

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM  
KARLSRUHE**

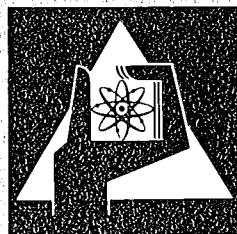
August 1974

KFK 2034

Institut für Experimentelle Kernphysik

Temperaturabhängigkeit des Flux-Flow-Widerstandes nahe  $H_{c2}$

R. Meier



**GESELLSCHAFT  
FÜR  
KERNFORSCHUNG M.B.H.**

**KARLSRUHE**

Als Manuskript vervielfältigt

Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.  
KARLSRUHE

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

KFK 2034

Institut für Experimentelle Kernphysik

TEMPERATURABHÄNGIGKEIT DES FLUX-FLOW-WIDERSTANDES<sup>+</sup>

NAHE  $H_{c2}$

Robert Meier

Gesellschaft für Kernforschung m.b.H., Karlsruhe

<sup>+</sup> von der Fakultät für Physik der Universität (TH)  
Karlsruhe genehmigte Dissertation



## Inhaltsverzeichnis

### Zusammenfassung

	Seite
1. Einleitung	1
2. Experimenteller Teil	5
2.1. Auswahl des Legierungssystems	5
2.2. Probenherstellung	6
2.3. Proben und Thermometermontage	9
2.4. Temperaturmessung und Regelung	11
2.5. Modulationstechnik zur Bestimmung des Flux-Flow-Widerstandes	16
3. Meßergebnisse und Diskussion	19
3.1. Bestimmung von $\rho_f$ aus U-I-Charakteristik	19
3.2. Abhängigkeit des Flux-Flow-Widerstandes vom äußeren Magnetfeld	20
3.3. Auswertung von $\rho_f(H)$ nahe $H_{c2}$	22
3.4. Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit den theoretischen Berechnungen	27

### Literatur

Anhang

Bildunterschriften

Abbildungen

## Zusammenfassung:

In dieser Arbeit wird über Messungen des Flux-Flow-Widerstandes  $\rho_f$  an PbIn-Legierungen nahe  $H_{c2}$  berichtet. Es wird auf die Schwierigkeiten hingewiesen, die mit der Messung von  $\rho_f$  nahe  $H_{c2}$  verbunden sind. Eine spezielle Meßtechnik, die in diesem kritischen Feldbereich gesicherte Meßergebnisse liefert, wurde entwickelt. Die Ergebnisse werden mit bereits bestehenden Theorien von Schmid [6], Caroli und Maki [7], Thompson [8] und Takayama und Ebisawa [9] verglichen. Es zeigt sich, daß die experimentellen Resultate im Bereich von  $\frac{T}{T_c} = 0,2$  bis  $\frac{T}{T_c} = 0,6$  die Theorie von Thompson [8] und Takayama und Ebisawa [9] bestätigen. Für  $\frac{T}{T_c} > 0,6$  ergeben sich signifikante Abweichungen, und für den gegen  $t = 1$  extrapolierten Verlauf scheint das Experiment das Ergebnis von Schmid [6] zu bestätigen.

## Temperature Dependence of the Flux-Flow-Resistance near $H_{c2}$

### Abstract:

Measurements of the flux-flow-resistance  $\rho_f$  near  $H_{c2}$  have been made on PbIn-alloys. The difficulties of measurements of  $\rho_f$  are discussed. A specific measuring-technique has been developed to achieve reliable data. The results are compared with already existing theories

of Schmid [6], Caroli and Maki [7], Thompson [8] and Takayama and Ebisawa [9]. The experimental results confirm the theories of Thompson [8] and Takayama and Ebisawa [9] in the temperature region from  $\frac{T}{T_c} = 0,2$  to  $\frac{T}{T_c} = 0,6$ . For  $\frac{T}{T_c} > 0,6$  one obtains significant deviations and the extrapolation to  $t = 1$  seems to verify the result of Schmid [6].

## 1. Einleitung

In den letzten zehn Jahren erschienen viele experimentelle und theoretische Arbeiten über die Nichtgleichgewichtseigenschaften von Typ II Supraleitern. Einen Überblick über den derzeitigen Stand von Theorie und Experiment gibt Kim [1]. Eines der Probleme ist das Widerstandverhalten eines solchen Supraleiters bei Anlegen eines Transportstromes senkrecht zum äußeren Magnetfeld. Zwischen den beiden kritischen Feldern  $H_{c1}$  und  $H_{c2}$  bildet sich im Typ II Supraleiter das Abrikosov-Flußgitter aus. Der angelegte Transportstrom übt eine Lorentzkraft  $F_L$  auf die Flußlinien aus, wodurch diese senkrecht zur Stromrichtung und senkrecht zum Magnetfeld wandern. Diese Bewegung der Flußlinien ist mit dem Auftreten von Verlusten in der supraleitenden Probe verbunden. Die Verlustenergie wird dem Transportstrom entnommen, was zum Auftreten einer Spannung an der Probe führt. Ein idealer Typ II Supraleiter kann daher in der Shubnikovphase keinen dissipationsfreien Strom senkrecht zur Richtung des Magnetfeldes tragen. In einem realen Supraleiter werden die Flußlinien jedoch durch das Vorhandensein von Pinningzentren festgehalten. Erst wenn die Lorentzkraft  $F_L$  ab einer gewissen Stromstärke  $I_c$  die Pinningkraft  $F_p$  überschreitet, können sich die Flußlinien in Bewegung setzen und Dissipation bzw. elektrischen Widerstand erzeugen. In der Probe vorhandene Pinning-



kräfte verzögern somit den Einsatz des von der Flußlinienbewegung herrührenden Widerstandes. Es hat sich jedoch gezeigt [2], [5], daß die Flux-Flow-Eigenschaften dadurch nicht beeinflußt werden; bei Proben, die sich nur in ihrer kritischen Stromstärke unterscheiden, verschiebt sich die gesamte Flux-Flow-Kurve, d.h. die U-I-Charakteristik (vgl. Abb. 13) parallel. Wesentliches Kennzeichen dieser Charakteristiken ist die weitgehend lineare Abhängigkeit der Spannung vom Strom, die es erlaubt, einen differentiellen Widerstand  $R_F = \frac{dU}{dI}$ , den sog. Flux-Flow-Widerstand zu definieren. Ausgangspunkt aller experimentellen und theoretischen Untersuchungen ist die Abhängigkeit dieser Größe vom äußeren Magnetfeld und von der Temperatur.

Der von den Pinningkräften unbeeinflusste lineare Verlauf der Flux-Flow-Charakteristik läßt sich bereits mit folgendem einfachen Bild verstehen: Überschreitet der Transportstrom  $I$  die kritische Stromstärke  $I_C$ , so setzen sich die Flußlinien unter dem Einfluß der Differenzkraft  $F_L - F_P$  in Bewegung. Auf Grund der Dissipation stellt sich nun eine mittlere Geschwindigkeit  $v_L$  der Flußlinien ein, die proportional zu  $F_L - F_P$  ist. Es gilt:

$$\eta \cdot v_L = F_L - F_P \sim I - I_C, \quad (1)$$

wobei  $\eta$  einen Reibungskoeffizienten darstellt.

Andererseits muß die elektrische Spannung an der Probe ebenfalls proportional zu  $v_L$  angenommen werden. Man erhält die Beziehung  $U \sim v_L \sim I - I_c$ . Daraus folgt für den (differenziellen) Flux-Flow-Widerstand

$$\rho_f \sim \frac{dU}{dI} = \text{const.} \quad (2)$$

$$\rho_f = R_f \cdot \frac{A}{L} \sim \frac{dU}{dI} \quad (A = \text{Querschnitt, } L = \text{Länge der Probe}).$$

Die ersten theoretischen Modelle behandeln die Flußlinienbewegung phänomenologisch. Bardeen und Stephen [3] benutzen ein Modell, bei dem der Transportstrom durch die normalleitenden Zentren der Flußlinien fließt.

Noziere und Vinen [4] stützen sich auf ein hydrodynamisches Modell. Beide Theorien beziehen sich auf das Verhalten eines reinen Supraleiters. Bei  $T = 0 \text{ K}$  stimmen beide mit dem empirischen Ausdruck für den Flux-Flow-Widerstand, wie er von Kim u.a. [5] angegeben wird, überein. 1966 gibt Schmid [6] eine zeitabhängige Modifikation der Ginzburg-Landau-Gleichung an und findet, daß sich die mit der Flußlinienstruktur verknüpften räumlichen Variationen des Ordnungsparameters unter dem Einfluß eines äußeren elektrischen Feldes mit gleichförmiger Geschwindigkeit durch den Supraleiter bewegen. Schmid gibt einen Ausdruck für den Flux-Flow-Widerstand nahe  $H_{c2}$  und in der Nähe der kritischen Temperatur  $T_c$  an. Caroli und Maki [7] erweitern Schmid's Berechnungen des Flux-Flow-Widerstandes nahe  $H_{c2}$  auf den gesamten

Temperaturbereich von  $T = 0$  bis  $T = T_c$ . Thompson |8| zeigt 1969, daß die Berechnungen von Caroli und Maki inkonsistent und unvollständig sind, und berechnet zusätzliche Beiträge, welche ihrer Theorie hinzugefügt werden müssen. Die Notwendigkeit der Korrekturen zur Theorie von Caroli und Maki wird 1970 auch von Takayama und Ebisawa |9| bestätigt.

Auf experimenteller Seite wurden nach den grundlegenden Arbeiten von Kim, Hempstead und Strnad |10|, |11| Anzahl von Flux-Flow-Experimenten an verschiedenen Supraleitern durchgeführt, zum Beispiel von Noto und Muto |12| an NbMo, von Bessom u.a. |13| an NbTa, von Kim u.a. |5| an Niob, NbTa, PbIn und TiV, von Cape und Silvera |14| an InBi und von Joiner |15| an PbTl und InBi. Die experimentellen Ergebnisse streuen jedoch so stark, daß weder die Theorie von Caroli und Maki, noch die Theorie von Thompson, beziehungsweise von Takayama und Ebisawa wirklich unterstützt werden kann.

In einer Zusammenfassung über Flux-Flow und Transporteigenschaften in Supraleitern betont Kim |1|, daß die Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment bestenfalls qualitativ ist. Die von der zeitabhängigen Ginzburg-Landau-Gleichung ausgehenden Theorien können den Verlauf des Flux-Flow-Widerstandes  $\rho_f$  nur nahe  $H_{c2}$  angeben. Gerade in diesem Bereich wird ein quantitativer Vergleich des Verlaufs von  $\rho_f$  nahe  $H_{c2}$  zwischen Theorie und Experiment durch die bei der Messung von  $\rho_f$  auftretenden

experimentellen Schwierigkeiten stark behindert. Diese sind:

- a) Probenaufheizung und daraus resultierende Temperaturfehler,
- b) Pinningeffekte verhindern das Erreichen eines gleichförmigen Flux-Flows,
- c) die Bestimmung von  $\frac{dU}{dI} \sim \rho_f$  aus der gemessenen Strom-Spannungscharakteristik.

In der vorliegenden Arbeit wird versucht, durch Einführen einer speziellen Experimentiertechnik die oben angeführten Schwierigkeiten bei der Messung des Flux-Flow-Widerstandes zu umgehen.

## 2. Experimenteller Teil

### 2.1. Auswahl des Legierungssystems

Die Messung des Flux-Flow-Widerstandes wird am System Blei-Indium vorgenommen. Dafür sprechen folgende Tatsachen:

- a) Indium ist in Blei bis 65% in einheitlicher Phase (fcc) löslich [16]. Es ist ohne Schwierigkeiten möglich, homogene Proben herzustellen, die schwache

Pinningkräfte und damit kleines  $I_c$  besitzen.

- b) Bei PbIn-Legierungen läßt sich bereits bei 10% Anteil Indium die Theorie des schmutzigen Supraleiters (dirty limit) zum Vergleich heranziehen |17|.
- c) Die Übergangstemperatur  $T_c$  in Blei ist mit 7,2 K relativ hoch; sie ändert sich bei Zusatz von 10 - 30% Indium nur um ca. 0,5 K, so daß für die Messung der verschiedenen Legierungen ein großer reduzierter Temperaturbereich zur Verfügung steht.
- d) Die thermischen und supraleitenden Eigenschaften, wie spezifische Wärme, Wärmeleitfähigkeit, Sprungtemperatur, kritische Felder, Kohärenzlänge und Ginzburg-Landau Parameter sind bekannt |17|, |18|.
- e) Die Herstellung von Folien aus den Schmelzlingen ist mit der im Labor vorhandenen Ausrüstung möglich.

## 2.2. Probenherstellung

Aus dem Phasendiagramm von Blei-Indium (Abb.1) ist zu ersehen, daß ein großer Bereich von kubisch flächenzentrierter Phase bis zu 65% Indium existiert, so daß keine Ausscheidungen zu befürchten sind. Als Ausgangsmaterial steht Indium |19| mit einer Reinheit von 99,9995% und Blei |19| mit einer Reinheit von 99,999% zur Verfügung.

Die Legierungskomponenten werden in einem Quarzrohr unter Vakuum besser als  $10^{-5}$  Torr zusammengeschmolzen. Die Schmelzen werden dann jeweils eine halbe Stunde lang gründlich durchmischt, anschließend in Wasser abgeschreckt, um die Entstehung eines Konzentrationsgradienten beim Durchgang durch den Solidus-Liquidus-Bereich zu vermeiden. Es werden zwei Konzentrationen hergestellt:  $\text{Pb}_{0.9}\text{In}_{0.1}$  und  $\text{Pb}_{0.8}\text{In}_{0.2}$ . (Die Konzentrationsangaben beziehen sich auf Atomprozent).

Folgende Tabelle gibt die supraleitenden Parameter  $T_c$ ,  $H_{c2}(0)$ ,  $\kappa$  und  $\frac{\xi_0}{l}$  der beiden Legierungen an, wobei  $H_{c2}(0)$  oberes kritisches Feld,  $\kappa$  der Ginzburg-Landau-Parameter und  $\frac{\xi_0}{l}$  das Verhältnis von BCS-Kohärenzlänge zur mittleren freien Weglänge. Durch Vergleich der gemessenen  $H_{c2}(T)$ -Werte mit denen von Farrell [18] (Abb.2) wird sichergestellt, daß die Probenkonzentration dem berechneten Wert entspricht. Die  $H_{c2}(0)$ -Werte werden durch Extrapolation nach der Theorie von Helfand und Werthammer [20] von  $T \rightarrow 0$  gewonnen. Die Werte von  $\kappa$  und  $\frac{\xi_0}{l}$  sind den Arbeiten [17] und [18] entnommen.

	$T_c$	$H_{c2}(0)$	$\kappa$ (+10%)	$\frac{\xi_0}{l}$ (+20%)
$\text{Pb}_{0.9}\text{In}_{0.1}$	7.05	3.55	2.1	9
$\text{Pb}_{0.8}\text{In}_{0.2}$	6.91	5.85	3.5	17

Aus diesen Schmelzlingen werden die Folien für die Flux-Flow-Messung gewalzt. Das Material befindet sich

dabei zwischen zwei Hostaphanfolien. Diese verhindern eine Kontamination der Probe mit Walzenmaterial und sonstigen Verunreinigungen. Gleichzeitig sorgen die Hostaphanfolien für eine glatte Probenoberfläche und damit für eine gleichmäßige Dicke der Proben. Mit Hilfe dieser Technik ist es möglich, Folien mit einer Dicke bis herab zu  $10\ \mu$  herzustellen. Die für die Flux-Flow-Messungen verwendeten Folien besitzen eine Dicke von  $20\ \mu$ . Die Unregelmäßigkeiten in der Dicke der verwendeten Probe sind kleiner als 5%. Aus diesen Folien wird die für eine Vierpunktmessung des Widerstandes notwendige Probenform mit einer speziell dazu bearbeiteten Rasierklinge herausgestanzt. Die Probengeometrie ist in Abbildung 3 dargestellt.

Die nicht zu vermeidende Kaltbearbeitung der Blei-Indium-Legierungen bei der Herstellung der Proben erhöht ihre kritische Stromstärke. Da große kritische Stromstärken bei der Messung durch die damit verbundene Wärmebelastung der Probe Schwierigkeiten bereiten, werden die Legierungen, nachdem sie ihre endgültige Form haben, getempert. Dazu wird durch Aufnehmen der Abkühlkurve an Stücken des Originalschmelzlings für jede Legierung der Schmelzpunkt bestimmt. Die Proben werden sieben Tage zwei bis drei Grad unter ihrem Schmelzpunkt getempert. Die Legierungen werden dazu in Glasampullen unter einem Vakuum besser als  $10^{-5}$  Torr eingeschmolzen und in einen elektronisch kontrollierten Ofen [21] gebracht.

