

Supraleitung – Strom ohne Widerstand

Teil 3

Im dritten Teil dieser Artikelserie wird die Beschreibung der Grundercheinungen der Supraleitung abgeschlossen. Zum einen wird das Verhalten von Supraleitern in Magnetfeldern behandelt. Dabei ergibt sich die Möglichkeit der Einteilung der Supraleiter in zwei Gruppen: Typ 1 – Supraleiter und Typ 2 – Supraleiter. Zum anderen wird die Existenz kritischer Ströme in Supraleitern beschrieben. Daraus lassen sich die Charakteristika eines weiteren Supraleitungstyps herleiten: Typ 3 – Supraleiter, der für die Anwendung besonders wichtig ist und auch harter Supraleiter heißt.

4.2 Supraleiter im Magnetfeld

Wie bereits erwähnt, erkannte Kamerlingh Onnes unmittelbar nach der Entdeckung des Phänomens Supraleitung deren Bedeutung für die Anwendung. Mit Hilfe von supraleitenden Drähten wollte er besonders leistungsfähige Elektromagnete herstellen. Er konnte seine Vorstellungen jedoch nicht realisieren, da er feststellen mußte, daß die Supraleitung bei den von ihm gefundenen Supraleitern bereits durch relativ kleine Magnetfelder zerstört wurde. Die supraleitende Eigenschaft ging bereits für Werte kleiner 0,1 Tesla verloren ($B < 0,1 \text{ T}$). Kamerlingh Onnes war der Ansicht, daß dieser Effekt auf Materialverunreinigungen zurück-

zuführen sei, von deren möglicher Beseitigung er überzeugt war. Es stellte sich jedoch heraus, daß es sich hier um eine grundsätzliche Erscheinung handelt, die auch bei extrem reinen Materialien auftritt und somit nicht auf Materialfehler zurückzuführen ist.

So entdeckten im Jahre 1933 F. W. Meißner und R. Ochsenfeld den sogenannten Verdrängungseffekt. Zum damaligen Zeitpunkt handelte es sich um eine völlig neue und besonders wichtige weitere Eigenschaft eines Supraleiters. Dieser Meißner-Ochsenfeld-Effekt besagt, daß ein unterkritisches Magnetfeld – dessen Größe die Supraleitung wie oben erwähnt nicht zerstört – beim

Übergang in den supraleitenden Zustand aus dem Inneren des Supraleiters verdrängt wird. Dieser Sachverhalt ist in Abbildung 13 dargestellt.

In dieser Abbildung sind 2 supraleitende Proben mit unterschiedlicher Geometrie gezeigt. Während für $T > T_c$ ein äußeres Magnetfeld mit der Kraftflußdichte B die Proben ungehindert durchsetzt, wird das äußere Magnetfeld für $T < T_c$ praktisch vollständig aus der Probe verdrängt. Bei der gezeigten Darstellung war das äußere Feld für Temperaturen oberhalb T_c vorhanden, und die Probe wurde anschließend unter die kritische Temperatur abgekühlt. Den gleichen

von
Professor Dr. rer. nat. Siegfried Fellmann
Fachbereich Naturwissenschaftliche Technik
Fachhochschule Ostfriesland
2970 Emden

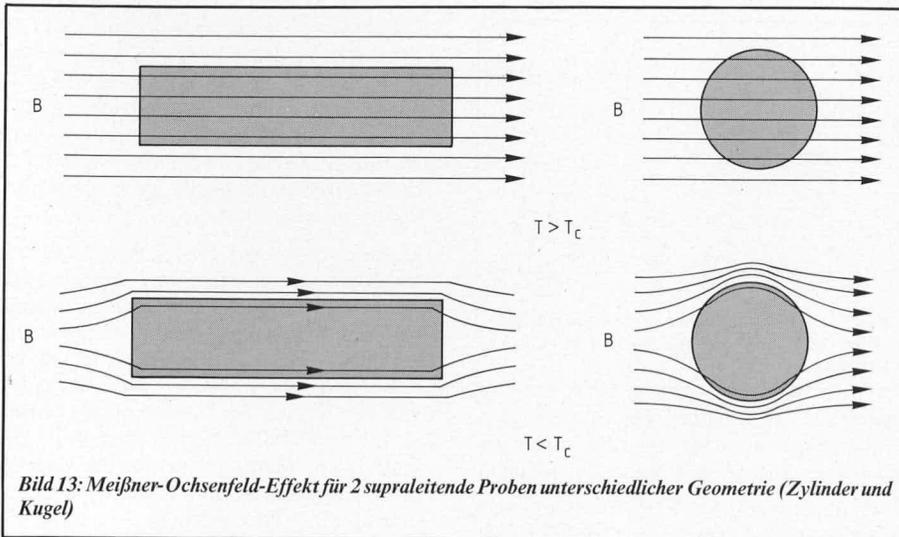


Bild 13: Meißner-Ochsenfeld-Effekt für 2 supraleitende Proben unterschiedlicher Geometrie (Zylinder und Kugel)

Verdrängungseffekt erhält man auch dann, wenn eine Probe im supraleitenden Zustand ($T < T_c$) in ein äußeres Magnetfeld gebracht wird. Diese fast vollständige Verdrängung des Magnetfeldes aus einer supraleitenden Probe ist daher unabhängig davon, welche magnetische bzw. Temperaturvergangenheit die Probe hatte. Man kann also erst unter die kritische Temperatur abkühlen und dann das Feld einschalten oder aber erst das Feld einschalten und dann die Probe unter T_c bringen, wobei in beiden Fällen der gleiche Verdrängungseffekt resultiert. Daher ist ein Supraleiter ein idealer Diamagnet.

