Zeitschrift: Helvetica Physica Acta

Band: 34 (1961)

Heft: I

Artikel: Wärmeleitfähigkeit, elektrische Leitfähigkeit, Hall-Effekt und Thermospannung von InSb

Autor: Busch, G. / Steigmeier, E.

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-113167

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: 02.07.2025

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

© 1961 by Schweizerische Physikalische Gesellschaft
Société Suisse de Physique. – Società Fisica Svizzera
Nachdruck verboten – Tous droits réservés – Printed in Switzerland

Wärmeleitfähigkeit, elektrische Leitfähigkeit, Hall-Effekt und Thermospannung von InSb

von **G. Busch** und **E. Steigmeier**
Laboratorium für Festkörperphysik ETH, Zürich

(15. VII. 1960)

Abstract. The thermal conductivity, electrical conductivity, Hall coefficient and thermoelectric power of single crystal InSb have been measured between 195° K and 715° K. With increasing temperature the thermal conductivity decreases, but does not show the large high temperature anomaly previously found by BUSCH and SCHNEIDER[1]) and by WEISS[2]). The observed thermal conductivity is assumed to be the sum of a lattice component and a part due to the carriers. The latter is calculated on the basis of the band model using the measured electrical conductivity. The contribution due to the transport of gap energy is small compared with the Wiedemann-Franz part at nearly all temperatures. Between 200° K and 400° K the thermal conductivity of the lattice is proportional to $T^{-1,1}$, whilst for higher temperatures a departure from this law is observed. For this fact a satisfactory explanation may be given. The calculation of the lattice contribution after LEIBFRIED and SCHLOEMANN[48]) leads at 400° K to the observed value when a Grueneisen constant of 2,0 is used. The electron mobility determined from Hall coefficient and electrical conductivity is in good agreement with the theoretical values of EHRENREICH[27]) and the measurements of HROSTOWSKI *et al.*[10]).

1. Einleitung

Die Wärmeleitfähigkeit der intermetallischen Verbindung InSb wurde erstmals von BUSCH und SCHNEIDER[1]) im Jahre 1954 an polykristallinen Proben gemessen. Dabei wurde bei hohen Temperaturen ein anomaler Anstieg festgestellt, der theoretisch nicht erklärt werden konnte. Im Verlaufe der weiteren Untersuchungen zeigte es sich sehr bald, dass zur Abklärung dieses Verhaltens sehr präzise Messungen der Wärmeleitfähigkeit in Verbindung mit genauen elektrischen Messungen nötig sein würden. Vor allem ging es bei der Messung der Wärmeleitfähigkeit darum, die bei hohen Temperaturen noch nicht restlos eliminierten Strahlungsverluste zu vermeiden.

Die inzwischen von WEISS[2]), STUCKES[3]), BOWERS *et al.*[4]), KANAI und NII[5]), BETTMAN und SCHNEIDER[5a]) wiederholten Messungen ergaben Resultate, die bei hohen Temperaturen teils mit denen von BUSCH und SCHNEIDER qualitativ übereinstimmen, grösstenteils aber dazu im Gegensatz stehen.

2. Experimenteller Teil

2.1. *Herstellung und Vorbereitung der Proben*

Als Ausgangsmaterialien wurden hochreines Indium (gereinigt mittels Sperrelektrolyse) und Antimon (Bradley & Co., Assoc. Lead Manufacturers & Co.) verwendet. Nachdem das Antimon durch Zonenschmelzen (30 Durchgänge) gereinigt worden war, wurden die beiden Komponenten in einer Quarzampulle unter Vakuum zusammengeschmolzen.

Die Herstellung der Einkristalle erfolgte mit Hilfe der von BUSCH und KERN[6]) beschriebenen Einkristallzucht-Apparatur nach dem Czochralski-Verfahren. Die Kristalle wurden mit einer Rundschleifmaschine auf einen Durchmesser von 6 mm ($\pm$ 0,01 mm zylindrisch) geschliffen. In einem Abstand von 10 mm wurden mit Hilfe einer Ultraschallbohrmaschine zwei Löcher von 0,25 mm Durchmesser und 2–3 mm Tiefe in die Proben gebohrt, um die Thermoelemente zu befestigen. Nach dem Zuschneiden auf die endgültige Länge und dem Planschleifen der Endflächen wurden nun die geätzten*) Proben in einer Vakuumlötvorrichtung an beiden Enden mit Indium überzogen. Das Indium wurde dabei unter Druck aus einer Kapillare ins Vakuum direkt auf die Probe gespritzt, um die Bildung eines Oxydfilms zu vermeiden; es zeigte sich, dass dadurch stets eine gute Benetzung der Oberfläche möglich war, so dass immer gute Wärmekontakte hergestellt werden konnten.

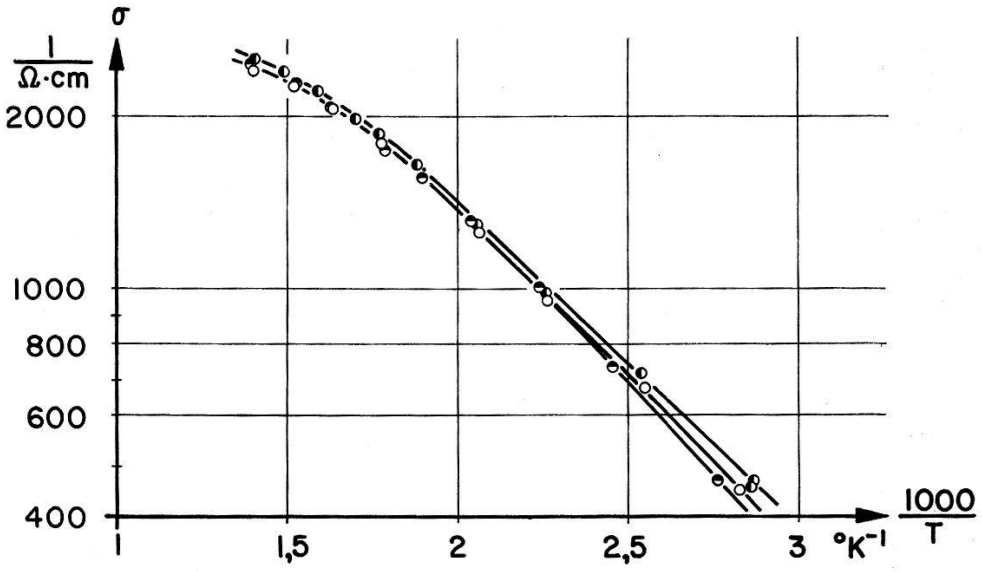
2.2. *Elektrische Leitfähigkeit und Hall-Effekt*

Elektrische Messungen an InSb sind schon von vielen Autoren veröffentlicht worden[6–12]). Ziel unserer Messungen war die genaue Bestimmung der elektrischen Leitfähigkeit an denselben Proben, welche für die Wärmeleitfähigkeitsmessungen verwendet worden waren, ferner der Ladungsträgerkonzentrationen und Beweglichkeiten sowie der Aktivierungsenergie.

Mit Hilfe der Ultraschallbohrmaschine wurden Plättchen von $0{,}2 \times 2 \times 15$ mm hergestellt; diese wurden genau aus jenem Teil der Kristalle herausgeschnitten, über welchem vorher die Wärmeleitfähigkeit gemessen worden war. Zur Kontrolle der Homogenität wurde jeweils von drei an verschiedenen Stellen herausgenommenen Proben der Hall-Effekt gemessen. Ferner wurde immer auch die Störstellenkonzentration an den beiden Enden des ursprünglichen Kristalles bestimmt. Die Homogenität der Störstellenkonzentration über die Meßstrecke der Wärmeleitfähigkeit geht für alle Proben aus Tabelle I hervor.

---

*) 15 cm³ konz. Salpetersäure, 25 cm³ konz. Salzsäure, 50 cm³ dest. Wasser; darauf sofort in konz. Salzsäure gespült.