Die kritische Stromstärke der Proben liegt nach dem Ausheilen der durch die Kaltbearbeitung zusätzlich erzeugten Versetzungen im Bereich von  $10^2$  A/cm<sup>2</sup>. Die Breite des Widerstandsübergangs bei  $H = 0$  beträgt 20 m K, was ebenfalls auf die gute Homogenität der Proben hindeutet.

### 2.3. Proben- und Thermometermontage

Um die schon erwähnten experimentellen Schwierigkeiten bei Gleichstrom-Messungen zu umgehen, werden bei der Bestimmung von  $\rho_f$ , bei der Temperaturmessung und bei der Konstruktion der Probenhalterung neue Wege beschritten.

Die größte Schwierigkeit bereitet die bei den Messungen auftretende Joule'sche Wärme. Diese Wärmemenge kann nicht ohne größeren Temperaturgradienten an ein Heliumbad abgeführt werden. Dadurch wird die Temperaturmessung bei einer sich im Kühlmittel Helium befindenden Probe problematisch, da die Proben- und die Badtemperatur verschieden sind. Ein Auftreten von Diskontinuitäten im Flux-Flow-Widerstand beim  $\lambda$ -Punkt [22] zum Beispiel, rührt von der unterschiedlichen Wärmeableitung in Helium I und Helium II her, und weist damit deutlich auf Aufheizeffekte in der Probe hin.

Um eine genaue und sichere Probentemperaturmessung zu erhalten, wird die Probe durch einen Wärmewiderstand an das Heliumbad angekoppelt, wobei sie sich selbst im



Vakuum befindet. Das Thermometer sitzt direkt auf der Probe und steht nur über diese mit dem Temperaturbad in Verbindung. Durch diese Anordnung ist es möglich, die Probentemperatur unabhängig von der zugeführten elektrischen Leistung richtig zu bestimmen (Abb.8).

Die Probe ist mit Deltabond |23| (gute Wärmeleitfähigkeit) auf den Innenboden eines Vakuumraumes aufgeklebt. Das Bodenmaterial ist Kupfer. Durch eine möglichst dünne Kleberschicht ( $30\mu - 50\mu$ ) wird versucht, die Wärmeleitung zwischen Probe und Kupferboden zu optimieren. Ein Miniaturkohlethermometer (s.u.) ist mit einer dünnen Schicht GE-Kleber 7031 |24| auf der Probenoberfläche befestigt. Die Probenstromzuführung besteht aus 0,2 mm dickem Kupferband, das, wie auch die Spannungsabgriffe an die Probe gelötet ist. Die Ankopplung der Probe an das Temperaturbad geschieht durch eine Schicht Pumpenöl, deren variable Höhe die Anpassung des Wärmewiderstandes an die jeweiligen Versuchsbedingungen ermöglicht. Mit dieser Anordnung können in einem Temperaturbereich von 1,5 K bis 7 K Flux-Flow-Messungen durchgeführt werden. Die Montage der Probe im Vakuum bringt also noch zusätzlich den Vorteil, nicht auf den Temperaturbereich des flüssigen Heliums beschränkt zu sein.

Da die käuflichen Thermometer (Germanium- und Kohlewiderstände) wegen ihrer Größe nicht in Frage kommen, wird ein Miniaturkohlethermometer entwickelt. Ausgangsmaterial ist ein  $\frac{1}{10}$  Watt Allen-Bradley-Kohlewider-

stand. Aus diesem wird ein zylindrisches Scheibchen (1,2 mm Durchmesser) herausgesägt und durch Schmirgeln auf eine Dicke von 0,2 mm gebracht. Auf der Oberseite wird dieser Widerstand mittels Leitsilber mit zwei Kupferdrähtchen kontaktiert. Um die elektrischen Zuführungen zum Thermometer gegen mechanische Belastungen zu schützen, wird noch eine dünne Schicht Stycast [25] auf die Oberfläche des Widerstandsthermometers aufgebracht. Abbildung 4 zeigt den Querschnitt des beschriebenen Thermometers. Die Unterseite dient als thermische Kontaktfläche. Zur Vermeidung eines Kurzschlusses muß das Thermometer isoliert auf die Probe aufgeklebt werden. Um eine Wärmezuführung durch die Meßdrähte zu vermeiden, werden im Vakuumbereich Thermometerzuleitungen aus Manganindraht gewählt.

#### 2.4. Temperaturmessung und -regelung

Die Probe befindet sich im Gegensatz zu den sonst üblichen Flux-Flow-Messungen nicht im Helium. Die Ankopplung an das Temperaturbad geschieht durch einen Wärmewiderstand. Die Wärmeableitung von der Probe ist dadurch zwar schlechter, doch bietet diese Art der Montage von Probe und Thermometer im Vakuum die einzige Möglichkeit, die Probertemperatur exakt zu messen, und diese durch einen elektronischen Regler auch bei unterschiedlicher Wärmeleistung konstant zu halten. Diese

Anordnung bringt vor allem im Bereich nahe  $H_{c2}$  eine Verbesserung. Dies ist gerade der Bereich, in dem mit der üblichen Probenhalterung mit Fehlern in der Temperaturmessung gerechnet werden muß [15]. In Abbildung 8 ist ein Schnitt durch die Probenhalterung dargestellt.

Besonders problematisch sind die Thermometerzuleitungen, die eine möglichst schlechte Wärmeleitfähigkeit besitzen sollen. Es wird Manganindraht mit 0.05 mm Durchmesser benützt. Bei einem Temperaturunterschied von 3 K zwischen Bad und Probe, einer Drahtlänge von 10 cm und einer Wärmeleitfähigkeit für Manganin von  $\lambda = 0,12 \frac{\text{Watt}}{\text{cm}}$  wird die Wärmezufuhr zu maximal 3  $\mu\text{Watt}$  abgeschätzt.

Die Wärmezufuhr vom Bad durch die Probe zum Thermometer beträgt bei gleichem Temperaturunterschied  $\Delta T$  ungefähr 0,1 Watt. Das Verhältnis der beiden Wärmeströme ist  $10^{-5}$ . Man kann also sicher sein, keine Verfälschungen der Temperaturmessung durch die Thermometerzuleitungen zu erhalten. Die Belastung des Thermometers durch den Meßstrom von 1  $\mu\text{A}$  beträgt  $10^{-8}$  Watt. Diese Leistung ist so gering, daß eine Eigenerwärmung des Meßfühlers auszuschließen ist.

Aus Abbildung 8 ist außerdem zu ersehen, daß neben der Probe ein Heizwiderstand angebracht ist. Dadurch

ist es möglich, die Temperatur der Probe mittels eines Regelkreises unabhängig von der zugeführten elektrischen Leistung konstant zu halten.

Abbildung 9 zeigt das Blockschaltbild des Temperaturmeß- und Temperaturregelkreises. Die Temperaturmessung geschieht bei konstantem Strom durch potentiometrische Messung der Spannung am Kohlewiderstand mit einem Kompensator. Das Thermometer ist dabei mit einem Normalwiderstand, der zur Kontrolle des Thermometerstromes dient, in Reihe geschaltet. Das typische Widerstandsverhalten des selbstgebauten Thermometers ist in Abbildung 10 wiedergegeben. Es wird durch Eichung mit einem auf der Cu-Platte angebrachten Germaniumwiderstand |26| und mit der Heliumdampfdruckskala |27| erhalten.

Zur Temperaturregelung wird das Temperaturmeßsignal mit einer im Kompensator erzeugten Spannung verglichen. Das Differenzsignal gibt die Abweichung der Proben-temperatur von der am Kompensator eingestellten Temperatur an. Dieses vom Sollwert abweichende Signal wird als Regelgröße für einen nachfolgenden Regler benützt. Der verwendete Regler besitzt Proportional- und Integralregelcharakteristik. Das heißt, das Ausgangssignal des Reglers ist einmal direkt proportional zur Abweichung vom Sollwert (Proportionalregelung), und zum anderen enthält es Korrekturen, die davon abhängen,

wie lange die zu kontrollierende Variable vom Sollwert abbleibt. Das Ausgangssignal des Reglers wird verstärkt und auf den Probenheizer gegeben. Diese Regelung ermöglicht eine Konstanz der Probentemperatur von  $5 \cdot 10^{-3}$  K.

Die zusätzlich zur Gleichstrombelastung  $I_0$  vorhandene schwache Wechselstrombelastung  $I_1 \cos \omega t$ ,  $I_1 = 10^{-3} I_0$  (s. Abschn. 2.5.) der Probe führt zu Temperaturoszillationen, deren bestimmende Frequenz gleich der Modulationsfrequenz ist. Diese schnellen Schwankungen können natürlich nicht mit dem Regelkreis unterbunden werden, denn dazu sind die in dem Regelkreis vorhandenen Zeitkonstanten viel zu groß. Wie solche Temperaturschwankungen die Messung von  $\rho_f$  beeinflussen, ist in Abbildung 11 dargestellt. Für  $f > 2000$  Hz ist die Meßgröße  $\rho_f$  unabhängig von der Frequenz und hat den richtigen Wert, wie durch Vergleich mit der U-I-Charakteristik festgestellt werden kann. Bei kleinen Modulationsfrequenzen ist die Probentemperatur zwischen den Extremalwerten von  $I_1 \cos \omega t$  nicht konstant. Es ergeben sich für  $\rho_f$  zu große Werte, da der Verlauf von  $U(I)$  bei ansteigender Temperatur steiler ist als im isothermen Fall. Durch geeignete Wahl der thermischen Zeitkonstanten  $\tau$  der Probenhalterung und der Modulationsfrequenz kann erreicht werden, daß die Amplitude der Temperaturoszillation klein bleibt. Eine Abschätzung der Temperaturamplitude stellt das Problem klar heraus, wobei

von einem schematischen Schaltbild nach Abb. 12 ausgegangen wird.

Analog zu Sullivan und Seidel [28] wird dabei die Wärmeleitung in Probe und Kupferblock selbst als unendlich betrachtet (vgl. Abb.12).

Es läßt sich dann folgende Wärmeleitungsgleichung aufstellen:

$$C \cdot \dot{T}_P = \dot{Q}_{\text{ext}} - K(T_P - T_B) , \quad (3)$$

dabei sind C die spezifische Wärme von Probe und Kupferblock, K die thermische Leitfähigkeit des Widerstandes,  $T_P$  die Probentemperatur,  $T_B$  die Badtemperatur und  $\dot{Q}_{\text{ext}}$  die der Probe zugeführte Wärmemenge  
 $\dot{Q}_{\text{ext}} = \dot{Q}_0 + \dot{q} \cos \omega t$ .

Die Lösung dieser Differentialgleichung ist in Anhang aufgeführt.

Als Ergebnis erhält man für den stationären Zustand folgenden Ausdruck:

$$\Delta T = \frac{\dot{Q}_0}{K} + \frac{\dot{q}}{c} \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{\tau_P^2} + \omega^2}} \cos(\omega t - \phi) \equiv \Delta T_0 + \Delta T_\omega \quad (4)$$

$\tau_P = \frac{c}{K_0}$  therm. Zeitkonstante der Probenhalterung.

Die Temperaturerhöhung besteht aus einem frequenzunabhängigen Term  $\frac{Q_0}{K}$  und einem frequenzabhängigen  $\Delta T_\omega$ . Der frequenzunabhängige Teil kann mit dem Temperaturregler konstant gehalten werden. Den frequenzabhängigen Term kann man durch die Wahl von  $\omega$  und  $\tau_p$  beeinflussen. Dieser geht für  $\omega \gg \frac{1}{\tau_p}$  wie  $\frac{1}{\omega}$  gegen Null. Dieses Verhalten von  $\Delta T_\omega$  erklärt die Frequenzabhängigkeit von  $\rho_f$ . Bei  $f > 2000$  Hz sind die Temperaturoszillationen bereits so klein, daß  $\rho_f$  nicht mehr beeinflußt wird.

## 2.5. Modulationstechnik zur Bestimmung des Flux-Flow-Widerstandes $\rho_f$

---

Bei den bisher bekannt gewordenen Gleichstrom-Flux-Flow-Messungen erfolgte die Bestimmung von  $\rho_f \sim \frac{dU}{dI}$  graphisch aus der Steigung der U-I-Charakteristiken im linearen Bereich. Diese Methode birgt mehrere Probleme in sich. Der zu erwartende Fehler einer graphischen Bestimmung der Steigung der U-I-Kurve dürfte kaum kleiner als 3% sein. Außerdem ist der Anfang des linearen Bereiches der U-I-Kurve schwierig zu definieren. Das führt dazu, daß die Meßergebnisse durch verschiedene Wahl der Verstärkungsfaktoren beeinflußt werden können (Abb.5). Eine zu große Verstärkung liefert bei der unumgänglichen Begrenzung der Spannungsordinate einen zu kleinen Wert für  $\rho_f$ , der noch im nichtlinearen Bereich abgelesen wird. Bei hohen Magnetfeldern steht zudem auf Grund der Wärmeentwicklung in der Probe kein

genügend langer linearer Bereich zur Verfügung.

Aus den angeführten Gründen wird zur Messung von  $\rho_f$  eine Wechselstrommodulationstechnik verwendet, wie sie ähnlich schon bei Tunnelmessungen zur Bestimmung der Tunnelleitfähigkeit Verwendung findet.

Ein Gleichstrom  $I_0$  bringt die Probe in den Flux-Flow-Zustand. Zusätzlich wird diesem Gleichstrom noch ein niederfrequenter Wechselstrom  $I_1 \cos \omega t$  überlagert. Die Modulationsamplitude beträgt  $10^{-3} I_0$ . Die Wärmebelastung der Probe ist  $\dot{Q} = I^2 \cdot R = (I_0^2 + 2 I_0 I_1 \cdot \cos \omega t + I_1^2 \cos^2 \omega t) R$ ;  $I_0^2 R = \dot{Q}_0$ ,  $I_1 I_0 \cdot R = \dot{q}_1$ . Die Modulationsfrequenz ist so hoch gewählt, daß in der Probe durch die zusätzlich entstehende Joule'sche Wärme  $\dot{q} \sim I_1 \cos \omega t$  keine Temperaturmodulationen auftreten, die zu einer Fehlmessung von  $\rho_f$  führen können. Für Frequenzen  $f > 2000$  Hz ist, wie in Abb. 11 gezeigt, kein Einfluß dieser Temperaturoszillationen mehr zu spüren (vgl. Abschn. 2.4.).

Es wird nunmehr das Verfahren zur Bestimmung des Flux-Flow-Widerstandes beschrieben. Durch die Probe fließt der Gesamtstrom  $I_0 + I_1 \cos \omega t$ . Die Spannung  $U(I)$ , die an der Probe auftritt, läßt sich nach Taylor entwickeln:

$$U(I) = U(I_0) + \left. \frac{dU}{dI} \right|_{I_0} \cdot I_1 \cos \omega t + \dots \quad (5)$$



Die an der Probe auftretende Spannung  $U_\omega$  mit der Grundfrequenz  $\omega$  ist also proportional zu dem gesuchten Flux-Flow-Widerstand  $\rho_f \sim \frac{dU}{dI} \equiv \frac{dU}{dI} \Big|_{I_0}$

Mit Hilfe eines Lock-In-Verstärkers ist es möglich, die Spannungskomponente  $U_\omega$  mit der Frequenz  $\omega$  aus der Gesamtspannung  $U(I)$  zu ermitteln. Die bei der Entwicklung noch auftretenden höheren Frequenzen stören nicht, da die Entwicklungskoeffizienten im gewünschten linearen Bereich verschwinden.

Abbildung 6 zeigt das Blockschaltbild der Meßanordnung für die Bestimmung von  $U(I)$  und  $dU/dI$ . Ein Sinusgenerator erzeugt die Modulationsspannung  $U \cos \omega t$ , die einem Sweepgenerator zugeführt wird. In diesem wird eine Gleichspannung, die sich durch ein motorgetriebenes Potentiometer verändern läßt, addiert. Die Summenspannung steuert nun einen Kraftstromverstärker, der wiederum den entsprechenden Strom  $I_0 + I_1 \cos \omega t$  durch den Probenstromkreis schickt. Die an der Probe auftretende Wechselspannung  $U_\omega$  wird mit einem Lock-In-Verstärker (29) gemessen, dessen Ausgangssignal die Größe  $dU/dI \cdot I_1 \sim \rho_f$  hat. Eine zum Probenstrom proportionale Gleichspannung wird an einem sich im Kreis befindlichen Normalwiderstand abgegriffen. Die Größen  $U(I)$  und  $\frac{dU}{dI}(I)$  werden mit einem Zweikanal X-Y-Schreiber registriert.

Abbildung 7 zeigt das Beispiel einer Aufzeichnung bei  $T = 4,54 \text{ K}$  und  $H = 990 \text{ Oe}$  an der Legierung  $\text{Pb}_{0.9}\text{In}_{0.1}$ . Gleichzeitig werden die Meßwerte digitalisiert, über ein Interface-System in einen Rechner gegeben und auf Magnetband abgespeichert. Die Auswertung der Messung kann dann direkt mit der Rechenmaschine vorgenommen werden, was auch eine zusätzliche Genauigkeitssteigerung im Vergleich zur Auswertung von Schreiberkurven bringt.