Zur eindeutigen Charakterisierung eines supraleitenden Zustandes gehört somit neben dem Verschwinden des elektrischen Widerstandes unterhalb von T_c auch noch das Auftreten des Meißner-Ochsenfeld-Effektes. Letzterer ist nämlich nicht aus der Eigenschaft $R = 0$ für $T < T_c$ abzuleiten.

Es wurde bereits angedeutet, daß der Ausschluß des Magnetfeldes im supraleitenden Zustand praktisch vollständig ist. Diese Aussage muß dahingehend relativiert werden, daß in einem Gebiet nahe der Oberfläche eines Supraleiters auch im Inneren der Probe eine magnetische Kraftflußdichte B existiert, die von Null verschieden ist. Erst in einer gewissen Entfernung von der Oberfläche verschwindet die magnetische Kraftflußdichte im Inneren des Supraleiters vollständig. Der Oberflächenabschnitt, in den die Kraftflußdichte auch im supraleitfähigen Zustand eindringt, heißt Eindringtiefe. Diese Eindringtiefe hängt vom Material und der Temperatur ab. Während sie in der Nähe

des absoluten Nullpunktes etwa in der Größenordnung von 10^{-5} mm liegt, nimmt sie mit steigender Temperatur zu.

Wegen dieser endlichen Eindringtiefe ist es sinnvoll, die Supraleiter in dicke und dünne Proben zu unterteilen. Die Abmessungen von dicken Proben sind erheblich größer als die Eindringtiefe, dünne Proben haben dagegen Abmessungen in der Größenordnung der Eindringtiefe (z. B. dünne supraleitende Filme). Wie Abbildung 14 zeigt, ist das Innere einer dicken supraleitenden Probe immer feldfrei, während eine dünne Probe von einer magnetischen Kraftflußdichte durchsetzt werden kann, wenn die Dicke dieses Films kleiner als die Eindringtiefe ist. Von diesem unterschiedlichen Verhalten macht man in der Anwendung Gebrauch.

Weiter oben wurde bereits darauf hingewiesen, daß äußere Magnetfelder mit der Kraftflußdichte B die Supraleitfähigkeit zerstören können. Dieser Zusammenhang ist in Abbildung 15 schematisch dargestellt. Man erkennt, daß eine supraleitende Probe nur dann bei $T = T_c$ in die supraleitende Phase übergeht, wenn kein äußeres Magnetfeld vorhanden ist. Für $B \neq 0$ wird die supraleitende Phase auch erst bei $T < T_c$ erreicht. Oberhalb einer kritischen magnetischen Kraftflußdichte $B_{c,0}$ wird die supraleitende Phase auch bei $T = 0$ nicht mehr erreicht. Für Magnetfelder oberhalb dieser Größe geht also die Eigenschaft der Supraleitfähigkeit für eine Probe verloren.

Genauere Untersuchungen zeigen allerdings, daß der gezeigte abrupte Übergang

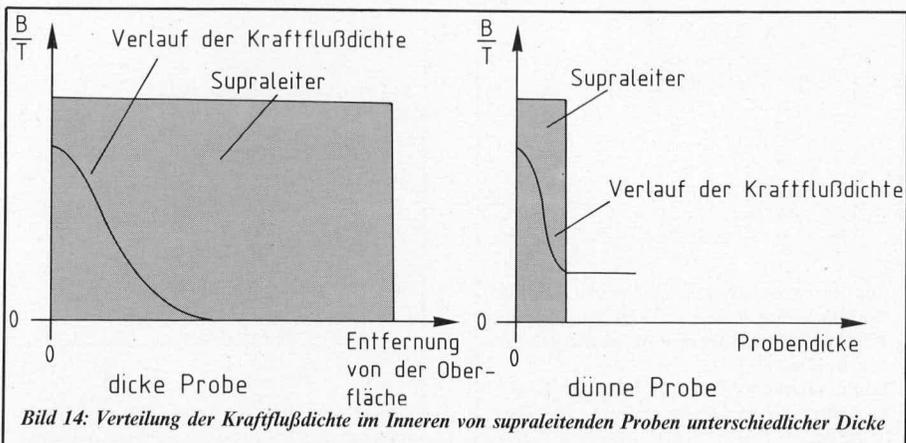


Bild 14: Verteilung der Kraftflußdichte im Inneren von supraleitenden Proben unterschiedlicher Dicke

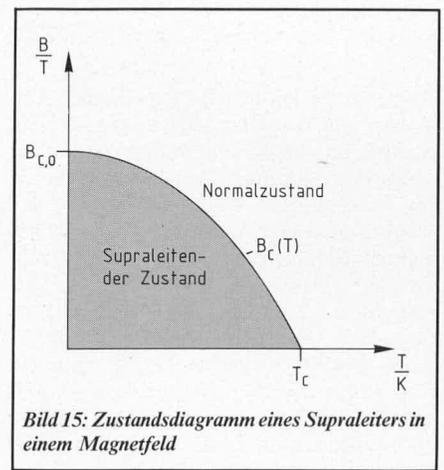


Bild 15: Zustandsdiagramm eines Supraleiters in einem Magnetfeld

für bestimmte Wertepaare (B, T) vom Normalzustand in den supraleitenden Zustand nur in Sonderfällen gegeben ist. Im allgemeinen existiert bei Anwesenheit äußerer Magnetfelder eine Zwischenphase, die beim Übergang zwischen normalleitendem und supraleitendem Zustand in beiden Richtungen durchlaufen werden muß. Wenn man von der Möglichkeit der Oberflächen-Supraleitfähigkeit absieht, sind dies einmal der Übergangszustand (Zwischenzustand) und zum anderen der gemischte Zustand (Mischzustand, mixed state oder auch nach dem Entdecker Shubnikov-Phase). Diese beiden Fälle sind in Abbildung 16 für einen plattenförmigen Leiter dargestellt. Man erkennt, daß sowohl im Mischzustand als auch im Übergangszustand eines Supraleiters normalleitende und supraleitende Zustände nebeneinander existieren. Während im Übergangszustand die Normalbereiche und die supraleitenden Bereiche als abwechselnde parallele Schichten ausgebildet sind, existieren im gemischten Zustand die Normalbereiche als relativ dünne rohrförmige Fasern, die nur kleine Abstände voneinander besitzen und in einen ansonsten supraleitenden Bereich eingebettet sind. Die normal-

