

Wissenschaftliche Prüfung für das Lehramt  
an Gymnasien im Herbst 1973 in Würzburg

Hermann Rudolf B e t z

Planung und Aufbau eines Praktikumversuches zur Messung der  
kritischen Temperatur und des kritischen Magnetfeldes von Zinn  
beim Übergang in den supraleitenden Zustand.

Professor Dr. G. Landwehr

Fächerverbindung: 1. Fach: Physik  
2. Fach: Mathematik

Inhaltsverzeichnis:

	Seite
Prinzipielle Überlegungen bei der Planung des Versuchsaufbaues für das Fortgeschrittenenpraktikum in Physik	4
Theoretische Grundlagen der Supraleitung	5
I. Geschichtliche Entwicklung der Erforschung der Supraleitung	5
II. Zwei wichtige Phänomene der Supraleitung	7
II.1. Die kritische Temperatur $T_c$	7
II.2. Das kritische Magnetfeld $H_c$	8
III. Elektrodynamische Betrachtung des Supraleitungszustandes	10
III.1. Der ideale Leiter	10
III.2. Der MEISSNER - OCHSENFELD - Effekt	13
III.3. Die LONDON - Gleichungen für einen Supraleiter	14
III.4. Der ideale Diamagnetismus	15
III.5. Entmagnetisierungsfaktor und Einfluß der Geometrie der Probe	16
III.6. Der Zwischenzustand eines Supraleiters	17
IV. Thermodynamische Betrachtung des Supraleitungszustandes	20
IV.1. Die freie Enthalpie des Phasenüberganges	20
IV.2. Die Entropie des Phasenüberganges	21
IV.3. Die spezifische Wärme eines Supraleiters beim Phasenübergang	23
V. Zwei Folgerungen aus den Theorien von PIPPARD und GINZBURG - LANDAU	25
V.1. Die Abhängigkeit der Eindringtiefe von der Temperatur und vom Magnetfeld nach PIPPARD	25
V.2. Der GINZBURG - LANDAU Parameter $\kappa$	26
VI. Der Isotopie - Effekt	29
VII. Kurzer Einblick in die BCS - Theorie	31

	Seite
Beschreibung des Versuchsaufbaues und der Versuchsdurchführung mit Meßergebnissen	33
VIII. Apparatur zum Abkühlen der Zinnprobe und zur Erzeugung der Magnetfelder.	33
VIII.1. Der Kryostat	33
VIII.2. Der Kryostatenkopf mit Flansch	35
VIII.3. Der Spieß mit Zinnprobe, Kupferspule und Kohlewiderstand	36
VIII.3.a. Die Zinnprobe	37
VIII.3.b. Die Kupferspule	38
VIII.3.c. Der Kohlewiderstand	42
VIII.4. Anschluß der Heliumkammer an Vakuumpumpe und Heliumrückleitung	43
IX. Kurze Beschreibung der benutzten Meßgeräte	46
X. Beschreibung der Versuchsdurchführung mit Meßergebnissen	48
X.1. Eichung des Kohlewiderstandes	48
X.2. Bestimmung der kritischen Temperatur von Zinn	50
X.3. Bestimmung des kritischen Magnetfeldes von Zinn in Abhängigkeit von der Temperatur	53
X.4. Sprungpunktverschiebung in Abhängigkeit vom Magnetfeld	55
Schwierigkeiten bei Versuchsaufbau und Durchführung	59
Literaturverzeichnis	62

## Prinzipielle Überlegungen bei der Planung des Versuchsaufbaues für das Fortgeschrittenenpraktikum in Physik

Bei der Planung des Praktikumversuches standen zwei Ausführungsmöglichkeiten zur Diskussion. Erstens, ob man bei der Versuchsdurchführung den Schwerpunkt auf sehr genaue Messungen legen sollte mit einem aufwendigen und komplizierten Aufbau, wie er dazu notwendig wäre, oder ob man den Lehrgehalt in den Vordergrund stellen sollte, d. h. ob man auf einen aufwendigen Versuchsaufbau verzichten sollte zu Gunsten einer klaren und übersichtlichen Versuchsanordnung mit einer möglichst geringen Störanfälligkeit. Da es sich um einen Praktikumsversuch handelt, bei dem fortgeschrittene Studenten einen Einblick in einige Phänomene der Supraleitung erhalten sollen, entschied man sich für die zweite Möglichkeit. Bei welchen Details des Aufbaus diese Überlegungen in die Tat umgesetzt wurden und welche Schwierigkeiten dadurch entstanden, darauf wird im weiteren Verlauf der Arbeit näher eingegangen. Da der Lehrgehalt des Versuchs angesprochen wurde, möchte ich es nicht versäumen, noch kurz die Ziele zu umreißen. Der Student soll einige Phänomene der Supraleitfähigkeit, nämlich die Sprungtemperatur und das kritische Magnetfeld eines Supraleiters, kennenlernen. Außerdem hat er die Möglichkeit, einen Einblick in die Tieftemperaturtechnik und in die Handhabung von flüssigem Stickstoff und flüssigem Helium zu gewinnen.

## Theoretische Grundlagen der Supraleitung

Bevor ich mit der Behandlung der theoretischen Grundlagen der Supraleitung beginne, soll klargestellt werden, daß ich keinen Anspruch auf Vollständigkeit erhebe. Da bei dem Versuchsaufbau ein Supraleiter 1. Art, nämlich Zinn, verwendet wurde, möchte ich mich bei meinen Ausführungen auf diese Art von Supraleitern beschränken und außerdem nur soweit in die Theorie eindringen wie es für das Verständnis des Versuches notwendig ist.

### I. Geschichtliche Entwicklung der Erforschung der Supraleitung

Mit der Verflüssigung des Edelgases Helium, die Heike KAMERLINGH ONNES im Jahre 1908 (1) gelungen war, war ein neuer Temperaturbereich in der Nähe des absoluten Nullpunktes erschlossen worden. Die Siedetemperatur des Heliums beträgt nämlich 4,2 K. Dadurch war man in der Lage den elektrischen Widerstand von Metallen bei Temperaturen zu untersuchen, die weit unter den bis dahin erreichbaren Temperaturen lagen. Bei seinen Messungen stellte ONNES im Jahre 1911 (2) fest, daß der elektrische Widerstand von Quecksilber bei ungefähr 4 K plötzlich sehr stark abnimmt, und es war ihm nicht möglich, den Restwiderstand anzugeben. ONNES nannte dieses Phänomen Supraleitung und er bezeichnete die Temperatur, bei der der Widerstandssprung erfolgte, kritische Temperatur. Damit war die Tür zu einem neuen Teilgebiet der Physik aufgestoßen worden, dessen experimentelle und theoretische Erforschung bis heute anhält. Von all denen, die sich bisher um die Untersuchung der Supraleitung bemüht haben, seien hier einige Namen aufgezählt. 1933 wurde von MEISSNER und OCHSENFELD experimentell nachgewiesen, daß aus dem Inneren eines Supraleiters das Magnetfeld verdrängt wird und daß der Phasenübergang vom normalleitenden zum supraleitenden Zustand reversibel ist. Darauf aufbauend wurde 1934 von GORTER und CASIMIR eine thermodynamische Behandlung des Phasenüberganges entwickelt. Eine elektrodynamische Diskussion wurde 1935 von Fritz und Heinz LONDON durchgeführt. 1950 wurde sowohl von PIPPARD wie auch von GINZBURG und LANDAU die Londonsche Theorie weiter ausgebaut, wobei sie den Begriff der Kohärenzlänge der Suprawellen-

funktion neu in ihre Behandlung aufnahmen. Schließlich gelang es 1957 BARDEEN, COOPER und SCHRIEFFER eine mikroskopische Behandlung der Supraleitung zu entwickeln, wobei sie ihre Theorie auf eine Gitter-Elektronen Wechselwirkung und die dadurch entstehenden Cooper-Paare aufbauten. Diesen drei Physikern wurde 1972 für die nach ihnen benannte BCS-Theorie der Nobelpreis für Physik verliehen.

---

geschichtlicher Abriß nach (2)

## II. Zwei wichtige Phänomene der Supraleitung

### II. 1. Die kritische Temperatur $T_c$ :

Während man heute die Erkenntnis besitzt, daß sich der Widerstand von Metallen in Abhängigkeit von der Temperatur wie folgt verhält:

$$\rho(T) = \rho_0 + \rho_i(T) \quad (3)$$

wobei  $\rho_0$  der Restwiderstand bei  $T = 0 \text{ K}$  und  $\rho_i(T)$  eine temperaturabhängige Funktion des Widerstandes ist, die von dem jeweiligen Material abhängt und die bei Temperaturen  $T \ll \Theta$  ( $\Theta$  Debye Temperatur) mit  $T^5$ , bei Temperaturen  $T \gg \Theta$  dagegen mit  $T$  geht (3), vertrat KAMERLINGH ONNES die Ansicht, daß der Widerstand von Metallen gegen Null geht für  $T \rightarrow 0$ . Er fühlte sich in seiner Theorie bestätigt, als er den spezifischen Widerstand von Metallen bei Temperaturen von einigen Grad Kelvin untersuchte und feststellte, daß bei einer bestimmten Temperatur in der Nähe des absoluten Nullpunktes bei den meisten Metallen der Widerstand plötzlich sehr stark abnahm und er keinen Restwiderstand angeben konnte. Man sagt, daß bei eben dieser Temperatur diese Metalle supraleitend werden, und bezeichnet sie als Supraleiter. ONNES nannte die Temperatur  $T_c$ , bei der der Widerstandssprung auftrat, die kritische Temperatur oder Sprungtemperatur. Bei Zinn liegt der Sprungpunkt bei  $T_c = 3,722 \text{ K}$  (2).

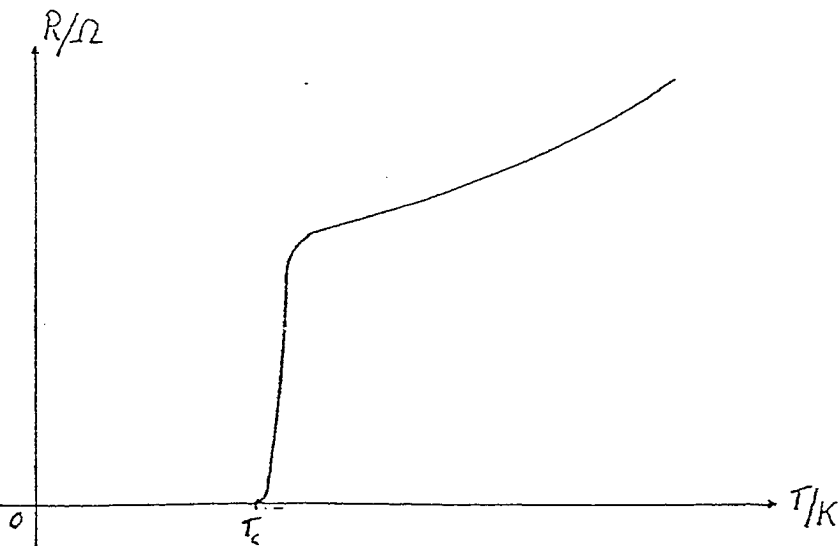


Abb. 1: Widerstandsverlauf eines Supraleiters bei tiefen Temperaturen

Bei der quantitativen Untersuchung des Restwiderstandes eines Metalls im supraleitenden Zustand kam man immer wieder auf das folgende Experiment. In einem Metallring, der auf eine Temperatur  $T < T_c$  abgekühlt und damit supraleitend ist, wird ein Strom  $J(t)$  induziert, der dem folgenden Gesetz genügt:

$$J(t) = J_0 e^{-\frac{Rt}{L}}$$

Dabei ist  $t$  die Zeit,  $J_0$  der Strom zur Zeit  $t=0$ ,  $R$  der Widerstand und  $L$  die Selbstinduktivität des Ringes. Wenn man nun  $J(t)$  und  $t$  mißt und  $L$  bekannt ist, kann man sehr genaue Rückschlüsse auf die Größe von  $R$  ziehen.

Bereits 1924 wurde von KAMERLINGH ONNES und TUYN (2) auf diese Weise eine Reihe von Messungen durchgeführt. In diesem Zusammenhang ist ein Experiment von COLLINS um 1956 erwähnenswert, der einen Metallring unter  $T_c$  abkühlte und in ihm einen Strom induzierte. Dieser Strom floß über zwei Jahre lang, ohne daß sich seine Stärke meßbar änderte. Auf Grund dieser Tatsache gab er für den spezifischen Widerstand im supraleitenden Zustand einen Wert von  $\varrho = 10^{-21} \Omega \cdot \text{cm}$  an (2). 1962 wurde von QUINN und ITTNER ein ähnliches Experiment gestartet, auf Grund dessen sie den spezifischen Widerstand eines Supraleiters mit  $\varrho < 4 \times 10^{-23} \Omega \cdot \text{cm}$  angaben (4) (5). Das bedeutet, daß der Widerstand eines Supraleiters um das  $10^{17}$  fache kleiner ist als der Widerstand von Kupfer bei Zimmertemperatur.

## II. 2. Das kritische Magnetfeld $H_c$

Eine weitere markante Eigenschaft der Supraleitfähigkeit ist die Tatsache, daß unterhalb der kritischen Temperatur  $T_c$  das supraleitende Verhalten durch ein äußeres Magnetfeld bestimmter Größe aufgehoben und der normalleitende Zustand wieder hergestellt werden kann. Das Magnetfeld  $H_c$ , bei dem sich der Übergang vollzieht, heißt kritisches Magnetfeld oder magnetischer Schwellenwert. Die Abhängigkeit des kritischen Magnetfeldes  $H_c$  von der Temperatur  $T$  wird durch ein Polynom beschrieben (2):

$$H_c(T) = H_0 \left[ 1 - \sum_{n=2}^N a_n \left( \frac{T}{T_c} \right)^n \right] \quad \text{II. 2. 1.}$$

Dabei ist  $H_0$  das kritische Magnetfeld bei  $T=0$  K. Der Grund dafür,



daß in diesem Polynom der Term für  $n=1$  gleich Null gesetzt wird, wird im Abschnitt IV. 2. erläutert. Zur Vereinfachung und ohne die Genauigkeit wesentlich zu verschlechtern, wird das Polynom nach dem Term  $n=2$  abgebrochen. Daraus ergibt sich der einfache parabolische Zusammenhang:

$$H_c(T) = H_0 \left[ 1 - \left( \frac{T}{T_c} \right)^2 \right]$$

II. 2. 2.

Für Zinn wird  $H_0$  mit 306 Gauß angegeben (2).

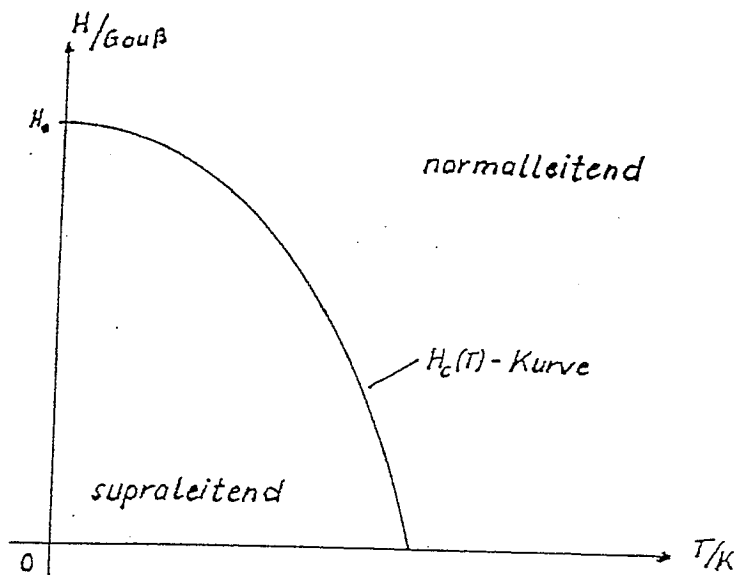


Abb. 2: Abhängigkeit des kritischen Magnetfeldes von der Temperatur

Dieses kritische Magnetfeld kann entweder durch ein äußeres Magnetfeld erzeugt werden oder aber durch den Strom, der den Supraleiter durchfließt. Der Strom  $J_c$ , der den magnetischen Schwellenwert  $H_c$  erzeugt, heißt kritischer Strom. Bei einem langen, zylindrischen Draht vom Radius  $r$  gilt für den kritischen Strom (4):

$$J_c = 2\pi r H_c$$

### III. Elektrodynamische Betrachtung des Supraleitungszustandes

In den nächsten 6 Abschnitten möchte ich einige Phänomene herausgreifen und sie mit Hilfe elektrodynamischer Erkenntnisse diskutieren.

#### III. 1. Der ideale Leiter

In diesem Abschnitt soll untersucht werden, welche Konsequenzen sich für die magnetische Flußdichte  $\vec{B}$  in einem idealen Leiter, dessen Widerstand  $R=0$  ist ( $\rho=0, \sigma=\infty$ ), ergeben. Noch 1933 (2) wurde von BECHER die folgende Betrachtung über einen idealen Leiter ausgeführt im Glauben, damit auch das Verhalten eines Supraleiters richtig charakterisieren zu können.

Wegen der idealen Leitfähigkeit bzw.  $R=0$  ergibt sich für ein Elektron die folgende Bewegungsgleichung:

$$m\dot{\vec{v}} = -e\vec{E} \quad \text{III. 1. 1.}$$

Dabei bedeuten  $m$  und  $e$  die Masse und die Ladung des Elektrons.

Für die Stromdichte  $\vec{j}$  gilt:

$$\vec{j} = -ne\vec{v} \quad \text{III. 1. 2.}$$

Hierbei sei  $n$  die Elektronendichte.

Schließlich folgt aus III.1.1. und III.1.2.

$$\dot{\vec{j}} = \frac{ne^2\vec{E}}{m} \quad \text{III. 1. 3.}$$

Nimmt man an, daß  $\dot{\vec{D}} \ll \dot{\vec{j}}$  und  $\mu_r=1$ , so vereinfachen sich die Maxwell-Gleichungen für Materie

$$\text{rot } \vec{H} = \dot{\vec{D}} + \dot{\vec{j}} ; \text{rot } \vec{E} = -\dot{\vec{B}}$$

auf folgende Gestalt:

$$\text{rot } \vec{B} = \mu_0 \dot{\vec{j}} ; \text{rot } \vec{E} = -\dot{\vec{B}}$$

Aus Gleichung III.1.3. und aus den vereinfachten Maxwell-Gleichungen folgt:

$$\frac{m}{\mu_0 n e^2} \operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{B} = -\dot{\vec{B}}$$

Oder aber

$$\alpha \operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{B} = -\dot{\vec{B}} \quad \text{III. 1. 4.}$$

mit  $\alpha = \frac{m}{\mu_0 n e^2}$

Mit Hilfe der Vektoranalysis und der Maxwell-Gleichung  $\operatorname{div} \vec{B} = 0$  erhält man aus III.1.4.

$$\nabla^2 \vec{B} = \frac{1}{\alpha} \dot{\vec{B}} \quad \text{III. 1. 5.}$$

Die Lösungen von III.1.5. führen zu Werten von  $\vec{B}$ , die exponentiell abklingen, wenn man in die Probe eindringt. Im Jahre 1949 konnte VON LAUE (2) schließlich zeigen, daß dies für alle Probengeometrien gültig ist.

Zur Vereinfachung wollen wir im Folgenden eine halbunendliche Platte betrachten, die sich in x-Richtung erstreckt. Außerdem verlaufe ein gleichförmiges magnetisches Feld parallel zur Platte.

Damit vereinfacht sich III.1.5. zu:

$$\frac{\partial^2 \dot{B}}{\partial x^2} = \frac{1}{\alpha} \dot{B}$$

Die Lösung dieser Differentialgleichung lautet:

$$\dot{B}(x) = \dot{B}(0) e^{-\frac{x}{\sqrt{\alpha}}}$$

wobei  $B(0)$  die magnetische Flußdichte an der Stelle  $x=0$ , d. h. am Rande der Platte, ist.

