

**Zeitschrift:** Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins, des Verbandes Schweizerischer Elektrizitätsunternehmen = Bulletin de l'Association Suisse des Electriciens, de l'Association des Entreprises électriques suisses

**Band:** 68 (1977)

**Heft:** 10

**Artikel:** Physikalische Eigenschaften von Supraleitern für technische Anwendungen

**Autor:** Olsen, J. L.

**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-915026>

### **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:** 15.10.2024

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



### Physikalische Eigenschaften von Supraleitern für technische Anwendungen

Von J. L. Olsen

537.312.62

*Für die erfolgreiche technische Anwendung eines Supraleiters sind eine hohe Sprungtemperatur, ein hohes kritisches Magnetfeld, eine grosse Stromtragfähigkeit und kleine Wechselstromverluste notwendig. Die physikalischen Probleme einer solchen Spezifikation werden kurz erläutert.*

*Pour qu'un supraconducteur soit utilisable dans la technique, il doit avoir une température critique élevée, un champ magnétique critique élevé, une grande capacité de transport de courant et de petites pertes en courant alternatif. Les problèmes physiques d'une telle spécification sont expliqués brièvement.*

#### 1. Einleitung

Die Supraleitung wurde 1911 von *Kamerlingh-Onnes* im Laufe seiner Untersuchungen über die elektrische Leitfähigkeit der Metalle bei sehr tiefen Temperaturen entdeckt, als er das vollständige Verschwinden des elektrischen Widerstandes von Quecksilber unterhalb einer Temperatur von 4,2 K beobachtete. Die Bedeutung dieses einzigartigen physikalischen Phänomens für die Elektrotechnik wurde sofort verstanden, und die Physiker bemühen sich seit 65 Jahren, supraleitende Materialien herzustellen, deren physikalische Eigenschaften den Ansprüchen der Elektroingenieure genügen. Für eine gute und ausführliche Beschreibung der Supraleitung siehe z.B. [1]<sup>1</sup>).

Es ist einfach, die Parameter und wichtigsten Kriterien für die technische Anwendung eines Supraleiters aufzuzählen: Die Supraleitung erscheint erst unterhalb einer für jede Substanz charakteristischen Temperatur, der Übergangstemperatur, Sprungtemperatur oder «kritischen Temperatur» ( $T_c$ ). Sie wird durch ein Magnetfeld, das kritische Feld, zerstört. Die Dichte des in einem bestimmten Magnetfeld verlustlos fließenden Stromes ( $J_c$ ) ist begrenzt. Auch in Feldern kleiner als das kritische und mit Stromdichten kleiner als  $J_c$  entstehen resistive Verluste bei zeitlich variierenden Feldern und Strömen.

Für die erfolgreiche technische Anwendung soll ein supraleitendes Material eine möglichst hohe Übergangstemperatur und ein hohes kritisches Feld besitzen, grosse Stromdichten zulassen und kleine Ohmsche Verluste bei Wechselfeld und Wechselstrom aufweisen.

<sup>1</sup>) Siehe Literatur am Schluss des Aufsatzes.

#### 2. Die kritische Temperatur $T_c$

Heute sind 27 metallische Elemente bekannt, die in ihrer gewöhnlichen Tiefdruckphase unterhalb einer kritischen Temperatur  $T_c$  supraleitend werden. Weitere 10 Elemente werden unter Druck supraleitend. Diese sind in Tab. I aufgeführt.

Nicht nur Elemente, sondern auch viele Legierungen und intermetallische Verbindungen sind supraleitend. Die neueste Aufstellung [2] solcher Substanzen enthält die Übergangstemperaturen von mehr als 2000 verschiedenen supraleitenden Materialien. Die Supraleitung ist also ein weit verbreitetes Phänomen.

Die höchste bekannte Sprungtemperatur eines Elementes ist diejenige von Niob mit  $T_c = 9,2$  K. Für die technische Anwendung ist die Höhe von  $T_c$  massgebend, und es ist deshalb erfreulich, dass unter den Legierungen und Verbindungen viele Beispiele mit wesentlich höheren Werten für  $T_c$  existieren als diejenigen der reinen Metalle. Zurzeit liegt der Rekord bei einer Niob-Zinn-Germanium-Verbindung mit  $T_c = 23,6$  K [3]. Tab. II enthält eine Liste weiterer Supraleiter mit hohen Übergangstemperaturen.