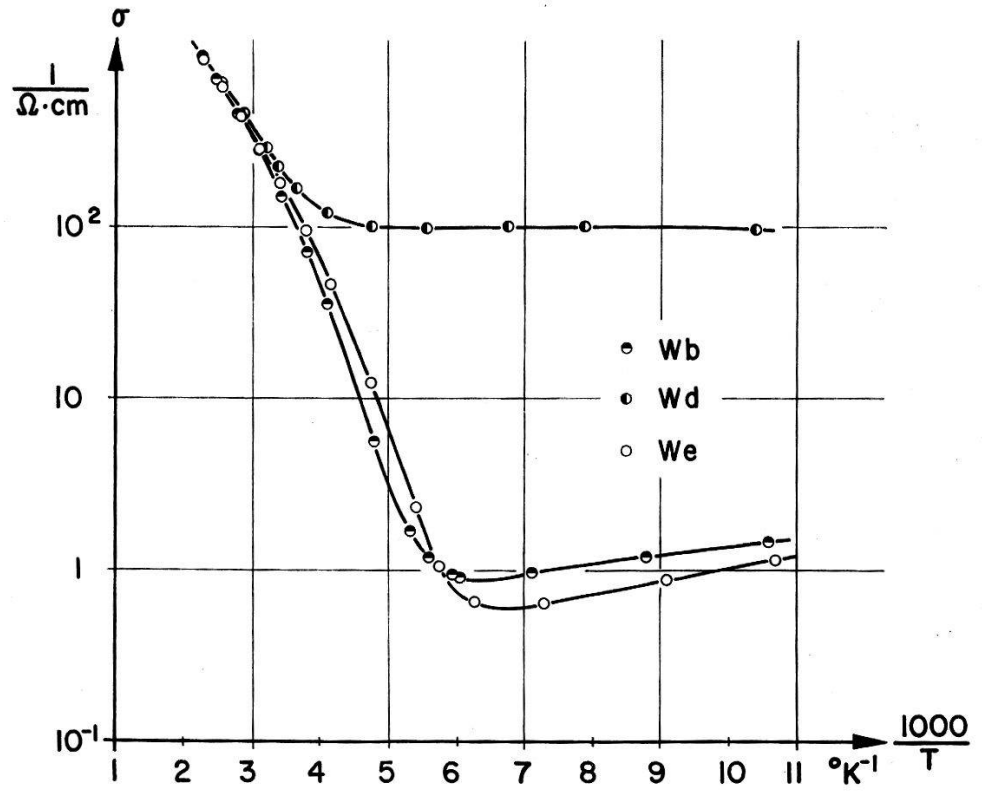


Fig. 1
Elektrische Leitfähigkeit in Funktion der reziproken Temperatur

Die Sonden bestanden aus dünnen Wolframdrähten, die mit Federn auf die Plättchen gespannt wurden. Hochtemperaturmessungen erfolgten in einem Vakuumofen geringer Trägheit, Tieftemperaturmessungen in einem Gaskryostaten.

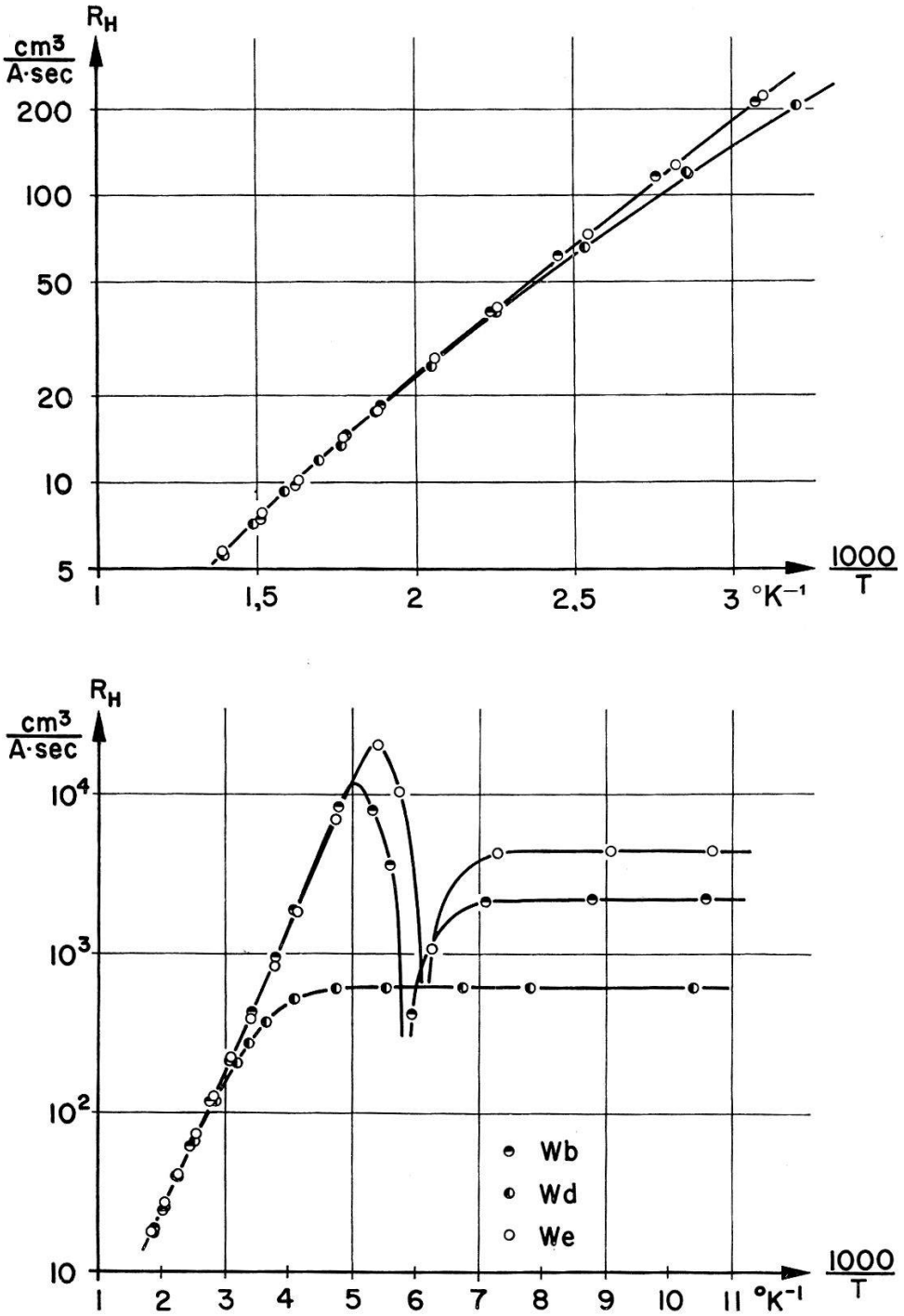


Fig. 2
Hall-Koeffizient in Funktion der reziproken Temperatur, $H \approx 3000$ A/cm

Für die Messungen wurde eine Chopper-Apparatur verwendet, wie sie von DAUPHINEE und MOOSER[13]) beschrieben wurde. Statt der Chopper nach DAUPHINEE und WOODS[14]) wurde aber ein eigener Unterbrecher gebaut, der restlos prellfrei arbeitete und eine Schaltgenauigkeit von $\pm 0{,}5\%$ aufwies. Damit konnten elektrische Leitfähigkeit und Hall-Effekt mit

$\pm$ 1% relativer Genauigkeit gemessen werden. Die Ergebnisse sind in Figur 1 und 2 dargestellt. Die Kontrolle einer Leitfähigkeitsmessung mit der von JAGGI und SOMMERHALDER[15]) beschriebenen Stromwandlermethode ergab eine Übereinstimmung von besser als $\pm$ 1%. Die Absolutgenauigkeit betrug aber der kleinen Probendimensionen wegen nur etwa $\pm$ 5%. Der Einfluss der Geometrie der Probe auf die Messungen ist für die oben angegebene Form und bei der gewählten Sondenanordnung zu vernachlässigen nach Berechnungen von DRABBLE und WOLFE[16]) und Messungen von LEUENBERGER[17]).

2.3. *Wärmeleitfähigkeit*

2.3.1. *Messmethode und Apparatur.* Zur Messung wurde die stationäre Absolutmethode gewählt, um wirklich unabhängig zu sein von irgendwelchen Standardsubstanzen. Auf die Temperaturwellenmethode wurde bewusst verzichtet, weil dort noch eine zusätzliche Messung der spezifischen Wärme nötig ist.

Die Messanordnung ist in Figur 3 dargestellt. Die Probe ist an ihrem oberen Ende in eine Spannzange aus Kupfer mit einem Zwischenring aus Kupfer-Graphit-Legierung eingeklemmt und auf dem Boden der Spannzange mit Indium festgelötet. Die Spannzange wird in ein konisches Kupferstück gezogen, durch welches alle Zuleitungen nach oben geführt werden. Am unteren Ende der Probe ist ein aussen versilbertes Öfchen mit einer Heizwicklung im Innern (Heizung I) ebenfalls mit Indium auf die Probe gelötet; dieses wird bei hohen Temperaturen mit drei Tantalfedern in dieser Lage festgehalten. Auf der Probe sind in einem Abstand von 10 mm voneinander zwei Thermoelemente in die mit der Ultraschallbohrmaschine gebohrten Löcher möglichst spannungsfrei eingesetzt und mit einem Speziallot*) festgelötet. Die Herstellung dieser Lötkontakte wie auch die der oben beschriebenen Indium-Kontakte bereitete anfänglich grosse Schwierigkeiten; von ihrer Güte hängt aber die Messgenauigkeit, das heisst die Streuung der Messpunkte sehr wesentlich ab. Die verwendeten Thermoelemente aus Eisen-Konstantan (0,12 mm dick, Leeds und Northrup) wurden durch Hartlöten hergestellt und mit Temperaturfixpunkten geeicht.

Um beide Thermoelemente mit der Probe in elektrischem Kontakt halten zu können, was für den Wärmekontakt sehr von Vorteil ist, wird zur Bestimmung der Temperaturdifferenz ΔT_i die Methode des «Isolating Potential Comparator» von DAUPHINEE[18]) verwendet (Stevens-Arnold-Unterbrecher), was sich ausgezeichnet bewährt hat. Die Thermospan-

*) Eine Sn-Ge-Ni-Legierung, die in freundlicher Weise von Herrn S. YUAN zur Verfügung gestellt wurde.

nungen und Thermospannungsdifferenzen werden mittels eines Cambridge-Vernier-Potentiometers gemessen. Die Messung der der Probe zugeführten Wärmemenge erfolgt elektrisch.