Aus der Lösung erkennt man, daß  $\dot{B}(x)$  in x-Richtung exponentiell abklingt. Wird nun  $x \gg \sqrt{\alpha}$ , dann folgt, daß  $\dot{B}(x) = 0$  wird, bzw.  $B(x) = \text{const.}$  ist. Dieses Ergebnis besagt aber, daß im Inneren eines idealen Leiters die magnetische Flußdichte mit der Zeit nicht von dem Wert abweichen kann, den sie hatte, als die Probe vollkommen leitend wurde (2). Anders ausgedrückt heißt dies, daß der Übergang vom normalleitenden zum idealleitenden Zustand irreversibel ist.

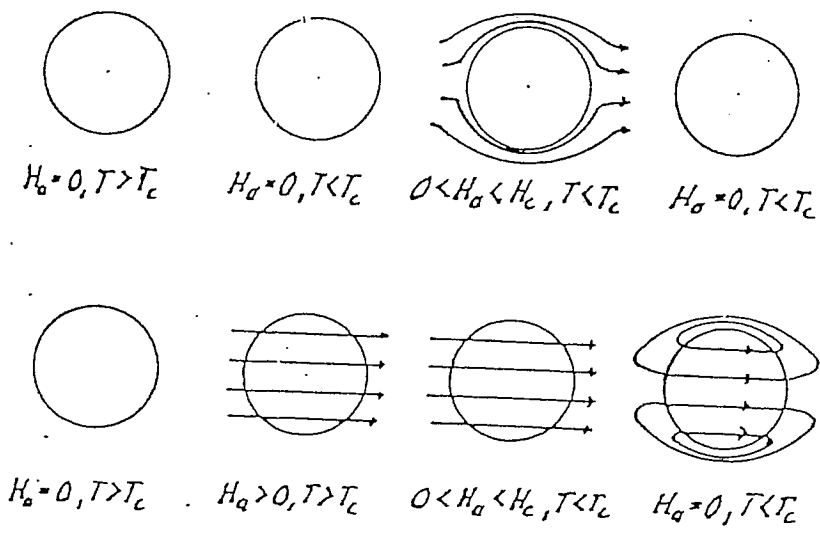


Abb. 3: Abhängigkeit des Endzustandes einer idealleitenden Kugel von der Reihenfolge des Übergangs.

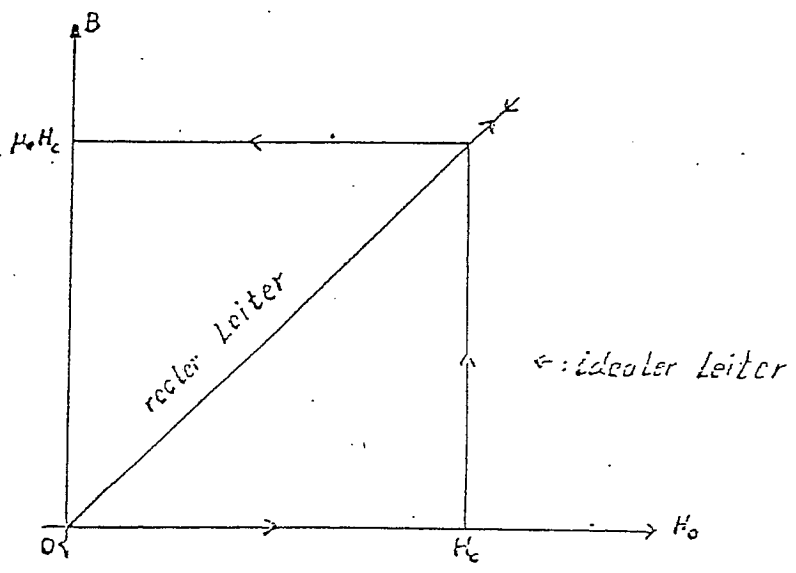


Abb. 4: Irreversibilität des Übergangs vom normalleitenden zum idealleitenden Zustand, gültig für lange zylindrische Proben parallel zu  $H_a$ .

III. 2. Der MEISSNER - OCHSENFELD - Effekt

Noch im gleichen Jahre, in dem BECHER seine Betrachtungen über einen idealen Leiter anstellte, nämlich 1933, gelang es MEISSNER und OCHSENFELD (2) (6) experimentell nachzuweisen, daß aus dem Inneren eines Supraleiters die magnetische Flußdichte immer verdrängt wird. Dies stellten sie bei der Messung der Feldverteilung an kugelförmigen Supraleitern aus Zinn und Blei fest.

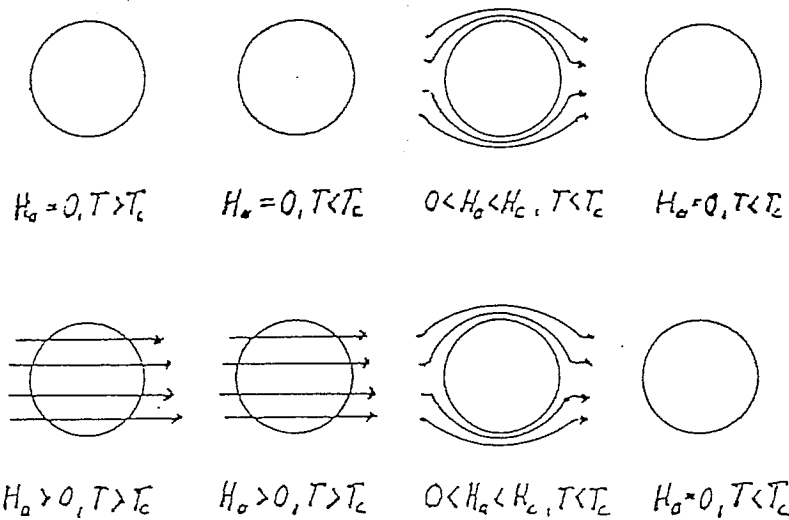


Abb. 5: Der Endzustand eines Supraleiters ist unabhängig von der Reihenfolge des Übergangs.

Der Effekt, daß das magnetische Feld aus dem Inneren eines Supraleiters verdrängt wird, wird nach seinen Entdeckern MEISSNER - OCHSENFELD - Effekt genannt.

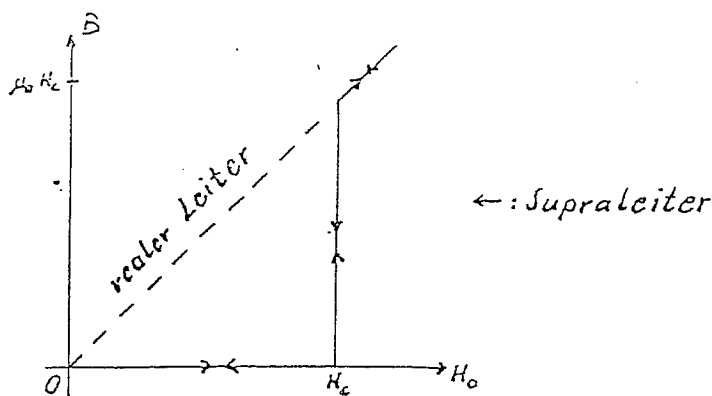


Abb. 6: Reversibilität des Phasenüberganges vom normal- zum supraleitenden Zustand, gültig für eine lange zylinderförmige Probe parallel zu  $H_0$ .

### III. 3. Die LONDON - Gleichungen für einen Supraleiter

Durch die Entdeckung des MEISSNER - OCHSENFELD - Effektes wurde offenkundig, daß die Betrachtungen über einen idealen Leiter auf einen Supraleiter nicht zutreffen. Um dennoch die elektrodynamischen Eigenschaften eines Supraleiters betrachten zu können, schlugen 1935 Fritz und Heinz LONDON (2) vor, den Maxwell - Gleichungen die beiden folgenden Beziehungen hinzuzufügen.

$$\vec{B} = - \frac{m}{ne^2} \operatorname{rot} \vec{J} \quad \text{III. 3. 1.}$$

$$\vec{J} = \frac{ne^2}{m} \vec{E} \quad \text{III. 3. 2.}$$

Mit Hilfe der vereinfachten Maxwell - Gleichungen aus III.1. und III.3.1. folgt:

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{B} = -\mu_0 \frac{ne^2}{m} \vec{B}$$

oder

$$\nabla^2 \vec{B} = \frac{1}{\alpha} \vec{B} \quad \text{III. 3. 3.}$$

mit  $\alpha = \frac{m}{\mu_0 ne^2}$

Die Lösung dieser Gleichung zeigt, daß nicht nur  $\vec{B}$ , sondern auch  $\vec{E}$  im Inneren einer supraleitenden Probe exponentiell abklingt, d. h., daß die London - Gleichungen kein vollständiges Verdrängen der magnetischen Induktion aus dem Inneren eines Supraleiters verlangen.

Auch dieses Ergebnis soll nun unter denen in III.1. gemachten Voraussetzungen auf eine halbumendliche Platte angewendet werden. Dann vereinfacht sich III.3.3. zu

$$\frac{\partial^2 B}{\partial x^2} = \frac{1}{\alpha} B$$

und als Lösung erhält man

$$B(x) = B(0) e^{-\frac{x}{\lambda}} \quad \text{III. 3. 4.}$$

Aus der Lösung erkennt man, daß für ein hinreichend großes  $x$  ( $x \gg \lambda$ )  $B(x) \approx 0$  wird, d. h., daß die Flußdichte aus dem Supraleiter verdrängt

wird. Für  $x=\sqrt{\alpha}$  wird  $B(x)=\frac{1}{e} B(0)$ . Dies besagt, daß für  $x=\sqrt{\alpha}$  die Flußdichte auf den Wert  $\frac{1}{e} B(0)$  abfällt. Dieser Abstand wird als Londonsche Eindringtiefe bezeichnet. Mit  $\alpha=\frac{m}{\mu_0 n e^2}$  erhält man für die Londonsche Eindringtiefe (4):

$$\lambda_L = \sqrt{\frac{m}{\mu_0 n e^2}} \quad \text{III. 3. 5.}$$

Unter den gemachten Voraussetzungen läßt sich die vereinfachte Maxwell - Gleichung  $\text{rot } \vec{B} = \mu_0 \vec{J}$ , wie folgt, schreiben:

$$-\frac{\partial B}{\partial x} = \mu_0 J_y \quad \text{III. 3. 6.}$$

Aus III.3.4. und III.3.6. folgt (4):

$$J_y = \frac{B(0)}{\mu_0 \lambda_L} e^{-\frac{x}{\lambda_L}}$$

oder

$$J_y = J(0) e^{-\frac{x}{\lambda_L}} \quad \text{III. 3. 7.}$$

Dieses Ergebnis besagt, daß der Strom nahe an der Oberfläche der Platte und zwar innerhalb der Eindringtiefe fließt.

Die Existenz der von Fritz und Heinz LONDON theoretisch geforderten Eindringtiefe wurde experimentell bestätigt, wobei jedoch die gemessenen Werte höher liegen als die aus Gleichung III.3.5. berechneten. (2)

#### III. 4. Der ideale Diamagnetismus

Zur Vereinfachung soll im folgenden Abschnitt von der Eindringtiefe, die sich aus der Londonschen Theorie ergibt, abgesehen werden. Weiterhin soll der Supraleiter in Anwesenheit eines äußeren magnetischen Feldes  $\vec{H}_a$  als ein Körper mit innerem magnetischen Feld  $\vec{H}_i$  und Magnetisierung  $\vec{M}$  betrachtet werden, d. h., daß im Inneren des Supraleiters  $\vec{B}_i=0$ ,  $\vec{M} \neq 0$  und  $\vec{H}_i \neq 0$  ist.

Für die Magnetisierung  $\vec{M}$  der Probe gilt:

$$\vec{M} = \kappa \vec{H}_i \quad \text{III. 4. 1.}$$

Dabei bedeutet  $\kappa$  die magnetische Suszeptibilität.

Außerdem gilt:

$$\vec{B}_i = \mu_0 \vec{H}_i + \mu_0 \vec{M}$$

III. 4. 2.

Aus III.4.1. und III.4.2. folgt:

$$\vec{B}_i = \mu_0 (1 + \kappa) \vec{H}_i = \mu_0 \mu_r \vec{H}_i$$

III. 4. 3.

Dabei ist  $\mu_r$  die relative Permeabilität; für sie gilt:

$$\mu_r = 1 + \kappa$$

III. 4. 4.

Nach Voraussetzung ist bei einem Supraleiter  $\vec{B}_i = 0$  bzw.  $\mu_r = 0$ . Daraus folgt, daß ein Supraleiter die ideale diamagnetische Suszeptibilität  $\kappa = -1$  besitzt.

### III. 5. Entmagnetisierungsfaktor und Einfluß der Geometrie der Probe

In den weiteren Betrachtungen soll ein Zusammenhang zwischen der magnetischen Feldstärke  $H_i$  innerhalb eines Supraleiters und der magnetischen Feldstärke  $H_a$  außerhalb gefunden werden. Zur Vereinfachung habe der Supraleiter die Form eines Rotationsellipsoides, das sich in einem zur Hauptachse parallelen Feld befindetet. In diesem Fall ist  $B_i$ ,  $H_i$  und  $M$  konstant und parallel zu  $H_a$ . Auch in diesem Fall soll der Einfluß der Eindringtiefe vernachlässigt werden. Dies ist möglich, wenn man die Abmessungen der Probe groß gegen die Eindringtiefe wählt.

Dann gilt (4):

$$H_i = H_a - nM$$

III. 5. 1.

wobei  $n$  der Entmagnetisierungsfaktor der Probe ist.

Aus  $M = -H_i$  und III.5.1. läßt sich nun ein Zusammenhang zwischen  $M$  und  $H_a$  bzw.  $H_i$  und  $H_a$  ableiten. Es folgt:

$$M = -\frac{1}{1-n} H_a$$

III. 5. 2.

und

$$H_i = \frac{1}{1-n} H_a$$

III. 5. 3.



Für ein Rotationsellipsoid ist  $n$  gegeben durch (4):

$$n = \left(\frac{1}{e^2} - 1\right) \left(\frac{1}{2e} \ln \frac{1+e}{1-e} - 1\right)$$

III. 5. 4.

$e$  heißt Exzentrizität und ist definiert durch  $e = \sqrt{1 - \frac{b^2}{a^2}}$ , wobei  $a$  die große und  $b$  die kleine Halbachse ist. Entartet das Rotationsellipsoid zu einer Kugel, d. h. wird  $a=b$ , dann erhält man für den Entmagnetisierungsfaktor den Wert  $n = \frac{1}{3}$ . Entartet dagegen das Rotationsellipsoid zu einem unendlich langen Zylinder parallel zu  $H_a$ , d. h.  $a \gg b$ , dann wird  $n=0$ .

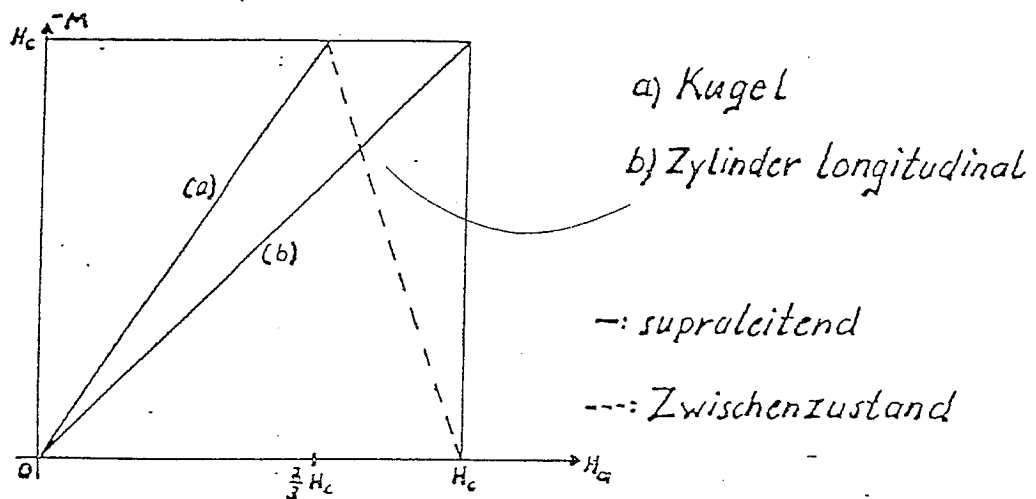


Abb. 7: Magnetisierungskurve für eine Kugel und einen unendlich langen Zylinder parallel zu  $H_a$ .

Dieser Tatsache wurde im praktischen Teil der Arbeit Rechnung getragen, nämlich bei der Herstellung der supraleitenden Probe.

### III. 6. Der Zwischenzustand eines Supraleiters

Zu Beginn sei erwähnt, daß auch in diesem Abschnitt die Eindringtiefe unberücksichtigt bleibt.

Für einen unendlich langen Zylinder parallel zu  $H_a$  ist nach III.5.  $n=0$  und damit  $H_i = H_a$ . Dies bedeutet, daß bei einem äußeren Magnetfeld  $H_a = H_c$  die ganze Probe normalleitend wird.

Anders dagegen verhält es sich bei einem Rotationsellipsoid, für den  $n \neq 0$  ist. Befindet sich dieser in einem Magnetfeld, so wird dieses durch

die Magnetisierung der Probe verzerrt. Aus Stetigkeitsgründen gilt für die Feldverteilung am Äquator: (2)

$$H_{\text{eq}} = H_i = \frac{1}{1-n} H_a \quad \text{III. 6. 1.}$$

und am Pol:

$$\mu_0 H_p = B_i = 0$$

Nimmt man nun an, daß das äußere Feld  $H_a$  anwächst und einen Wert  $H_a = (1-n)H_c$  erreicht, dann folgt daraus mit III.5.3., daß am Äquator

$$H_{\text{eq}} = H_i = H_c \quad \text{III. 6. 2.}$$

wird. Dies bedeutet aber, daß am Äquator die Supraleitung zerstört wird. Die ganze Probe kann jedoch nicht normalleitend werden; denn im normalleitenden Zustand ist  $\mu_r = 1$  und damit  $\kappa = 0$ . Daraus folgt weiter mit III.4. und III.5.1.

$$H_i = H_a = (1-n)H_c$$

oder

$$H_i < H_c$$

Es wäre also im normalleitenden Zustand das innere Magnetfeld kleiner als das kritische Magnetfeld. Deshalb wurde im Jahre 1936 von PEIERLS und F. LONDON (2) gefordert, daß bei einem äußeren Feld  $H_a \geq (1-n)H_c$  die Probe in normalleitende Gebiete mit  $B_i = \mu_0 H_c$  und in supraleitende Gebiete mit  $B_i = 0$  zerfällt. Läßt man nun das äußere Feld  $H_a$  weiter anwachsen, dann nehmen die normalleitenden Gebiete in der Art zu, daß am Äquator  $B_i = \mu_0 H_c$  bleibt.

Bei einem äußeren Feld  $H_a$ , für das  $(1-n)H_c \leq H_a < H_c$  gilt, folgt für die Magnetisierung M:

$$M = -\frac{1}{n}(H_c - H_a) \quad \text{III. 6. 3.}$$

Befindet sich nun ein Supraleiter in einem Feld  $H_a$ , für das  $(1-n)H_c \leq H_a < H_c$  gilt, dann zerfällt er in normalleitende und supra-

leitende Bereiche, und man sagt, daß er sich in einem Zwischenzustand befindet.

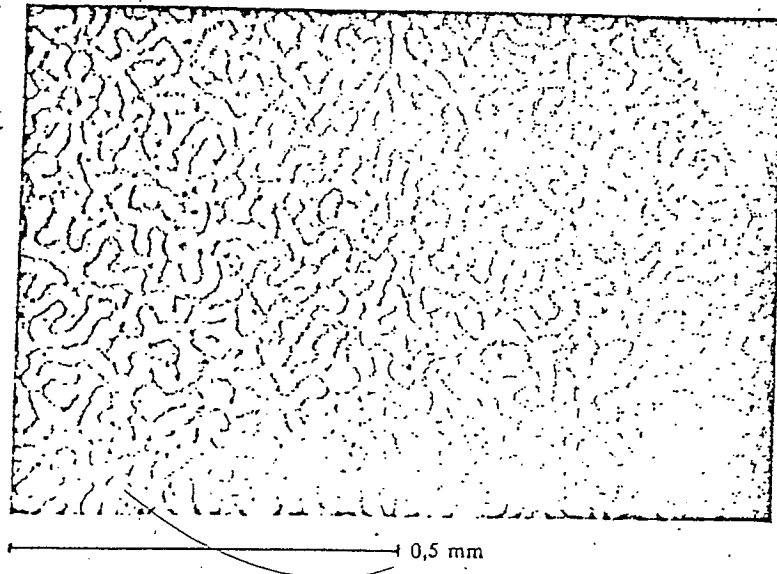


Abb. 8: Abb. 70. Zwischenzustandsstruktur mit Hilfe des Faraday-Effektes aufgenommen. Pb-Schicht  $7 \mu\text{m}$  dick, magneto-optisch aktive Schicht aus EuS und  $\text{EuF}_2$  ca.  $1000 \text{ \AA}$  dick, Magnetfeld  $B = 0,77 B_c$  senkrecht zur Schicht. Die dunklen Stellen entsprechen supraleitenden Bereichen (Wiedergabe mit freundlicher Genehmigung von Herrn Kirchner, Forschungslabor der Fa. Siemens, München).

