

# Supraleitung

eine Einführung

von

**Michael Kathke**

Seminarleitung: Prof. Dr. rer. Nat. Samm

Eine Ausarbeitung zum Seminarvortrag im

**Seminar Festkörperphysik**

Veranstaltet im WS 97/98 vom

**Fachbereich 5 – Elektrotechnik  
Fachhochschule Aachen**

Überarbeitet: 7. Juni 1999

## Inhaltsverzeichnis

1	Einführung in die Supraleitung.....	3
1.1	Zusammenfassung.....	3
1.2	Entdeckung des widerstandslosen Stromtransports.....	3
1.2.1	Elektrische Leitfähigkeit in Abhängigkeit der Temperatur.....	4
1.2.2	Mikroskopische Ursachen für den spezifischen Widerstand .....	6
1.3	Deutung der Supraleitung.....	8
1.3.1	Erste Ansätze.....	8
1.3.2	BCS-Theorie .....	8
1.4	Phänomene der Supraleitung.....	10
1.4.1	Grenzen des Supraleitungszustandes .....	10
1.4.2	Kritische Temperatur .....	11
1.4.3	Kritische Feldstärke .....	12
1.4.4	Kritische Stromdichte .....	12
1.4.5	Meißner-Ochsenfeld-Effekt .....	13
1.4.6	Londonsche Eindringtiefe .....	13
1.4.7	Supraleiter 1. Art.....	14
1.4.8	Supraleiter 2. Art.....	14
1.4.9	Supraleiter 3. Art.....	16
1.4.10	Hochtemperatur-Supraleiter.....	16
1.5	Der Josephson-Effekt .....	17
1.5.1	Josephson-Kontakt .....	17
1.5.2	Josephson-Gleichstrom .....	17
1.5.3	Josephson-Wechselstrom.....	19
1.5.4	SQUIDS.....	21
2	Anwendung der Supraleitung .....	23
2.1	Verlustlose Leitung elektrischer Ströme .....	23
2.2	Erzeugung sehr starker Magnetfelder.....	23
2.2.1	Generatoren & Motoren.....	23
2.3	Selbststabilisierende Magnetlager.....	23
2.3.1	Schwungrad Energiespeicher.....	24
2.4	SQUIDS .....	24
2.5	Schnelle Schaltelemente.....	25
3	Abschlußbemerkung .....	26
I.	Literaturverzeichnis .....	27
II.	Daten einiger Supraleiter .....	29
III.	Wie „backe“ ich meinen eigenen Hochtemperatur-Supraleiter .....	30

# 1 Einführung in die Supraleitung

## 1.1 Zusammenfassung

Im ersten Teil dieser Arbeit möchte ich einen Einblick in die faszinierenden Phänomene der Supraleitung geben.

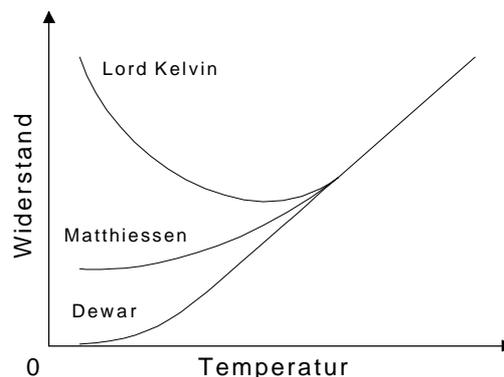
Nach einem Ausflug ins Jahr 1911 in das Labor von HEIKE KAMERLINGH-ONNES, die Zeit der überraschenden Entdeckung der Supraleitung, folgt eine kurze Einführung in die Temperaturabhängigkeit des elektrischen Widerstandes. Anschließend zeige ich warum sich Elektronen zu Paaren zusammenfinden, was das mit der Supraleitung zutun hat und wo die Grenzen dieses Zustandes liegen. Ein Phänomen, welches beinahe jeder in den Medien bewundert hat, ist das Schweben eines Supraleiters. Dieses Phänomen und die Unterschiede verschiedener Supraleiter werden anschließend besprochen. Zum Abschluß des ersten Teils werde ich noch einmal ausführlich auf das wohl wichtigste Phänomen für die technische Anwendung der Supraleitung eingehen, den Josephson-Kontakt.

Im zweiten Teil werden technische Anwendungen besprochen, in denen Supraleiter durch ihre außergewöhnlichen Eigenschaften eingesetzt werden.

Im Anhang befindet sich neben einer Tabelle zur Supraleitung auch noch eine kleine Anleitung zur Herstellung eines Hochtemperatur Supraleiters.

## 1.2 Entdeckung des widerstandslosen Stromtransports

HEIKE KAMERLINGH-ONNES (1853-1926) wollte in seinem Tieftemperaturlabor in Leiden ursprünglich das Verhalten realer Gase unter extremen Bedingungen untersuchen, um so die *van der Waalsschen*<sup>1</sup> Theorien zu überprüfen. Im Jahre 1908 gelang es ihm erstmals Helium bei einer Temperatur von 4,2 Kelvin zu verflüssigen. Schließlich konnte er 1911 in seinem Labor so viel flüssiges Helium herstellen, daß er damit auch andere Substanzen bis auf 1,7 Kelvin<sup>2</sup> abkühlen konnte. Damals war wohlbekannt, daß der elektrische Widerstand eines Metalls mit sinkender Temperatur abnimmt. Allerdings wurde noch heftig diskutiert, wie sich der Widerstand in der Nähe des absoluten Nullpunktes verhalten würde. LORD KELVIN OF LARGS (1824-1907) glaubte der Widerstand müsse gegen unendlich streben, weil die Elektronen „einfrieren“ würden. Der deutsche Physiker HEINRICH FRIEDRICH LUDWIG MATTHIESSEN (1830-1906) glaubte, daß ein konstanter Restwiderstand übrig bliebe. KAMERLINGH-ONNES und der schottische Chemiker JAMES DEWAR (1842-1923) hingegen vermuteten, daß der Widerstand mit sinkender Temperatur weiter abnehmen würde und erst am absoluten Nullpunkt gänzlich verschwindet.



**Abbildung 1: Elektrischen Widerstandes bei tiefen Temperaturen. Vorstellungen um 1900.**

---

<sup>1</sup> Im Jahre 1873 formulierte JOHANN DIDERICK VAN DER WAALS (1837-1923) die nach ihm benannte Zustandsgleichung für das Verhalten realer Gase. Sieben Jahre später veröffentlichte er ein Gesetz mit dem sich das Verhalten sämtlicher realer Gase mit einer einzigen Gleichung beschreiben läßt.

<sup>2</sup> Durch Verminderung des Drucks konnte KAMERLINGH-ONNES die Temperatur sogar auf 1,7 Kelvin senken. Für damalige Verhältnisse unglaublich nahe dem absoluten Nullpunkt.

Um so mehr verblüfften damals die experimentellen Resultate, die mit dem Kenntnisstand der Festkörperphysik von 1911 völlig unvorhersehbar waren. Als KAMERLINGH-ONNES Quecksilber langsam abkühlte, nahm der Widerstand zunächst wie erwartet stetig ab. Doch bei einer Temperatur von 4,2 Kelvin verschwand der Widerstand abrupt unter einen meßbaren Wert. Abbildung 2 zeigt in etwa das Diagramm von KAMERLINGH-ONNES aus dem Jahre 1911.

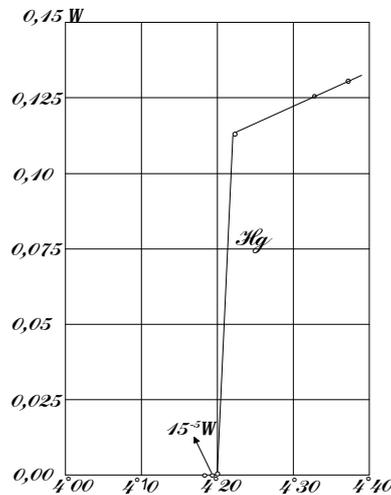


Abbildung 2: Sprungtemperatur von Quecksilber (Leiden 1911)

KAMERLINGH-ONNES nannte dieses Phänomen *Supraleitung*<sup>3</sup>. Die Temperatur bei der die Supraleitung einsetzt nennt man *Sprungtemperatur*  $T_C$ .

### 1.2.1 Elektrische Leitfähigkeit in Abhängigkeit der Temperatur

Legen wir eine elektrische *Spannung*  $U$  an einen Leiter, so fließt ein elektrischer *Strom*  $I$  durch diesen. Der Leiter setzt dem Strom einen elektrischen *Widerstand*  $R$  entgegen. Den Zusammenhang zwischen Strom, Spannung und Widerstand beschreibt das *Ohmsche Gesetz*<sup>4</sup>. Der Widerstand wird dabei ganz allgemein über den Spannungsabfall bzw. die Potentialdifferenz  $\mathbf{j}_a - \mathbf{j}_b$  zwischen zwei Punkten definiert. Er hat die Einheit Ohm.

$$R := \frac{\mathbf{j}_a - \mathbf{j}_b}{I} = \frac{U}{I} \qquad 1\Omega := \frac{1V}{1A} \qquad \text{Gleichung 1}$$

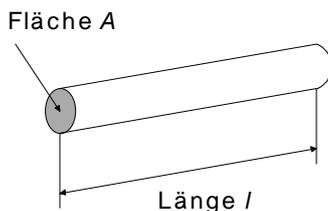
Das Ohmsche Gesetz ist *kein* fundamentales Naturgesetz wie beispielsweise die Newtonschen Gesetze, sondern beschreibt aufgrund empirischer Ergebnisse das Verhalten vieler Materialien. Bei Materialien, die dem Ohmschen Gesetz gehorchen, darf der Widerstand bei konstanter Temperatur, *keine* Funktion der Stromstärke sein! Somit stellt das Ohmsche Gesetz nur einen Spezialfall dar.

Wo steckt nun die Temperaturabhängigkeit?

<sup>3</sup> Einen Nobelpreis bekam er 1913 für die Heliumverflüssigung. Den ersten Nobelpreis im Bereich Supraleitung gab es erst 1972 für die „Theorie der Supraleitung“.

<sup>4</sup> GEORG SIMON OHM (1789-1854)

Nehmen wir einen Leiterabschnitt wie in Abbildung 3 gezeigt und versuchen für die Temperaturabhängigkeit eine Konstante zu finden.



**Abbildung 3: Leiterabschnitt**

Durch ein geeignetes Experiment finden wir, daß der Widerstand eines leitfähigen Drahtes sich proportional zur *Länge*  $l$  und umgekehrt proportional zur *Querschnittsfläche*  $A$  verhält.

$$R = r \frac{l}{A} \quad \text{Gleichung 2}$$

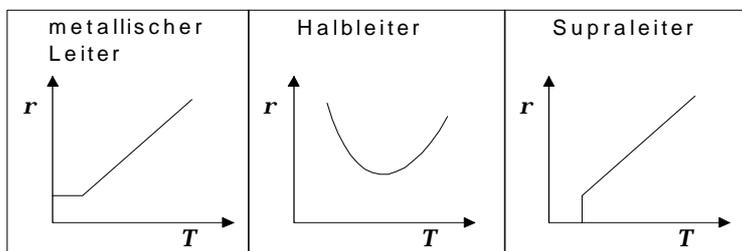
Übrig bleibt nur noch die materialabhängige Proportionalitätskonstante  $r$  [rho], in der auch die Temperaturabhängigkeit steckt. Sie wird *spezifischer Widerstand*<sup>5</sup> genannt und hat die Einheit Ohm mal Meter.

Für die Temperaturabhängigkeit  $r(J)$  eines metallischen Leiters bei Temperaturen oberhalb von 20 Kelvin gilt folgende lineare Näherung:

$$r(J) = r_{20} [1 + a(J - 20^\circ\text{C})] \quad \text{Gleichung 3}$$

Der Temperaturkoeffizient  $a$  ist die Steigung im linearen Bereich der Widerstands-Temperatur-Kurve,  $r_{20}$  ist der spezifische Widerstand bei 20°C. Die Temperatur  $J$  ist hier in °C einzusetzen!

