

# Tiefemperaturphysik und Supraleitung

Versuch zum Fortgeschrittenenpraktikum

AG Prof. Hartmann

Institut für Experimentalphysik, Universität des Saarlandes,  
WS 2013/14

## Contents

<b>1</b>	<b>Kurzfassung, Vorbemerkungen</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>Beschreibung des Versuchsaufbaus</b>	<b>3</b>
2.1	Kryostat . . . . .	3
2.2	Supraleitender Magnet . . . . .	5
2.3	Messeinsatz zur Messung der elektrischen Leitfähigkeit . . . . .	6
2.4	Software zur Durchführung der Messung . . . . .	6
<b>3</b>	<b>Grundbegriffe aus der Supraleitung</b>	<b>6</b>
3.1	Einleitung . . . . .	6
3.2	Verschwindender elektrischer Widerstand . . . . .	7
3.3	Verdrängung des Magnetfeldes, Meissner-Ochsenfeld-Effekt . . . . .	7
3.4	Kritisches Feld, Supraleiter erster und zweiter Art . . . . .	8
3.5	Kritischer Strom . . . . .	10
3.6	Thermodynamik . . . . .	10
3.7	Haften von Flussschläuchen (Pinning) und Haftkraftpotential . . . . .	11
3.8	Supraleitende Levitation . . . . .	15
3.9	Theorie der Supraleitung . . . . .	18
3.10	Hochtemperatursupraleitung . . . . .	19
<b>4</b>	<b>Versuchsdurchführung</b>	<b>20</b>
4.1	Vorbereitung . . . . .	20
4.2	Messungen . . . . .	20
4.3	Messungen mit der Levitationswaage . . . . .	21
<b>5</b>	<b>Fragen und Aufgaben</b>	<b>25</b>
<b>6</b>	<b>Literaturhinweise</b>	<b>25</b>

# 1 Kurzfassung, Vorbemerkungen

## *Ziel des Versuches*

Dieser Versuch soll Sie in die Arbeitsmethoden der Tieftemperaturphysik einführen. Die Untersuchungen erfolgen in einem Temperaturbereich von Raumtemperatur bis hinab zu 1,5 K. Neben den technischen Aspekten des Versuchsaufbaus und dem Umgang mit flüssigem Helium und Stickstoff zum Erreichen sehr tiefer Temperaturen werden Sie in Experimente zur Messung physikalischer Eigenschaften von Festkörpern bei tiefen Temperaturen eingeführt. Im Detail werden Sie Transportmessungen an Supraleitern und Messungen der Levitationskräfte durchführen und hieraus wichtige Kenngrößen bestimmen. Technisch lernen Sie die besonderen Vorkehrungen für den experimentellen Aufbau eines Tieftemperaturexperimentes kennen sowie den Vorgang zur Erzeugung tiefer Temperaturen für ein physikalisches Experiment. Damit verbunden ist der sichere Umgang mit kryogenen Flüssigkeiten.

## *Hinweise zur Vorbereitung auf den Versuch*

Um den Versuch sinnvoll und in angemessener Zeit durchführen zu können, ist es erforderlich, dass Sie sich über diese Anleitung hinaus vorbereitend mit den folgenden physikalisch-technischen Stichworten bis zum Versuchsbeginn vertraut gemacht haben:

- Erzeugung und Messung tiefer Temperaturen
- Elektrische Leitfähigkeit von Festkörpern, Temperaturverhalten
- Grundlagen der Supraleitung.

Ausserdem sollten Sie sich bereits Gedanken zur Durchführung des Versuchs gemacht haben und dazu, in welcher Größenordnung sich die zu messenden Größen bewegen.

## *Hinweise zur Nachbereitung des Versuchs*

Zur vollständigen Versuchsdurchführung ist ein Protokoll während der Experimente zu führen, in dem Messwerte, Einstellungen und Beobachtungen festgehalten werden sollten. Die Ausarbeitung ist entsprechend den Richtlinien des Praktikums nach Versuchsdurchführung beim betreuenden Assistenten abzugeben. Diese Ausarbeitung sollte eine in sich geschlossene Darstellung sein, die auch eine kurze Beschreibung des Aufbaus sowie der Durchführung enthält, so dass Ihre Messergebnisse jederzeit reproduzierbar sind. Sämtliche Messergebnisse sind sinnvoll darzustellen und auch im Vergleich zueinander zu diskutieren. Wo es möglich ist, sollte ein Vergleich mit Literaturdaten bzw. mit theoretisch bestimmten Daten durchgeführt werden. Die Angabe von Literaturquellen darf selbstverständlich nicht fehlen. Ausserdem sollte eine Fehlerdiskussion Bestandteil des Protokolls sein.

# 2 Beschreibung des Versuchsaufbaus

## 2.1 Kryostat

Zur Erzeugung tiefer Temperaturen ist ein Kühlmedium erforderlich. Hierzu werden verflüssigte Gase benutzt, wie z. B. flüssiger Stickstoff mit einer Siedetemperatur von 77 K und flüssiges Helium mit einer Siedetemperatur von 4,2 K, jeweils unter Normalbedingungen. Um die Kühleigenschaften dieser Flüssigkeiten für eine Probe nutzbar zu machen, gibt es im Wesentlichen zwei Methoden. Zum Einen kann das Kühlmedium in einem geschlossenen Kreis an der Probe vorbeigeführt werden, zum Anderen kann die Probe direkt in das Flüssigkeitsbad bzw. in den kalten Gasstrom gehängt werden. Eine Grundregel für beide Methoden ist, dass die Probe thermisch gut an das kühlende Medium angekoppelt ist, aber schlecht an die

”wärmende” Aussenwelt. Die schlechte Ankopplung erreicht man durch thermisch schlecht leitende Materialien und Konstruktionen.

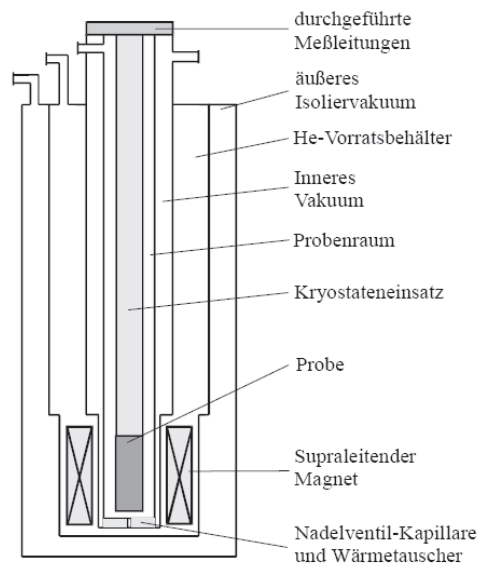


Figure 1: Schematischer Aufbau des Kryostaten.

Das für den Versuch zur Verfügung stehende System kann als Bad- bzw. als Gasstrom-Kryostat benutzt werden. In Abb. 1 ist eine Prinzipskizze des Systems dargestellt. Zur thermischen Isolation von der Umgebung ist der Innenraum, in dem sich während der Experimente das flüssige Helium befinden wird, von einem Vakuummantel umgeben. Um eine wirkungsvolle thermische Isolation zu erhalten, ist dieser Mantel vor dem Befüllen auf einen Druck von maximal  $10^{-5}$  mbar zu evakuieren. Über den Befüllungsvorgang mit flüssigem Helium und die damit verbundenen Vorsichtsmaßnahmen werden Sie vom betreuenden Assistenten informiert.

Damit sich innerhalb des He-Vorratsbehälters durch das verdampfende Helium kein Überdruck bilden kann, muss dieser Behälter eine Öffnung nach aussen haben. Bei Experimenten mit flüssigem Helium fallen enorme Gasmengen an. Um die Kosten zu minimieren, wird das Helium in einem geschlossenen Kreis gehandhabt, d. h. das verdampfende Gas aus Kryostat und Transportbehälter wird einem Rückgewinnungssystem zugeführt. Es ist darauf zu achten, dass diesem System keine Verunreinigungen in Form von Luft oder Wasserdampf u. a. zugeführt werden. Daher ist der Kryostateninnenraum vor dem Befüllen auszupumpen und mit He-Gas aus einem Transportbehälter zu spülen. Der Innenraum des Kryostaten darf erst dann ausgepumpt werden, wenn das Isoliervakuum besser als  $10^{-2}$  mbar ist. Das Rückgewinnungssystem steht unter leichtem Überdruck. Lassen Sie keine Ventile gegen Aussenluft offen, damit keine Heliumverluste auftreten. Lassen Sie ebenso keine Öffnungen des Kryostaten gegen Aussenluft offen, da Gase in den Kryostaten gelangen und dort ausfrieren können. Achten Sie darauf, dass die Rückleitung angeschlossen ist.

Innerhalb des He-Vorratsbehälters befindet sich ein weiterer geschlossener Raum, in dem sich bei der Messung der Kryostateneinsatz mit der Probe befinden wird. Dieser Raum hat an der Unterseite über ein Nadelventil eine Verbindung zum He-Vorratsbehälter. Dort befindet sich zur Temperaturregelung auch ein Wärmetauscher, in dem eine Heizung und ein Thermoelement eingebaut sind. Folgende Betriebsmodi können nun für verschiedene Tem-

peraturbereiche gewählt werden:

Durch Öffnen des Nadelventils kann flüssiges Helium in den Probenraum gelangen, so dass Messungen im Heliumbad bei einer Temperatur von 4,2 K vorgenommen werden können. Der Probenraum benötigt hierbei eine Öffnung nach aussen, damit sich durch das verdampfende He-Gas kein Überdruck bilden kann. Durch Verringerung des Dampfdruckes über dem Helium-Bad lässt sich die Temperatur weiter senken, so dass mit dem benutzten System Temperaturen bis 1,5 K erreicht werden können. Dazu muss an den mit flüssigem Helium gefüllten Probenraum eine Vakuumpumpe angeschlossen werden. Durch Regelung des He-Gasstroms durch das Nadelventil und Regelung der Heizleistung des Wärmetauschers lassen sich im Gasstrom variable Temperaturen von 1,5 bis 300 K einstellen. Hierzu ist es erforderlich, eine Vakuumpumpe an den Probenraum anzuschliessen.