Diese Abbildung wurde aus (1) entnommen.

IV. Thermodynamische Betrachtung des Supraleitungszustandes

In den nun folgenden Abschnitten möchte ich einige Phänomene, die mit dem Phasenübergang eines Supraleiters verbunden sind, mit thermodynamischen Mitteln diskutieren.

IV. 1. Die freie Enthalpie des Phasenüberganges

Bereits vor der Entdeckung des MEISSNER - OCHSENFELD - Effektes wurde 1924 von KEESOM und 1933 von RUTGERS und EHRENFEST (2) versucht, den Phasenübergang vom normalleitenden zum supraleitenden Zustand thermodynamisch zu behandeln. Jedoch erst, nachdem von MEISSNER und OCHSENFELD die Existenz einer supraleitenden Phase experimentell nachgewiesen worden war, konnte eine vollständige thermodynamische Diskussion des supraleitenden Phasenüberganges von GORTER und CASIMIR (1934) (2) vorgenommen werden.

Im supraleitenden Zustand sei bei einer bestimmten Temperatur  $T < T_c$  und einem äußeren Feld  $H_a = 0$  die freie Enthalpie  $G_s(T, 0)$ . Im normalleitenden Zustand sei sie unter den gleichen Bedingungen  $G_n(T, 0)$ .

Durch die diamagnetische Beschreibung eines Supraleiters, wie sie in III.4. durchgeführt wurde, kann die freie Enthalpie wie folgt dargestellt werden:

$$G_s(T, H_a) = G_s(T, 0) - \int_0^{H_a} dV \int_0^{H_a} \mu_0 M dH_a \quad \text{IV. 1. 1.}$$

Der 2. Term auf der rechten Seite dieser Gleichung stellt die Arbeit dar, die das magnetische Feld an der Probe leistet. Da es sich um einen Supraleiter handelt, ist die Magnetisierung negativ, d. h. die freie Enthalpie eines Supraleiters wächst mit steigendem Magnetfeld. Unter der Annahme, daß die Probe ein Rotationsellipsoid ist, das sich in einem äußeren Feld parallel zur Hauptachse befindet, und daß die magnetische Arbeit nur an den supraleitenden Bereichen geleistet wird, folgt aus IV.1.1. für die freie Enthalpie:

$$G_s(T, H_c) = G_s(T, 0) + V \mu_0 \frac{H_c^2}{2} \quad \text{IV. 1. 2.}$$

Wie in III.6. erwähnt, ist im normalleitenden Zustand  $\mu_r = 1$  und damit  $\kappa = 0$ .

Für die freie Enthalpie bedeutet dies:

$$G_n(T, H_c) = G_n(T, 0)$$

IV. 1. 3.

GORTER und CASIMIR gehen nun davon aus, daß zwei Phasen im Gleichgewicht sind, wenn ihre freien Enthalpien gleich sind. Damit ist es nun möglich, aus IV.1.2. und IV.1.3. eine Gleichgewichtsbedingung für  $H_c(T)$  abzuleiten. Es gilt:

$$G_s(T, H_c) = G_n(T, H_c)$$

IV. 1. 4.

Mit IV.1.2. und IV.1.3. folgt:

$$G_s(T, 0) + V\mu_0 \frac{H_c^2}{2} = G_n(T, 0)$$

oder

$$G_n(T, 0) - G_s(T, 0) = V\mu_0 \frac{H_c^2}{2}$$

IV. 1. 5.

Daraus kann man eine Gleichung für  $H_c(T)$  bestimmen:

$$H_c(T) = \left[ \frac{2}{V\mu_0} (G_n(T, 0) - G_s(T, 0)) \right]^{1/2}$$

IV. 1. 6.

#### IV. 2. Die Entropie des Phasenüberganges

Aus der Thermodynamik ist bekannt, daß die freie Enthalpie  $G$  und die Entropie  $S$  durch

$$S = - \left( \frac{\partial G}{\partial T} \right)_{H, P}$$

IV. 2. 1.

miteinander verbunden sind, wenn man den Druck  $p$  und das magnetische Feld  $H$  konstant hält. Differenziert man nun IV.1.5. nach der Temperatur  $T$  bei konstantem Druck und konstantem Magnetfeld, so erhält man:

$$\left( \frac{\partial G_n(T, 0)}{\partial T} \right)_{H, P} - \left( \frac{\partial G_s(T, 0)}{\partial T} \right)_{H, P} = V\mu_0 H_c \left( \frac{\partial H_c}{\partial T} \right)_{H, P}$$

oder mit IV.2.1.

$$S_n - S_s = - V\mu_0 H_c \left( \frac{\partial H_c}{\partial T} \right)_{H, P}$$

IV. 2. 2.

Aus IV.2.2. erkennt man:

- a) Läßt man  $T \rightarrow T_c$  und damit  $H_c \rightarrow 0$  streben, dann geht auch  $S_n - S_s$  gegen Null, d. h. die Entropien der normalleitenden und der supraleitenden Phase sind bei  $T=T_c$  gleich, wenn das äußere Feld verschwindet.
- b) Bei einer Temperatur  $T$ , für die  $0 < T < T_c$  gilt, ist  $H_c > 0$  und  $\frac{\partial H_c}{\partial T} < 0$ , wie aus Abb. 2 ersichtlich ist. Daraus folgt, daß in diesem Temperaturbereich  $S_n - S_s$  positiv ist, oder daß die Entropie des supraleitenden Zustandes kleiner ist als die des normalleitenden. Diese Tatsache aber ordnet der supraleitenden Phase einen höheren Ordnungsgrad zu als der normalleitenden Phase.
- c) Aus dem 3. Hauptsatz der Thermodynamik, dem Nernstschen Hauptsatz, folgt, daß für die Entropien bei  $T=0$  gilt:  $S_n - S_s = 0$  (2').

Aus a), b) und c) ersieht man, daß die Entropiedifferenz  $\Delta S = S_n - S_s$  in dem Temperaturbereich  $0 < T < T_c$  einen Extremwert durchlaufen muß. An dieser Stelle sei nochmals auf II.2. hingewiesen, wo die Temperaturabhängigkeit des kritischen Magnetfeldes  $H_c$  durch ein Polynom eingeführt wurde.

$$H_c(T) = H_0 \left[ 1 - \sum_{n=1}^N a_n \left( \frac{T}{T_c} \right)^n \right]$$

Nach den vorausgegangenen Betrachtungen kann man nun erkennen, warum der Term für  $n=1$  gleich Null gesetzt wurde. Es ist nämlich aus IV.2.2. ersichtlich, daß ohne diese Maßnahme der 3. Hauptsatz der Thermodynamik nicht erfüllt würde.

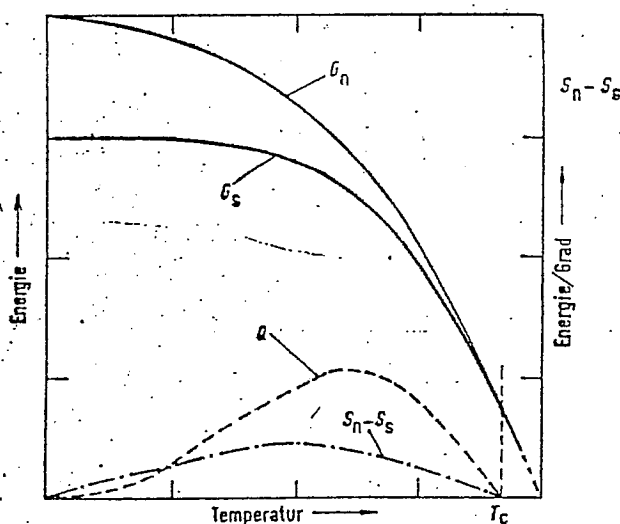


Abb. 48. Gibbs-Funktionen  $G_n$  und  $G_s$ , Entropiedifferenz und Umwandlungswärme in Abhängigkeit von der Temperatur.

Zahlenbeispiel für Sn:

$$T_c = 3,72 \text{ K}$$

$$(G_n - G_s)_{T=0} = 5 \cdot 10^{-3} \text{ Ws}$$

$$(S_n - S_s)_{\text{max}} = 2,28 \cdot 10^{-3} \text{ Ws/grad}$$

$$Q_{\text{max}} = 5 \cdot 10^{-3} \text{ Ws}$$

Abb. 9: entnommen (1)

IV. 3. Die spezifische Wärme eines Supraleiters beim Phasenübergang

In diesem letzten Abschnitt im Rahmen der thermodynamischen Diskussion sollen noch einige Betrachtungen über die spezifischen Wärmen eines Supraleiters angestellt werden.

Nach (4) ist die spezifische Wärme  $C$  durch

$$C = T \frac{\partial S}{\partial T} \quad \text{IV. 3. 1.}$$

gegeben, wobei  $S$  die Entropie bedeutet.

Differenziert man nun IV.2.2. nach der Temperatur  $T$ , so erhält man:

$$\frac{\partial S_n}{\partial T} - \frac{\partial S_s}{\partial T} = -V\mu_0 \frac{\partial [H_c (\frac{\partial H_c}{\partial T})_{H,P}]}{\partial T}$$

$$\frac{\partial S_n}{\partial T} - \frac{\partial S_s}{\partial T} = -V\mu_0 \left[ \left( \frac{\partial H_c}{\partial T} \right)_{H,P} \left( \frac{\partial H_c}{\partial T} \right)_{H,P} + H_c \left( \frac{\partial^2 H_c}{\partial T^2} \right)_{H,P} \right]$$

oder

$$\frac{\partial S_s}{\partial T} - \frac{\partial S_n}{\partial T} = V\mu_0 \left[ \left( \frac{\partial H_c}{\partial T} \right)_{H,P}^2 + H_c \left( \frac{\partial^2 H_c}{\partial T^2} \right)_{H,P} \right] \quad \text{IV. 3. 2.}$$

Insgesamt folgt aus IV.3.1. und IV.3.2. für die Differenz der spezifischen Wärmen der normalleitenden und der supraleitenden Phase:

$$C_s - C_n = TV\mu_0 \left[ \left( \frac{\partial H_c}{\partial T} \right)_{H,P}^2 + H_c \left( \frac{\partial^2 H_c}{\partial T^2} \right)_{H,P} \right] \quad \text{IV. 3. 3.}$$

Läßt man nun die Temperatur  $T$  den Bereich zwischen  $T=0$  und  $T=T_c$  durchlaufen, so erhält man für die spezifischen Wärmen folgende Aussagen:

a) Bei der Temperatur  $T=T_c$  wird  $H_c=0$  und man erhält aus IV.3.3.

$$(C_s - C_n)_{T=T_c} = TV\mu_0 \left( \frac{\partial H_c}{\partial T} \right)_{H,P,T=T_c}^2 \quad \text{IV. 3. 4.}$$

Diese Beziehung wird als "RUTGERS - Formel" bezeichnet (1). Sie besagt einerseits, daß bei  $T=T_c$  für die spezifischen Wärmen  $C_s > C_n$  gilt, und andererseits, daß die spezifische Wärme bei  $T=T_c$  einen Sprung macht.

- b) Im Abschnitt IV.2. wurde gezeigt, daß die Entropiedifferenz in dem Temperaturbereich  $0 < T < T_c$  ein Maximum durchläuft. Aus IV.3.1. folgt, daß die spezifischen Wärmen genau bei der Temperatur gleich sind, bei welcher die Entropiedifferenz das Maximum annimmt.
- c) Bei tieferen Temperaturen wird  $C_B < C_A$ . Läßt man die Temperatur schließlich gegen Null gehen, so streben auch beide spezifischen Wärmen gegen Null (2).

Abb. 49. Spezifische Wärme von Zinn als Funktion der Temperatur.  
 o.o.o.o. ohne äußeres Magnetfeld  
 ●●●● in überkritischem Feld  $B > B_c$   
 - - - - Gitterbeitrag  
 ..... Elektronenbeitrag }  $B > B_0$   
 (nach [59]).

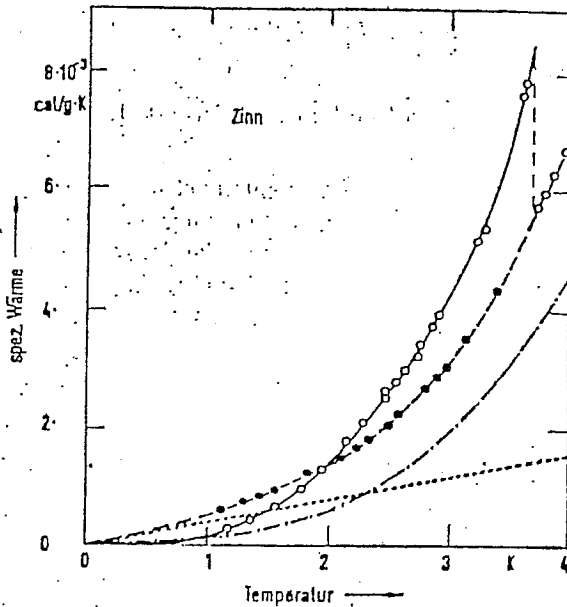


Abb. 10: entnommen (1)



V. Zwei Folgerungen aus den Theorien von PIPPARD und GINZBURG - LANDAU

In den beiden folgenden Abschnitten möchte ich zwei Phänomene der Supraleitung herausgreifen und sie nach der Theorie von PIPPARD bzw. der Theorie von GINZBURG und LANDAU kurz diskutieren.

V. 1. Die Abhängigkeit der Eindringtiefe von der Temperatur und vom Magnetfeld nach PIPPARD

Bei der Diskussion der LONDON - Gleichungen für einen Supraleiter in III.3. wurde als ein Ergebnis erarbeitet, daß ein äußeres Magnetfeld bis zu einer bestimmten Tiefe in einen Supraleiter eindringt. Diese Eindringtiefe ist nach III.3.5. durch

$$\lambda = \left( \frac{m}{\mu_0 n e^2} \right)^{1/2}$$

gegeben, wobei  $n$  die Zahl der supraleitenden Elektronen angibt. Es ist vernünftig anzunehmen, daß die Zahl der supraleitenden Elektronen mit der Temperatur variiert. Diese Tatsache wurde von GORTER und CASIMIR aufgegriffen und wie folgt zum Ausdruck gebracht (2):

$$n(T) = W(T)n(0)$$

V. 1. 1.

Hierbei ist  $W(T)$  ein Ordnungsparameter und  $n(0)$  die Zahl der supraleitenden Elektronen bei  $T=0$ . Die Temperaturabhängigkeit des Ordnungsparameters geben GORTER und CASIMIR wie folgt an (2):

$$W(T) = 1 - \left( \frac{T}{T_c} \right)^4$$

V. 1. 2.

Verknüpft man V.1.1. und V.1.2. miteinander, so erhält man für die Eindringtiefe  $\lambda$  :

$$\lambda(T) = \lambda(0) \left[ 1 - \left( \frac{T}{T_c} \right)^4 \right]^{-1/2}$$

V. 1. 3.

mit  $\lambda(0) = \left( \frac{m}{\mu_0 n(0) e^2} \right)^{1/2}$

Für Zinn beträgt  $\lambda(0) = 5,1 \cdot 10^{-6}$  cm (1).

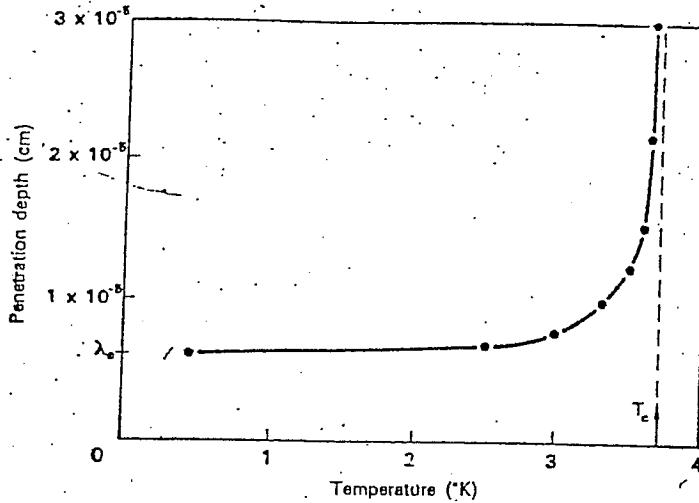


Abb. 11: Abhängigkeit der Eindringtiefe von der Temperatur bei Zinn (nach Schawlow und Devlin).

Entnommen aus (4)

Neben der Abhängigkeit der Eindringtiefe von der Temperatur konnte PIPPARD auch feststellen, daß sich die Eindringtiefe mit dem äußeren Magnetfeld ändert. Und zwar ist diese Abhängigkeit dadurch gekennzeichnet, daß  $\lambda$  mit wachsendem Magnetfeld größer wird.

Um den Unterschied zwischen der Londonschen Eindringtiefe, die als konstant eingeführt wurde, und der Eindringtiefe nach PIPPARD zu verstehen, muß man die Aussagekraft der LONDON - Gleichungen beachten. Sie sollen nämlich keine exakten Ausdrücke für bestimmte physikalische Gesetze darstellen, sondern sie wurden von LONDON ohne physikalischen Hintergrund so eingeführt, daß damit der MEISSNER - OCHSENFELD - Effekt möglichst gut beschrieben werden konnte.

V. 2. Der GINZBURG - LANDAU Parameter  $\kappa$

In allen bisherigen Diskussionen wurden nur Supraleiter 1. Art behandelt. Deshalb soll nun in diesem Abschnitt ein Zusammenhang zwischen Supraleitern 1. Art und 2. Art hergestellt werden.

Zunächst soll die Definition des Parameters  $\kappa$  angegeben werden(1):

$$\kappa = \frac{\lambda}{\xi_0}$$

V. 2. 1.

In dieser Definition heißt  $\xi$  die Ginzburg - Landausche Kohärenzlänge. Sie gibt einen Zusammenhang zwischen der Wechselwirkung der supraleitenden Elektronen untereinander und ihrer Dichte an.

Um aber den Zusammenhang zwischen den beiden Arten von Supraleitern herstellen zu können, ist es notwendig, an Hand einiger Merkmale den Supraleiter 2. Art zu charakterisieren:

- a) Der Supraleiter 2. Art besitzt eine negative Oberflächenenergie.
- b) Auf Grund dieser Tatsache ergeben sich folgende Konsequenzen für die Magnetisierungskurve. Bei einem unendlichen Zylinder parallel zum äußeren Feld  $H_a$  existiert ein vollständiger MEISSNER - OCHSEN-FELD - Effekt nur bis zu einem Feld  $H_a = H_{c1} < H_c$ . Außerdem geht die Magnetisierung  $M$  erst bei einem Feld  $H_a = H_{c2} > H_c$  auf Null zurück. ( $H_c$ : vgl. IV.1.5.)