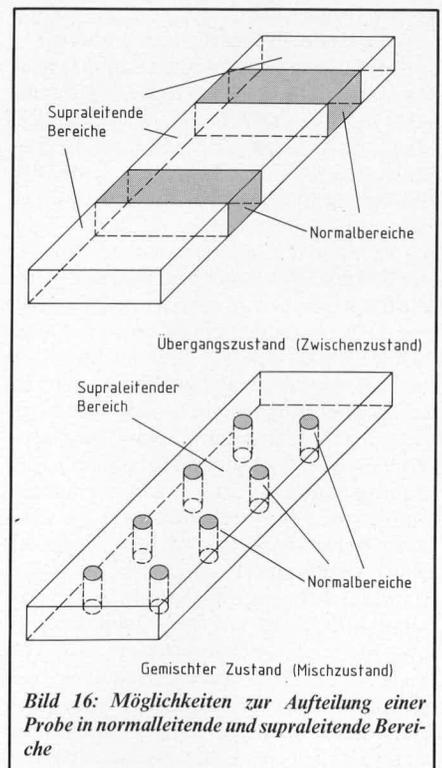
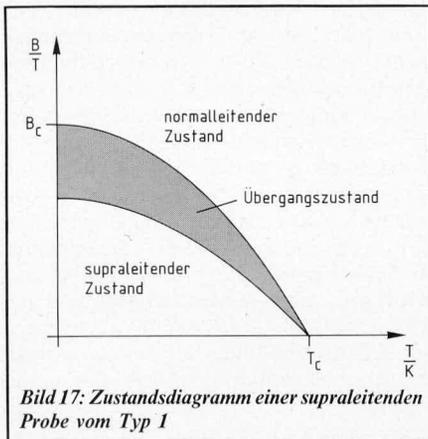


Bild 16: Möglichkeiten zur Aufteilung einer Probe in normalleitende und supraleitende Bereiche

leitenden Fasern heißen auch Flußschläuche.

Etwa um 1961 wurde festgestellt, daß Substanzen, die den Übergangszustand zeigen, niemals im gemischten Zustand auftreten. Umgekehrt gilt auch, daß Materialien, die im Mischzustand auftreten, niemals den Übergangszustand aufweisen. Damit besteht die Möglichkeit, die Supraleiter in zwei Gruppen einzuteilen. Supraleiter vom Typ 1 (Supraleiter 1. Art) können grundsätzlich nur den Übergangszustand einnehmen, wofür Blei ein Beispiel ist. Dagegen können Supraleiter vom Typ 2 (Supraleiter 2. Art) nur den Mischzustand zeigen. Das Element Niob gehört z. B. zu den Supraleitern des Typs 2. Allgemein gilt, daß die meisten supraleitenden Elemente Supraleiter 1. Art sind, während die supraleitenden Verbindungen und Legierungen überwiegend Supraleiter des Typs 2 sind.



In einem äußeren Magnetfeld zeigen daher Supraleiter vom Typ 1 gegenüber der Darstellung in Abb. 15 ein etwas differenzierteres Verhalten. Dies wird durch Abbildung 17 verdeutlicht, wo die Abhängigkeit des Probenzustands vom Typ 1 von der äußeren Feldstärke und der Temperatur aufgetragen ist. Danach gibt es drei Bereiche, die eine supraleitende Probe für Temperaturen T unterhalb von T_C einnehmen kann. Je nach Größe der äußeren magnetischen Feldstärke kann sich die Probe im supraleitenden Zustand, im Übergangszustand oder im Normalzustand befinden. Innerhalb der dunkler markierten Fläche der Abbildung 17 liegen diejenigen Wertepaare für die äußere Feldstärke B und die Temperatur T , bei denen in der Probe supraleitende und normalleitende Zustände gleichzeitig nebeneinander existieren. Dabei befindet sich die Probe im Übergangszustand oder aber auch im Zwischenzustand. Wegen des Meißner-Ochsenfeld-Effektes wird die magnetische Kraftflußdichte aus den supraleitenden Bereichen einer Probe im Zwischenzustand nahezu vollständig verdrängt und durchsetzt nur die Normalbereiche. Ein Supraleiter im Zwischenzustand besitzt daher auch einen von Null verschiedenen elektrischen Widerstand, da in diesem Fall dem Strom abwechselnd nur Gebiete mit $R = 0$ (supraleitend) und $R \neq 0$ (Zwischenzustand) zur Verfügung stehen. Der abrupte Übergang vom normalleitenden in den supraleitenden Zustand findet im allgemeinen nur dann statt, wenn kein äußeres Feld vorhanden ist oder aber bei bestimmten Probengeometrien in

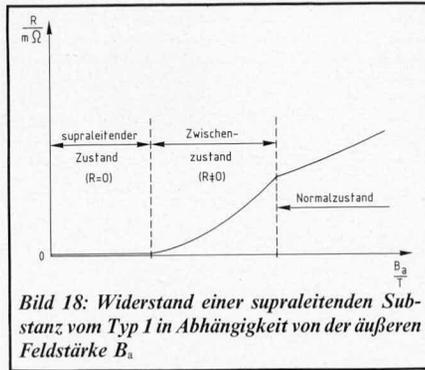


Bild 18: Widerstand einer supraleitenden Substanz vom Typ 1 in Abhängigkeit von der äußeren Feldstärke B_a