## 2.2 Supraleitender Magnet

Zur Durchführung von Messungen bei hohen Magnetfeldern ist der Kryostat mit einem supraleitendem Magnetsystem ausgestattet. Mit der angeschlossenen Stromquelle lassen sich bei einem Strom von 93 A Felder bis zu 8 T generieren. So hohe Felder werden bei Ihrer Versuchsdurchführung jedoch nicht benutzt. Der Magnet mit einer Induktivität von 4,26 H befindet sich innerhalb des He-Vorratsbehälters und umschliesst den unteren Teil des Probenraums. Vor der Inbetriebnahme des Magneten ist sicherzustellen, dass die Spulen gegen die Kryostatenwand elektrisch isoliert sind. Der Isolationswiderstand soll grösser als 10 M $\Omega$  sein. Des Weiteren sollten Sie sich vergewissern, dass sich ausreichend viel flüssiges Helium im Vorratsbehälter befindet, so dass sich der Magnet während der Betriebsdauer im Kühlmedium befindet und sich nicht aufwärmen kann. Sollte ein Teil der Windungen normalleitend werden, so wird an dieser Stelle Energie in Form von Joulescher Wärme frei. Diese Wärme lässt flüssiges Helium verdampfen und kann den normalleitenden Bereich des Magneten vergrössern, was wiederum mehr Joulesche Wärme produziert. Bei diesem Vorgang spricht man von einem "Quenchen" des Magneten, bei dem schlagartig eine grosse Menge an verdampftem Helium anfallen kann. Ein Quench wird von der Stromquelle registriert, und diese fährt so schnell als möglich das Feld herunter.

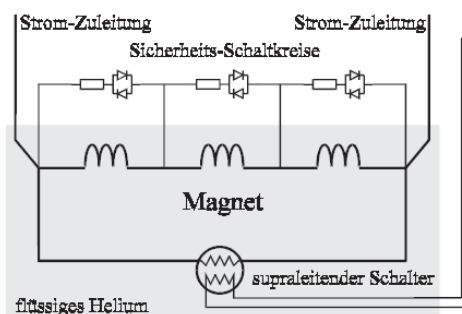


Figure 2: Schematischer Aufbau des Magnetsystems.

Durch den Einsatz eines supraleitenden Schalters wie in Abb. 2 lässt sich ein Suprastrom im Magneten speichern. Der Schalter besteht aus einem Supraleiter, der durch einen angebrachten Heizwiderstand in den normalleitenden Zustand "geschaltet" werden kann. Dieser Schalter ist zunächst normalleitend, so dass im Magneten ein Feld durch die Stromquelle aufgebaut werden kann. Ist das gewünschte Feld erreicht, so wird der Schalter supraleitend,

so dass ein Suprastrom durch den Magnetkreis fließt. In diesem Zustand ist zur Aufrechterhaltung des Magnetfeldes keine Leistung mehr erforderlich und die Stromquelle kann heruntergefahren und vom Magneten getrennt werden. Der Vorteil dieses Modus ist eine hohe Konstanz des eingefrorenen Feldes. Soll das Feld geändert werden, so ist die Stromquelle mit entsprechendem Strom wieder anzukoppeln und der supraleitende Schalter zu öffnen. In die Bedienung des Magnetsystems wird sie der betreuende Assistent ausführlich einweisen.

### 2.3 Messeinsatz zur Messung der elektrischen Leitfähigkeit

Die Messung der elektrischen Leitfähigkeit wird in 4-Punkt-Messung vorgenommen. Dafür steht Ihnen eine Stromquelle mit Spannungsmessgerät zur Verfügung. Die kontaktierte Probe befindet sich in einem Probenhalter am Ende der Transferstange, die in den Kryostaten eingebaut wird (Abb. 1). Der Kryostateneinsatz ist so bemessen, dass sich die Probe im Zentrum des supraleitenden Magnets befindet. Zur Temperaturkontrolle des Probenhalters ist dort ein zusätzliches Thermoelement eingebaut.

### 2.4 Software zur Durchführung der Messung

Sämtliche für die Bedienung des Kryostaten und zur Durchführung Ihrer Messungen benötigten Mess- und Kontrollgeräte werden über einen PC gesteuert. Für Ihre Durchführung stehen zwei Programme zur Verfügung, welche die Messung der Leitfähigkeit bei variabler Temperatur sowie die Aufnahme von Kennlinien ermöglichen. Die Programme sind weitestgehend selbsterklärend, der Assistent wird Sie in die Bedienung einweisen.

## 3 Grundbegriffe aus der Supraleitung

In diesem Abschnitt werden kurz die Grundbegriffe und Phänomene der Supraleitung zusammengefasst, die für ein Verständnis jener Effekte wesentlich sind, die in diesem Versuch untersucht werden. Dies soll Sie dazu ermuntern, bestimmte Dinge noch einmal genauer in der weiterführenden Literatur nachzulesen.

### 3.1 Einleitung

Die bekannteste Erscheinung aus der Supraleitung ist, dass der elektrische Widerstand einiger Metalle und Legierungen sowie spezieller Keramiken bei ausreichend tiefer Temperatur sprunghaft verschwindet. Diese Eigenschaft wurde 1911 von Kamerlingh Onnes an Quecksilber entdeckt. Metalle und Legierungen werden als konventionelle Supraleiter bezeichnet. Dass auch Keramiken supraleitend werden können und sogar bei wesentlich höheren Temperaturen, war die spektakuläre Entdeckung von Bednorz und Müller im Jahre 1986 [1], für die ihnen 1987 der Nobelpreis für Physik verliehen wurde. Eine entscheidende Materialgröße eines Supraleiters ist seine Sprungtemperatur  $T_c$ , bei der das Material supraleitend wird. Konventionelle Supraleiter besitzen Sprungtemperaturen im Bereich von wenigen Kelvin (Hg( $\alpha$ ): 4,2 K; Al: 1,2 K; Nb: 9,3 K; Pb: 7,3 K; Tl: 2,4 K), wohingegen die Hochtemperatursupraleiter, angefangen bei 35 K [1], Sprungtemperaturen oberhalb des Siedepunkts von Stickstoff bei einer Temperatur von 91 K erreichen [2]. Die höchste Sprungtemperatur liegt zur Zeit bei 155 K [3].

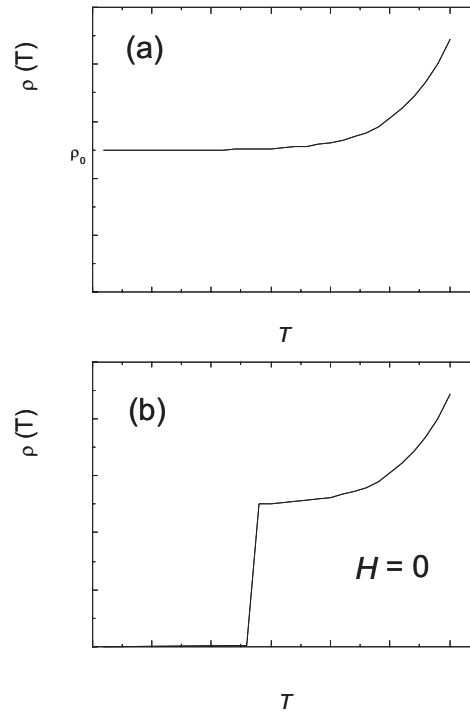


Figure 3: Abhängigkeit des spezifischen Widerstandes von der Temperatur im Falle (a) eines normalleitenden Metalls und (b) eines Supraleiters bei verschwindendem Magnetfeld (aus [4], S. 730).

### 3.2 Verschwindender elektrischer Widerstand

Einen ersten Einblick in das Phänomen der Supraleitung erhält man durch die Gegenüberstellung der Temperaturabhängigkeit des spezifischen Widerstandes  $\varrho(T)$  von Supraleitern und normalen Leitern, wie in Abb. 3 gezeigt. Oberhalb von  $T_c$  ähnelt die  $\varrho(T)$ -Kurve des Supraleiters asymptotisch der Form für ein normalleitendes Material mit einer  $T^5$ -Abhängigkeit der Form  $\varrho(T) = \varrho_0 + BT^5$ . Der Restwiderstand  $\varrho_0$  rührt her von der Streuung an Defekten und Unreinheiten, der Term  $BT^5$  resultiert aus der Streuung der Elektronen an Phononen (die Quantenanregungen der Gitterschwingungen). Unterhalb von  $T_c$  verlieren beide Mechanismen an Bedeutung und der spezifische Widerstand fällt abrupt auf unmessbar kleine Werte. Bisherige Experimente mit einem supraleitenden Ringstrom zeigen, dass dieser selbst nach einer Zeit von 2 1/2 Jahren nicht messbar abgenommen hat [5]. Dies lässt darauf schliessen, dass der Widerstand des Supraleiters mindestens 20 Grössenordnungen unter dem Widerstand bei Raumtemperatur liegt.

### 3.3 Verdrängung des Magnetfeldes, Meissner-Ochsenfeld-Effekt

Ein supraleitendes Material muss sich als Leiter mit verschwindendem Widerstand wie ein perfekter Diamagnet verhalten: Wird es in ein Magnetfeld gebracht, so werden nach der Lenzschen Regel Ströme in ihm induziert, die das äussere Feld vollständig kompensieren. Wegen dieser Eigenschaft der Supraleitung nehmen die Kreisströme nicht ab, so dass im Innern immer ein konstantes Magnetfeld herrscht, was sich anhand eines einfachen theoretischen Argumentes verstehen lässt: Nach dem Ohmschen Gesetz ist das elektrische Feld in einem

Supraleiter  $\vec{E} = \rho \vec{j} = 0$ . Gemäss der dritten Maxwell-Gleichung folgt für die Änderung des Magnetfeldes  $d/dt \vec{B} = -\nabla \times \vec{E} = 0$ .

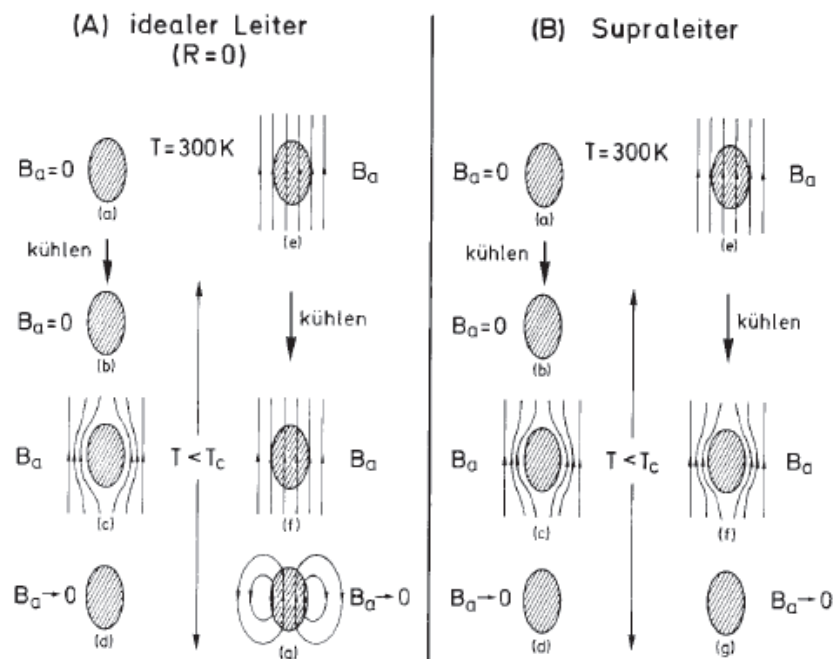


Figure 4: Magnetisches Verhalten eines idealen Leiters (A) und eines Supraleiters (B). Der Meissner-Ochsenfeld-Effekt drängt immer den magnetischen Fluss beim Unterschreiten der Sprungtemperatur aus dem Supraleiter heraus (aus [6]).

