaterial, wie Nichrome oder Konstantan, gewickelt. Die Zwischenlagenisolation bestand aus oxydiertem grobmaschigem Kupfernetz und zwei Lagen Glasband. Diese Anordnung garantiert, dass Helium zwischen den Lagen eindringen und den Magnet kühlen kann. Versuchsergebnisse mit guter und mit bescheidener Heliumkühlung von kleinen Spulen zeigt Fig. 3. Basierend auf diese Versuche, weisen schlechtgekühlte Magnete den Wert von [8]:

$$h \Delta T = h(T_c - T_b) = 0,2...0,3 \text{ W/cm}^2$$

auf.

Im gutgeköhlten Magneten können Werte bis $0,8 \text{ W/cm}^2$ gemessen werden, was erhebliche Materialersparnis um den Supraleiter mitbringt. Fig. 4 zeigt $h \Delta T$ -Werte von verschiedenen Spaltversuchen.

Die gemessenen Supraleiter Ti (22 at%) Nb wiesen Durchmesser von $0,0254...0,08$ cm auf. Ihre Stromfeldcharakteristik ist in Fig. 5 dargestellt.

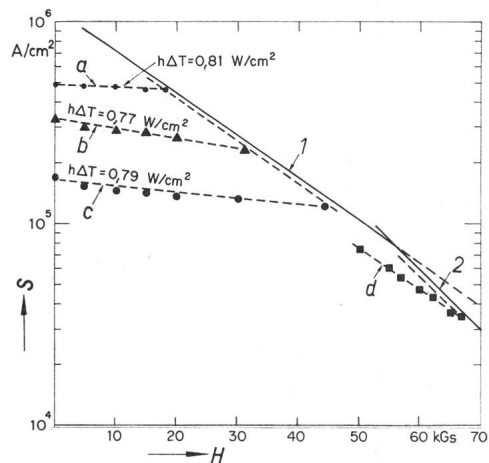


Fig. 4
Wärmeübergangswerte $h\Delta T$, gemessen im Spaltversuch
1 Nb(22 at%)Ti, kurzer Supraleiter; 2 Nb(22 at%)Ti, kurzer Supraleiter mit spezieller Wärmebehandlung
a Kabeldurchmesser 0,0915 cm, Spalt 0,635 cm. 1 Supraleiter 0,0254 cm Durchmesser, 6 OFHC-Kupferleiter 0,0304 cm Durchmesser
b Kabeldurchmesser 0,23 cm, Spalt 3,6 cm. 7 Supraleiter 0,0254 cm Durchmesser, 6 OFHC-Kupferleiter 0,076 cm Durchmesser
c Kabeldurchmesser 0,178 cm, Spalt 3,6 cm. 7 Supraleiter 0,0254 cm Durchmesser, 8 OFHC-Kupferleiter 0,050 cm Durchmesser
d Kabeldurchmesser 0,27 cm, Spalt 1,27 cm. 1 Supraleiter 0,1 cm Durchmesser, 7 OFHC-Kupferleiter 0,076 cm Durchmesser
Kurve d hat ein ungünstiges Länge-Durchmesser-Spaltverhältnis

Wie oben angedeutet, konnten bis Feldstärken von 95 kG kein Querschnitteffekt in Ti (22 at%) Nb beobachtet werden, was im Widerspruch zu den früher durchgeführten Messungen von *Betterton* und Mitarbeiter [9] mit Nb₃Zr der Fall war. Die Streuung der Werte der Stromdichte kann auf Querschnittsänderungen während der Herstellung, Messungenauigkeiten und hauptsächlich auf die Kupfer-Supraleiterverbindung zurückgeführt werden.

Die kritische Stromkapazität von Ti (22 at%) Nb in Abhängigkeit der Drahtspannung ist in Fig. 6 dargestellt. Die Messungen wurden bei verschiedenen Werten des Querfeldes durchgeführt. Nach jedem Quench wurde der Drahtzug entspannt und die Stromaufnahme nochmals gemessen. Die maximale Zugspannung wurde erhalten, wenn der kritische Strom bei minimaler mechanischer Beanspruchung degradiert

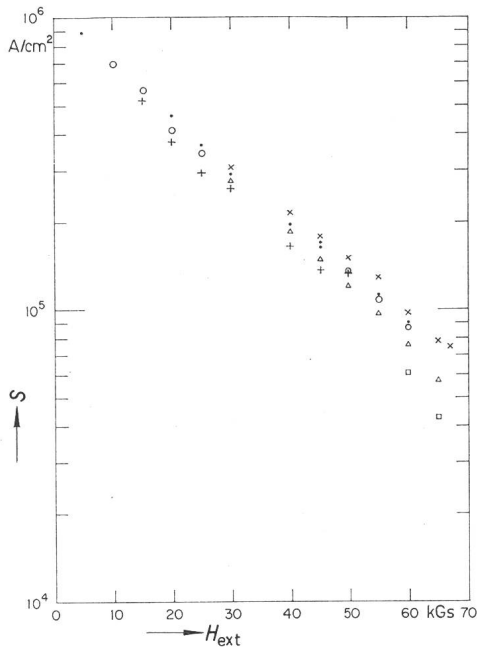


Fig. 5

Strom-Feld-Charakteristik von verschiedenen Nb(22 at %)Ti-Drähten

• Supraleiter, 0,0254 cm Durchmesser; × Supraleiter, 0,0254 cm Durchmesser und 6 Kupferleiter, 0,03 cm Durchmesser; ○ Supraleiter, 0,038 cm Durchmesser; + Supraleiter, 0,051 cm Durchmesser; △ Supraleiter, 0,076 cm Durchmesser; □ Supraleiter, 0,1 cm Durchmesser

wurde, was auf permanente Drahtzerstörung zurückzuführen ist.