Bezug auf die Richtung des Magnetfeldes. Anderenfalls wird für $T < T_C$ immer zunächst der Übergangszustand durchlaufen. Das unterschiedliche Widerstandsverhalten einer Probe des Typs 1 zeigt Abbildung 18. Dort ist der Widerstand eines Supraleiters erster Art in Abhängigkeit vom äußeren Feld B_a aufgetragen. Für kleine Feldstärken ist der Widerstand Null, und die Probe befindet sich im supraleitenden Zustand (Meißner-Phase). Daran anschließend gibt es einen Bereich, in dem der Widerstand nicht Null ist, andererseits aber auch noch nicht den Wert des Normalwiderstandes erreicht hat. Der Supraleiter des Typs 1 befindet sich hier also im Zwischenzustand.

Die Struktur des Zwischenzustandes ist in den meisten Fällen relativ kompliziert. Unterschiedliche Strukturen von weder vollständig supra- noch vollständig normalleitenden Zuständen können durch die geometrische Gestalt der Probe geschaffen werden. Dies wird in Abbildung 19 veranschaulicht. Dort ist über dem Außenfeld B_a die mittlere Verteilung des Innenfeldes B_i für eine Kugel und einen zylinderförmigen Leiter aufgetragen. Der zylinderförmige Leiter befindet sich dabei einmal parallel und einmal senkrecht zur Richtung des äußeren Feldes. Man erkennt, daß der parallel zum Feld orientierte Zylinder einen Sonderfall darstellt. In diesem Fall gibt es offensichtlich keinen Zwischenzustand. Hier findet ein plötzlicher Übergang zwischen dem Normalzustand und dem supraleitenden Zustand statt, wenn die äußere Feldstärke den Wert der kritischen Feldstärke B_C unterschreitet. Dagegen wird bei den beiden anderen Fällen die Meißner-

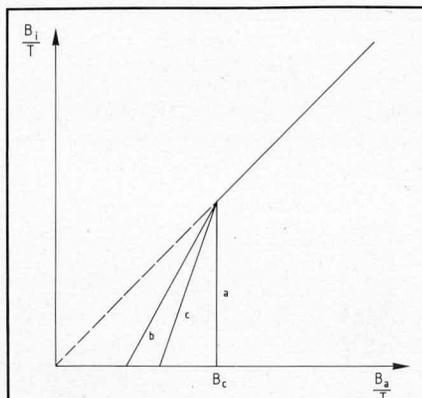


Bild 19: Abhängigkeit der inneren magnetischen Kraftflußdichte B_i von der äußeren Kraftflußdichte B_a bei verschiedener Geometrie von Proben des Typs 1.
a) Zylinderförmige Probe parallel zum Feld
b) Zylinderförmige Probe senkrecht zum Feld
c) Kugel

Phase ($B_i = 0$) bereits deutlich unterhalb der kritischen Feldstärke B_C verlassen und der Eintritt in die Zwischenphase realisiert. In allen Fällen wird der Normalzustand bei $B = B_C$ erreicht, da B_C eine Materialkonstante ist, die somit nicht von der jeweils gewählten geometrischen Form der Probe abhängen kann.

Es kann daher wie folgt zusammengefaßt werden: Solange es sich um Supraleiter des Typs 1 handelt, die eine große Ausdehnung besitzen und die sich in einem Magnetfeld befinden, das parallel zu deren Hauptausrichtung orientiert ist, wird deren Verhalten von der totalen Feldverdrängung entsprechend dem Meißner-Effekt bestimmt. Die vollständige Charakterisierung des Magnetverhaltens dieses Supraleitungstyps durch den Meißner-Effekt gemäß Abbildung 15 wird allerdings unzulässig, wenn die Voraussetzung einer großen Ausdehnung der Substanz parallel zur Feldrichtung nicht mehr gegeben ist.

Für allgemeine Geometrien von Supraleiter-substanzen des Typs 1 gilt dagegen, daß der gesamte Supraleiter im Zwischenzustand entsprechend Abbildung 16 in eine kleinflächige Anordnung von abwechselnd supraleitenden und normalleitenden Bereichen aufspaltet. In den normalleitenden Bereichen stimmen Außen- und Innenfeld überein, während in den supraleitenden Bereichen $B = 0$ gilt. Dieses partielle Eindringen vom Magnetfeld in einen Supraleiter des Typs 1 im Zwischenzustand ist auf die Probengeometrie zurückzuführen und stellt ein Charakteristikum speziell für Supraleiter 1. Art dar. Der bei geeigneter Geometrie von Supraleitern 1. Art realisierbare Zwischenzustand stellt eine stabile Phase dar und heißt auch Übergangszustand oder intermediate state. Nur ein zylindrischer Leiter aus supraleitendem Material des Typs 1, der parallel zum Außenfeld ausgerichtet ist, besitzt diesen Zwischenzustand nicht. Statt dessen existiert bei diesem Sonderfall ein plötzlicher Übergang zwischen dem supraleitenden Zustand und dem Normalzustand, sobald die äußere Feldstärke die kritische Feldstärke überschreitet (vgl. dazu Abbildung 19).

