

**Zeitschrift:** Helvetica Physica Acta  
**Band:** 42 (1969)  
**Heft:** 7-8

**Artikel:** Untersuchungen über den Ginzberg-Landau-Parameter in Indium-Legierungen  
**Autor:** Fischer, Erich  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-114105>

#### Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

#### Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

#### Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

**Download PDF:** 17.01.2026

**ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>**

# Untersuchungen über den Ginzburg-Landau-Parameter in Indium-Legierungen

von Erich Fischer

Laboratorium für Festkörperphysik, Eidgenössische Technische Hochschule, Zürich

(23. VII. 69)

**Zusammenfassung.** Zur Überprüfung der Formeln von GORKOV und GOODMAN, welche sagen, dass der Ginzburg-Landau-Parameter  $\chi$  linear mit dem Restwiderstand des Materials zunimmt, ist  $\chi$  in verschiedenen Indium-Legierungssystemen als Funktion des Restwiderstandes experimentell bestimmt worden.

Trotz verschiedenartigen Zulegierungen mit verschiedenen Streumechanismen konnte bei nicht zu grossen Konzentrationen keine Abweichung von der Gorkov-Goodmanschen Formel gefunden werden.

An der Legierung In-14%Tl wurde die Temperaturabhängigkeit des Ginzburg-Landau-Parameters gemessen. Die Messresultate bestätigen die neuesten theoretischen Berechnungen.

## I. Einleitung

Nach theoretischen Arbeiten von GORKOV [1] und GOODMAN [2] ist der Ginzburg-Landau-Parameter  $\chi$  in der Nähe der Sprungtemperatur eine lineare Funktion von  $\varrho_0$ . ( $\varrho_0$  ist der Restwiderstand des Materials im Normalzustand.)

Dieser Zusammenhang zwischen  $\chi$  und  $\varrho_0$  ergibt sich unter bestimmten vereinfachenden Bedingungen, wenn man die Wirkung der Elektronenstreuungen auf die elektrische Leitfähigkeit einerseits, auf die supraleitenden Eigenschaften anderseits betrachtet. Bisher gemachte Experimente bestätigen den linearen Zusammenhang.

VAN DER MARK, OLSEN und RASMUSSEN [3] haben 1966 eine experimentelle Arbeit über den Hall-Effekt in verdünnten Indium-Legierungen veröffentlicht. Hier wird gezeigt, dass der Hall-Koeffizient in Indium-Legierungssystemen stark von der Art der Zulegierung abhängt. Je nach elektrischer Ladung und Atomradius der eingebrachten Fremdatome treten verschiedene Streumechanismen auf, welche die Grösse und sogar das Vorzeichen des Hall-Koeffizienten beeinflussen.

Diese Resultate gaben den Anstoss dazu, den Zusammenhang zwischen Ginzburg-Landau-Parameter und Restwiderstand nochmals genau zu überprüfen. Es sollte abgeklärt werden, ob tatsächlich zur Berechnung von  $\chi$  und von  $\varrho_0$  dieselbe Mittelung der Elektronenstreuungen angewendet werden kann. In der vorliegenden Arbeit wurde  $\chi$  in den Legierungssystemen Indium-Blei, Indium-Zinn, Indium-Thallium gemessen und als Funktion des Restwiderstandes aufgetragen. Bei nicht zu grossen Konzentrationen konnte innerhalb der Messgenauigkeit in  $\chi$  kein Unterschied zwischen den verschiedenen Legierungssystemen festgestellt werden.

Der Ginzburg-Landau-Parameter ist eine temperaturabhängige Grösse. Nach neueren theoretischen Arbeiten von HELFAND und WERTHAMER [4] ist der Tempera-

turverlauf abhängig vom Grad der Verunreinigung, nach einer Arbeit von EILENBERGER [5] wird er zusätzlich noch durch die Art des Streumechanismus beeinflusst.

Die vorliegende Arbeit zeigt am Beispiel einer Indium-Thallium-Legierung, dass diese theoretischen Berechnungen sich im Experiment bestätigen.

Neben Angaben über Ginzburg-Landau-Parameter, kritische Felder und Restwiderstände lieferten die Experimente auch die Sprungtemperaturen der untersuchten Legierungen. Diese sind alle aus der Literatur schon bekannt [6–11] und wurden deshalb in dieser Arbeit nur der Vollständigkeit halber aufgezeichnet und mit den Literaturwerten verglichen.

		III A	IV A	V A
		B	C	N
		Al 1.196 99	Si	P
IB	IIB			
Cu	Zn 0.855 51.8	Ga 1.087 594	Ge	As
Ag	Cd 0.52 30	In 3.404 293	Sn 3.722 309	Sb
Au	Hg 4.153 412	Tl 2.39 171	Pb 7.193 803	Bi [3.9; 7.9]

Figur 1

Ausschnitt aus dem periodischen System. Die Metalle in den schraffierten Feldern sind in dieser Arbeit als Zulegierungen verwendet worden. Obere Zahl: kritische Temperatur, untere Zahl: kritisches Feld.

## II. Theorie

### 1. Einfluss von Verunreinigungen auf den Ginzburg-Landau-Parameter

Im Jahre 1950 haben GINZBURG und LANDAU [12] eine phänomenologische Theorie der Supraleitung veröffentlicht. Als wichtige Grösse wird in dieser theoretischen Arbeit der Ordnungsparameter  $\psi$  verwendet, dessen Quadrat –  $|\psi|^2$  – ein Mass für die Dichte der zur Supraleitung beitragenden Elektronen ist. Der Hauptgedanke der Ginzburg-Landau-Theorie (GINZBURG-LANDAU wollen wir künftig mit G-L abkürzen) besteht darin, das Gibbssche Potential des Supraleiters in Potenzen von  $|\psi|^2$  zu entwickeln. Der Übergang von der supraleitenden in die normaleitende Phase bei der kritischen Temperatur ist ein Übergang zweiter Ordnung. Eine Folge davon ist, dass der Ordnungsparameter stetig gegen Null geht und sich somit entwickeln lässt.

GINZBURG und LANDAU brechen die Entwicklung in ihren Berechnungen nach  $|\psi|^4$  ab. Aus diesem Grund ist ihre Theorie auf die nächste Umgebung der kritischen Temperatur beschränkt. PIPPARD [13] hat in die Theorie der Supraleitung eine Grösse  $\xi$  eingeführt, welche als Kohärenzlänge bekannt ist. Aus der Unschärferelation folgt,

dass der Ordnungsparameter eine nichtlokale Grösse sein muss, d.h. dass er sich örtlich nicht beliebig rasch ändern darf. Sein Wert an einer Stelle ist durch die Werte in einem bestimmten Umkreis festgelegt. Der Radius dieses Umkreises ist durch die Kohärenzlänge gegeben.

$\xi$  ist abhängig von der Reinheit des betrachteten Materials. Im reinen Metall, wo die freien Weglängen der Elektronen unendlich gross sind, beträgt sie etwa 10000 Gitterkonstanten und wird mit  $\xi_0$  abgekürzt. Je mehr ein Material verunreinigt ist, desto stärker wird die Kohärenzlänge durch die mittlere freie Weglänge  $l$  der Elektronen bestimmt. Der Zusammenhang zwischen  $\xi$  und  $l$  im verunreinigten Metall kann durch die folgende Beziehung approximiert werden [13]:

$$\xi^{-1} = \xi_0^{-1} + l^{-1}. \quad (1)$$

Durch geeignete Wahl des Materials kann erreicht werden, dass die Kohärenzlänge klein wird sowohl gegenüber den Dimensionen des Supraleiters (diese Bedingung ist bei makroskopischen Proben nicht schwierig zu erfüllen) als auch gegenüber Schwankungen eines Magnetfeldes am Rand oder im Inneren der Probe (Eindringtiefe des Magnetfeldes). Sind diese beiden Bedingungen erfüllt, so kann der Ordnungsparameter wieder als lokale Grösse betrachtet werden.

Zur Vereinfachung der Rechnungen wurde in der G-L-Theorie ein dimensionsloser Parameter  $\varkappa$  eingeführt:

$$\varkappa \equiv \sqrt{2} (e^*/\hbar c) H_c \lambda_0^2 \quad (2)$$

mit

$$\lambda_0^2 \equiv m c^2 / 4 \pi e^{*2} \psi_0^2 \quad (3)$$

$\psi_0$  ist der Ordnungsparameter bei verschwindendem Magnetfeld,  $H_c$  das thermodynamische kritische Feld,  $e^*$  eine effektive Ladung der Ladungsträger, welche für die Supraleitfähigkeit verantwortlich sind.  $\lambda_0$  ist die Eindringtiefe im Grenzfall schwacher Felder.

$\varkappa$  ist allgemein als G-L-Parameter bekannt. Er ist im wesentlichen verantwortlich für die Form der «idealen» Magnetisierungskurve eines Supraleiters. (Unter «idealer» Magnetisierungskurve wollen wir den Verlauf der Magnetisierung in einem unendlich langen Rotationsellipsoid verstehen, dessen Hauptaxe parallel zum Magnetfeld steht. Dies entspricht nach der üblichen Definition einem Entmagnetisierungsfaktor von der Grösse  $D = 0$ . Dieser Idealfall kann im Experiment nur näherungsweise erreicht werden.)