Ein Supraleiter unterscheidet sich von einem "nur" idealen Leiter durch die Tatsache, dass in dessen Innern das magnetische Feld immer gleich Null ist:  $\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M}) = 0$  bzw.  $\vec{M} = -\vec{H}$ . Auch wenn ein Supraleiter mit einer Temperatur oberhalb von  $T_c$  in ein Magnetfeld gebracht wird und im Magnetfeld unter  $T_c$  abgekühlt wird, wird das Magnetfeld beim Übergang zur Supraleitung aus dem Material verdrängt (siehe Abb. 4).

### 3.4 Kritisches Feld, Supraleiter erster und zweiter Art

Es kostet Energie, ein Magnetfeld aus einem Volumen im Raum zu verdrängen. Dass ein Supraleiter das dennoch vermag, liegt an der Tatsache, dass der supraleitende Zustand unterhalb von  $T_c$  energetisch günstiger ist als der normalleitende Zustand. Bei einem ausreichend hohen Magnetfeld wird sich dieses Verhältnis umkehren, und es wird energetisch vorteilhafter sein, zurück in den normalleitenden Zustand überzugehen. Supraleiter können auf zwei wesentlich verschiedene Arten auf ein Magnetfeld reagieren, woraus sich eine Unterscheidung in Supraleiter erster und zweiter Art ergibt.

#### Supraleiter erster Art

Unterhalb eines kritischen äusseren Magnetfeldes  $H_c$  wird der magnetische Fluss vollständig verdrängt:

$$\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M}) = 0 \quad \text{oder} \quad \vec{M} = -\vec{H} \quad \text{für} \quad |\vec{H}| < H_c \quad . \quad (1)$$

Überschreitet die Grösse des angelegten Magnetfeldes das kritische Feld  $H_c$ , so kehrt das



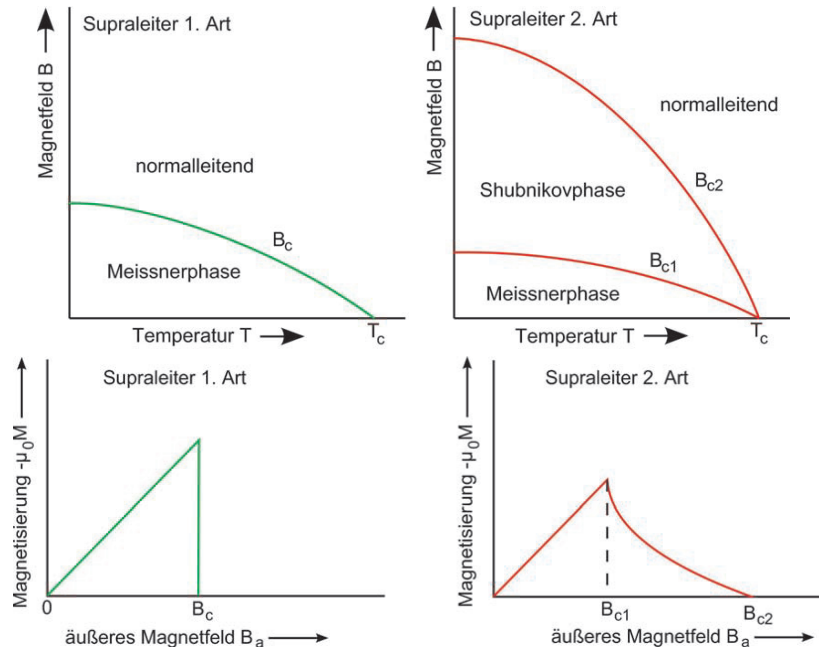


Figure 5: Vergleich Supraleiter 1. und Supraleiter 2. Art. Oben: Magnetfeld als Funktion der Temperatur, unten: Magnetisierung als Funktion des Magnetfeldes.

Material vollständig in den normalleitenden Zustand zurück.

In Abb. 5 ist dieses Verhalten von  $M$  bzw.  $B$  in Abhängigkeit von  $H$  gezeigt. Das kritische Feld  $H_c$  ist abhängig von der Temperatur,  $H_c = H_c(T)$ , und es gilt  $H_c(T) \rightarrow 0$  für  $T \rightarrow T_c$ . Ein typisches Phasendiagramm zeigt diese Temperaturabhängigkeit von  $H_c$  in Abb. 5. Beispiele für Supraleiter erster Art sind Blei, Quecksilber, Aluminium. Die kritischen Feldstärken liegen im Bereich von wenigen hundert Gauss.

Supraleiter zweiter Art

Ein Supraleiter zweiter Art ist gekennzeichnet durch die Existenz zweier kritischer Felder  $H_{c1}(T)$  und  $H_{c2}(T)$ , wobei gilt  $H_{c1}(T) < H_{c2}(T)$ . Unterhalb von  $H_{c1}(T)$  wird der magnetische Fluss vollständig aus dem Supraleiter verdrängt (Meissner-Phase) und es gilt die Beziehung (1). Für Magnetfelder zwischen  $H_{c1}(T)$  und  $H_{c2}(T)$  dringt der magnetische Fluss partiell in den Supraleiter ein (Shubnikov-Phase), und zwar in Form von Flussschläuchen, die den Fluss eines elementaren Flussquants  $\Phi_0 = hc/2e$  mit sich führen ( $h =$  Plancksches Wirkungsquantum,  $c =$  Lichtgeschwindigkeit im Vakuum und  $e =$  Elementarladung). Im Innern dieser Schläuche ist das Magnetfeld konzentriert, und dort bricht die Supraleitung lokal zusammen. Ausserhalb der Flussschläuche ist die Supraleitung weiterhin vorhanden. Erst oberhalb von  $H_{c2}(T)$  wird das Material vollständig normalleitend und das Magnetfeld kann vollständig in die Probe eindringen. Abbildung 5 zeigt dieses Verhalten von  $B$  und  $M$  in Abhängigkeit von  $H$  für einen Supraleiter zweiter Art.  $H_{c1}(T)$  und  $H_{c2}(T)$  zeigen jeweils eine Temperaturabhängigkeit wie  $H_c(T)$  im Falle des Supraleiters erster Art (Abb. 7). Die kritischen Feldstärken von Supraleitern zweiter Art, speziell der Hochtemperatur-Supraleiter, können mehr als 50 T betragen. Damit sind Supraleiter zweiter Art wesentlich geeigneter zum Bau starker Magnete als Supraleiter erster Art. Supraleiter zweiter Art sind z. B. Niob, alle Legierungen, sowie die Hochtemperatur-Supraleiter.

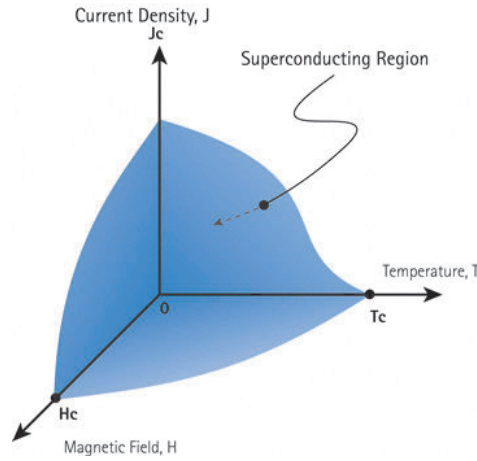


Figure 6: Phasenfläche zwischen normalleitendem und supraleitendem Zustand.

### 3.5 Kritischer Strom

Sobald in einem Supraleiter Strom fliesst, erzeugt dieser ein Magnetfeld. Wenn der Strom gross genug ist, um die kritische Feldstärke  $H_c$  zu überschreiten, bricht die Supraleitung ebenfalls zusammen. Damit ergibt sich eine dreidimensionale Phasenfläche der Supraleitung, die von  $T_c$ ,  $H_c$  und  $j_c$  begrenzt wird (Abb. 6). Die Grösse dieses kritischen Stroms, der immerhin 100 A in einem Draht von 1 mm Durchmesser betragen kann, hängt stark von der Geometrie und den Ausmassen, sowie der inneren Struktur (amorph, einkristallin, polykristallin) der Probe ab.

### 3.6 Thermodynamik

Die Supraleitung ist ein eigener thermodynamischer Zustand. Der Phasenübergang bei  $T_c$  ist reversibel, so dass sich die Gesetze der Thermodynamik anwenden lassen. Wir berechnen hier exemplarisch den Unterschied der inneren Energien eines Supraleiters vom normalleitenden Material. Betrachtet man den Einfluss des Magnetfeldes auf den Phasenübergang, so berechnet man die Arbeit, die notwendig ist, um einen Supraleiter aus dem Unendlichen ( $H = 0$ ) in ein äusseres Magnetfeld der Stärke  $H$  zu bringen:

$$W = -\mu_0 V \int_0^H dH' \cdot M \quad . \quad (2)$$

Unter Benutzung der Energiedichte  $w = W/V$  erhält man die folgende thermodynamische Beziehung zwischen den spezifischen Grössen:

$$du = Tds - \mu_0 M dH \quad , \quad (3)$$

oder, unter Ausnutzung der Beziehung (1) (der Index "S" bezeichnet Grössen im supraleitenden Zustand):

$$du_S = Tds + \mu_0 H dH \quad . \quad (4)$$

Da am absoluten Nullpunkt  $Tds = 0$  gilt, erhält man schliesslich für die Energiedichte eines Supraleiters im Magnetfeld im Vergleich zum abgeschalteten Feld:

$$u_S(H) - u_s(0) = 1/2 \mu_0 H^2 \quad . \quad (5)$$

Für ein normalleitendes Material gibt es (bei kleiner magnetischer Suszeptibilität) diese Abhängigkeit vom Magnetfeld nicht ("N" bezeichnet Größen im normalleitenden Zustand):

$$u_N(H) = u_N(0) \quad . \quad (6)$$

Hat das äussere Magnetfeld gerade die kritische Stärke,  $H = H_c$ , so stimmen  $u_N$  und  $u_S$  überein, so dass bei  $T \rightarrow 0$  die Beziehung gilt:

$$u_N(H_c(0)) = u_S(H_c(0)) = u_S(0) + \frac{1}{2}\mu_0 H_c(0)^2 \quad . \quad (7)$$

### 3.7 Haften von Flussschläuchen (Pinning) und Haftkraftpotential

Wie schon erwähnt, dringt in der Shubnikovphase ein Magnetfeld in den Supraleiter ein und dieses geschieht in Form von Flussschläuchen, um die Ringströme fließen. Abbildung 7 zeigt hierbei die schematische Darstellung der Flussschläuche in der Shubnikov-Phase. Diese Struktur der Schläuche wurde 1957 von Alexei Alexeyevich Abrikosov (Nobelpreis 2003, [8]) vorhergesagt und wird als Abrikosov-Gitter bezeichnet.