Auch Supraleiter vom Typ 2 gehen bei Anwesenheit äußerer Felder beim Erreichen der kritischen Temperatur $T = T_C$ nicht abrupt vom normalleitenden in den supraleitenden Zustand über. Hier wird ebenfalls eine Zwischenphase durchlaufen, die als Mischzu-

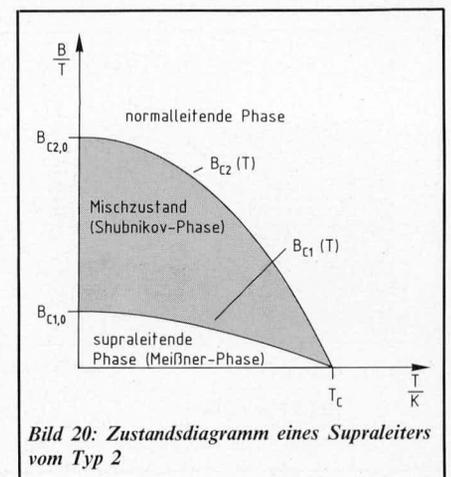


Bild 20: Zustandsdiagramm eines Supraleiters vom Typ 2

stand oder Shubnikov-Phase bezeichnet wird. Das Zustandsdiagramm eines Supraleiters vom Typ 2 zeigt Abbildung 20. Die Shubnikov-Phase ist für Supraleiter 2. Art bei Außenfeldern B_a im Bereich $B_{c1} < B_a < B_{c2}$ für Temperaturen unterhalb von T_c stabil. Trotz der Ähnlichkeit dieser Abbildung mit Abbildung 17, die für Supraleiter 1. Art gilt, treten hier einige grundsätzliche Unterschiede auf.

In der Shubnikov-Phase existieren dünne, normalleitende Fasern in dem Supraleiter, die vom äußeren Feld durchdrungen werden. Diese Flußschläuche sind von Ringströmen umgeben, da ein von Null verschiedenes Magnetfeld immer einen Supraström erzeugt. Daher existieren auch im Innern eines Supraleiters 2. Art Ströme, was anhand von Abbildung 21 veranschaulicht

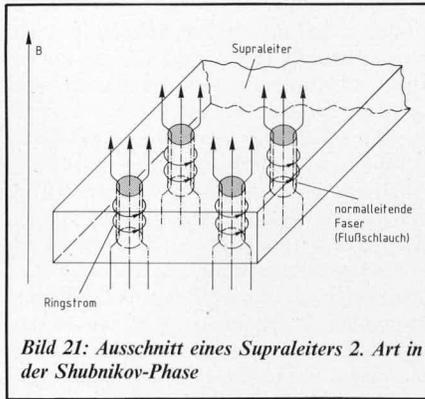


Bild 21: Ausschnitt eines Supraleiters 2. Art in der Shubnikov-Phase

wird. Dort ist der Ausschnitt eines Leiters in der Shubnikov-Phase mit einigen normalleitenden Fasern gezeigt, die vom Außenfeld durchsetzt werden und von Ringströmen umgeben sind. Der größte Teil des die Probe durchsetzenden Magnetfeldes ist zwar auf die normalleitenden Fasern konzentriert, doch kann das Feld – wie beim Meißner-Ochsenfeld-Effekt beschrieben – mit einer gewissen Eindringtiefe teilweise auch in das umgebende supraleitende Material eindringen. Solange die normalleitenden Fasern Abstände besitzen, die größer als die Eindringtiefe sind, werden sich die Fasern nicht gegenseitig beeinflussen. Mit zunehmender Erhöhung des Feldes wächst nicht die Dicke der normalleitenden Fasern, sondern es werden weitere normalleitende Fasern erzeugt. Dabei nimmt der mittlere Abstand zwischen den normalleitenden Fasern ab, so daß sich diese immer stärker gegenseitig beeinflussen. Wird die äußere Feldstärke über den Wert B_{c2} hinaus erhöht, geht die Probe schließlich in den Normalzustand über.

Das unterschiedliche Verhalten von Supraleitern 1. und 2. Art soll jeweils an einem zylinderförmigen Leiter demonstriert werden, der parallel zum äußeren Feld orientiert ist. Ein solcher Leiter vom Typ 1 zeigt beim Unterschreiten der kritischen Feldstärke B_c einen abrupten Übergang vom Normalzustand in den supraleitenden Zustand, d. h. oberhalb von B_c stimmen Außenfeld B_a und Innenfeld B_i überein, während für $B_a < B_c$ hier $B_i = 0$ gilt. Dagegen geht ein parallel zum äußeren Feld orientierter zylinderförmiger Leiter des Typs 2 bei $B_a = B_{c1}$ beginnend von der supraleitenden Phase in den Mischzustand über und erreicht bei $B_a = B_{c2}$ die Normalphase, wo mittleres Innenfeld B_i

und Außenfeld B_a übereinstimmen. Die Shubnikov-Phase bei einem Supraleiter 2. Art ist dadurch charakterisiert, daß ein Zustand mit mehr oder weniger eingedrungene Feld existiert. Dieses unterschiedliche Verhalten der beiden Supraleitertypen ist in Abbildung 22 schematisch dargestellt.

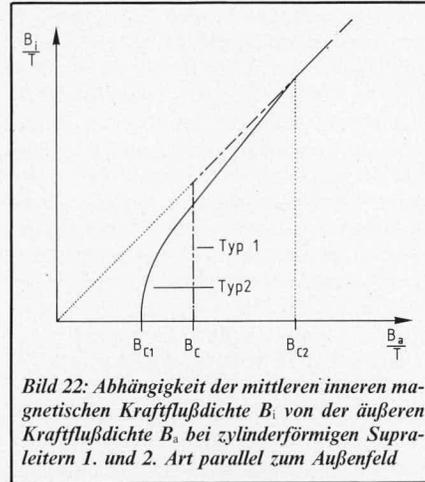


Bild 22: Abhängigkeit der mittleren inneren magnetischen Kraftflußdichte B_i von der äußeren Kraftflußdichte B_a bei zylinderförmigen Supraleitern 1. und 2. Art parallel zum Außenfeld