Für Supraleiter zweiter Art ist  $\varkappa$  per definitionem grösser als  $\sqrt{2}/2$ . Das obere kritische Magnetfeld ist dann gegeben durch [14]

$$H_{c2} = H_c \sqrt{2} \varkappa \quad (4)$$

während das Feld  $H_{c1}$ , bei welchem erstmals magnetischer Fluss in den Supraleiter eindringt, aus

$$H_{c1} = H_c (\ln \varkappa + 0.08) / \sqrt{2} \varkappa \quad (5)$$

berechnet werden kann [15]. Diese Formel gilt nur für sehr grosse  $\varkappa$ . Für  $H_{c2} = H_c = H_{c1}$  muss  $\varkappa$  gemäss der Definition  $= \sqrt{2}/2$  sein. Gleichung (5) erfüllt diese Bedingung nicht.

Allgemeiner formuliert, lautet die Beziehung zwischen dem unteren kritischen Feld und dem G-L-Parameter

$$H_{c1} = H_c f(\kappa) \quad (5a)$$

mit

$$f(\kappa) \rightarrow (\ln \kappa + 0.08)/\sqrt{2} \kappa \text{ für } \kappa \gg 1$$

und

$$f(\kappa) \rightarrow 1 \text{ für } \kappa \rightarrow \sqrt{2}/2.$$

HARDEN und ARP [16] haben  $f(\kappa)$  numerisch berechnet für alle  $\kappa > 0,3$ .

Oberhalb  $H_{c1}$  fällt die Magnetisierungskurve zuerst steil ab. Gegen  $H_{c2}$  nähert sich ihre Steigung dem Wert [15]

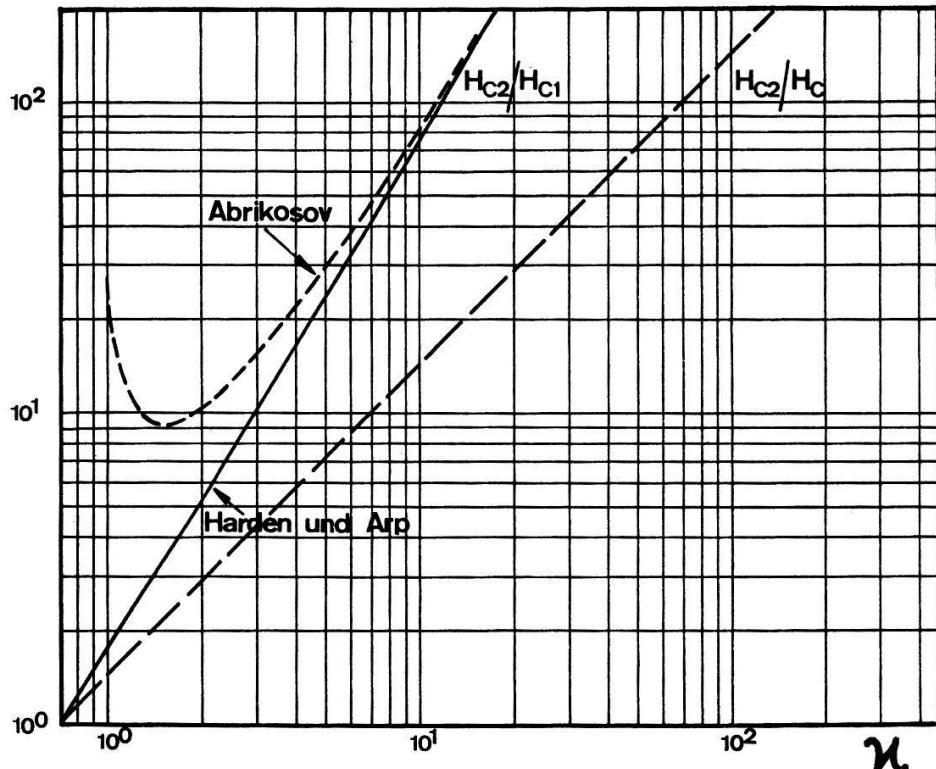
$$-4\pi dM/dH|_{H_{c2}} = 1.16/(2\kappa^2 - 1). \quad (6)$$

Die Breite des gemischten Zustandes (d.h. des Zustandes zwischen  $H_{c1}$  und  $H_{c2}$ ) ist gegeben durch das Verhältnis  $H_{c2}/H_{c1}$ . Dieses erhält man aus (4) und (5a):

$$H_{c2}/H_{c1} = \sqrt{2}\kappa/f(\kappa). \quad (7)$$

Das thermodynamische kritische Feld fällt heraus. Der Verlauf von  $H_{c2}/H_{c1}$  gegen den G-L-Parameter ist in Figur 2 graphisch dargestellt.

Im Jahre 1959 hat GORKOV [17] gezeigt, dass die G-L-Gleichungen sich aus der mikroskopischen Theorie der Supraleitung von BARDEEN, COOPER und SCHRIEFFER [18] herleiten lassen. Als wichtiges Ergebnis findet GORKOV, dass für die Ladung  $e^*$



Figur 2

Gestrichelte Gerade:  $H_{c2}/H_c$  als Funktion des G-L-Parameters, gestrichelte und ausgezogene Kurve:  $H_{c2}/H_{c1}$  nach ABRIKOSOV bzw. nach HARDEN und ARP.

in Formel (2) die doppelte Ladung freier Elektronen –  $2 e$  – eingesetzt werden muss. Eine weitere Arbeit GORKOVs [1] bringt Untersuchungen über das Verhalten verunreinigter Supraleiter in starken Magnetfeldern. Diese Arbeit ist für uns von besonderer Bedeutung, da sie die Herleitungen für die Formeln enthält, welche unserer Arbeit zu Grunde liegen.

Wie bereits erwähnt, ist die Kohärenzlänge in unreinen Substanzen durch die mittlere freie Weglänge der Elektronen bestimmt. Da der G-L-Parameter durch die Kohärenzlänge  $\xi$  und die Eindringtiefe  $\lambda$  beschrieben werden kann [17]

$$\varkappa \propto \lambda/\xi \quad (8)$$

ist er nach dem oben Gesagten auch eine Funktion der freien Weglänge  $\lambda$ .

GORKOV [1] findet dafür durch Berechnung der Elektronenstreuungen den Ausdruck

$$\varkappa = \varkappa_0 / \chi(\Lambda) \quad (9)$$

mit

$$\varkappa_0 = (3 \pi T_c m c/e) (2 \pi m/7 \zeta(3) \rho^5)^{1/2} \quad (10)$$

und

$$\chi(\Lambda) = (8/7 \zeta(3)) \sum_0^{\infty} \{(2n' + 1)^2 (2n' + 1 + \Lambda)\}^{-1} \quad (11)$$

$\zeta(x)$  ist die Riemannsche  $\zeta$ -Funktion:  $\zeta(3) \approx 1,202$ .  $\rho$  ist der Impuls der Elektronen an der Fermigrenze.  $\Lambda$  ist ein Mass für die Verunreinigung<sup>1)</sup>.

Es gilt

$$\Lambda = 1/(2 \pi T_c \tau_{tr}) \quad (12)$$

$T_c$  ist in GORKOVs Arbeit so definiert, dass es die Dimension  $(\text{sec})^{-1}$  hat. Damit wird  $\Lambda$  dimensionslos.  $\tau_{tr}$  ist die mittlere Transport-Stosszeit der Elektronen, definiert durch

$$\tau_{tr}^{-1} = n v \int (d\sigma/d\Omega) (1 - \cos \theta) d\Omega \quad (13)$$

wo  $n$  die Dichte der Streuzentren,  $v$  die Elektronengeschwindigkeit,  $\sigma$  den Streuquerschnitt,  $\theta$  den Streuwinkel und  $\Omega$  den Raumwinkel, über welchen integriert wird, bedeuten.

$\tau_{tr}$  ist die mittlere Flugzeit, nach welcher die Korrelation eines Elektronenpaars zerstört wird. Es ist dieselbe Grösse, welche auch den Leitungsmechanismus im normalen Metall bestimmt.

Für reine Materialien, wo die Transport-Stosszeit sehr lang wird, nimmt  $\chi(\Lambda)$  den Wert eins an, so dass nach Gleichung (9)  $\varkappa_{\text{rein}} = \varkappa_0$ . Im Grenzfall sehr stark verschmutzter Substanzen strebt  $\chi(\Lambda)$  gegen  $\approx \pi^2/7 \zeta(3) \Lambda$ , so dass  $\varkappa \propto \Lambda$  wird. Im Falle isotroper Streuung kann  $\tau_{tr}$  direkt durch die Leitfähigkeit  $\sigma$  ausgedrückt werden:

$$\tau_{tr} = \sigma m^*/n e^2 \quad (14)$$

$m^*$  bedeutet hier eine effektive Elektronenmasse und  $n$  die Dichte der Leitungselektronen.