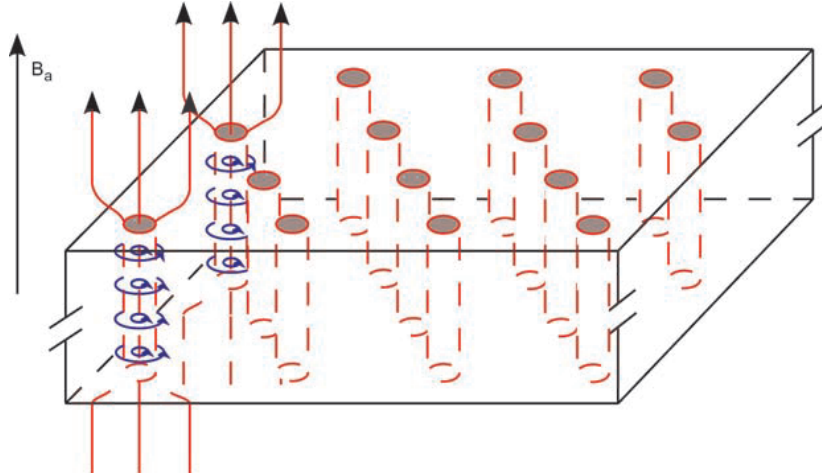


Figure 7: Schematische Darstellung der Flussschläuche in der Shubnikov-Phase.

Die entstandenen Flusslinien besitzen hierbei unabhängig vom äusseren Magnetfeld einen Flussquant der Grösse  $\Phi_0$ . Betrachtet man die Cooperpaardichte, so stellt man fest, dass im Zentrum eines solchen Flussschlauches diese Dichte verschwindet. Mit steigendem  $B$ -Feld steigt nun die Anzahl der Flussschläuche (Flussschlauchdichte), wodurch die Anzahl an Cooperpaaren für die Supraleitung abnimmt. Nimmt die Anzahl der Flussschläuche nun soweit zu, dass sie überlappen, so dringt der magnetische Fluss komplett in den Supraleiter ein. Fliesst ein Belastungsstrom durch einen idealen Supraleiter in der Shubnikov-Phase, so wirkt die Lorentz-Kraft zwischen den Flussschläuchen und dem Belastungsstrom. Sie führt dazu, dass sich die Flussschläuche durch die Probe bewegen. Dabei wird elektrische Energie in Wärme umgewandelt. Die Probe hat also einen elektrischen Widerstand, sobald ein beliebig kleiner Strom durch sie fließt.

Durch die Bewegung auf Grund der Lorentzkraft verschwinden die Schläuche an einem Rand und bilden sich am gegenüberliegenden Rand neu. Diese Feldbewegung verursacht wiederum eine Lorentzkraft, welche nach der Lenzschen Regel dem Strom entgegengerichtet ist. Diese

Gegenkraft bewirkt einen Spannungsabfall. Es entsteht also ein elektrischer Widerstand im Supraleiter. Um das zu verhindern, können in das Kristallgitter gezielt Störstellen (Pinning-Zentren) eingebaut werden, welche die Flussschläuche bis zu einer bestimmten Grenzkraft festhalten. Supraleiter mit einer grossen Grenzkraft bezeichnet man als harte Supraleiter. Für technische Anwendungen wie z.B. Schwebbahnen sind nur harte Supraleiter verwendbar, da bei diesen durch einen Belastungsstrom keine Verschiebung der Flussschläuche erfolgt und somit keine Verluste auftreten. Er wird daher versucht, bei der Herstellung von Supraleitern die Flussschläuche gezielt an Haftzentren zu verankern.

Mit Hilfe des von C.P. Bean entwickelten Modells (1961) [9] lassen sich Flussprofile für Supraleiter 2.Art entwickeln. Bean machte hierzu zwei Annahmen:

- 1.) Es fliesst stets der maximale (kritische) Strom:  $j(r) = j_c(r)$ .
- 2.) Die kritische Stromdichte ist konstant, hängt also insbesondere nicht vom Ort und nicht vom Magnetfeld ab:  $j_c(r, B) = j_c$ .

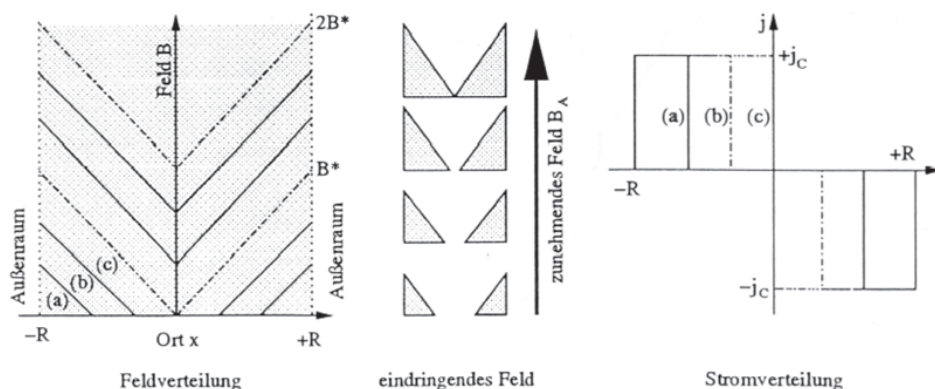


Figure 8: Konstruktion von Flussprofilen von unterschiedlich starken äusseren Magnetfeldern.

Im Bean-Modell gehen wir nun von einer zylinderförmigen Probe aus. Die Konstruktion von Flussprofilen ist hier recht einfach zu handhaben. Durch die gemachten Annahmen erhalten wir im Modell lineare Flussprofile. Abbildung 8 veranschaulicht das immer weitere (jeweils mit der gleichen Steigung) Eindringen eines zunehmenden äusseren Feldes  $B_a$ . Laut der Annahmen des Bean-Modells fliesst an den Stellen, die vom Feld erfasst wurden, stets die konstante kritische Stromdichte  $j_c$ .

Ab einem bestimmten Magnetfeld (in Abbildung mit  $B^*$  bezeichnet) ist das Magnetfeld bis zur Probenmitte vorgedrungen, d.h. die Probe wird komplett von einem Strom mit der kritischen Stromdichte durchflossen. Flussprofile und Magnetisierungskurve eines harten Supraleiters In den folgenden Abbildungen (Abb. 9 und 10) sind sowohl Flussprofil als auch Magnetisierungskurve eines harten Supraleiters dargestellt: In den Abbildungen sind 4 unterschiedliche Bereiche zu erkennen:

Bereich I: Mit ansteigendem äusserem Feld  $B_a$  nimmt die Magnetisierung zunächst wie bei idealen Typ-II-Supraleitern zu.

Bereich II: Ab dem unteren kritischen Feld  $B_{c1}$  dringt magnetischer Fluss in die Probe ein. Die Magnetisierung stagniert.

Bereich III: Durch Verringerung von  $B_a$  werden Ringströme in der Probe induziert, die einer Verringerung entgegenwirken.

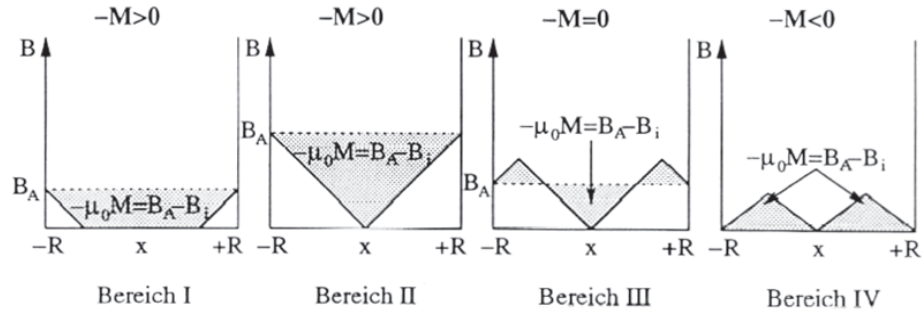


Figure 9: Flussprofil eines harten Supraleiters nach Bean in Abhängigkeit vom äusseren Feld  $B_a$ .

Die Gesamtmagnetisierung

$$\mu_0 M = B_a - B_i \quad (8)$$

geht auf 0 zurück.

Bereich IV: Fährt man  $B_a$  auf 0 zurück, so bleibt aufgrund der im Supraleiter verlustfrei fliessenden Induktionsströme eine positive Remanenzmagnetisierung.

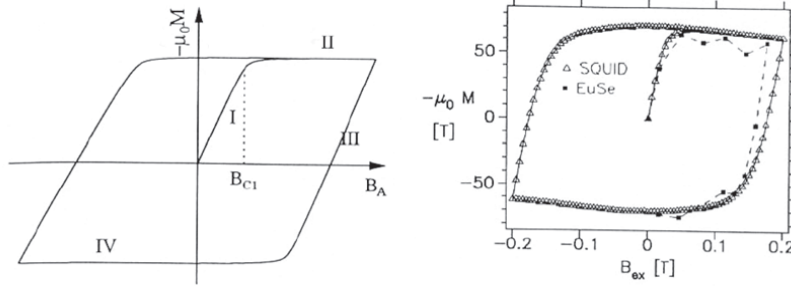


Figure 10: Magnetisierungskurve eines harten Supraleiters nach Bean, links: schematisch, rechts: gemessene Kurve an einem YBCO Dünnsfilm.

Verbesserte Modelle und thermisches Flusskriechen

Experimente widerlegen, dass der kritische Strom  $j_c$  für grosse Magnetfelder konstant ist. Weiterentwickelte und verbesserte Modelle gehen davon aus, dass  $j_c$  vom äusseren Magnetfeld abhängt, was den experimentellen Tatsachen entspricht. Ein Beispiel für ein solches Modell ist das Kim-Modell [10]. Hier wird für  $j_c$  folgender Ansatz gemacht:

$$j_c(B) = \frac{a}{B + B_0} \quad (9)$$

Hierbei sind  $a$  und  $B_0$  jeweils Materialkonstanten. Ein weiteres Modell ist das Exponentialmodell mit exponentiellen Ansatz:

$$j_c(B) = j_0 + j_1 \exp\left(\frac{B}{B_0}\right) \quad (10)$$

Hierbei sind  $j_0$ ,  $j_1$  und  $B_0$  jeweils Materialkonstanten.