### 3. Meßergebnisse und Diskussion

#### 3.1. Bestimmung des Flux-Flow-Widerstandes $\rho_f$ aus der U-I-Kurve

Wie Abb. 13 zeigt, wird die U-I-Kurve erst für Ströme  $I \gtrsim 3$  linear. Für die Nichtlinearität im Anfangsbereich der Flux-Flow-Charakteristik findet man in der Literatur zwei mögliche Erklärungen.

- 1) Durch Inhomogenität in der Probe gibt es eine Verteilung von Pinningkräften, woraus folgt, daß der Flux-Flow nicht kohärent ist oder daß sich nur ein Teil des Flusses bewegt [14], [30].
- 2) Der nichtlineare Bereich existiert auch in homogenen Proben mit gleichmäßiger Pinningkraft. Bei

$j > j_c$  tritt eine Bewegung des gesamten Flusses mit ansteigender Geschwindigkeit ein [31], [32].

Der nichtlineare Teil der Flux-Flow-Kurve wurde von Farrell und Mitarbeitern [33] an PbIn-Legierungen untersucht. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen lassen sich mit einem Modell von Sherill und Payne [32] deuten. Aus diesem folgt, daß erst bei  $I/I_c \geq 5$  der lineare Teil der Flux-Flow-Kurve erreicht wird.

Die Tatsache, daß zuverlässige Werte für  $\rho_f$  erst bei einer Stromstärke von mindestens  $5I_c$  erhalten werden können, wurde bereits von Joiner bemerkt [34], der Blei-Thallium untersuchte. Mit Hilfe der  $dU/dI$ -Kurve (Abb.14) kann bei den Messungen besonders leicht festgestellt werden, bei welcher Stromstärke der lineare Teil der U-I-Kurve beginnt, das heißt, an welcher Stelle der Wert für  $\rho_f$  konstant bleibt. Das Ergebnis der Konstanz von  $\rho_f$  bei  $I/I_c > 5$  stimmt mit Joiners Bemerkung überein. Aus diesem Grund wurden sämtliche Messungen in dieser Arbeit bei  $I/I_c$ -Verhältnissen größer fünf durchgeführt.

### 3.2. Abhängigkeit des Flux-Flow-Widerstandes vom äußeren Magnetfeld

---

Kim u.a. [5] nehmen in der eingangs erwähnten phänomenologischen Behandlung des Flux-Flow-Verhaltens an,

daß der Reibungskoeffizient  $\eta$  für  $T = 0$  K und für kleine Magnetfelder konstant ist und erhalten unter diesen Bedingungen eine lineare Abhängigkeit des Flux-Flow-Widerstandes vom Magnetfeld, welche sich auch durch

$$\frac{\rho_f}{\rho_n} = \frac{H}{H_{c2}(0)} \quad (6)$$

darstellen läßt. ( $\rho_n$  Widerstand im normalleitenden Zustand). Dieselbe Abhängigkeit erhalten Bardeen und Stephen [3] und Noziere und Vinen [4] in ihren Modellen. Für  $T \neq 0$  K sind an  $\rho_f$  Korrekturen anzubringen, die einmal von der Wechselwirkung der Flußlinien untereinander herrühren. Weiterhin ist mit der Bewegung von Flußlinien auch ein Entropie-Transport verbunden, so daß sich noch ein thermischer Beitrag zu  $\rho_f$  addiert (Clem [32]). Bei Magnetfeldern nahe  $H_{c2}$  und beliebigen Temperaturen muß bei  $\rho_f$  noch die Paarbrechung des äußeres Feldes berücksichtigt werden.  $\rho_f$  ist also im allgemeinen eine komplizierte Funktion des Magnetfeldes  $H$  und der Temperatur  $T$ . Aus diesem Grund gibt es noch keine Theorie, die das Verhalten des Flux-Flow-Widerstandes im gesamten Temperatur- und Magnetfeldbereich beschreiben kann.

Die gemessene Abhängigkeit von  $\rho_f(H)$  ist in den Abbildungen 15 und 16 für  $\text{Pb}_{0.8}\text{In}_{0.2}$  und  $\text{Pb}_{0.9}\text{In}_{0.1}$  aufge-

zeichnet. Man erkennt, daß  $\frac{\rho_f}{\rho_n}(H)$  bei tiefen Temperaturen und kleinen Feldern nicht dem von Kim u.a. [5] vorgeschlagenen Verlauf (Gleichung 6) folgt. Für einen großen Temperatur- und Feldbereich ist  $\frac{\rho_f}{\rho_n} < \frac{H}{H_{c2}}$ . Bei der  $Pb_{0.8}In_{0.2}$ -Legierung überschneiden sich sogar die  $\frac{\rho_f}{\rho_n}(H)$ -Kurven. Bei festgehaltenem Feld folgt daraus ein Temperaturminimum für  $\rho_f$ . Dieser Effekt rührt von der oben kurz erwähnten zusätzlichen thermischen Dissipation her und wurde von Axt und Joiner [22] und von Joiner und Thompson [37] an PbTl untersucht. Clem [35] und Chow [36] berechnen Beiträge zum Flux-Flow-Widerstand  $\rho_f$ , die durch einen lokalen Temperaturgradienten in der Nähe des "Cores" der Flußlinie entstehen. Diese Effekte werden jedoch in dieser Arbeit nicht untersucht.

### 3.3. Auswertung von $\rho_f(H)$

Wie schon erwähnt, ist  $\rho_f(H)$  eine komplizierte Funktion von T und H, und es gibt keine Theorie, die ihren Verlauf wiedergibt. Für den Grenzfall  $H \rightarrow H_{c2}$  sind mit den in der Einleitung genannten theoretischen Ansätzen Aussagen möglich. Der Ausdruck, den Schmid [6] mittels einer zeitabhängigen Ginzburg-Landau-Gleichung (TDGL) ableitet, lautet:

$$\frac{\rho_f}{\rho_n} = 1 - \alpha(t) \left(1 - \frac{H}{H_{c2}(t)}\right) \quad (7)$$

$$\alpha(t) = \frac{d\rho_f}{dH} \cdot \frac{H}{\rho_n} \Bigg|_{H_{c2}}, \quad t = \frac{T}{T_c} \quad (8)$$

Die Beziehung gilt nur nahe  $H_{c2}$  und bei  $T_c$ , da die verwendeten TDGL-Gleichungen linearisiert und nach dem Ordnungsparameter entwickelt worden sind.

In allen vorangegangenen Experimenten und auch im vorliegenden zeigt sich, daß es nicht möglich ist,  $\frac{\rho_f}{\rho_n}(H)$  bis  $H = H_{c2}$  zu messen. Wie in Abbildung 17 zu sehen ist, runden sich die  $\frac{\rho_f}{\rho_n}(H)$ -Kurven bei  $\frac{\rho_f}{\rho_n} \approx 0,95$  ab und zeigen nur noch einen schwachen Anstieg. Da erst bei einem Feld von  $H_{c3}$  vollständige Normalleitung erreicht wird, liegt die Vermutung nahe, daß ein Teil des Stromes durch Oberflächensupraleitung getragen wird. Die Probe ist zwar so im Feld ausgerichtet, daß der größte Teil der Probenoberfläche senkrecht zum angelegten Feld steht. Die Probekanten jedoch sind parallel zum Feld angeordnet und können dadurch bis zum kritischen Feld  $H_{c3}$  Oberflächenströme tragen. Diese Oberflächensupraleitung macht sich naturgemäß dann am stärksten bemerkbar, wenn das Probeninnere schon fast normalleitend ist.

Auf Grund dieser experimentellen Tatsache muß  $\frac{\rho_f}{\rho_n}(H)$  bis zum Wert 1 extrapoliert werden. Dies geschieht im steilsten Teil der Kurve vor der Abrundung. Bei dieser Extrapolation wurden bisher von den verschiedenen Autoren etwas willkürliche Methoden verwendet.

So nehmen zum Beispiel Cape und Silvera [11] als Steigung  $\alpha(t)$  den bei ihnen auftretenden linearen Bereich vor der Abrundung von  $\frac{\rho_f}{\rho_n}(H)$ .

Axt und Joiner [15] sowie Bessom u.a. [13] berichten, daß der Flux-Flow-Widerstand über einen weiten Bereich einem exponentiellen Gesetz folgt und benützen diese Gesetzmäßigkeit für eine Extrapolation nach  $H_{c2}$  (Abbildung 18). Joiner [15] geht sogar soweit, Abweichungen seiner Meßpunkte nahe  $H_{c2}$  vom Exponentialgesetz, das im übrigen keine physikalische Bedeutung hat, als Temperaturfehler bzw. als Probenaufheizungseffekt zu deuten. Er hatte allerdings mit seiner Probenhalterung keine Möglichkeit, dies nachzuprüfen. Daß die Extrapolation mit dem Exponentialgesetz im Vergleich zu davon unabhängig bestimmten kritischen Feldern grundsätzlich um 5% höhere Werte für  $H_{c2}$  liefert, wird von den Autoren nicht als schwerwiegender Fehler angenommen.

In dieser Arbeit wird nun versucht, diese willkürliche Art der Extrapolation zu vermeiden. Es wird nämlich einmal möglichst nahe an  $H_{c2}$  herangemessen, da bei der gewählten Probenanordnung Temperaturfehler auszuschließen sind. Außerdem wird versucht, möglichst viele Meßpunkte aufzunehmen.

Da der funktionelle Zusammenhang zwischen  $\frac{\rho_f}{\rho_n}$  und  $H$  nicht bekannt ist, werden mit Hilfe eines Rechners

nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate die Meßpunkte durch Polynome 2. - 6. Grades angenähert. Da der dabei nötige Grad der Polynome von der Breite des auszugleichenden Bereichs abhängt, andererseits nicht unsinnig hohe Grade benutzt werden sollen, werden versuchsweise Polynome 2. - 3. Grades im Bereich  $\frac{\rho_f}{\rho_n} > 0,5$  und Polynome 4. - 6. Grades im gesamten Bereich benutzt, wobei zusätzlich darauf geachtet wird, daß die zugehörige Standardabweichung nicht den durch die experimentelle Unsicherheit der einzelnen Meßpunkte für  $\frac{\rho_f}{\rho_n}(H)$  gegebenen maximalen Fehler wesentlich unterschreitet. Der Fehler wird bestimmt nach

$$\frac{\rho_f}{\rho_n} = \frac{U_f}{U_n} \quad , \quad \Delta \frac{\rho_f}{\rho_n} = \left| \frac{1}{U_n} \right| \delta_{U_f} + \left| \frac{U_f}{U_n^2} \right| \delta_{U_n} \quad .$$

Bei Verwendung eines Fehlers  $\delta_{U_f} = 0,002 U_f$  und  $\delta_{U_n} = 0,002 U_n$  ergibt sich ein Fehler für  $\Delta \left( \frac{\rho_f}{\rho_n} \right)_{\max} = 0,004$ . In der folgenden Tabelle sind die aus den beschriebenen Polynomen gefundenen Daten angegeben für einen Meßpunkt an  $\text{Pb}_{0.8}\text{In}_{0.2}$  bei  $t = 0,42$  und dem unabhängig bestimmten  $H_{c2}(t) = 4,324 \text{ KOe}$ .

Vergleicht man den Fehler  $\Delta \left( \frac{\rho_f}{\rho_n} \right)_{\max} = 0,004$  mit der mittleren quadratischen Abweichung der Meßpunkte von dem ausgleichenden Polynom, so sieht man, daß der Fit mit dem Polynom 6. Grades sinnlos ist, da die Standardabweichung um einen Faktor 100 kleiner ist, als der



Polynom	$\alpha$	$H_{c2}$ (extrapoliert [K0e])	Standard- abweichung von $\frac{\rho_f}{\rho_n}$	Bereich
2. Grad	2,64	4,342	0,003	} $\frac{\rho_f}{\rho_n} > 0,5$
3. Grad	2,15	4,428	0,008	
3. Grad	2,29	4,374	0,009	} über Gesamt- bereich
4. Grad	2,70	4,342	0,003	
5. Grad	2,81	4,338	0,003	
6. Grad	2,85	4,342	0,00003	

Fehler der Meßwerte selbst. Der Grad der zur Extrapolation verwendeten Polynome wird durch diese Bedingung eingeschränkt. Ebenfalls wird man bei der Auswertung Polynome nicht berücksichtigen, deren Standardabweichung wesentlich größer ist, als der maximale Fehler einer Einzelmessung. Ein solches Polynom wäre nicht geeignet, die Meßkurve genügend genau anzunähern. Offenbar sind Polynome 2. Grades für den Bereich  $\frac{\rho_f}{\rho_n} > 0,5$  und Polynome 4. und 5. Grades für den ganzen Bereich geeignet. Diese so ausgewählten Polynome werden auf den Wert  $\frac{\rho_f}{\rho_n} = 1$  extrapoliert. Durch Vergleich der durch Extrapolation erhaltenen  $H_{c2}$ -Werte, die ebenfalls in der Tabelle aufgeführt sind, mit  $H_{c2}$ -Werten aus Widerstandsübergangsmessungen wird diese zusätzlich getestet. Es zeigt sich klar, daß im Rahmen der Meßgenauigkeit, die

für die Bestimmung von  $H_{C2}$  bei 0,4% liegt und der Streuung der Auswertung, die bei maximal 1% liegt, die  $H_{C2}$ -Werte identisch sind. Dies ist unter anderem ein wichtiges Ergebnis der vorliegenden Arbeit.

Vergleicht man die durch die ausgewählten Polynome erhaltenen Werte für  $\alpha$ , so streuen diese um ihren Mittelwert um einen von der Temperatur abhängigen Betrag, der zwischen  $\pm 7\%$  und  $\pm 15\%$  liegt. Diese Streuung ist etwa halb so groß, wie die der durch einfache graphische Bestimmung erhaltenen  $\alpha$ -Werte.

#### 3.4. Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit den theoretischen Berechnungen

---

Die in 3.3. aufgeführten Überlegungen werden nun für die Bestimmung von  $\alpha(t)$  angewendet. In Abbildung 19 sind die Werte von  $\alpha(t)$  für beide Legierungen aufgetragen. Zusätzlich ist noch ein schraffierter Bereich angegeben, der nach [38] sämtliche Ergebnisse verschiedener Autoren umgrenzt. Die untere der beiden Kurven zeigt die Temperaturabhängigkeit von  $\alpha(t)$  aus den Berechnungen von Caroli und Maki [7]. Die Autoren erhalten mit einer Verallgemeinerung der Methode von Schmid [6] für den "dirty Limit" folgende Temperaturabhängigkeit:

$$\alpha(t) = \frac{4\kappa_1^2(0)}{1,16(2\kappa_2^2(t)-1)}, \quad t = \frac{T}{T_C} \quad (9)$$

wobei für  $\kappa_1(t)$  gilt

$$\kappa_1(t) = \frac{H_{c2}(t)}{\sqrt{2} H_c(t)} \quad (10)$$

und  $\kappa_2(t)$  durch den Verlauf der reversiblen Magnetisierungskurve bei  $H_{c2}$  gegeben ist:

$$4\pi \frac{dM(H)}{dH} = \frac{1}{1,16(2\kappa_2^2(t)-1)} \quad (11)$$

Der Gültigkeitsbereich ist mit

$$1 - \frac{H}{H_{c2}(t)} \ll 1 \quad (12)$$

angegeben.

Thompson [8] hat nachgewiesen, daß Caroli und Maki bei ihrer Berechnung einen Term, der nahe  $H_{c2}$  sehr groß werden kann, vernachlässigt haben. Dieser sogenannte „anomale“ Term resultiert aus der für diesen Bereich falschen Annahme  $\sigma_n = \frac{n}{n} \sigma_o$  für die Leitfähigkeit der Normalelektronen im Flux-Flow-Zustand, wie sie Caroli und Maki ihrer Berechnung zu Grunde legten.  $\sigma_o$  ist die Leitfähigkeit des Materials im normalleitenden Fall,  $n_n$  die Dichte der Normalelektronen und  $n = n_n + n_s$ , also die gesamte Elektronendichte.

Das Ergebnis der Berechnung von Thompson lautet:

$$\alpha = \alpha_{\text{cM}} \cdot L_{\text{D}}(t) \quad , \quad (13)$$

wobei  $\alpha_{\text{cM}}$  der Wert von Caroli und Maki ist.  $L_{\text{D}}(t)$  ist durch folgende Funktion gegeben:

$$L_{\text{D}}(t) = 2 + \frac{\rho \psi''(\frac{1}{2} + \rho)}{\psi'(\frac{1}{2} + \rho)} \quad (14)$$

$\psi'$  und  $\psi''$  sind die Di- und Trigammafunktion,  $\rho$  ist der Parameter, der die durch das äußere Feld |7| hervorgerufene Paarbrechung beschreibt und der durch  $\rho = \frac{\epsilon_0}{4\pi T}$  gegeben ist.