<sup>1)</sup> In GORKOVs Arbeit [1] wird diese Grösse mit  $\varrho$  bezeichnet, in der Arbeit von HELFAND und WERTHAMER [4] mit  $\lambda$ . Da beide Symbole in der vorliegenden Arbeit schon in anderer Bedeutung vorkommen, wollen wir hier den Buchstaben  $\Lambda$  verwenden.

Gleichung (14) ist die entscheidende Gleichung für unsere Arbeit. Auf ihr sind die nachfolgenden Überlegungen aufgebaut, insbesondere die Schlussformeln (15) und (16) von GORKOV bzw. GOODMAN, welche sagen, dass der G-L-Parameter eine lineare Funktion des Restwiderstandes ist.

Setzt man Gleichung (14) in (9) ein, so ergibt sich im Grenzfall sehr stark verschmutzter Substanzen [1]

$$\begin{aligned}\varkappa &= (e c \gamma^{1/2} / \sigma k \pi^3) (21 \zeta(3) / 2 \pi)^{1/2} \\ &= 0.065 e c \gamma^{1/2} / \sigma k\end{aligned}\quad (15)$$

wo  $\gamma$  den Temperaturkoeffizienten der Elektronenwärme und  $k$  die Boltzmannsche Konstante bedeuten.

GOODMAN [2] hat die allgemeine Formel (9) von GORKOV später auf die Form

$$\varkappa \simeq \varkappa_0 + (21 \zeta(3) / 2 \pi)^{1/2} e c \varrho_0 \gamma^{1/2} / k \pi^3 \quad (16)$$

gebracht mit dem Restwiderstand  $\varrho_0$  und mit dem G-L-Parameter  $\varkappa_0$  der reinen Substanz. Zur Ausführung dieses Schrittes hat Goodman die Näherungsformel (1) benutzt zur Aufteilung der Kohärenzlänge in  $\xi_0$  und einen widerstandsabhängigen Anteil. Gleichung (16) ist somit nicht auf den Grenzfall stark verschmutzter Substanzen beschränkt. Ihre Allgemeinheit wird nur durch die Verwendung der Näherungsgleichungen (1) und (14) beeinträchtigt.

Die Proportionalitätskonstante vor  $\varrho_0 \gamma^{1/2}$  in Gleichung (16) kann numerisch berechnet werden. Sie beträgt  $7,5 \cdot 10^3$ , wenn  $\varrho_0$  in  $\Omega \text{cm}$  und  $\gamma$  in  $\text{erg}/\text{cm}^3 \text{Grad}^2$  eingesetzt wird.

Für  $\varkappa_0$  gilt die Beziehung

$$\varkappa_0 = 0.96 \lambda_L(0) / \xi_0 \quad (17)$$

$\lambda_L(0)$  ist die Londonsche Eindringtiefe des Magnetfeldes im reinen Metall am absoluten Nullpunkt.

Nach einiger Umformung kann  $\varkappa_0$  auch dargestellt werden als [19]

$$\varkappa_0 = |dH_c/dT|_{T_c} T_c \lambda_L^2(0) \cdot \text{const.} \quad (18)$$

und lässt sich somit aus direkt messbaren Größen bestimmen.

## 2. Temperaturabhängigkeit des Ginzburg-Landau-Parameters

GORKOV [21] hat aus der G-L-Theorie eine Eigenwertgleichung aufgestellt, welche diejenigen Feldbereiche zu berechnen gestattet, für welche die supraleitende Phase stabil ist. Der niedrigste Eigenwert dieser Gleichung ergibt ein Magnetfeld  $H_{c2}$ , welches – je nach der Art des Supraleiters – als Unterkühlungsfeld oder als oberes kritisches Feld bezeichnet wird. Bei sinkendem Magnetfeld ist  $H_{c2}$  derjenige Feldwert, unterhalb welchem die normalleitende Phase nicht mehr existieren kann. Im Supraleiter zweiter Art liegt  $H_{c2}$  höher als das thermodynamische kritische Feld  $H_c$  und wird als oberes kritisches Feld bezeichnet.

Wie ABRIKOSOV [15] gezeigt hat, ist der Phasenübergang bei  $H_{c2}$  bei jeder Temperatur ein Übergang zweiter Ordnung, und der Ordnungsparameter geht stetig gegen Null. Aus diesem Grunde ist es möglich, den Wert des oberen kritischen Feldes auch

bei Temperaturen zu berechnen, welche weit ausserhalb des Bereiches liegen, für welchen die G-L-Theorie formuliert worden ist. GORKOV [20] ist es gelungen, für den Grenzfall unendlich reiner Substanzen am absoluten Nullpunkt eine untere Grenze für  $H_{c2}$  zu berechnen.

Sein Ergebnis lautet:

$$H_{c2}(T=0) = H_c \approx 1.77 . \quad (19)$$

Dieser Wert ist später durch allgemeinere Rechnungen von HELFAND und WERTHAMER [4] bestätigt worden.

Um seinen Wert für das obere kritische Feld beim absoluten Nullpunkt mit demjenigen bei der Sprungtemperatur zu verknüpfen, hat Gorkov eine einfache Interpolationsformel angegeben:

$$H_{c2}/H_c = \alpha (1.77 - 0.43 (T/T_c)^2 + 0.07 (T/T_c)^4) . \quad (20)$$

Fasst man die Gleichung (4) als Definitionsgleichung für den G-L-Parameter auf – wir wollen das so definierte  $\alpha$  mit  $\alpha_1$  bezeichnen –, so kann damit die Temperaturabhängigkeit dargestellt werden als

$$\begin{aligned} H_{c2}(T)/H_c(T) &= \alpha_1(T) \sqrt{2} \\ &= \alpha_1(T_c) \sqrt{2} (1.25 - 0.3 (T/T_c)^2 + 0.05 (T/T_c)^4) . \end{aligned} \quad (21)$$

HELFAND und WERTHAMER [4] haben gezeigt, dass das Eigenwertproblem sich allgemein, d. h. für den ganzen Temperaturbereich und für alle Grade der Verunreinigung, lösen lässt. Die Autoren machen nur zwei Einschränkungen: Erstens vernachlässigen sie die Wechselwirkungen zwischen Magnetfeld und Elektronenspin und zweitens berücksichtigen sie nur die isotrope s-Streuung in der Wechselwirkung der Elektronen mit dem Gitter. Es wird aber gezeigt, dass die erste Vernachlässigung bei Feldern von weniger als 50 Kilogauss unwesentlich ist. Über den Einfluss der p-Streuung auf  $\alpha(T)$  wird noch gesprochen werden.

HELFAND und WERTHAMER mussten ihre Berechnungen numerisch auswerten. Das Resultat besteht aus einer Schar von  $\alpha_1^*(T)$ -Kurven. Als Parameter erscheint der Grad der Verunreinigung, ausgedrückt durch eine «reduzierte Kollisionsfrequenz», wie wir sie schon in den Formeln (9) bis (12) verwendet haben:

$$\Lambda = 1/2 \pi T_c \tau = 0.882 \xi_0/l \quad (22)$$

$\alpha_1^*$  ist der auf  $\alpha_1(T_c)$  normierte Wert des G-L-Parameters. Die Grösse  $\Lambda$  kann nach [4] experimentell bestimmt werden. HELFAND und WERTHAMER definieren in dieser Arbeit ein reduziertes Magnetfeld

$$h = 2 e H_{c2} (v_f / 2 \pi T_c)^2 = 0.5807 H_{c2} / \alpha_0 H_c (T=0) . \quad (23)$$

$\Lambda$  ist dann gegeben durch die Ableitung von  $h$  nach der reduzierten Temperatur  $t = T/T_c$ , an der Stelle  $T_c$ . Während diese Ableitung beim reinen Material ( $\Lambda = 0$ ) 1,426 beträgt, verzehnfacht sich ihr Wert für  $\Lambda = 10$ . Die Grösse  $\Lambda$  kann experimentell bestimmt werden, sofern das obere kritische Feld als Funktion der Temperatur, das thermodynamische kritische Feld am absoluten Nullpunkt und der G-L-Parameter des reinen Materials bekannt sind.

Die bisher allgemeinste theoretische Arbeit über die Temperaturabhängigkeit des G-L-Parameters stammt von EILENBERGER [5]. EILENBERGER hat in seiner Arbeit zusätzlich zur isotropen  $s$ -Streuung der Elektronen verschiedene Anteile von  $p$ -Streuung in Rechnung gezogen.

Für den Grenzfall reiner  $s$ -Streuung sind EILENBERGERS  $\varkappa(T)$ -Kurven identisch mit denjenigen von HELFAND und WERTHAMER. Zunehmende Anteile von  $p$ -Streuung erniedrigen die  $\varkappa$ -Werte, und zwar um so stärker, je tiefer die Temperatur.

EILENBERGER betrachtet die Fälle  $l_{tr}/l_s = 1$ ,  $l_{tr}/l_s = 1,5$  und  $l_{tr}/l_s = 2$  ( $l_s$  ist die mittlere freie Weglänge der Elektronen, wenn nur mit  $s$ -Streuung gerechnet wird). Er betont, dass jedes physikalisch sinnvolle Streupotential Werte von  $l_{tr}/l_s$  liefert, die zwischen 1 und 2 liegen, und dass 1,5 der wahrscheinlichste Wert sei.