Wie das Meßergebnis von Kamerlingh-Onnes aus Abbildung 2 zeigt, weicht das Verhalten von Quecksilber bei extrem tiefen Temperaturen von einem linearen Verlauf in Gleichung 3 sehr stark ab. Bei Messungen an verschiedenen Leitern zeigen sich drei qualitativ unterschiedliche Verhalten für den spezifischen Widerstand.



**Abbildung 4: Spezifischer Widerstand bei tiefen Temperaturen.**

Von den Halbleitern einmal abgesehen, bleibt bei den Metallen, die keine Supraleitfähigkeit zeigen, ab einer gewissen Temperatur ein Restwiderstand bestehen. Um diese Eigenschaften zu verstehen, müssen wir uns mit den mikroskopischen Eigenschaften von Leitern beschäftigen.

<sup>5</sup> Der spezifische Widerstand von Festkörpern variiert von  $10^{-8}$  bis  $10^{+17}$  Ohm Meter um 25 Zehnerpotenzen und ist daher die physikalische Größe mit dem größten Wertebereich.

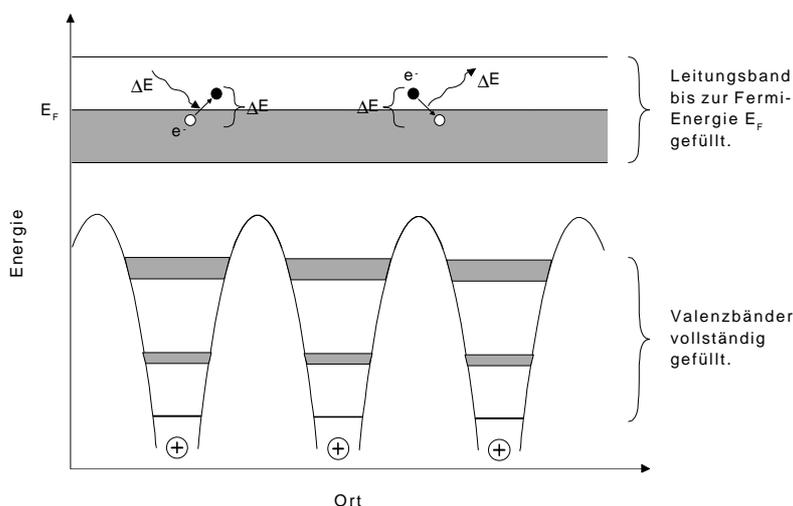
## 1.2.2 Mikroskopische Ursachen für den spezifischen Widerstand

Zunächst betrachten wir ein ideales Metallgitter, ohne Gitterfehler und ohne Fremdatome, in dem alle Atome starr auf ihren Gitterplätzen sitzen. Jedes Atom gibt typisch ein Elektron ab, welches als Leitungselektron für die elektrische Leitung zur Verfügung steht.

In der klassischen Betrachtung haben wir somit eine regelmäßige Anordnung von positiven Atomrümpfen, die von einem sogenannten „Elektronengas“, den delokalisierten Leitungselektronen, umgeben sind.

In der Quantenmechanik werden die Elektronen durch Wellenfunktionen dargestellt. Normalerweise muß für jedes Elektron eine eigene Wellenfunktion aufgestellt werden. Wie wir später sehen werden ist das bei Supraleitern nicht mehr nötig.

Üblicherweise werden solche Leitungsvorgänge im *Bändermodell* dargestellt. Die Elektronen befinden sich in Abbildung 5 in den grauen Bereichen, den *Energiebändern*. Dazwischen liegen die verbotenen Bereiche oder *Bandlücken*. Da für den Leitungsmechanismus volle Bänder nicht in Betracht kommen, ist nur das Oberste, das *Leitungsband* von Bedeutung. Dieses ist bei unserem idealen Metall bei null Kelvin genau zur Hälfte gefüllt. Die *Fermi-Energie*<sup>6</sup>  $E_F$  kennzeichnet diese Grenze. Durch Energiezufuhr  $\Delta E$ , beispielsweise in Form von Wärme, werden die negativen Elektronen über die Fermi-Energie „gehoben“ und hinterlassen ein positives „Loch“ oder einen unbesetzten Zustand. Im oberen Teil des Leitungsbandes können sie sich nun bewegen, bis sie unter Abgabe von Energie wieder zurück fallen.



**Abbildung 5: Bändermodell eines idealen Metallgitters**

Aufgrund der Wärmebewegung sind die Impulse der Elektronen im Leitungsband statistisch in alle Raumrichtungen verteilt. Somit ist die Summe über alle Impulse gleich null und es fließt kein elektrischer Strom.

In einem elektrischen Feld der Feldstärke  $\vec{E}$  wirkt auf jedes Elektron die Kraft  $\vec{F} = -e \cdot \vec{E}$ , so daß die Elektronen entgegen der Feldrichtung<sup>7</sup> beschleunigt werden.

Warum bleibt nach Abschalten des Feldes der endliche resultierende Impuls der Elektronen nicht erhalten? Erfahrungsgemäß verschwindet der Strom ja beim Abschalten der Spannung.

<sup>6</sup> Die Fermi-Energie  $E_F$  bei einer Temperatur  $T$  ist diejenige Energie, bei der die Wahrscheinlichkeit, daß der betreffende Zustand besetzt ist,  $\frac{1}{2}$  beträgt. Sie ist also die Energie, bei der die *Fermi-Dirac-Verteilung* den Wert  $\frac{1}{2}$  hat.

<sup>7</sup> Durch Anlegen einer elektrischen Spannung wird ein, per Definition, von Plus nach Minus gerichtetes elektrisches Feld erzeugt.

Die Elektronen geben ihre im Feld aufgenommene Energie zum einen

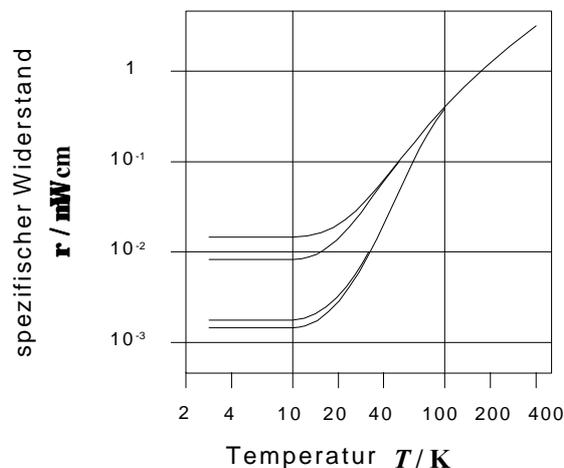
- durch Streuung an akustischen *Phononen*<sup>8</sup>,
  - *Fehlern* im Kristallgitter
  - sowie durch *Verunreinigungen* des Kristalls mit Fremdatomen
- wieder ab, zum anderen durch
- Aussendung optischer *Photonen*.

Da ein Kristall bei Temperaturen größer null Kelvin nicht ideal sein kann<sup>9</sup> und die Anzahl der Gitterfehler, sowie auch die Stärke der Gitterschwingungen von der Temperatur abhängig sind, folgt daraus:

Der spezifische Widerstand ist durch die Verunreinigungen bzw. Fehler und die Temperatur bestimmt.

Wichtig ist, da nur Elektronen in der Nähe der *Fermi-Energie*  $E_F$  an der metallischen Leitung teilnehmen auch nur solche Elektronen an Verunreinigungen und Phononen gestreut werden können. Die Ursache dafür ist das *Pauli-Prinzip*<sup>10</sup>. Danach kann sich immer nur maximal ein Elektron im gleichen Quantenzustand aufhalten. Sowohl für die Beschleunigung der Elektronen im elektrischen Feld, wie auch für die Streuung, ist es daher erforderlich, daß in der energetischen Nachbarschaft eines besetzten Zustandes auch ein unbesetzter Zustand gefunden wird.

Im *idealen* Kristallgitter würden die Leitungselektronen bei einer Temperatur von null Kelvin keine Streuung mehr erfahren und der elektrische Widerstand würde verschwinden. Wir hätten bereits einen Supraleiter. Da es jedoch keinen idealen Kristall geben kann und wir null Kelvin nicht erreichen können, ist unter diesen Umständen immer ein Restwiderstand vorhanden. Abbildung 6 zeigt, die Temperaturabhängigkeit des spezifischen Widerstandes von Kupfer Einkristallen unterschiedlicher Reinheit.



**Abbildung 6: Spezifischer Widerstand von Kupfer Einkristallen unterschiedlicher Reinheit.**

Wie kann es nun zur Supraleitung bei Temperaturen größer null Kelvin kommen?

<sup>8</sup> Ähnlich wie MAX PLANCK das Problem der Quantisierung des elektromagnetischen Strahlungsfeldes durch Einführen der Energiequanten  $\hbar \cdot \omega$ , den **Photonen** löste, schlug ALBERT EINSTEIN vor, die Energie der Gitterschwingungen im Festkörper zu quantisieren. Statt der kontinuierlichen mit der Temperatur  $T$  ansteigenden Energie  $E = k \cdot T$  postulierte er, daß für jede Schwingung Energie nur in diskreten Quanten  $\hbar \cdot \Omega$ , den **Phononen**, vom Festkörper aufgenommen bzw. abgegeben werden kann.

<sup>9</sup> Stichworte hierzu sind der *Schottky-Defekt* (fehlende Atome) und der *Frenkel-Defekt* (Atomverschiebungen). Beide Effekte beschreiben die Häufigkeit von Gitterstörungen in Abhängigkeit der Temperatur.

<sup>10</sup> Formuliert 1925 von WOLFGANG PAULI (1900-1958)

## 1.3 Deutung der Supraleitung

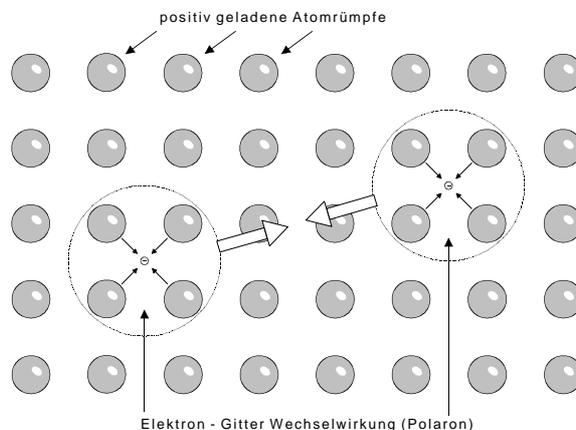
### 1.3.1 Erste Ansätze

Erst zwanzig Jahre nach der Entdeckung der Supraleitung erschienen erste theoretische Modelle. Ausgelöst wurden diese Bemühungen im Jahre 1933 durch eine experimentelle Arbeit der beiden deutschen Physiker FRITZ WALTHER MEISSNER (1882-1974) und ROBERT OCHSENFELD (geb. 1901). Sie entdeckten eine fundamentale Eigenschaft des supraleitenden Zustandes. Mehr über den *Meißner-Ochsenfeld-Effekt* im Kapitel 1.4.5. In den dreißiger Jahren wurde versucht, die Supraleitfähigkeit durch Erweiterungen der Maxwell'schen und der thermodynamischen Theorien, sowie durch phänomenologische Betrachtungen zu deuten. Der bekannteste Ansatz ist aus dem Jahre 1935 und wurde von FRITZ LONDON (1900-1954) und HEINZ LONDON (1907-1974) aufgestellt. Erst 1949 gelang es den russischen Physikern WITALI LASAREWITSCH GINZBURG (geb. 1916) und LEW D. LANDAU (1908-1968) die Theorie der thermodynamischen Phasenübergänge so zu erweitern, daß alle fundamentalen Eigenschaften der Supraleiter damit erklärt werden konnten. Die mikroskopischen Ursachen und eine quantenmechanische Beschreibung konnte erst 1957 durch die amerikanischen Physiker JOHN BARDEEN<sup>11</sup>, LEON N. COOPER und J. ROBERT SCHRIEFFER, in der nach ihnen benannten BCS Theorie, erklärt werden. Schließlich gelang es 1960 GINZBURG, LANDAU, ABRIKOSOW und GORKOW, die Gesetzmäßigkeiten der Supraleiter 2. Art in der GLAG Theorie herzuleiten.