$L_{\text{D}}(t)$  hat bei  $t = 0$  den Wert 1 und steigt bis  $t = 1$  fast linear auf den Wert 2 an. Das Ergebnis, das von Takayama und Ebisawa |9| bestätigt wurde, gleicht also bei  $t = 0$  dem Caroli-Maki-Wert und besitzt bei  $t = 1$  den doppelten Wert.

Die in dieser Arbeit gefundenen Werte von  $\alpha(t)$  folgen im Gegensatz zu früheren Experimenten bei Temperaturen von  $t = 0,2$  bis  $t = 0,6$  der theoretischen Kurve von Thompson. Bei  $t > 0,6$  ergeben sich jedoch signifikante Abweichungen, und für den gegen  $t = 1$  extrapolierten Verlauf scheint sich der Wert  $\alpha = 2,5$  zu nähern, wie er auch von Schmid |6| erhalten wurde.

Die Abweichungen der Werte im Temperaturbereich von  $t = 0,6$  bis  $1,0$  von der Thompson-Näherung läßt sich

nicht durch deren begrenzten Gültigkeitsbereich

$$1 - \frac{H(t)}{H_{c2}(t)} \ll \frac{H_{c2}(t)}{H_{c2}(0)} \quad (15)$$

erklären. Abweichungen wären nach dem von Thompson angegebenen Gültigkeitsbereich eventuell bei Temperaturen sehr nahe  $T_c$  zu erwarten. Ein möglicher Einfluß von Fluktuationen dürfte sich ebenfalls erst sehr nahe  $T_c$  bemerkbar machen.

Takayama und Maki [39] haben inzwischen den Einfluß von Korrekturen in höherer Ordnung des Ordnungsparameters untersucht. Sie stellten eine temperaturabhängige Unterdrückung des Thompson-Terms fest, die jedoch erst nahe  $T_c$  wirksam wird.

Die Gleichungen, die allen Berechnungen des Flux-Flow-Widerstandes zu Grunde gelegt sind, gelten eigentlich nur für den Fall schwach koppelnder Supraleiter. Bei PbIn-Legierungen handelt es sich aber um stark koppelnde Supraleiter, und man wäre geneigt, die Abweichungen der Meßwerte von der Thompson-Theorie dieser Tatsache zuzuschreiben. Dieses Argument muß aber verworfen werden, da die Theorien für den Fall schmutziger Supraleiter (dirty Limit) mit kleiner freier Weglänge gerechnet wurden und hierbei die Verunreinigungsstreuung dominierend ist.

Die Theorie von Thompson wurde erstmals durch das Experiment von Pederson, Kim und Thompson [38] bestätigt. Sie erhielten bei ihren Messungen der Oberflächenimpedanz von PbIn und NbTa-Legierungen im GHz-Bereich gute Übereinstimmung mit der von Thompson auf endliche Frequenzen erweiterten Theorien bis zu Temperaturen  $t \approx 0,8$ . Für den darüberliegenden Temperaturbereich müssen Korrekturen für  $\alpha$  angebracht werden, die durch das HF-Meßverfahren begründet sind. Ein Vergleich mit den in der vorliegenden Arbeit erstmals durch Gleichstrom-Messung des Flux-Flow-Widerstandes nachgewiesenen Abweichungen oberhalb  $t = 0,6$  ist somit nicht möglich.

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß die im Rahmen dieser Arbeit an PbIn-Legierungen durchgeführten Messungen des Flux-Flow-Widerstands nahe  $H_{c2}$  zumindest im Bereich von  $t = 0,2$  bis  $t = 0,6$  die Thompson-Theorie zu bestätigen scheinen. Die Abweichungen der Messungen von der Thompson-Theorie im Temperaturbereich von  $t = 0,6$  bis  $t = 1,0$  können noch nicht erklärt werden. Es ist daher sinnvoll, zunächst weiteres experimentelles Material zu diesem sehr komplexen Phänomen des Flux-Flows zu sammeln.

## Literaturverzeichnis

- | 1 | Y.P. Kim Proc. 12<sup>th</sup> Int. Conf. on Low Temp. Physics  
LT 12 Kyoto, Japan Ed. Kanda, Academic Press of  
Japan (1971) S. 231 (Übersichtsartikel)
- | 2 | A. Strnad, C. Hempstead, Y. Kim; Phys. Rev. Lett. 13  
(1964) 794
- | 3 | J. Bardeen, M.J. Stephen, Phys. Rev. 140 (1965)  
A1197
- | 4 | P. Noziere, W.F. Vinen, Phil. Mag. 14 (1966) 667
- | 5 | Y.P. Kim, C. Hempstead, A.R. Strnad, Phys. Rev.  
139 (1965) A1163
- | 6 | A. Schmid, Phys. d. Kond. Mat. 5 (1966) 302
- | 7 | Ch. Caroli, K. Maki, Phys.Rev. 164 (1967) 591
- | 8 | R. Thompson, Phys. Rev. B1 (1970) 327
- | 9 | H. Takayama, H. Ebisawa, Prog. Theor. Phys. 44  
(1970) 1450
- | 10 | Y.P. Kim, C. Hempstead, A.R. Strnad, Phys.Rev.  
129 (1963) 528
- | 11 | Y.P. Kim, C. Hempstead, A.R. Strnad, Phys.Rev.Lett.  
9 (1962) 306
- | 12 | K. Noto, Y. Muto, Proc. 12<sup>th</sup> Int. Conf. on Low  
Temp. Phys.  
LT12 Kyoto, Japan, Ed. Kanda, Academic Press of  
Japan (1971) 399
- | 13 | A. Bessom, T. Aomine, L. Rinderer, J. of Low Temp.  
Physics 11 (1973) 289
- | 14 | J.A. Cape, I.F. Silvera, Phys. Rev. Lett. 20 (1968)  
326
- | 15 | C.J. Axt, W.C. Joiner, Phys. Rev. 171 (1968) 461
- | 16 | M. Hansen, Constitution of Binary Alloys  
(Mc Graw Hill Book Co. New York 1958)
- | 17 | A.K. Gupta, S. Wolf, Phys. Rev. B6 (1972) 2595
- | 18 | D.E. Farrell, B. Chandrasekhar, Phys. Rev. 177  
(1969) 694
- | 19 | Preussag Metall AG Goslar

- | 20 | E. Helfand, N. Werthammer, Phys. Rev. 147 (1966) 288
- | 21 | Leybold Heraeus Hanau
- | 22 | C. Axt, W. Joiner, Phys. Rev. Lett. 21 (1968) 1168
- | 23 | Deltabond der Firma Wake Field Engineering Inc. Mass. 01880
- | 24 | GE-Varnisch 7031, General Electric Comp.
- | 25 | Stycast 2740 FT, Emmerson und Cuming
- | 26 | Fa. Cryocal ltd. Florida Beach
- | 27 | Heliumdampfdruckskala 1957
- | 28 | P. Sullivan, G. Seidel, Phys. Rev. 173 (1968) 679
- | 29 | PAR Modell 124
- | 30 | I. van Gorp, Phys. Rev. 166 (1968) 436
- | 31 | K. Yamafuji, F. Irie, Phys. Lett. 25 A (1967) 387
- | 32 | M. Sherill, J. Payne, Phys. Lett. 38A (1972) 313
- | 33 | D. Farrell, I. Dinewitz, B.S. Chandradekhar, Phys. Rev. Lett. 16 (1966) 91
- | 34 | W. Joiner, Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 895
- | 35 | J. Clem, Phys. Rev. Lett. 20 (1968) 735
- | 36 | W. Chow, Phys. Rev. B1 (1970) 2130
- | 37 | W. Joiner, J. Thompson, Solid State Comm. 11 (1973) 1393
- | 38 | R.J. Pedersen, Y.P. Kim, R.S. Thompson Phys. Rev. B7 (1973) 982
- | 39 | H. Takayama, K. Maki, Phys. Rev. Lett. 28 (1972) 1445



## Anhang

### Lösung der Differentialgleichung

$$c \cdot \dot{T}_P = \dot{Q}_{\text{ext}} - K(T_P - T_B)$$

Substitution:  $T_P - T_B = \Delta T$

a) Lösung der homogenen Gleichung

$$\dot{\Delta T} = -\frac{K}{c} \Delta T \quad a = \frac{K}{c} = \frac{1}{\tau_P}$$

$$\Delta T = A e^{-at}$$

b) Lösung der inhomogenen Gleichung durch Variation der Konstanten

Ansatz  $\Delta T = A(t) \cdot e^{-at}$

$$\dot{\Delta T} + a\Delta T = b(t) \quad b(t) = \dot{q} \cdot \cos \omega t$$

allg. Lösung  $\Delta T = e^{-at} \left( \Delta T_0 + \int_0^t b(t) e^{at} dt \right)$

Gesamtlösung:

$$\Delta T = \Delta T_0 e^{-at} + \frac{\dot{Q}_0}{K} (1 - e^{-at}) - \frac{\dot{q}}{c} \frac{1}{\sqrt{a^2 + \omega^2}} \cos \phi e^{-at} + \frac{\dot{q}}{c} \frac{1}{\sqrt{a^2 + \omega^2}} \cdot \cos(\omega t - \phi)$$

Stationärer Fall:

$$\Delta T = \frac{\dot{Q}_0}{K} + \frac{\dot{q}}{c} \frac{1}{\sqrt{a^2 + \omega^2}} \cos(\omega t - \phi)$$

für  $\omega \gg \frac{1}{\tau_P}$   $\Delta T = \frac{\dot{Q}_0}{K} + \frac{\dot{q}}{c} \frac{1}{\omega} \cos(\omega t - \phi)$

## Bildunterschriften

- Abb. 1 Phasendiagramm von PbIn
- Abb. 2  $H_{C2}$  als Funktion der reduzierten Temperatur
- Abb. 3 Probengeometrie
- Abb. 4 Querschnitt durch das Thermometer
- Abb. 5 Einfluß des Verstärkungsfaktors auf die Bestimmung von  $\rho_f$  aus der U-I-Kurve
- Abb. 6 Blockschaltbild des Probenstromkreises
- Abb. 7  $U(I)$  und  $\frac{dU}{dT}$  von  $Pb_{0.9}In_{0.1}$  bei  $T = 4,54$  K und  $H = 990$  Oe
- Abb. 8 Schnitt durch die Probenhalterung
- Abb. 9 Blockschaltbild der Temperaturregelung und -Messung
- Abb. 10 Eichkurve des Miniatur-Kohlethermometers
- Abb. 11 Frequenzabhängigkeit von  $\rho_f$
- Abb. 12 Schematische Darstellung der Probenhalterung
- Abb. 13 Beispiel einer U-I-Charakteristik von  $Pb_{0.8}In_{0.2}$
- Abb. 14 Magnetfeldabhängigkeit von  $\rho_f$  bei  $T = 5,08$  K
- Abb. 15  $\frac{\rho_f(H)}{\rho_n}$  bei verschiedenen Temperaturen  $Pb_{0.9}In_{0.1}$   
(unabhängig best.  $H_{C2}(T)$  mit eingetragen, gestrichelt verbunden)
- Abb. 16  $\frac{\rho_f(H)}{\rho_n}$  bei verschiedenen Temperaturen  $Pb_{0.8}In_{0.2}$
- Abb. 17 Einfluß der Oberflächensupraleitung auf die Bestimmung von  $\rho_f(H)$
- Abb. 18  $\ln\left(\frac{\rho_f}{\rho_n}\right)$  in Abhängigkeit vom Magnetfeld
- Abb. 19 Temperaturabhängigkeit von  $\alpha$

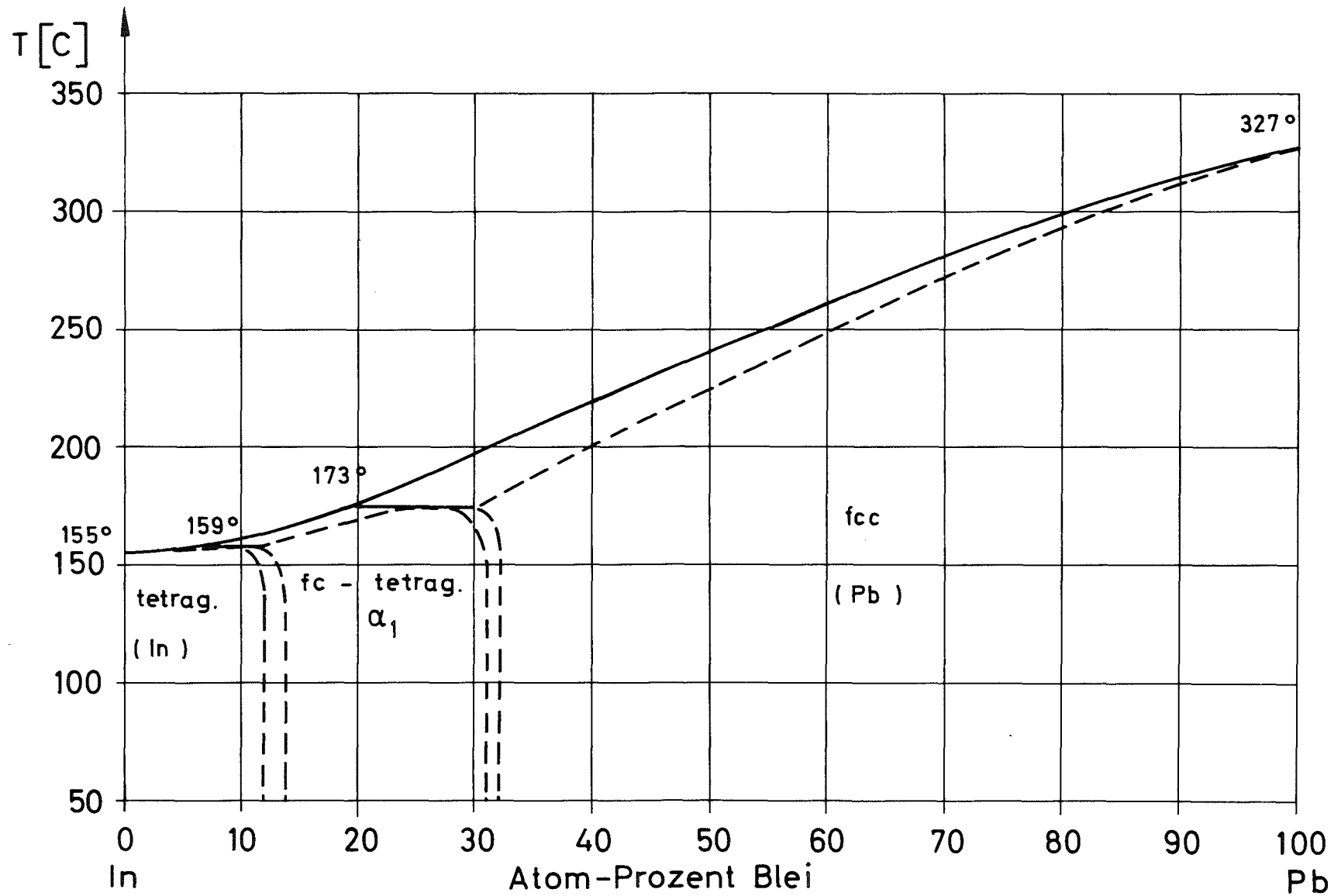


Abb. 1 : Phasendiagramm von Pb - In nach [15]

$H_{c2}$  [kOe]