Die Erniedrigung der  $\varkappa$ -Werte durch Mitberechnung der  $p$ -Streuung beträgt ein paar Prozent und ist am absoluten Nullpunkt am grössten. Bei  $T_c$  verschwindet der Unterschied. Dies zeigt, dass bei  $T_c$  der G-L-Parameter durch den Grad der Verunreinigung eindeutig bestimmt ist, ungeachtet der Art der Streuung. Erst tiefere Temperaturen bringen Unterschiede im Streumechanismus zum Vorschein.

Bis jetzt haben wir nur die Temperaturabhängigkeit von  $\varkappa_1$  betrachtet, das durch Gleichung (4) definiert ist. Bei der Sprungtemperatur darf der G-L-Parameter per definitionem nicht von seiner Berechnungsart abhängig sein. Für ein bestimmtes Material muss also derselbe Betrag herauskommen, gleichgültig, ob man zur Berechnung von  $\varkappa$  die Formel (4), (5), (6), (7) oder (16) verwendet. Bei tieferen Temperaturen zeigen sich aber beträchtliche Abweichungen.

EILENBERGER hat in derselben Arbeit [5] neben  $\varkappa_1$  auch Berechnungen über  $\varkappa_2$  veröffentlicht. ( $\varkappa_2$  folgt mit Gleichung (6) aus der Steigung der Magnetisierungskurve beim oberen kritischen Feld.) Die  $\varkappa_2$ -Verläufe sind denjenigen von  $\varkappa_1$  ähnlich, liegen aber – ausser bei  $T_c$  – stets höher als diese, bei unseren Legierungen um etwa 10%. Auch die Werte von  $\varkappa_2$  werden durch zunehmende Anteile von  $p$ -Streuung erniedrigt.

### III. Experiment

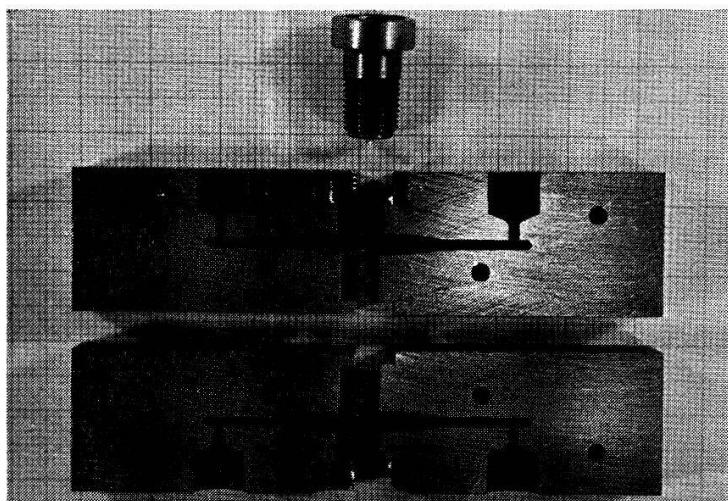
#### 1. Herstellung der Proben

Während die Restwiderstandsmessungen an Drähten ausgeführt wurden, haben wir für die Magnetisierungsmessungen Rotationsellipsoide von ca. 20 mm Länge und 3 mm Durchmesser (Entmagnetisierungsfaktor  $D = 0,04$ ) gegossen.

Als Ausgangsmaterialien wurden Indium mit einer Mindestreinheit von 99,999% und Blei, Cadmium, Thallium, Wismuth, Zinn mit mindestens 99,9% Reinheit verwendet. Die abgewogenen Mengen wurden in Pyrexglasrohren unter Vakuum zusammengeschmolzen und im flüssigen Zustand einige Minuten intensiv geschüttelt, um eine gute Durchmischung sicherzustellen. Anschliessend an das Mischen wurde im gleichen Arbeitsgang ein Draht für die Restwiderstandsmessung gegossen. Um ein Ankleben der Schmelze an das Glas zu vermeiden, wurde dieses vorher mit «Dag» (in Alkohol kolloidal gelöstem Graphit) ausgestrichen.

Das Ellipsoid für die Messung der Magnetisierung wurde in einer vierteiligen Gussform aus Messing hergestellt (siehe Figur 3). Diese wurde vor dem Giessen ebenfalls mit Dag bestrichen, um Verunreinigung und Ankleben der Schmelze zu verhindern.

Draht und Ellipsoid derselben Legierung wurden nach dem Guss unter Vakuum in ein Glasrohr eingeschmolzen und entsprechend ihrem Phasendiagramm über mehrere Tage bis Wochen wärmebehandelt.



Figur 3  
Gussform zur Herstellung der Ellipsoide.

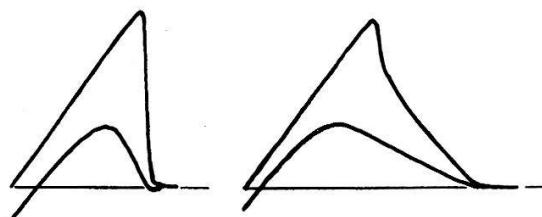
### *2. Messung der Magnetisierung*

Die Magnetisierungsmessung erfolgte mit Hilfe einer Integrationsmethode. Das langsam ansteigende Magnetfeld erzeugt in einer Pickup-Spule, welche die Probe eng umschliesst, eine Spannung, die der zeitlichen Ableitung der Induktion in der Probe proportional ist. Durch Kompensation und Integration des kompensierten Signals ergibt sich eine Spannung, welche ein direktes Mass für die Magnetisierung in der Probe ist. Als Integrator wurde ein kapazitiv rückgekoppelter Gleichspannungsverstärker mit einer maximal zulässigen Integrationszeit von ca. 7 Stunden verwendet.

### *3. Auswertung der Magnetisierungskurven*

Figur 4 zeigt zwei Beispiele von Magnetisierungskurven, wie unsere Messmethode sie liefert hat.

Aus der reversiblen Magnetisierungskurve eines Supraleiters zweiter Art, welcher die Form eines unendlich langen Rotationsellipsoids hat, dessen Hauptaxe parallel zum Magnetfeld steht, können folgende Größen herausgelesen werden: das obere



Figur 4

Zwei Beispiele von experimentellen Magnetisierungskurven. Links Indium mit 4 Atomprozent Blei, ein Supraleiter erster Art. Rechts als Beispiel eines Typ-II-Supraleiters Indium mit 6 Atomprozent Blei. Beide Kurven sind bei  $1,8^{\circ}\text{K}$  aufgenommen worden.

kritische Feld  $H_{c2}$ , das untere kritische Feld  $H_{c1}$ , die Steigung der Magnetisierungskurve beim oberen kritischen Feld –  $\operatorname{tg} \delta = -4\pi dM/dH|_{H_{c2}}$  – und die Grösse  $H_c^2/8\pi$ , welche durch die Fläche zwischen der Magnetisierungskurve und der Abszisse gegeben ist.

Die experimentellen Kurven weichen von der idealen Form ab. Zu einem Teil sind die Eigenschaften des Materials dafür verantwortlich: durch Irreversibilitäten im Material wird die Spitze der Magnetisierungskurve bei  $H_{c1}$  abgerundet. Die Steigung bei  $H_{c2}$  und die Fläche unter der Kurve werden zu gross. Zum andern Teil gibt es Abweichungen von der idealen Kurvenform, welche durch die Gestalt der Probe bedingt sind: die von uns verwendeten Proben haben einen nicht verschwindenden Entmagnetisierungsfaktor von ca. 0,04. Dies bewirkt einerseits, dass das Feld, bei welchem erstmals magnetischer Fluss in die Probe eindringt, um etwa 4% nach unten verschoben wird, anderseits verkleinert es die Steigung der Magnetisierungskurve beim oberen kritischen Feld. Der Wert von  $H_{c2}$  und die Fläche unterhalb der Kurve werden nicht verändert.

Abweichungen von der exakten Ellipsoidform tragen mit bei zur Abrundung der Spitze beim unteren kritischen Feld. Unsicherheiten, welche sich durch Irreversibilität des Materials ergeben, können durch geeignete Wärmebehandlung der Proben verkleinert werden.

Die Formeln, mit Hilfe welcher sich die gemessenen Grössen auf den Idealfall unendlich langer Zylinder im Längsfeld umrechnen lassen, sind im folgenden zusammengestellt. Die gemessenen Grössen sind in den Formeln durch ' gekennzeichnet.

$$H_{c2} = H'_{c2}, \quad (24)$$

$$H_{c1} = H'_{c1}/(1 - D), \quad (25)$$

$$H_c = \{8\pi F'/\operatorname{tg} \alpha' (1 - D)\}^{1/2}, \quad (26)$$

$$\operatorname{tg} \delta = \operatorname{tg} \delta' / (\operatorname{tg} \alpha' (1 - D) - \operatorname{tg} \delta' D). \quad (27)$$

$\alpha$  bezeichnet die Anfangssteigung der Magnetisierungskurve und  $F$  ist die Fläche unter der Kurve.