Um Hinweise zu erhalten, welche anderen Verbindungen und Legierungen bei hohen Temperaturen supraleitend sein können, müsste man eigentlich theoretische Untersuchungen anstellen. Es ist auch selbstverständlich eine Aufgabe einer Supraleitungstheorie, über  $T_c$ -Werte für Metalle, deren elektronische Eigenschaften bekannt sind, Voraussagen zu machen. Die heute allgemein akzeptierte Theorie der Supraleitung wurde 1957 von *Bardeen, Cooper* und *Schrieffer* [4] (BCS) vor-

Be 0.026											B	C
Mg											Al 1.18	Si
Sc	Ti 0.4	V 5.4	Cr	Mn	Fe	Co	Ni	Cu	Zn 0.85	Ga 1.08	Ge	
Y	Zr 0.61	Nb 9.25	Mo 0.92	Tc 7.8	Ru 0.49	Rh	Pd	Ag	Cd 0.52	In 3.41	Sn 3.72	
La ( $\alpha$ ) 4.88	Hf 0.13	Ta 4.47	W 0.015	Re 1.70	Os 0.66	Ir 0.112	Pt	Au	Hg ( $\alpha$ ) 4.15	Tl 2.38	Pb 7.20	
Ac												
	Ce	Pr	Nd							Lu 0.1		
	Th 1.38	Pa 1.4	U							Lw		

geschlagen. Nach dieser Theorie führt eine Wechselwirkung zwischen den Leitungselektronen eines Metalls und den Gitterschwingungen zu einer Bildung von Elektronenpaaren, deren Energie tiefer liegt als diejenige der normalen ungepaarten Elektronen. Dieser Prozess ist für die Änderungen im Verhalten der Elektronen, die gesamthaft als Supraleitung bezeichnet werden, verantwortlich. Es ist die Stärke der Elektronen-Gitter-Wechselwirkung, die die Höhe von  $T_c$  bestimmt.

Die BCS-Theorie ist 20 Jahre alt und gibt für die meisten mit der Supraleitung verbundenen Phänomene ausgezeichnete und genaue Voraussagen. Trotzdem ist es erst in den letzten Jahren möglich geworden, mit einiger Sicherheit die Sprungtemperaturen vorauszusagen, aber auch dies nur für sehr einfache Metalle.

Es ist möglich, einige stichhaltige Bemerkungen zu machen. Für ein hohes  $T_c$  muss die Zahl der Elektronenzustände, die für eine Wechselwirkung zwischen Elektronen und Phononen zugänglich sind, möglichst gross sein. Dies wird durch eine grosse Zustandsdichte der Elektronen an der Fermi-Grenze erreicht. Gleichzeitig scheint für ein hohes  $T_c$  eine gewisse «Weichheit» des Kristallgitters förderlich zu sein. Obwohl die für einen Supraleiter mit hoher Sprungtemperatur günstigen Eigenschaften wenigstens teilweise bekannt sind, geht die Suche nach höheren  $T_c$  nur langsam vorwärts.

Eine obere Grenze für  $T_c$  in Substanzen mit sonst gewöhnlichen metallischen Eigenschaften wird dadurch gegeben, dass die für die Supraleitung förderlichen elastischen Eigenschaften des Gitters auch zu einer Instabilität des Gitters selbst führen. Es scheint, dass für die meisten zurzeit bekannten Kristallsysteme  $T_c = 30$  K als eine obere Grenze des Möglichen zu betrachten ist. Versucht man Substanzen herzustellen, für die noch höhere Sprungtemperaturen zu erwarten wären, findet man fast immer, dass die gewünschte Phase nicht stabil ist.

Ein interessanter Fall scheint die metallische Hochdruckphase des Wasserstoffes zu sein. Wasserstoff wird unter einem Druck von ca. 1,6 Mbar metallisch [5]. Aufgrund der gleichen BCS-Theorie, die für die anderen metallischen Elemente Sprungtemperaturen unterhalb 10 K voraussagt, erwartet man für metallischen Wasserstoff eine Sprungtemperatur von

ca. 250 K. Wäre es möglich, diese Phase zu stabilisieren und bei Atmosphärendruck zu erhalten, dann stünde eine elektrotechnisch äusserst nützliche Substanz zur Verfügung.

Eine Möglichkeit, durch andere Wechselwirkungen als jene zwischen Elektronen und Phononen in den Metallen Supraleitung zu erzeugen und damit zu höheren Sprungtemperaturen zu kommen, wurde vor ca. 15 Jahren mit grossem Optimismus von *W. A. Little* [6] vorgeschlagen. Er nahm einen Mechanismus an, wonach Oszillationen in langen kettenförmigen organischen Molekülen zu einer für die Hochtemperatursupraleitung günstigen Wechselwirkung führen sollten, womit man Supraleitung oberhalb 100 K zu finden hoffte. Keine Substanzen der vorgeschlagenen Art wurden bis jetzt supraleitend.

Der Autor ist der Auffassung, dass der Realist nicht allzuviel Hoffnung auf Sprungtemperaturen oberhalb 30 K setzen soll. Sogar für dieses  $T_c$  muss man wohl noch einige Jahre warten.

### 3. Das thermodynamische kritische Feld $H_c$

In den meisten reinen elementaren supraleitenden Metallen wird die Supraleitung unterhalb  $T_c$  durch ein bestimmtes kritisches Magnetfeld  $H_c$  zerstört. In Feldern kleiner als  $H_c$  ist nicht nur der spezifische Widerstand gleich null, auch die relative magnetische Permeabilität ist null. Die Supraleiter sind also perfekte Diamagnete. Der Übergang supraleitend zu normalleitend geschieht ganz scharf und reversibel.