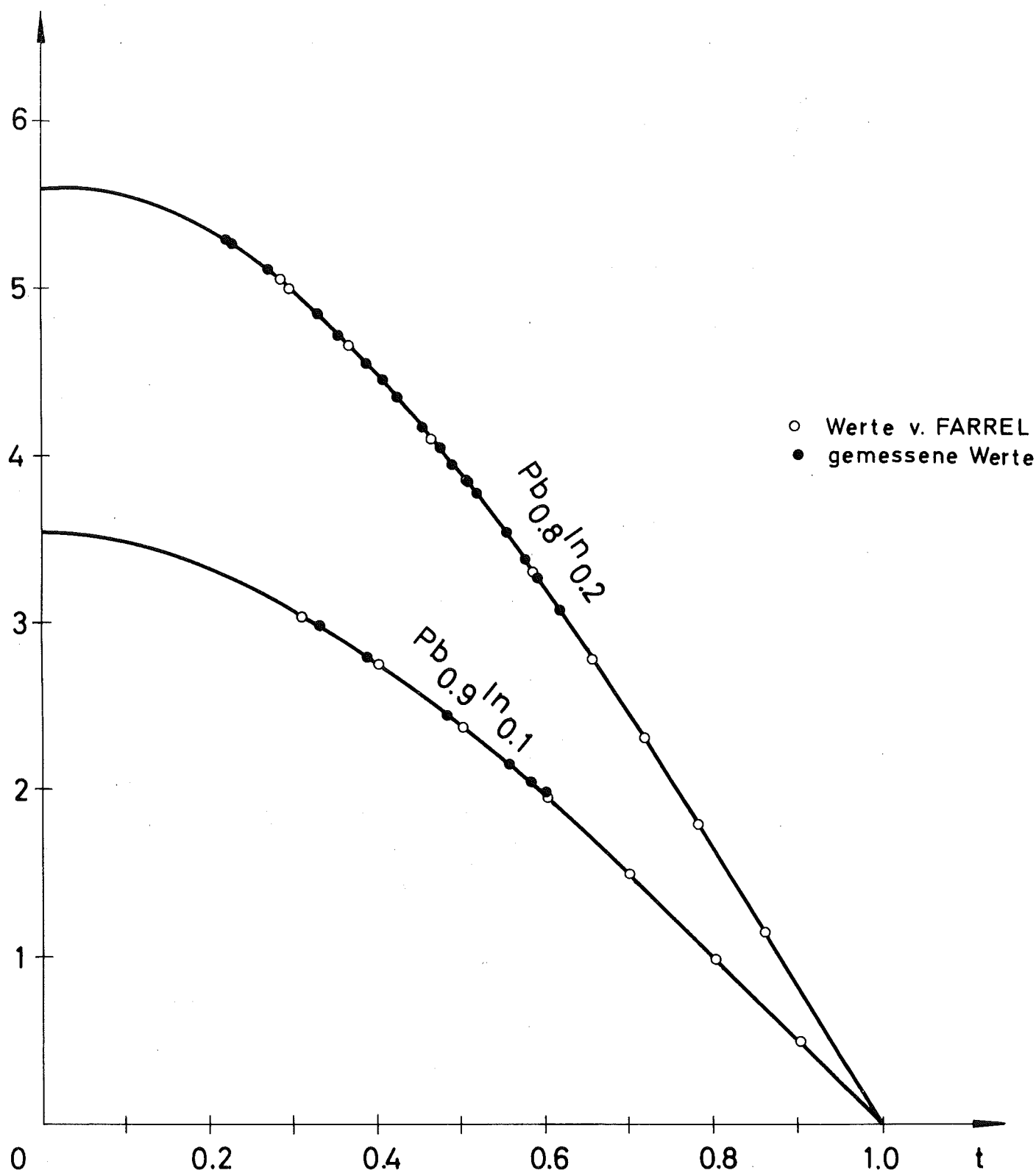


Abb. 2:  $H_{c2}$  als Funktion der reduzierten Temperatur

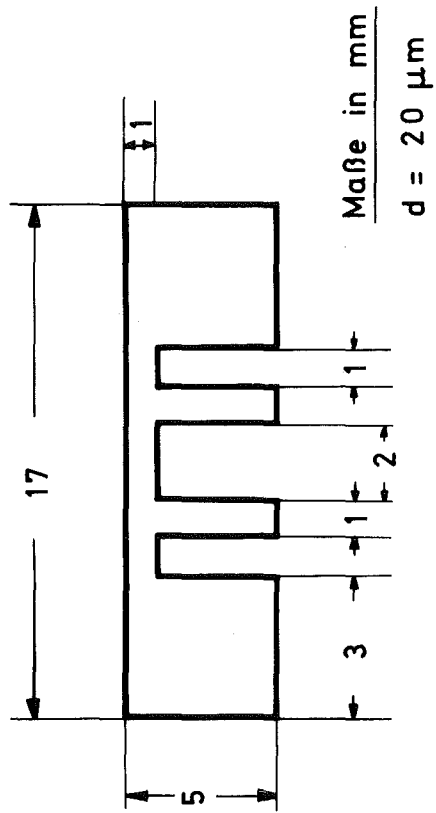


Abb. 3 : Probengeometrie

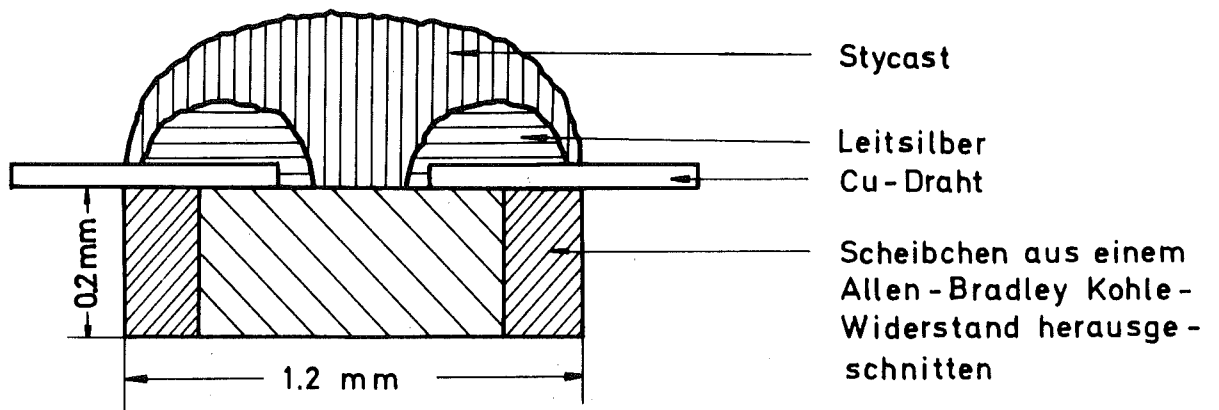


Abb. 4 : Querschnitt durch das Thermometer

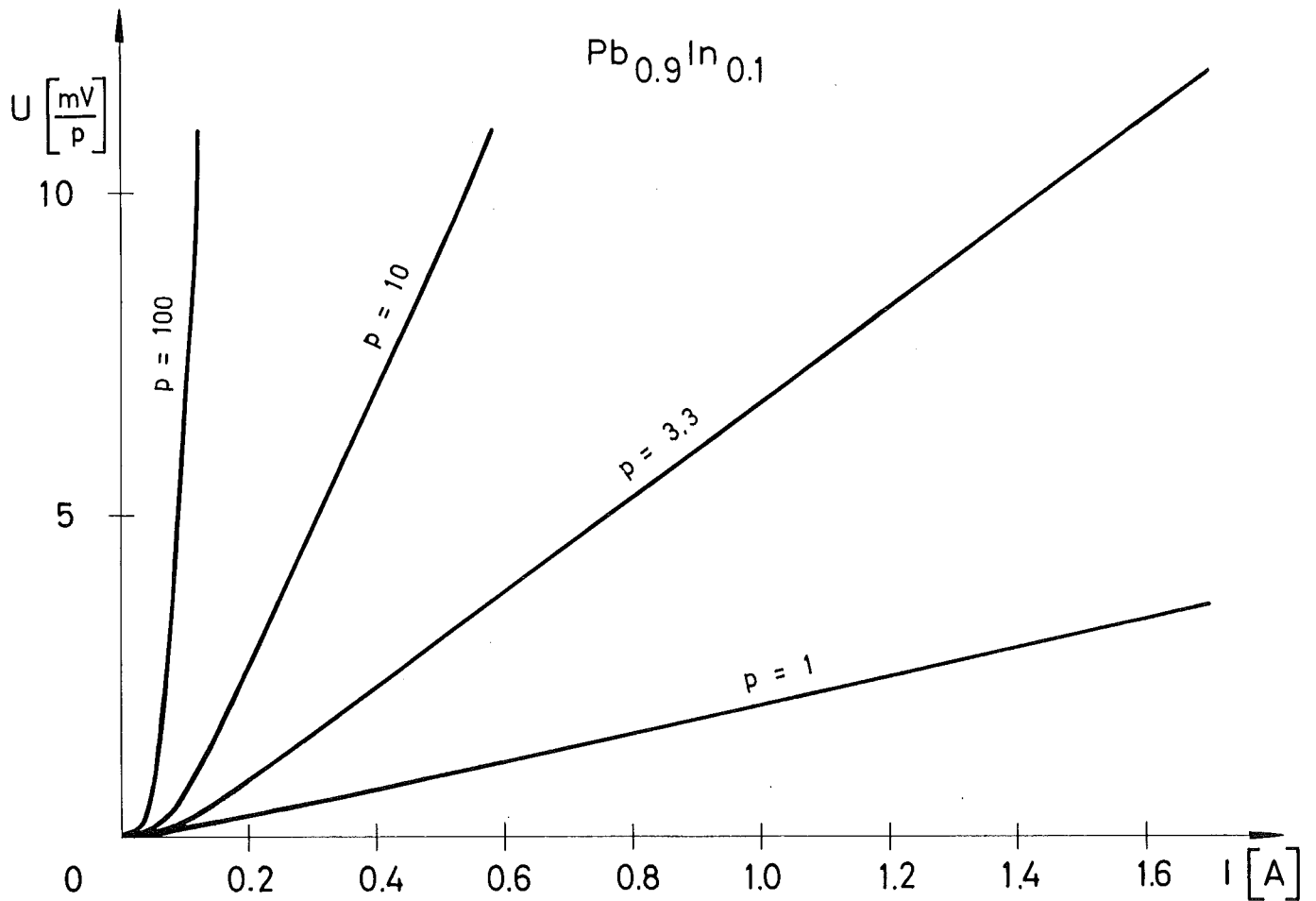
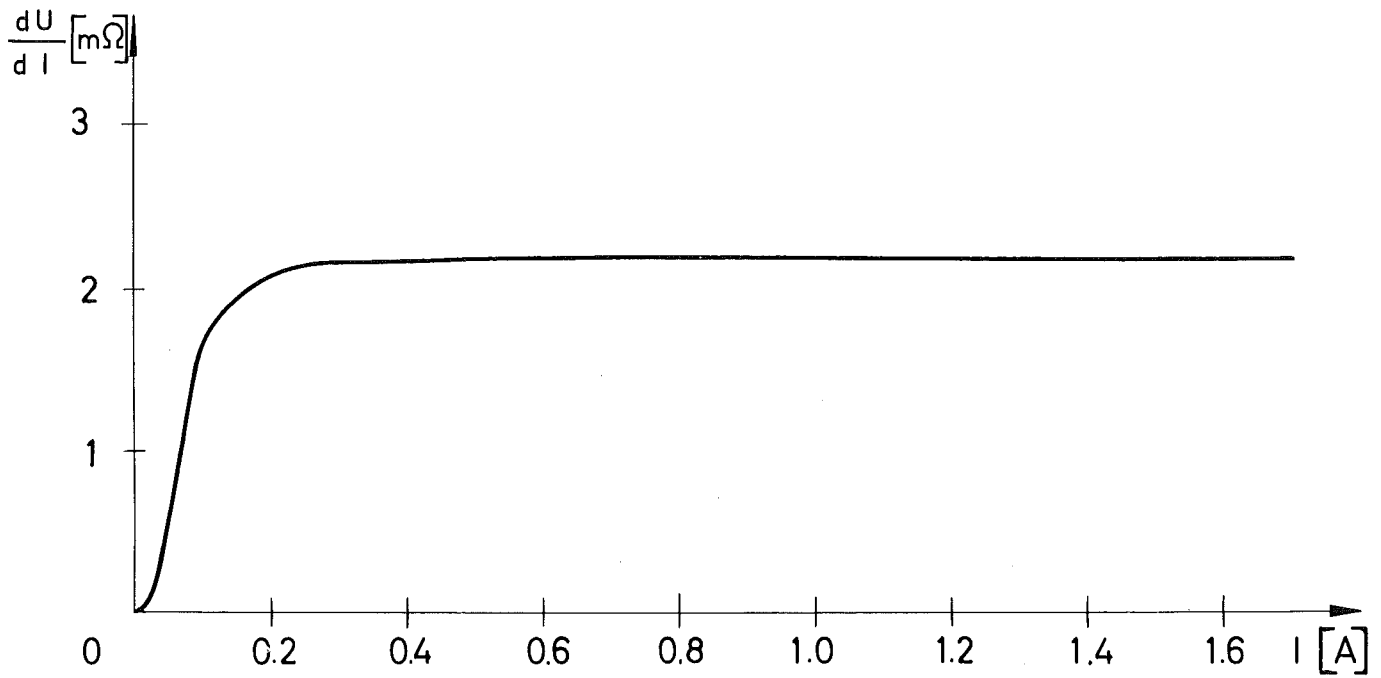
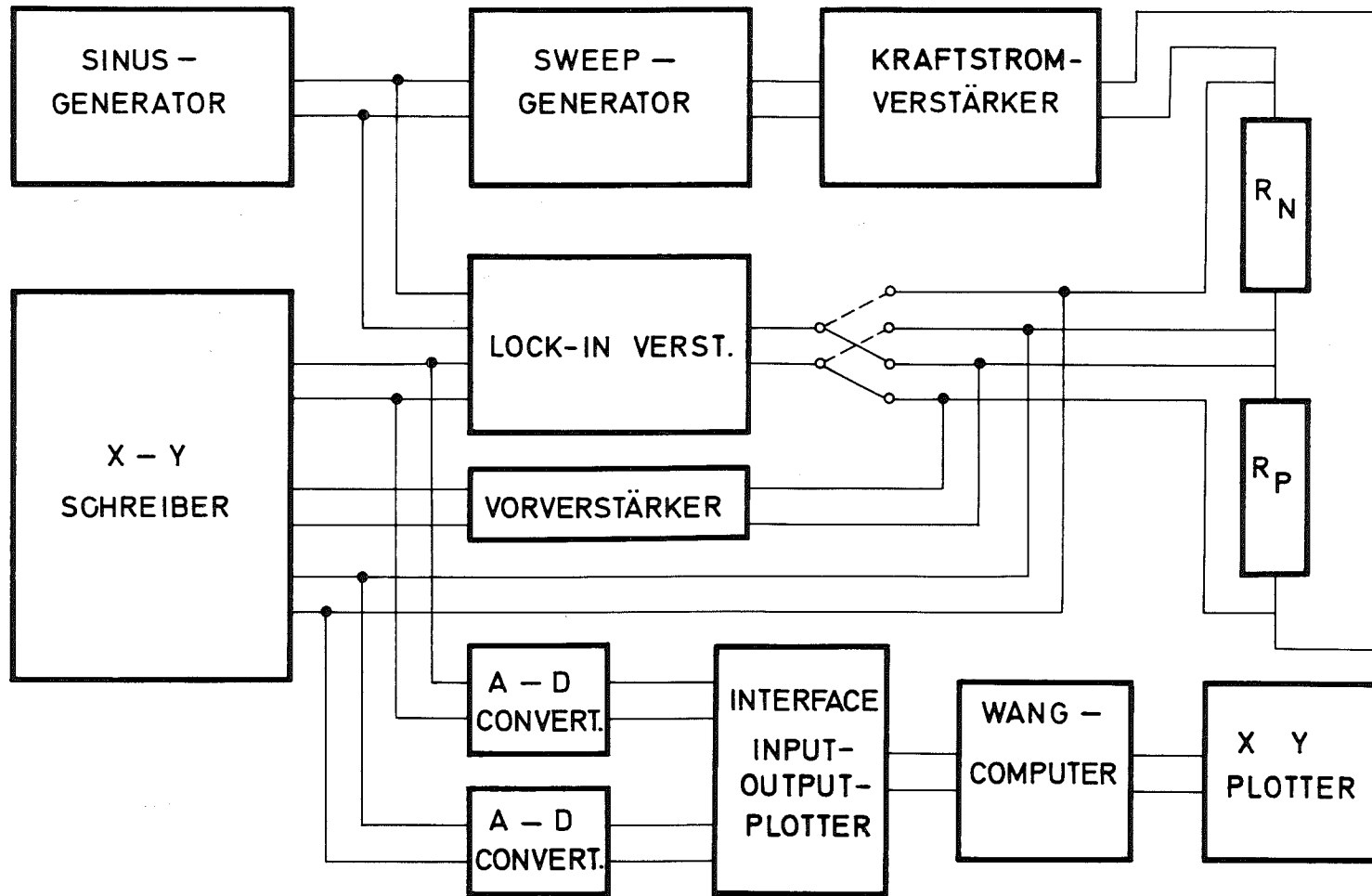


Abb. 5 : Einfluß des Verstärkungsfaktors auf die Bestimmung von  $\rho_f$  aus der U-I-Kurve bei  $H=990 \text{ Oe}/t=0,64$