Ein weiterer sehr wichtiger Parameter im supraleitenden Magneten ist die Zeitkonstante oder das Verhältnis $T=L/R_s$. Sie ist von der Spuleninduktivität und dem Shuntwiderstand R_s abhängig. Werte davon

$$\lambda(\alpha, \beta) = L/a_1 N^2 \quad (1)$$

sind in Fig. 7 angegeben. Der Shuntwiderstand kann für jeden Fall separat berechnet werden, doch ist der in Fig. 1a angegebene Fall näherungsweise der Gleichung

$$R_s = \frac{\rho_s}{2d_s}$$

entnommen worden, wobei d_s und ρ_s den Durchmesser und den spezifischen Widerstand des Widerstanddrahtes angeben. Der Widerstand zwischen der Stromquelle und dem Supraleiter darf Werte von $10^{-8} \Omega$ nicht überschreiten. Bei unseren Versuchen betragen die selbsterzeugten Felder zwischen 20 und 72 kG im Zentrum und die gemessenen und berechneten Zeitkonstanten 0,4...136 s.

3. Wärmetransport entlang einer Kombination Supraleiter-Normalleiter

Bezeichnen A_s und A_n die Querschnitte des Supraleiters bzw. des normalen Leiters, s die Kühlungsfläche pro Einheitslänge, i_s und i_n die Stromkomponenten, die durch den Supraleiter bzw. Normalleiter fließen, so ist die Differentialgleichung des Wärmetransports entlang eines zusammengesetzten Leiters (Fig. 8) durch Gl. (2) gegeben.

$$\frac{d^2 \Theta}{dz^2} + \frac{c_{ps} \delta_s}{k_s} \cdot \frac{\left(1 + \frac{A_n}{A_s} \cdot \frac{c_{pn}}{c_{ps}} \cdot \frac{\delta_n}{\delta_s}\right)}{\left(1 + \frac{A_n}{A_s} \cdot \frac{k_n}{k_s}\right)} \cdot v_q \cdot \frac{d\Theta}{dz} - \frac{hf \left(1 + \frac{A_n}{A_s}\right)^{1/2}}{k_s A_s^{1/2} \left(1 + \frac{A_n}{A_s}\right)} \Theta + \frac{(i_s + i_n)^2 \rho_s}{k_s A_s^2 \left(1 + \frac{A_n}{A_s} \cdot \frac{\rho_s}{\rho_n}\right)^2} \cdot \frac{\left(1 + \frac{A_n \rho_n}{A_s \rho_s}\right)}{\left(1 + \frac{A_n k_n}{A_s k_s}\right)} = 0 \quad (2)$$

Wobei $\Theta = T - T_b$ und die Parameter ρ , c_p , h , δ und k im Betriebsbereich als temperaturunabhängig angenommen sind. Die Lösung der Differentialgleichung kann in der Form:

$$\Theta = K + \{ C_1 e^{(m^2 + n)^{1/2} z} + C_2 e^{-(m^2 + n)^{1/2} z} \} e^{-mz} \quad (3)$$

angeschrieben werden.

Wobei

$$K = \frac{(i_n + i_s)^2 \rho_s}{hf A_s^{3/2}} \cdot \frac{1}{\left(1 + \frac{A_n}{A_s} \cdot \frac{\rho_s}{\rho_n}\right) \left(1 + \frac{A_n}{A_s}\right)^{1/2}}$$

$$m = \frac{c_{ps} \cdot \delta_s}{z k_s} \cdot \frac{\left(1 + \frac{A_n}{A_s} \cdot \frac{c_{pn} \cdot \delta_n}{c_{ps} \cdot \delta_s}\right)}{\left(1 + \frac{A_n}{A_s} \cdot \frac{k_n}{k_s}\right)} v_q$$

$$n = \frac{hf}{k_s A_s^{1/2}} \cdot \frac{\left(1 + \frac{A_n}{A_s}\right)^{1/2}}{\left(1 + \frac{A_n}{A_s} \cdot \frac{k_n}{k_s}\right)}$$

Die beiden Integrationskonstanten C_1 und C_2 wurden aus folgenden Randbedingungen berechnet:

Für alle Werte von $z < 0$ und speziell für $z \rightarrow -\infty$ ist $\Theta = \Theta_n$ endlich und daher $C_2 = 0$. Für $z = 0$ ist $\Theta = \Theta_e = \Theta_s = \Theta_n$ die kritische Temperatur des Supraleiters, d.h. $C_1 = \Theta_e - A$.