Supraleitende Legierungen und Verbindungen mit hoher Sprungtemperatur  $T_c$

Tabelle II

Stoff	$T_c$ (K)
Nb <sub>3</sub> Ge	23,2
Nb <sub>3</sub> Al <sub>0.8</sub> Ge <sub>0.2</sub>	20,7
Nb <sub>3</sub> Al	18,4
Nb <sub>3</sub> Sn	18,0
V <sub>3</sub> Ga	14,5
MoRe	11,1
NbZr	10,8

Der Wert von  $H_c$  kann durch ein einfaches Gesetz mit guter Genauigkeit wiedergegeben werden:

$$H_c = H_0 [1 - (T/T_c)^2]$$

wo  $H_0$  das kritische Feld bei  $T = 0$  ist.

Die kritischen Felder für einige Supraleiter werden in Fig. 1 gezeigt. Für solche Metalle ist der Übergang normal-/supraleitend ein scharfer Übergang zwischen zwei Phasen. Es ist deshalb möglich, die Thermodynamik zu verwenden, um Zusammenhänge mit anderen Eigenschaften des Materials zu gewinnen. Eine für die Abschätzung der möglichen Werte von  $H_0$  wichtige Aussage ist

$$H_0^2 = \gamma \rho T_c^2 / 2\mu_0$$

wo  $\rho$  die Dichte des Metalls und  $\gamma T$  die spezifische Wärme der Elektronen im normalen Zustand sind.  $\gamma$  ist proportional der Zustandsdichte der Elektronen an der *Fermi*-Fläche.

Aufgrund der in Abschnitt 2 erwähnten Abhängigkeit der kritischen Temperatur von  $\gamma$  existiert ein interessanter empirischer Zusammenhang zwischen  $T_c$  und dem thermodynamischen kritischen Feld  $H_c$ . Diese zuerst von *Lewis* [7] gezeigte Relation ist in Fig. 2 dargestellt. Diese Darstellung erlaubt eine Abschätzung der zu erwartenden thermodynamischen kritischen Felder als Funktion der Sprungtemperaturen. Sie zeigt, dass es auch für Substanzen mit  $T_c$  in der Gegend von 20 K kaum zu erwarten ist, thermodynamische kritische Felder grösser als 1 T zu finden. Solche Werte sind zu klein, um bei der Verwendung von Supraleitern statt von Normalleitern in der Technik wesentliche Vorteile zu erbringen.