Abb.6 : BLOCKSCHALTBILD DES PROBENSTROMKREISES





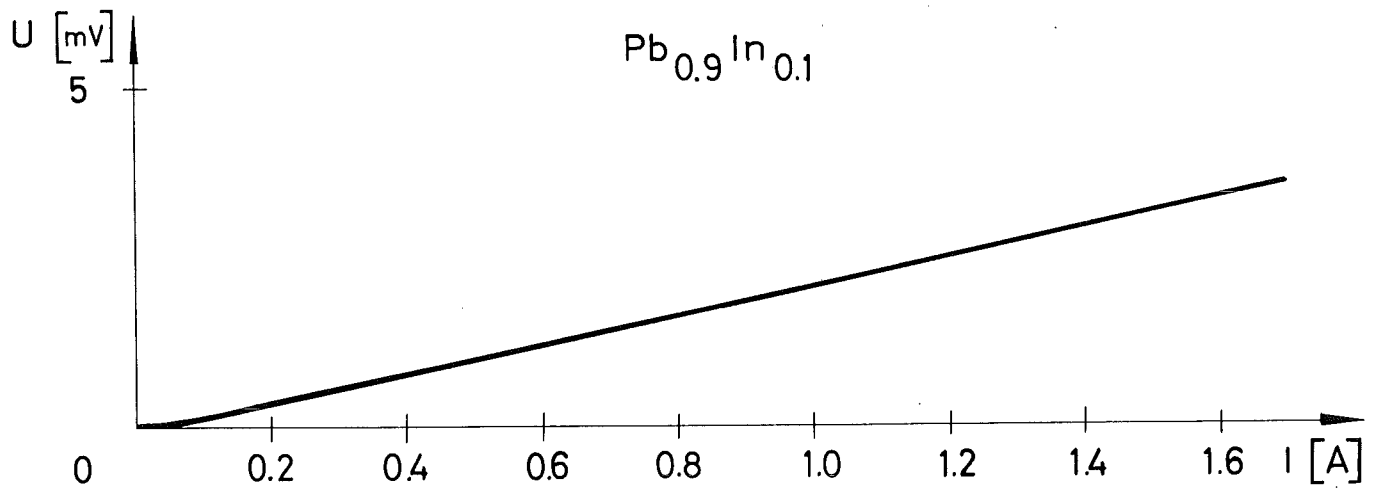
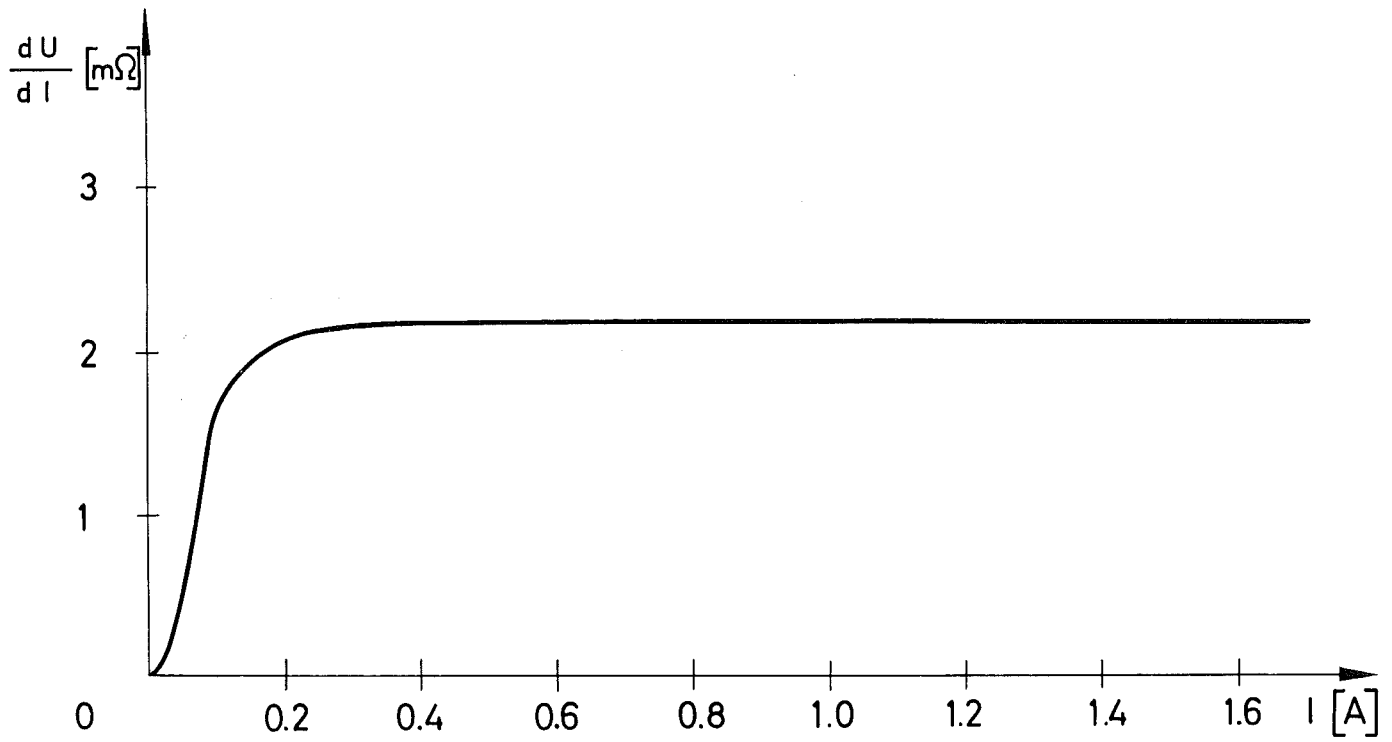


Abb. 7 :  $U(I)$  und  $\frac{dU}{dI}(I)$  bei  $H = 990 \text{ Oe}$  /  $T = 4,54 \text{ K}$

---

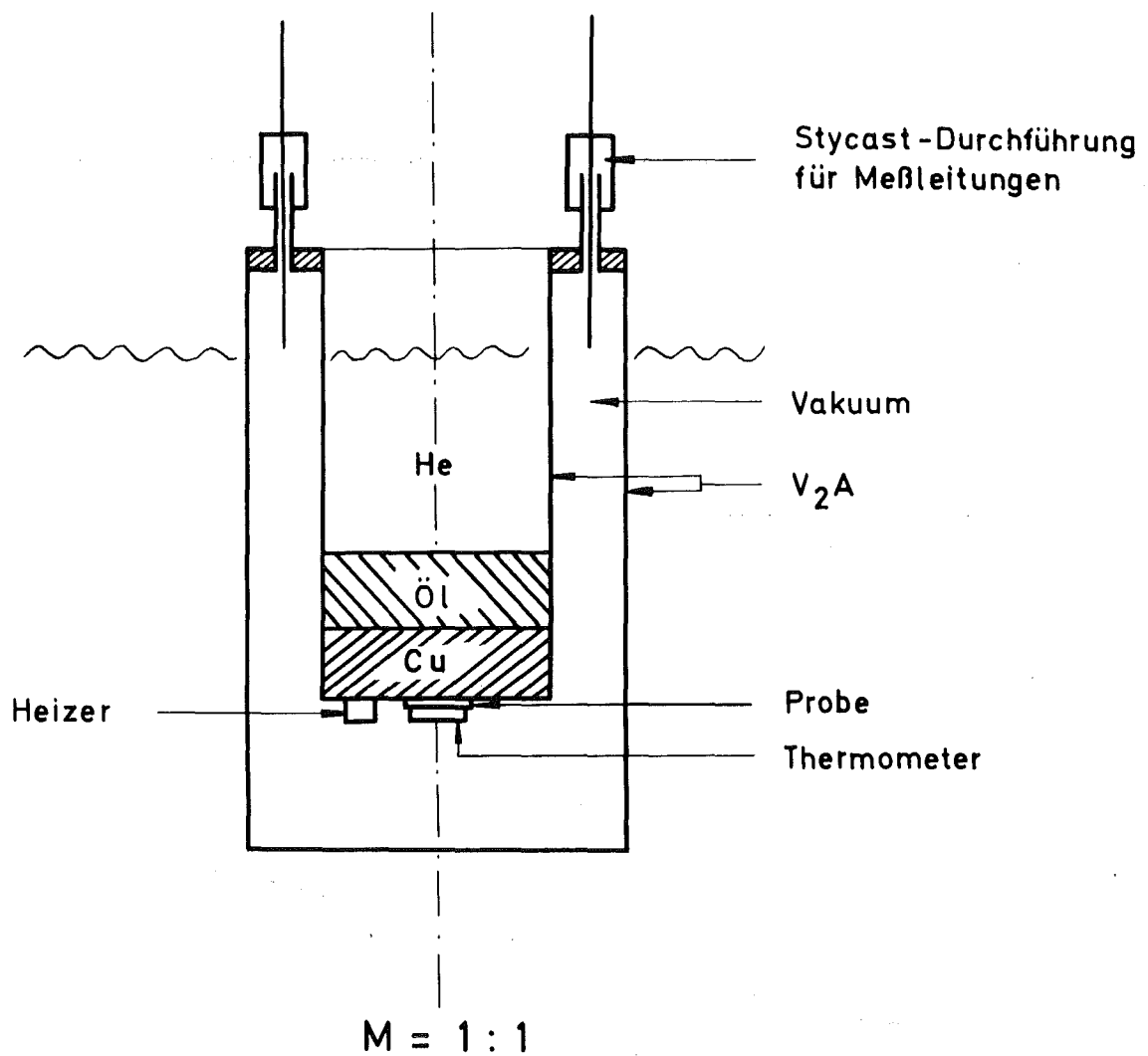
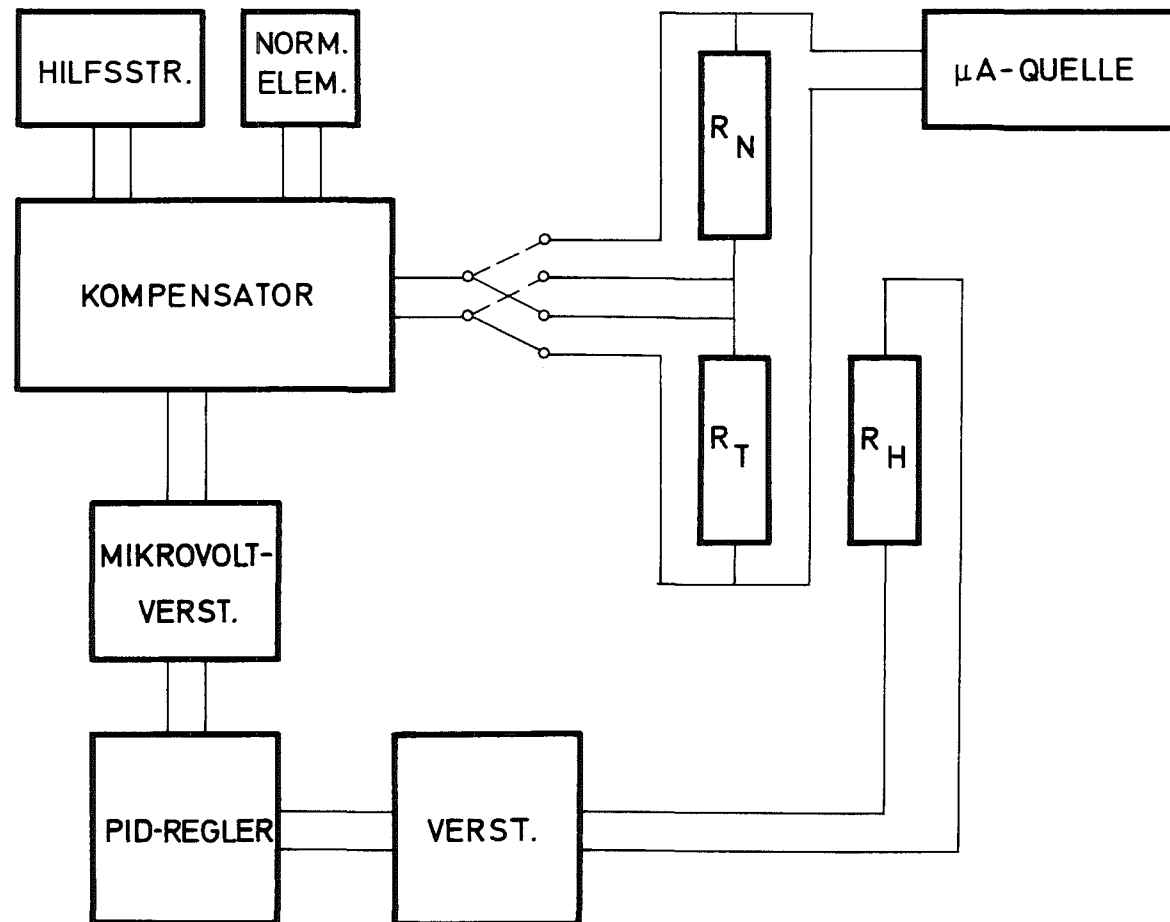