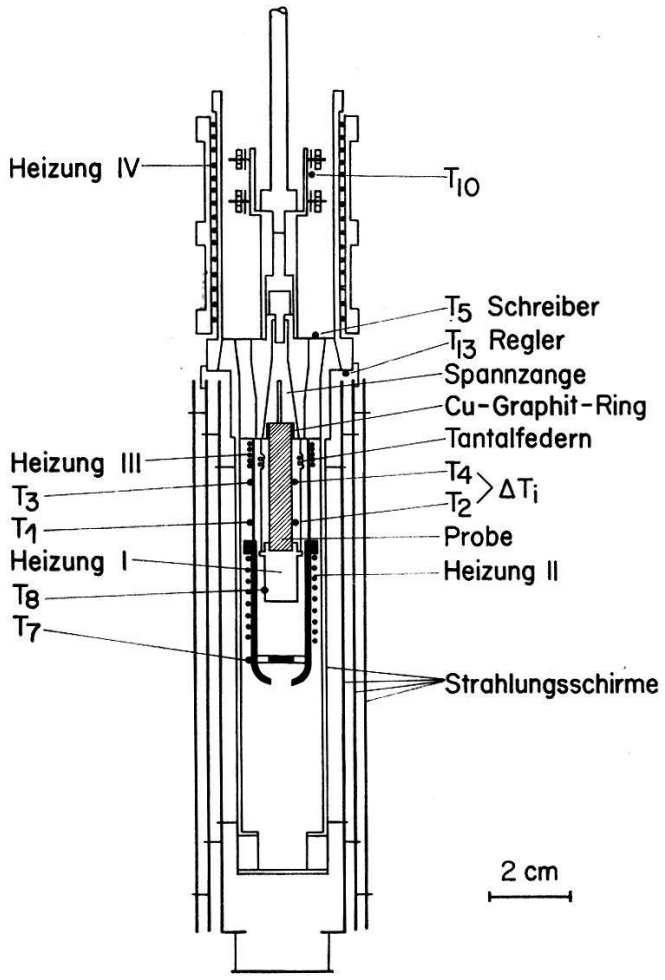


Fig. 3
Messanordnung zur Messung der Wärmeleitfähigkeit

Zur Verhinderung von Strahlungsverlusten ist die Probe von einem Strahlungsschirm umgeben, in welchem mit Hilfe der automatisch regulierten Heizungen II und III derselbe Temperaturgradient hergestellt wird wie in der Probe. Drei Thermoelemente dienen zur Kontrolle. Dieser Strahlungsschirm ist so konstruiert, dass eine direkte Abstrahlung aus dem Innern unmöglich ist, dass aber das Innere trotzdem evakuiert werden kann; er ist zudem innen sandgestrahlt zur Verhinderung von Reflexionen. Ein dicker Kupferzylinder und drei dünne Silberabschirmungen verhüten weitere Verluste.

Mit Hilfe der Heizung IV wird das obere Ende der Probe auf $\pm$ 0,02° K konstant gehalten. Im Innern der Heizung IV werden sämtliche Thermoelemente und Zuleitungen zur Verminderung der Wärmeableitung von

der Probe an einem Kupferstück festgebunden, dessen Temperatur durch ein Thermoelement T_{10} kontrolliert wird. Heizung IV wird mittels eines elektronischen Proportional- und Integralreglers, ähnlich demjenigen von DAUPHINEE und WOODS[14]), automatisch reguliert. Als Referenz dient ein Rubicon-Kompensationsapparat, zum Zerhacken der Gleichspannung ein Stevens-Arnold-Unterbrecher. Für die Tieftemperaturmessungen werden Kältebäder verwendet. Zur Kontrolle der Stationarität werden die Temperatur des Kupferblocks (T_5) und die der anderen Meßstellen (T_1, T_2, T_3, T_4, T_7, T_8, T_{10}) mit einem Honeywell-Schreiber gleichzeitig aufgezeichnet.

Das ganze Meßsystem befindet sich in einem Vakuum von besser als $5 \cdot 10^{-5}$ Torr, welches mit einer Öldiffusionspumpe erzeugt und mit einem Ionisationsmanometer gemessen wird.

2.3.2. *Strahlungs- und Ableitungsverluste.* Die bei der beschriebenen Anordnung auftretenden Verluste sind von WETTSTEIN[19]) ausführlich diskutiert und bei den Messungen in Abzug gebracht worden.

Dass die nach langwierigen Vorversuchen schliesslich getroffene Anordnung von Probe und Strahlungsschirm jegliche Strahlungsverluste selbst bei höchsten Temperaturen verhindert, zeigt sich darin, dass

1. bei einer leichten Veränderung des Temperaturgradienten im Strahlungsschirm (ca. 0,8° K/cm) gegenüber dem der Probe die Wärmeleitfähigkeit bei den höchsten Temperaturen nur um 1–2% ändert und dass

2. Testmessungen an Armco-Reineisen mit dem Temperaturverlauf der Messungen von POWELL[20]) und ARMSTRONG und DAUPHINEE[21]) sehr gut übereinstimmen, wie Figur 4 zeigt. Die Absolutgenauigkeit unserer Messungen beträgt etwa $\pm$ 4%. Das verwendete Armco-Reineisen enthält folgende Verunreinigungen: C 0,02%, Mn 0,025%, P 0,008%, S 0,025%, Si 0,002% und Cu max. 0,15%.

Es blieb ferner noch zu untersuchen, ob nicht ein Teil der Wärmeleitung dadurch vorgetäuscht wird, dass die aus dem Ofen I in das heisse Ende der Probe eingestrahlte Energie dort nicht vollständig absorbiert wird. Mit Hilfe der experimentell bekannten Absorptionskoeffizienten wurde diese sogenannte Strahlungsleitung auf Grund der von GENZEL[22]) für verschiedene Idealfälle berechneten Beziehungen abgeschätzt. Es zeigte sich aber, dass die Strahlungsleitung für InSb über den ganzen Temperaturbereich einen Fehler von weniger als 1% bewirkt.

2.3.3. *Messergebnisse.* Vor Beginn der Messungen wurde jeweils auf ca. 650° K aufgeheizt (Smp. des Lotes), um die Thermoelemente gut mit der Probe zu verlöten und in eine stabile Lage zu bringen. Wird dies unterlassen, oder werden die Thermoelemente nachher deformiert, so können

systematische Fehler bis zu $\pm$ 10% auftreten wegen der Entstehung parasitärer Thermokräfte (vgl. Punkte 7 bis 15 in Figur 5).

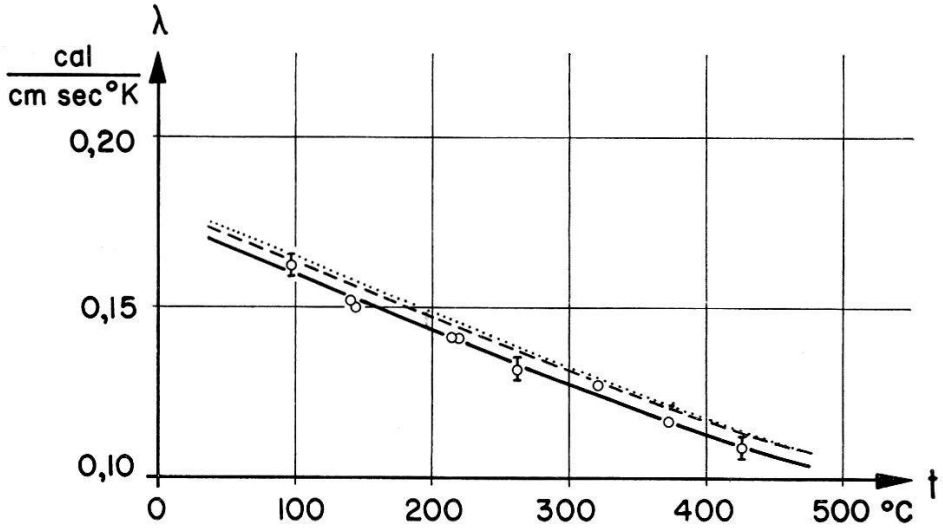


Fig. 4

Wärmeleitfähigkeit von Armco-Reineisen in Funktion der Temperatur

——— eigene Messungen mit relativen Fehlergrenzen

– – – Messungen von POWELL

· · · Messungen von ARMSTRONG und DAUPHINEE

Für alle Proben wurde die in Heizung I verbrauchte Leistung in Funktion der Temperaturdifferenz ΔT_i aufgetragen, wie Figur 5 für die Probe We zeigt. Aus der Steigung wurde die Wärmeleitfähigkeit für die entsprechende Temperatur bestimmt. Figur 6 zeigt die Messergebnisse an drei Einkristallproben verschiedener Störstellenkonzentration[23]).

Die absolute Messgenauigkeit beträgt $\pm$ 4%, die relative $\pm$ 2%, für hohe Temperaturen $\pm$ 3%. Immerhin zeigen die gemessenen Proben bei Zimmertemperatur eine auf $\pm$ 0,6% übereinstimmende Wärmeleitfähigkeit.