### 1.3.2 BCS-Theorie

Kern der nach ihren Urhebern benannten BCS-Theorie ist die Bindung zweier Elektronen zum sogenannte *Cooper-Paar*.

Klassisch betrachtet durchläuft ein Elektron das Metallgitter und zieht, durch die Coulombkräfte<sup>12</sup>, die positiven Ionenrümpfe<sup>13</sup> in seiner Nähe etwas zu sich heran, löst also eine lokale Polarisation des Gitters aus. Dieses System aus Elektron und polarisierten Atomrümpfen nennt man auch *Polaron*.



**Abbildung 7: Elektronen Paarbindung im Atomgitter.**

Bewegt sich das Elektron schneller als die relativ trägen Ionenrümpfe in ihre Ruhelage zurückschwingen können, dann wirkt diese lokale Gitterpolarisation wie eine positive Ladung und kann ein weiteres Elektron an sich heranziehen. Über das Gitter erfolgt also eine gegenseitige indirekte Anziehung beider Elektronen. Der maximale Abstand, bei dem die Bindung noch wirksam ist, nennt man *Kohärenzlänge* des Cooper-Paares. Sie ist abhängig von der mittleren freien Weglänge

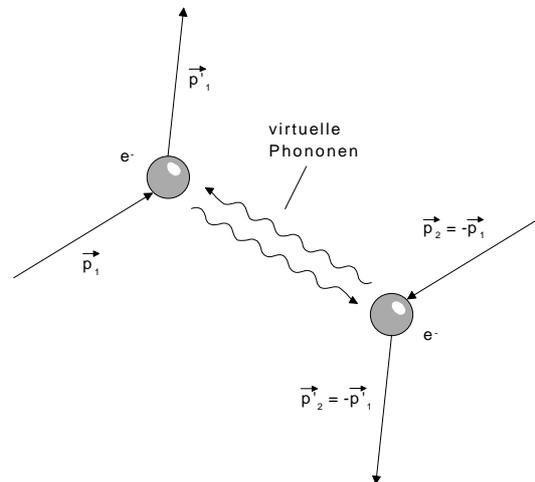
<sup>11</sup> JOHN BARDEEN erhielt seinen ersten Nobelpreis 1956 für die Mitentwicklung des Transistors.

<sup>12</sup> CHARLES AUGUSTIN COULOMB (1736-1806) entdeckte 1784 das nach ihm benannte Gesetz. Demnach ist die Kraft zwischen elektrischen Ladungen proportional der Größe der Ladungen und umgekehrt proportional dem Quadrat ihrer Abstände ist. Diese Kraft heißt Coulomb-Kraft.

<sup>13</sup> Ionenrümpfe sind Atome des Kristallgitters, die eines oder mehrere ihrer äußeren Elektronen abgegeben haben und daher ihre elektrische Neutralität verloren haben.

der Elektronen im normalleitenden Zustand<sup>14</sup>, und liegt bei etwa zehn bis einige hundert Nanometer. Das entspricht in etwa einer Distanz im Kristallgitter von bis zu 100 Atomen!

Nur wenn sowohl der Impuls  $\vec{p}$  als auch der Spin<sup>15</sup>  $\vec{s}$  der beiden Elektronen antiparallel sind, und ihr Abstand zueinander nicht zu klein ist, kann die Coulombabstoßung übertroffen werden. Ein solches durch die *dynamische Polarisierung* gebundenes Elektronenpaar ( $e^-$ ,  $\vec{p}$ ,  $\vec{s}$  ;  $e^-$ ,  $-\vec{p}$ ,  $-\vec{s}$ ) heißt *Cooper-Paar*.



**Abbildung 8: Cooper-Paar dargestellt im Feynman-Diagramm**

Man kann die *dynamische Polarisierung* in einem allgemeinen Modell auch durch den Austausch von Teilchen, den *virtuellen Phononen* beschreiben. Das eine Elektron des Cooper-Paars erfährt eine Wechselwirkung mit dem zweiten Elektron durch die kurzzeitige Erzeugung einer Gitterschwingung, d.h. eines Phonons. Diese Austauschphononen heißen *virtuell*, weil sie nur während der kurzen Korrelationszeit zwischen den beiden Elektronen auftreten. Sie bleiben nicht als dauerhafte Schwingungsanregung des Gitters bestehen.

Die eigentliche Ursache für den Suprastrom ist jedoch, daß der Spin eines Cooper-Paars ganzzahlig ist. Im Gegensatz dazu ist ein Elektron ein *Fermi-Teilchen* oder *Fermion*, da es einen halbzahligen Spin hat. Bei einem Cooper-Paar kompensieren sich diese beiden Spins zu Null. Daraus folgt das Cooper-Paar zu den *Bose-Teilchen* oder *Bosonen* gehören, welche nicht dem *Pauli-Prinzip* unterliegen. Sie können somit alle gleichzeitig einen quantenmechanischen Energiezustand einnehmen<sup>16</sup>.

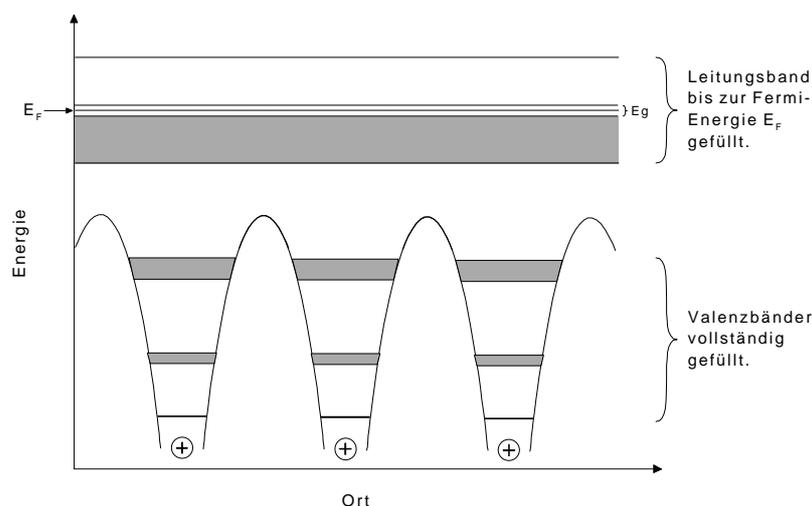
Die Cooper-Paare unterliegen auch nicht mehr der *Fermi-Dirac-Statistik* normaler Elektronen, sondern der *Bose-Einstein-Statistik* wechselwirkungsfreier Teilchen, welche nicht mit dem Atomgitter in störende Wechselwirkungen treten. Dies läßt sich jedoch nur noch mit Hilfe der Quantenmechanik verstehen.

Quantenmechanisch läßt sich die Gesamtheit der Cooper-Paare im Gitter durch eine einzige Wellenfunktion beschreiben. Zudem setzt die Kopplung der beiden Elektronen einen Teil der kinetischen Energie in Bindungsenergie um. Dadurch befinden sich alle Cooper-Paare gemeinsam in einem tiefer gelegenen Energieniveau. Diese Energiedifferenz wird zur Spaltung der Cooper-Paare benötigt und ist größer als jede durch Gitterstreuung vermittelbare Energie. Im Bändermodell entsteht somit um die Fermi-Energie  $E_F$  eine Energielücke der Breite  $E_g$  (Abbildung 9). Für potentielle Streuzentren im Gitter existiert dann, statt einzelner Cooper-Paare oder gar einzelner Elektronen, nun mehr ein Kontinuum, das sich erst mit entsprechend größerem Energieaufwand auf ein höheres Niveau heben ließe. Weil somit keine Energie durch Stoßprozesse verlorengehen kann, ist der Stromfluß verlustfrei.

<sup>14</sup> Die Strecke, die ein Elektron ohne eine Streuung im Atomgitter zurücklegen kann, nennt man die mittlere freie Weglänge.

<sup>15</sup> Der Spin ist der Eigendrehimpuls des Elektrons. Der Spin ist quantisiert und sein Betrag ist beim Elektron  $+\frac{1}{2}$  und  $-\frac{1}{2}$ .

<sup>16</sup> Dieser Zustand wird auch als Bose-Einstein-Kondensation bezeichnet.



**Abbildung 9: Bändermodell eines Supraleiters**

Die Bindung ist ein dynamisches Gleichgewicht. Cooper-Paare zerfallen ständig und werden ständig neu gebildet. Die Bindungsenergie eines Cooper-Paares beträgt etwa  $10^{-3}$  eV, ist also gegenüber der Bindungsenergie der metallischen Bindung von 1 bis 10 eV äußerst klein. Eine Bindung von Elektronen zu Cooper-Paaren kann in metallischen Supraleitern nur stattfinden, wenn die thermische Energie des Gitters klein<sup>17</sup> gegenüber dieser Bindungsenergie ist.

**Tabelle 1: Unterschiede in den Eigenschaften von Elektronen und Cooper-Paaren.**

	Elektron	Cooper-Paar
Spin Betrag	$1/2$	0
Teilchen Typ	Fermion	Boson
Ladung	$e = 1,60217733 \cdot 10^{-19}$ As	$2e$
Masse	$m_e = 9,1093897 \cdot 10^{-31}$ kg	$2m_e$
Bindungsenergie	-	$10^{-3}$ eV
Maximale Kohärenzlänge	-	$10^{-6}$ m

Cooper-Paare sind die Träger des Suprastroms. Bei Temperaturen dicht unterhalb der Sprungtemperatur ist nur ein kleiner Bruchteil aller Leitungselektronen zu Cooper-Paaren kondensiert. Je tiefer die Temperatur sinkt, desto größer wird dieser Anteil, bis bei null Kelvin alle Elektronen zu Cooper-Paaren verbunden sind.

Die BCS-Theorie kann jedoch nur auf metallische Supraleiter bis herauf zu einer Sprungtemperatur von ca. 40 Kelvin angewendet werden, da ansonsten die thermische Energie der Gitterschwingungen die Bildung von Cooper-Paaren verhindern würde. Man hat jedoch nachgewiesen, daß auch bei Hochtemperatur-Supraleitern der Suprastrom von Cooper-Paaren gebildet wird.

## 1.4 Phänomene der Supraleitung

### 1.4.1 Grenzen des Supraleitungszustandes

Die wohl entscheidendsten Auswirkungen auf die Anwendung der Supraleitung haben die in Abbildung 10 qualitativ dargestellten Grenzen des supraleitenden Zustandes. Diese Grenzen werden durch drei physikalischen Größen bestimmt. Die Temperatur  $T_C$ , die Stromdichte  $j_C$  und das äußere Magnetfeld  $H_C$ . Innerhalb der räumlichen Kurve besteht der supraleitende Zustand und außerhalb der normalleitende<sup>18</sup>.

<sup>17</sup> Bis ca. 40 Kelvin

<sup>18</sup> Das „Plato“ bedeutet, daß eine Erhöhung der Stromdichte über den kritischen Maximalwert nicht möglich ist, ohne daß die Supraleitung zusammenbricht, Die Temperatur oder das Magnetfeld dürfen jedoch an dieser Grenze weiter erhöht werden.