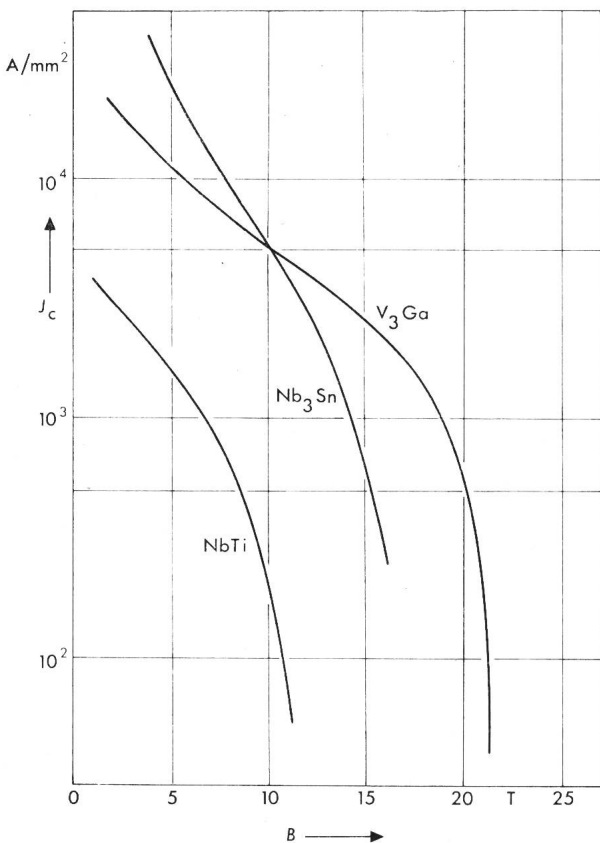


Fig. 1 Temperaturabhängigkeit der kritischen Felder von reinen Metallen

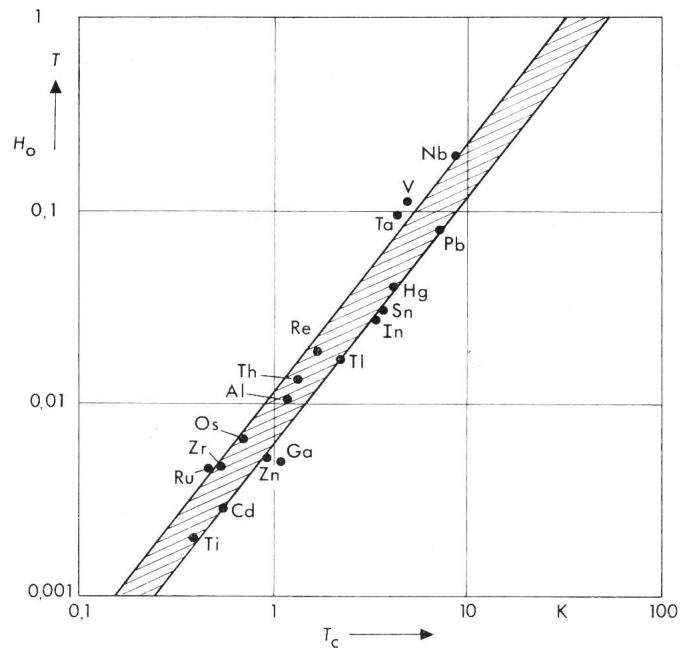


Fig. 2 Kritisches Feld  $H_0$  bei  $T = 0$  als Funktion der Sprungtemperatur

#### 4. Supraleiter zweiter Art

Schon 1930 haben *de Haas* und *Voogd* [8] gefunden, dass in gewissen Legierungen in viel höheren Magnetfeldern als den eigentlich zu erwartenden thermodynamischen kritischen Feldern der elektrische Widerstand gleich null war. Ein solcher Effekt ist weit verbreitet. Obwohl reine elementare Supraleiter meistens einen scharfen Übergang supra-/normalleitend bei  $H_c$  zeigen, findet man bei Legierungen von einer bestimmten minimalen Fremdatomkonzentration an ein komplexes Verhalten. Verglichen mit dem reinen Metall behalten sie nur bis zu einem unteren kritischen Feld  $H_{c1} < H_c$  die magnetische Eigenschaft des reinen Supraleiters. Oberhalb  $H_{c1}$  sind sie nicht länger vollständig diamagnetisch. Das Magnetfeld dringt langsam ein, bis die Supraleitung bei einem oberen kritischen Feld  $H_{c2} > H_c$  ganz verschwindet. Den Zustand zwischen  $H_{c1}$  und  $H_{c2}$  nennt man den gemischten Zustand.

Die Struktur des gemischten Zustandes ist interessant. Obwohl das magnetische Feld den Supraleiter durchdringt, geschieht dies nicht homogen. Das Feld wird in normalleitende «Schläuche», Flusslinien genannt, konzentriert. Jede Flusslinie trägt ein «Quantum» von magnetischem Fluss. Dieses Quantum von Fluss  $\Phi_0$  ist durch die Relation

$$\Phi_0 = h/2e = 2 \cdot 10^{-15} \text{ Wb}$$

wo  $h$  die Plancksche Konstante und  $e$  die Elektronenladung sind, gegeben. In einem zentralen Kern der Flusslinie ist das Material normalleitend und ausserhalb dieses Kerns ist es supraleitend.

Zwischen den Flusslinien wirken abstossende Kräfte, und die Flusslinien ordnen sich in ein reguläres, meist hexagonales Gitter. Bilder dieses Flussliniengitters wurden von *Essmann* und *Träuble* [9] aufgenommen. Sie liessen sehr kleine Eisenpartikel auf der Oberfläche des Supraleiters ablagern. Diese Ablagerung ist dort konzentriert, wo das Magnetfeld am stärksten ist. Eine elektronenmikroskopische Aufnahme des Eisenniederschlags zeigt das Flussliniengitter wie in Fig. 3. Darin zeigen die dunklen Stellen, wo das Magnetfeld am stärksten ist.

Misst man den elektrischen Widerstand im gemischten Zustand, findet man, dass er stromabhängig ist. Bei kleinen Strömen bleibt  $\varrho = 0$  bis in die Nähe von  $H_{c2}$ , während bei grösseren Strömen der Widerstand schon bei kleineren Magnetfeldern in Erscheinung tritt.

Für eine technische Anwendung ist es zweifellos wichtig, dass  $H_{c2}$  möglichst hoch ist.

### 5. Die Höhe des oberen kritischen Feldes $H_{c2}$

Eine Untersuchung über die Grösse von  $H_{c2}$  für verschiedene Legierungen eines bestimmten Grundmetalls zeigt einen einfachen Zusammenhang zwischen dem thermodynamischen kritischen Feld  $H_c$  und  $H_{c2}$ . Es ist