Die so gewonnenen «idealen» Grössen können nun in die verschiedenen Formeln zur Berechnung des G-L-Parameters eingesetzt werden:

$$\varkappa_1 = H_{c2}/H_c \sqrt{2}, \quad (28)$$

$$\varkappa_2 = \{(0.58/\operatorname{tg} \delta) + 0.5\}^{1/2}, \quad (29)$$

$$f(\varkappa_3) = H_{c1}/H_c, \quad (30)$$

$$H_{c2}/H_{c1} = \sqrt{2} \varkappa_3^*/f(\varkappa_3^*). \quad (31)$$

Zur Auswertung von (30) und (31) müssen die Berechnungen von HARDEN und ARP (graphische Darstellung in Figur 2) verwendet werden.

Die Ergebnisse aus (28) und (30) sind mit Vorbehalt aufzunehmen. Beide enthalten sie das thermodynamische kritische Feld, berechnet aus der Fläche unter der Magneti-

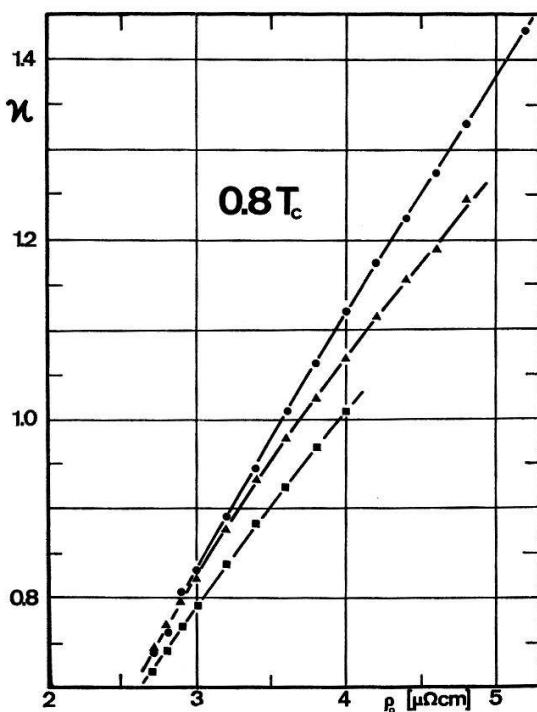
sierungskurve. Da jede Probe mehr oder weniger stark irreversibel ist, wird der experimentell bestimmte  $H_c$ -Wert im allgemeinen etwas zu gross ausfallen.

Besonders bei der Anwendung von Formel (30) ist Vorsicht am Platz. Ausser dem thermodynamischen kritischen Feld enthält diese Gleichung das ebenfalls schlecht bestimmbarer  $H_{c1}$ . Die Genauigkeit von  $H_{c1}$  wird beeinträchtigt sowohl durch Irreversibilitäten als auch durch Abweichungen der Probe von der genauen Ellipsoidform. Aus diesem Grunde haben wir für unsere Auswertungen Formel (31) verwendet an Stelle von (30), weil hier wenigstens eine der beiden unsichereren Grössen eliminiert ist.

#### IV. Ergebnisse

##### 1. Ginzburg-Landau-Parameter und kritische Felder als Funktion der Zulegierung

In Figur 5 ist der G-L-Parameter für die Legierungssysteme Indium-Blei, Indium-Zinn und Indium-Thallium graphisch gegen den Restwiderstand aufgezeichnet [21]. Als Berechnungsmethode wurde Gleichung (31) gewählt. Wie erwähnt, ist der G-L-Parameter temperaturabhängig. Die Werte in Figur 5 beziehen sich auf eine Temperatur von  $T = 0,8 T_c$ .



Figur 5

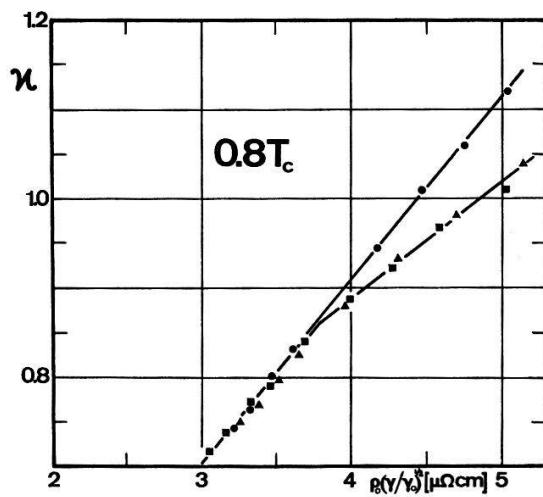
G-L-Parameter als Funktion des Restwiderstandes. ● In-Pb, ▲ In-Sn, ■ In-Tl.

Diese Temperatur ist genügend nahe beim Sprungpunkt, um Werte zu liefern, welche sich mit den Formeln von GORKOV [15] und GOODMAN [16] vergleichen lassen.

Um eine Darstellung zu erhalten, in welcher sich unsere Hauptfrage beantworten lässt, muss  $\chi$  gegen  $\rho_0(\gamma/\gamma_0)^{1/2}$  aufgetragen werden, das heisst, die Abweichung des Temperaturkoeffizienten der Elektronenwärme vom reinen Indiumwert muss korrigiert werden. Dies ist in Figur 6 ausgeführt.  $\gamma$  haben wir dafür aus dem Temperaturverlauf des thermodynamischen kritischen Feldes bestimmt.

Hier fallen – wenigstens unterhalb einem bestimmten Wert des Restwiderstandes – die Verläufe der drei Legierungssysteme innerhalb der Messgenauigkeit zusammen.

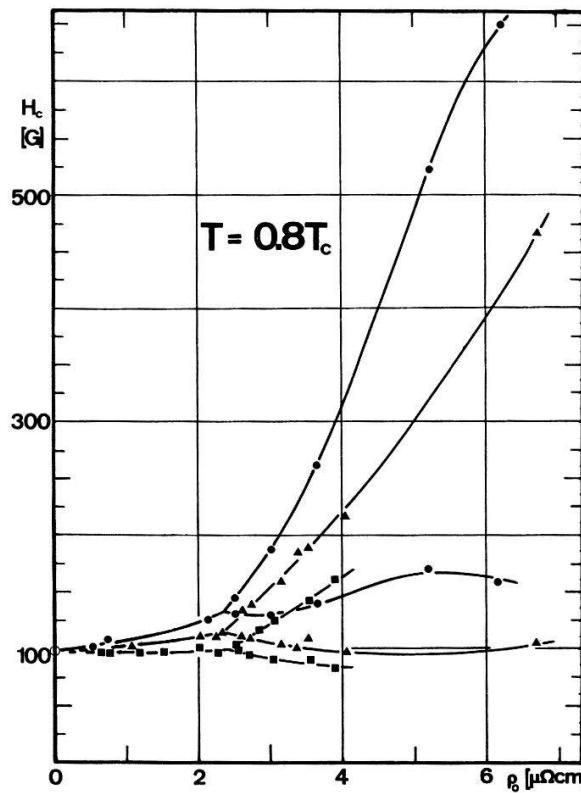
Aus Figur 5 geht hervor, dass der G-L-Parameter in erster Näherung eine lineare Funktion des Restwiderstandes ist. Extrapoliert man die Geraden zurück auf verschwindenden Restwiderstand, so muss sich als Ordinatenabschnitt der G-L-Parameter der reinen Grundsubstanz ergeben.



Figur 6

G-L-Parameter als Funktion des normierten Restwiderstandes  $\rho_0(\gamma/\gamma_0)^{1/2}$ .

● In-Pb, ▲ In-Sn, ■ In-Tl.



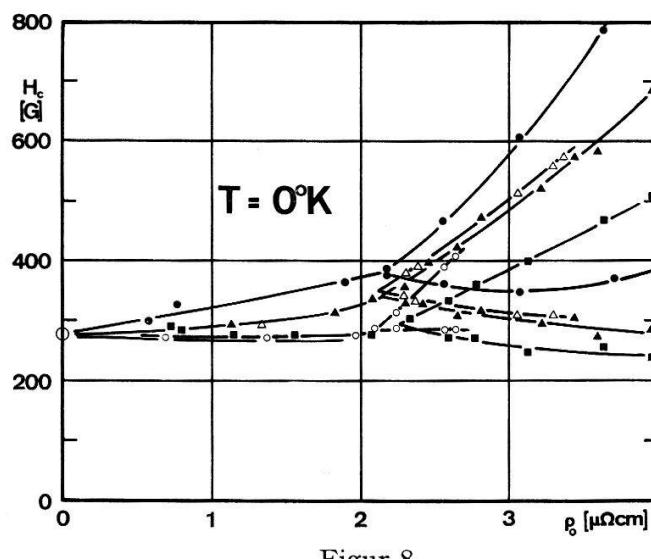
Figur 7

Kritische Felder als Funktion des Restwiderstandes. ▲ In-Pb, ● In-Sn, ■ In-Tl.

Obschon über eine weite Strecke extrapoliert werden muss, ergeben sich aus allen drei Geraden  $\kappa_0$ -Werte, welche mit 0,06 für In-Sn und In-Pb und mit 0,11 für In-Tl innerhalb des Bereiches der bisher bekannten Literaturwerte liegen [22].