Abb.8 : Schnitt durch die Probenhalterung

Abb. 9 : BLOCKSCHALTBIKD DER TEMPERATURREGELUNG UND -MESSUNG



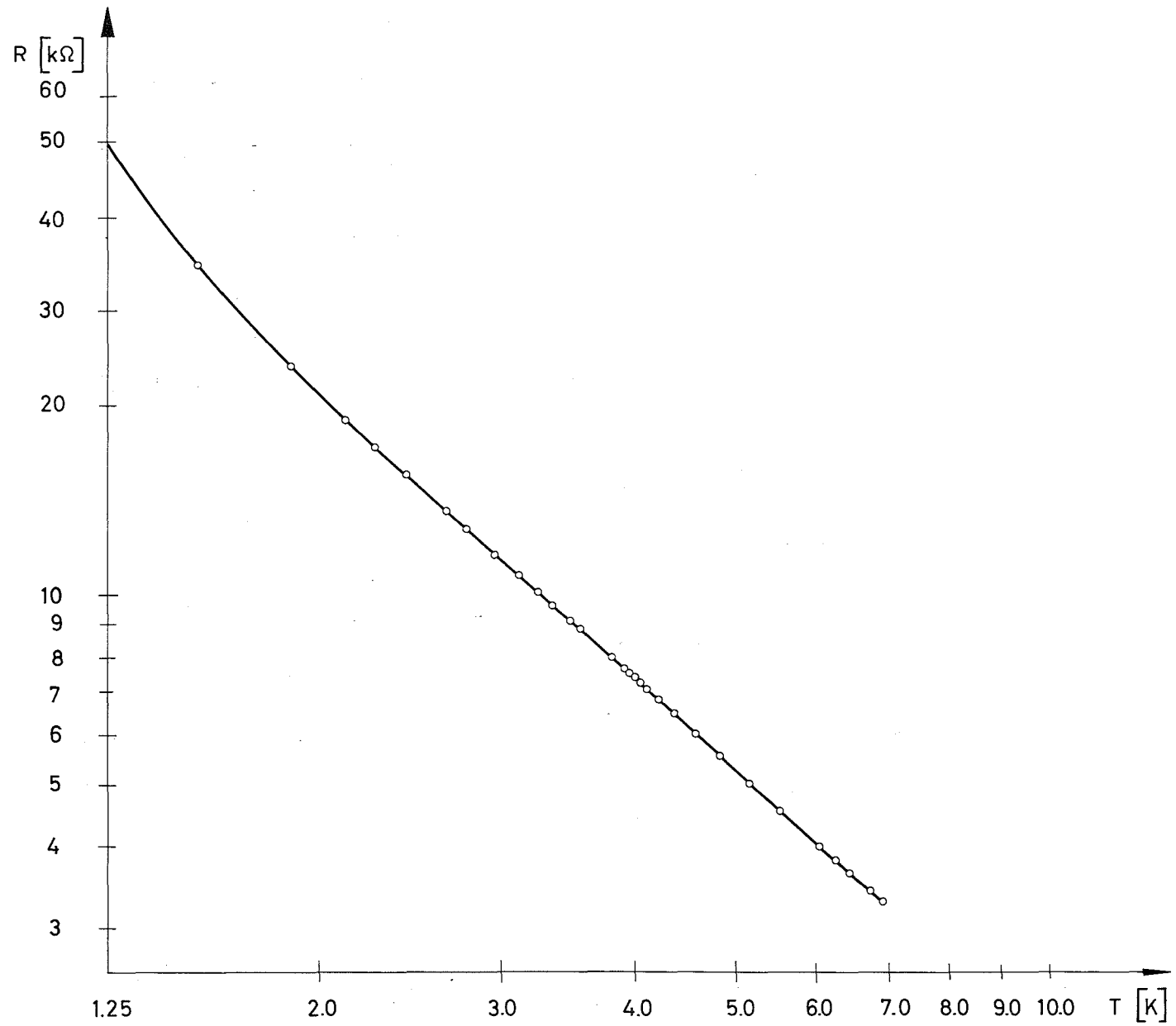


Abb.10 : Eichkurve des Miniatur - Kohlethermometers

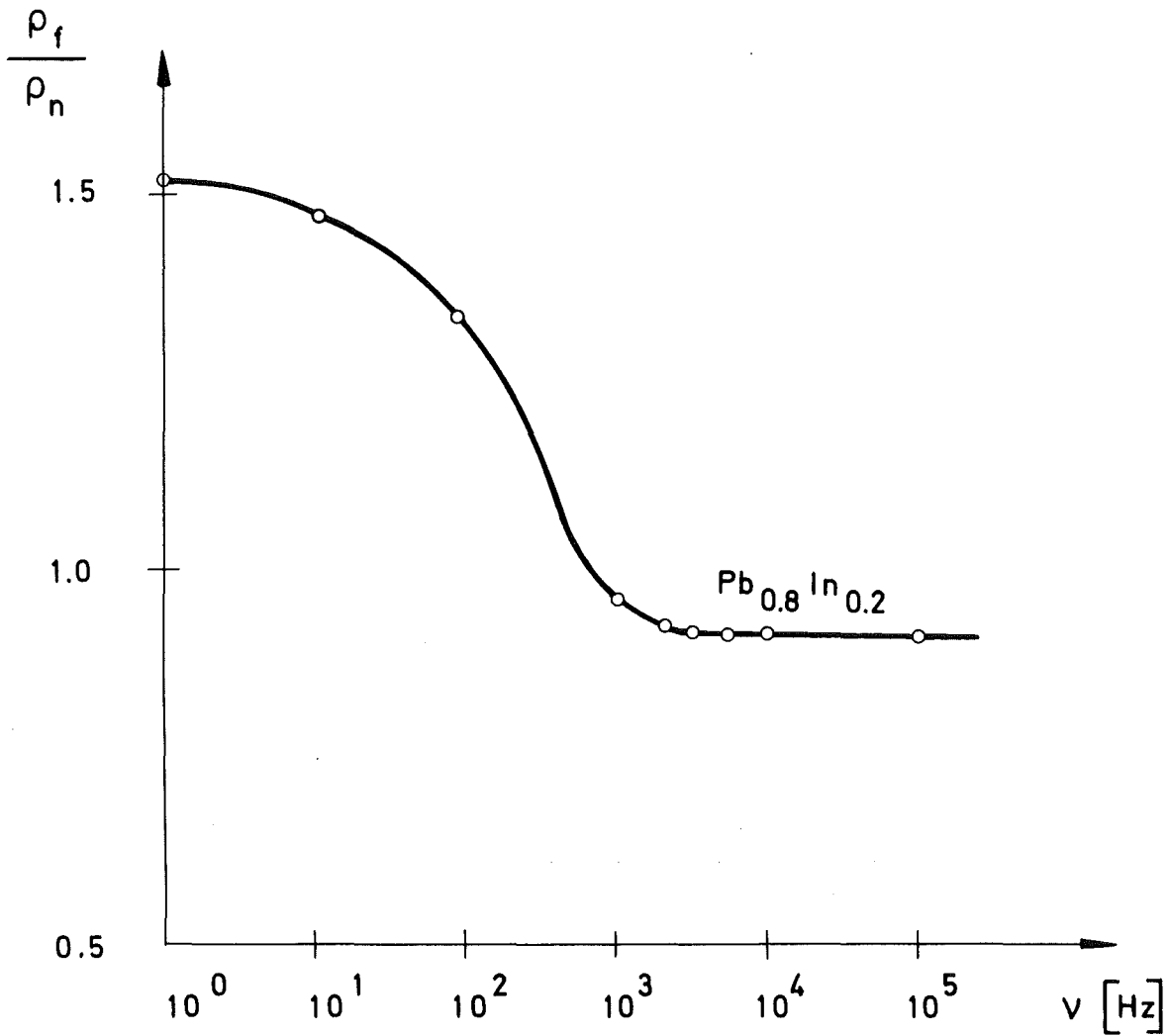


Abb.11 : Frequenzabhängigkeit von  $\rho_f$  bei

$T = 4,5 \text{ K}$   
 $H = 2\,690 \text{ Oe}$   
 $I_{dc} = 0,2 \text{ A}$   
 $I_{ac} = 0,008 \text{ A}$

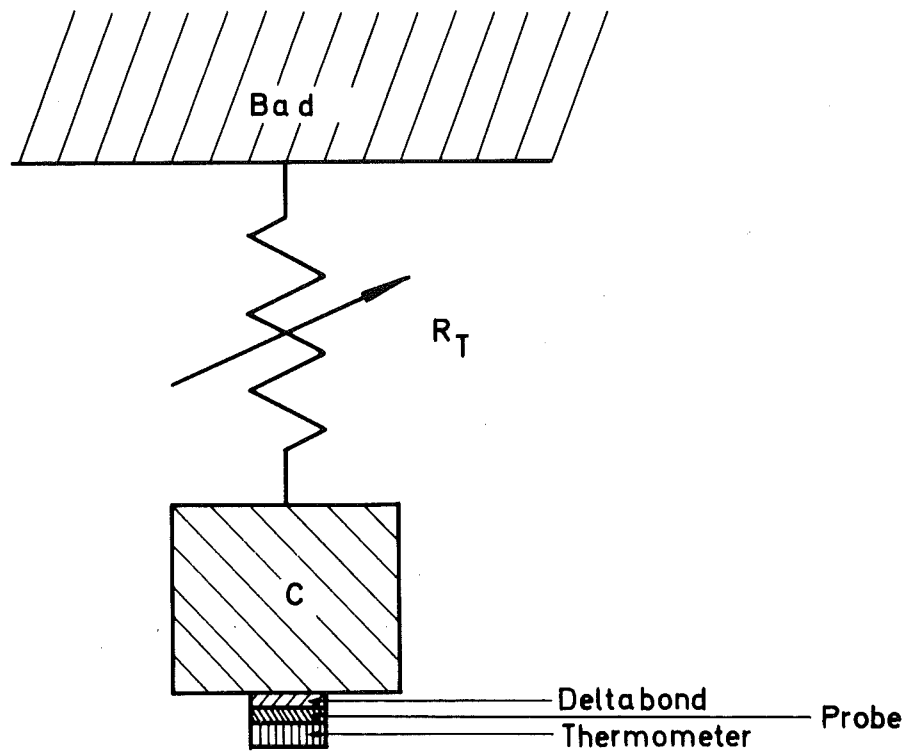


Abb.12 : Schematische Darstellung der Proben-  
halterung

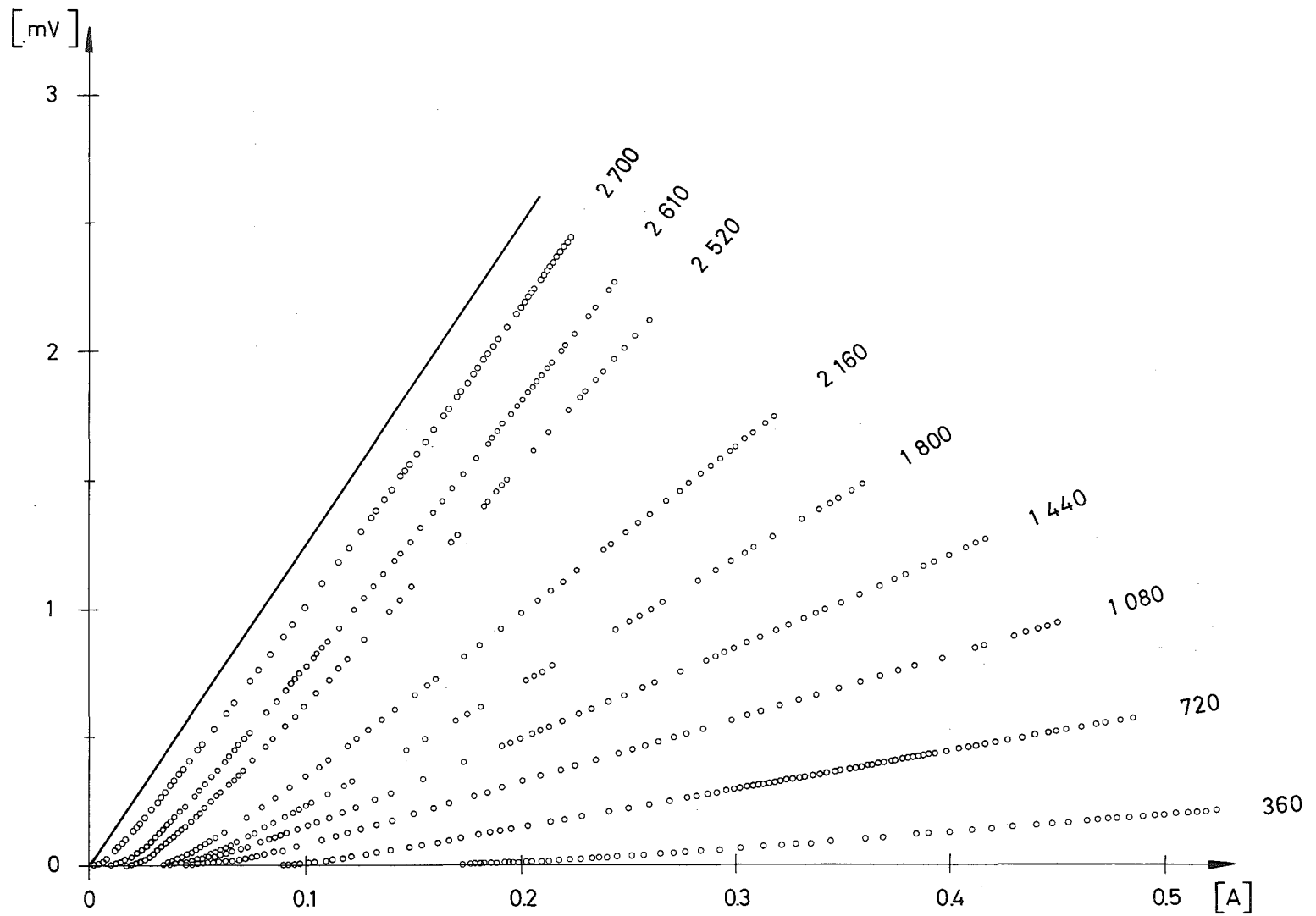


Abb.13 : Beispiel einer  $U - I$ -Charakteristik von  $\text{Pb}_{0.8}\text{In}_{0.2}$  bei  $T = 4,49 \text{ K}$  und verschiedenen  
Magnetfeldern