Setzt man die Werte von C_1 und C_2 in Gl. (3) ein, erhält man:

$$\Theta_n = K + (\Theta_e - K) e^{-mz} [e^{+(m^2 + n)^{1/2} z}] \quad (4)$$

Für $z > 0$ ist der Draht supraleitend und $\rho_s = 0$, d.h. $A = 0$, somit wird:

$$\Theta_s = \Theta_e e^{-mz} [e^{-(m^2 + n)^{1/2} z}] \quad (5)$$

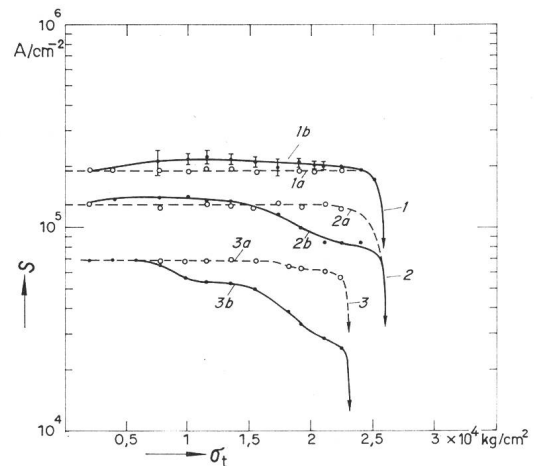


Fig. 6

Maximale Stromaufnahme von Nb(22 at %)Ti bei verschiedenen Feldstärken in Abhängigkeit vom Drahtzug

Kurven: 1 20 kGs; 2 40 kGs; 3 60 kGs

1a, 2a, 3a maximale Stromaufnahme bei einem Drahtzug von 0,5 kg/cm²
1b, 2b, 3b maximale Stromaufnahme in Abhängigkeit vom Drahtzug

Nach jedem Zugversuch wurde der Drahtzug auf den Ursprungswert von 0,5 kg/cm² reduziert und die maximale Stromaufnahme gemessen, um den zulässigen Drahtzug zu bestimmen

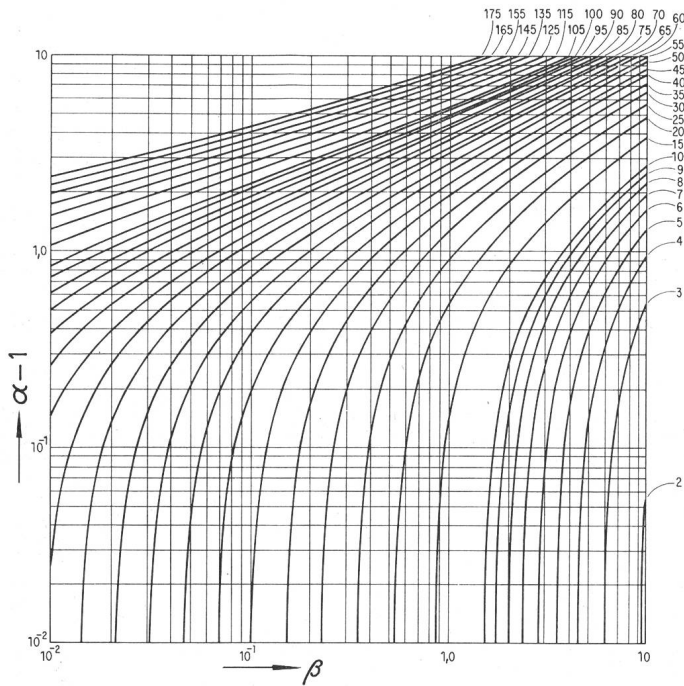


Fig. 7

Induktivitätsfaktoren $L/a_1 N^2 = \lambda(\alpha, \beta)$ in Abhängigkeit von den Parametern α und β

Wird a_1 in cm eingesetzt, so erhält man die Induktivität in 10^{-9} H

Die Gl. (4) und (5) enthalten die unbekannte Grösse v_q . Man berechnet sie unter der Annahme, dass der Wärmefluss über die Trennungsfäche supraleitend und normal für $z = 0$ kontinuierlich sein muss.

Vernachlässigt man den Einfluss der latenten Wärme, so wird:

$$\left. \frac{d\theta_n}{dz} \right|_{z=0} = \left. \frac{d\theta_s}{dz} \right|_{z=0}$$

Wird diese Bedingung in Gl. (4) und (5) angewendet, erhält man die Wärmeeindringgeschwindigkeit der Quenchphase:

$$v_q = \frac{\sqrt{n}}{2} \cdot \frac{\frac{K}{\theta_c} - 2}{\sqrt{\frac{K}{\theta_c} - 1}} m' \quad (6)$$

mit

$$m' = \frac{2k_s}{c_{ps} \delta_s} \cdot \frac{1 + \frac{A_n}{A_s} \cdot \frac{k_n}{k_s}}{1 + \frac{A_n}{A_s} \cdot \frac{c_{pn}}{c_{ps}} \cdot \frac{\delta_n}{\delta_s}}$$

Gl. (6) ermöglicht, drei Fälle zu definieren:

Fall 1

$$v_q = 0 \triangleq \frac{K}{\theta_c} = 2$$

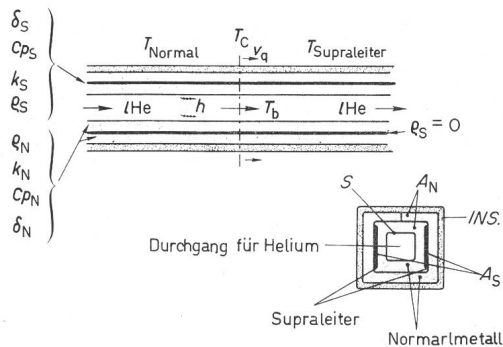


Fig. 8

Schematische Darstellung eines direkt gekühlten Suprahohlleiters

Dieser Fall entspricht dem statischen Grenzgleichgewicht. Wenn i_1 diejenige Stromstärke ist, bei der $v_q = 0$, so erhält man:

$$i_1^2 = \frac{2h}{\varrho_s} f(T_c - T_b) A_s^{3/2} \left(1 + \frac{A_n}{A_s} \cdot \frac{\varrho_s}{\varrho_n}\right) \left(1 + \frac{A_n}{A_s}\right)^{1/2} \quad (7)$$

Angenommen, dass im nicht supraleitenden Zustand $\varrho_s \gg \varrho_n$ (Fig. 9), und

$$2f(A_n + A_s)^{1/2} = s$$

ist, gilt als Kriterium der Stabilität:

$$i_1^2 \varrho_n = h(T_c - T_b) A_n s \quad (8)$$

Fall 2

$$v_q = -\infty \triangleq \frac{K}{\theta_c} = 1$$

Hier wird kein Quench auftreten. Es wird:

$$i_2 = \frac{i_1}{\sqrt{2}}$$

Fall 3

Unstabiler Zustand, wobei die Wärme sich entlang des Leiters fortpflanzt und $v_q > 0$ ist.

Dieser Fall ist durch $K/\theta_c > 2$ definiert. Wenn $v_q \rightarrow +\infty$, ist der Strom durch den Leiter soweit erhöht, dass die ganze

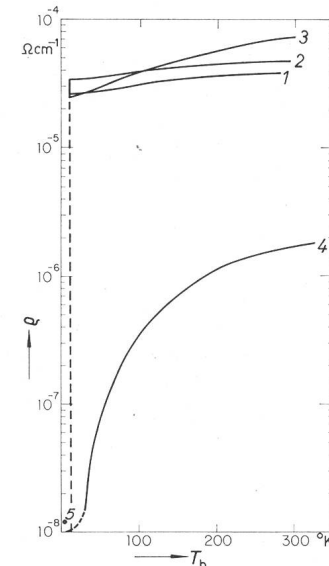


Fig. 9

Spezifischer Widerstand von harten Supraleitern verglichen mit Kupfer
Kurven: 1 Nb₃Zr, nach Wärmebehandlung; 2 Nb₃Zr, nach Kaltverformung; 3 Nb(22 at %)Ti; 4 Kupfer (Ultraprein); 5 OFHC-Kupfer

Spule simultan zusammenbricht. In Wirklichkeit wird dieser Fall nie vorkommen, da das normalleitende Metall zusammen mit dem Supraleiter eine gewisse Zeit benötigt, um sich zu erwärmen. Wenn aber der Supraleiter nicht genügend geschützt ist, kann der Fall $v_q \gg 0$ auftreten.

Fig. 10 zeigt die Wärmefortpflanzung im supraleitenden Bereich. Der Fall $i_1 = i_c$ stellt den kritischen Strom im stationären Zustand (steady state) dar. Die Region $0 < i < i_2$ kann als absolut stabiler Bereich, wo kein Quench auftreten kann, bezeichnet werden.

Für einen bestimmten Strom können die Parameter ϱ , h , A_n und s so verändert werden, dass stabile Zustände auftreten. Der Wärmeübergangskoeffizient h wird durch verschiedene Spulenanordnungen, Änderungen des Kühlkanals, Übergang

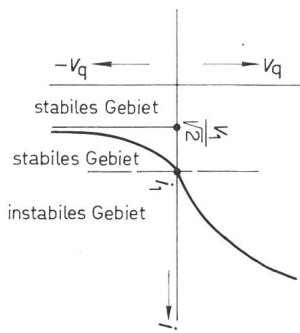


Fig. 10

Geschwindigkeit der Quenchfront in Abhängigkeit des Leiterstromes

zum supraflüssigen Helium und durch forcierte Kühlung beeinflusst. q_n ist eine Funktion des Normalmaterials und des magnetischen Feldes und daher vielfach festgelegt. Der Querschnitt und die Kühlfläche des Normalleiters, die direkt das Produkt $h(T_c - T_b)$ beeinflussen, können mit Leichtigkeit variiert werden.

4. 30-cm-Helmholtz-Spule für eine Feldstärke von 70 kG

Wenn man die kritische Stromdichte von Niob-Zinn mit Niob-Titan vergleicht, so ist die letztere bei Feldstärken über 70 kG relativ bescheiden. Niob-Zinn-Streifen wurden für eine 30-cm-Helmholtz-Spule aus technologischen Gründen und Mangel an Erfahrung in Stanford nicht verwendet. (Es sei darauf hingewiesen, dass heute ausgezeichnete Materialien auf dem Markt sind [11, 12], für welche kritische Stromdichten bis 190 kG gemessen sind. Der innere Spulenabschnitt für 74 bis 55 kG wurde aus hochgradigem Niob-Titan, der mittlere Abschnitt ebenfalls aus Niob-Titan gewickelt; der äussere Abschnitt für 35 bis 0 kG besteht aus Niob-Zirkon-Kabeln.