In Figur 7 sind für die drei gleichen Legierungssysteme die kritischen Felder bei  $0,8 T_c$  als Funktion des Restwiderstandes aufgezeichnet. Die Aufspaltung von  $H_c$  in ein oberes und ein unteres kritisches Feld (d. h. der Übergang von Supraleitung erster Art zu Supraleitung zweiter Art) erfolgt in allen drei Fällen annähernd beim gleichen Widerstand. Der Widerstand beträgt  $\rho_0 \approx 2,6 \mu\Omega\text{cm}$ . Dies entspricht gut dem Wert, welcher aus der GOODMAN-Formel (16) hervorgeht, wenn man  $\kappa = \sqrt{2}/2$  und für  $\gamma$  den Literaturwert für reines Indium [23] einsetzt.

Eine ähnliche Darstellung ist in Figur 8 gezeigt für alle fünf untersuchten Legierungssysteme. Hier sind die auf  $T = 0$  extrapolierten Feldwerte für kleine Restwiderstände dargestellt. Wegen der Temperaturabhängigkeit des G-L-Parameters liegen hier die Verzweigungen der kritischen Felder bei einem kleineren Restwiderstandswert, als dies bei der Situation in Figur 7 der Fall ist.



Figur 8

Kritische Feldwerte am absoluten Nullpunkt, im Bereich kleiner Restwiderstände.

▲ Indium-Blei, ● Indium-Zinn, △ Indium-Wismuth, ○ Indium-Cadmium, ■ Indium-Thallium.

## 2. Restwiderstand als Funktion der Zulegierung

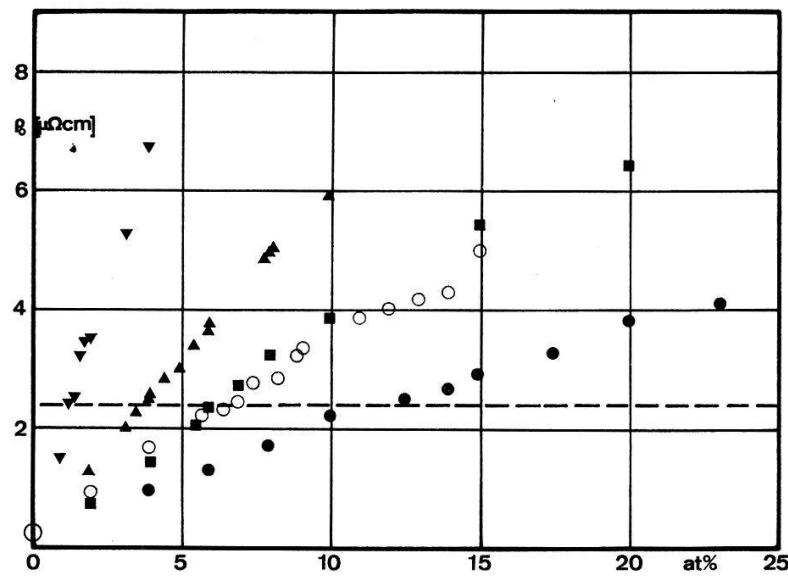
Der elektrische Widerstand der untersuchten Legierungen wurde an Drähten bei der Temperatur des flüssigen Wasserstoffs gemessen. Zur Extrapolation auf den eigentlichen Restwiderstand bei  $0^\circ\text{K}$  wurde der Temperaturverlauf des elektrischen Widerstandes im reinen Indium eingesetzt. Dies ist nicht ganz korrekt, weil in Indium-Legierungen die Matthiessensche Regel [24] nicht sehr gut erfüllt ist. Der Fehler ist aber so klein, dass er vernachlässigt werden kann.

In Figur 9 sind die Restwiderstände unserer Legierungen als Funktion der Konzentration aufgezeichnet. Die gestrichelte Horizontale gibt denjenigen Widerstandswert an, für welchen man – nahe bei der Sprungtemperatur – den Übergang von Supraleitung erster zu Supraleitung zweiter Art erwartet. Während für alle

anderen Legierungen die Widerstandsänderung als Funktion der zulegerten Menge bei nicht zu grossen Konzentrationen linear verläuft, zeigt das System Indium-Cadmium starke Abweichungen von der Linearität. Dasselbe wurde auch im Verlauf der kritischen Temperatur (siehe Figuren 10 und 11) beobachtet und lässt sich auf metallurgische Phasenumwandlungen zurückführen.

### 3. Kritische Temperatur als Funktion der Zulegierung

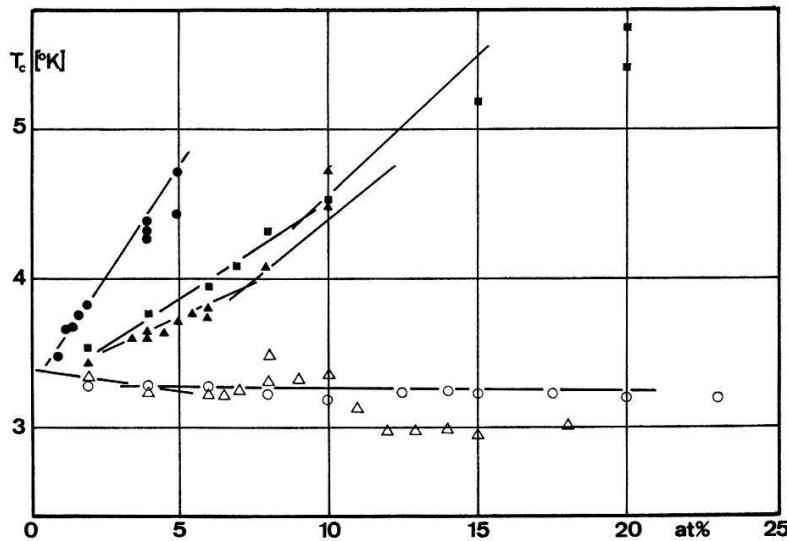
Die kritische Temperatur  $T_c$  wurde in unseren Messungen als Nebenprodukt aus den Messungen der kritischen Felder gewonnen. Im  $H_c(T^2)$ -Diagramm konnte  $T_c$  durch lineare Extrapolation mit guter Genauigkeit bestimmt werden.



Figur 9

Restwiderstand als Funktion der Zulegierung.

▲ Indium-Blei, ■ Indium-Zinn, ▼ Indium-Wismuth, ○ Indium-Cadmium, ● Indium-Thallium



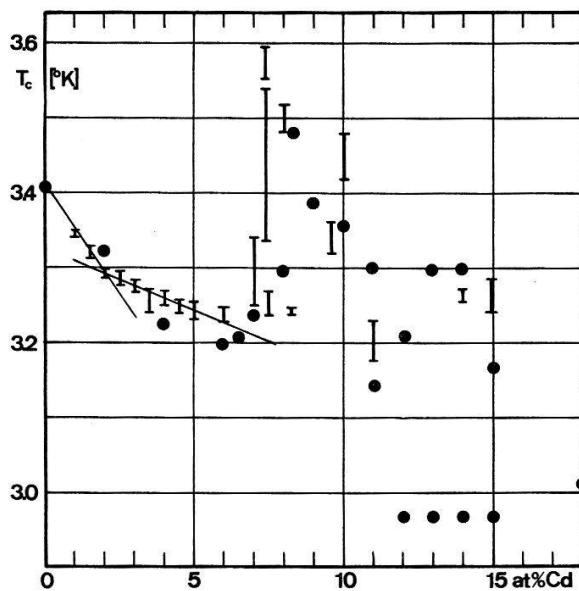
Figur 10

Kritische Temperaturen als Funktion der Zulegierung in Atomprozent.

▲ Indium-Blei, ■ Indium-Zinn, ● Indium-Wismuth, △ Indium-Cadmium, ○ Indium-Thallium.

In Figur 10 sind die kritischen Temperaturen der untersuchten Indium-Legierungen als Funktion der zulegierten Fremdmetalle (in Atomprozent) dargestellt. Zum Vergleich sind die Ergebnisse anderer Autoren [6], [8–11] als Linien eingezeichnet. Die Übereinstimmung ist gut.

Indium-Cadmium ist das einzige in dieser Arbeit untersuchte Legierungssystem, bei welchem die Grenze der primären Löslichkeit überschritten wurde. Indium-Cadmium hat ein kompliziertes Phasendiagramm. Ein enger Zusammenhang zwischen Phasendiagramm und Verlauf der Sprungtemperatur ist in einer ausführlichen Arbeit von MERRIAM [7] nachgewiesen worden. Die Resultate für In-Cd sind in Figur 11 separat dargestellt und mit den Ergebnissen von MERRIAM verglichen. Dass unsere Messpunkte oberhalb etwa 11 Atomprozent Cadmium stark streuen, kommt daher, dass dank verschiedener Wärmebehandlung nicht jedesmal die gleiche Phase gemessen wurde.



Figur 11

Verlauf der kritischen Temperatur im System Indium-Cadmium.  
— und  $\square$  nach MERRIAM [7], ● eigene Messungen.