Der Supraleiter vom Typ 2 tritt zwar bereits bei der unteren kritischen Feldstärke $B_{c1} < B_c$ in den Mischzustand ein, bleibt dann aber in dieser Phase auch für Feldstärken bestehen, die oberhalb von B_c liegen, wo ein Supraleiter vom Typ 1 bereits abrupt in die Normalphase übergegangen ist. Erst wenn die äußere Feldstärke den oberen kritischen Wert B_{c2} übersteigt, verläßt ein Supraleiter 2. Art den normalleitenden Zustand über. Im Hinblick auf technische Anwendungen ist von Bedeutung, daß der Wert der oberen kritischen Kraftflußdichte B_{c2} erheblich größer sein kann, als der entsprechende Wert B_c für einen äquivalenten Supraleiter 1. Art. Der kritische Wert für das Feld B_{c2} ist genauso ein Materialparameter wie die kritische Temperatur T_c .

4.3 Kritische Ströme

Im vorangehenden Abschnitt wurden supraleitende Proben und deren Verhalten in äußeren Magnetfeldern beschrieben. Dabei war noch nicht von Belastungsströmen oder auch Transportströmen in diesen Proben die Rede. Aus der Existenz kritischer Magnetfelder, oberhalb derer die Supraleitung einer Probe zerstört wird, folgt aber unmittelbar auch die Existenz kritischer Ströme I_c . Transportströme, die I_c übersteigen, zerstören ebenfalls die Supraleitung einer entsprechenden Substanz. Dies soll zunächst für einen supraleitenden Draht des Typs 1 verdeutlicht werden.

Jeder von einem Strom I durchflossene Draht mit dem Durchmesser d ist von einem Magnetfeld umgeben. Für das vom Strom I erzeugte Magnetfeld H_0 an der Drahtoberfläche gilt $H_0 = I / \pi \cdot d$. Die vom Strom erzeugte magnetische Feldstärke an der Drahtoberfläche wird gleich der kritischen Feldstärke H_c , wenn die Stromstärke den Wert $I_c = \pi \cdot d \cdot H_c$ annimmt. Der Zusammenhang zwischen der magnetischen Kraftflußdichte B und der magnetischen Feldstärke H ist im Vakuum und in guter Näherung auch in Luft gegeben durch $B = \mu_0 \cdot H$. Dabei ist $\mu_0 = 1,256 \cdot 10^{-6} \cdot \text{Vs A}^{-1} \text{m}^{-1}$ die

magnetische Feldkonstante. Für Belastungsströme $I < I_c$ ist der Widerstand Null, so daß sich der supraleitende Draht im supraleitenden Zustand befindet. Wenn dagegen $I = I_c$ wird, geht der Draht in den Zwischenzustand über, wobei der Widerstand nahezu abrupt auf etwa 80% seines Wertes im Normalzustand ansteigt. Bei weiterer Erhöhung des Belastungsstromes über den kritischen Wert I_c hinaus nimmt der Widerstand des Drahtes deutlich langsamer zu, bis er bei einem Strom von etwa $I = 3 \cdot I_c$ in den Normalzustand übergeht. In Abbildung 23 ist dieses Verhalten schematisch dargestellt.

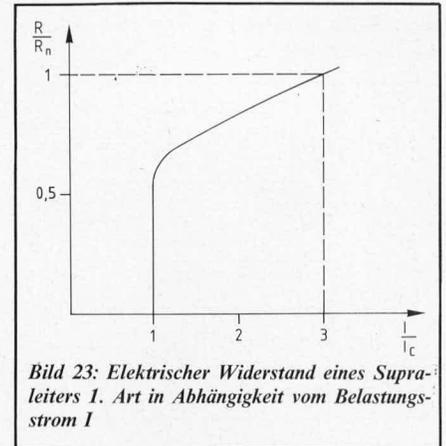


Bild 23: Elektrischer Widerstand eines Supraleiters 1. Art in Abhängigkeit vom Belastungsstrom I

Solange sich der supraleitende Draht in der Meißner-Phase befindet, kann wegen des Verdrängungseffektes im Innern des Supraleiters kein Magnetfeld existieren. Daraus folgt sofort, daß im Innern des Supraleiters auch kein Strom fließen kann, da andernfalls das vom Strom erzeugte Magnetfeld vorhanden wäre. Als Ergebnis dieser Betrachtung ergibt sich, daß auch der Strom durch einen Supraleiter auf diejenige dünne Oberflächenschicht konzentriert ist, in die das vom Strom erzeugte Außenfeld wegen der endlichen Eindringtiefe in der Meißner-Phase eindringen kann.

Wenn der Belastungsstrom I den Wert I_c erreicht, treten plötzlich neben den supraleitenden auch normalleitende Bereiche auf. Da letztere ebenfalls am Stromtransport beteiligt sind, erscheint bei I_c plötzlich ein endlicher elektrischer Widerstand der Probe. Bei weiter zunehmender Stromstärke wird sich der Widerstand entsprechend der Abnahme der supraleitenden Bereiche erhöhen. Verlustlose Stromleitung in Supraleitern vom Typ 1 ist also nur für Belastungsströme $I < I_c$ gewährleistet. Dies setzt der Anwendung überall dort Grenzen, wo man auf große Ströme bzw. Magnetfelder angewiesen ist.