Der von BUSCH und SCHNEIDER[1]) gemessene Anstieg der Wärmeleitfähigkeit bei hohen Temperaturen kann durch die vorliegenden Messungen nicht bestätigt werden. Er scheint durch Strahlungs- und Konvektionsverluste bedingt gewesen zu sein. Dasselbe trifft auch zu für den Absolutwert der Wärmeleitfähigkeit bei tieferen Temperaturen.

Bei Vorversuchen wurde die Heizung I direkt auf die Probe gewickelt und ein Strahlungsschirm verwendet, der unten durch ein abnehmbares Deckelchen geschlossen war; ferner war der Strahlungsschirm innen nicht sandgestrahlt. Dabei stellte sich bei Messungen an InSb und Armco-Eisen heraus, dass durch Strahlungsverluste sehr wohl ein Wiederanstieg der Wärmeleitfähigkeit bei hohen Temperaturen vorgetäuscht werden kann. Auch eine Fälschung des Absolutwerts kann produziert werden durch schlechte Wärmekontakte der Thermoelemente.

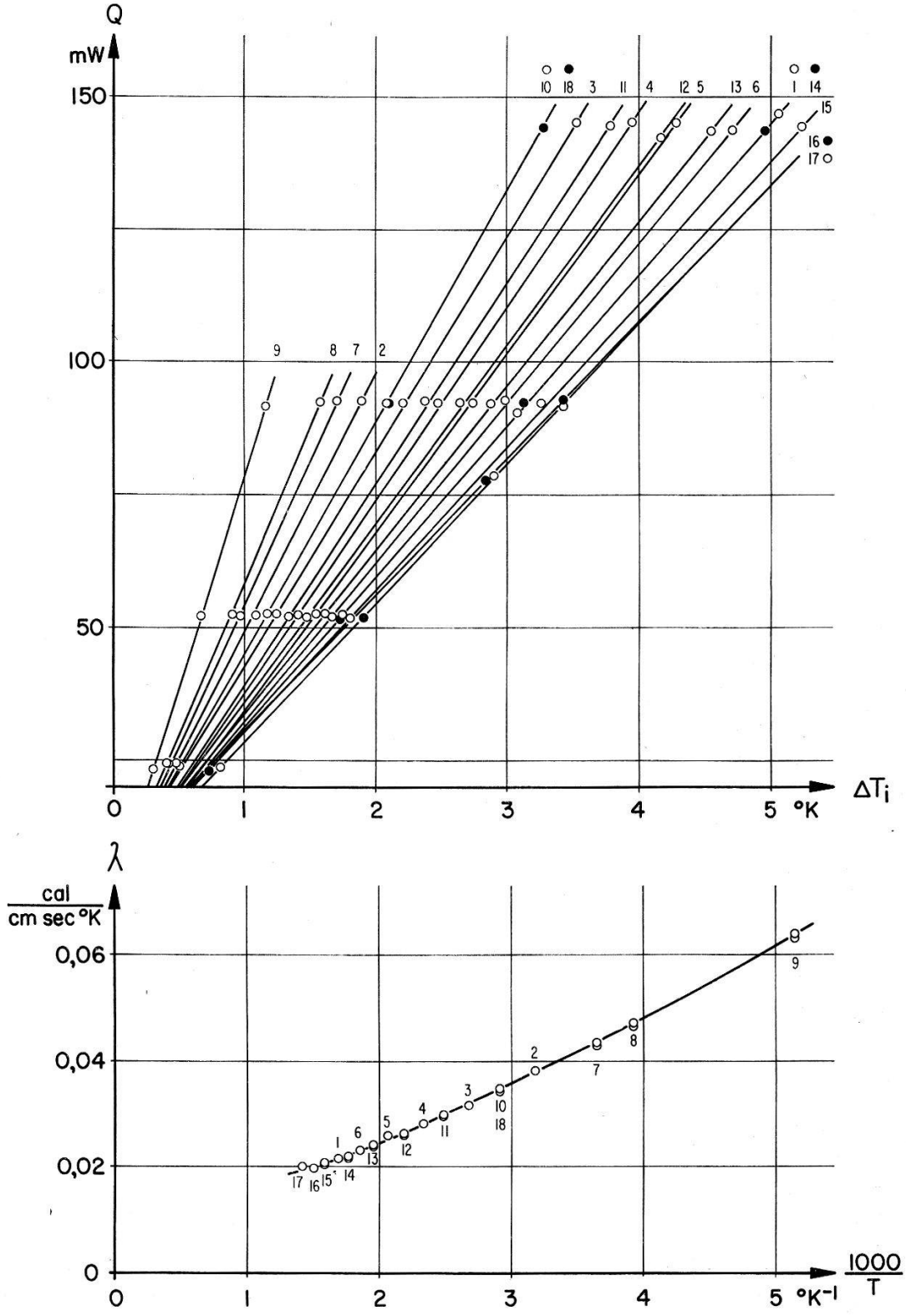


Fig. 5

Wärmemenge in Funktion des Temperaturgradienten bei verschiedenen Temperaturen und Wärmeleitfähigkeit in Funktion der reziproken Temperatur für die Probe We. Die Zahlen bezeichnen die Messreihenfolge.

Zum Vergleich sind in Figur 6 die Ergebnisse anderer Autoren eingezeichnet. Der Hochtemperaturanstieg, der von WEISS[2]) analog zu BUSCH und SCHNEIDER beobachtet wurde, ist möglicherweise ebenfalls auf Strahlungseffekte zurückzuführen. BOWERS *et al.*[4]) geben die Grenzen

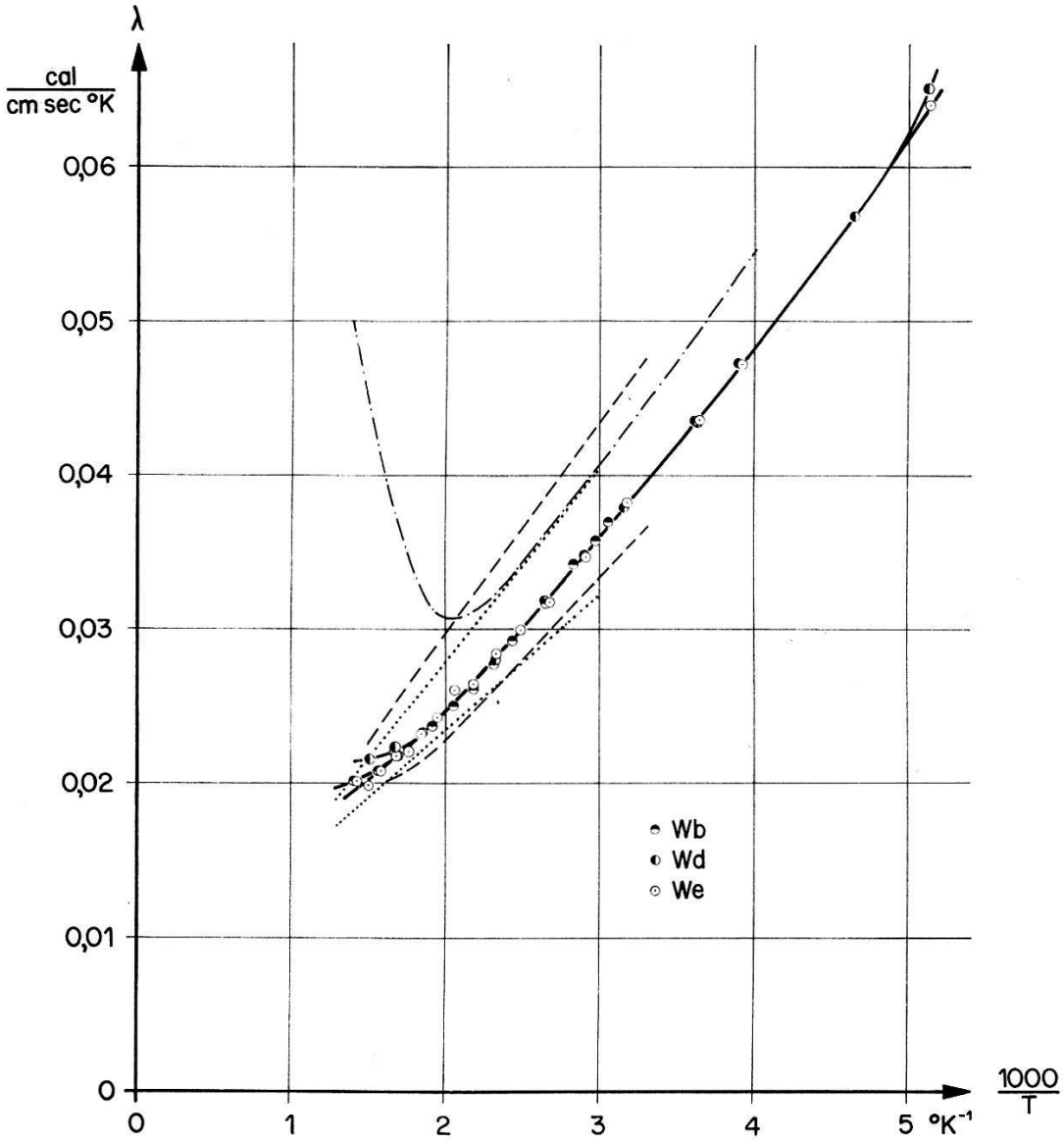


Fig. 6

Wärmeleitfähigkeit in Funktion der reziproken Temperatur

——— eigene Messungen

–·–·– Messungen von WEISS

– – – Messungen von STUCKES (2 verschiedene Proben)