Diese Spulendimensionen sind in Tabelle I und die Spulenarrangements in Fig. 9 angegeben. Jeder Spulenabschnitt kann je nach Bedürfnis gesondert benützt werden.

Die Fortschritte auf dem Gebiete der Kabeltechnologie erlaubten, die mit rundem Querschnitt gezogenen Kabel in ein Quadrat umzuformen und eine Spirale von Nichromband zwecks Isolierung um das Kabel zu wickeln. Die Anordnung der Isolation wurde in Fig. 1c und 1d bereits angedeutet. Messungen der Strom-Feld-Charakteristiken von Indium-impregnierten Kabeln zeigten, dass solche Kabel bei Feldern über 65 kG an Festigkeit einbüßen, und die einzelnen Kupferdrähte beim Übergang vom supraleitenden zum normalen Zustand sich vom Supraleiter lösen. Es wurde daher beschlossen, eine Zinnsilberlegierung als Imprägniermittel zu verwenden, die zwar einen etwas höheren spezifischen Widerstand aufweist, doch aus Festigkeitsgründen absolut notwendig ist. Die Spulenabschnitte sind auf perforierte Spulenkörper gewickelt, und hochgradige, antimagnetische Stahlplatten verleihen der Helmholtz-Spule die nötige Festigkeit. Der Strom durch die Spule (wobei alle Spulen-Abschnitte in Serie geschaltet waren) betrug 450 A und die Ampère-Windungszahl der Spule ca. $5 \cdot 10^6$. Die Spulenenergie betrug etwa $6 \cdot 10^6$ J. Die achsiale Kraft, welche beide Spulenteile zusammenpresst, betrug $7 \cdot 10^5$ kg.

Das Gewicht der Spule ohne Verstrebungen und Endplatten betrug 1520 kg, das totale Gewicht 2500 kg. Wird Helium beim Kühlen der Spule verwendet, so beträgt die gesamte Menge von flüssigem Helium, um die Spule von 78 °K auf 4,2 °K abzukühlen, etwa 750 Lit. Die Menge von flüssi-

Spulenabschnitt	a_1 cm	α	$\beta^1)$	N	Durchschnittliche Stromdichte s A/cm ²	Max. Feld am Supraleiter	Füllfaktor ²⁾ %
I	15,24	1,838	0,958	5000	3500	75	10
II	28,56	1,2	0,512	2800	3900	55	8,5
III	34,9	1,364	0,418	1000	3600	40	6

¹⁾ β ist für jeden Spulenabschnitt berechnet.

²⁾ Füllfaktor ist das Verhältnis des Querschnittes Supraleiter zum Spulengesamtquerschnitt.

gem Helium, die während des Betriebes der Spule benötigt wird, betrug 12 Lit., wobei die Wärmeverluste durch die beiden Stromführungen ca. 2 mW/A/Zuführung betragen. Die Stromzuführungen wurden gemäss eines Vorschlages von Williams [3] als eine Doppelspirale aufgebaut. Der Spulencharakteristik für stabilen Betrieb legte man den Wert:

$$h(T - T_b) = 0,2 \text{ W/cm}^2$$

zu Grunde, doch haben spätere Messungen gezeigt, dass Werte von 0,3...0,4 W/cm² erreicht wurden. Der Stabilitätsbereich ist durch das Kupfer begrenzt. Die Spule erreichte ein Feld von 70 kG bei einer Stromstärke von 500 A.

Die Spule ist so aufgebaut, dass sie völlig in Helium eingetaucht betriebsfähig ist, oder unter Zufügung eines Mantels das Helium durch die Spule gepumpt werden kann. Das flüssige Helium muss eine Geschwindigkeit von 5 cm/s durch die Spule haben, damit jegliche Bildung von Gasblasen zwischen benachbarten Windungen, die den Wärmeübergang empfindlich stören könnten, verhindert wird.

5. In Hohlleiter eingebettete Supraleiter für forcierte Heliumkühlung

Die Wichtigkeit der Kühlung in stabilisierter Spulenkonfiguration wurde zuerst von Steckli [1] und dann im Abschnitt 3 dieser Arbeit ausführlich angegeben. Verbesserung der Kühlung führt zu Materialersparnis und damit zur Erhöhung der durchschnittlichen Stromdichte.

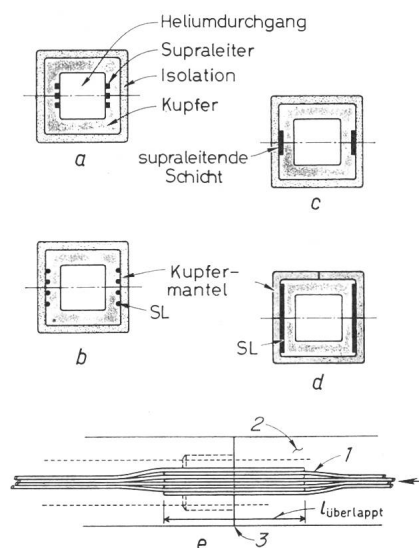


Fig. 11

Direkt gekühlte Supra-Hohlleiter

a, b, c, d verschiedene Anordnungen von direkt gekühlten Supraleitern e, 3 Lötstelle; 1 Supraleiter; 2 Kupfer