Auch Supraleiter vom Typ 2 befinden sich für kleine Belastungsströme und damit für kleine Magnetfelder wie Supraleiter vom Typ 1 in der Meißner-Phase. Auch hier wird das Magnetfeld und der Strom in eine dünne Oberflächenschicht verdrängt. Ein grundsätzlicher Unterschied zwischen beiden Supraleitungstypen tritt erst dann auf, wenn ein stromdurchflossener Draht vom Supraleitungstyp 2 auf seiner Oberfläche ein Magnetfeld erzeugt, das den kritischen Wert B_{c1} überschreitet. In diesem Moment geht der Supraleiter 2. Art in die Shubnikov-Phase über, wobei Flußschläuche in die gesamte

Probe eindringen. Diese Phase hat nichts mit der geometriebedingten Koexistenz von supra- und normalleitenden Bereichen in den Supraleitern vom Typ 1 zu tun, sondern sie stellt eine fundamental neue Eigenschaft aller Supraleiter vom Typ 2 dar.

Da bei diesem Typ über die Flußschläuche magnetischer Fluß auch in die supraleitende Probe eindringt, kann dementsprechend der Belastungsstrom auch im Inneren eines solchen Supraleiters fließen. Dabei tritt eine Wechselwirkung zwischen dem Belastungsstrom und den Flußschläuchen auf. Diese Wechselwirkung führt dazu, daß sich die Flußschläuche unter dem Einfluß der Lorentz-Kraft rechtwinklig zum Strom durch die Probe bewegen.

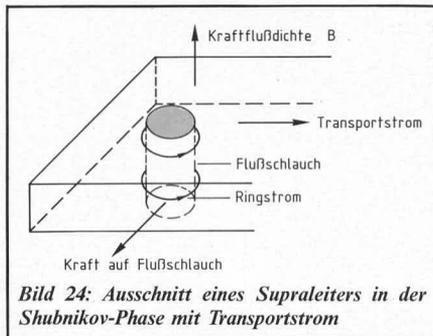


Bild 24: Ausschnitt eines Supraleiters in der Shubnikov-Phase mit Transportstrom

In Abbildung 24 wird dieser Zusammenhang veranschaulicht. Wenn der Transportstrom sich von links nach rechts bewegt und die Kraftflußdichte B nach oben weist, wird der Flußschlauch durch die resultierende Lorentz-Kraft nach vorn getrieben. Durch diesen Vorgang tritt ein Energieverbrauch auf, der zu Lasten des Belastungsstromes geht. Daraus resultiert ein endlicher Widerstand im Mischzustand eines Supraleiters 2. Art. Insoweit ergibt sich zunächst kein neuer Aspekt für eine verlustlose Stromleitung eines Supraleiters vom Typ 2 gegenüber einem Supraleiter 1. Art. Da zudem die kritische Feldstärke B_{C1} stets kleiner B_C ist, scheint daher ein Supraleiter 2. Art keine Vorteile zu bieten.

Wenn es dagegen gelingt, die Flußschläuche innerhalb der supraleitenden Probe zu fixieren und an ihre Positionen zu binden (pinning), könnte der Belastungsstrom nur durch supraleitfähige Gebiete fließen. Diese Möglichkeit ist in Abbildung 25 angedeutet. Der Transportstrom bewegt sich nur durch supraleitfähige Gebiete, während die Flußschläuche fest an ihren Orten haften. Da dann an den Flußschläuchen keine Arbeit verrichtet und somit dem Strom keine Energie entzogen wird, ist der Widerstand auch im Mischzustand Null. Dies kann in der Tat erreicht werden, und man kommt zu einer Modifikation des Supraleiters 2. Art, die man harte Supraleiter oder auch Supraleiter 3. Art nennt.

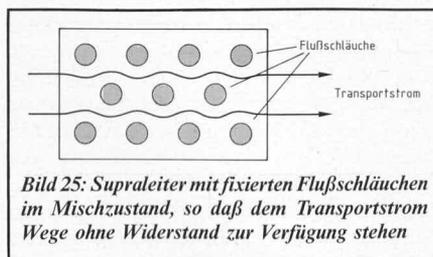


Bild 25: Supraleiter mit fixierten Flußschläuchen im Mischzustand, so daß dem Transportstrom Wege ohne Widerstand zur Verfügung stehen

Harte Supraleiter, die gerade für die technische Anwendung von besonderer Bedeutung sind, erhält man durch Einbau von Defekten oder Inhomogenitäten in der Kristallstruktur von Supraleitersubstanzen 2. Art. Solche Inhomogenitäten ergeben sich z. B. bei der Herstellung von Drähten aus supraleitendem Material allein durch den Ziehvorgang. Dadurch werden Störungen im Gitteraufbau produziert, die als Haftstellen (pinning centers) für die Flußschläuche wirken. An diesen Defekten werden die Flußschläuche eingefangen, so daß eine Kraftflußfesselung (flux pinning) resultiert. Während bei idealen Supraleitern 2. Art in der Shubnikov-Phase schon bei äußerst geringen Belastungsströmen ein endlicher elektrischer Widerstand existiert, vertragen Supraleiter 3. Art (defektbehaftete Proben) erheblich größere Ströme, ohne daß die Eigenschaft der Supraleitung verlorengeht.

In harten Supraleitern — reale Supraleiter 2. Art — werden daher so lange widerstandsfreie Ströme fließen können, solange der Belastungsstrom einen bestimmten kritischen Wert nicht überschreitet. Dieser kritische Wert ist dann gegeben, wenn die durch den Transportstrom hervorgerufene Kraft auf die Flußschläuche größer wird als die Kraft, mit der die Flußschläuche an ihre Haftzentren gebunden sind. Oberhalb dieses kritischen Wertes für die Stromstärke setzen sich die Flußschläuche in Bewegung, und der widerstandsfreie Stromfluß wird unterbunden. So können etwa durch Drähte aus supraleitendem Material mit einem Radius von 0,25 mm bei Außenfeldern von mehr als 10 Tesla ohne weiteres Ströme von etwa 100 A widerstandsfrei fließen. Diesem Strom entspricht bei den genannten Leiterdimensionen ungefähr eine Stromdichte von $j = 5 \cdot 10^8 \text{ A m}^{-2}$. Voraussetzung dafür ist, daß die Drähte aus supraleitendem Material des Typs 2 gezogen wurden, wobei durch den Ziehvorgang ausreichend Kristallfehler eingebaut wurden, um für eine entsprechende Zahl von Haftstellen zu sorgen. Die widerstandsfreien Ströme können noch deutlich erhöht werden, wenn eine Vielzahl solcher dünnen Drähte zu einem Leiter zusammengefügt werden.