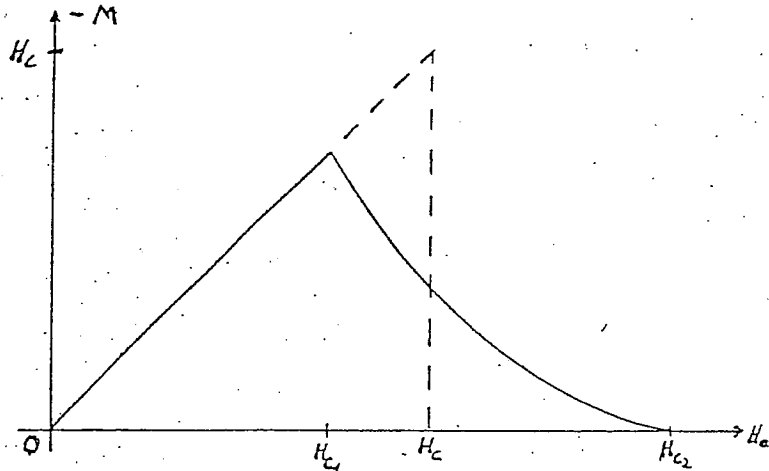


Abb. 12: Magnetisierungskurve eines Supraleiters 2. Art (unendlicher Zylinder parallel zu  $H_a$ )  
(vgl. Abb. 7)

Mit Hilfe des Parameters  $\kappa$  lassen sich die unter b) erwähnten Felder  $H_{c1}$  und  $H_{c2}$  beschreiben (2):

für  $\kappa \gg 1$ : 
$$H_{c1} = \frac{1}{\sqrt{2}\kappa} (\ln \kappa + 0,08) H_c \quad \text{V. 2. 2.}$$

$$H_{c2} = \sqrt{2} \kappa H_c \quad \text{V. 2. 3.}$$

Nach (1) wird der Übergang vom Supraleiter 1. Art zum Supraleiter 2. Art durch

$$H_{c2} \gg H_c \quad \text{V. 2. 4.}$$

festgelegt.

Durch V.2.3. und V. 2.4. ist es möglich, die Art der Supraleitung allein durch den Parameter  $K$  festzulegen:

$$K < \frac{1}{\sqrt{2}}$$

Supraleiter 1. Art

$$K > \frac{1}{\sqrt{2}}$$

Supraleiter 2. Art

VI. Der Isotopie - Effekt

Bereits im Jahre 1922 (1) wurde von KAMERLINGH ONNES die Frage untersucht, ob die Supraleitung von der Kernmasse eines Atoms beeinflusst wird. Er war jedoch nicht in der Lage, mit den ihm zur Verfügung stehenden Mitteln einen Zusammenhang festzustellen. Erst 1950 wurde unabhängig voneinander sowohl von MAXWELL (2)(8) wie auch von REYNOLDS et al. (2)(8)(9) entdeckt, daß sich die kritische Temperatur  $T_c$  von Quecksilberisotopen mit der Isotopenmasse  $M$  ändert.

$$T_c M^a = const.$$

VI. 1.

Dabei hat  $a$  ungefähr den Wert  $\frac{1}{2}$ .

VI.1. besagt, daß die Sprungtemperatur mit wachsender Isotopenmasse sinkt. Es zeigte sich, daß für fast alle Nichtübergangsmetalle die Meßwerte mit  $a = \frac{1}{2}$  sehr gut übereinstimmen. Für andere Substanzen wurden erhebliche Abweichungen von  $a = \frac{1}{2}$  festgestellt. So wurde z. B. für Ruthenium von FINNEMORE und MAPOTHER (2)(10) ein Wert für  $a$  in der Größenordnung von  $a < 0,05$  angegeben. Für Uran wurde sogar  $a = -2,2$  (1) gemessen, was eine Umkehrung des Isotopie - Effektes bedeutet.

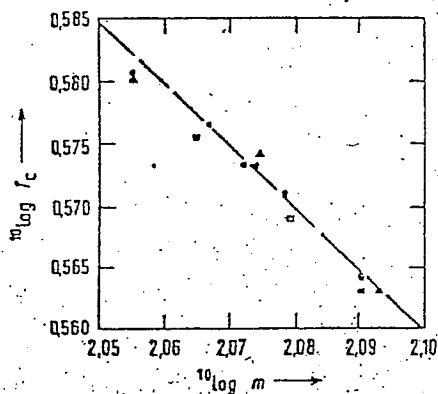


Abb. 22. Isotopeneffekt für Zinn.  
 O Maxwell; □ Lock, Pippard und Shoenberg; Δ Scribner, Reynolds und Lohman (nach [24]).

Abb. 13: entnommen (1)

Wie man aus II.2.1. ansehen kann, spielt bei der Abhängigkeit des kritischen Magnetfeldes  $H_c$  von der Temperatur  $T$  die Sprungtemperatur  $T_c$  eine Rolle. Es ist also richtig, auch einen Zusammenhang zwischen  $H_c$  und der Isotopenmasse anzunehmen. Im Jahre 1951 wurde von LOCK et al. (2) gefunden, daß für alle Zinnisotope II.2.1. in sehr guter Näherung  $H_c(T)$

durch

$$H_c(T) = H_0 \left[ 1 - 1.0720 \left( \frac{T}{T_c} \right)^2 - 0.0944 \left( \frac{T}{T_c} \right)^4 + 0.3325 \left( \frac{T}{T_c} \right)^6 - 0.1660 \left( \frac{T}{T_c} \right)^8 \right]$$

dargestellt werden kann.

Die Entdeckung des Isotopie - Effektes war von ganz besonderer Bedeutung. Während bisher die Entstehung eines supraleitenden Zustandes allein den Elektronen zugeschrieben wurde, kam man durch diese Entdeckung zu einer ganz neuen Erkenntnis. Da die Isotopenmasse sich nur auf das Phononenspektrum des Gitters auswirkt, wurde klar, daß die Supraleitung auf einer Wechselwirkung zwischen Elektronen und Gitter beruhen muß. Damit war festgelegt, auf welche Weise eine mikroskopische Beschreibung der Supraleitung erfolgen mußte.

## VIII. Kurzer Einblick in die BCS - Theorie

Angeregt durch die Entdeckung des Isotopie - Effektes entwickelten BAARDEN, COOPER und SCHRIEFFER in den Jahren 1956 bis 1957 eine mikroskopische Theorie der Supraleitung, die nach ihren Begründern BCS - Theorie genannt wird. Bei ihren Überlegungen stützten sie sich auf die neu gewonnene Erkenntnis, daß bei der Supraleitung eine Wechselwirkung zwischen Elektronen und Gitter eine entscheidende Rolle spielt.

Bewegt sich ein Elektron durch ein Gitter, so werden durch das Elektron die positiven Ladungen des Gitters aus ihrer Ruhelage ausgelenkt, d. h. das Gitter wird polarisiert. Wenn sich nun ein zweites Elektron in diesem Gitter bewegt, so wird dieses durch die Polarisation des Gitters beeinflußt. COOPER konnte nun als erster zeigen, daß es für die Gesamtenergie des Systems am günstigsten ist, wenn sich zwei Elektronen mit entgegengesetztem Impuls und Spin zu einem Paar vereinigen. Diese Paare bezeichnet man als COOPER - Paare  $\{\vec{p}_1, -\vec{p}_1\}$ .

Wie diese Paarbildung möglich ist, soll an zwei Beispielen erläutert werden:

- a) Auf eine elastische Membrane werden zwei Kugeln gelegt. Diese deformieren auf Grund ihres Gewichtes die Membrane, was einer Polarisation des Gitters entspricht. Es ist klar, daß die Gesamtenergie des Systems dann verringert wird, wenn die beiden Kugeln in einer einzigen Mulde liegen. Durch ein tieferes Einsinken wird nämlich die potentielle Energie verkleinert. Es existiert also mittels der Membrane eine Wechselwirkung zwischen den Kugeln, die zu einem gebundenen Zustand führt.
- b) Als nächstes soll ein  $H_2^+$  - Molekül, d. h. ein positiv geladenes  $H_2$  Molekül betrachtet werden. Dieses System besteht aus zwei Protonen und einem Elektron. Sind die beiden Protonen entsprechend weit entfernt, so befindet sich das Elektron bei einem der beiden Protonen. Nähert man aber die beiden Protonen einander an, so ist das Elektron in der Lage, von einem Proton zum anderen zu springen, d. h. das Elektron gehört beiden Protonen an. Wie aus der Quantenmechanik bekannt ist, wird dadurch die Energie des Systems verringert. Die beiden Protonen befinden sich also durch das Elektron in einem gebundenen Zustand.

Auf Grund dieser Überlegungen können wir auch die anziehende Wechsel-

wirkung zwischen Leitungselektronen in einem Metall verstehen. An Stelle des Elektrons aus dem zweiten Beispiel treten bei einer Wechselwirkung zwischen Leitungselektronen die sogenannten Phononen. Bei den Phononen handelt es sich um Gitterschwingungen. Ein Elektron kann also in einem Gitter mit einem anderen dadurch in Wechselwirkung treten, daß es mit diesem Phononen austauscht, und man erhält die sogenannten COOPER - Paare.

Ein weiterer Grundgedanke neben der Paarbildung, der in der BCS - Theorie zum Ausdruck kommt, ist die Tatsache, daß alle Paare einen einzigen quantenmechanischen Zustand besetzen. Bringt man nun die COOPER - Paare in ein elektrisches Feld, so werden sie beschleunigt und erhalten eine bestimmte kinetische Energie, die für alle gleich ist. Dies bedeutet, daß ein einzelnes Paar unmöglich mit dem Gitter in Wechselwirkung treten kann. Dadurch ist ein widerstandsloser Ladungstransport gewährleistet.

Die Stabilität der gebundenen Zustände, wie sie die COOPER - Paare darstellen, ist jedoch nicht unbegrenzt. Erhöht man nämlich das elektrische Feld, so werden die Paare so lang beschleunigt, bis ihre kinetische Energie größer ist als ihre Bindungsenergie, und die Paare werden aufgebrochen. Dadurch tritt oberhalb einer bestimmten Energie eine Wechselwirkung mit dem Gitter ein und der supraleitende Zustand ist aufgehoben.

Wenn man die wichtigsten Grundgedanken der BCS - Theorie nochmals zusammen faßt, so erhält man zwei Aussagen:

- 1) Im supraleitenden Zustand verbindet sich ein Teil der Leitungselektronen zu COOPER - Paaren.
- 2) Alle COOPER - Paare besetzen einen Quantenzustand.



## Beschreibung des Versuchsaufbaues und der Versuchsdurchführung mit Meßergebnissen

Während im ersten Teil der Arbeit die theoretischen Grundlagen der Supraleitung, soweit sie für das Verständnis des Versuchs notwendig sind, dargelegt wurden, sollen nun im weiteren Verlauf die einzelnen Bauteile der Versuchsanordnung beschrieben und ihr Verwendungszweck erläutert werden. Außerdem erfolgt eine genaue Beschreibung der Versuchsdurchführung und der dabei erzielten Meßergebnisse.

### VIII. Apparatur zum Abkühlen der Zinnprobe und zur Erzeugung der Magnetfelder

In diesem Kapitel sollen die einzelnen Bauteile und ihr Verwendungszweck erläutert und außerdem beschrieben werden, wie die einzelnen Teile aneinander gekoppelt sind.

#### VIII. 1. Der Kryostat

Bei der Auswahl des Kryostaten, der bei dem Versuch verwendet werden sollte, standen zwei Arten zur Diskussion: erstens ein Metallkryostat und zum anderen ein Kryostat aus Glas. Da man - wie in der Einleitung bereits erwähnt - bei der Versuchsanordnung die Anschaulichkeit der Apparatur in den Vordergrund stellen wollte, fiel die Wahl auf einen Glas-kryostaten. Dieser Kryostat besteht aus vier voneinander unabhängigen Gefäßen. Zwei von ihnen dienen als Vakuumkammern zur Isolation gegen Wärmeleitung, eine zur Aufnahme von flüssigem Stickstoff zum Vorkühlen und eine zur Aufnahme von flüssigem Helium, um darin die zu untersuchende Probe auf Temperaturen abkühlen zu können, die unter ihrer Sprungtemperatur  $T_c$  liegen. Diese vier Kammern sind von außen nach innen wie folgt angeordnet (siehe Abb. 14):

1. Isolationsvakuum 2. Stickstoffgefäß 3. Isolationsvakuum 4. Heliumbehälter  
Zur Evakuierung der Isolationskammern sind diese beiden jeweils mit einem Glashahn versehen.

Während die Glaskryostaten meist vollständig verspiegelt werden, um das Helium vor Wärmestrahlung zu schützen und dadurch die Verdampfungsrates möglichst klein zu halten, wurde bei diesem Versuch auf eine solche Maßnahme verzichtet. Dies führt zwar bei der Versuchsdurchführung zu einem erhöhten Heliumverbrauch, andererseits aber wird dem Studenten ein Einblick in den Kryostaten ermöglicht, und er kann die Vorgänge beim Überhebern des Heliums in den Glaskryostaten, sowie den Übergang vom normalen zum superfluiden Helium beobachten.

Um jedoch den Studenten bei einem etwaigen Zerspringen des Kryostaten während des Versuchs vor Glassplittern zu schützen, wurde der Glaskryostat mit Tesaband so beklebt, daß beim Zerspringen entstehende Splitter zusammengehalten werden und dennoch die Möglichkeit zur Beobachtung erhalten bleibt.

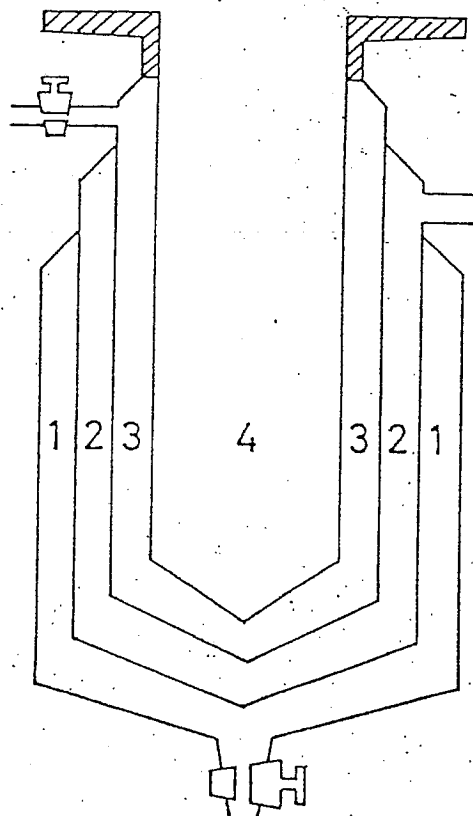


Abb. 14: Schematische Darstellung des Glaskryostaten.  
Schnitt längs der Zylinderachse.

VIII. 2. Der Kryostatenkopf mit Flansch

Ein weiteres wichtiges Bauteil der Versuchsanordnung neben dem Kryostaten ist der sogenannte Kryostatenkopf. Er besteht aus einem Messingzylinder, dessen eine Seite offen, während die andere mit einer Messingplatte verschlossen ist. Seine Bedeutung liegt darin, daß an ihm all diejenigen Teile, die in das Heliumbad getaucht werden müssen, angebracht sind. Um welche Teile es sich dabei handelt und wie sie an dem Kopf befestigt sind, darauf wird in Abschnitt VIII.3. genauer eingegangen. Eine weitere Aufgabe des Kopfes besteht darin, daß durch ihn die Verbindung zwischen der Heliumkammer bzw. dem Heliumbad und den sich darin befindenden Teilen und den Apparaturen und Geräten außerhalb hergestellt werden kann. Dementsprechend ist der Kopf mit der offenen Seite direkt an die Heliumkammer des Glaskryostaten angeflanscht.

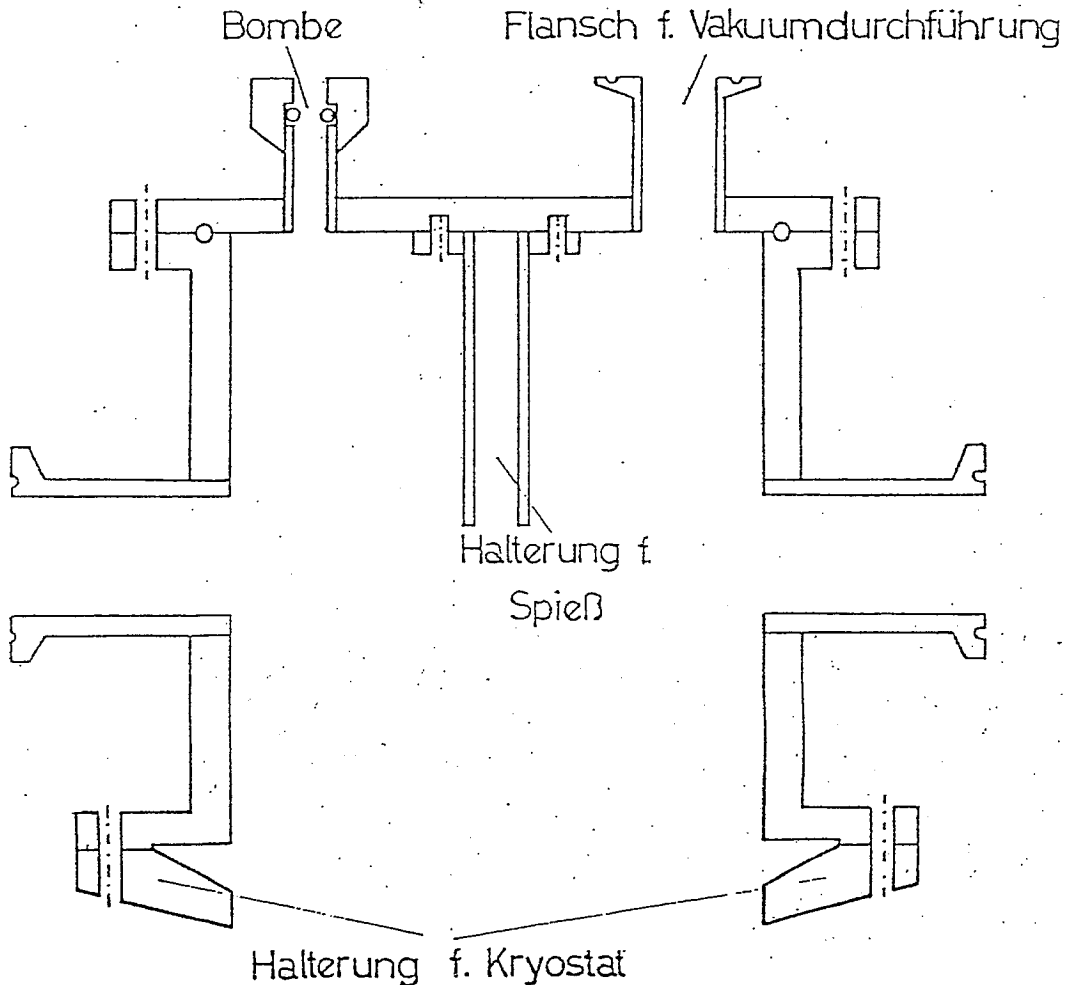


Abb.15: Schnitt durch den Kryostatenkopf längs der Zylinderachse

Um seinen erwähnten Aufgaben gerecht zu werden, setzt sich der Kryostatenkopf aus folgenden Teilen zusammen (siehe Abb. 15):

1. Halterung für den Spieß, an dem die Teile der Versuchsanordnung befestigt sind, die in das Heliumbad getaucht werden müssen.
2. sogenannte Bombe, die zum Einführen des Heliumhebers in die Heliumkammer dient.
3. elektrische Durchführungen für Potentialsonden und Stromzuführungen
4. ein Flansch zur Befestigung eines Druckmeßgerätes, mit dem der Dampfdruck des Heliums bestimmt wird;  
ein Flansch zur Verbindung des Heliumbades mit der Heliumrückleitung;  
zwei Flansche als Anschlußmöglichkeiten für eine Pumpe, mit der der Druck über dem flüssigen Helium verändert wird.

VIII. 3. Der Spieß mit Zinnprobe, Kupferspule und Kohlewiderstand

Der sogenannte Spieß besteht aus einem Neusilberrohr, dessen äußerer Durchmesser 10 mm und dessen Wandstärke 0,1 mm beträgt. Das eine Ende ist in die dafür vorgesehene Hülse an der Deckplatte des Kopfes angelötet, das andere trägt die Halterungen für die Zinnprobe und die Kupferspule. Die Länge des Spießes wurde so abgestimmt, daß sowohl Zinnprobe wie auch Kupferspule möglichst tief in die Heliumkammer bzw. das Heliumbad eintauchen. Als Werkstoff für den Spieß wurde Neusilber verwendet, das auf Grund seiner geringen Wärmeleitfähigkeit die Wärmeleitung zwischen Heliumbad und Außenraum niedrig hält. ( $\lambda = 0,045 \frac{\text{cal}}{\text{cm} \cdot \text{sec} \cdot \text{grad}}$  bei 173 K) (7).