····· Messungen von BOWERS *et al.* (90% Grenzen)

an, innerhalb derer ihre Messpunkte mit 90% Wahrscheinlichkeit liegen. Die von STUCKES[3]) festgestellte Abhängigkeit des Absolutwertes der Wärmeleitfähigkeit von der Ladungsträgerkonzentration konnte nicht bestätigt werden. Leider sind keine Messpunkte gegeben, so dass sich hin-

sichtlich der Streuung keine Vergleiche ziehen lassen. Innerhalb der von diesen Autoren zu ca. ± 10% angegebenen Messgenauigkeit sind diese Messungen aber doch in guter Übereinstimmung mit den vorliegenden, mit Ausnahme des Hochtemperaturastes von WEISS. Ebenfalls damit im Einklang sind die Zimmertemperaturwerte von ZHUSE[24]) (0,038 cal/cm. sec.° K), GOLDSMID[25]) (0,040 cal/cm. sec.° K) und KANAI und NII[5]) (0,038 cal/cm.sec.° K), jedoch nicht die Hochtemperaturmessungen der letzteren; auch die jüngsten Messungen von BETTMAN und SCHNEIDER[5a]) stimmen mit den vorliegenden einigermassen überein, obwohl die Autoren ihre Methode als für InSb über 200° C ungeeignet bezeichnen.

2.4. *Thermospannung und Effektivität*

Gleichzeitig mit der Messung der Wärmeleitfähigkeit wurde mit derselben Messanordnung auch die Thermospannung von InSb gemessen,

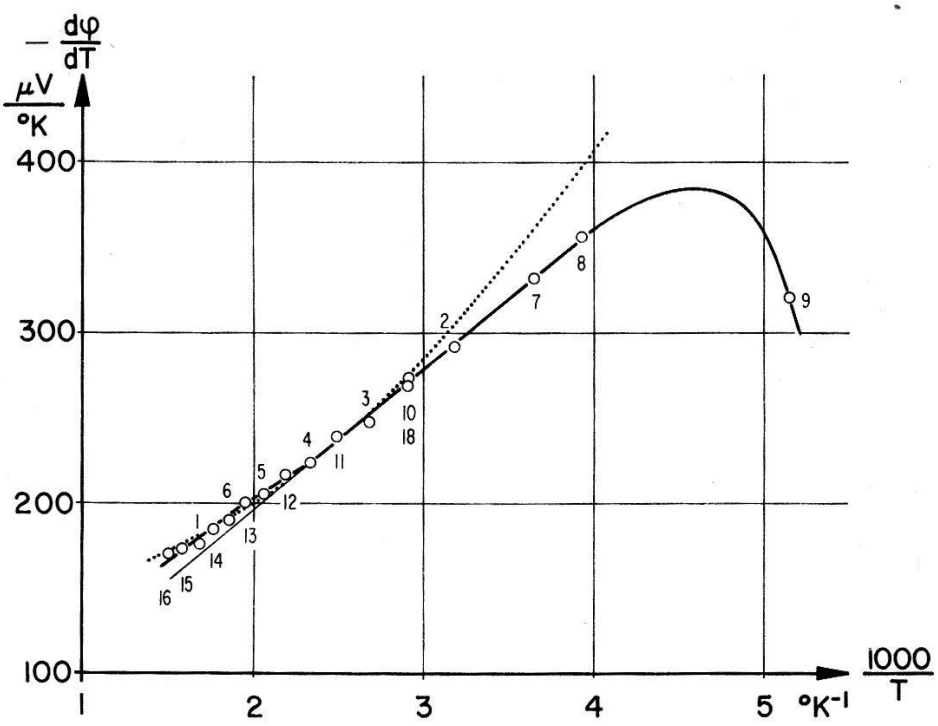


Fig. 7
Absolute differentielle Thermospannung
in Funktion der reziproken Temperatur für die Probe We.
Die Zahlen bezeichnen die Messreihenfolge.
····· Theoretisch von EHRENREICH für Eigenleitung und $e^* = 0{,}20$ berechnete Werte

wobei die Konstantan-Schenkel der Thermoelemente T_2 und T_4 als Referenz benützt wurden. Analog zum Vorgehen bei der Messung der Wärmeleitung wurde auch die Thermospannung in Funktion der Temperatur-

differenz ΔT_i aufgetragen und aus der Steigung dieser Geraden die differentielle Thermospannung für die entsprechende Temperatur bestimmt. Die Ergebnisse sind für die Probe We in Figur 7 dargestellt. Die Messungen stimmen befriedigend überein mit denjenigen von WEISS[26]; vor allem scheint auch hier bei 500° K eine schwache Stufe in der Eigenleitung aufzutreten, was von WEISS auf eine temperaturabhängige effektive Masse der Elektronen zurückgeführt wurde.

In Figur 8 ist die aus den Messungen von Thermospannung, elektrischer Leitfähigkeit und Wärmeleitfähigkeit berechnete Effektivität $z = (d\varphi/dT)^2 \sigma/\lambda$ aufgetragen. Zum Vergleich sind die Messungen von BOWERS *et al.*[4]) eingezeichnet. Unsere Werte sind durchwegs höher, bei hohen Temperaturen sogar um 50 %.

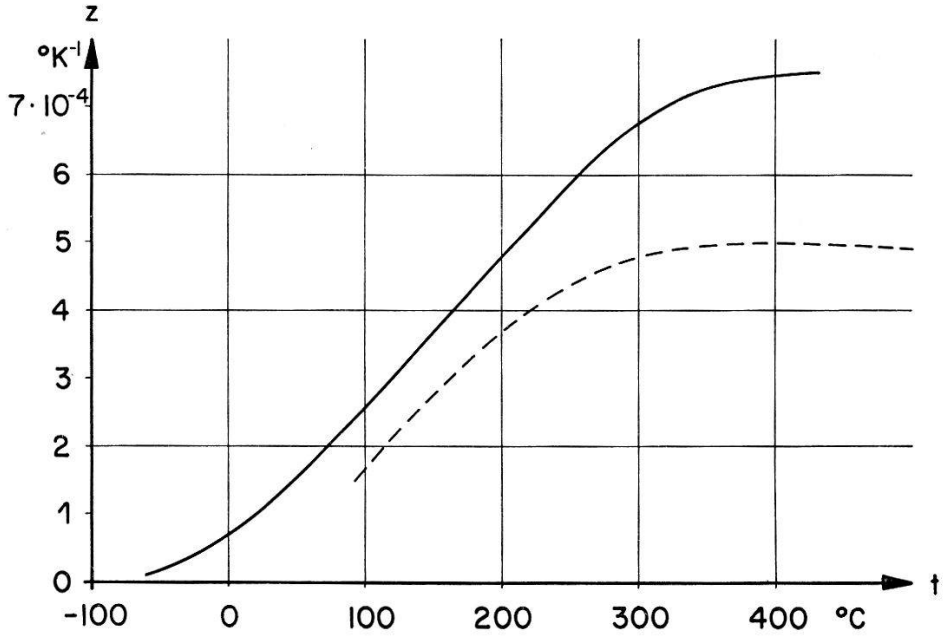


Fig. 8
Effektivität $z = (d\varphi/dT)^2 \sigma/\lambda$
in Funktion der Temperatur für die Probe We
——— eigene Messungen
– – – Messungen von BOWERS *et al.*

3. Auswertung und Diskussion

3.1. *Elektrische Messungen*

Als Grundlage für die Auswertung der Messungen von Hall-Effekt und elektrischer Leitfähigkeit wurden folgende Beziehungen zwischen elektrischer Leitfähigkeit σ, Hall-Koeffizient R_H, Ladungsträgerkonzentration n, bzw. p und Beweglichkeit μ_n bzw. μ_p verwendet:

$$\sigma = n\, e\, \mu_n + p\, e\, \mu_p \tag{1}$$

$$R_H = -\frac{r(T)}{e} \cdot \frac{n\,\mu_n^2 - \alpha\,p\,\mu_p^2}{(n\,\mu_n + p\,\mu_p)^2}. \tag{2}$$

Um die Formel (2), die für schwache Magnetfelder gilt, möglichst allgemein zu halten, wurde der Streufaktor $r(T)$ statt $3\,\pi/8$ verwendet. Sie gilt dadurch auch für Entartung. α berücksichtigt einen Unterschied in der Streuung der Elektronen und Löcher.

Aus der Gleichung (2) erhält man für das Störleitungsgebiet

$$R_H = -\frac{r}{e} \cdot \frac{1}{n_s}. \tag{3}$$

Mit Hilfe dieser Beziehung wurde, unter Voraussetzung vollständiger Ionisation, bei 90° K die Störstellenkonzentration $n_S = N_D - N_A$ bestimmt (N_D = Donatorenkonzentration, N_A = Akzeptorenkonzentration). Für $r(T)$ wurde dabei der Wert für thermisch-akustische Streuung $3\,\pi/8$ eingesetzt, was für die Störstellenkonzentration Fehler der Grössenordnung 10% bewirken kann, da bei diesen Temperaturen schon ein Einfluss der Störstellenstreuung wirksam wird. Dieser ist allerdings, wie aus dem Verlauf der Hall-Beweglichkeit in Figur 9 (für die beiden p-Typen $\sim T^{-1,2 \text{ bis } 1,6}$) ersichtlich ist, recht klein. Die erhaltenen Störstellenkonzentrationen sind für die drei gemessenen Proben in der Tabelle I angegeben.