Für die Anwendung von besonderer Wichtigkeit ist die Forderung, daß das supraleitende Material gut bearbeitbar sein muß, so daß also auch aus diesem Material Drähte beliebiger Länge hergestellt werden können. Die wichtigsten klassischen Ausgangsmaterialien für harte Supraleiter sind NbZr, NbTi, Nb₃Sn und V₃Ga. Zunächst fand das Material NbTi die weiteste Verbreitung, da es sich sehr gut bearbeiten läßt. Die kritischen Daten dieser Substanz liegen bei $T_C \sim 10 \text{ K}$, $B_{C2} \sim 10 \text{ T}$ und $j_c \sim 6 \cdot 10^9 \text{ A m}^{-2}$. Dabei ist j_c die kritische Stromdichte, die sich als Quotient aus dem kritischen Strom I_C und dem Leiterquerschnitt ergibt. Später konnten die Schwierigkeiten im Fabrikationsprozeß bei der Bearbeitung von Nb₃Sn überwunden werden, so daß diese Substanz immer mehr als Ausgangsmaterial für harte Supraleiter zum Einsatz kommt. Supraleiter dieses Typs besitzen noch günstigere kritische Daten, nämlich $T_C \sim 18 \text{ K}$, $B_{C2} \sim 20 \text{ T}$ und $j_c \sim 5 \cdot 10^{10} \text{ A m}^{-2}$.

Mit diesen kritischen Werten sind die entsprechenden Daten der neuen Hochtempe-

ratur-supraleiter zu vergleichen. Als ein wichtiger Repräsentant der keramischen Hochtemperatur-supraleiter kann die Substanz YBa₂Cu₃O₇ gelten. Für Supraleiter aus diesem Material wurde festgestellt, daß sie auch in hohen Magnetfeldern und bei großen Stromdichten noch supraleitend bleiben. Von YBa₂Cu₃O₇-Supraleitern wird berichtet, daß obere kritische Felder bis zu 300 T erreicht wurden, während die kritische Stromdichte bei etwa 75 Kelvin im Feld Null bis zu 10^9 A m^{-2} betragen kann. Damit wären vergleichbare Daten, und zwar mit dem Vorteil höherer Temperaturen, wie bei den klassischen Supraleitern gegeben. Allerdings reduzieren sich die angegebenen Werte in der Praxis erheblich. So muß der Wert von 300 T für die maximale Kraftflußdichte B_{C2} auf deutlich kleinere Werte zurückgenommen werden, da bei keramischen Supraleitern die genannten hohen Werte für B_{C2} nur bei bestimmter Orientierung von Feldrichtung und Kristallstruktur erreicht werden. Bei ungünstiger Orientierung der genannten Größen reduziert sich der erreichbare Wert für B_{C2} auf etwa 10 T. Ähnlich liegen die Verhältnisse bei der kritischen Stromdichte j_c . Auch hier führen die Sinterverfahren bei der Herstellung von Hochtemperatur-supraleitern zu Einschränkungen, die in der Praxis nur Stromdichten erlauben, die etwa 3 Größenordnungen niedriger liegen als die oben genannten. Im Hinblick auf technische Anwendungen von keramischen YBa₂Cu₃O₇-Supraleitern sind also noch erhebliche technologische Probleme zu bewältigen.

Zusammenfassend bleibt festzuhalten, daß die Supraleitung durch 3 charakteristische Größen gekennzeichnet ist: Die kritische Temperatur T_C , die kritische Kraftflußdichte B_C und die kritische Stromdichte j_c . Bei der kritischen Kraftflußdichte ist der obere kritische Wert B_{C2} bei Supraleitern 2. bzw. 3. Art von besonderer Wichtigkeit. Die Größen T_C , B_{C2} und j_c sind sämtlich Materialparameter, wobei deren Werte allerdings stark vom mikroskopischen Aufbau des Supraleiters abhängen. Man kann diese Werte daher durch Variation der Präparationsverfahren in gezielter Weise verändern. Dabei erhält man für die einzelnen Größen zum Teil hervorragende Werte (z. B. $B_{C2} = (40-50) \text{ T}$ oder für j_c einige 10^{10} A m^{-2}). Wenn man dagegen B_{C2} und j_c gleichzeitig optimiert, reduzieren sich diese Werte für B_{C2} auf (15-20) T, wobei Stromdichten von $j_c = 10^8 \text{ A m}^{-2}$ realisiert werden können. Diese Daten gelten für heliumgekühlte klassische Supraleiter. Die entsprechenden Werte für die neuen Hochtemperatur-supraleiter sind zur Zeit noch niedriger. Hinzu kommt bei den keramischen Supraleitern noch die Schwierigkeit der Bearbeitung, die dem technischen Einsatz dieses Materials vorerst noch im Wege steht.

In der folgenden Ausgabe des „ELV journal“ wird diese mehrteilige Artikelserie über Supraleitung abgeschlossen. Dort wird einmal der Ansatz einer Deutung für das Verständnis der Supraleitung aufgezeigt, so daß die wichtigsten Eigenschaften des supraleitenden Zustandes verständlich werden. Zum anderen werden schließlich noch einige Anwendungsbeispiele der Supraleitung diskutiert.