

1. Einführende Betrachtungen

1.1. Einleitung

Seit nunmehr fast 100 Jahren ist der Materialzustand der Supraleitung bekannt. In diesem Zeitraum wurden zahlreiche charakteristische Phänomene beobachtet und auf ihren Nutzen für technische Anwendungen unterschiedlichster Disziplinen, wie z.B. der Medizin, der Energietechnik oder der Elektronik, untersucht. Die folgenden Abschnitte dieses Kapitels sollen zunächst die wichtigsten Phänomene aufführen und anschließend die gängigsten theoretischen Ansätze zu ihrer Erklärung kurz beschreiben. Anschließend werden insbesondere die energietechnischen Anwendungsmöglichkeiten und ihre speziellen Anforderungen kurz umschrieben. Wenn es nicht anders erwähnt wird, wird auf die Quellen [Kom95] und [Buc94] zurückgegriffen.

1.2. Supraleitung

Der supraleitende Materialzustand wurde erstmalig 1911 von H. Kamerlingh-Onnes beobachtet, der 1913 für diese Entdeckung den Physik-Nobelpreis verliehen bekam. Kamerlingh-Onnes stellte bei seinen Experimenten zur Verflüssigung von Helium fest, dass der elektrische Widerstand von Quecksilber bei einer Temperatur von 4,2 K nahezu sprunghaft auf unmessbar kleine Werte abfiel. Ein ähnliches Verhalten konnte später an zahlreichen weiteren Elementen des Periodischen Systems beobachtet werden, jeweils bei einer elementspezifischen „Sprungtemperatur“, die als materialabhängige „kritische Temperatur“ T_C definiert wurde.

Durch die Forschung auf dem Gebiet der Supraleitung wurden neben den supraleitenden Elementen des Periodischen Systems zudem zahlreiche Verbindungen gefunden, die in den supraleitenden Materialzustand übergehen können. Allerdings schien die kritische Temperatur T_C zunächst auf maximal 23 K limitiert zu sein. Erst 1986 konnten J. G. Bednorz und K. A. Müller an einer neuen Klasse von supraleitenden Metalloxiden höhere Sprungtemperaturen nachweisen. Diese Supraleiter werden als „Hochtemperatur-Supraleiter“ (HTS) bezeichnet. Sprung-

temperaturen von über 125 K können durch entsprechende Verbindungen realisiert werden. Hierdurch wird der gegenüber der Flüssigheliumkühlung erheblich günstigere Einsatz einer Flüssigstickstoffkühlung¹, und damit ein breiteres technisches Anwendungsfeld, ermöglicht.

1.2.1 Phänomene der Supraleitung

Wie eingangs erwähnt, ist ein klassisches Hauptphänomen der Supraleitung das Verschwinden des elektrischen Widerstandes bei Unterschreiten der Sprungtemperatur T_C . Allerdings handelt es sich bei T_C nicht um ein scharfes Kriterium. Vielmehr findet der „Sprung“ innerhalb eines kleinen Temperaturintervalls ΔT statt, das für die klassischen Supraleiter in der Größenordnung von 0,1 K liegt. **Bild 1** veranschaulicht diesen Zusammenhang.