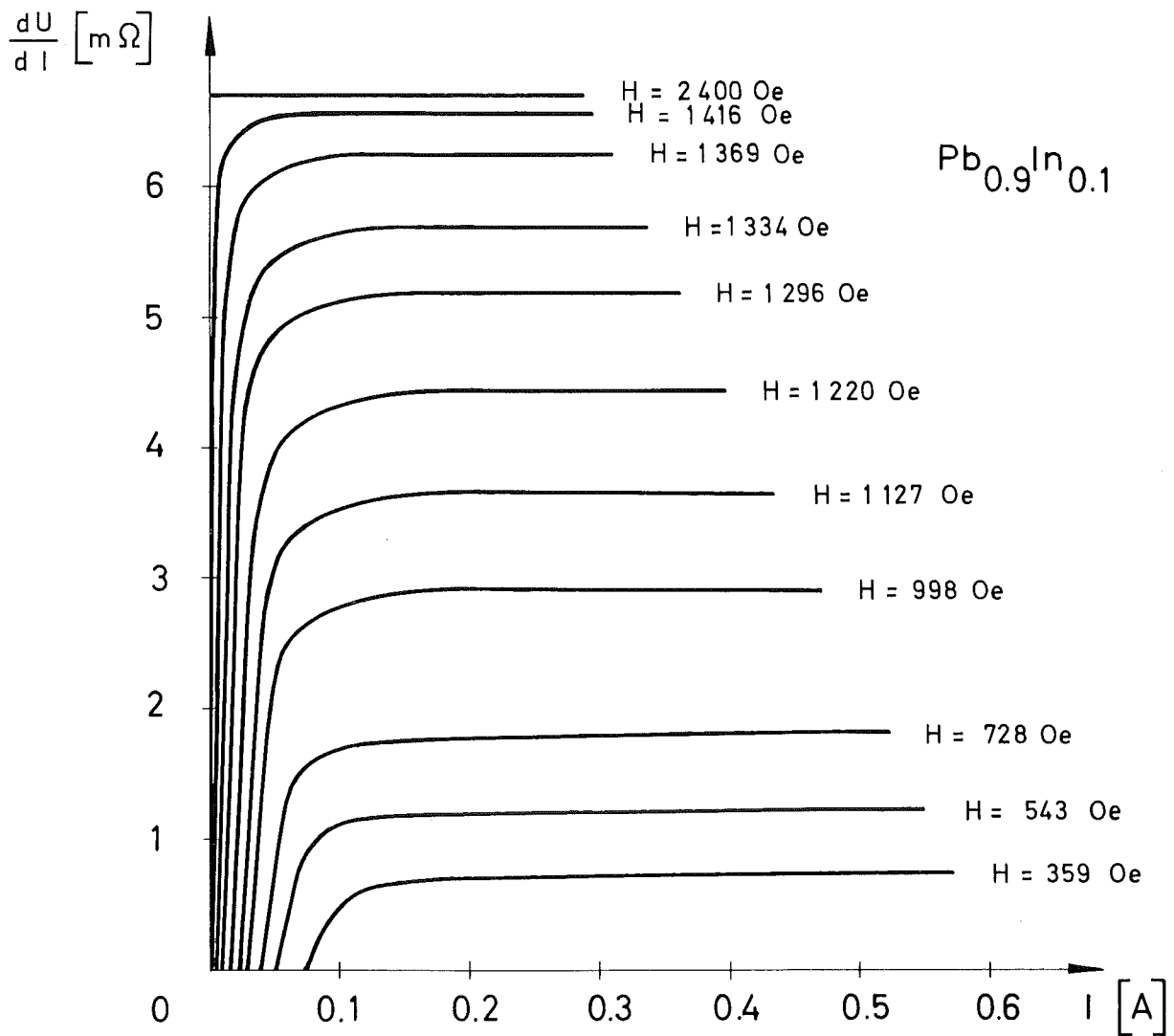


Abb.14 : Magnetfeldabhängigkeit von  $\rho_f$  bei  $T = 5,08 \text{ K}$



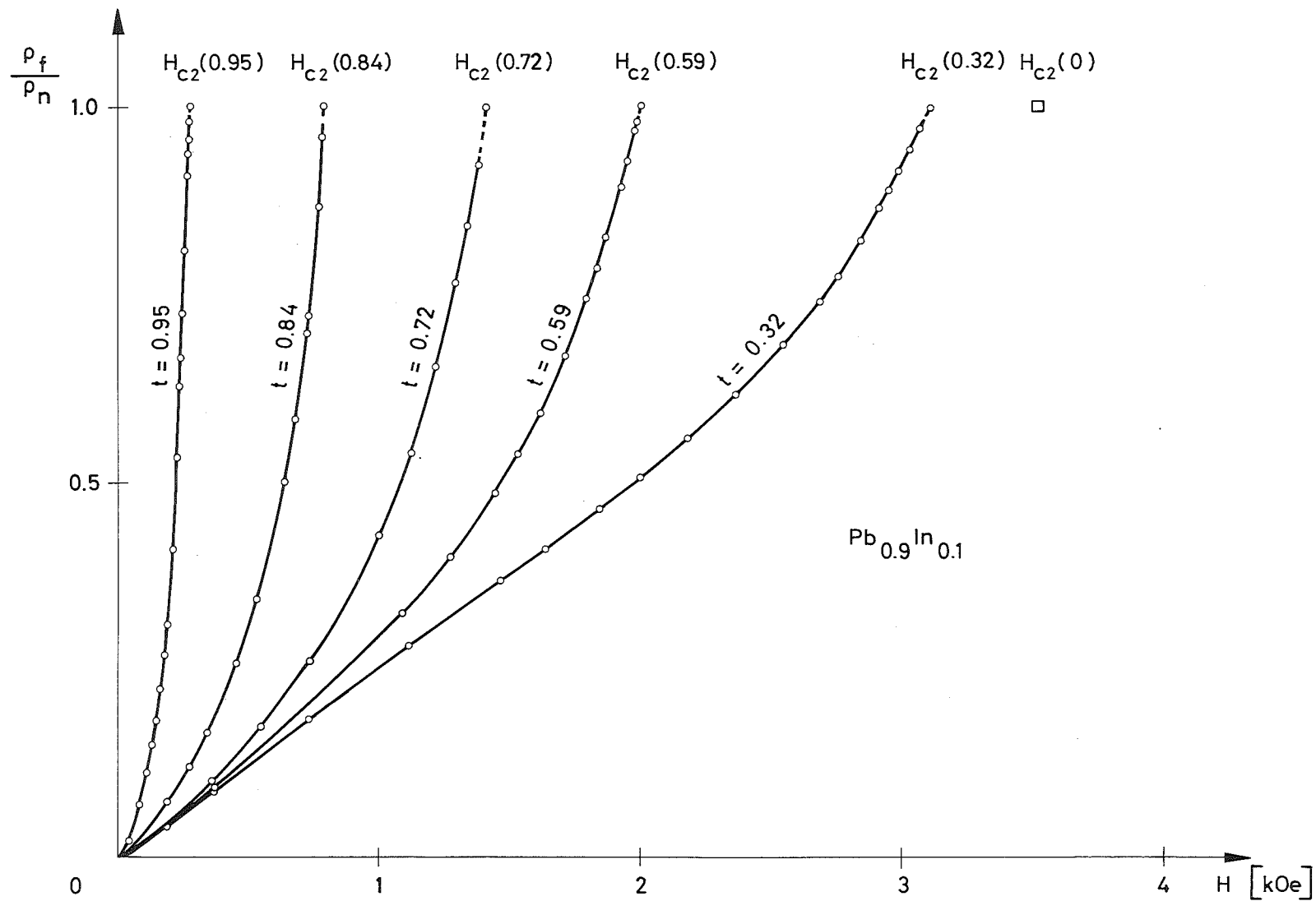


Abb.15 :  $\frac{\rho_f(H)}{\rho_n}$  bei verschiedenen Temperaturen

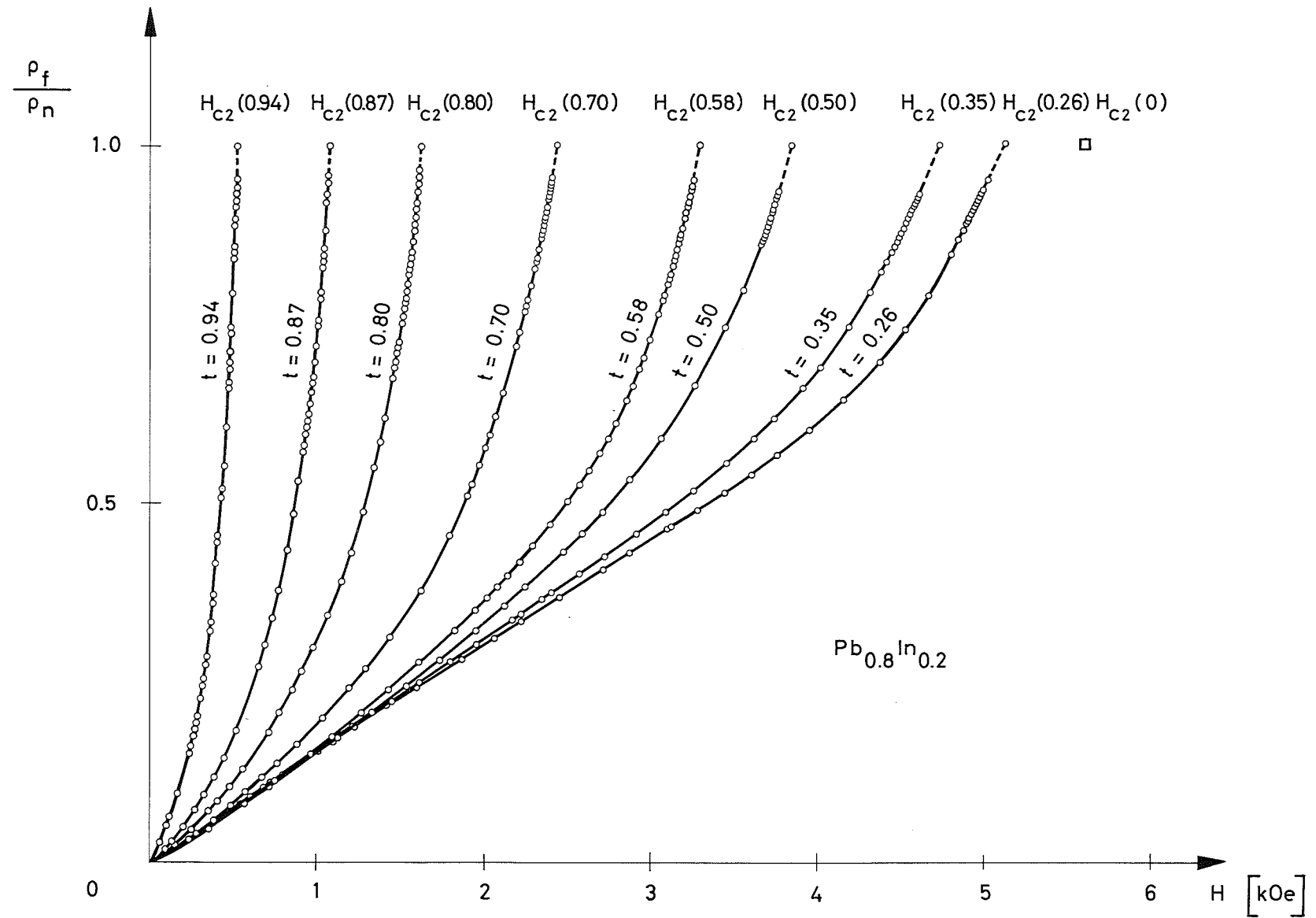


Abb.16 :  $\frac{\rho_f(H)}{\rho_n}$  bei verschiedenen Temperaturen

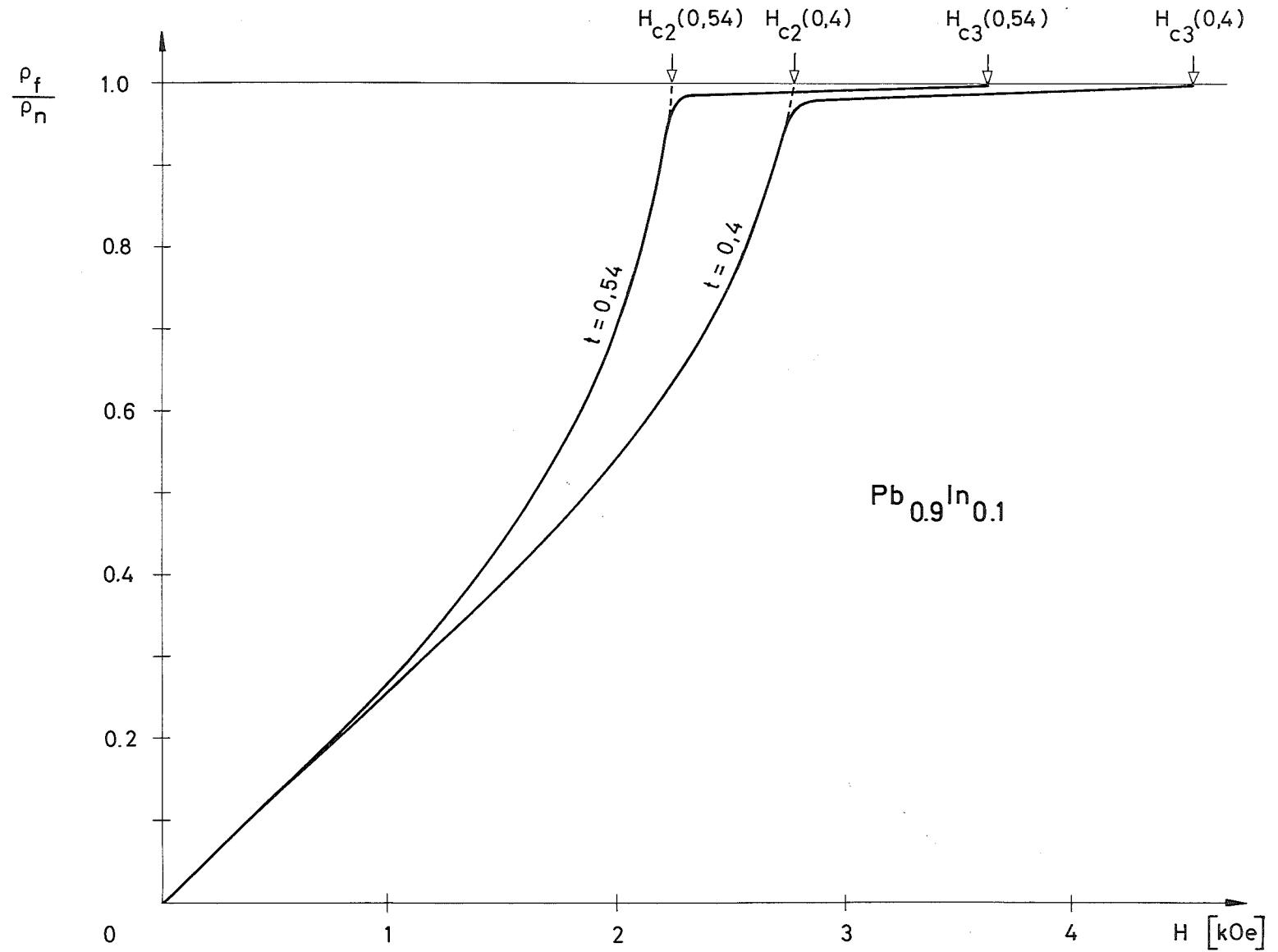


Abb.17 : Einfluß der Oberflächensupraleitung auf die Bestimmung von  $\rho_f(H)$

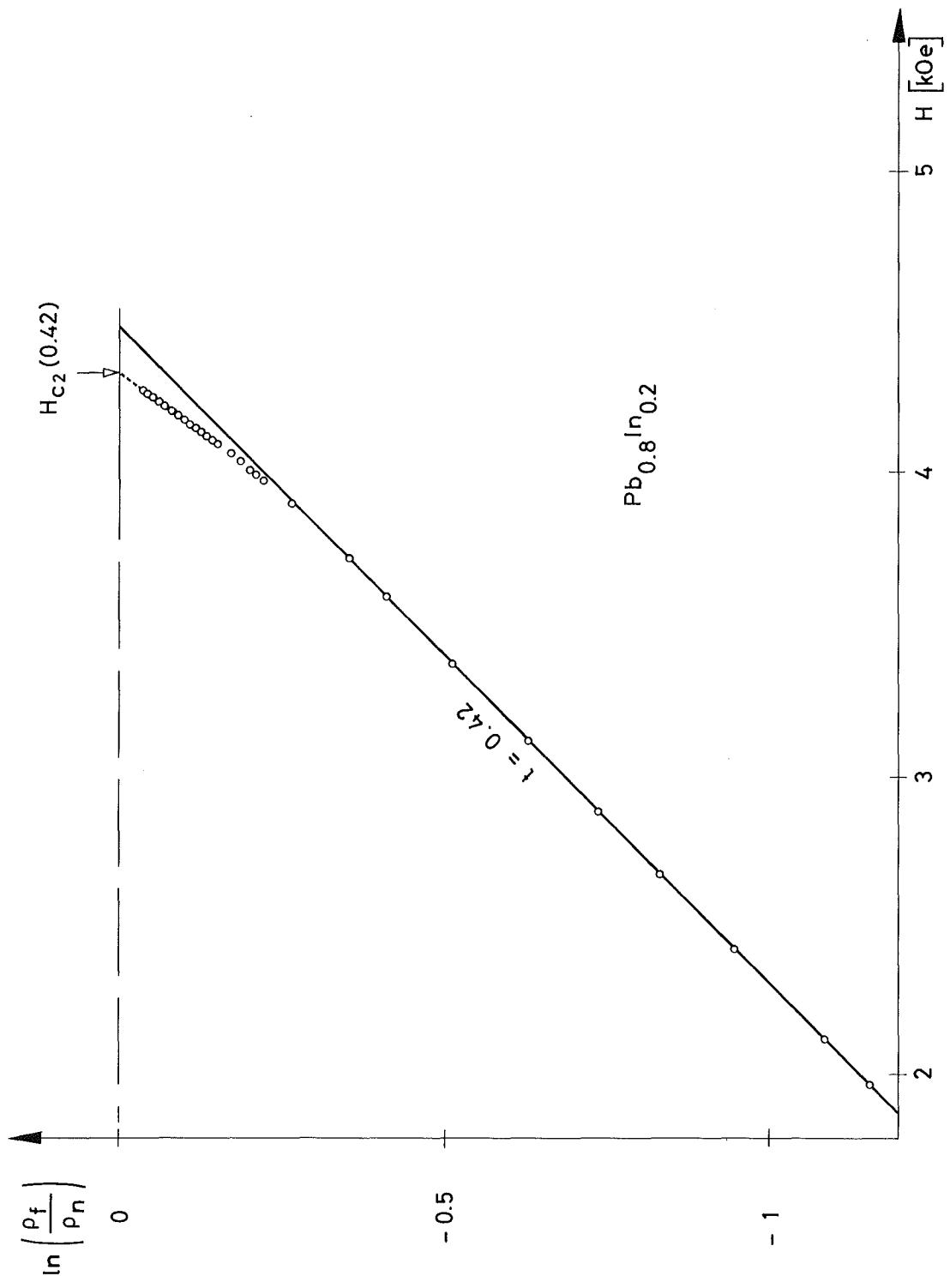


Abb.18:  $\ln\left(\frac{P_f}{P_n}\right)$  in Abhängigkeit vom Magnetfeld

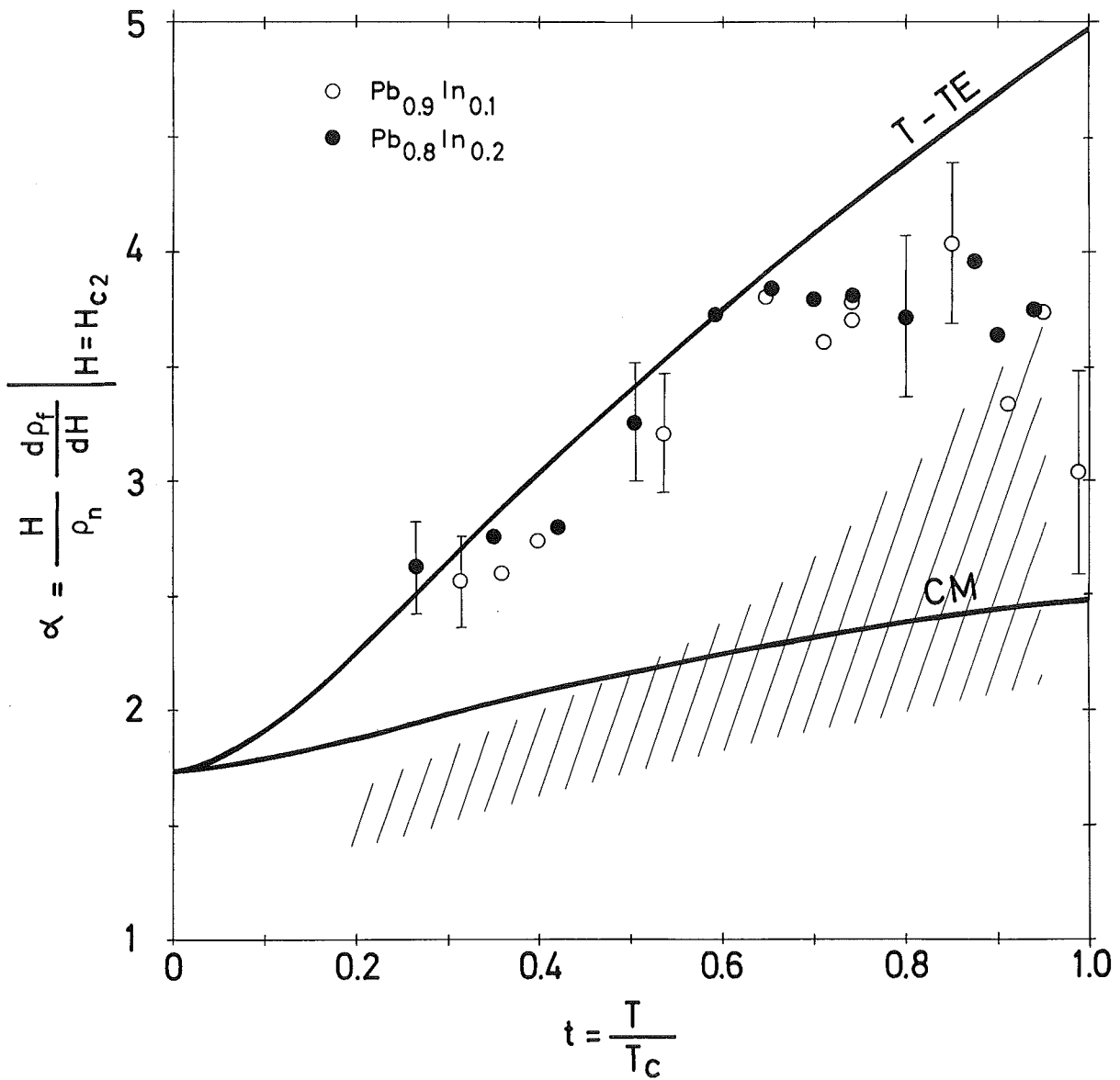


Abb.19 : Temperaturabhängigkeit von  $\alpha$