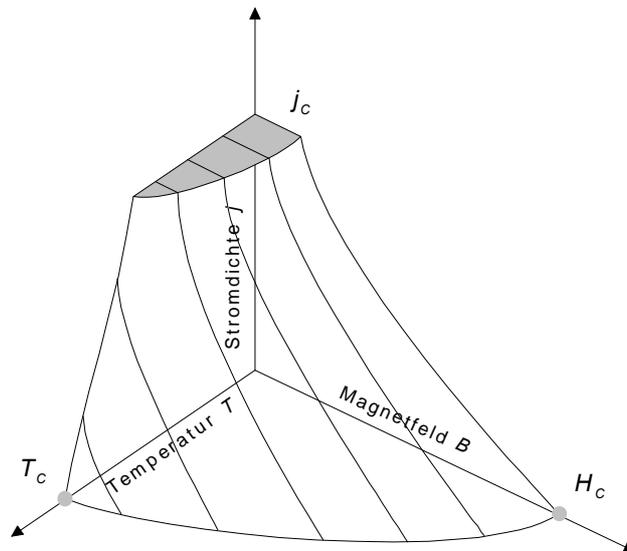


Abbildung 10: Kritische Grenzen des Supraleitungszustandes

Bei Hochtemperatur-Supraleitereinkristallen ist das kritische Magnetfeld und der kritische Strom wegen der zweidimensionalen Struktur stark richtungsabhängig.

### 1.4.2 Kritische Temperatur

Die kritische Temperatur, normalerweise Sprungtemperatur  $T_c$  genannt, ist die Temperatur unterhalb derer ein Supraleiter in die supraleitende Phase übergeht.

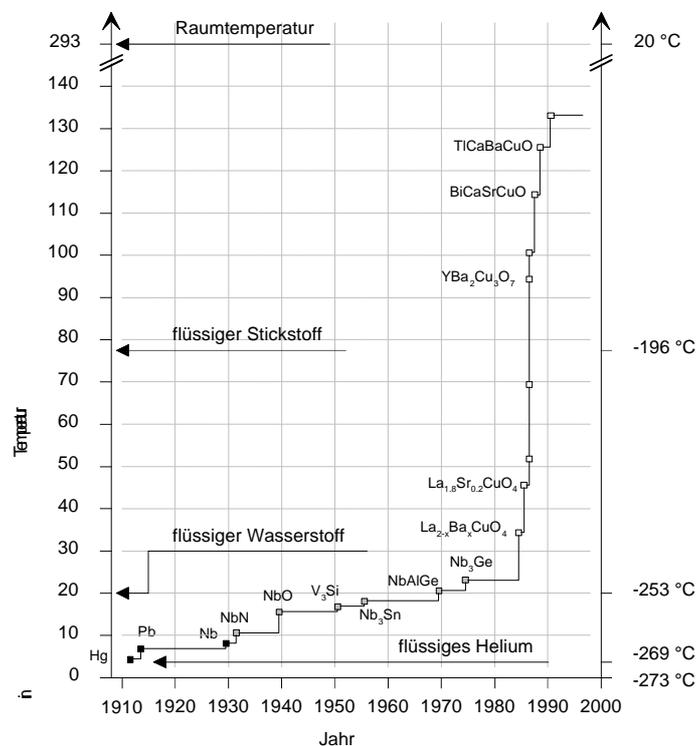


Abbildung 11: Zeitskala der Entdeckung immer höherer Sprungtemperaturen.

Bei den etwa 40 bekannten Elementfestkörpern<sup>19</sup> liegt  $T_c$  unterhalb von 10 Kelvin. Diese Supraleiter müssen noch mit flüssigem Helium (4,25 K) gekühlt werden.

<sup>19</sup> Elemente des Periodensystems z.B.: Quecksilber, Blei, Zinn usw.

Sprungtemperaturen bis zu 23 Kelvin wurden bei ca. 1000 Legierungen und intermetallischen Verbindungen gefunden. Erstmals konnte flüssiger Wasserstoff (20,25 K) als Kühlmittel verwendet werden. Wegen der hohen Explosionsgefahr wird jedoch auch hier weiterhin mit Helium gekühlt.

Eine Sprungtemperatur zwischen 30 und 40 Kelvin wurde erstmals 1986 von JOHANNES GEORG BEDNORZ (geb. 1950) und KARL ALEXANDER MÜLLER (geb. 1927) mit  $\text{La}_{1,85}\text{Ba}_{0,15}\text{CuO}_4$  gefunden. Diese Entdeckung setzte eine weltweite Forschungstätigkeit von bislang nicht gekannten Ausmaßen ein. In nur einem Jahr gelang es die Sprungtemperatur auf über 100 Kelvin bei  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  Verbindungen zu steigern. Nun war es erstmals möglich Supraleiter mit dem wesentlich günstigeren flüssigen Stickstoff (77,35 K) zu kühlen. Die höchste bisher gefundene Sprungtemperatur liegt z.Zt. mit  $\text{HgBaCaCuO}$  bei 135 Kelvin.

Ob jedes nichtmagnetische metallische Element bei genügend tiefen Temperaturen zu einem Supraleiter werden kann ist noch nicht bekannt. Bei der Suche nach Supraleitern mit extrem tiefen Sprungtemperaturen zerstören auch nur geringste Spuren<sup>20</sup> *paramagnetischer Fremdelemente*<sup>21</sup> die Supraleitfähigkeit oder setzen die Sprungtemperatur deutlich herab. Bei besonders gut leitenden Metallen der ersten Gruppe im Periodensystem (Alkalimetalle, Kupfer, Silber, Gold) konnte bisher keine Sprungtemperatur nachgewiesen werden, obwohl diese bei Temperaturen bis hinunter zu  $10^{-2}$  Kelvin untersucht wurden.

### 1.4.3 Kritische Feldstärke

Bereits 1916 mußte Kamerlingh-Onnes feststellen, daß der technischen Anwendung des Supraleiters eine unangenehme Eigenschaft im Wege stand. Sein erster Versuch, mit Bleidraht eine Supraleiterspule für die verlustfreie Erzeugung hoher Magnetfelder zu bauen, brachte lediglich zutage, daß die Supraleitung bereits bei einem sehr kleinen kritischen Magnetfeld von knapp 0.029 Tesla zusammenbrach.

Durch ein Magnetfeld hinreichender Stärke wird die Supraleitung aufgehoben. Das magnetische Feld, dessen Feldstärke  $H_C$  gerade zur Beseitigung der Supraleitung ausreicht, bezeichnet man als kritisches Magnetfeld<sup>22</sup>.  $H_C$  ist eine Funktion der Temperatur.

$$H_C(T) = H_C(0) \cdot \left[ 1 - \left( \frac{T}{T_C} \right)^2 \right] \quad \text{Gleichung 4}$$

Die kritische Feldstärke  $H_C(0)$  ist durch Experimente für die jeweiligen Supraleiter bestimmt worden. Für einige Materialien sind diese Konstanten im Anhang IV aufgelistet.

Es spielt dabei keine Rolle ob durch einen Stromfluß im Supraleiter ein entsprechend hohes Magnetfeld an der Oberfläche erzeugt wird oder ob es von außen einwirkt. Das mit dem Stromfluß verbundene Magnetfeld begrenzt somit den maximalen Strom im Supraleiter.

### 1.4.4 Kritische Stromdichte

Die kritische oder maximale Stromdichte  $j_C$  ist bei  $T=0$  und  $H=0$  am größten. Mit zunehmender Temperatur und äußerem Magnetfeld nimmt  $j_C$  in charakteristischer Weise ab und verschwindet bei Überschreiten der über der H-T-Ebene aufgespannten Phasengrenzfläche. Siehe Abbildung 10.

---

<sup>20</sup> Es reichen zum Beispiel Eisenatome in Konzentrationen von ppm (Teilen pro Million).

<sup>21</sup> In einem paramagnetischen Material sind die magnetischen Feldlinien dichter als das Vakuum.

<sup>22</sup> Hinweis: Wir sollten den kritischen Wert des angelegten Magnetfeldes eigentlich  $B_C$  nennen. Diese Bezeichnung ist jedoch bei den Physikern, die auf dem Gebiet der Supraleitung arbeiten, nicht üblich. Denken Sie also daran, daß hier  $H_C \equiv B_C$  verwendet wird und im SI-System  $H_C \equiv B_C / \mu_0$  gilt. Ich verwende  $B$  hier nur für Magnetfelder innerhalb einer Substanz.

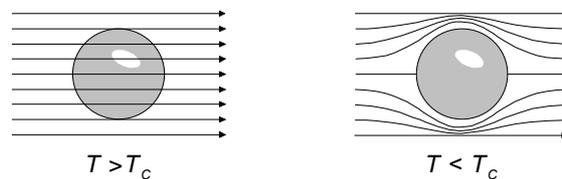
Ein Stromfluß im Supraleiter erzeugt natürlich auch ein Magnetfeld an seiner Oberfläche, welches zu einem eventuellen äußeren Magnetfeld hinzugerechnet werden muß, wenn die kritische Feldstärke nicht überschritten werden soll.

### 1.4.5 Meißner-Ochsenfeld-Effekt

FRITZ WALTHER MEIßNER und ROBERT OCHSENFELD entdeckten 1933, daß aus dem Inneren eines Supraleiters immer ein Magnetfeld verdrängt wird. Ein Supraleiter ist somit ein idealer *Diamagnet*<sup>23</sup>. Dieses magnetische Verhalten ist bisher noch von keinem anderen Material bekannt.

Wenn wir ein supraleitendes Material bei einer Temperatur, die höher als seine kritische Temperatur ist, einem Magnetfeld aussetzen, welches kleiner als das kritische Magnetfeld ist, so kann das Magnetfeld nahezu ungehindert durch das Material dringen. Jetzt kühlen wir den Supraleiter unter die kritische Temperatur. Da der Widerstand des Materials nun null beträgt, kann keine Spannung am Supraleiter abfallen und somit auch keine Spannung induziert werden. Daher kann sich das Magnetfeld im Supraleiter eigentlich nicht ändern. Das hätte zur Folge, daß es weiter ungehindert durch das Material dringen müßte.

Experimentell beobachtet man jedoch, daß das Magnetfeld aus dem Supraleiter herausgedrängt wird (Abbildung 12) und das Magnetfeld im Inneren des Supraleiters somit null ist ( $B=0$ ).



**Abbildung 12: Meißner-Ochsenfeld-Effekt**

Der Meißner-Ochsenfeld-Effekt läßt sich einfach demonstrieren. Man legt dazu einen kleinen, aber starken Permanentmagneten auf einen normalleitenden Supraleiter. Nach Abklingen des Induktionsvorganges kühlt man den Supraleiter ab. Beim Übergang in den supraleitenden Zustand wird das Magnetfeld aus dem Inneren des Supraleiters verdrängt und der Magnet wird in einen Schwebезustand versetzt. Abbildung 13 zeigt eine supraleitende Probe, die unter einem Magneten hängt.



**Abbildung 13: Supraleiter „schwebt“ unter einem Magneten.**

Die Ursache für diesen Effekt ist die Londonsche Eindringtiefe.

### 1.4.6 Londonsche Eindringtiefe

Die charakteristischen elektromagnetischen Eigenschaften eines Supraleiters versuchten 1935 FRITZ LONDON und HANS LONDON mit denen von ihnen formulierten London Gleichungen wiederzugeben.

---

<sup>23</sup> In einem diamagnetischen Material ist die Dichte der magnetischen Feldlinien geringer als im Vakuum.

Sie beschreiben darin einen Leiter mit dem Widerstand  $R=0$  Ohm. Um auch das Verhalten eines Supraleiters im äußeren Magnetfeld zu erfassen, kombinierten sie diese Gleichung mit der ersten *Maxwellschen Gleichung*<sup>24</sup>.

Die London Gleichungen führen zu dem Schluß, daß ein äußeres Magnetfeld  $H_0$  in eine dünne Oberflächenschicht des Supraleiters eindringen kann.

$$B(x) = H_0 \cdot e^{-x/\lambda} \quad \text{Gleichung 5}$$

Die Eindringtiefe  $B(x)$  des äußeren Magnetfeldes  $H_0$  wird mit  $\lambda$  bezeichnet.

Das in diese dünne Oberflächenschicht eindringende Magnetfeld führt zu einem supraleitenden Stromfluß an der Oberfläche, der immer gerade so groß ist, daß ein äußeres Magnetfeld vollständig kompensiert wird. Das ist der Grund für den Meißner-Ochsenfeld-Effekt.