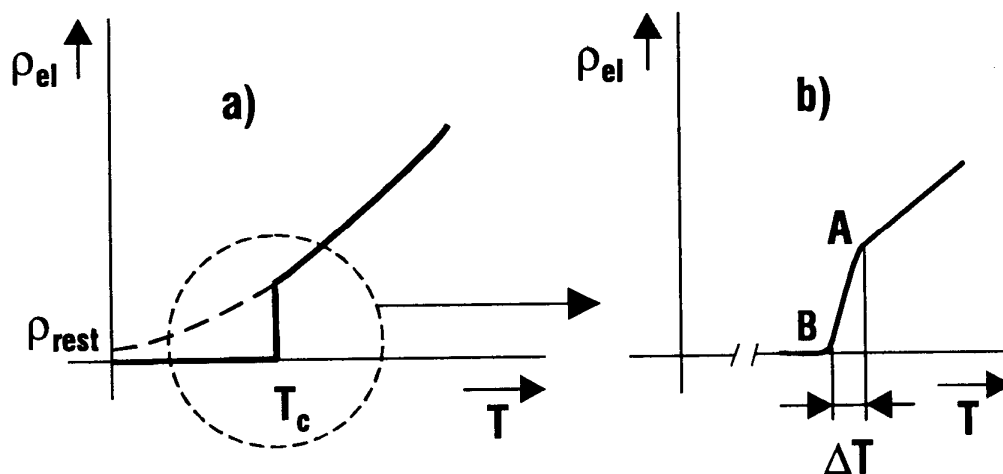


Bild 1: Verlauf des spezifischen elektrischen Widerstandes ρ_{el} . Gestrichelt ist in
 a) der Verlauf eines normalen Leiters dem eines Supraleiters gegenübergestellt.
 b) zeigt einen Ausschnitt nahe T_C mit A: Einsatzpunkt und B: Fußpunkt [Kom95]

Hochtemperatur-Supraleiter können ein wesentlich größeres Intervall ΔT als klassische Supraleiter aufweisen. Bei ihnen ist für die Breite von ΔT die Phasenreinheit entscheidend: Je besser der HTS präpariert ist, je phasenreiner er also ist (s. Kapitel 1.3.2), desto schmaler ist das Intervall. Die Verwendung des Begriffs

¹ Der Siedepunkt von Flüssigstickstoff liegt bei Normdruck bei rund 77 K [Fre81]

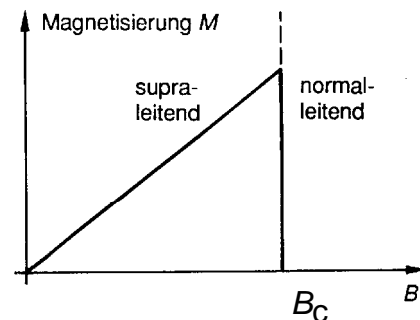
kritische Temperatur T_C ist aufgrund dieser Unschärfe in der Literatur nicht immer eindeutig. In der vorliegenden Arbeit ist mit T_C stets der Einsatzpunkt A gemeint, sofern nicht anderes angegeben wird.

Der zweite wesentliche Effekt der Supraleitung ist der nach seinen Entdeckern benannte Meißner-Ochsenfeld-Effekt. F. W. Meißner und R. Ochsenfeld entdeckten 1933, dass sich Supraleiter in einem externen Magnetfeld wie ein idealer Diamagnet verhalten. D.h., dass im supraleitenden Zustand der magnetische Fluss vollständig aus dem Inneren des Supraleiters verdrängt wird. Dieser Zustand wird auch *Meißner-Phase* genannt. Im normalleitenden Zustand ist das Material hingegen schwach paramagnetisch, es wird von den Magnetfeldlinien voll durchdrungen. Die Fähigkeit zur vollständigen Abschirmung gegen ein äußeres Magnetfeld ist jedoch limitiert: Analog zur kritischen Temperatur T_C gibt es eine kritische magnetische Flussdichte B_C , bei deren Überschreiten ein *Supraleiter erster Art* schlagartig in die Normalleitung übergeht. Bei Supraleitern *zweiter Art* und *dritter Art* erfolgt der Übergang nach Überschreiten der kritischen Flussdichte B_{C1} kontinuierlich (**Bild 2**). Der Supraleiter befindet sich zunächst in einem Mischzustand, der Shubnikov-Phase.