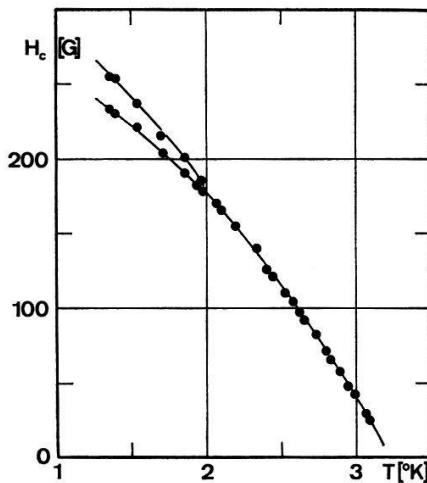
#### 4. Temperaturabhängigkeit des Ginzburg-Landau-Parameters

Die Figuren 12 und 13 zeigen die kritischen Felder als Funktion der Temperatur für Indium mit 12 bzw. 23 Atomprozent Thallium. Im ersten Fall haben wir es – wenigstens in der Nähe der Sprungtemperatur – mit einem Supraleiter erster Art zu tun. Die Darstellung zeigt aber, dass das kritische Feld  $H_c$  sich unterhalb etwa 2°K in ein oberes und ein unteres kritisches Feld aufspaltet: die Legierung wird unterhalb einer bestimmten Temperatur zum Supraleiter zweiter Art. Dies beweist, dass der G-L-Parameter mit sinkender Temperatur zunimmt.

Indium mit 23 Atomprozent Thallium ist bei jeder Temperatur ein Supraleiter zweiter Art. Dies geht aus Figur 13 hervor. Berechnet man aus den Messwerten dieser Figur den Quotienten  $H_{c2}/H_{c1}$  als Funktion der Temperatur, so erhält man den Verlauf der Figur 14.

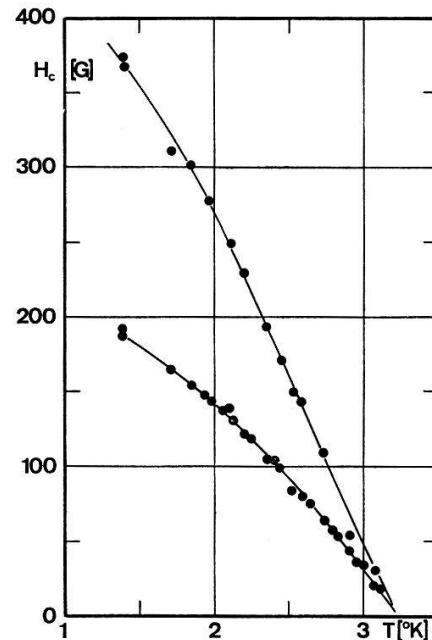
Auch hier nimmt der G-L-Parameter, welcher nach Figur 2 eine monotone Funktion von  $H_{c2}/H_{c1}$  ist, nach sinkenden Temperaturen zu.

Figur 15 zeigt das Temperaturverhalten des G-L-Parameters für die Legierung In-7 at.% Pb. Dass  $\kappa_2$  um einiges höher liegt als  $\kappa_1$ , ist hier klar ersichtlich.  $\kappa_1$  und  $\kappa_3^*$  zeigen vergleichbare Werte. Man sieht auch, dass – wie die Theorie es fordert – die drei Verläufe gegen  $T_c$  dem gleichen Wert zustreben.



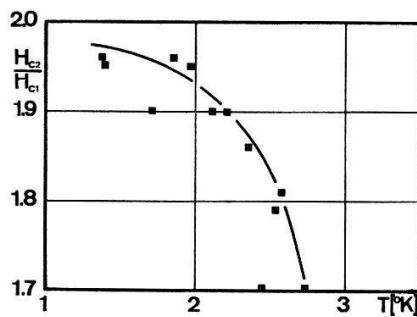
Figur 12

In-12%Tl, kritische Felder als Funktion der Temperatur.



Figur 13

In-23%Tl, kritische Felder als Funktion der Temperatur.



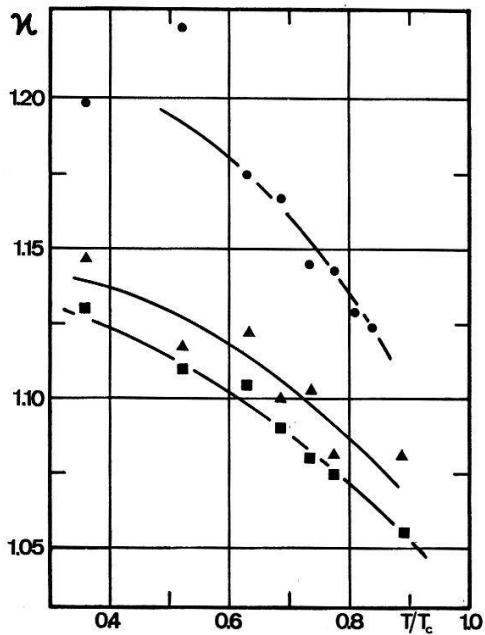
Figur 14  
In-23%Tl,  $H_{c2}/H_{c1}$  als Funktion der Temperatur.

In unserem He<sup>4</sup>-Kryostaten war es nicht möglich, Temperaturen unterhalb etwa 0,4  $T_c$  zu erreichen. Wir haben deshalb – wenigstens zur Messung einer Legierung – den Temperaturbereich bis hinunter auf etwa 0,4 °K erweitert durch Verwendung eines He<sup>3</sup>-Kryostaten. Die Messungen in diesem erweiterten Temperaturbereich wurden an In-17,5 at.% Tl durchgeführt. Indium-Thallium-Legierungen zeigen gute Reversibilität und eignen sich daher für exakte Messungen des G-L-Parameters. Zur Unterdrückung der Oberflächenströme wurde die Probe elektropoliert und verkupfert.

Die Resultate sind in Figur 16 zusammengefasst. Es sind die Messwerte von  $\kappa_1$ ,  $\kappa_2$  und  $\kappa_3^*$  eingetragen.

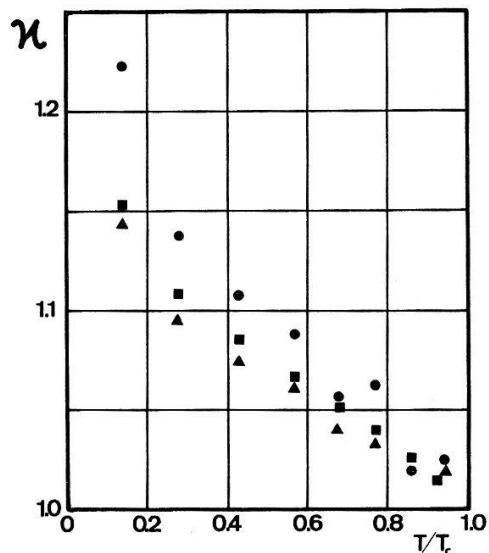
Während wir für  $\kappa_3^*$  keine theoretischen Grundlagen besitzen, stehen für  $\kappa_1$  und  $\kappa_2$  EILENBERGERS Kurven für  $\kappa_i$  als Funktion der Temperatur mit den Parametern  $\xi/l_{tr}$  (Verunreinigungsgrad) und  $l_{tr}/l_s$  (Anteil  $\phi$ -Streuung) zur Verfügung.

Die Messresultate wurden nun mit Eilenbergers theoretischen Kurven verglichen. Das Problem war, die experimentellen Verläufe sowohl von  $\kappa_1$  als auch von  $\kappa_2$  mit den entsprechenden theoretischen Kurven so in Deckung zu bringen, dass die Parameter



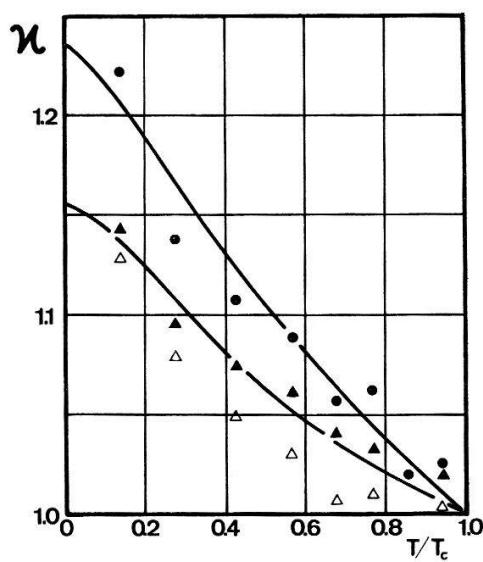
Figur 15

Temperaturabhängigkeit des G-L-Parameters in In-7% Pb.  $\blacktriangle \kappa_1$ ,  $\bullet \kappa_2$ ,  $\blacksquare \kappa_3^*$ .



Figur 16

Temperaturabhängigkeit des G-L-Parameters in In-17,5% Tl.  $\blacktriangle \kappa_1$ ,  $\bullet \kappa_2$ ,  $\blacksquare \kappa_3^*$ .