Bei den bisherigen Modellen wurde vernachlässigt, dass die Abschirmströme durchaus abnehmen können. Das von P.W. Anderson und Y.B. Kim entwickelte Modell des thermisch aktivierten Flusskriechens [11] kann eine solche Abnahme beschrieben werden. Wie in Abbildung 11 zu sehen, werden Haftzentren hier als Potentialmulden beschrieben, worin die Flusslinien aufgrund thermischer Anregung oszillieren. Das Modell sieht nun vor, dass die Flusslinien mit einer bestimmten Rate in benachbarte Potentialmulden springen können. Die Rate für die Sprungwahrscheinlichkeit ist dabei:

$$R = \omega_0 \cdot \exp \frac{U}{kT} \quad (11)$$

Hierbei ist  $U$  die Aktivierungsenergie und  $\omega_0$  eine charakteristische Frequenz der Vibration der Flusslinien. In Anwesenheit einer makroskopischen Stromdichte wird die Potentiallandschaft

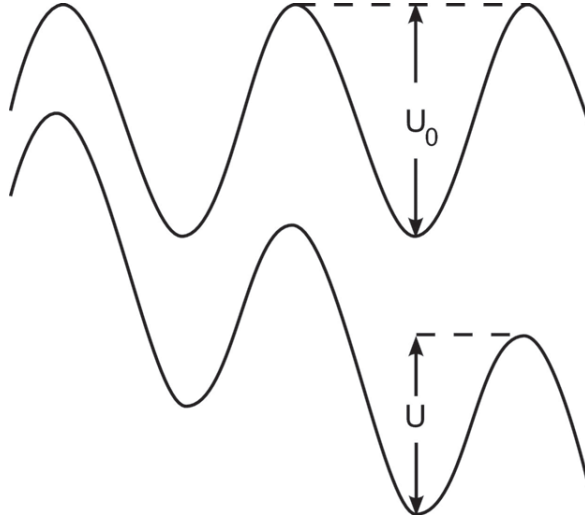


Figure 11: Haftpotential eines Haftzentrums ohne Lorentzkraft (oben) und mit Lorentzkraft (unten). Es gilt:  $U < U_0$ .

gekippt (vgl. Abb. 11 unten). Dadurch wird der Potentialwall auf einer Seite kleiner und somit der Sprung einer Flusslinie in diese Richtung wahrscheinlicher als in eine andere. Da Energie dissipiert wird, wenn sich Flusslinien bewegen, führt dies dazu, dass ein Supraleiter für einen Belastungsstrom auch unterhalb der kritischen Stromdichte des Beanschen Modells einen endlichen Widerstand hat. Für die Abschirmströme folgt daraus, dass nur direkt nachdem das äussere Magnetfeld eingestellt wurde, die kritische Stromdichte fliesst. Danach fällt die Stromdichte ab. Die Aktivierungsenergie  $U$  muss Null werden für  $j = j_c$ . Anderson und Kim nahmen an, dass für die Aktivierungsenergie die Abhängigkeit

$$U(j) = U_0 \cdot \left[1 - \frac{j}{j_c}\right] \quad (12)$$

gilt. Da die zeitliche Abnahme der Stromstärke proportional zur Sprungwahrscheinlichkeit ist, kann man zeigen, dass die Stromstärke logarithmisch abnimmt:

$$j(t) = j_c \cdot \left[1 - \frac{kT}{U_0} \ln \frac{t}{t_0}\right]. \quad (13)$$

Die Magnetisierung, die aus den Abschirmströmen resultiert, zeigt ebenfalls eine logarithmische Relaxation:

$$M(t) = M_c \cdot \left[ 1 - \frac{kT}{U_0} \ln \frac{t}{t_0} \right]. \quad (14)$$

Im Falle der Hochtemperatur-Supraleiter, die ja bei wesentlich höheren Temperaturen supraleitend sind, spielt die thermische Aktivierung eine wichtige Rolle. Der Einfluss der thermischen Aktivierung der Flusslinienbewegung führt zu einer Veränderung der  $I/U$ -Kennlinien von HTSL, speziell nahe bei der Sprungtemperatur. Aus diesem Grund kann das Pinningpotential aus der Steigung der gemessenen  $I/U$ -Kennlinien ermittelt werden. Eine Zusammenfassung aller Effekte findet sich im umfangreichen Review-Artikel von Yeshurun *et al.* [12].

### 3.8 Supraleitende Levitation

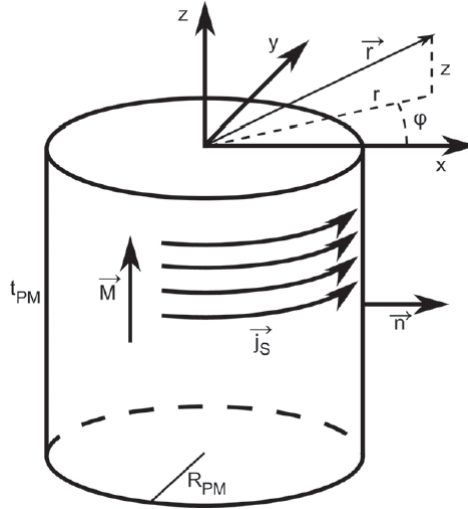


Figure 12: Zylinderförmiger Permanentmagnet mit Koordinatensystem.

Aufgrund des Meissner-Ochsenfeld-Effektes ist es nun möglich, dass ein Permanentmagnet über einem Supraleiter schweben kann. Dies geschieht z.B. bei Supraleitern 1. Art durch abstossende Kräfte, die durch Abschirmströme gegen das äussere Feld hervorgerufen werden. Diese Abschirmströme sind letztlich so gross, dass sie das Feld des Magneten kompensieren. Bei Supraleitern 2. Art in der Shubnikov-Phase wird der magnetische Fluss nur teilweise aus dem Supraleiter herausgedrängt, d.h. der Supraleiter wird zum Teil von Flussschläuchen durchdrungen. Werden nun durch Pinning die Flussschläuche im Supraleiter festgehalten, so existieren Bereiche, in denen der Permanentmagnet sowohl horizontale als auch vertikale stabile Gleichgewichtslagen besitzt. Die Anwesenheit eines äusseren Feldes beim Abkühlen eines Supraleiters 2. Art kann so zur Stabilisierung der Levitation beitragen. Hierdurch werden die Flusslinien in der Probe eingefroren. So können sogar anziehende Kräfte zwischen Magnet und Supraleiter entstehen, die ein Schweben eines Permanentmagneten *unter* einem Supraleiter möglich macht.

Die Wechselwirkung eines Supraleiters mit einem Permanentmagneten ist, wie man gesehen hat, von der Vorgeschichte der supraleitenden Probe abhängig. So ist es möglich, dass ohne äusseres Feld Fluss in ihm eingefroren ist und er sich wie ein Permanentmagnet oder "Supermagnet" verhält.



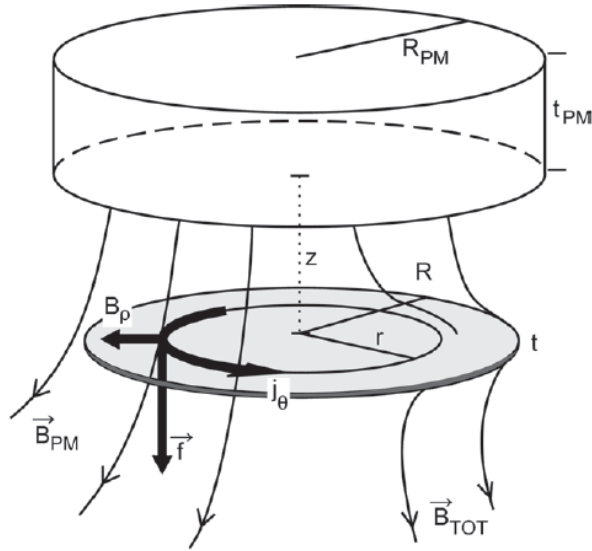


Figure 13: Schematische Darstellung der Levitation eines Permanentmagneten über einer dünnen, supraleitenden Scheibe mit den entsprechenden Definitionen.

Die statische Levitationskraft zwischen Supraleiter und Magnet ist abhängig von der Magnetisierung  $M$  des Supraleiters. Die Geometrie für die Berechnungen ist in den Abbildungen 12 und 13 dargestellt. Auf den magnetisierten Körper wirkt im äusseren Feld  $\vec{H}_a(r)$  die Kraft:

$$\vec{F} = \int \mu_0 (\vec{M} \vec{\nabla} \vec{H}_a(r)) dv \quad (15)$$

Entfernt man nun den Magneten, der ein Dipolfeld  $\vec{H}(r)$  verursacht, vom Supraleiter, so wird bei entsprechend starkem Pinning das Feld im Supraleiter  $H_i$  grösser als das äussere Feld. Damit wird die Magnetisierung

$$M = H_i - H_a < 0 \quad (16)$$

und folglich auch die statische Levitationskraft  $F$  dem Betrag nach negativ. In dieser Situation ist ein Schweben unter einem Magneten möglich.

Bekannt ist, dass das Magnetfeld eines Magneten mit zunehmenden Abstand abnimmt. In unserem Versuch stehen für unsere Messungen zylinderförmige Permanentmagneten zur Verfügung. Mit Hilfe der Magnetostatik kann man sich den Verlauf des Magnetfeldes eines zylinderförmigen Permanentmagnetes herleiten. Im Versuch werden wir hier immer den Abstand entlang der  $z$ -Achse (siehe Abbildung) verändern. Berechnet man den Verlauf des Magnetfeldes, so erhält man:

$$B_z(z) = \frac{\mu_0 M}{2} \left[ \frac{z+L}{\sqrt{(z+L)^2 + R^2}} - \frac{z}{\sqrt{(z+R)^2}} \right] \quad (17)$$

Ist z.B. jetzt eine dünne, kreisförmige Supraleiterprobe vorhanden und lässt man einen solchen zylinderförmigen Permanentmagneten schweben, so kommt es wie vorher gesehen zu einer Wechselwirkung zwischen dem Magnetfeld des Magneten und den Abschirmströmen des Supraleiters.

Für die auf den Supraleiter wirkende Kraftdichte gilt:

$$\vec{f} = \vec{j} \times \vec{B}_{\text{Permanentmagnet}} \quad (18)$$



Aus Symmetriegründen kann man davon ausgehen, dass der Strom in der Probe nur in  $\Theta$ -Richtung fließt und nur von  $r$ , nicht aber von  $\varrho$  abhängt. Näherungsweise kann man noch davon ausgehen, dass der Strom nicht von  $z$  abhängt, wenn die Probe sehr dünn ist. Die Levitationskraftdichte ist die  $z$ -Komponente von  $\vec{f}$ . Man erhält so für die Levitationskraft:

$$F_z(z) = \int B_\varrho(r, z) j(\Theta) t 2\pi r dr \quad (19)$$

Messungen mit einem zylinderförmigen Permanentmagneten und einem dünnen, scheibenförmigen Supraleiter ergaben einen Verlauf der Relaxationskraft in Abhängigkeit vom Abstand wie in Abb. 14 gezeigt.