### 1.4.7 Supraleiter 1. Art

Die in Abbildung 14 dargestellte Magnetisierungskurve zeigen im allgemeinen supraleitende Elementfestkörper wie z.B. Hg, Pb und Sn. Man nennt Supraleiter mit einer derartigen Magnetisierungskurve Supraleiter erster Art. Die Magnetisierung dieser Supraleiter nimmt mit wachsender Feldstärke zu, bis beim Überschreiten der kritischen Feldstärke  $H_c$  der Supraleiter Normalleitend wird. Das Material ist dann schlagartig nicht mehr magnetisierbar.

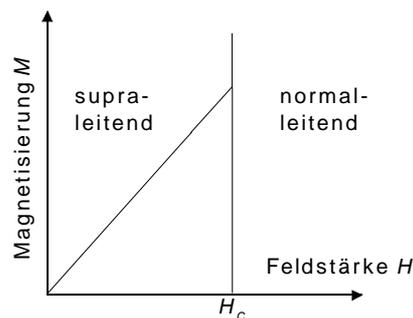


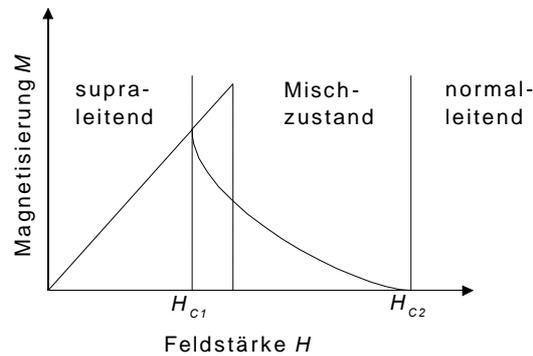
Abbildung 14: Kennlinie zur Magnetisierung eines Supraleiters 1. Art.

Weil bei Supraleitern erster Art die Londonsche Eindringtiefe kleiner als die Kohärenzlänge der Cooper-Paare ist, kann bereits ein relativ schwaches äußeres Magnetfeld die Supraleitung zerstören. Somit finden Supraleiter erster Art als Spulen in technischen Anwendungen keine Verwendung.

### 1.4.8 Supraleiter 2. Art

Im Mechanismus der Supraleitung gibt es keinen Unterschied zwischen Supraleitern erster und zweiter Art. Beide Arten zeigen ähnliche thermische Eigenschaften beim Übergang vom supraleitenden zum normalleitenden Zustand ohne äußeres Magnetfeld. Der Meißner-Ochsenfeld-Effekt ist jedoch für beide Arten völlig verschieden. Ursache dafür ist die mittlere freie Weglänge der Leitungselektronen im normalleitenden Zustand. Ist sie klein, dann ist die Kohärenzlänge klein und die Eindringtiefe größer. Abbildung 15 zeigt die Magnetisierungskurve eines Supraleiters zweiter Art.

<sup>24</sup> Die Maxwellschen Gleichungen wurden von JAMES CLERK MAXWELL (1831-1879) nach 1860 formuliert. Sie beschreiben die analytische Verknüpfung von elektrischem und magnetischem Feld.



**Abbildung 15: Kennlinie zur Magnetisierung eines Supraleiters 2. Art.**

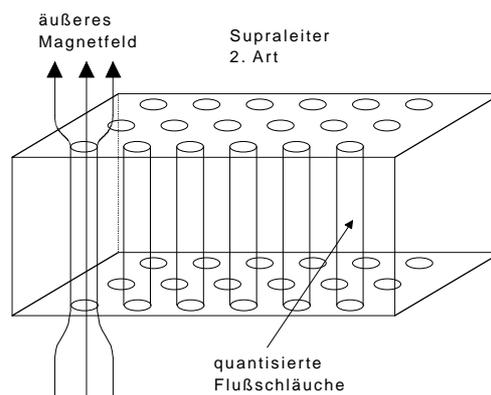
Ein guter Supraleiter zweiter Art verdrängt das Feld nur bis zu einer Feldstärke  $H_{C1}$  vollständig. Oberhalb dieser Feldstärke wird das Feld nur teilweise verdrängt, die Probe bleibt jedoch elektrisch supraleitend (Abbildung 16, Mitte). Diesen Zustand nennt man auch die *Shubnikov-Phase*. Erst bei einer wesentlich höheren Feldstärke  $H_{C2}$  dringt der Fluß vollständig ein und die Supraleitung verschwindet<sup>25</sup>.

Das Eindringen des Magnetfeldes geschieht quantisiert in Form von normalleitenden magnetischen *Flußschläuchen*. Aus quantenmechanischen Gründen tragen alle Flußlinien den gleichen magnetischen Fluß. Der Wert eines solchen magnetischen *Flußquants*  $\Phi_0$  beträgt:

$$\Phi_0 = \frac{h}{2 \cdot e} = 2 \cdot 10^{-15} \text{ Vs} \quad \text{Gleichung 6}$$

Die in ihrem inneren normalleitenden Flußschläuche werden an der Oberfläche von einem durch das Magnetfeld induzierten Kreisstrom aus Cooper-Paaren umgeben.

In Abbildung 16 treten die Feldlinien durch die Flußschläuche hindurch, welche auf der Oberfläche regelmäßige Gittermuster bilden<sup>26</sup>.



**Abbildung 16: Durchdringung mit Flußschläuchen in der Shubnikov-Phase.**

Fließt durch einen solchen Supraleiter ein Strom, dann übt dieser auf die Flußschläuche eine Kraft aus. Die Kraft entsteht durch die Überlagerung des induzierten Kreisstromes mit dem durch den Supraleiter fließendem Strom. In gewöhnlichen Supraleitern bleiben die Flußschläuche fest verankert. In Hochtemperatur-Supraleitern hingegen können diese sich wie in einer Flüssigkeit bewegen und

<sup>25</sup> Eine dünne Oberflächenschicht kann sogar bis zu einer noch höheren Feldstärke  $H_{C3}$  supraleitend bleiben.

<sup>26</sup> Diese Gittermuster wurden 1966 erstmals durch H. TRÄUBLE (1932-1976) und U. ESSMANN (geb. 1937) sichtbar gemacht.

werden daher durch die Kraft verschoben. Diese Driftbewegung verbraucht Energie und verursacht daher einen elektrischen Widerstand. Durch Anheften (Pinnen) dieser Flußschläuche können supraleitende Materialien verhältnismäßig hohe Stromdichten tragen. Die absichtliche Dotierung der Supraleiter zweiter Art mit „Pinning-Zentren“ führt zu den Supraleitern dritter Art.

Mit der Größe eines Flußquants  $\Phi_0$  und der Eindringtiefe  $\lambda$  können wir die kritische Feldstärke  $H_{C1}$  abschätzen.

$$H_{C1} \approx \frac{\Phi_0}{\rho \cdot l^2} \quad \text{Gleichung 7}$$

Dies ist das Feld, das zur Bildung eines einzigen Flußschlauches nötig ist.

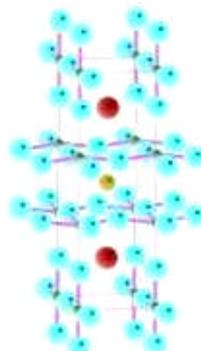
Mit denen als Supraleitern zweiter Art bezeichneten Materialien können kritische Feldstärken  $H_{C2}$  bis zu 0,2 Tesla erreicht werden.

### 1.4.9 Supraleiter 3. Art

Als Hochfeld-Supraleiter bezeichnet man Supraleiter dritter Art. Sie besitzen die gleiche Charakteristik wie Supraleiter zweiter Art, haben jedoch eine wesentlich größere kritische Feldstärke  $H_{C2}$ . Es sind bereits Supraleiter bekannt bei denen die kritische Feldstärke ca. 50 Tesla beträgt<sup>27</sup>. Jedoch lassen sich mit diesen Materialien derzeit nur Feldstärken bis ca. 20 Tesla erzeugen, weil die kritische Stromdichte noch nicht hoch genug ist. Stärkere Magnetfelder wurden mit diesen Supraleitern nur im Pulsbetrieb erreicht.

### 1.4.10 Hochtemperatur-Supraleiter

Wohl kaum eine physikalische Entdeckung hat bereits unmittelbar nach ihrem Bekanntwerden eine solche Begeisterung hervorgerufen wie die Hochtemperatur-Supraleiter (HTSL). 1986 haben JOHANNES GEORG BEDNORZ (geb. 1950) und KARL ALEXANDER MÜLLER (geb. 1927) mit  $\text{La}_{1,85}\text{Ba}_{0,15}\text{CuO}_4$  erstmals eine Sprungtemperatur von über 30 Kelvin gefunden. Diese Grenze wurde bis heute auf 135 Kelvin angehoben. Das erstaunliche daran ist zum einen das nach der BCS-Theorie eine Sprungtemperatur von über 40 Kelvin nicht zu erklären ist und zum anderen das es sich bei dem gefundenen Material nicht um einen metallischen Leiter, sondern um eine Keramik handelt. Keramiken sind ja eigentlich als gute Isolatoren bekannt. Genauer gesagt handelt es sich um Kupferoxid-Verbindungen (... $\text{Cu}_x\text{O}_x$ ).



**Abbildung 17: Kristallstruktur eines YBaCuO Hochtemperatur-Supraleiters**

Abbildung 17 zeigt die Kristallstruktur eines typischen Vertreters der Hochtemperatur-Supraleiter. Die kleine Kugel im Zentrum ist ein Yttrium-Atom die Kugel darüber und darunter sind zwei Barium-

---

<sup>27</sup> Bei  $\text{PbMo}_{0,1}\text{S}_6$  wurden im Pulsbetrieb ca. 50 Tesla erreicht.

Atome und die Großen Kugeln im Gitter sind die Sauerstoff-Atome. Die Kupfer-Atome sind die winzigen Kügelchen an den Kreuzungspunkten der Gitterstruktur.

Bis heute ist der Mechanismus der Hochtemperatursupraleitung nicht vollständig Verstanden. Fest steht jedoch das auch bei HTSL die Bildung von Cooper-Paaren stattfindet.

Weil ab einer Sprungtemperatur von ca. 80 Kelvin eine Kühlung mit flüssigem Stickstoff ausreicht ist es mit HTSL erstmals möglich relativ günstige und auch transportable Anwendungen zu bauen.

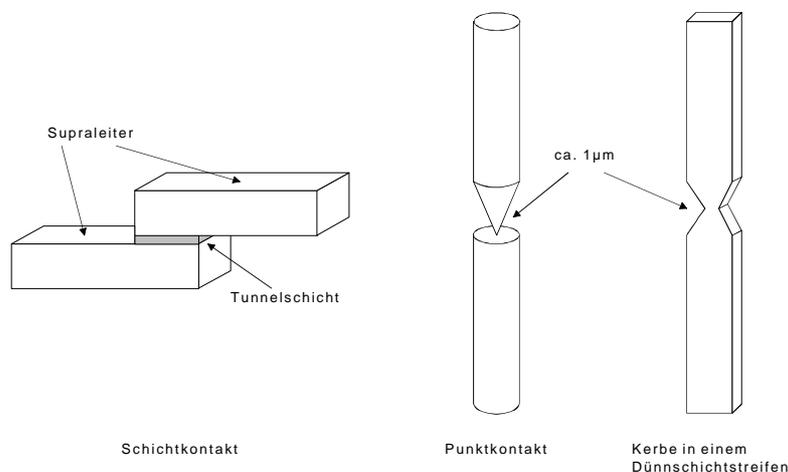
Ob man eines Tages Supraleitung bei Raumtemperatur beobachten kann bleibt offen. In den vielen Publikationen zu diesem Thema gehen die Meinungen darüber weit auseinander. Wir werden wohl abwarten müssen.

## 1.5 Der Josephson-Effekt

Der Student BRIAN DAVID JOSEPHSON (geb. 1940) untersuchte 1962 an der Universität Cambridge zwei Supraleiter, die durch eine dünne Schicht isolierenden Materials getrennt waren. Die etwa einen Nanometer dünne Isolierschicht bildet eigentlich eine Barriere für den Stromfluß. Josephson überlegte jedoch, daß die zu den Cooper-Paaren gehörenden quantenmechanischen Wellenfunktionen so weit in die verbotene Zone reichen könnten, daß sie sich sogar überlappen. Im klassischen Teilchenmodell entspricht das einem Tunneln der Cooper-Paare durch die Isolierschicht. Beim Supraleiter geschieht dieses Tunneln jedoch widerstandsfrei. Für diesen nach ihm benannten Effekt erhielt Josephson 1973 den Nobelpreis.