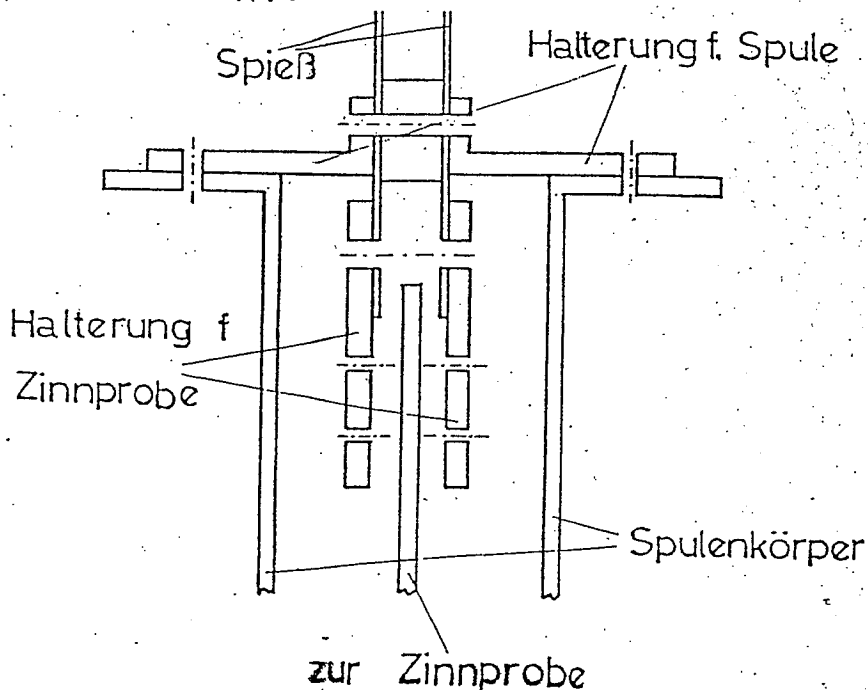


Abb. 16: Spieß mit Halterung für Zinnprobe und Kupferspule.

a.) Die Zinnprobe

Wie aus der Themenstellung der Arbeit hervorgeht, soll bei diesem Praktikumsversuch die kritische Temperatur und das kritische Magnetfeld von Zinn, einem Supraleiter 1. Art, bestimmt werden. Dazu wurde eine Zinnprobe aus einem 130 cm langen Zinndraht hergestellt, dessen Durchmesser 0,5 mm beträgt. Die Länge und der Durchmesser des Drahtes wurden so bemessen, daß auch bei Temperaturen, die nur wenig über der Sprungtemperatur  $T_c = 3,722$  K liegen, an der Probe eine noch meßbare Spannung abfällt, ohne daß allzu große Ströme die Probe durchfließen müssen. (spez. Widerstand von Zinn:  $\rho_0 = 9,3 \cdot 10^{-6} \Omega \text{ cm}$  bei  $T = 273,2$  K, Widerstandsverhältnis  $R_{30}/R_0 = 0,011$  bei  $T = 20$  K) (7). Der Reinheitsgrad des Zinndrahtes wurde von der Herstellerfirma mit 99,999% angegeben.

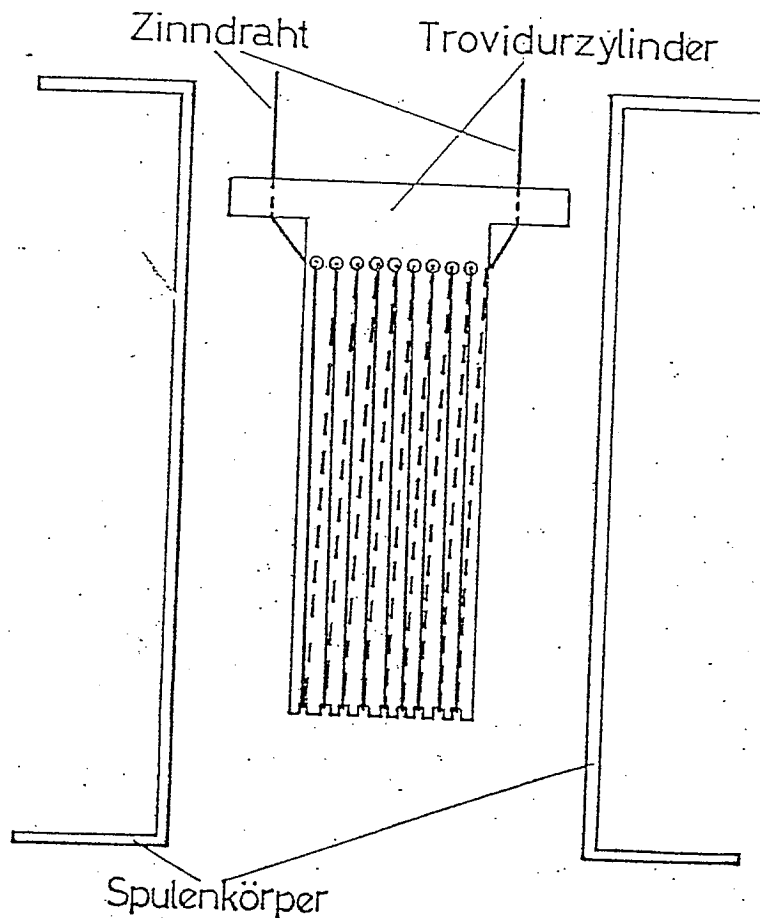


Abb. 17: Schnitt durch Zinnprobe längs Zylinderachse mit Spulenkörper.

Wie in Abschnitt III.5. gezeigt wurde, ist das Auftreten eines Zwischenzustandes von der Probengeometrie und von der Richtung der Probe zum angelegten Magnetfeld  $H_a$  abhängig. Um einen Zwischenzustand der Probe weitgehend auszuschalten, wurde der Zinndraht so auf einen Hohlzylinder aus Trovidur (Innendurchmesser 12 mm, Wandstärke 1 mm) aufgewickelt, daß er faßt in seiner ganzen Länge parallel zum Magnetfeld  $H_a$  verläuft (s. Abb. 17). Durch diese Art der Wicklung ist es gestattet, die Zinnprobe wie einen langen Zylinder parallel zu  $H_a$  zu behandeln, d. h. man kann ihr den Entmagnetisierungsfaktor  $n \approx 0$  zuschreiben (siehe III. 5.). Dadurch ist es möglich, bei der Versuchsdurchführung einen nahezu plötzlichen Übergang vom supraleitenden in den normalleitenden Zustand festzustellen.

Die zylinderförmige Wicklung ist 5 cm lang. Die Länge wurde so festgelegt, daß sich die gesamte Wicklung und damit nahezu der ganz Zinndraht im homogenen Bereich des Magnetfeldes, das durch die Kupferspule erzeugt wird, befindet. Wie groß dieser homogene Bereich ist, darauf wird im nächsten Abschnitt näher eingegangen.

An die beiden Enden des Zinndrahtes wurde je ein Kupferdraht gelötet, der zur Stromversorgung der Probe dient. In einem Abstand von ungefähr 1 cm von den Stromzuführungen wurde nochmals je ein Kupferdraht als Potentialsonde an den Draht gelötet. Dabei wurde ein lackisolierter Kupferdraht von sehr geringem Durchmesser ( $d = 0,1$  mm) benutzt, um die Wärmeleitung von außen möglichst klein zu halten.

#### b.) Die Kupferspule

Die notwendigen Magnetfelder zur Bestimmung des magnetischen Schwellenwertes von Zinn wurden, wie unter a.) bereits erwähnt, mit Hilfe einer Kupferspule erzeugt. Ihr Spulenkörper ist aus Messing gearbeitet und ihre Wicklung besteht aus lackisoliertem Kupferdraht mit einem Durchmesser von 0,5 mm.

Die Dimensionen des Spulenkörpers wurden so festgelegt, daß der Trovidurzylinder mit der Wicklung aus Zinndraht, wie er in VIII.3.a. beschrieben wurde, in den Hohlraum des Spulenkörpers gebracht werden kann. Außerdem gestaltete man das Hohlraumvolumen möglichst klein, um dadurch den Energiebedarf zu verringern.

Die Wicklung der Spule besteht aus 4865 Windungen. Die Zahl der Windungen

wurde deshalb so groß gewählt, um auch schon mit Strömen in der Größenordnung von 0,5 A die zur Versuchsdurchführung notwendigen Magnetfelder erzeugen zu können ( $H = \frac{N \cdot J}{l}$ ). Durch die geringen Ströme wird die Joulesche Wärme (Leistung  $L = J^2 \cdot R$ ) und damit auch die Verdampfungsrate des Heliums klein gehalten. Außerdem gibt die große Windungszahl auch die Möglichkeit, den Versuch mit Supraleitern durchzuführen, die ein größeres kritisches Magnetfeld besitzen.

Dadurch, daß die Kupferspule in die Heliumkammer bzw. das Heliumbad gebracht wird, ergeben sich gewisse Vorteile. Einmal hat es den Vorteil gegenüber einer Spule oder einem Elektromagneten, die sich außerhalb des Kryostaten (Außerdurchmesser des Kryostaten beträgt ungefähr 25 cm) befinden, daß durch die Kupferspule ohne zusätzlichen Aufwand, allein durch das günstige Verhältnis von ihrer Länge zu ihrem Durchmesser ein homogenes Magnetfeld erzeugt werden kann. Zum anderen wird durch das Heliumbad die Kupferspule abgekühlt und damit ihr Widerstand sehr stark reduziert (spezifischer Widerstand:  $\rho_0 = 1,55 \cdot 10^{-6} \Omega \text{cm}$  bei  $T = 273,2 \text{ K}$ , Widerstandsverhältnis  $\frac{R_J}{R_0} = 0,006$  mit  $J = 20 \text{ K}$  (?). Der Zahlenwert für  $\frac{R_J}{R_0}$  ist jedoch nicht allgemein gültig, sondern er hängt bei der angegebenen Temperatur sehr stark von der Mikrostruktur des Kupfers ab). Dies bringt eine Verringerung der Jouleschen Wärme mit sich, und außerdem wird es möglich, die Kupferspule bereits mit kleinen Spannungen zu betreiben. Wie bei der Zinnprobe, so wurde als Zuleitung lackisolierter Kupferdraht mit einem Durchmesser von  $d = 0,1 \text{ mm}$  verwendet, um eine Wärmeleitung zwischen Heliumbad und Außenraum weitgehend auszuschalten.

#### b. 1. Homogenität des Magnetfeldes

Ein wichtiges Kriterium für die Qualität und für die Brauchbarkeit der Kupferspule ist die Homogenität des von ihr erzeugten Magnetfeldes. Die Homogenität wurde mit einer Hallsonde gemessen, die man aus einem Tellurkristall herstellte. Um die Eigenleitungselektronen des Kristalls auszufrieren und damit die Hallspannung zu erhöhen, wurde Kupferspule und Hallsonde mit flüssigem Stickstoff abgekühlt ( $T = 77,4 \text{ K}$ ). Bei dieser Temperatur und bei einem Spulenstrom vom 70 mA konnte man eine Abhängigkeit der Hallspannung vom Ort  $x$  im Hohlraum des Spulenkörpers feststellen, wie sie in Abb. 18 dargestellt ist. Dabei liegt der Punkt  $x=0$  in der Spulenmitte.

Wie aus Abb. 18 ersichtlich ist, kann man das Magnetfeld über einen Bereich von etwa 7 cm als homogen bezeichnen.

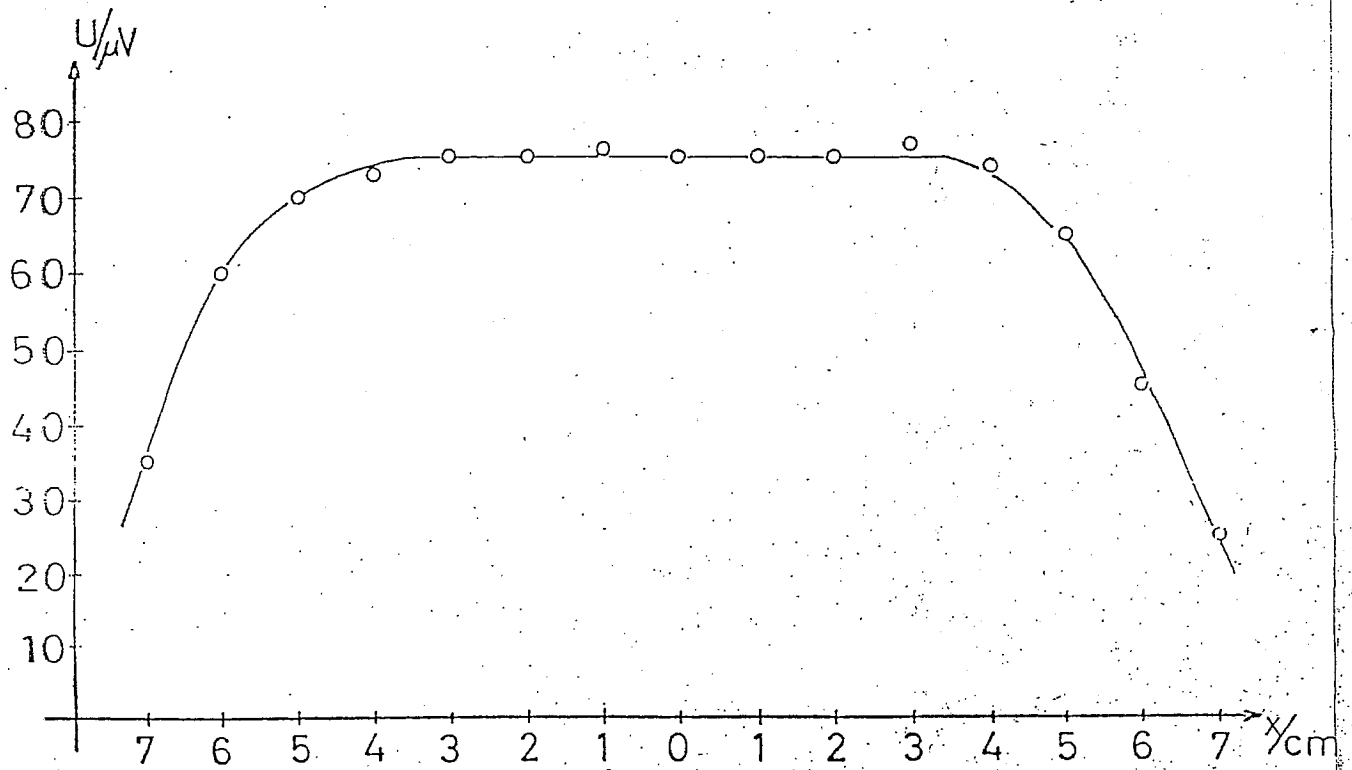
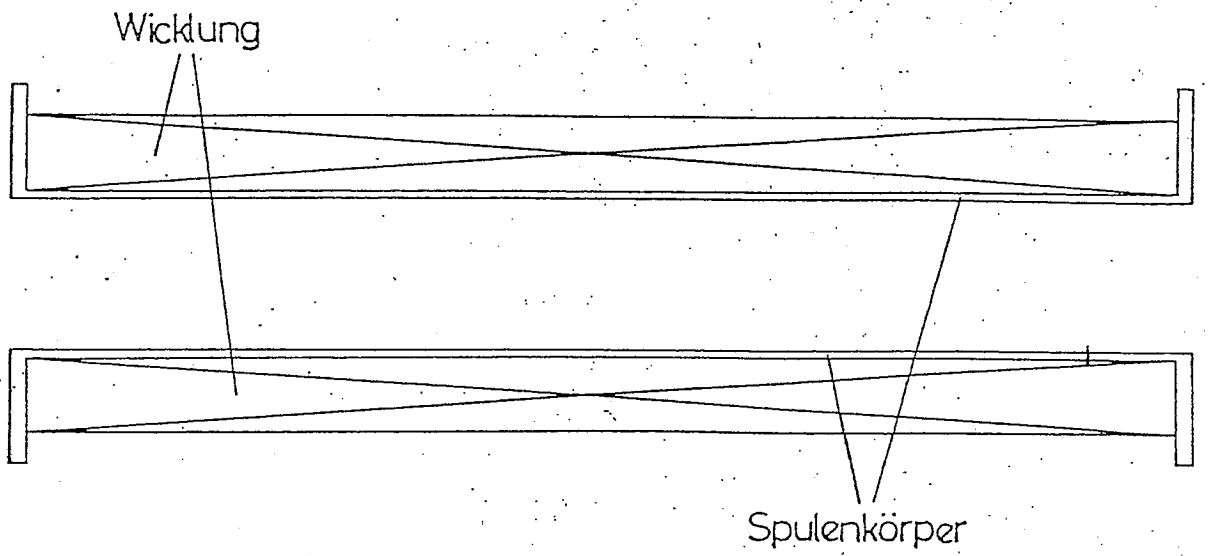


Abb. 18: Homogenität des Magnetfeldes der Kupferspule.  
 Maßstab der Kupferspule 1:1.



b. 2. Linearität des Magnetfeldes

Wie man es bei einer Spule erwartet, besteht zwischen Spulenstrom und Magnetfeld ein linearer Zusammenhang. Diese Abhängigkeit wurde mit Hilfe einer Hallsonde am Punkt  $x = 7,8$  cm gemessen (siehe Abb. 18), da es wegen der Größe der Hallsonde nicht möglich war, die Messungen im Hohlraum der Spule durchzuführen. Das Ergebnis ist in Abb. 19 dargestellt.

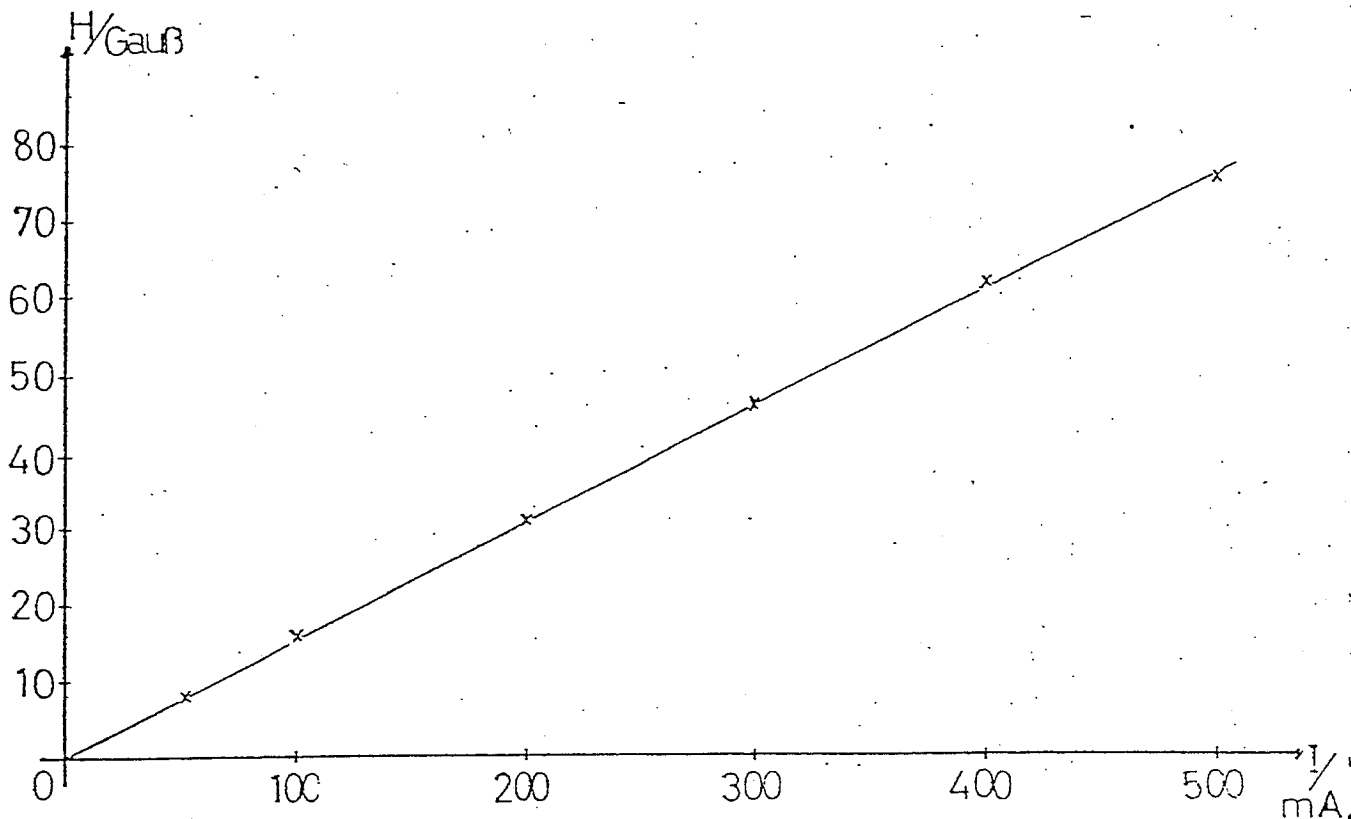


Abb. 19: Linearer Zusammenhang zwischen Spulenstrom und Magnetfeld.

b. 3. Spulenstrom - Magnetfeld

Wegen der Dimensionen der Kupferspule, wie sie aus Abb. 18 ersichtlich sind, kann man sie als eine lange zylinderförmige Spule betrachten. Für die Feldstärke in der Spulenmitte gilt:

$$H = \frac{2\pi NJ}{10(l - r_i)} \ln \frac{r_o + \sqrt{r_o^2 + l^2}}{r_i + \sqrt{r_i^2 + l^2}} \quad \text{VIII.3.1.}$$

Dabei ist  $N$  die Zahl der Windungen;  $2l$  die Länge der Spule;  $2r_o$  der Außendurchmesser und  $2r_i$  der Innendurchmesser der Spule. Dieser

Zusammenhang zwischen dem Magnetfeld und dem Spulenstrom ist jedoch nicht im ganzen Innenraum des Spulenkörpers gültig, sondern er beschränkt sich auf den Bereich, in dem die Homogenität nach Abb. 18 gewährleistet ist.