Tabelle I

Elektrische Eigenschaften bei 90° K

Probe	Typ	Störstellen-konzentration n_S cm^{-3}	Homogenität über 10 mm	Hall-Beweglichkeit $\lvert R_H \rvert \sigma$ cm^2/V·sec
Wb	p	$3{,}3 \cdot 10^{15}$	± 1%	$3{,}5 \cdot 10^3$
Wd	n	$1{,}2 \cdot 10^{16}$	± 3%	$6 \cdot 10^4$
We	p	$1{,}6 \cdot 10^{15}$	± 8%	$5{,}5 \cdot 10^3$

Elektronenbeweglichkeit. Figur 9 zeigt die Hall-Beweglichkeit $\lvert R_H \rvert \sigma$ der gemessenen Proben.

Für die Eigenleitung, wo $n \approx p$ und $\alpha \approx 1$ ist, ergibt sich im Fall von $\mu_n \gg \mu_p$ aus (1) und (2) die Elektronenbeweglichkeit

$$\mu_n = \frac{\lvert R_H \rvert \cdot \sigma}{r(T)}. \tag{4}$$

Der Streufaktor $r(T)$ kann der Arbeit von EHRENREICH[27]) entnommen werden. Dort werden Elektronenbeweglichkeit und Hall-Effekt von InSb berechnet für den Fall einer Kombination von optischer Streuung mit Abschirmung und Elektron-Loch-Streuung unter Berücksichtigung der

Bandstruktur nach KANE[28]). Damit kann nun aus der experimentell bestimmten Hall-Beweglichkeit $|R_H|\sigma$ die Elektronenbeweglichkeit μ_n nach (4) berechnet werden. In der vorliegenden Arbeit wurde der Streufaktor für kombinierte Streuung und eine effektive Ionenladung von $e^* = 0{,}20$ verwendet. Die Ergebnisse sind für die Probe We in Figur 10 dargestellt in Funktion der Temperatur. Die eingezeichneten Fehlergrenzen geben die Unsicherheit des Absolutwertes an. Die von EHRENREICH für kombinierte Streuung und eine effektive Ionenladung von $e^* = 0{,}20$ berechnete Elektronenbeweglichkeit stimmt zwischen 300 und 600° K gut mit unseren Messungen überein. Eine Abweichung bei hohen Temperaturen ist wohl vor allem auf die Vernachlässigung der Elektron-Elektron-Streuung zurückzuführen. Bei tiefen Temperaturen ($T < 300°$ K) macht sich der Beginn der Störstellenstreuung bemerkbar.

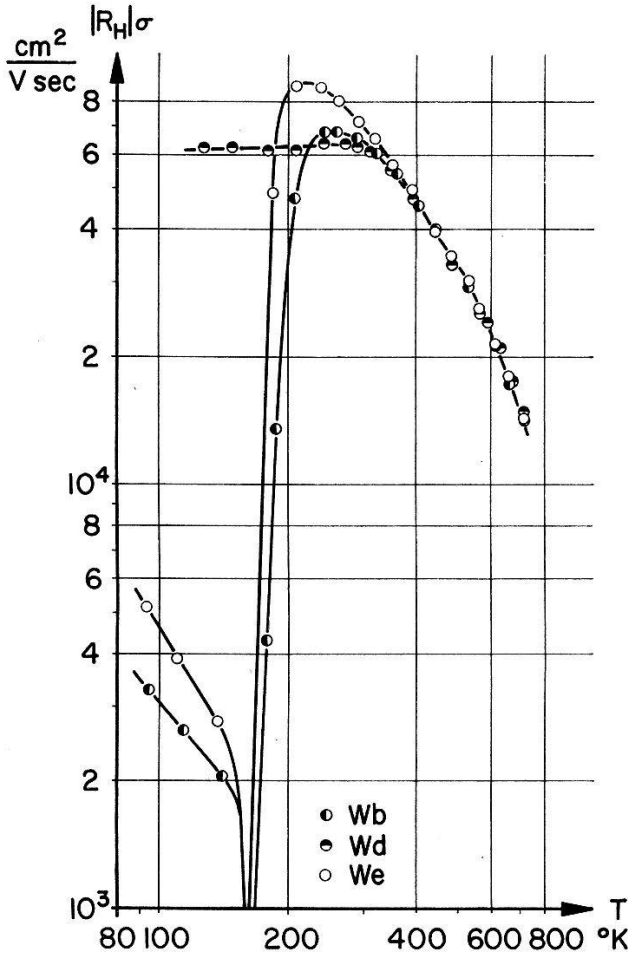


Fig. 9
Hall-Beweglichkeit in Funktion der Temperatur

Im gleichen Temperaturgebiet 300 bis 600° K sind auch die von EHRENREICH für die Thermospannung berechneten Werte ($e^* = 0{,}20$) in sehr guter Übereinstimmung mit unseren Thermospannungsmessungen, wie

Figur 7 zeigt, so dass die Verwendung des Streufaktors $r(T)$ auch aus diesem Grunde vernünftig erscheint.

Zum Vergleich sind in Figur 10 die mit demselben Streufaktor aus der Hall-Beweglichkeit berechneten Elektronenbeweglichkeiten von HROSTOWSKI *et al.*[10]) eingezeichnet. Sie stimmen gut überein, ausser bei tiefen Temperaturen, wo für unsere Probe die Störstellenstreuung wesentlicher wird.

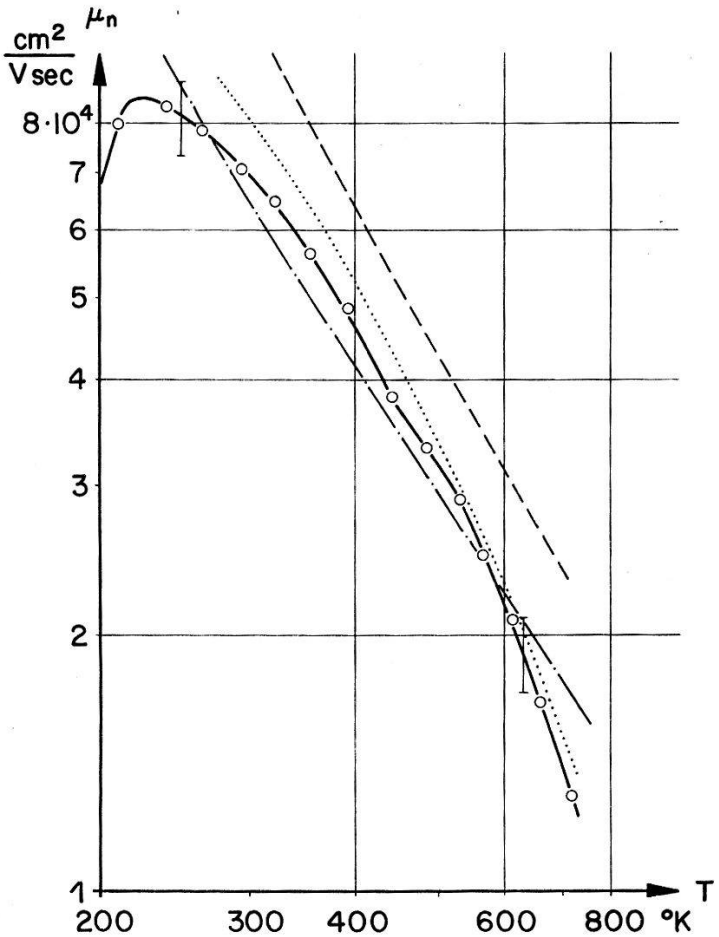


Fig. 10

Elektronenbeweglichkeit in Funktion der Temperatur für die Probe We

——— eigene Messungen mit absoluten Fehlergrenzen ⊥

····· Messungen von HROSTOWSKI *et al.* (reduziert mit Streufaktor $r(T)$ von EHRENREICH)

–·–·– theoretischer Wert für $e^* = 0{,}20$ nach EHRENREICH

– – – theoretischer Wert für $e^* = 0{,}13$ nach EHRENREICH

Eigenartigerweise zeigt sich in unseren Messungen bei 440 bis 530° K eine Stufe, die bis jetzt für die Elektronenbeweglichkeit noch nie beobachtet wurde, wohl aber für die Thermospannung bei derselben Temperatur (vgl. WEISS[26]) und Fig. 7). Es liegt nahe, darin eine Bestätigung der von WEISS auf Grund seiner Thermospannungsmessungen geforderten Temperaturabhängigkeit der effektiven Elektronenmasse zu sehen, was

aber aus dem bis jetzt angenommenen Verlauf der Energiebänder (KANE[28])) nicht erklärbar ist. Eine Temperaturabhängigkeit der effektiven Elektronenmasse, wie sie von WEISS vorgeschlagen wurde, müsste sich jedoch in der von uns beobachteten Weise auf die Elektronenbeweglichkeit auswirken. Es wäre aber auch denkbar, dass diese Stufe durch eine Veränderung des Streumechanismus verursacht würde. Immerhin ist es bemerkenswert, dass dieser Effekt gerade in jenem Temperaturgebiet auftritt, in dem die Fermi-Grenzenergie den Bandrand überschreitet (vgl. WEISS und Fig. 13). Dieser Befund wird Gegenstand weiterer experimenteller Untersuchungen sein.