Figur 17

Temperaturabhängigkeit des G-L-Parameters in In-17,5% Tl.  $\blacktriangle \kappa_1$  aus  $H_{c2}$  und Fläche unter der Magnetisierungskurve,  $\bullet \kappa_2$ ,  $\triangle \kappa_1$  aus  $H_{c2}$  und  $H_c$  nach BCS. Ausgezogene Kurven: theor. Verläufe für  $\kappa_1$  und  $\kappa_2$  nach Eilenberger.

$\xi/l_{tr}$  und  $l_{tr}/l_s$  in beiden Fällen die gleichen waren. Wie Figur 17 zeigt, ist dies mit Eilenbergers Kurven für  $\xi/l_{tr} = 4$  und  $l_{tr}/l_s = 1,5$  recht gut gelungen. Damit haben wir einerseits die theoretischen Verläufe bestätigt, andererseits wurde der Grad der Verunreinigung und der Anteil an  $\phi$ -Streuung annähernd bestimmt.

Wie weiter oben erwähnt worden ist, kann das Mass der Verunreinigung nach HELFAND und WERTHAMER [4] aus dem Temperaturverlauf von  $H_{c2}$  bestimmt werden. Diese Bestimmungsmethode führt auf den gleichen Wert, wie wir ihn durch Einpassen unserer Messwerte in die theoretischen Kurven gefunden haben. Auch das Resultat  $l_{tr}/l = 1,5$  scheint sinnvoll, da für eine Verunreinigung von Indium durch eine Substanz gleicher elektrischer Ladung ausser der Grosswinkelstreuung auch ein gewisser Anteil an Kleinwinkelstreuung zu erwarten ist.

Die ausgefüllten Dreiecke in der Figur 17 beschreiben die Werte von  $\kappa_1$ , gewonnen aus dem oberen kritischen Feld und dem zugehörigen thermodynamischen kritischen Feld  $H_c$ . Dieses wurde durch Integration der jeweiligen Magnetisierungskurve bestimmt. WERTHAMER (Ref. in [25]) hat jedoch darauf hingewiesen, dass zur Berechnung des theoretischen Temperaturverlaufes von  $\kappa_1$  der Temperaturverlauf von  $H_c$  eingesetzt worden ist, wie er durch die Theorie von BARDEEN, COOPER und SCHRIFTER [18] beschrieben wird. Wir haben deshalb durch Extrapolation unserer experimentellen  $H_c(T)$ -Kurve die Sprungtemperatur  $T_c$  und das kritische Feld  $H_{c0}$  am absoluten Nullpunkt bestimmt und daraus die BCS-Werte des thermodynamischen kritischen Feldes als Funktion der Temperatur berechnet. Die resultierenden  $\kappa_1$ -Werte sind in der Figur 17 durch leere Dreiecke dargestellt.

## V. Zusammenfassende Bemerkungen

### 1. Konzentrationsabhängigkeit des Ginzburg-Landau-Parameters

Die GOODMANSCHE Formel (16) sagt, dass der G-L-Parameter  $\kappa$  in einer Legierung eine lineare Funktion ihres Restwiderstandes ist. Um auf diese einfache Form zu kommen, waren zwei Näherungen notwendig: Für den Zusammenhang zwischen der Kohärenzlänge und der mittleren freien Weglänge der Elektronen wurde die Formel (1) verwendet, und die Formel (14) wurde eingesetzt, um eine einfache Beziehung zwischen der mittleren freien Flugzeit der Elektronen und der Leitfähigkeit (bzw. dem spezifischen Widerstand) des Materials zu haben.

Bei der GOODMANSCHE Formel handelt es sich also um eine Näherungsformel. Da der Zusammenhang zwischen  $\tau_{tr}$  und  $\sigma$  nur unter besonderen Annahmen eine einfache Proportionalität ist, wäre es nicht verwunderlich, wenn bei genauem Hinsehen die GOODMANSCHE Beziehung nicht erfüllt wäre. Dies besonders deshalb, weil wir aus Halleffekt-Messungen wissen, wie stark verschieden die Leitungsmechanismen in den verschiedenen Legierungen sind.

Wie Figur 6 zeigt, können für die drei Legierungssysteme In-Pb, In-Sn und In-Tl innerhalb der Messgenauigkeit keine Abweichungen in  $\kappa$  festgestellt werden, solange der Restwiderstand einen bestimmten Wert nicht überschreitet. Oberhalb dieses Wertes aber weichen In-Sn und In-Tl deutlich vom Verlauf des Legierungssystems In-Pb ab. Dies zeigt, dass die GOODMANSCHE Formel doch nicht ganz vorbehaltlos angewendet werden darf.

## 2. Temperaturabhängigkeit des Ginzburg-Landau-Parameters

Wie Figur 17 zeigt, können unsere experimentellen Resultate für  $\alpha(T)$  in In-17,5%Tl gut mit den theoretischen Kurven von EILENBERGER in Einklang gebracht werden. Insbesondere kann auch der Unterschied zwischen  $\alpha_1$  und  $\alpha_2$  deutlich festgestellt werden.

Der durch Einpassen in die theoretischen Kurven erhaltene Wert für  $\xi/l_{tr}$  stimmt gut überein mit dem, was man aus anderen Überlegungen für den Grad der Verunreinigung erwartet.

Es wurde damit wenigstens für eine Legierung gezeigt, dass die neuesten theoretischen Berechnungen für die Temperaturabhängigkeit des G-L-Parameters der Wirklichkeit angepasst sind.

Diese Arbeit ist vom Schweizerischen Nationalfonds finanziert worden.

Die Arbeit ist von Prof. Dr. J. L. OLSEN angeregt worden, und ich möchte ihm für sein Interesse und seine Unterstützung danken.

C. PALMY danke ich dafür, dass er mich in die He<sup>3</sup>-Technik eingeführt hat. Ein grosser Teil der Experimente ist unter Mithilfe von H. P. VIELI (anlässlich seiner Diplomarbeit) ausgeführt worden. G. BRÄNDLI danke ich für die Zeit, welche er für die kritische Durchsicht dieser Arbeit und für viele Diskussionen geopfert hat.

Besonderer Dank gebührt den Herren A. VOGELSANGER, H. WEBER, W. WERNLI und H. BINDSCHÄDLER, welche das flüssige Helium bereitgestellt und beim Bau der Apparaturen geholfen haben.

## Literatur

- [1] L. P. GORKOV, Soviet Phys. J.E.T.P. 37/10, 998 (1959).
- [2] B. B. GOODMAN, I.B.M.J. Res. Devel. 6, 63 (1962).
- [3] W. VAN DER MARK, J. L. OLSEN and F. B. RASMUSSEN, Proc. LT X, Moscow (1966).
- [4] E. HELFAND and N. R. WERTHAMER, Phys. Rev. 147, 288 (1966).
- [5] G. EILENBERGER, Phys. Rev. 153, 584 (1967).
- [6] T. KINSEL, E. A. LYNTON, B. SERIN, Rev. Mod. Phys. 36, 105 (1964).
- [7] M. F. MERRIAM, Phys. Rev. 144, 300 (1966).
- [8] S. GYGAX, Phys. kondens. Mat. 4, 207 (1965).
- [9] M. F. MERRIAM, Phys. Rev. Lett. 11, 321 (1963).
- [10] M. F. MERRIAM and M. von HERZEN, Phys. Rev. 131, 637 (1963); M. F. MERRIAM, Phys. Rev. Lett. 11, 321 (1963).
- [11] M. F. MERRIAM, J. HAGEN, H. L. LUO, Phys. Rev. 154, 424 (1967).
- [12] V. L. GINZBURG and L. D. LANDAU, J.E.T.P. USSR 20, 1064 (1950).
- [13] A. B. PIPPARD, Proc. Roy. Soc. [A] 203, 210 (1950).
- [14] A. A. ABRIKOSOV, Dokl. Akad. Nauk SSSR 86, 489 (1952).
- [15] A. A. ABRIKOSOV, Soviet Phys. J.E.T.P. 5, 1174 (1957).
- [16] J. L. HARDEN and V. ARP, Cryogenics 3, 105 (1963).
- [17] L. P. GORKOV, Soviet Phys. J.E.T.P. 36/9, 1364 (1959).
- [18] J. BARDEEN, L. N. COOPER, J. R. SCHRIEFFER, Phys. Rev. 108, 1175 (1957).
- [19] E. A. LYNTON, *Hochschultaschenbücher*, Bd. 74\*, 63 (1966).
- [20] L. P. GORKOV, Soviet Phys. J.E.T.P. 37/10, 593 (1960).
- [21] E. FISCHER, J. L. OLSEN, H. P. VIELI, Phys. Lett. 25 A, 261 (1967).
- [22] E. A. LYNTON, *Hochschultaschenbücher*, Bd. 74\*, 65 (1966).
- [23] R. HULTGREN, R. L. ORR, P. D. ANDERSON, K. K. KELLEY, *Selected Values of Thermodynamic Properties of Metals and Alloys* (John Wiley & Sons, Inc. 1963).
- [24] A. MATTHIESSEN, Ann. Phys. [2] 122, 19 (1864).
- [25] E. FISCHER and H. P. VIELI, Phys. Lett. 26 A, 35 (1967).