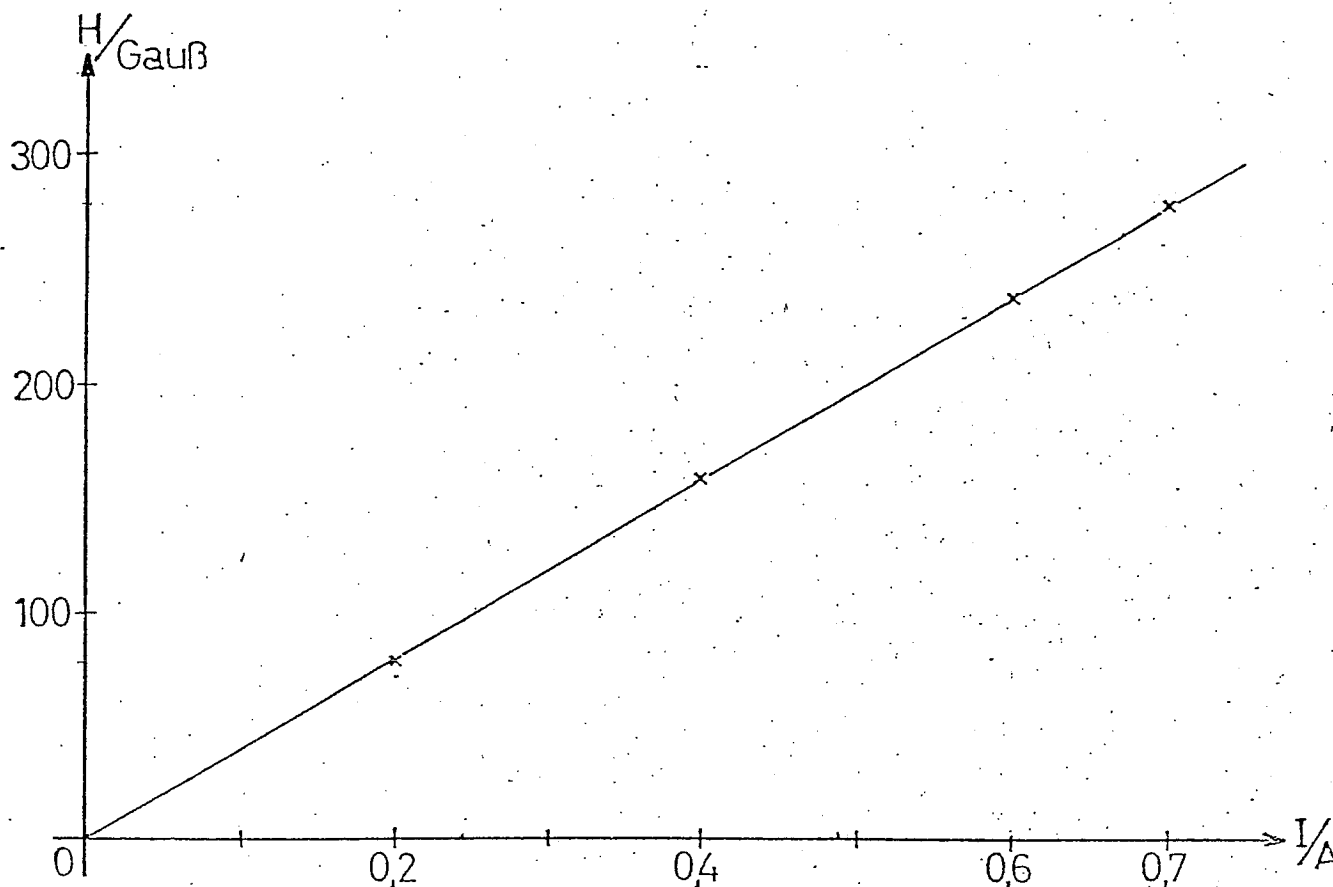


Abb. 20: Abhängigkeit des Magnetfeldes vom Spulenstrom berechnet nach VIII. 3. 1.

### c.) Der Kohlewiderstand

Wie bereits in Abschnitt VIII.2. erwähnt wurde, befindet sich am Kopf, der an den Kryostaten angeflanscht ist, ein Druckmeßgerät, mit dem der Dampfdruck des Heliums gemessen werden kann. Das Druckmeßgerät dient dazu, die Temperatur des Heliums zu bestimmen. Wegen der Ungenauigkeit des Meßgerätes im Bereich zwischen 760 und 100 Torr, wurde ein Kohlewiderstand in das Heliumbad gebracht, um über die Widerstandsänderung die

Heliumtemperatur zu messen. Ein Kohlewiderstand verhält sich nämlich wie ein Halbleiter, sodaß mit sinkender Temperatur der Widerstandwert anwächst. Der Widerstand befindet sich in unmittelbarer Nähe der Zinnprobe. Sieht man von der Ungenauigkeit, die sich bei der Eichung des Kohlewiderstandes wegen des Temperaturgefälles im Heliumbad ergibt, ab, so werden dadurch Fehler in der Temperaturmessung weitgehend ausgeschlossen.

Wie bei der Zinnprobe und der Kupferspule wurden aus den bekannten Gründen auch hier lackisolierte Kupferdrähte mit sehr kleinem Durchmesser als Zuleitungen verwendet. Von den vier Zuleitungsdrähten dienen zwei der Stromversorgung und zwei als Potentialsonden.

#### VIII. 4. Anschluß der Heliumkammer an Vakuumpumpe und Heliumrückleitung

Um die Zinnprobe unter ihre Sprungtemperatur  $T_c$  abkühlen zu können und damit den supraleitenden Zustand der Probe zu erreichen, muß die Temperatur des Heliumbades, in dem sich die Probe befindet, erniedrigt werden. Das Absenken der Temperatur des Heliums wird durch ein Verringern des Dampfdruckes erreicht.

Um den Druck über dem flüssigen Helium zu senken, wurde die Heliumkammer des Kryostaten über die beiden Vorrichtungen am Kopf, die in VIII. 2. bereits erwähnt wurden, an den Ansaugstutzen einer Vakuumpumpe angeschlossen. Damit das abgepumpte Heliumgas jedoch nicht verloren geht, wurde der Auspuffstutzen mit der Heliumrückleitung verbunden. Durch diese Rückleitung wird nämlich das Gas erneut dem Verflüssiger zugeleitet. Da während des Pumpvorganges aus der Pumpe Öldämpfe durch den Auspuff ausgeschieden werden, mußte zwischen Auspuffstutzen und Heliumrückleitung ein Ölfilter angebracht werden, um eine Verunreinigung des Heliumgases zu verhindern. Auf diese Weise kann man nun durch Abpumpen des Gases den Dampfdruck und damit die Temperatur erniedrigen, ohne daß Heliumgas verloren geht.

Um aber auch bei konstanten Temperaturen Messungen durchführen zu können, muß der Dampfdruck konstant gehalten werden. Dazu wurde eine Umwegleitung eingebaut, die den Auspuffstutzen mit dem Ansaugstutzen verbindet, damit ein Teil des abgepumpten Gases wieder zum Ansaugstutzen

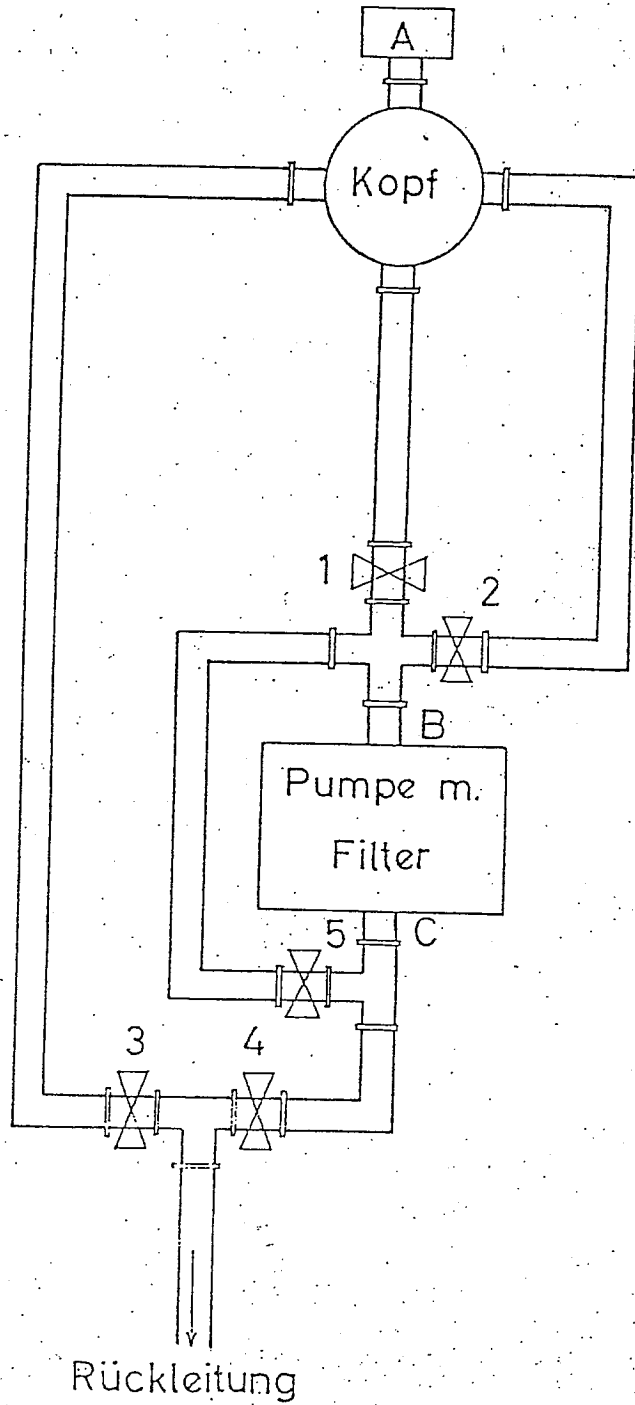


Abb. 21: Schematische Darstellung des Anschlusses an Vakuumpumpe und Heliumrückleitung.

A: Druckmeßgerät; B: Ansaugstutzen; C: Auspuffstutzen

X 1: Ventil 1

zurückströmen kann. Durch ein Dosierventil (Ventil 5 aus Abb. 21) wird

die Menge des zurückfließenden Gases reguliert. So ist es möglich, den Dampfdruck und damit auch die Temperatur des Heliums konstant zu halten.

Bei der Pumpe handelt es sich um eine Simplexpumpe S 12 der Firma Leybold Heraeus, deren Pumpleistung mit 12 l/sec. bei 760 Torr angegeben ist. Sie wird mit Drehstrom betrieben.

Um aber auch dann das verdampfende Helium dem Verflüssiger zuleiten zu können, wenn die Pumpe nicht in Betrieb ist, wurde auch eine direkte Verbindung zwischen Heliumkammer und Heliumrückleitung eingerichtet.

In Abb. 21 ist der Anschluß der Heliumkammer an Vakuumpumpe und Heliumrückleitung graphisch dargestellt, wobei noch einige Angaben gemacht wurden, die zum Verständnis des Kapitels X. beitragen werden.

## IX. Kurze Beschreibung der benutzten Meßgeräte

In diesem Kapitel erfolgt eine Beschreibung der bei der Versuchsdurchführung benutzten Geräte. Dabei soll jedoch nicht auf ihren Aufbau und ihre Wirkungsweise eingegangen werden, sondern es sollen nur ihr Verwendungszweck und die dazu notwendigen Leistungen und Meßbereiche erläutert werden.

1. Damit man die Widerstandsänderung der Zinnprobe über einen größeren Zeitraum genau verfolgen konnte, war es notwendig, daß zur Stromversorgung ein stabilisiertes Netzgerät verwendet wurde. Dazu bot sich ein Fuba-Netzgerät an, das eine stabilisierte Spannung von 0 bis 25 V bzw. einen stabilisierten Strom von 0 bis 1,25 A liefert. Da bei der Versuchsdurchführung wegen der dünnen Zuleitungsdrähte nur Ströme bis zu 300 mA (kurzzeitig) fließen konnten, entsprach dieses Netzgerät voll den gestellten Ansprüchen. Die Stromstärke wurde mit einem Amperemeter gemessen, dessen Meßbereich sich von 0 bis 300 mA erstreckt.

Wegen der außerordentlich kleinen Spannungen, die bei den oben genannten Stromstärken an der Probe in der Nähe der Sprungtemperatur abfallen (bei 100 mA etwa  $20\mu\text{V}$ ), war ein sehr empfindliches Voltmeter notwendig. Die Wahl fiel auf das Nullvoltmeter 419A DC der Firma Hewlett Packard, dessen Empfindlichkeit sich bis auf einen Maximalausschlag von  $3\mu\text{V}$  steigern läßt. Außerdem bietet es die Möglichkeit mit Hilfe eines Drehknopfes, der die Bezeichnung "zero" trägt, Störspannungen zu kompensieren. Die große Empfindlichkeit ermöglicht es, eine deutliche Widerstandsänderung an der Zinnprobe beim Übergang in den supraleitenden Zustand festzustellen.

2. Um für längere Zeit ein bestimmtes Magnetfeld erzeugen zu können, ist es notwendig, die Kupferspule mit einer konstanten Spannung bzw. einem konstanten Strom zu versorgen. Dazu wurde ein Gossen - Konstanter benutzt, der eine stabilisierte Spannung im Bereich von 0 bis 15V liefert. Da man bei diesem Gerät die Spannung im angegebenen Bereich stufenlos variieren kann, war es möglich, auch das erzeugte Magnetfeld stufenlos zu verändern.

Das Magnetfeld wurde nicht direkt, sondern über die Größe des Spulenstromes bestimmt. Dazu diente ein Amperemeter mit einem Meßbereich

von 0 bis 1A Vollausschlag.

3. Auch bei der Bestimmung des Kohlewiderstandes wurde ein Fuba- Netzgerät verwendet, das eine stabilisierte Stromversorgung gewährleistet. Um den Kohlewiderstand nicht zu überlasten, flossen bei der Versuchsdurchführung nur Ströme, deren Stärke maximal  $10\mu\text{A}$  betragen. Diese Ströme wurden mit einem Amperemeter "Multavi 10" der Firma Hartmann & Braun gemessen, dessen Meßbereich sich von 1A bis zu  $1\mu\text{A}$  Vollausschlag variieren läßt.

Da wegen der geringen Ströme der Spannungsabfall am Kohlewiderstand sehr klein war, mußte auch hier ein empfindliches Meßgerät benutzt werden. Deshalb wurde bei der Versuchsdurchführung ein "Knick Null-Mikrovoltmeter" verwendet, dessen Meßbereich sich von 500 V bis zu  $5\mu\text{V}$  verändern läßt.

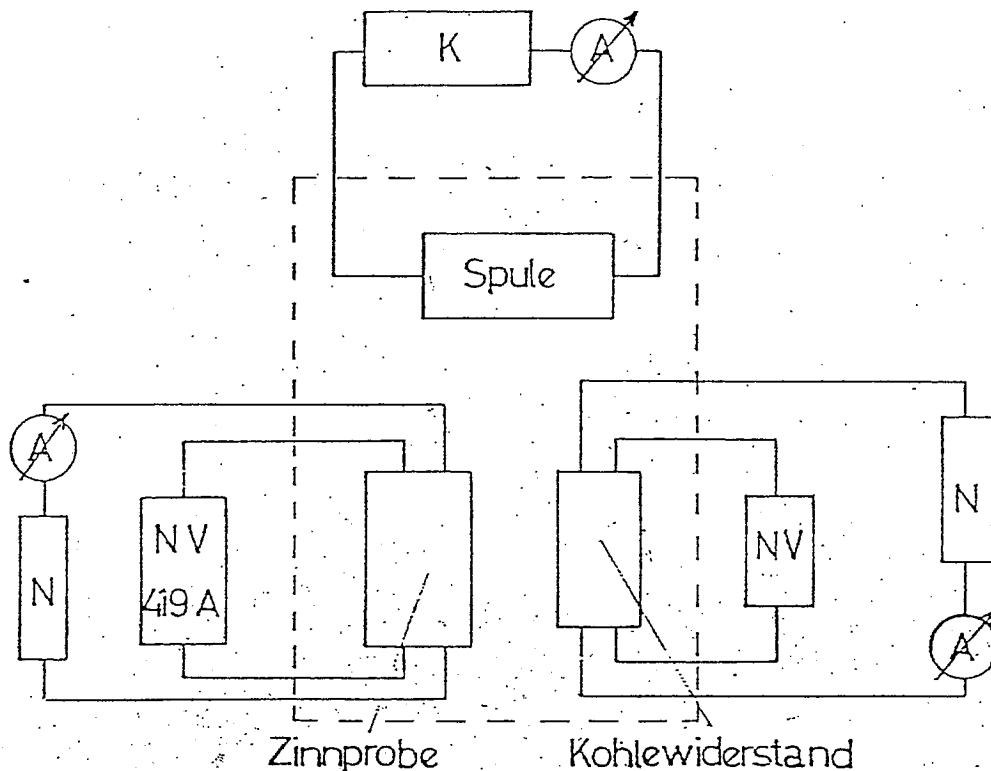


Abb. 22: Blockschaltung der Versuchsanordnung.

K: Konstanter; N: Netzgerät; NV: Nullvoltmeter;  
A: Amperemeter.

## X. Beschreibung der Versuchsdurchführung mit Meßergebnissen

In diesem Kapitel sollen kurz die Versuche, die zur Bestimmung der kritischen Temperatur und des kritischen Magnetfeldes von Zinn durchgeführt wurden, beschrieben und die dabei erzielten Ergebnisse graphisch dargestellt werden.

Vor der Versuchsdurchführung wurden die Isolationskammern evakuiert und der flüssige Stickstoff in das dafür vorgesehene Gefäß gefüllt. Das Überhebern des flüssigen Heliums erfolgte wie üblich mit einem doppelwandigen, evakuierten Heliumheber.

### X. 1. Eichung des Kohlewiderstandes

Wie bereits mehrmals erwähnt wurde, soll bei diesem Versuch die Temperaturbestimmung mittels eines Kohlewiderstandes erfolgen. Dazu ist es erforderlich, einen Zusammenhang zwischen Heliumtemperatur und der Widerstandsgröße zu finden, d. h. den Kohlewiderstand zu eichen. Da die Abhängigkeit der Temperatur des Heliumbades von seinem Dampfdruck bekannt ist, scheint es vernünftig, zunächst einen Zusammenhang zwischen Widerstand und Dampfdruck und damit zwischen Widerstand und Heliumtemperatur zu bestimmen. Dabei wurde der Reihe nach wie folgt verfahren:

1. Einstellen einer bestimmten Stromstärke ( $J_{\max} = 10\mu\text{A}$ ), die durch den Widerstand fließt. (möglich, da Netzgerät stabilisiert).
2. Öffnen der Ventile 1 und 4; Schließen der Ventile 2, 3 und 5. (siehe Abb. 21).
3. Erniedrigen des Dampfdruckes durch Inbetriebnahme der Pumpe.
4. Messen des Dampfdruckes und des dazugehörigen Spannungsabfalls am Kohlewiderstand.
5. Abschalten der Pumpe; Öffnen des Ventils 3.