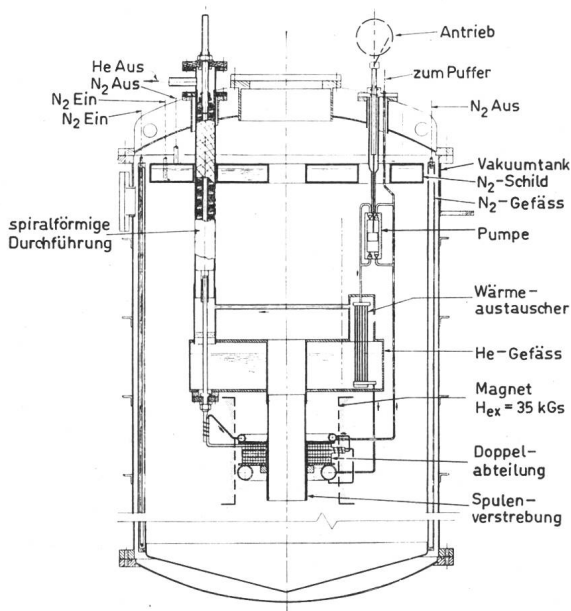


Fig. 12
Versuchsanordnung von supra-hohlleitenden Doppelabteilungen

Eine mögliche Lösung um die Kühlung zu verbessern, ist der Einbau des Supraleiters in einen Kupfer-Hohlleiter (Fig. 11a...11d).

In Fig. 11a sind die Supraleiter in Nuten eingebettet. Die Nuten werden mit Zinn-Silberlegierung und durch Stauchung der Nutenwände geschlossen. In Fig. 11b und 11c sind die beiden Hälften des Hohlleiters durch Kaltschweissen zusammengefügt, nachdem der Supraleiter im Kupfer plazierte. Im Fall von Fig. 11d ist ein supraleitender Streifen oder Leiter am äusseren Umfang des Hohlleiters angebracht, wobei darauf hinzuweisen ist, dass der Supraleiter sich so nahe wie möglich der neutralen Achse des Querschnittes befinden muss, um unnötige und schädliche mechanische Beanspruchungen zu vermeiden. Ist der Supraleiter in Kupfer untergebracht, so wird der Hohlleiter zusätzlich mit einem Kupferstreifen oder Kupferdraht umwickelt, mit Zinn-Silber imprägniert und dann wie gewöhnliche Hohlleiter mit Glasstreifen isoliert. Der Hohl-

leiter wird in Abteilungen oder Doppelabteilungen gewickelt und flüssiges Helium durch jeden hydraulischen Kreis gepumpt. In grösseren Magneten kann jeder hydraulische Kreis mehrere hundert Meter betragen. Entsprechende Lötstellen wie Fig. 11c sind einfach. Die Doppelabteilungen können gegen Masse in der gleichen Art isoliert werden wie wassergekühlte Spulen. Die hydraulischen Kreise sind normalerweise parallel, die Doppelabteilungen in Reihe geschaltet. Das flüssige Helium wird, nachdem es durch die Doppelabteilungen geflossen ist, über Wärmeumtauscher wieder auf die ursprüngliche Temperatur abgekühlt.

Um Instabilitäten zu vermeiden, empfiehlt es sich, Helium im überkritischen Zustand unter Hochdruck von etwa 10 bis 20 at zu verwenden [14]. Eine Experimentieranlage ist schematisch in Fig. 12 dargestellt, wobei Helium in einem geschlossenen Kreislauf durch das System zirkuliert.

6. 1,36-m-Helmholtz-Spule für 60 kG

In den vergangenen Monaten sind verschiedene Projekte von grossen supraleitenden Magneten in Kombination mit grossen Wasserstoff-Blasenkammern in Betracht gezogen worden. Das Projekt der CERN [16] sieht einen 4,5-m-Magneten vor, mit einem zentralen Feld von etwa 40 kG und mit Eisenrückschluss. Argonne baut bereits einen supraleitenden Magneten mit einem Innendurchmesser von 4,5 m und einem zentralen Feld von 20 kG. Auch in diesem Fall ist ein Eisenmantel um den Magneten vorgesehen [15]. Brookhaven projektiert einen Magneten von etwa 5 m Durchmesser mit einem zentralen Feld von ca. 30 kG ohne magnetischen Rückschluss. Alle diese Projekte ermöglichen Hochenergielaboratorien, Versuche mit geladenen Teilchen von 10 GeV durchzuführen.

Ein etwas anderer Weg soll von SLAC vorgeschlagen werden. Ein jetzt sich im Bau befindender wassergekühlter Magnet, der ein zentrales Feld von 20 kG aufweist, soll im Jahre 1969 in einen supraleitenden Magneten umgebaut werden. Das elektrische Feld wird auf etwa 50...70 kG geschätzt. Die jetzige Blasenkammer, das optische System und die Eisenjoche wurden beibehalten. Um Platz zu sparen, wird die Vakuumkammer so umgeändert, dass sie die Blasenkammer und die supraleitende Magnetspule umschliesst. Die Erhöhung der Feldstärke ermöglicht ein Experimentieren mit geladenen Teilchen von einer Teilchenenergie von ca. 8 GeV. Der vorgeschlagene supraleitende Magnet ist in Fig. 13 dargestellt. Fig. 14 zeigt die schematische Anordnung des supraleitenden Magneten gemäss Fig. 13 und der Kühlanlage.