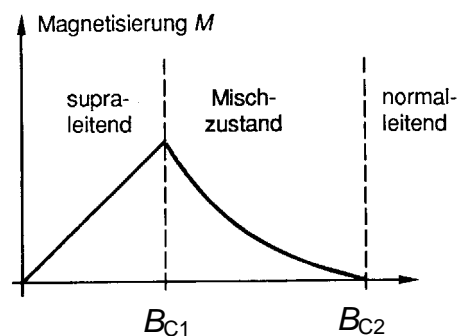
Bild 2: Gegenüberstellung der Magnetisierungsverläufe von Supraleitern erster und zweiter bzw. dritter Art in Abhängigkeit vom äußeren Magnetfeld [Her92].

Der Mischzustand in b) wird auch Shubnikov-Phase genannt.

a) Supraleiter erster Art



b) Supraleiter zweiter bzw. dritter Art



In diesem Zustand beginnt magnetischer Fluss (abhängig von der Stärke des äußeren Magnetfeldes) zunehmend in den Supraleiter einzudringen. Der Widerstand ist jedoch nach wie vor unmessbar klein. Das Eindringen des magnetischen Flusses geschieht quantisiert in Form von magnetischen Flussschläuchen mit dem Wert eines Flussquants Φ_0 :

$$\Phi_0 = \frac{h}{2e} = 2 \cdot 10^{-15} \text{ Vs} \quad (1-1)$$

h : Planksches Wirkungsquantum; e : Elementarladung.

Die Flussschläuche konnten erstmals 1968 durch Träuble und Eßmann visualisiert werden [Trä68]. Sie bilden bei idealen Supraleitern zweiter Art, aufgrund der Wechselwirkungen zwischen den jeden Flussschlauch umgebenden Ringströmen, die für ihre stabile Existenz notwendig sind, zunächst eine regelmäßige, hexagonale Struktur. Diese Struktur wird Abrikosov-Gitter genannt (**Bild 3**).

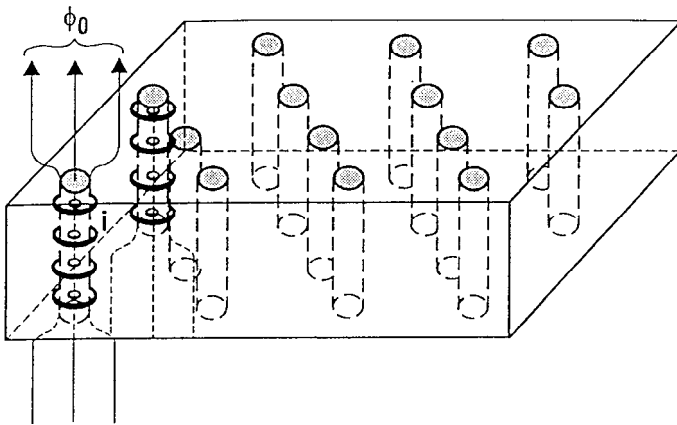


Bild 3: Verteilung des eingedrungenen magnetischen Flusses in Supraleitern zweiter Art (Shubnikov-Phase). Die Flussschläuche bilden ein Gitter in Dreiecksymmetrie aus und werden jeweils durch einen Ringstrom stabilisiert [Kom95].

In Supraleitern zweiter Art ist das Flussschlauchgitter frei beweglich. Fließt in ihnen ein Transportstrom, bewegen sich die Flussschläuche aufgrund der Lorentzkraft, was zu Energiedissipation (Wärmeentwicklung) führt. Dabei kommen nach [Kin99] zwei Verlustmechanismen zum Tragen, nämlich Paarbrechung/Rekombination der supraleitenden Ladungsträger und ohmsche Verluste im Wirbelkern der Flussschläuche. Der verlustlose Stromtransport ist im Bereich $B_{C1} < B < B_{C2}$ somit nicht möglich, Supraleiter zweiter Art können nur verhältnismäßig geringe Transportströme tragen. Hierin unterscheiden sich Supraleiter zweiter und dritter Art. In Supraleitern dritter Art, auch „harte Supraleiter“ ge-

nannt, werden die Flussschläuche an „Haftzentren“ verankert. Als Haftzentren kommen dabei kleinste normalleitende Ausscheidungen, Korngrenzen und Versetzungen in Frage, die herstellungstechnisch bewusst oder unvermeidbar auch unbewusst in den Supraleiter eingebracht werden. Das Eindringen des magnetischen Flusses geschieht nun bevorzugt an den normalleitenden Ausscheidungen, da der Supraleiter hierdurch einen energetisch günstigeren Zustand annimmt, **Bild 4**.