$$H_{c2} = \sqrt{2} (\kappa_0 + \kappa_s) H_c$$

wo  $\kappa_0$  eine für das Grundmetall charakteristische Grösse ist und

$$\kappa_s = C \gamma \varrho_0.$$

Hier sind  $C$  eine Konstante,  $\gamma T$  die elektronische spezifische Wärme und  $\varrho_0$  der spezifische elektrische Widerstand der Legierung im normalleitenden Zustand bei tiefen Temperaturen. Es ist klar, dass man aus einem bestimmten Metall einen Supraleiter mit hohem  $H_{c2}$  machen kann, indem man möglichst viele stark streuende Fremdatome zulegiert, um den elektrischen Widerstand zu erhöhen. Ein Beispiel der Variation von  $H_c$ ,  $H_{c1}$  und  $H_{c2}$  als Funktion der Zulegierung in Indium zeigt Fig. 4. In Tab. III sind die Werte von  $H_{c2}$  von einigen Supraleitern mit hohem  $T_c$  aufgeführt. Aus dieser Tabelle sieht man, dass bei gewissen intermetallischen Legierungen sehr hohe  $H_{c2}$  auftreten. Eine genauere Untersuchung solcher Substanzen zeigt, dass die grossen Werte nur teilweise durch grosse Streuwahrscheinlichkeiten zu erklären sind und dass dort hohe  $\kappa_0$  wesentlich zu  $H_{c2}$  beitragen.

Die Frage, ob  $H_{c2}$  beliebig erhöht werden kann, wurde zunächst von *Clogston* (10) 1962 beantwortet. Er wies darauf hin, dass im gemischten Zustand das Magnetfeld auch in den supraleitenden Bereich eindringt. Nun bestehen die Elektronen-

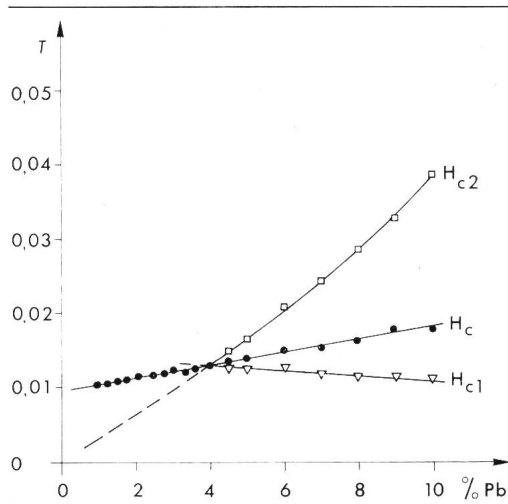


Fig. 4 Kritische Felder von InPb-Legierungen

### Kritische Felder einiger Hochfeldsupraleiter

Tabelle III

Stoff	$T_c$ (K)	$H_c$ (T) bei 0 K	$H_{c2}$ (T) bei 0 K
Nb <sub>3</sub> Sn	18	0.03	22–35
MoRe	11.1	0.4	1.5–2.5
NbZr	10.8	0.05	3–12

paare, die den supraleitenden Zustand bilden, aus Elektronen, deren magnetische Momente antiparallel stehen. In einem Magnetfeld gibt es zwischen den zwei antiparallelen «spins» einen Energieunterschied proportional zur Feldstärke. Wird dieser Energieunterschied von gleicher Grösse wie die Bildungsenergie der Elektronenpaare, dann kann erwartet werden, dass die Supraleitung zerstört wird. Aus dieser Überlegung lässt sich eine obere Grenze des kritischen Feldes  $H_{c2}$  berechnen. Bei  $T = 0$  ist dies

$$H_{c2} \leq 1,84 \cdot T_c \quad (\text{in T und K})$$

Nach dieser in vielen Fällen gut bestätigten Regel sind kritische Felder grösser als ca. 37 T für Supraleiter, deren Übergangstemperaturen bei 20 K liegen, kaum zu erwarten. 37 T ist ein Magnetfeld, womit mancher Fortschritt der Elektrotechnik zu erreichen wäre.

Die Möglichkeit, Materialien mit noch höheren kritischen Feldern herzustellen, wurde 1973 durch die Entdeckung von ternären Molybdän-Sulphiden, die bis zu 50 T supraleitend bleiben, gezeigt [11]. In solchen Substanzen existiert, zusätzlich zur Streuung der Elektronen an gewöhnlichen Verunreinigungen, auch eine Streuung an magnetischen Verunreinigungen. Theoretische Überlegungen haben gezeigt, dass in diesem Fall die von *Clogston* vorausgesagte obere Grenze des kritischen Feldes noch überschritten werden kann. Auch hier scheint es, als ob eine oberste Grenze bestünde, umgekehrt proportional zur kürzestmöglichen freien Weglänge der Elektronen in einer solchen Substanz. Es ist zu erwarten, dass diese Grenze in der Gegend von 100 T liegt.

Der Ingenieur, der derart starke Magnetfelder erzeugen möchte, sei daran erinnert, dass die auf eine Magnetspule wirkenden Kräfte in diesen Feldern sehr gross werden. Bei 100 T werden die Wicklungen eines Solenoides von Kräften nach aussen gepresst, die einem Druck von 40000 bar entsprechen.