Da die Spule von einer Vakuumkammer umgeben ist, ist der vorhan-

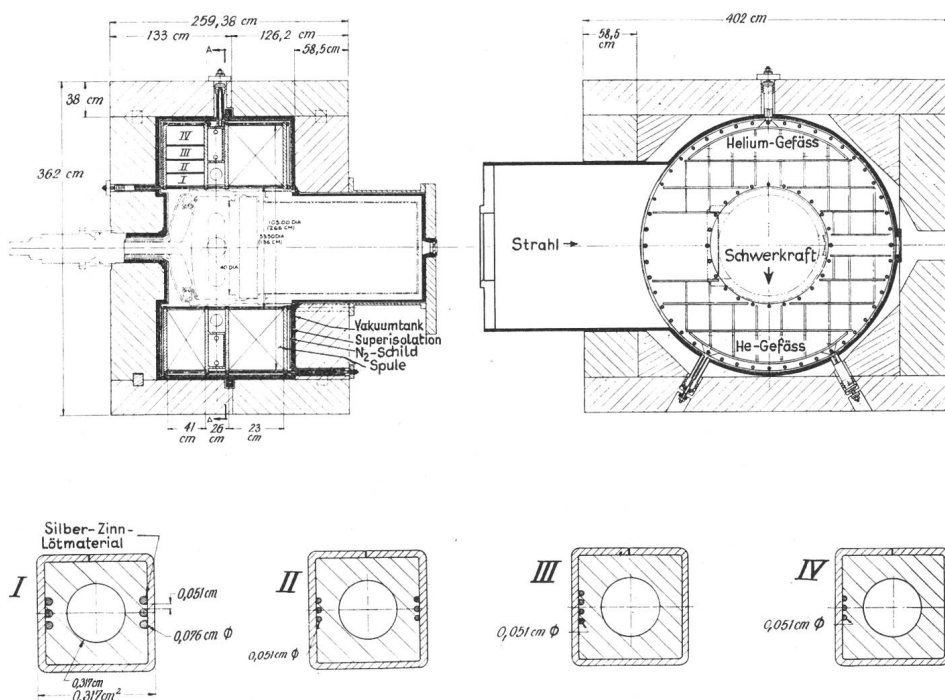


Fig. 13
Vorschlag für den 60-kG-supraleitenden Blasen-kammer-Magneten mit einem Durchmesser von 1,36 m
I, II, III, IV verschiedene Anordnungen von direkt gekühlten Supraleitern

dene Raum für die supraleitenden Spulen kleiner als derjenige für die wassergekühlten Doppelabteilungen. Doch ist der Spulenabstand zwischen den beiden Hälften reduziert.

Drei Möglichkeiten des Spulenaufbaus wurden untersucht:

a) Die Spulen sind in der gleichen Art aufgebaut wie in Abschnitt IV für die 30-cm-Helmholtz-Spule beschrieben ist. Das Kabel ist stabilisiert für einen Betriebsstrom von 1000 A.

b) Die Doppelabteilungen sollen mit Kantenkühlung aufgebaut werden. Die Spulenoptimierung in diesem speziellen Fall bedingt grosse Anstrengungen von seiten des Fabrikanten der supraleitenden Streifen.

c) Die Spulen sind aus Hohlleitern aufgebaut, die entweder in Lagen oder in Doppelabteilungen gewickelt werden. Die Supraleiter sind in der Anordnung nach Abschnitt V im Hohlleiter eingebettet. Die Spulen sind stromoptimiert, wobei die Menge des Supraleiters entsprechend der Verteilung der Feldstärke über den Spulenkörper variiert wird. Um die Spulenfabrikation zu vereinfachen, ist der Querschnitt des Hohlleiters über die ganze Spule konstant gehalten.

Das flüssige Helium wird durch die Spule entweder mittels einer kleinen Pumpe oder eines modifizierten Verflüssigers durchgepresst und fließt mit ca. $8 \text{ cm}^3/\text{sec.}$ durch jeden hydraulischen Kreis. Die Gesamtmenge des flüssigen Heliums, die durch die Spule gepumpt wird, beträgt 225 Liter pro Stunde, und der gesamte Druckabfall beträgt etwa 10 Atmosphären. Helium am Eingang jedes hydraulischen Kreises befindet sich unter einem Druck von 15 Atü. Die Verluste entsprechend des ohmschen Widerstandes der Zuleitungen, der Wärmeleitung und der Strahlung beträgt ca. 150 W. Helium zirkuliert im geschlossenen Kreislauf im überkritischen Zustand. Ca. 10% des Heliums wird im Kreislaufprozess verloren. Der Magnet hat eine Induktivität von 240 Hy und eine Zeitkonstante von 1700 sec. Falls Helium mittels einer Pumpe durch die Spule getrieben wird, so empfiehlt es sich, zwei mechanische Pumpen vorzusehen, wobei eine sich in Reserve befindet.

Jede Pumpe ist in der Lage, 900 Liter Helium pro Stunde durch das System zu pumpen, was einer Menge von 0,25 Litern pro Sekunde entspricht. Die Pumpe ist doppelfunktionierend mit 5 Kolbenhuben/sec. Die Pumpe hat einen Kolbendurchmesser von 2,5 cm und eine Hublänge von ca. 10,2 cm. Das System findet sich unter einem Druck von 15 kg/cm^2 .