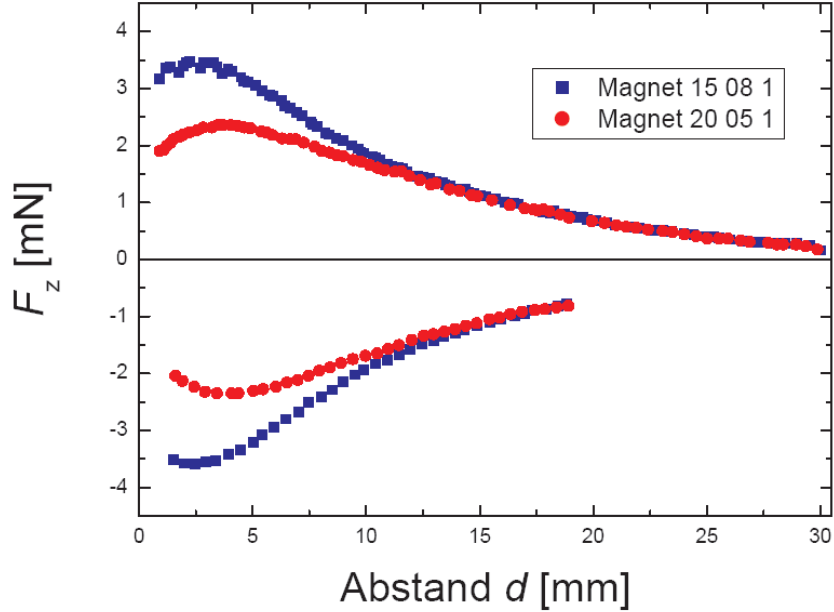


Figure 14: Abhängigkeit der Levitationskraft vom Abstand, gemessen mit einem YBCO Dünnsfilm und zwei Permanentmagneten mit verschiedenen Durchmessern (15 mm, 20 mm).

Die Levitationskraft zwischen einem Supraleiter und einem äusseren Magnetfeld resultiert aus der Lorentzkraft zwischen dem lokalen Magnetfeld und der lokalen Stromdichte. Da die Stromdichte in einer supraleitenden Probe logarithmisch abnimmt, kann man erwarten, dass auch die Levitationskraft in gleicher Weise abnimmt. Riise *et al.* konnten für einen gesinterten Bulk-Supraleiter (YBCO) experimentell zeigen, dass die Abnahme der Kraft ebenfalls logarithmisch beschrieben werden kann [13]:

$$F(t) = F(0) \cdot \left(1 - \frac{kT}{U} \ln\left(\frac{t}{t_0}\right)\right) \quad (20)$$

Die dazugehörige logarithmische Relaxationsrate ist wie folgt definiert:

$$R = \frac{1}{F(0)} \cdot \frac{dF}{d \ln t} \quad (21)$$

Hiermit können wir das Haftkraftpotential  $U$  direkt aus den logarithmischen Diagrammen von  $F_z(t)/F_z(t=0)$  vs.  $\ln t$  bestimmen, wobei wir  $F_z(t=0)$  als Startpunkt unseres Experimentes wählen.

### 3.9 Theorie der Supraleitung

#### London-Theorie

Die erste phänomenologische Theorie der Supraleitung wurde 1935 von F. London und H. London entwickelt [14]. Es werden die Implikationen eines verschwindenden Widerstandes und der Verdrängung des Magnetfeldes in einem einfachen Modell unter Einbeziehung der Maxwell-Gleichungen analysiert, wie sie hier kurz skizziert sind.

Die Geschwindigkeit  $\vec{v}_S$  eines supraleitenden Elektrons wird sich in einem elektrischen Feld  $\vec{E}$  wie die eines freien Elektrons verhalten:

$$m \frac{d\vec{v}_s}{dt} = -e\vec{E} \quad . \quad (22)$$

Da die supraleitenden Elektronen (Konzentration  $n_S$ ) so gut wie den gesamten Strom transportieren, gilt für den Strom

$$\frac{d\vec{j}}{dt} = -n_S e \frac{d\vec{v}_S}{dt} = \frac{n_S e^2}{m} \vec{E} \quad . \quad (23)$$

Einsetzen in die dritte Maxwell-Gleichung gibt zusammen mit der zweiten Maxwell-Gleichung die beiden Gleichungen, die für Strom und Magnetfeld in einem perfekten Leiter gelten:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \nabla \times \vec{j} + \frac{n_S e^2}{m} \vec{B} \right) = 0 \quad (24)$$

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{j} \quad . \quad (25)$$

London ersetzte die erste dieser beiden Gleichungen durch die restriktivere Gleichung

$$\nabla \times \vec{j} = -\frac{n_S e^2}{m} \vec{B} \quad , \quad (26)$$

die zusammen mit (25) direkt auf den Meissner-Ochsenfeld-Effekt führt. Einsetzen von (25) in (26) und umgekehrt liefert:

$$\nabla^2 \vec{B} = \frac{n_S e^2 \mu_0}{m} \vec{B} \quad (27)$$

$$\nabla^2 \vec{j} = \frac{n_S e^2 \mu_0}{m} \vec{j} \quad (28)$$

Diese beiden Gleichungen wiederum implizieren, dass Strom und Magnetfeld nur in einer Oberflächenschicht der Dicke

$$\Lambda = \sqrt{\frac{m}{n_S e^2 \mu_0}} \quad (29)$$

(Londonsche Eindringtiefe) existieren können.

#### Ginzburg-Landau-Theorie

Ginzburg und Landau (1950) [15] gingen davon aus, dass der supraleitende Zustand charakterisiert werden kann durch einen komplexen "Ordnungsparameter"  $\Psi(\vec{r})$ , der oberhalb von  $T_c$  verschwindet und den Grad der Ordnung durch Supraleitung an der Stelle  $\vec{r}$  angibt. Dieser Ordnungsparameter erlaubt eine konsistente thermodynamische Formulierung der Supraleitung. Eine fundamentale Annahme der Ginzburg-Landau-Theorie ist, dass sich der Strom im Supraleiter berechnen lässt, als beschreibe  $\Psi(\vec{r})$  die Wellenfunktion eines Teilchens

der Ladung  $-2e$  und der Masse  $2m$ . Ein Ergebnis der Theorie ist eine Erklärung für die Quantisierung des magnetischen Flusses.

### BCS-Theorie

Die BCS-Theorie von Bardeen, Cooper und Schrieffer (1957) [16] liefert eine mikroskopische Begründung der Ginzburg-Landau-Theorie. Sie benötigt eine attraktive Wechselwirkung zwischen Elektronen an der Fermikante, d. h. Elektronen, deren Energie gerade mit der Fermienergie übereinstimmt. Eine solche Wechselwirkung kann z.B. durch Phononen (Gitterschwingungen) vermittelt werden, was den Isotopieeffekt erklären kann. Cooper stellte fest, dass auf Grund des Pauliprinzips eine noch so kleine attraktive Wechselwirkung gebundene Zustände von je zwei Elektronen ermöglicht. Die BCS-Theorie postuliert nun einen Grundzustand der Supraleitung, in dem alle beteiligten Elektronen in sogenannten Cooper-Paaren gebunden sind. Da die Elektronen zu Paaren gebunden sind, verhalten sich die Paare wie Bosonen und können alle den gleichen Grundzustand besetzen. Die Wellenfunktion dieses Zustandes wird identifiziert mit dem Ordnungsparameter  $\Psi(\vec{r})$  der Ginzburg-Landau-Theorie. Die BCS-Theorie liefert eine Fülle von Vorhersagen, die experimentell überprüft sind, z. B.:

- Die BCS-Theorie, die die attraktive Wechselwirkung mit dem einfachst möglichen Potential modelliert, sagt eine fundamentale Beziehung zwischen der Grösse der Energielücke und der Sprungtemperatur vorher:  $2\Delta(0)/k_B T = 3,55$ ; die experimentellen Werte bestätigen das im wesentlichen (Hg( $\alpha$ ): 4,6; Al: 3,4; Nb: 3,8; Pb: 4,3; Tl: 3,6), wobei die Abweichungen mit einem realistischeren Potential erklärt werden.
- Die Unstetigkeit in der spezifischen Wärme wird von der BCS-Theorie quantitativ vorhergesagt:  $\frac{c_S - c_N}{c_N}|_{T=T_c} = 1,43$ . Auch hier bestätigen die experimentellen Werte im wesentlichen die Theorie [Hg( $\alpha$ ): 2,4; Al: 1,4; Nb: 1,9; Pb: 2,7; Tl 1,5], wobei wieder besonders bei Blei und Quecksilber die oben genannten Aspekte zu berücksichtigen sind.
- Die Londonsche Eindringtiefe ergibt sich als natürliche Konsequenz des BCS-Grundzustandes. Für Magnetfelder, die sich langsam räumlich ändern, erhält man die London-Gleichung. Damit gibt die BCS-Theorie auch eine mikroskopische Erklärung des Meissner-Ochsenfeld-Effektes.

### 3.10 Hochtemperatursupraleitung

Im Jahre 1986 wurden erstmals Supraleiter entdeckt, die die bis dahin seit Jahrzehnten als oberste Grenze angenommene Sprungtemperatur von wenig über 20 K übertrafen. In einer Ba-La-Cu-O Keramik fanden Bednorz und Müller [1] Anzeichen für Supraleitung mit  $T_c \approx 35$  K. In der Folgezeit wurden weitere Materialien mit immer höheren Sprungtemperaturen gefunden, die alle extrem anisotrope Schichtmaterialien sind, in denen die Supraleitung, wie man allgemein glaubt, in zweidimensionalen  $\text{CuO}_2$ -Ebenen auftritt, die untereinander nur durch Josephson-Tunneln gekoppelt sind. Zwei prominente Vertreter der HTSL sind  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  (YBCO) mit einer Sprungtemperatur von 91 K und das  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  (Bi-2212) mit einer Sprungtemperatur von 85 K. Das letztere Material ist dasjenige mit dem am stärksten ausgeprägten Schichtcharakter und kann daher auch leicht gepalpen werden. Zudem gibt es hier noch weitere Familienmitglieder, die sich nur durch die Zahl der Cu-O-Ebenen voneinander unterscheiden, das Bi-2201 mit einer Cu-O-Schicht und einem  $T_c$  von 25 K und das Bi-2223 mit 3 Cu-O-Schichten und einem  $T_c$  von 105 K [17].

Für die technische Anwendung der Hochtemperatursupraleiter spricht ihre hohe Sprungtemperatur, die eine Kühlung mit dem leicht zu handhabenden und preiswerten flüssigen Stickstoff möglich macht. Allerdings sind die Materialien sehr spröde und daher schwer zu längeren Drähten zu verarbeiten, was bislang am besten in einer Kombination von Bi-2223 und Silber gelingt.