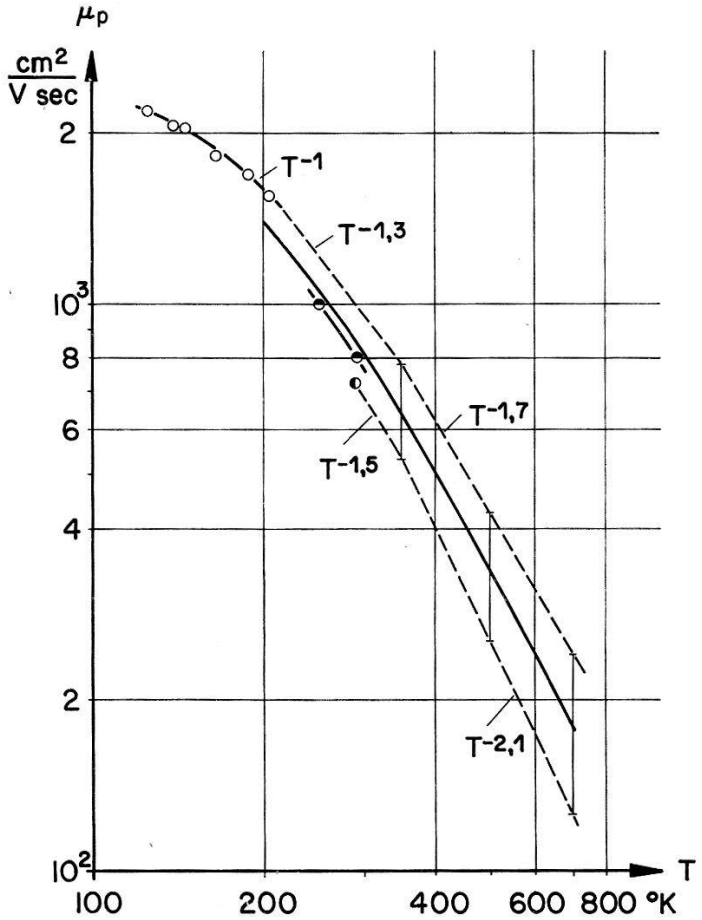


Fig. 11

Löcherbeweglichkeit in Funktion der Temperatur

o Messungen von FISCHER

◐ Messungen von HILSUM und BARRIE

⊖ Messungen von GOODWIN

– – – extrapolierte Werte

——— angenommener Verlauf der Löcherbeweglichkeit in Funktion der Temperatur mit angenommenen Fehlergrenzen ⊥

Löcherbeweglichkeit. Wegen des grossen Beweglichkeitsverhältnisses $b \gg 1$ in InSb lässt sich die Löcherbeweglichkeit aus elektrischer Leitfähigkeit und Hall-Effekt nicht mit genügender Genauigkeit gewinnen.

Für die bei der Auswertung der Wärmeleitfähigkeitsmessungen nötige Löcherbeweglichkeit wurden daher die Messungen der magnetischen Widerstandsänderung von FISCHER[29]) und von HILSUM und BARRIE[30]), ferner die photoelektrischen Messungen von GOODWIN[31]) herangezogen. FISCHER erhielt bei 200° K an reinen Proben $\mu_p \sim T^{-1,0}$. Unter der Annahme, dass oberhalb 350° K die Löcher rein thermisch gestreut werden, wurde in Figur 11 versuchsweise von den beiden extremen Messungen zu hohen Temperaturen extrapoliert mit einer Temperaturabhängigkeit $\mu_p \sim T^{-1,3 \text{ bis } -1,5}$ im Zwischengebiet und $\mu_p \sim T^{-1,7 \text{ bis } -2,1}$ oberhalb 350° K. HILSUM und BARRIE haben gezeigt, dass die in beiden Arbeiten[29])[30]) für die Auswertung der Messungen gemachte Annahme $\tau \sim E^{\circ}$ sich für Zimmertemperatur sehr gut rechtfertigen lässt[30])[32]). Zudem stimmen die von ihnen für die Elektronenbeweglichkeit bei Zimmertemperatur gefundenen Werte gut mit den unsern überein, so dass eine derartige Extrapolation, wie sie in Figur 11 ausgeführt wurde, angemessen erscheint. In Ermangelung besserer Angaben wurden nun die extrapolierten Werte der Löcherbeweglichkeit unserer Auswertung der Wärmeleitfähigkeit zugrunde gelegt.

Inversionsdichte und Aktivierungsenergie. Die Inversionsdichte $n_i = (np)^{1/2}$ in Funktion der Temperatur wurde nach der von MADELUNG und WEISS[7]) angewandten Methode aus den Hall-Koeffizienten bestimmt. Für InSb, wo $\mu_n \gg \mu_p$, gilt

$$n_i^2 = \frac{r(T)}{eR_H} \cdot \left(\frac{r(T)}{eR_H} + n_S\right), \tag{5}$$

sofern man den Streufaktor $3\pi/8$ wieder durch $r(T)$ ersetzt. Die Resultate sind in Figur 12 dargestellt. Zwischen 200 und 600° K können sie durch die Beziehung

$$n_i^2 = 1{,}85 \cdot 10^{29} \cdot T^3 \cdot e^{-\frac{0{,}25 \text{ eV}}{kT}} \text{ cm}^{-6} \tag{6a}$$

wiedergegeben werden. Theoretisch wird für Nichtentartung eine Abhängigkeit

$$n_i^2 = \text{const.} \cdot T^3 \cdot e^{-\frac{\Delta E_0}{kT}} \tag{6b}$$

erwartet, wobei ΔE_0 die Aktivierungsenergie bei $T = 0°$ K bedeutet. Die Konstante enthält die effektiven Massen, welche schwach temperaturabhängig sind, und ausserdem den Temperaturkoeffizienten der Aktivierungsenergie. Für die Aktivierungsenergie ergibt sich also $\Delta E_0 =$ 0,25 eV in Übereinstimmung mit MADELUNG und WEISS[7]) (0,27 eV), HROSTOWSKI *et al.*[10]) (0,26 eV), KERN[6]) (0,26 eV), BRECKENRIDGE *et al.*[8]) (0,23 eV), ferner auch mit dem Wert aus den optischen Messungen von

ROBERTS und QUARRINGTON[33]) (0,23 eV). Dabei ist in unserer Berechnung von n_i wegen der Verwendung von $r(T)$ sowohl die Entartung als auch der Verlauf der Energiebänder nach KANE[28]) berücksichtigt, hingegen nicht die Temperaturabhängigkeit der effektiven Massen in ihrer Auswirkung auf r. Ferner ist aus dem gleichen Grunde der Wert der Konstanten kleiner als bei anderen Autoren.

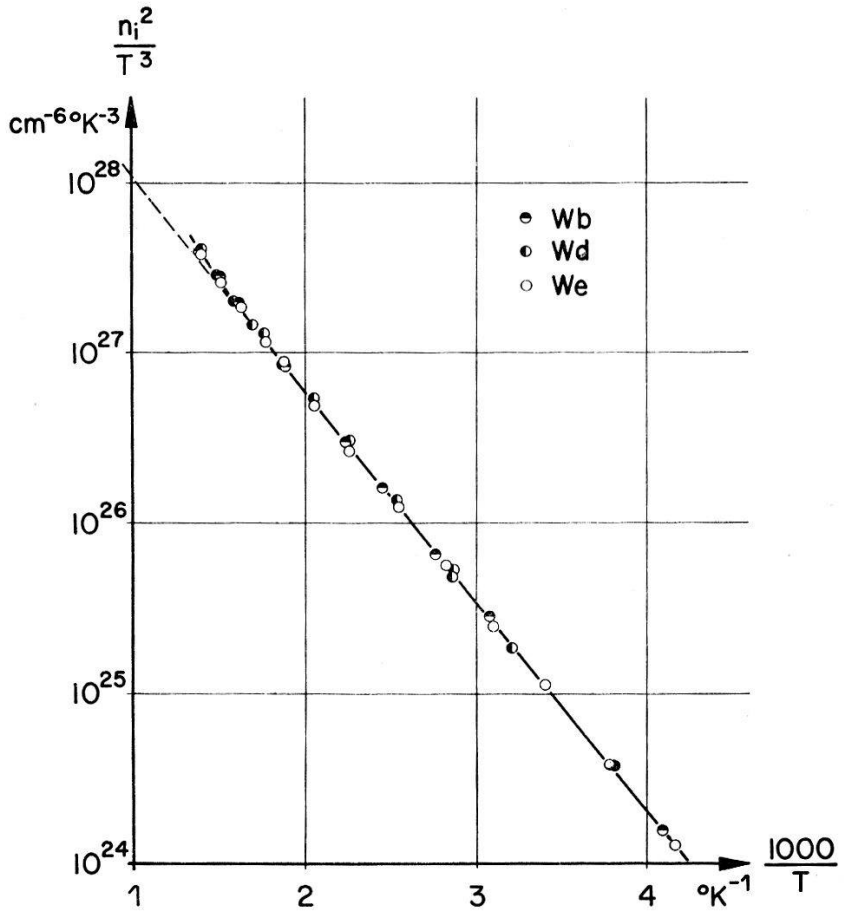


Fig. 12

Bestimmung der Aktivierungsenergie aus n_i^2/T^3 in Funktion der reziproken Temperatur

3.2. *Wärmeleitfähigkeit*

Es soll nun untersucht werden, ob sich die experimentell gefundene Wärmeleitfähigkeit von InSb theoretisch deuten lässt. Vorerst wird einmal die Voraussetzung gemacht, dass sich Ladungsträgeranteil λ_{LT} und Gitteranteil λ_g additiv zur totalen Wärmeleitfähigkeit λ zusammensetzen, das heisst dass die beiden Leitungsphänomene unabhängig sind.