Der Autor ist Dr. R. Boom und Dr. A. Macinturff der Atomics International und Dr. J. Wong der Supercon, die eine ganze Reihe von Versuchsmaterialien zur Verfügung stellen, zu Dank verpflichtet. Er dankt Dr. J. Ballam, SLAC, und seinen Mitarbeitern W. Haldemann, W. Kapica, E. Tillman und G. Russo für ihre aktive Mitarbeit.

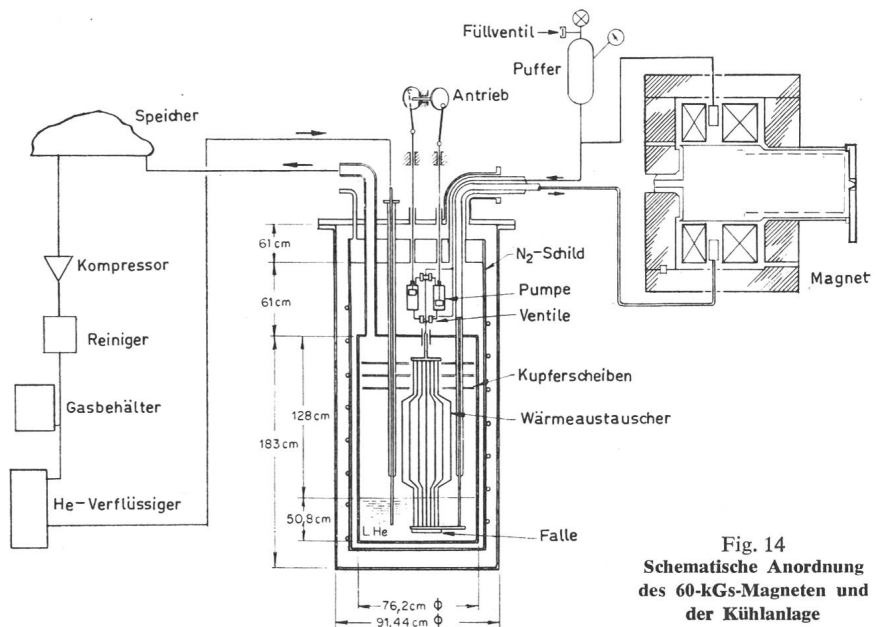


Fig. 14
Schematische Anordnung
des 60-kGs-Magneten
und der Kühlanlage

Literatur

- [1] Z. J. J. Steckly, J. L. Zar: Stable Superconducting Coils. Research Report 210, Avco-Everett Research Laboratory (1965).
- [2] W. F. Gauster, D. C. Freeman, H. M. Wong: Application of Superconductivity to the Improvement of Electrical Energy Economics. Union Carbide Int. Report.
- [3] Z. J. J. Steckly: Terminal Characteristics of Short Samples of Superconductors and their Effect on Coil Behavior. Proc. Internatl. Symp. Magnet Technology, pp. 550...559 (1965).
- [4] Cl. N. Whetstone and C. E. Roos: Thermal Phase Transition in Superconducting Nb-Zr Alloys. Journal of Appl. Phys. 36, Nr. 3, pp. 783...791 (1965).
- [5] L. M. Lontai: Stabilized Operation of a Superconducting Conductor. Techn. Note prepared for Argonne National Lab. (1965).
- [6] C. Laverick: Experiments with Superconducting Cables, Proc. Internatl. Symp. Magnet Technology, pp. 560...567 (1965).
- [7] D. N. Cornish: Superconducting Coils using Stranded Cables. CLM-P83, Culham Laboratory, Culham, Abingdon, Berkshire (1965).
- [8] C. N. Whetstone et al.: Thermal Stability for Ti-22 at % Nb Superconducting Cables and Solenoids. Preprint, Atomics International.
- [9] J. O. Betterton, Jr. et al.: Sizeeffect and Interstitial Impurities in Nb₃Zr Superconductors. Superconductors, edited by M. Tanenbaum (Interscience Publishers 1962) pp. 61...81.
- [10] H. Brechna: Experiments with Small Superconducting Coils. SLAC Report 61, Stanford Linear Accelerator Center, Stanford, California (1966).
- [11] M. G. Benz: Superconducting Properties of Diffusion Processed Niobium-Tin Tape. G. E. Internal Report.
- [12] W. B. Sampson: 112 kG Superconducting Magnet. Review of Scientific Instruments 36(1965)4, S. 565...566.
- [13] J. E. C. Williams: Counterflow Current Leads for Cryogenic Applications. Cryogenics, pp. 234...238, 3(1963)4, TH Per N 108.
- [14] H. H. Kolm: A Closed Loop Cooling System for Superconducting Bubble Chamber Magnets. Proc. Internatl. Symposium Magnet Tech., pp. 611...614 (1965).
- [15] Argonne National Laboratory. Proposal for the Construction of a 12 foot Hydrogen Bubble Chamber, June 10, 1964.
- [16] R. Florent: Technique Associant le vide et la Cryogenic Applications aux grandes chambres a bulles. Le vide, No. 119, pp. 371...375 (1965).

Adresse des Autors:

Dr. sc. techn. H. Brechna, Stanford Linear Accelerator Center, P. O. Box 4349, Stanford/California 94305 (USA).