### 1.5.1 Josephson-Kontakt

Um einen Josephson-Kontakt zu erhalten muß die Isolierschicht zwischen den zwei Supraleitern dünner als etwa 2 Nanometer sein. Das entspricht in etwa 5 Atomlagen! Zur Herstellung der Zwischenschicht wurden verschiedene Techniken entwickelt:



**Abbildung 18: Unterschiedliche Bauformen eines Josephson-Kontaktes.**

Elektrische und magnetische Felder unterhalb der kritischen Grenzwerte haben auf Supraleiter keinen Einfluß, denn in ihrem Inneren gilt  $E=0$  und  $B=0$ . Nur in der Tunnelschicht des Josephson-Kontaktes beeinflussen elektrische und magnetische Felder die Cooper-Paare.

### 1.5.2 Josephson-Gleichstrom

Folgende Eigenschaften der Cooper-Paare in einem Supraleiter sind für den Tunneleffekt besonders wichtig.

- Alle Cooper-Paare besitzen in jedem Supraleiter die gleiche Energie.
- Alle Cooper-Paare in einem Supraleiter sind kohärent<sup>28</sup>.

---

<sup>28</sup> Alle Wellenfunktionen haben die gleiche Phase.

Die Phase der kohärenten Cooper-Paare des 1. Supraleiters betrage  $j_1$ , die des 2. Supraleiters betrage  $j_2$ . Beim Durchtunneln der Trennschicht erfahren die Cooper-Paare somit den Phasensprung:

$$\Delta j = j_2 - j_1. \quad \text{Gleichung 8}$$

Die Größe des Phasensprungs hängt von der Beschaffenheit der Tunnelstrecke ab. Da in einem Supraleiter alle Cooper-Paare kohärent sein müssen, ist die Wahrscheinlichkeit für eine Durchtunnelung von Supraleiter 1 zu Supraleiter 2 dann am größten wenn gilt:

$$j_1 + \Delta j = j_2 \quad \text{Gleichung 9}$$

Abbildung 19 veranschaulicht die richtige Phasenlage aus Gleichung 9, die für ein erfolgreiches Tunneln eines Cooper-Paares vorliegen muß<sup>29</sup>.

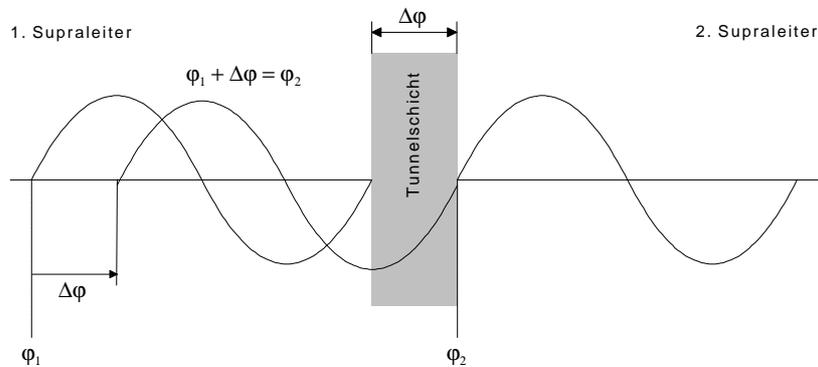


Abbildung 19: Phasenlage für eine hohe Tunnelwahrscheinlichkeit von  $j_1$ .

In umgekehrter Richtung ist die Tunnelwahrscheinlichkeit sehr gering, denn sie führt im Supraleiter 1 zur Phase  $j_2 + \Delta j \neq j_1$  (Abbildung 20).

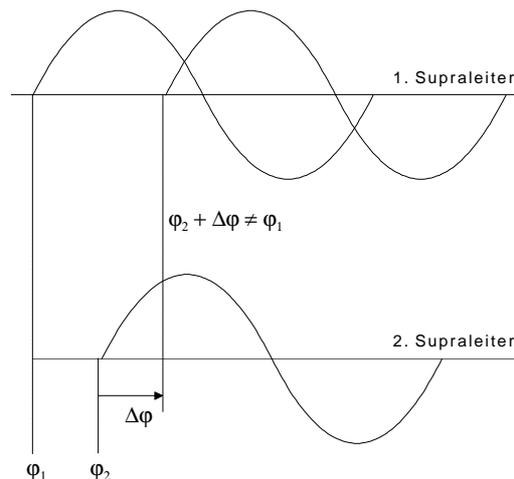


Abbildung 20: Phasenlage für eine geringe Tunnelwahrscheinlichkeit von  $j_2$ .

<sup>29</sup> Abbildung 19 und 20 dienen nur zur Veranschaulichung und stellen nicht die physikalische Realität der quantenmechanischen Wellenfunktionen der Cooper-Paare dar. Daher gibt es auch keine Achsenbeschriftungen.

Ein Gleichstrom kann somit durch den Kontakt fließen, ohne daß ein elektrisches oder magnetisches Feld angelegt wird. Die Richtung und Größe des Stromes richtet sich nur nach der Größe der Phasendifferenz  $\Delta\mathbf{j}$ . Diesen Strom nennt man Josephson-Gleichstrom  $I_T$ .

### 1.5.3 Josephson-Wechselstrom

Durch Anlegen einer Gleichspannung wird ein oszillierender Strom durch den Tunnelkontakt erzeugt. Für eine maximal mögliche Spannung von einigen Millivolt sind somit Frequenzen bis zu etwa 300 GHz möglich.

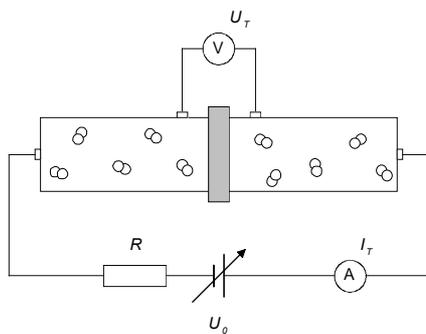
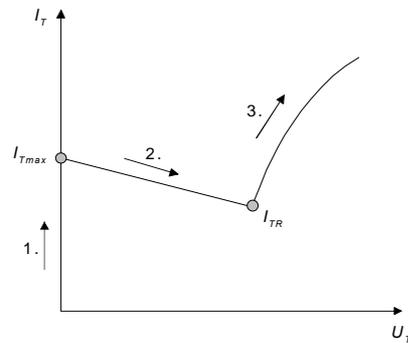


Abbildung 21: Josephson-Kontakt



Kennlinie des Josephson-Kontaktes

1. Erhöht man die Spannung  $U_0$ , so wächst der Josephson-Gleichstrom bis zu einem Maximalwert  $I_{Tmax}$ , der durch die Eigenschaften der Tunnelstrecke festgelegt ist.
2. Vergrößert man  $U_0$  weiter, dann tritt an der Tunnelstrecke eine Spannung  $U_T > 0$  auf. Der Tunnelstrom springt dabei von  $I_{Tmax}$  zurück auf  $I_{TR}$ , der durch den Widerstand  $R$  im äußeren Stromkreis bestimmt ist. Obwohl die Tunnelstrecke nur eine Dicke von etwa 1 Nanometer hat kann an ihr ein Spannungsabfall gemessen werden, da die Supraleitung in dieser Schicht zusammengebrochen ist. Es fließt also nur noch ein normaler Einzelelektronenstrom, weil die Cooper-Paare im Feld der Tunnelstrecke eine Energie von  $2 \cdot e \cdot U_T$  aufnehmen. Diese liegt jetzt über ihrer Bindungsenergie.
3. Von nun an folgt die Kennlinie der Charakteristik einer normalen Tunnelkontakt-Kennlinie.

Wie beim Josephson-Gleichstrom gezeigt, erfolgt das Tunneln der Cooper-Paare mit einer Phasenänderung  $\Delta\mathbf{j}$ . Der Phase einer Welle kann man den Summanden  $2\mathbf{p}n$  ( $n=0,1,2,\dots$ ) hinzufügen ohne damit die Welle selbst zu verändern. Somit ist es naheliegend, daß der Tunnelstrom in Größe und Richtung von  $\Delta\mathbf{j}$  abhängt und diese Abhängigkeit die Periodizität  $2\mathbf{p}$  besitzt. Josephson konnte das quantenmechanisch bestätigen. Er fand für diesen Strom folgende Gleichung:

$$I_T = I_{Tmax} \cdot \sin(\mathbf{j}_2 - \mathbf{j}_1) \quad \text{Gleichung 10}$$

mit

$$I_{Tmax} = \frac{4 \cdot K \cdot e \cdot n_S \cdot V}{\hbar} \quad \text{Gleichung 11}$$

Die Kopplungskonstante  $K$  beschreibt die Eigenschaften des Josephson-Kontaktes. Die Dichte der Cooper-Paare ist hier mit  $n_S$  bezeichnet. Und  $V$  steht für das Volumen des Supraleiters.

Liegt an der Tunnelstrecke die Spannung  $U_T$ , dann werden die Energiezustände der beiden Cooper-Paar-Systeme um  $2 \cdot e \cdot U_T$  gegeneinander verschoben, was zu einer zeitlichen Veränderung der Phasendifferenz um

$$\frac{d(\mathbf{j}_2 - \mathbf{j}_1)}{dt} = \frac{2 \cdot e \cdot U_T}{\hbar} \quad \text{Gleichung 12}$$

führt.

Die Gleichungen 10 und 12 werden Josephson-Gleichungen genannt.

Für  $U_T \neq 0$  und  $B = 0$  folgt aus den Josephson Gleichungen

$$I_T = I_{T \max} \cdot \sin\left(\frac{2 \cdot e \cdot U_T}{\hbar} \cdot t + \mathbf{j}_0\right). \quad \text{Gleichung 13}$$

Bei angelegter Gleichspannung  $U_T$  fließt also durch die Tunnelstrecke ein Josephson-Wechselstrom mit der Frequenz:

$$f = \frac{2 \cdot e}{\hbar} \cdot U_T \quad \text{Gleichung 14}$$

Wenn die Cooper-Paare aus dem ersten Supraleiter in den Tunnelkontakt eintreten und dabei zu Einzelelektronen „zerbrechen“, nehmen sie eine Energie von  $2eU_T$  auf. Diese Energie müssen sie wieder abgeben, wenn sie in den zweiten Supraleiter eintreten, um sich dabei erneut zu Cooper-Paaren zusammenzufinden. Dies ist nur möglich durch Abstrahlung der überschüssigen Energie als *kohärente* elektromagnetische Welle. Ihre Frequenz entspricht der des Josephson Wechselstromes.

Andere Erzeugungsmechanismen für kohärente Strahlung in diesem Frequenzbereich stehen nicht zur Verfügung. Jedoch ist die Strahlungsleistung mit weniger als einem Mikrowatt sehr gering. Deshalb besitzt die Umkehr dieses Effektes in der Praxis eine größere Bedeutung.

## 1.5.4 SQUIDs

Die Superconducting Quantum Interference Devices, kurz SQUID, sind höchst empfindliche Magnetfelddetektoren. Sie gehören derzeit sicherlich zu den erstaunlichsten Bauelementen, die wir mit Supraleitern herstellen können. Ihre Nachweisgenauigkeit ist nur durch Quanteneffekte begrenzt. Mit den heute erhältlichen SQUID Systemen können Magnetfelder bis zu  $10^{-14}$  Tesla gemessen werden.

### 1.5.4.1 Gleichstrom SQUID

Ein Gleichstrom SQUID besteht aus zwei Josephson Kontakten in einem supraleitenden Ring. Es fließt ohne Anlegen einer äußeren Spannung ein Josephson Gleichstrom.