Im Jahre 2001 wurde Supraleitung mit einem  $T_c$  von 38 K im System  $MgB_2$  gefunden [18], womit auch die "klassischen" Metall-Legierungen ein höheres  $T_c$  aufweisen können. Dieses Material steht den herkömmlichen Supraleitern näher, weist aber den HTSL-ähnliche supraleitende Parameter auf.

Vom Standpunkt der Theorie aus sind diese Supraleiter eine grosse Herausforderung, da sich in zwei Aspekten Schwierigkeiten mit der klassischen BCS-Theorie ergeben: Zum Einen vermag der klassische Paarungsmechanismus keine Sprungtemperaturen  $> 80$  K zu erklären, zum Anderen zeigen Tunnelexperimente, dass die Energielücke dieser Supraleiter nicht vollständig ausgeprägt ist. Daher gehen die theoretischen und experimentellen Anstrengungen derzeit dahin, den Paarungsmechanismus zu verstehen. Die Suche nach neuen Hochtemperatursupraleitern geht weiter. Diese Suche bleibt empirisch, da es noch keine befriedigende Theorie gibt, die mächtig genug wäre, neue Materialien vorherzusagen (zum Stand der Theorie siehe [19], allgemein zu Eigenschaften der Hochtemperatursupraleiter siehe den allgemeinverständlichen Artikel [20]).

## 4 Versuchsdurchführung

In Ihrer Versuchsdurchführung sollen Sie verschiedene Experimente mit Typ-II-Supraleitern ausführen und dabei charakteristische Kenngrößen dieser Materialien bestimmen.

### 4.1 Vorbereitung

Bereiten Sie den Versuchsaufbau für die Tieftemperaturmessung vor.

Bauen Sie die Probe in die Probenhalterung ein und kontrollieren Sie die Kontakte.

Bereiten Sie den Kryostaten für die Befüllung mit flüssigem Helium vor. Zu Versuchsbeginn wird das Isolationsvakuum bereits ausreichend gut sein.

Evakuieren Sie den He-Vorratsbehälter und den Probenraum und spülen Sie mit He-Gas aus dem Transportbehälter. Wiederholen Sie diese Prozedur einige Male.

Füllen Sie nach Anweisung des Assistenten den Kryostaten mit flüssigem Helium und bestimmen Sie die Füllhöhe.

Erwärmen Sie den Probenraum auf 300 K. Damit verringert sich die Gefahr, dass Gase in dem Raum ausfrieren und Blockaden erzeugen, wenn Sie den Kryostateneinsatz einbauen.

Führen Sie den Kryostateneinsatz mit der Probe in den Kryostaten ein und kühlen ihn auf 4,2 K ab.

### 4.2 Messungen

An folgenden Proben können Messungen des Widerstands und der  $I/U$ -Kennlinien vorgenommen werden:

- Supraleiter erster Art: Pb
- Supraleiter zweiter Art: Nb,  $MgB_2$

Folgende Messungen sollen durchgeführt werden:

- Bestimmung der kritischen Stromdichte im supraleitenden Zustand

Mittels Strom-Spannungs-Kennlinien soll die kritische Stromdichte der Supraleiter bei verschiedenen Temperaturen bestimmt werden. Wählen Sie mindestens 5 Temperaturen unterhalb und auch eine Temperatur oberhalb von  $T_c$  aus, um die Messungen vorzunehmen.

- Kritische Feldkurve

Ermitteln Sie die kritische Feldkurve  $H_c(T)$  der Supraleiter. Das kritische Feld soll für mindestens 6 verschiedene Temperaturen bestimmt werden. Wie können Sie vermeiden, dass die Ergebnisse durch "eingefrorenen Fluss" verfälscht werden?

- Spezifischer Widerstand im Temperaturbereich von  $4,2\text{ K} < T < 300\text{ K}$

Bestimmen Sie den Widerstandsverlauf der Proben für Temperaturen unterhalb der Übergangstemperatur bis Raumtemperatur. Wiederholen Sie die Messungen für verschiedene magnetische Felder. Berechnen Sie den spezifischen Widerstand aus den gemessenen Daten.

- Hinweise zur Durchführung

Aufgrund der eng bemessenen Zeit zur Durchführung des Versuchs ist es erforderlich, dass Sie sich zur Vorbereitung auf den Versuch genau klar machen, wie sie vorgehen wollen, welche Messungen wie durchgeführt werden müssen und welche Parameter für Ihre Auswertung wichtig sind. Protokollieren Sie alle wichtigen Daten und Einzelheiten Ihrer Versuchsdurchführung.

Die Einstellung der Probentemperatur ist ein feinfühleriger Regelprozess. Lassen Sie deshalb der Probe Zeit, um sich thermisch zu stabilisieren und den Temperaturgradienten zwischen Probe und Thermoelement zu minimieren. Ändern Sie die Probentemperatur nicht zu schnell, das System benötigt sonst unnötige Zeit, um sich zu stabilisieren.

Für den Umgang mit Vakuumtechnik und Tieftemperaturtechnik gilt gleichermassen, sich über jeden Schritt vollständig im klaren zu sein und lieber zweimal über eine Handlung nachzudenken. Auch der Einsatz des supraleitenden Magnetsystems will aufgrund der Gefahren beim unsachgemässen Betrieb gut überlegt sein.

### 4.3 Messungen mit der Levitationswaage

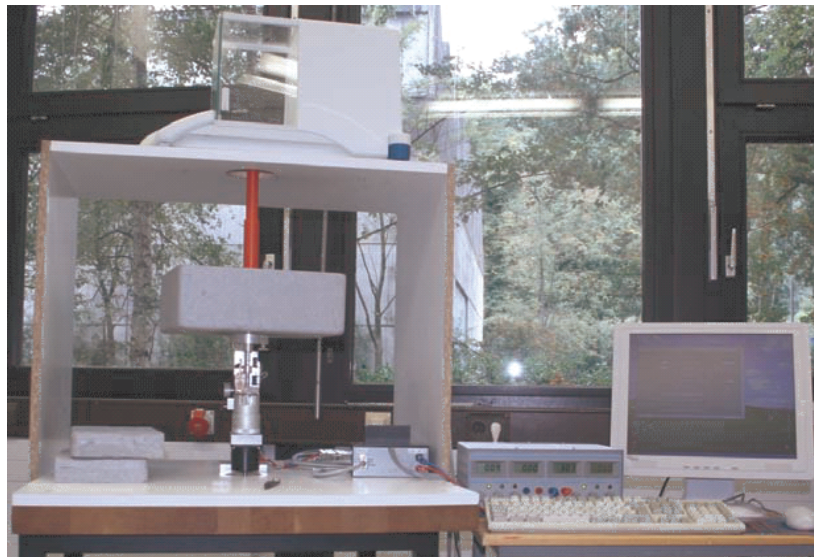


Figure 15: Foto des Versuchsaufbaus der Levitationswaage.

Die supraleitende Levitation gehört zu den faszinierendsten Effekten, die in der Physik demonstriert werden können. Seit der Entdeckung der Hochtemperatursupraleitung Mitte der 1980er Jahre, kann auch der im Vergleich zum Helium deutlich preiswerte Stickstoff als Kühlmittel verwendet werden. Dadurch wurden nicht nur Levitationsexperimente leichter zugänglich, es eröffneten sich auch neue Möglichkeiten zur technischen Anwendung der supraleitenden Levitation. Dazu gehören beispielsweise reibungsfreie Lager, Magnetkupplungen oder supraleitende Magnetschwebbahnen. Im Versuch werden Hochtemperatursupraleiter mit Hilfe der Levitationswaage untersucht, d.h. es wird gemessen, wie sich die Flussschläuche in Hochtemperatur-Supraleitern nach einer Änderung des Magnetfeldes (entsprechend einer Änderung des Abstandes Magnet - Supraleiter) zeitlich verhalten. Aus einer solchen Messung kann das Pinningpotential ermittelt werden. Die folgenden beiden Abbildungen 15 und 16 zeigen nun den Aufbau des Versuchs.

An die eigentliche Waage wird beim Versuch, wie in den Abbildungen vorher zu sehen, der Permanentmagnet gehängt, d.h. die Waage misst die Gewichtskraft des Magneten und die Levitationskraft zwischen Magnet und Supraleiter zusammen. Die Waage wird, wenn der Permanentmagnet mit Halter angehängt ist, genullt. Aufgrund von auftretenden magnetischen Kräften hat man zudem das Problem, dass man nie alleine die Levitationskraft misst. Daher muss jeweils vor der Messung eine Dummymessung ohne Supraleiter gemacht werden und diese immer von der eigentlichen Messung abgezogen werden, um die magnetischen Effekte aus der eigentlichen Kraftmessung zu eliminieren.

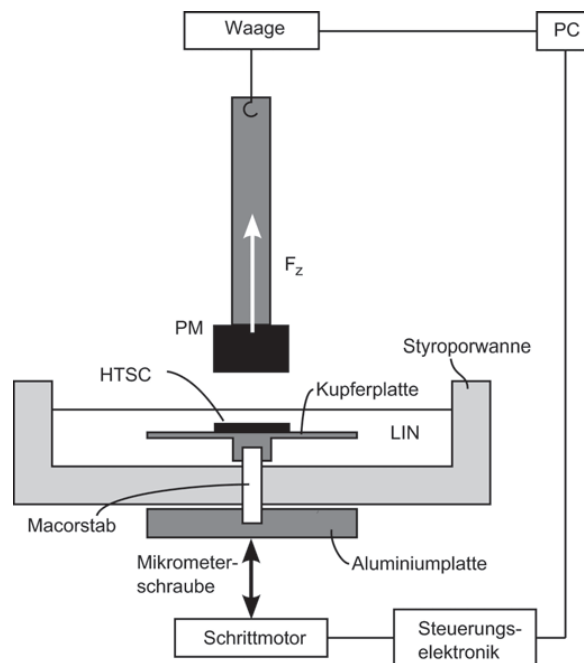


Figure 16: Schematischer Aufbau der Levitationswaage.

Der Wägebereich der Waage beträgt maximal 250 g (2,45 N) mit einer Auflösung von 0,0001 g (1  $\mu$ N) und einer Standardabweichung von 0,0002 g (2  $\mu$ N). Die Waage verfügt über eine RS-232 Schnittstelle, über die die Waage an einen PC angeschlossen werden kann. Somit werden die Messungen, die mit der Waage gemacht werden, direkt auf den PC übertragen und können mit Labview eingelesen werden. Der Waage und dem Permanentmagneten steht der

Supraleiter, der auf einer Kupferplatte befestigt wird, gegenüber. Diese Anordnung befindet sich in einer Styroporwanne, die wir für die jeweiligen Messungen mit ausreichend Stickstoff versorgen müssen. Supraleiter, Kupferplatte und Styroporwanne mit flüssigem Stickstoff sind zusammen von einem Schrittmotor zu bewegen. Mit Hilfe des Schrittmotors wird der Abstand zwischen Permanentmagnet und Supraleiter geändert. Der im Versuch vorhandene Schrittmotor hat hierbei eine Auflösung von  $2,5 \mu\text{m}$  und ist wie die Waage selbst an den PC angeschlossen und wird auch mit Hilfe von Labview gesteuert. Die Steuerung wird im nächsten Abschnitt genauer erklärt.