Dabei wurde in der Regel der Dampfdruck bis auf 10 Torr erniedrigt. Auf diese Weise ist es möglich, jedem beliebigen Druck, der auf dem Druckmeßgerät abgelesen werden kann, einen bestimmten Widerstandswert des Kohlewiderstandes zuzuordnen. Enthimmt man nun einer Dampfdrucktafel die Temperatur, die dem jeweiligen Druck entspricht, so hat man einen Zusammenhang zwischen Temperatur und Widerstandsgröße gefunden.



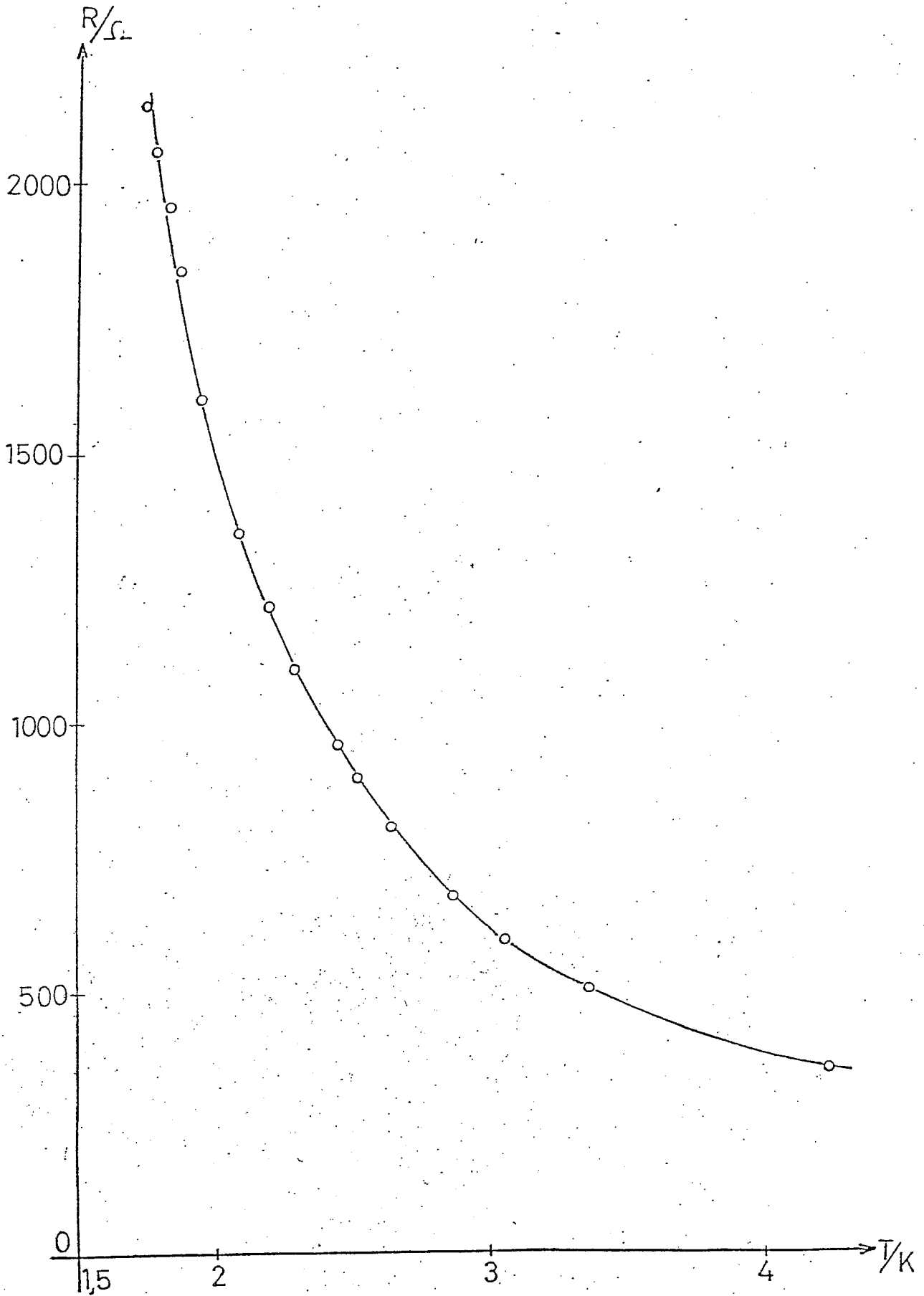


Abb. 23: Eichkurve des Kohlewiderstandes.

Es soll jedoch darauf hingewiesen werden, daß sich durch das ständige Abkühlen und Erwärmen die Struktur des Kohlewiderstandes und damit der Widerstandswert geringfügig ändert. Bei der Bestimmung der Widerstandsgröße bei einer Temperatur von 4,2 K ergaben sich Schwankungen von  $\pm 1\%$ . Deshalb ist es empfehlenswert, vor jeder Messung den Widerstand erneut zu eichen.

Wenn man auch aus den oben genannten Gründen keine allgemein gültige Eichkurve angeben kann, so soll dennoch in Abb. 23 der Zusammenhang zwischen Temperatur und Widerstand graphisch dargestellt werden, um wenigstens einen Eindruck von dem Aussehen dieser Eichkurven zu vermitteln.

#### X. 2. Bestimmung der kritischen Temperatur von Zinn

Bei der Messung der kritischen Temperatur von Zinn standen zwei Möglichkeiten der Versuchsdurchführung zur Diskussion: Ob man nämlich die Sprungtemperatur beim Abkühlen oder beim Erwärmen der Probe bestimmen sollte. Durch die relativ große Pumpleistung der Vakuumpumpe geht das Abkühlen der Probe unter ihre Sprungtemperatur sehr rasch vor sich; deshalb entstand bei dieser Methode die Schwierigkeit, die Änderung des Spannungsabfalls an Kohlewiderstand und Probe genau verfolgen zu können. Da sich dagegen das Heliumbad äußerst langsam erwärmt (von 2K auf 4,2K in etwa 30 bis 40 min.) und damit die oben genannten Schwierigkeiten nicht auftreten, entschied man sich, die Messungen auf die zweite Art durchzuführen. Dies konnte jedoch nur deshalb geschehen, weil die Temperatur über einen Kohlewiderstand und nicht über den Dampfdruck gemessen wurde. Es zeigte sich nämlich, daß sich beim Erwärmen des Heliums bereits ein Druck von 760 Torr einstellte (Druck in der geöffneten Rückleitung), noch bevor das ganze Heliumbad eine Temperatur von 4,2 K erreicht hatte.

Wie in Kapitel IX. bereits angedeutet wurde, erfolgte die Bestimmung der Sprungtemperatur über die Widerstandsänderung der Zinnprobe, d. h. über die Änderung des Spannungsabfalls. Dazu ließ man durch die Probe einen konstanten Strom der Größe  $J=100\text{mA}$  fließen und bestimmte den Spannungsabfall in Abhängigkeit von der Temperatur.

Auf Grund des Temperaturgefälles innerhalb der Heliumkammer entstanden

an der Zinnprobe und den Potentialsonden Thermospannungen. Diese Thermospannungen wurden von dem Nullvoltmeter, mit dem der Spannungsabfall an der Probe gemessen wurde, registriert und verfälschten so den tatsächlichen Spannungsabfall an der Probe, der durch den Stromfluß hervorgerufen wurde. Um diese Verfälschungen der Ergebnisse zu vermeiden, wurden vor jedem Meßpunkt, der aufgenommen wurde, die Thermospannungen bei einem Probenstrom  $J=0$  A mittels des Nullabgleichs am 419 A kompensiert. Die Durchführung des Versuchs, kurz zusammengefaßt, ging folgendermaßen vor sich:

1. Öffnen der Ventile 1 und 4; Schließen der Ventile 2,3,5.
2. Erniedrigen des Dampfdruckes durch Inbetriebnahme der Pumpe.
3. Abschalten der Pumpe, wenn gewünschte Temperatur erreicht ist.  
Öffnen des Ventils 3, sobald sich ein Druck von 760 Torr eingestellt hat, um vorher nicht die Heliumtemperatur durch das Heliumgas aus der Rückleitung zu beeinflussen.
4. Einschalten des Stromes durch den Kohlewiderstand ( $J_{max} = 10\mu A$ )
5. Nullabgleich des 419A bei einem Probenstrom  $J=0$  A, um Thermospannungen zu kompensieren.
6. Einschalten des Probenstromes; Messen des Spannungsabfalls an Kohlewiderstand und Probe.

Die Punkte 5. und 6. wurden während der Versuchsdurchführung bei jedem Meßpunkt wiederholt, bis sich das Heliumbad auf die Ausgangstemperatur von 4,2 K erwärmt hatte. Auf diese Weise wurde also schrittweise einem bestimmten Widerstandwert und damit einer bestimmten Temperatur der entsprechende Spannungsabfall an der Probe zugeordnet.

In Abb. 24 ist das erzielte Ergebnis graphisch dargestellt. Dabei bedeutet  $R_0$  den Widerstand der Zinnprobe bei 4,2 K. Man erkennt, daß der Widerstand der Probe in dem Temperaturbereich von  $T=3,74$  K bis  $T=3,68$  K von  $R=0,95 R_0$  bis auf  $R=0,035 R_0$  abfällt. Unterhalb der Temperatur  $T=3,64$  K konnte kein Restwiderstand gemessen werden. Setzt man nun die Temperatur als Sprungtemperatur  $T_c$  fest, bei der sich der Widerstand  $R_0$  auf die Hälfte seines Wertes verringert hat, dann erhält man aus der graphischen Darstellung für  $T_c$  den Wert  $T_c = 3,71$  K. Vergleicht man dieses Ergebnis mit dem Literaturwert  $T_c = 3,722$  K (siehe II. 1.) so erkennt man, daß dieser Wert innerhalb des Temperaturbereiches liegt, in dem die Probe in den supraleitenden Zustand übergeht.

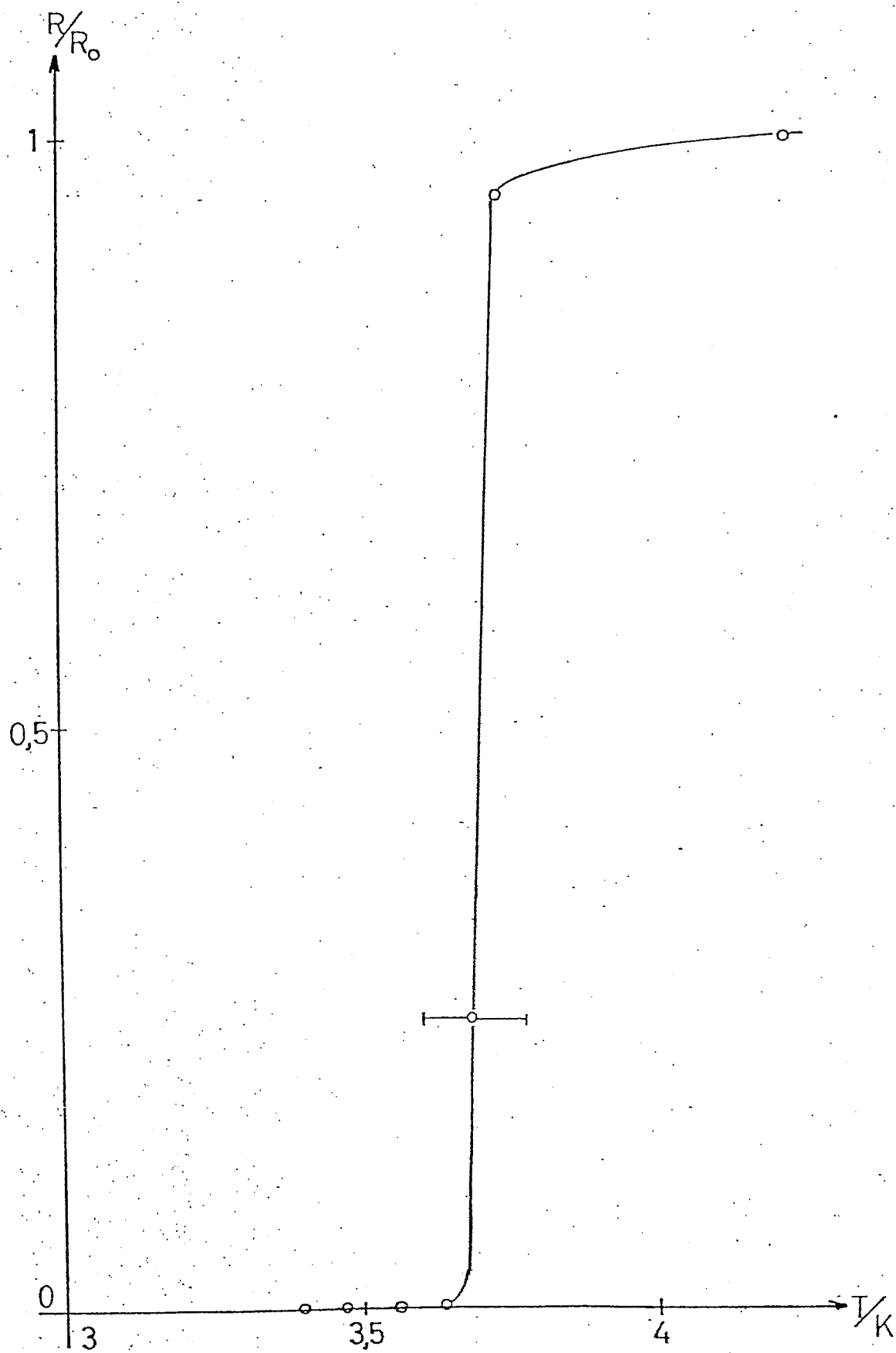


Abb. 24: Abhängigkeit des Widerstandes von Zinn von der Temperatur in der Nähe von  $T_c$ .

### X.3. Bestimmung des kritischen Magnetfeldes von Zinn in Abhängigkeit von der Temperatur

Auch bei der Bestimmung des kritischen Magnetfeldes von Zinn entschied man sich aus den bekannten Gründen dafür, die Messungen beim Erwärmen der Probe durchzuführen. Dazu wurde die Probe zunächst soweit abgekühlt, wie es die Pumpleistung der Vakuumpumpe zuließ, um über einen möglichst großen Temperaturbereich die Abhängigkeit der kritischen Feldstärke von der Temperatur bestimmen zu können.

Während des Erwärmens des Heliumbades bzw. der Zinnprobe floß durch die Probe ein Strom  $J_{\text{Probe}} = 100 \text{ mA}$ , und man beobachtete einen Spannungsabfall  $U \approx 0 \text{ V}$ , wie er auf Grund des Supraleitungszustandes zu erwarten war.

Um nun einen Zusammenhang zwischen Temperatur und kritischem Magnetfeld herstellen zu können, wurde während des Erwärmens in regelmäßigen Temperaturabständen das Magnetfeld kontinuierlich solange vergrößert, bis sich der Spannungsabfall an der Probe abrupt änderte und die Zinnprobe vom supraleitenden in den normalleitenden Zustand überging. Das Magnetfeld, bei dem sich der Übergang vollzieht, ist das kritische Magnetfeld.

Da auch bei diesen Messungen wegen des Temperaturgefälles in den Zuleitungen Thermospannungen auftraten, mußten diese vor jedem Meßpunkt mit Hilfe des Nullabgleiches am 419A bei einem Probenstrom  $J_{\text{Probe}} = 0 \text{ A}$  kompensiert werden, um eine Verfälschung der Meßergebnisse zu vermeiden. Faßt man, wie auch in den vorhergehenden Abschnitten, die Versuchsdurchführung kurz zusammen, so ergeben sich folgende Punkte:

1. Öffnen der Ventile 1 und 4; Schließen der Ventile 2, 3 und 5.
2. Erniedrigen der Temperatur durch Inbetriebnahme der Pumpe.
3. Abschalten der Pumpe; Öffnen des Ventils 3, sobald sich ein Druck von 760 Torr eingestellt hat.
4. Einschalten des Stromes durch den Kohlewiderstand ( $J_{\text{max}} = 10 \mu\text{A}$ ).
5. Nullabgleich am 419A, um Thermospannungen zu kompensieren.
6. Einschalten des Probenstromes  $J_{\text{Probe}} = 100 \text{ mA}$ .
7. Erhöhen des Magnetfeldes durch Verstärken des Spulenstromes, bis sich der Spannungsabfall an der Zinnprobe ändert. Messen des Spannungsabfalles am Kohlewiderstand.

Die Punkte 5, 6 und 7 wurden während der Versuchsdurchführung bei jedem Meßpunkt wiederholt, bis sich die Probe auf ihre Sprungtemperatur er-

wärmt hatte. So wurde für die jeweilige Temperatur ein kritisches Magnetfeld bestimmt, das aus dem Spulenstrom und Abb. 20 ermittelt wurde.

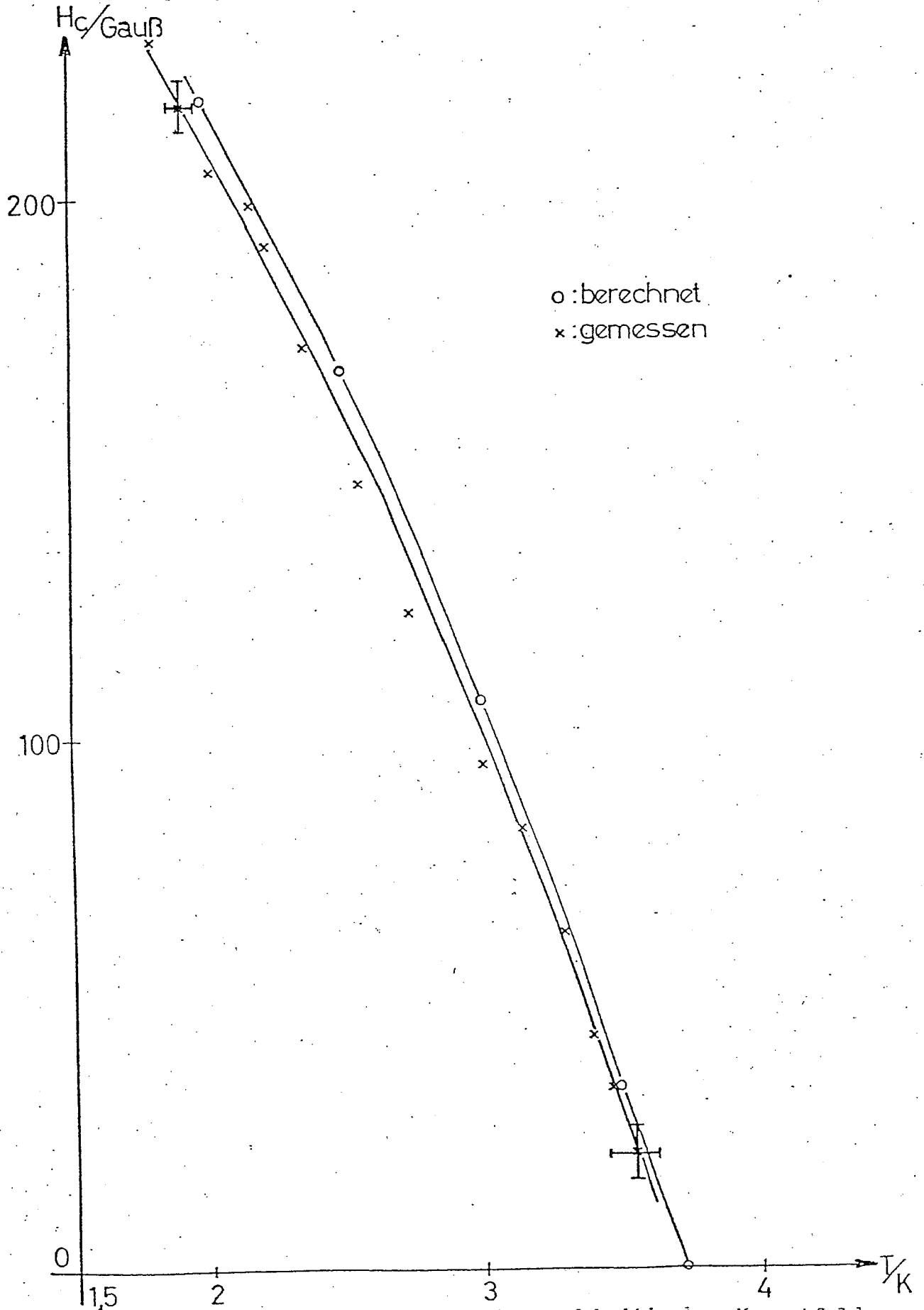


Abb. 25: Zusammenhang zwischen Temperatur und kritischem Magnetfeld

In Abb. 25 ist der Zusammenhang zwischen Temperatur und kritischem Magnetfeld, wie er sich aus den Messungen ergab, graphisch dargestellt. Um eine Vorstellung von der Qualität der Messungen zu bekommen, ist in die selbe Abbildung zum Vergleich die  $H_c(T)$ -Kurve eingezeichnet, wie sie sich nach II.2.2. berechnen läßt.