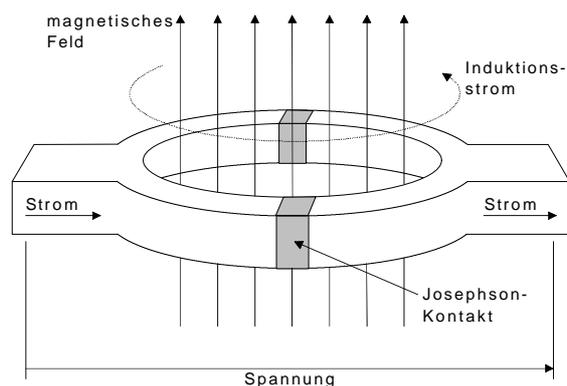


Abbildung 22: Gleichstrom SQUID

Das SQUID wird betrieben, indem man zusätzlich von außen einen Gleichstrom anlegt, dabei aber deutlich unter der Grenze bleibt, ab der ein Josephson-Wechselstrom auftritt. Der Gesamtstrom teilt sich nun in zwei Teilströme auf. Einer im hinteren Teil und einer im vorderen Teil des Ringes. Ohne äußeres Magnetfeld sind beide Cooper-Paar Ströme in Phase.

Wenn magnetische Feldlinien einer äußeren Quelle die Fläche innerhalb des SQUIDs durchsetzen, nimmt die Wellenlänge der Cooper-Paare zu, die sich in einer Richtung durch den Ring bewegen, während die Wellenlänge der Cooper-Paare abnimmt, die sich in entgegengesetzter Richtung durch den Ring bewegen.

Durch die so entstandene Phasendifferenz interferieren beide Ströme. Bei zunehmendem äußeren Magnetfeld entsteht eine Abfolge von konstruktiver und destruktiver Interferenz. Diese Interferenz wird über den Unterschied im Spannungsabfall am SQUID gemessen.

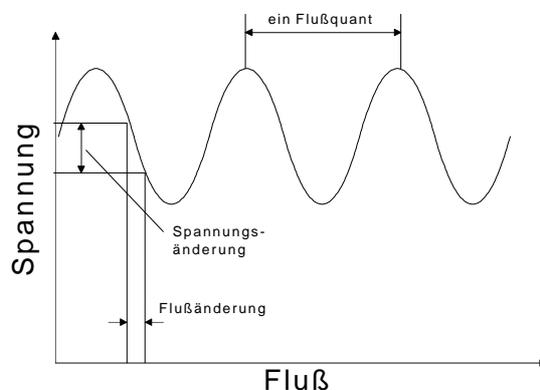


Abbildung 23: Flussquantisierung in einem SQUID

Die Periode der Wechsellspannung in einem SQUID entspricht dabei einer Flußänderung um ein Flußquant:

$$\Phi_0 = h / 2 \cdot e \quad \text{Gleichung 15}$$

Die zugehörige Änderung des magnetischen Flusses beträgt also  $2,07 \cdot 10^{-15} \text{ T} \cdot \text{m}^2$ . Bei einer Fläche des SQUIDs von  $1 \text{ mm}^2$  entspricht diese Flußänderung einer Änderung des äußeren Magnetfeldes um  $2 \cdot 10^{-9}$  Tesla. Im Vergleich dazu beträgt das Magnetfeld der Erde etwa  $60 \cdot 10^{-6}$  Tesla.

Diese jetzt schon beeindruckende Empfindlichkeit kann mit recht einfachen Mitteln noch deutlich verbessert werden.

#### 1.5.4.2 Magnetometer

Um die Empfindlichkeit eines SQUIDs weiter zu steigern, verwendet man einen supraleitenden *Flußtransformator*.

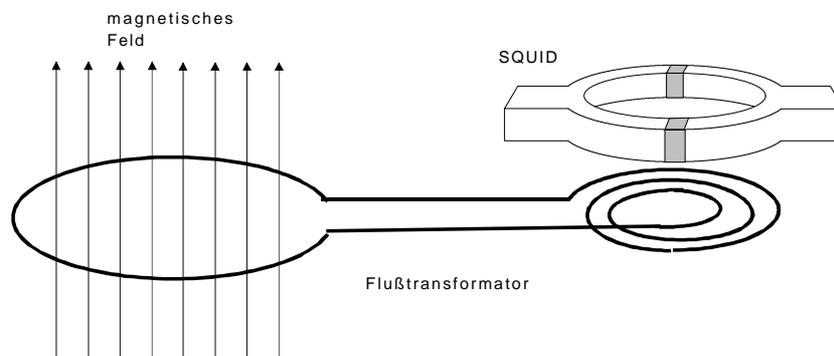


Abbildung 24: Magnetometer

Durch die größere Fläche des von der Eingangsspule umschlossenen magnetischen Feldes und das unterschiedliche Windungsverhältnis erreicht man eine Auflösung im Bereich von  $10^{-6} \cdot \Phi_0$ . Hiermit sind Messungen im Femtotesla-Bereich möglich, was etwa einem Hundertmilliardstel des Erdmagnetfeldes entspricht.

## 2 Anwendung der Supraleitung

### 2.1 Verlustlose Leitung elektrischer Ströme

Die verlustlose Leitung elektrischer Ströme ist prinzipiell hervorragend geeignet die großen räumlichen Distanzen zwischen Stromerzeuger und Verbraucher ohne Leitungsverluste zu überbrücken. Das Stromaufkommen in der Bundesrepublik Deutschland betrug 363010 GWh (Gigawattstunden) wovon etwa 16499 GWh auf Leitungsverluste entfielen. Das entspricht in etwa 5% oder einer mittleren Leistung von 2 GW. Man könnte also zwei bis drei Kraftwerksblöcke einsparen, wenn es gelingen sollte, die Supraleiter großtechnisch einzusetzen. Auch die Hochspannungsleitungen könnten aus der Landschaft verschwinden, weil kein Anlaß mehr bestünde, den Strom bei hohen Spannungen zu übertragen.

Um diese Vision jedoch zu ermöglichen sind Supraleiter bei „Raumtemperatur“ nötig, da ansonsten die Energieeinsparungen durch die für heutige Supraleiter benötigte Kühlung wieder zunichte gemacht würde. Ein weiteres Problem stellen die Materialeigenschaften von derzeitigen Hochtemperatur-Supraleitern dar. Sie sind in der Regel zu spröde um auf einfache Weise, wie beispielsweise Kupfer zu Spulen gewickelt werden zu können.

Derzeit existieren einige Forschungsprojekte auf diesem Gebiet vor allem in den USA und Japan, die Energiekonzerne hierzulande zeigen aber kein so großes Interesse.

### 2.2 Erzeugung sehr starker Magnetfelder

Hier werden Hochfeld-Supraleiter dritter Art verwendet, die wegen einer besonderen mechanischen Behandlung viele Haftstellen für Flußlinien und damit eine große magnetische Hysterese aufweist. Mit diesen Supraleitern konstruierte Spulen können stabile Magnetfelder größer 10 Tesla erzeugen.

Sie finden heute bereits in kommerziellen Produkten oder Forschungsprojekten Anwendung:

- Kernspin-Tomographen
- Teilchenbeschleuniger
- Fusionsreaktoren
- Magnetenergiespeicherringe (SMES)

#### 2.2.1 Generatoren & Motoren

Die supraleitende Version eines Generators oder Motors ist im Prinzip genauso aufgebaut wie konventionelle Maschinen. Der wichtigste Unterschied ist die völlig eisenlose Konstruktion. Diese ist notwendig um mit wesentlich größeren Feldstärken arbeiten zu können. Die Sättigungsfeldstärke von Eisen liegt bei ca. 2 Tesla. Mit Supraleitenden Generatoren bzw. Motoren möchte man in Bereichen bis zu 10 Tesla arbeiten. Dadurch ergeben sich jedoch Schwierigkeiten mit der mechanischen Stabilität. Ein weiterer Vorteil ist eine Gewichtsreduzierung aufgrund der Eisenlosen Konstruktion um bis zu 50%.

### 2.3 Selbststabilisierende Magnetlager

Bei einem Magnetlager besteht keine Berührung zwischen sich bewegenden Teilen. Aus diesem Grund kann ein Großteil der mit dem Einsatz konventioneller Lager<sup>30</sup> verbundenen Probleme vermieden werden.

Bei herkömmlichen Magnetlagern ist jedoch eine Lagerung nur in Verbindung mit einem Regelkreis möglich. Dieser muß mindestens einen Freiheitsgrad Regeln. Ein aktives Magnetlager besteht im allgemeinen aus einer Kombination von Permanentmagneten, Weicheisen und Spulen, sowie einer umfangreichen Regelelektronik. Diese Lager sind dadurch weitestgehend auf Spezialanwendungen beschränkt.

---

<sup>30</sup> z.B.: Kugel-, Rollen-, Gleit-, Flüssigkeits- und Gaslager.

Supraleitende magnetische Lager kennen diese Nachteile nicht. Das ausgeprägte Flußverankerungsvermögen der Hochtemperatur-Supraleiter ermöglicht das Schweben eines Magneten über einem Supraleiter. Dabei ist der Magnet tatsächlich in allen *drei* Raumrichtungen stabilisiert (Abbildung 13) und läßt sich bei geeigneter Feldkonfiguration nahezu ohne Verluste rotieren. Da diese Lager ohne jegliche Regelung auskommen, werden sie auch als passive oder selbststabilisierende Magnetlager bezeichnet.

Diese Lager können Umdrehungszahlen bis zu 100.000 Umdrehungen pro minute erreichen. Die Lagerreibung ist mit einem Reibungskoeffizient kleiner 0,000.000.1 ca. 1000 mal kleiner als bei Kugellagern. Da keine Schmiermittel verwendet werden müssen, benötigt man auch keine Lagerabdichtung. Weil es ohne Reibung auch keinen Verschleiß gibt haben Magnetlager eine mindestens 1000 mal höhere Lebensdauer.

Ein Nachteil ist jedoch die notwendige Kühlung der supraleitenden Komponenten. Die neuen Hochtemperatur Supraleiter sind hier besonders geeignet.

### 2.3.1 Schwungrad Energiespeicher

Am Forschungszentrum in Karlsruhe ist mit passiven Magnetlagern bereits ein Demonstrationsmodell eines Schwungrad-Energiespeichers entwickelt worden. Er speichert elektrische Energie in Form von Rotationsenergie, welche wieder als elektrische Energie abgerufen werden kann.

Bei einer Drehzahl von typisch 50.000 Umdrehungen pro minute können 300Wh in 9 Kilogramm Schwungradmasse gespeichert werden. Die Aufnahme- bzw. Abgabeleistung beträgt immerhin 10 kVA.

Mögliche Anwendungsbereiche:

- Energiezwischenspeicherung in Verbindung mit Solaranlagen oder Windkraftanlagen.
- Energiezwischenspeicher zur Aufnahme der Bremsenergie für Massenverkehrsmittel.

Mit den in Karlsruhe entwickelten Magnetlagern wurde auch eine schnelldrehende Turbomolekularpumpe realisiert.

## 2.4 SQUIDS

Ein SQUID ist der empfindlichste Detektor für magnetische Felder. Die besten heutigen SQUID Systeme sind in der Lage Magnetfelder von  $10^{-15}$  Tesla (Femtotesla) zu messen.

Dadurch eignet er sich für viele Anwendungen bei denen z.B. Hallfeldsonden nicht eingesetzt werden können. Durch die Hochtemperatur-Supraleiter ergeben sich gerade für SQUID Systeme eine Vielzahl neuer Anwendungsgebiete. Es können relativ kostengünstige transportable Systeme gebaut werden.