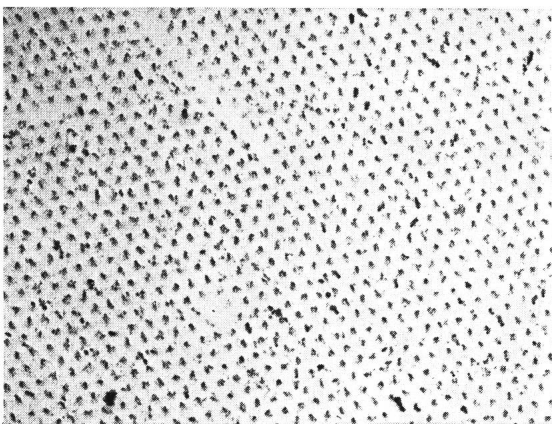


Fig. 3 Dreieckiges Flussgitter auf der Oberfläche eines Supraleiters zweiter Art in einem senkrechten Magnetfeld

Die schwarzen Punkte sind Anhäufungen kleiner Kobalt-Partikel. Wenn man entlang den dichtbesetzten Gittergeraden schaut, sind einige Versetzungen des Flussliniengitters zu sehen. Vergrösserung 6000 $\times$ ,  $B = 0,036$  T

(Bild von Dr. B. Obst, Institut für experimentelle Kernphysik, Kernforschungszentrum Karlsruhe, freundlicherweise zur Verfügung gestellt)

## 6. Die kritischen Ströme

Ein Supraleiter im gemischten Zustand wird, wie erwähnt, von einem Flussliniengitter parallel zum Magnetfeld durchbohrt. Im Zentrum dieser Flusslinien befindet sich ein Kern aus Metall im Normalzustand. Ausserhalb dieses Flusskernes ist das Material supraleitend. Es ist verlockend anzunehmen, dass ein angelegter elektrischer Strom einen Weg rund um die Flusskerne finden wird und somit widerstandslos fließen kann.

Diese Annahme ist nur teilweise richtig. Bekanntlich besteht zwischen Strom und Magnetfeld eine Wechselwirkung, die sich in einer zum Strom und Feld senkrechten Kraft auswirkt. Im Supraleiter äussert sich dies in einer Tendenz, das Flussgitter seitwärts zu verschieben. Lässt sich das Flussgitter bewegen, so wird im Supraleiter eine Spannung induziert, die der Anzahl der pro Zeiteinheit durch den Supraleiter bewegten Flusslinien proportional ist. Diese Spannung lässt sich von einer gewöhnlichen Spannung, die von einem elektrischen Widerstand herührt, nicht unterscheiden. Der Supraleiter im gemischten Zustand scheint dann je nachdem, ob und wie schnell das Flussgitter sich bewegt, entweder widerstandslos zu sein oder normal zu leiten, mit einem strom- und feldabhängigen spezifischen Widerstand  $\varrho(\vec{H}, \vec{J})$  zwischen Null und dem normalen Wert.

Die zwischen Feld und Strom wirkende Kraft  $\vec{F}$  pro Volumeneinheit ist bekanntlich  $\vec{F} = \vec{J} \times \vec{B}$ , wo  $\vec{J}$  die Stromdichte und  $B$  die magnetische Induktion ist. Falls die Bewegung der Flusslinien irgendwie durch Hindernisse erschwert wird, ist zu erwarten, dass das Gitter bei kleinen Transportströmen un-

Es ist deshalb von grösster Wichtigkeit, Materialien mit hohem  $J_c$  herzustellen. Aus den vorangehenden Bemerkungen geht hervor, dass es zu diesem Zweck notwendig ist, möglichst viele und starke Hindernisse für die Bewegung der Flusslinien im Supraleiter einzubauen. In der allgemein üblichen angelsächsischen Terminologie der Supraleitung werden solche Hindernisse «Pinning Centres» genannt.

Als Pinning-Zentren kommen lokale Variationen der Zusammensetzung des Supraleiters, Korngrenzen zwischen den Kristallen, starke Anhäufungen von Dislokationen, Löcher und Partikel von Fremdmaterial in Frage. Die in der Herstellungstechnik verwendeten Verfahren zielen meistens darauf hin, durch passende Wärmebehandlung und mechanische Verformung ein möglichst feinkristallines Gefüge mit grosser Dislokationsdichte herzustellen. Soweit wie möglich werden auch Konzentrationsgradienten der verschiedenen Komponenten der Legierung erzeugt. Selbstverständlich ist der kritische Strom nun sowohl temperatur- als auch feldabhängig. Einige typische Kurven sind in Fig. 6 wiedergegeben.

Die in Fig. 6 gezeigten Stromstärken sind sehr gross, und es ist klar, dass eine plötzliche Zerstörung der Supraleitung in einem strombelasteten Leiter zu einer raschen, eventuell destruktiven Erwärmung des Leiters führen kann. Um dies zu vermeiden, werden die im normalen Zustand recht hochohmigen technisch verwendeten Supraleiter meistens «stabilisiert». Der Supraleiter wird in eine Kupfer-Matrix eingebettet, so dass im Falle einer Zerstörung der Supraleitung der Strom wenigstens zeitweise ohne Gefahr vom normalen Kupfer getragen werden kann.