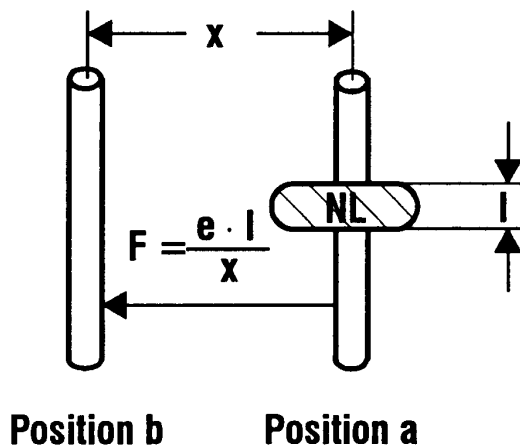


Bild 4: Verankerungskraft eines Flussschlauches an einer normalleitenden Ausscheidung. Um den Schlauch von a nach b zu bewegen ist die Kraft $F = e \cdot I/x$ notwendig. e entspricht der Bildungsenergie des Flussschlauches je Länge [Kom95].

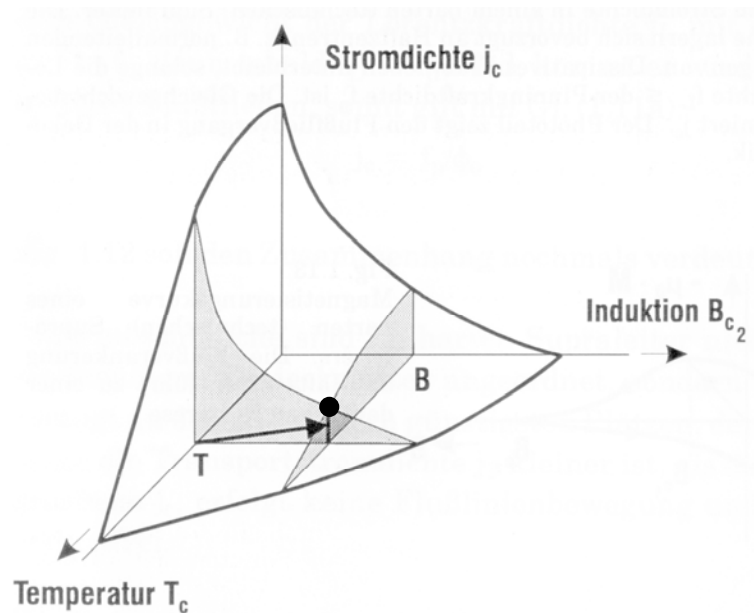
Eine Bewegung der Flussschläuche, die nicht mehr in einer regelmäßigen Struktur angeordnet sind, kann nur noch erfolgen, wenn die Lorentzkraft die Haftkraft übersteigt. Entsprechend können Supraleiter dritter Art erheblich höhere Transportströme tragen. Für einen Großteil der energietechnischen Anwendungen kommen nur sie in Frage. Erst nach überschreiten von B_{C2} gehen Supraleiter zweiter und dritter Art „echt“ in die Normalleitung über.

Aus den hier beschriebenen Phänomenen geht hervor, dass der supraleitende Materialzustand von den kritischen Größen Temperatur T_C und Flußdichte B_{C2} abhängig ist. Hinzu kommt die kritische Stromdichte² J_C , die aufgrund der besonderen Bedeutung des Verhaltens von HTS bei Belastung mit Transportströmen für die Anwendung als Strombegrenzer in einem eigenen Abschnitt

² Die kritische Stromdichte kann in ihrer Wirkung, hier zunächst vereinfacht ausgedrückt, analog zu B_{C1} erklärt werden: Mit überschreiten eines kritischen Stromschwellwertes geht der HTS aus der Supraleitung in einen Mischzustand über (vgl. Kapitel 1.2.3).