Die wesentlichen Anwendungsgebiete für SQUIDS sind zur Zeit:

- Biomagnetismus...
  - Herzsignale ca. 10.000 Femtotesla
  - Gehirnaktivitäten ca. 1.000 Femtotesla
  - Nervenaktivität ca. 100 Femtotesla
- Zerstörungsfreie Werkstoffprüfung...
  - Flugzeuge
  - Kraftwerke
  - Spannbeton Bauwerke
- Geophysik
  - Erdmagnetfeld
  - Rohstoffexploration
  - Strukturgeologische Untersuchungen der Erdkruste

## 2.5 Schnelle Schaltelemente

Soweit mir bekannt ist wurden alle großen Forschungsprojekte, mit Supraleitenden Schaltelementen Mikroprozessoren zu bauen, wieder Eingestellt. Die konventionelle Halbleitertechnologie hat hier mit immer kleineren Strukturen (1997  $0,25\mu\text{m}$ ) die Schaltzeiten supraleitender Bauelemente bereits überholt. Ein Schichtkryotron beispielsweise erreicht Schaltzeit von nur etwa  $10^{-8}$  Sekunden. Hinweise auf Bauelemente wie das Kryotron findet man nur noch in älterer Literatur.

### 3 Abschlußbemerkung

Die Euphorie im Forschungsbereich der Supraleitung hat seit der Entdeckung der HTSL 1986 noch nicht an Schwung verloren. In den Medien war zwar der Schritt zur Supraleitung bei Raumtemperatur schon fast vollzogen und abenteuerliche Anwendungen wurden diskutiert. Die Forschung aber hat scheinbar noch einen langen Weg vor sich. Der Mechanismus der HTSL ist noch immer nicht vollständig entschlüsselt und eine weitere, grundlegende Verbindung, mit höheren Sprungtemperaturen als Kupferoxide ist auch noch keine in Sicht. Anwendungen mit den bestehenden Supraleitern sind jedoch schon jetzt faszinierend und in ihren Möglichkeiten sicher noch nicht ausgeschöpft. Gerade die Materialeigenschaften der HTSL sind noch verbesserungswürdig.

Abschließen möchte ich meine Seminararbeit mit einem Zitat aus einem Vortragsmanuskript über „Die neuen Hochtemperatur-Supraleiter“ von H. J. STÖCKMANN:

**„Die noch vorhandenen Probleme erscheinen lösbar!“**

## I. Literaturverzeichnis

- [A] Rudolf de Bruyn Ouboter: **Heike Kamerlingh-Onnes und die Supraleitung**  
Spektrum der Wissenschaft, Mai 1997
- [B] Matthias Brinkmann: **Supraleitung und normaleitende elektrische  
Transporteigenschaften von elektrondotierten  
Hoch-Tc-Supraleiter-Einkristallen**  
Dissertation, Ruhr-Universität Bochum 1997  
<http://www.ep4.ruhr-uni-bochum.de/superconductivity/Diss0.html>
- [C] Hans Breuer: **dtv-Atlas zur Physik, Band-2**  
Deutscher Taschenbuch Verlag, 1988, ISBN-3-423-03227-8
- [D] Ekbert Hering, Rolf Martin, Martin Stohrer: **Physik für Ingenieure**  
VDI-Verlag, 1992, ISBN-3-18-401227-1
- [E] Demtröder: **Experimentalphysik 3**  
Springer Verlag, 1996, ISBN-3-540-57096-9
- [F] Paul A. Tipler: **Physik**  
Spektrum Akademischer Verlag 1995, ISBN-3-86025-122-8
- [G] Horst Hänsel, Werner Neumann: **Physik, Moleküle und Festkörper**  
Spektrum Akademischer Verlag 1996, ISBN-3-86025-314-X
- [H] Jay Orear: **Physik**  
Carl Hanser Verlag 1987, ISBN-3-446-12977-4
- [I] Charles Kittel: **Einführung in die Festkörperphysik**  
Oldenbourg Verlag, 1996, ISBN-3-486-23596-6
- [J] Kivelson, Lee, Zhang: **Quanten-Hall-Effekt und Supraleitung**  
Spektrum der Wissenschaft, Mai 1996
- [K] Paul C.W. Chu: **Hochtemperatur-Supraleiter**  
Spektrum der Wissenschaft, Spezial 4: Schlüsseltechnologien
- [L] John Clarke: **SQUIDS**  
Spektrum der Wissenschaft, Oktober 1994
- [M] Bishop, Gammel, Huse: **Magnetisches Verhalten von Hochtemperatur-Supraleitern**  
Spektrum der Wissenschaft, April 1993
- [N] Robert J. Cava: **Keramische Supraleiter**  
Spektrum der Wissenschaft, Oktober 1990
- [O] Wolsky, Giese, Daniels: **Die neuen Supraleiter: Perspektiven für Anwendungen**  
Spektrum der Wissenschaft, April 1989
- [P] Norbert Lossau: **High-Tech, die aus der Kälte kommt**  
dialog, März/April 1996, Neue Werkstoffe
- [Q] Claus Reuber: **PTB und Tieftemperatur-Quanteneffekte**  
Franzis-Verlag, Elektronik, 1996, Heft 18
- [R] Prof. Dr. rer. Nat. Samm: **Vorlesung Physik**  
Vorlesungs-Script und Mitschrift 1996
- [S] Prof. Dr. rer. Nat. Samm: **Vorlesung Festkörperphysik**  
Vorlesungs-Script und Mitschrift 1997
- [T] Stöckmann: **Die neuen Hochtemperatur-Supraleiter**  
Ferd. Dummlers Verlag 1988, ISSN-00250-5866, Seiten 276-284
- [U] Björn Grothkast: **Large-Scale Anwendungen von (Hochtemperatur-)Supraleitern**  
Skript zum Seminarvortrag, Juni 1995, TU-Berlin  
<http://www.physik.TU-Berlin.DE/~grot/supraltr/skript.htm>
- [V] Marc Stroh: **(Klein-) Technische Anwendungen von Hoch-Tc's und SQUIDS**  
Seminarvortrag, SS 1995, TU-Berlin  
[http://www.physik.TU-Berlin.DE/~marcs/sl\\_seminar.html](http://www.physik.TU-Berlin.DE/~marcs/sl_seminar.html)
- [W] Ziesmann: **Supraleitung**  
<http://www.ph-cip.uni-koeln.de/~ziesmann/physik/fkp/supraleitung.html>
- [X] Dirk Reimer: **A Guide to Superconductivity**  
<http://www.physnet.uni-hamburg.de/home/vms/reimer/HTC/contents.html>
- [Y] Forschungszentrum Karlsruhe: **Halbzeuge und Formteile aus massiven HTSL**

Infobroschüre und Internetseiten

<http://www.infp.fzk.de/wheel/welcome.htm>

[Z] **SMES: Superconducting Magnetic Energy Storage**

<http://www.geocities.com/SiliconValley/1755/smes.html>

[1] **NHMFL Produces 30 Tesla and Sets New World Record!**

[http://www.magnet.fsu.edu/whatsnew/reports\\_spr95/30T.htm](http://www.magnet.fsu.edu/whatsnew/reports_spr95/30T.htm)

[2] Zinn, Poppe, Wenzl: **Hochtemperatur-Supraleiter**

**Sensation nach 75 Jahren Forschung**

Sonderdruck aus: Jahresbericht 1987/88 der KFA Jülich GmbH

[3] Infoblätter der KFA Jülich zum Thema SQUIDs.

- Was ist ein SQUID ?
- Anwendungsorientierte HTSL-SQUID-Projekte im Forschungszentrum Jülich.
- Zerstörungsfreie Inspektion von Spannbeton-Bauwerken mit SQUID-Systemen.
- Einsatz von SQUIDs bei der zerstörungsfreien Prüfung von Flugzeugen.
- Biomagnetische Signale des Körpers.
- Das Magnetokardiogramm: Eine neue Informationsquelle für den Arzt?
- HTSL-SQUID Systeme für geophysikalische Anwendungen.
- Neuartiger Schwingkreis ... zum Aufbau eines RF-SQUID-Magnetometers.

## II. Daten einiger Supraleiter

Element	$\frac{T_C}{\text{Kelvin}}$	$\frac{H_{C1}}{\text{Telsa}}^{31}$	$\frac{H_{C2}}{\text{Telsa}}^{32}$	$\frac{j_C}{\text{A/cm}^2}$	$\frac{I_{\text{London}}}{\text{m}}$	$\frac{E_g}{10^{-4} \text{ eV}}$
---------	-----------------------------	------------------------------------	------------------------------------	-----------------------------	--------------------------------------	----------------------------------

### Supraleiter erster Art (Elemente)

Aluminium, Al	1,140	0,0105	-		16	3,4
Quecksilber, Hg	4,153	0,0412	-			16,5
Indium, In	3,4035	0,0293	-			10,5
Blei, Pb	7,193	0,0803	-		37	27,3
Zinn, Sn	3,722	0,0309	-		34	11,5
Thorium, Th	1,368	0,0162	-			
Thallium, Tl	2,39	0,0171	-			7,35
Cadmium, Cd	0,56	0,0030	-		110	1,5

### Supraleiter zweiter Art (Elemente)

Niob, Nb	9,50	0,198	0,2		39	30,5
Tantal, Ta	4,483	0,083	0,18			14,0
Vanadium, V	5,38	0,142	0,34			16,0
Zink, Zn	0,875	0,0053	0,0053			2,4

### Supraleiter zweiter Art (Verbindungen)

$\text{Bi}_3\text{Ba}$	5,69	0,074				
$\text{Bi}_3\text{Sr}$	5,62	0,053				
$\text{Mo}_3\text{Re}$	9,6	0,053				
$\text{Nb}_3\text{Au}$	11					
$\text{NbSn}_2$	2,6	0,062				

### Supraleiter dritter Art (Verbindungen)

MoRe	12,6					
$\text{Nb}_3(\text{Al}_{0,7}\text{Ge}_{0,3})$	21,5		41			
$\text{Nb}_3\text{Ge}$	23,2		36			
$\text{Nb}_3\text{Sn}$	18,5		26			
NbTi	9,5		12	$2 \dots 6 \cdot 10^5$		
NbZr	10,8					
$\text{PbMo}_{5,1}\text{S}_6$	14,4		50			
$\text{V}_3\text{Ga}$	16,5					
$\text{V}_3\text{Si}$	17,1					

### Hochtemperatur Supraleiter (Mischoxyde)

$\text{YBa}_2 \text{Cu}_3\text{O}_7$	93		30 - 60	$80.000^{33}$		
$\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca} \text{Cu}_2\text{O}_8$	85		30 - 60			
$\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2 \text{Cu}_3\text{O}_{10}$	110		100 - 200			
$\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{Ca}_2 \text{Cu}_3\text{O}_{10}$						
$\text{Te}_2\text{Ca}_2\text{B}_2 \text{Cu}_3\text{O}_x$	135		100 - 200			

<sup>31</sup> Bei  $T=0$  Kelvin. Für Supraleiter erster Art  $H_C$ .

<sup>32</sup> Bei  $T=0$  Kelvin.

<sup>33</sup> Bei  $T=77$  Kelvin.

### III. Wie „backe“ ich meinen eigenen Hochtemperatur-Supraleiter

#### Ein wenig Alchemie ☺

1.  $Y_2O_3$  und  $BaCO_3$  und  $CuO$  im stöchiometrischen Verhältnis mischen und sehr sehr gut zerreiben.
2. Das Pulver in ca. 45 Minuten auf  $950^\circ C$  erhitzen.
3. Etwa 12 Stunden auf dieser Temperatur halten.
4. Jetzt über mehrere Stunden auf Raumtemperatur abkühlen.
  - Das *langsame* Abkühlen ist wichtig; es sollte sich ein anthrazitfarbenes Pulver gebildet haben, das bereits die Supraleitungs-Eigenschaften zeigt. Für dieses Pulver bekommt man bereits ca. 1000 DM/kg.
  - Bei zu *schneller* Abkühlung sieht das Pulver grün aus und ist ein Halbleiter ( $Y_2BaCuO_5$ ).
1. Zur Verbesserung der Eigenschaften in einem zweiten Schritt das Pulver wieder zerreiben.
2. Je nach belieben z.B. in Tablettenform pressen.
3. Nochmals mehrere Stunden auf  $950^\circ C$  heizen.
4. Wenn möglich in  $O_2$ -Atmosphäre.
5. Wieder langsam abkühlen.

**Das war's!**