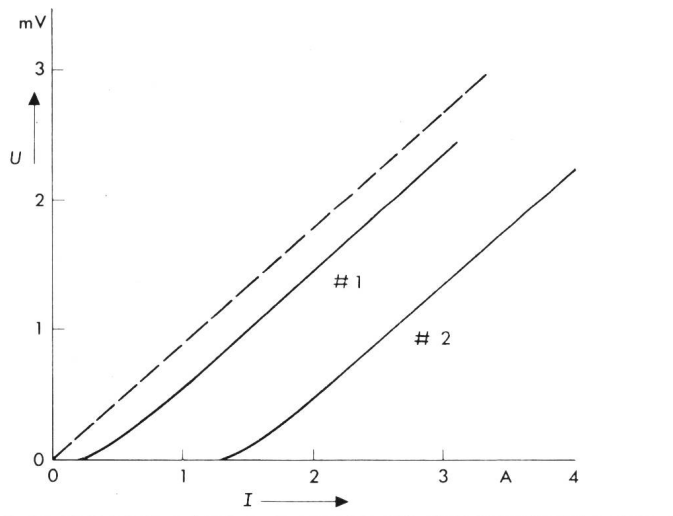


Fig. 5 Strom-Spannungs-Charakteristik für zwei verschiedene  $Nb_{0.5}Ta_{0.5}$ -Proben bei 3 K in einem Feld von 0.2 T  
Die gestrichelte Kurve zeigt den Spannungsverlauf einer idealen Probe

beweglich bleibt und erst bei genügend grossen Werten von  $\vec{F} = \vec{J} \times \vec{B}$  in Bewegung gerät. Man darf deshalb voraussagen, dass bei einem angelegten konstanten transversalen Magnetfeld die über eine Probe beobachtete Spannung gleich null bleibt bis zu einer bestimmten kritischen Stromdichte  $J_c$ . Dann wird die Probe resistiv, und ihr Widerstand steigt linear mit der zusätzlichen Stromstärke an. Solche Beobachtungen sind in Fig. 5 wiedergegeben [12].

Für eine technische Anwendung des supraleitenden Drahtes muss der effektive Widerstand sehr klein oder gleich null sein.

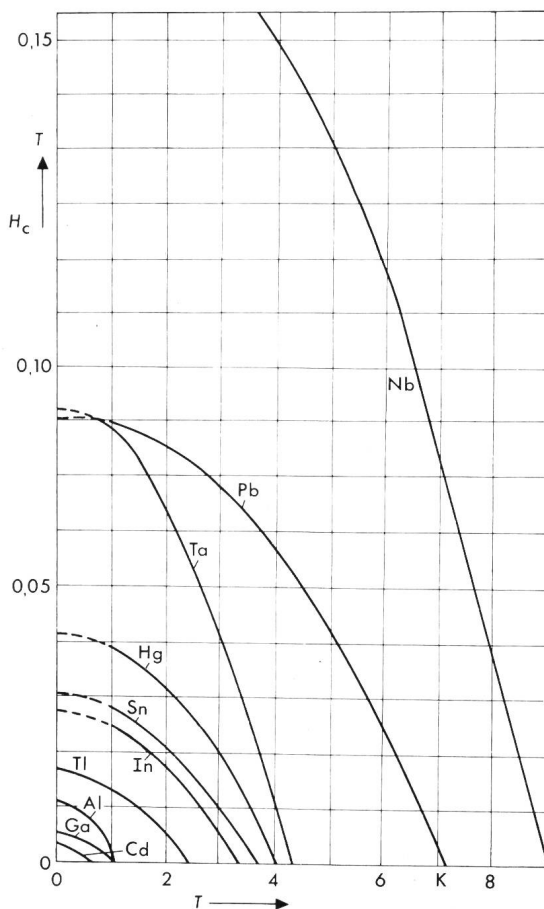


Fig. 6 Typische kritische Stromdichten  $J_c$  als Funktion des angelegten Magnetfeldes  $B$

Es hat sich gezeigt, dass die Wahrscheinlichkeit einer plötzlichen lokalen Erwärmung im Supraleiter selbst durch eine Aufteilung des supraleitenden Leiterquerschnittes stark reduziert werden kann. Es werden deshalb heute meistens Multifilament-Supraleiter verwendet, worin Tausende von supraleitenden Filamenten mit Durchmessern von einigen  $\mu\text{m}$  im normalleitenden Kupfer oder der Aluminium-Matrix eingebettet sind.

## 7. Wechselstromverluste

Bei Gleichstrom und in einem konstanten Magnetfeld ist es möglich, sehr grosse Stromdichten in Anwesenheit starker transversaler Magnetfelder verlustlos zu transportieren. Leider ist dies nur so lange der Fall, als sowohl Magnetfeld als auch Stromdichte konstant gehalten werden. Ändert sich eines von beiden, dann treten Verluste auf, die sehr schnell für die technische Anwendung untragbar werden. Die Gründe solcher Verluste sind a) eine nicht reversible feldabhängige Bewegung der Flusslinien und b) Wirbelströme in der normalleitenden Matrix um die supraleitenden Filamente.