(Kap. 1.2.3) ausführlich behandelt wird. **Bild 5** zeigt schematisch die Existenzbedingungen für den supraleitenden Materialzustand.

Bild 5: Existenzbereiche der Supraleitung nach [Kom95]. Nur innerhalb des Raumes, der durch den Ursprung und die kritischen Parameter gebildet wird, liegt Supraleitung vor. Die kritischen Parameter beeinflussen sich gegenseitig. Im eingezeichneten Arbeitspunkt wird die kritische Stromdichte durch Temperatur und Magnetfeld bestimmt.



1.2.2 Theoretische Ansätze zur Erklärung der Supraleitung

Ein erster, phänomenologischer Ansatz zur Erklärung der Supraleitung erfolgte 1935, zwei Jahre nach der Entdeckung des Meißner-Ochsenfeld-Effektes, mit Einführung der London-Theorie [Lon35]. Durch die erste Londonsche Gleichung (1-2) wird der Effekt der perfekten elektrischen Leitfähigkeit beschrieben:

$$\mathbf{E} = \frac{\partial}{\partial t} (\mathbf{A} \mathbf{J}) \quad (1-2)$$

$$\mathbf{A} = \left(\frac{m_{SL}}{n_{SL} e^2} \right) \quad (1-3)$$

Dabei entsprechen m_{SL} , n_{SL} , e der Masse, Dichte und der Ladung der supraleitenden Ladungsträger. n_{sl} ist temperaturabhängig und geht für $T \rightarrow T_C$ gegen Null.

Zur Beschreibung des Meißner-Ochsenfeld-Effektes wird davon ausgegangen, dass ein äußeres Magnetfeld in einer Oberflächenschicht eines Supraleiters Abschirmströme hervorruft, die das Innere feldfrei halten. Für die Abschirmung ist eine temperaturabhängige Eindringtiefe λ_E definiert:

$$\lambda_E = \sqrt{\frac{\Lambda}{\mu_0}} \quad (1-4)$$

λ_E ergibt sich aus Gleichung (1-7), die aus dem zweiten Londonschen Gesetz, Gleichung (1-5), und dem Ampèreschen Gesetz (1-6) resultiert.

$$\mathbf{B} = -\nabla \times (\Lambda \mathbf{J}) \quad (1-5)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} \quad (1-6)$$

$$\nabla^2 \mathbf{B} = -\frac{1}{\lambda_E^2} \mathbf{B} \quad (1-7)$$

Aus den Gleichungen (1-5) bis (1-7) ergibt sich als eine Konsequenz das in **Bild 6** gezeigte Verhalten des magnetischen Feldverlaufs für einen Supraleiter erster Art in einem externen Magnetfeld $B_a < B_C$.

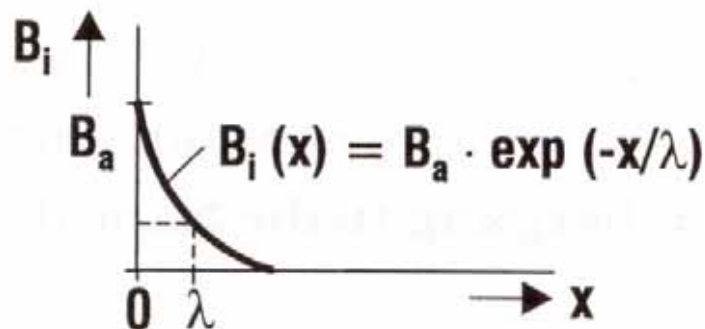


Bild 6: Stetiger Übergang von $B = B_a$ nach $B_i = 0$ vom Probenrand in das Innere entlang des Weges x mit der Eindringtiefe $\lambda(T)$ [Kom95].