#### X. 4. Sprungpunktverschiebung in Abhängigkeit vom Magnetfeld

Eine andere Methode, den Zusammenhang zwischen Temperatur und kritischem Magnetfeld herzustellen, besteht darin, die Sprungpunktverschiebung in Abhängigkeit vom angelegten Magnetfeld zu messen. Dazu wurden mittels der Kupferspule Magnetfelder verschiedener Größe erzeugt, die konstant während der Sprungpunktbestimmung an der Probe anlagen. Da in Abschnitt X.2. bereits ausführlich erläutert wurde, wie man bei der Bestimmung der kritischen Temperatur vorgegangen war, soll auf eine Wiederholung der Beschreibung verzichtet werden. Auch die Temperaturmessung und das Kompensieren der Thermospannungen erfolgte wie bei den vorausgegangenen Messungen.

Damit ergibt sich folgende Reihenfolge für die Versuchsdurchführung:

1. Öffnen der Ventile 1 und 4; Schließen der Ventile 2, 3 und 5.
2. Erniedrigen der Temperatur durch Inbetriebnahme der Pumpe.
3. Abschalten der Pumpe, wenn erforderliche Temperatur erreicht ist; Öffnen des Ventils 3, sobald sich ein Dampfdruck von 760 Torr eingestellt hat.
4. Einschalten eines bestimmten Magnetfeldes; Einschalten des Stromes durch den Kohlewiderstand ( $J_{\max} = 10 \mu\text{A}$ ).
5. Nullabgleich des 419A bei einem Probenstrom  $J = 0 \text{ A}$ , um Thermospannungen zu kompensieren.
6. Einschalten des Probenstroms; Messen des Spannungsabfalles an Kohlewiderstand und Probe.

Die Punkte 5. und 6. wurden vor jedem Meßpunkt wiederholt. Außerdem wurde der Sprungpunkt bei verschiedenen Magnetfeldern gemessen.

So wurde dem jeweiligen Magnetfeld die zugehörige kritische Temperatur und damit einer bestimmten Temperatur das entsprechende kritische Magnetfeld zugeordnet.

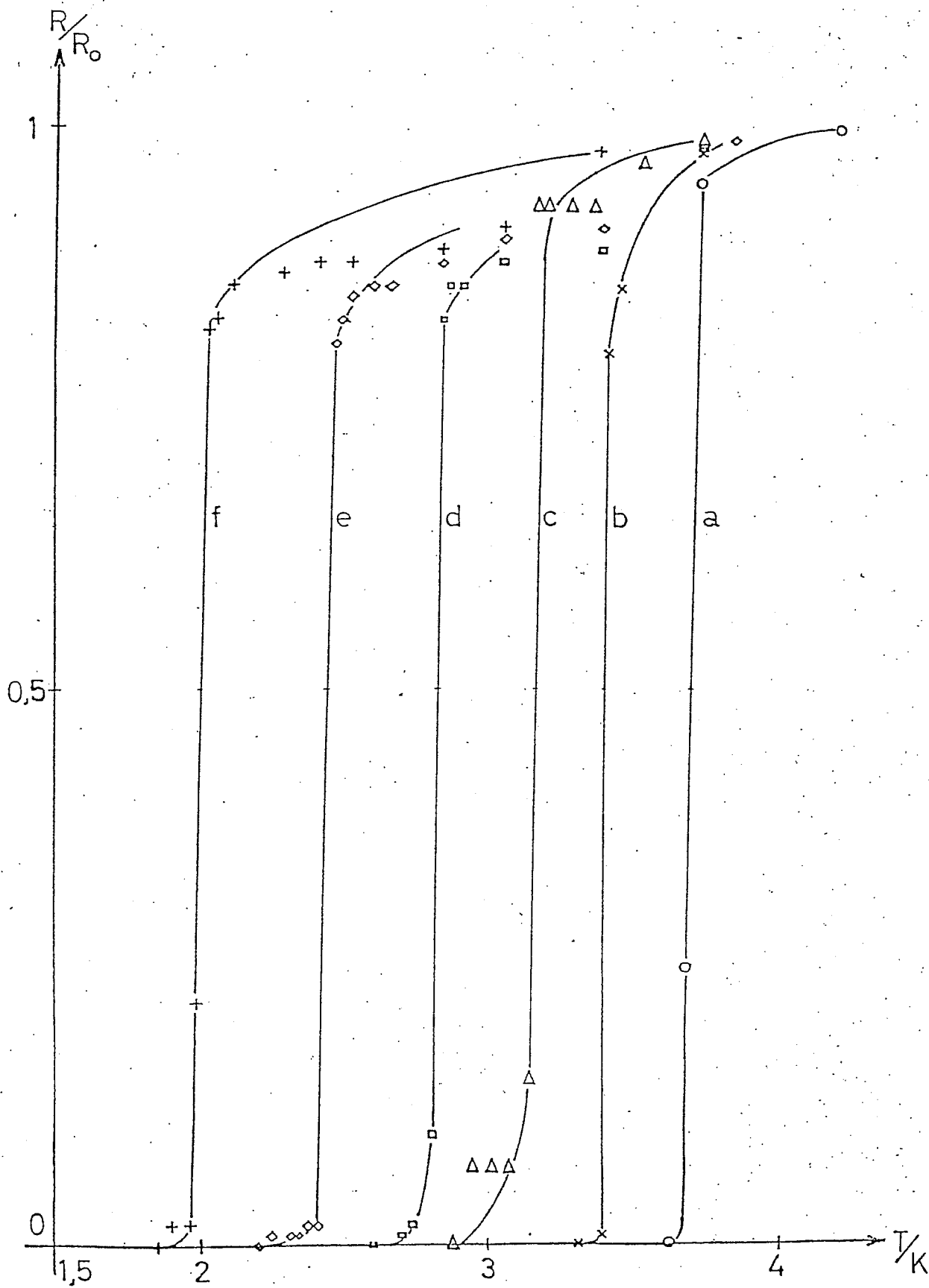


Abb. 26: Sprungpunktverschiebung in Abhängigkeit vom angelegten Magnetfeld.

a: Spulenstrom  $J_S=0\text{mA}$ ; b:  $J_S=100\text{mA}$ ; c:  $J_S=200\text{mA}$ ; d:  $J_S=300\text{mA}$ ;  
e:  $J_S=400\text{mA}$ ; f:  $J_S=500\text{mA}$ ;



In Abb. 26 ist der Widerstandsverlauf der Zinnprobe bei verschiedenen äußeren Magnetfeldern dargestellt. Man sieht, daß sich der Sprungpunkt, wie er in Abschnitt X.2. definiert wurde, mit wachsenden Magnetfeldern zu niedrigeren Temperaturen verschiebt.

In Abb. 27 ist der Zusammenhang zwischen Temperatur und kritischem Magnetfeld graphisch dargestellt. Er wurde dadurch gewonnen, daß man den einzelnen Magnetfeldern die jeweiligen Sprungtemperaturen aus Abb. 26 zuordnete. Auch in Abb. 27 wurde zum Vergleich die  $H_c(T)$ -Kurve eingezeichnet, wie sie sich nach II.2.2. berechnen läßt.

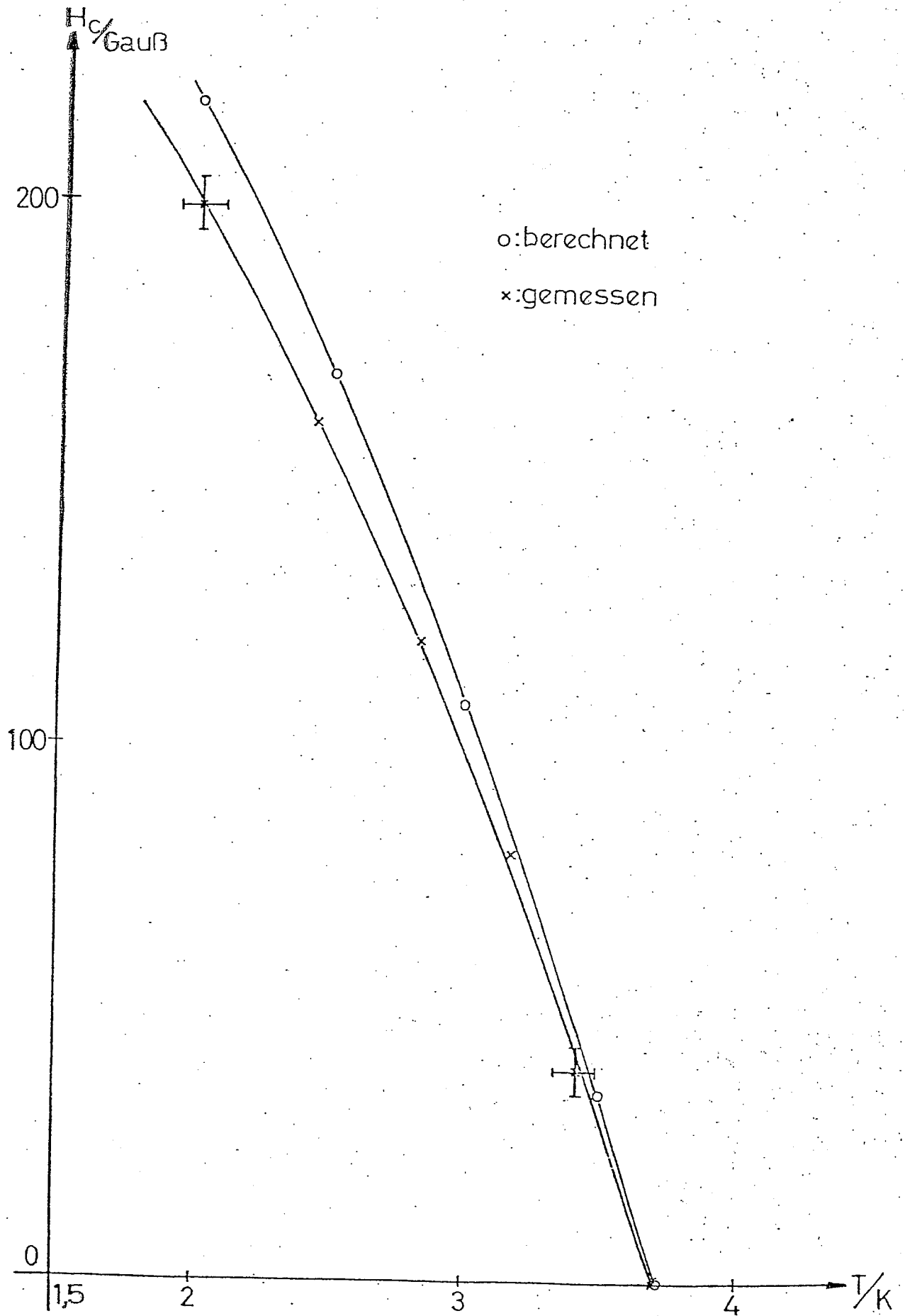


Abb. 27: Zusammenhang zwischen Temperatur und kritischem Magnetfeld.  
 (gemessen über die Sprungpunktverschiebung und berechnet).

## Schwierigkeiten bei Versuchsaufbau und Durchführung

In dem letzten Kapitel dieser Arbeit soll auf einige Schwierigkeiten, die sich bei dem Aufbau und der Durchführung des Versuches ergaben, aufmerksam gemacht werden.

Die erste Schwierigkeit, auf die hingewiesen werden soll, bestand darin, die Isolation gegen Wärmeleitung so gut zu gestalten, daß sich das flüssige Helium über die ganze Versuchsdauer hinweg in der Heliumkammer hält. Es zeigte sich nämlich, daß der Kryostat aus einer Glassorte hergestellt wurde, durch die das Heliumgas hindurch diffundieren und in die Isolationskammer eindringen konnte. So mußten vor jedem Versuch die Isolationskammern erneut evakuiert werden.

Eine andere Möglichkeit, die Zinnprobe herzustellen, besteht darin, Zinn auf Glasplättchen aufzudampfen. Wegen des großen Widerstandes dieser dünnen Zinnschicht kann man nur wenig oberhalb der Sprungtemperatur noch relativ große Spannungsabfälle an der Probe messen. Die Messung der kritischen Temperatur ergab jedoch, daß sich der Übergang vom normalleitenden in den supraleitenden Zustand schrittweise in einem breiten Temperaturintervall vollzog und keine genaue Sprungtemperatur angegeben werden konnte. Deshalb zog man es vor, die Probe aus einem Zinndraht herzustellen.

Die Thermospannungen, die auf Grund des Temperaturgefälles in der Heliumkammer an den Zuleitungsdrähten auftraten, erschwerten eine genaue Messung des Spannungsabfalls an der Probe. Während des Erwärmens des Heliumbades änderte sich das Temperaturgefälle und damit die Thermospannungen. Diese Spannungen wurden zwar kompensiert, traten aber bei der Aufnahme eines jeden Meßpunktes erneut auf.

Schließlich soll noch auf eine Schwierigkeit hingewiesen werden, die beim Erzeugen der Magnetfelder mittels der Kupferspule auftraten. Beim Bestimmen der Sprungpunktsverschiebung in Abhängigkeit vom Magnetfeld zeigte es sich nämlich, daß die Joulesche Wärme, die beim Stromfluß durch die Kupferspule erzeugt wurde, von einer bestimmten Stromstärke an so groß war, daß die Pumpleistung der Vakuumpumpe nicht ausreichte, um die Zinnprobe unter ihre Sprungtemperatur abzukühlen.

Bei der Bestimmung des Sprungpunktes von Zinn wurde eine Temperatur  $T_c = 3,71$  K gemessen. Wegen der Meßgenauigkeit, die für die Stromstärke mit  $\pm 1\%$  und für die Spannung mit  $\pm 1,5\%$  angenommen wurde, ist in diesem Temperaturbereich die Temperaturmessung mit einem Fehler von  $\pm 0,09$  K behaftet, sodaß für die Sprungtemperatur  $T_c = 3,71$  K  $\pm 0,09$  K gilt. Vergleicht man dieses Ergebnis mit dem Literaturwert  $T_c = 3,722$  K (2), so sieht man, daß beide Werte im Bereich der Meßgenauigkeit übereinstimmen.

Das Ergebnis, das bei der Messung des kritischen Magnetfeldes in Abhängigkeit von der Temperatur gewonnen wurde, ist in Abb. 25 graphisch dargestellt. Aus den Fehlerkreuzen, die die Meßgenauigkeit der Temperatur und des Magnetfeldes angeben, erkennt man, daß bei Temperaturen nahe  $T_c$  die gemessene und die berechnete Kurve im Bereich der Meßgenauigkeit übereinstimmen, während zu tieferen Temperaturen hin die Abweichung zwischen experimenteller und theoretischer Kurve größer wird als der Meßgenauigkeitsbereich.

Zu dem selben Ergebnis kommt man auch bei einem Vergleich der über die Sprungpunktsverschiebung bestimmten und der berechneten  $H_c(T)$ -Kurven aus Abb. 27. Auch bei diesen Kurven wird die Abweichung zwischen gemessener und berechneter Kurve zu tieferen Temperaturen hin größer als der Bereich der Meßgenauigkeit.

Ein Grund für diese Abweichungen kann darin zu sehen sein, daß durch die höheren Stromstärken, die zur Erzeugung der kritischen Magnetfelder bei tiefen Temperaturen notwendig sind, die Joulesche Wärme den Temperaturgradient zwischen Zinnprobe und Kohlewiderstand so stark vergrößert, daß die Bestimmung der Probestemperatur ungenauer wird. Der Temperaturgradient bewirkt nämlich, daß die Probe wärmer ist als es durch den Kohlewiderstand gemessen wird.

Dies erklärt auch die Tatsache, daß alle Meßpunkte in Abb. 25 und Abb. 27 bei zu tiefen Temperaturen liegen.

Es erklärt aber auch die unterschiedlich starken Abweichungen zwischen den gemessenen und berechneten Kurven aus Abb. 25 und Abb. 27. Bei der Meßmethode, durch die das Ergebnis in Abb. 25 gewonnen wurde, wurde das Magnetfeld nur kurzzeitig eingeschaltet und damit nur wenig Wärme erzeugt. Bei der Bestimmung des kritischen Magnetfeldes über die Sprungpunktsverschiebung wurde dagegen das Magnetfeld über die ganze Versuchsdauer hinweg konstant gehalten und damit auch mehr Wärme erzeugt.

D.h., daß bei der zweiten Methode mehr Wärme dem Heliumbad zugeführt wurde und damit der Temperaturgradient stärker verändert wurde als bei der ersten Methode.

Bei der gemessenen Kurve in Abb.27 kommt als weitere Ungenauigkeit hinzu, daß die Temperatur nicht direkt gemessen sondern aus Abb.26 als Sprungtemperaturen der einzelnen Kurven gewonnen wurde. Da die Definition des Sprungpunktes willkürlich vorgenommen wurde (siehe S.51), liegt in dieser Art der Temperaturbestimmung eine weitere mögliche Fehlerquelle.

Neben der guten Übereinstimmung der gemessenen Ergebnisse mit den Literaturwerten bzw. mit den berechneten Kurven liegt ein weiterer Vorteil dieses Versuches sicherlich in der klaren und übersichtlichen Versuchsanordnung. Einem Studenten, der diesen Versuch ausführt, wird es nicht schwerfallen, sowohl den Aufbau der Apparatur und ihre Wirkungsweise, wie auch die Anordnung der Meßinstrumente und ihren Verwendungszweck zu durchschauen. Außerdem hat er die Möglichkeit, sich mit den Hilfsmitteln und Methoden vertraut zu machen, mit denen in der Tieftemperaturtechnik gearbeitet wird. Weiterhin lernt er bei der Versuchsdurchführung einige Phänomene der Supraleitung kennen und wird angeregt, sich mit der Theorie dieses ausgewählten Kapitels der Physik genauer zu befassen.

Literaturverzeichnis:

- (1) W. BUCKEL, Supraleitung: Grundlagen und Anwendungen  
Physik Verlag, Weinheim/Bergstr. 1972
- (2) E. A. LYNTON, Supraleitung  
Bibliographisches Institut, Mannheim 1966
- (3) CH. KITTEL, Introduction to Solid State Physics  
John Wiley & Sons, Inc., New York 1963
- (4) A. C. ROSE - INNES & E. H. RHODERICK, Introduction to Super-  
conductivity, Pergamon Press Ltd. 1969
- (5) D. J. QUINN and W. B. ITTNER, J. Appl. Phys. 33, 748 1962
- (6) W. MEISSNER u. R. OCHSENFELD, Die Naturwissenschaften 21, 787 1
- (7) J. D'ANS et E. LAX, Taschenbuch für Chemiker und Physiker  
zweite, berichtigte Auflage  
Springer Verlag 1949
- (8) E. MAXWELL, Phys. Rev. 78, 477 1950
- (9) C. A. REYNOLDS et al. , Phys. Rev. 78, 487 1950  
Phys. Rev. 84, 691 1951
- (10) D. K. FINNEMORE and D. E. MAPOTHER, Phys. Rev. Letters 9, 288