#### Steuerung und Steuerungssoftware

Die Abbildung 17 zeigt das Graphical User Interface der Steuerungssoftware. Der Versuchsaufbau kann manuell oder automatisch gesteuert werden. Für die eigentliche Messungen ist eine automatische Messung zu bevorzugen. Hierbei müssen nicht die einzelnen Abstände jeweils einzeln angefahren werden, dennoch ist es notwendig, zur Vorbereitung der eigentlichen Messung den Abstand entsprechend manuell einzustellen, wie er jeweils benötigt wird. Über den 'Button Messwertdatei wählen' kann eine Datei angelegt werden, in die sowohl die manuelle also auch die automatische Steuerung die Messwerte schreiben. Im Panel 'aktuelle Werte' wird die aktuelle Position des Schrittmotors und der aktuelle Stand des Timers angezeigt. Das Panel 'letzte Messung' zeigt die zuletzt gemessene Kraft zusammen mit der Position und dem Stand des Timers, an dem die Messung durchgeführt wurde, an. Die au-

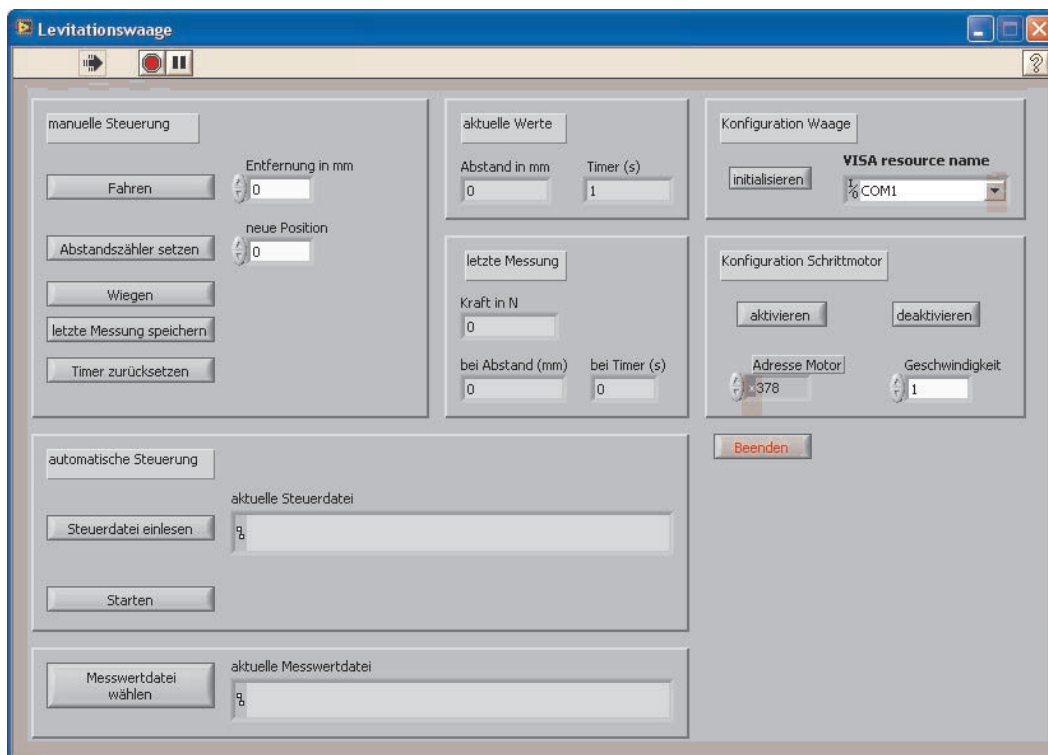


Figure 17: Graphical User Interface der Steuerungssoftware.

tomatische Steuerung arbeitet die Befehle einer Steuerdatei ab, die über den Button 'Steuerdatei einlesen' geladen werden kann. In jeder Zeile kann maximal ein Befehl stehen. Manche Befehle können einen Parameter haben, der nach einem Tabulator auf den Befehl folgt. Es

können folgende Befehle verwendet werden:

\_timer0: setzt dem Timer zurück

\_fahre: Fährt den Probenhalter um die im Parameter angegebene Entfernung. Die Entfernung muss in mm angegeben werden. Bei positiven Angaben fährt der Probenhalter nach unten, bei negativen nach oben.

\_messe: Misst die Kraft und schreibt sie zusammen mit der aktuellen Position und dem aktuellen Stand des Timers in die Messwertdatei.

\_warte: Wartet die Dauer, die als Parameter angegeben ist (in ms).

Hat eine Zeile nicht das Format eines Befehls, so wird sie ignoriert. Dies kann für Kommentare genutzt werden.

Mit diesem Aufbau soll nun das zeitliche Verhalten der Levitationskraft zwischen einem Hochtemperatur-Supraleiter und einem Permanentmagneten gemessen werden. Als Supraleiter verwenden wir deshalb einen YBCO Dünnsfilm (200 nm dick auf einem MgO-Substrat, bedampft mit einer Goldschicht) oder ein dünnes Bi-2212 Scheibchen (1,5 mm dick). Zur Messung fahren wir die Waage auf eine gegebene Position, halten dort und messen die Levitationskraft als Funktion der Zeit. Hierzu sind einige Arbeitsschritte notwendig:

1. Justieren Sie die Waage so, dass zwischen Magnet und Supraleiter ein Abstand von 2 mm bleibt. Fahren Sie von diesem Punkt die Probe um 30 mm nach unten und setzen Sie den Abstandszähler auf 0.
2. Schreiben Sie eine geeignete Steuerdatei, die das zeitliche Verhalten der Levitationskraft in acht verschiedenen Punkten mit einer Dauer von jeweils 60 s misst.
3. Wiederholen Sie die Messung mindestens einmal oder messen Sie in umgekehrter Richtung.
4. Entfernen Sie den Supraleiter und wiederholen Sie die Messung als Dummymessung.
5. Ermitteln Sie das Haftkraftpotential des Supraleiters aus den durchgeführten Messungen.



## 5 Fragen und Aufgaben

1. Schätzen Sie ab, wieviel Energie in dem vorliegendem Magnetsystem gespeichert werden kann. Wieviel Liter Helium könnten durch einen Quench maximal verdampft werden und welche Gasmenge würde dabei entstehen?
2. Begründen sie über den Meissner-Ochsenfeld-Effekt das Entstehen von Levitation!
3. Inwiefern sind die London-Gleichungen bei Supraleitern eine sinnvolle Ergänzung der Maxwell-Gleichungen?
4. Zeigen sie mit Hilfe der Maxwell-Gleichungen aus den London-Gleichungen, dass für ein homogenes Magnetfeld der Stärke  $B_0$  in  $z$ -Richtung, das an der Oberfläche des Supraleiters senkrecht zur  $x$ -Achse anliegt, gilt:

$$B_z(x) = B_0 \cdot e^{-x/\lambda_L} \quad (30)$$

mit  $\lambda_L = \sqrt{\frac{m}{\mu_0 n q^2}}$ .

5. Überlegen sie sich, wie die einzelnen Steuerungsfiles für die einzelnen Messungen aussehen sollten, damit eine sinnvolle Messung möglich ist!

## 6 Literaturhinweise

-Tieftemperaturtechnik

G.K. White: Experimental Techniques in Low-Temperature Physics, (Clarendon Press, Oxford, 1959)

C.F. Squire: Low Temperature Physics, (McGraw-Hill, London, 1953)

R.W. Vance, W.M. Duke (eds.): Applied Cryogenic Engineering, (Wiley, New York, 1962)

-Leitfähigkeit von Festkörpern, Supraleitung

N. W. Ashcroft, N. D. Mermin: Solid State Physics, (Saunders College, Philadelphia, 1988)

H. Ibach, H. Lüth: Festkörperphysik, (Springer, Berlin, 1990)

Ch. Kittel: Einführung in die Festkörperphysik, (Oldenbourg, München, 1973)

W. Buckel: Supraleitung, (VCH, Weinheim, 1994)

K. Kopitzki: Einführung in die Festkörperphysik, (Teubner, Stuttgart, 1993)

## References

- [1] J. G. Bednorz und K. A. Müller, Z. Phys. B **64**, 189 (1986).
- [2] R. Cava *et al.*, Phys. Rev. Lett. **58**, 1676 (1987).
- [3] A. Schilling *et al.*, Nature **362**, 56 (1993); Z. J. Huang *et al.*, Physica C **217**, 1 (1993).
- [4] N.W. Ashcroft und N.D. Mermin: Solid State Physics, (Saunders College, Philadelphia, 1988).
- [5] S. C. Collins, zitiert in : E. A. Lynton, Superconductivity, (Wiley, New York, 1969).
- [6] H. Ibach und H. Lüth: Festkörperphysik, (Springer, Berlin, 1990).

- [7] E. H. Brandt, Rep. Prog. Phys. **58**, 1465 (1995).
- [8] A. A. Abrikosov, Sov. Phys. JETP **5**, 1174 (1957).
- [9] C. P. Bean, Phys. Rev. Lett. **8**, 250 (1962).
- [10] Y. B. Kim, C. F. Hempstead, und A. R. Strnad, Phys. Rev. Lett. **9**, 306 (1962).
- [11] P. W. Anderson und Y. B. Kim, Rev. Mod. Phys. **36**, 39 (1964).
- [12] Y. Yeshurun, A. P. Malozemoff, und A. Shaulov, Rev. Mod. Phys. **68**, 911 (1996).
- [13] A. Riise, T. H. Johansen, H. Bratsberg, und Z. J. Yang, Appl. Phys. Lett. **60**, 2294 (1992).
- [14] F. London und H. London, Physica **2**, 341 (1935).
- [15] V. L. Ginzburg und L. D. Landau, Zh. Eksp Teor. Fiz. **20**, 1064 (1950).
- [16] J. Bardeen, L. N. Cooper und J. R. Schrieffer, Phys. Rev. **108**, 1175 (1957).
- [17] R. J. Cava *et al.*, Physica C **153**, 560 (1988).
- [18] Y. Nagamatsu *et al.*, Nature **410**, 63 (2001).
- [19] D. J. van Harlingen, Rev. Mod. Phys. **67**, 515 (1995).
- [20] B. Batlogg, Physics Today **44**, No. 6, 44 (June 1991).