Untersuchungen über Möglichkeiten, solche Verluste zu minimalisieren, werden zurzeit intensiv betrieben. Die zunächst als erfolgversprechend erscheinenden Methoden sind: eine stärkere Reduktion der Dimensionen der supraleitenden Filamente, eine Erhöhung der elektrischen Widerstände der Matrix sowie eine Verdrillung oder Verflechtung der einzelnen Filamente. Es ist wahrscheinlich, dass eine konsequente Weiterverfolgung solcher Arbeiten zu wirklich nützlichen Wechselstromsupraleitern führen wird.

## 8. Schlussbemerkungen

Für eine technische Anwendung der Supraleitung werden Supraleiter mit möglichst hohen Werten von  $T_c$ ,  $H_c$ ,  $H_{c2}$ ,  $J_c$  und mit kleinen Wechselstromverlusten benötigt. Die bisherige Grundlagenforschung hat die Entwicklungsrichtungen gezeigt, die verfolgt werden müssen, um bessere technische Supraleiter herzustellen. An der Weiterentwicklung der technischen Supraleiter wird auch in der Schweiz intensiv gearbeitet.

## Literatur

- [1] *W. Buckel*: Supraleitung, Grundlagen und Anwendung. Weinheim, Physik-Verlag, 1972.
- [2] *B. W. Roberts*: Survey of superconductive materials and critical evaluation of selected properties. Journal of Physical and Chemical Reference Data 5(1976)3, p. 581...821.
- [3] *L. R. Testardi, J. H. Wernick and W. A. Royer*: Superconductivity with onset above 23°K in Nb-Ge sputtered films. Solid State Communications 15(1974)1, p. 1...4.
- [4] *J. Bardeen, L. N. Cooper and J. R. Schrieffer*: Theory of superconductivity. Physical Review 108(1957)5, p. 1175...1204.
- [5] *F. V. Grigor'ev* a. o.: Experimental determination of the compressibility of hydrogen at densities 0,5-2 g/cm<sup>3</sup>. Metallization of hydrogen. JETP Letters 16(1972)5, p. 201...204.
- [6] *W. A. Little*: Possibility of synthesizing an organic superconductor. Physical Review 101(1956)6A, p. 1416...1424.
- [7] *H. W. Lewis*: Superconductivity and electronic specific heat. Physical Review 101(1956)3, p. 939.
- [8] *W. J. de Haas and J. Voogd*: The influence of magnetic fields on superconductors. Communications from the Physical Laboratory of the University of Leiden -(1930)208b, p. 7...20.
- [9] *U. Essmann and H. Träuble*: The direct observation of individual flux lines in type II superconductors. Physical Letters 24A(1967)10, p. 526...527.
- [10] *A. M. Clogston*: Upper limit for the critical field in hard superconductors. Physical Review Letters 9(1962)6, p. 266...267.
- [11] *O. Fischer* a. o.: Measurements of critical fields up to 500 kG in the ternary molybdenum sulphides. Journal of Physics C: Solid State Physics 7(1974)-, p. L 450...L 453.
- [12] *Y. B. Kim, C. F. Hempstead and A. R. Strnad*: Flux-flow resistance in type-II superconductors. Physical Review 139(1965)4A, p. 1162...1172.

## Adresse des Autors

Prof. Dr. *J. L. Olsen*, Laboratorium für Festkörperphysik, ETHZ Hönggerberg, 8093 Zürich.

## Anhang: Kurzzeichen und Ordnungszahl chemischer Elemente

Ac 89 Actinium	Nd 60 Neodym
Ag 47 Silber	Ni 28 Nickel
Al 13 Aluminium	Os 76 Osmium
As 33 Arsen	P 15 Phosphor
Au 79 Gold	Pa 91 Protaktinium
Ba 56 Barium	Pb 82 Blei
Be 4 Beryllium	Pd 46 Palladium
Bi 83 Wismut	Pr 59 Praseodym
Cd 48 Cadmium	Pt 78 Platin
Ce 58 Cer	Re 75 Rhenium
Co 27 Kobalt	Rh 45 Rhodium
Cr 24 Chrom	Ru 44 Ruthenium
Cs 55 Caesium	Sb 51 Antimon
Cu 36 Kupfer	Sc 21 Scandium
Fe 26 Eisen	Se 34 Selen
Ga 31 Gallium	Si 14 Silizium
Ge 32 Germanium	Sn 50 Zinn
Hf 72 Hafnium	Ta 73 Tantal
Hg 80 Quecksilber	Tc 99 Technicium
In 49 Indium	Th 90 Thorium
Ir 77 Iridium	Ti 22 Titan
La 57 Lanthan	Tl 81 Thallium
Lu 71 Lutetium	U 92 Uran
Lw 103 Lawrencium	V 23 Vanadium
Mg 12 Magnesium	W 74 Wolfram
Mn 25 Mangan	Y 39 Yttrium
Mo 42 Molybdän	Zn 30 Zink
Nb 41 Niobium	Zr 40 Zirkonium