3.2.1 *Ladungsträgeranteil.* Der Ladungsträgeranteil lässt sich aus der Lösung der Boltzmann-Gleichung gewinnen. Unter der Annahme isotroper Streuung (Vernachlässigung von phonon drag) gilt für den stromlosen Fall ohne Magnetfeld (vgl. [34]))

$$\lambda_{LT} = -K_{7+} + \frac{1}{eT}\left(\frac{K_{5n}^2}{K_{3n}} + \frac{K_{5p}^2}{K_{3p}}\right) - \frac{1}{eT}\frac{K_{3n}\cdot K_{3p}}{K_{3+}}\left(\Delta E_T + \frac{K_{5n}}{K_{3n}} + \frac{K_{5p}}{K_{3p}}\right)^2 \quad (7)$$

$$K_{7+} = \frac{2\pi k}{3}\left\{\left(\frac{2kT}{m_n^*}\right)^{5/2}\int_0^\infty x_n^{7/2}\,\tau_n\,\frac{\partial f_{n0}}{\partial x_n}\,dx_n + \left(\frac{2kT}{m_p^*}\right)^{5/2}\int_0^\infty x_p^{7/2}\,\tau_p\,\frac{\partial f_{p0}}{\partial x_p}\,dx_p\right\} \quad (8)$$

$$K_{5n,p} = \frac{2\pi e}{3}\left(\frac{2kT}{m_{n,p}^*}\right)^{5/2}\int_0^\infty x_{n,p}^{5/2}\,\tau_{n,p}\,\frac{\partial f_{n,p_0}}{\partial x_{n,p}}\,dx_{n,p} \quad (9)$$

$$K_{3n,p} = \frac{2\pi e}{3kT}\left(\frac{2kT}{m_{n,p}^*}\right)^{5/2}\int_0^\infty x_{n,p}^{3/2}\,\tau_{n,p}\,\frac{\partial f_{n,p_0}}{\partial x_{n,p}}\,dx_{n,p} = -\frac{\sigma_{n,p}}{e} \quad (10)$$

$$K_{3+} = K_{3n} + K_{3p} = -\frac{\sigma}{e},$$

wobei ΔE_T die Aktivierungsenergie bei der Temperatur T, $\tau_{n,p}$ die Relaxationszeit, f_{n,p_0} die ungestörte Verteilungsfunktion (Zustandsdichte mal Fermi-Verteilung), $x_{n,p} = E_{n,p}/kT$ die reduzierte kinetische Energie der Elektronen bzw. Löcher bedeutet.

Um die Integrale K_7, K_5 und K_3 weiter lösen zu können, sind Voraussetzungen über die Energieabhängigkeit von $\tau_{n,p}$ nötig. Für thermische Streuung und nichtparabolische Energiebänder und nach HOWARTH und SONDHEIMER[35]) auch für optische Streuung bei hohen Temperaturen kann dafür versuchsweise gesetzt werden

$$\tau_{n,p} = a_{n,p}\cdot T^{-1}\cdot E_{n,p}^{q/2} = a'_{n,p}\,T^{(q-2)/2}\,x_{n,p}^{q/2}. \quad (12)$$

Für die Wärmeleitfähigkeit der Ladungsträger ergibt sich daraus

$$\lambda_{LT} = \frac{k^2}{e^2}\,\sigma T\left\{\frac{A_n\sigma_n + A_p\sigma_p}{\sigma} + \frac{\sigma_n\sigma_p}{\sigma^2}\left[\frac{\Delta E_T}{kT} + B_n + B_p\right]^2\right\} \quad (13)$$

$$A_{n,p} = \frac{7+q}{3+q}\,\frac{F_{\frac{5+q}{2}}(\gamma)}{F_{\frac{1+q}{2}}(\gamma)} - \left[\frac{5+q}{3+q}\cdot\frac{F_{\frac{3+q}{2}}(\gamma)}{F_{\frac{1+q}{2}}(\gamma)}\right]^2 \quad (14)$$

$$B_{n,p} = \frac{5+q}{3+q}\,\frac{F_{\frac{3+q}{2}}(\gamma)}{F_{\frac{1+q}{2}}(\gamma)}, \quad (15)$$

worin $F_\alpha(\gamma) = \int_0^\infty \frac{x_{n,p}^\alpha\,dx_{n,p}}{e^{x_{n,p}-\gamma}+1}$ das Fermi-Integral,

$$q = q_{n,p},\ \gamma = \frac{\zeta_{n,p}}{kT},\ \zeta_n = \zeta - E_L,\ \zeta =_p E_V - \zeta$$

bedeuten. ζ ist die Fermi-Grenzenergie, E_L bzw. E_V ist die Energie der unteren Grenze des Leitungsbandes bzw. der oberen Grenze des Valenzbandes.

Unter der Annahme thermisch akustischer Streuung und parabolischer Energiebänder (d. h. $q = -1$) und Nichtentartung erhält man daraus die von DAVYDOV und SHMUSHKEVITCH[36]) zuerst abgeleitete und unabhängig davon von PRICE[37]) und ENZ[38]) berechnete Beziehung

$$\lambda_{LT} = \frac{k^2}{e^2}\,\sigma T \left\{ 2 + \frac{\sigma_n \cdot \sigma_p}{\sigma^2} \left[\frac{\Delta E_T}{kT} + 4 \right]^2 \right\}^{*)}. \tag{16}$$

Da aber bei InSb schon bei relativ tiefen Temperaturen Entartung auftritt, die Energiebänder nach KANE[28]) nicht parabolisch verlaufen und ferner, wie EHRENREICH[27]) gezeigt hat, die optische Streuung wesentlich ist, wurde hier statt (16) die oben angegebene, allgemeinere Formel (13) verwendet.

Damit die Lorenz-Faktoren $A_{n,p}$ und $B_{n,p}$, die sehr stark von der Potenz $q/2$ der Energieabhängigkeit der Relaxationszeit τ abhängen, möglichst genau bestimmt werden können, wird folgendes Verfahren angewendet: Für die Beweglichkeit gilt

$$\mu_{n,p} = \frac{e}{m^*_{n,p}}\,\overline{\tau}^{E}_{n,p} = \frac{e}{m^*_{n,p}}\,\frac{\int_0^\infty \tau_{n,p}\, x^{3/2}_{n,p}\, \frac{\partial f_{n,p_0}}{\partial x_{n,p}}\, \partial x_{n,p}}{\int_0^\infty x^{3/2}_{n,p}\, \frac{\partial f_{n,p_0}}{\partial x_{n,p}}\, dx_{n,p}} \tag{17}$$

oder mit (12)

$$\mu_{n,p} = \frac{e\, a'_{n,p}}{m^*_{n,p}}\,\frac{q+3}{3} \cdot T^{\frac{q-2}{2}} \cdot \frac{F_{\frac{q+1}{2}}(\gamma)}{F_{\frac{1}{2}}(\gamma)} = \text{const.} \cdot T^{\alpha}_{n,p} \tag{18}$$

mit der oben gegebenen Bedeutung von q und γ. Wir rechnen nun für verschiedene q-Werte graphisch die sich aus (18) ergebenden Exponenten α aus in Funktion der Temperatur. Zur Auswertung der Fermi-Integrale wird dabei der Verlauf $\zeta(T)$ und die Temperaturabhängigkeit der Aktivierungsenergie benötigt. Gestützt auf (6a) wurde nach WEISS[26]) angenommen

$$\Delta E_T = 0{,}25 - 2{,}7 \cdot 10^{-4} \cdot T \quad \text{eV}. \tag{19}$$

Der Verlauf $\zeta(T)$, der mit dem von BUSCH[40]) beschriebenen graphischen Auswertegerät aus den effektiven Massen berechnet werden konnte, ist in Figur 13 dargestellt.

---

*) Allerdings wurde die Temperaturabhängigkeit von ΔE von PRICE nicht berücksichtigt, siehe auch MADELUNG[39]).

Die effektive Löchermasse wurde als konstant ($m_p^* = 0{,}18$ m) angesetzt. für die effektive Elektronenmasse wurde die von WEISS[26]) geforderte Temperaturabhängigkeit zugrunde gelegt, da ja ein ähnliches Verhalten wie das von WEISS beobachtete von uns sowohl in der Thermospannung als auch in der Beweglichkeit festgestellt wurde. Allerdings hat WEISS in seiner Auswertung $b = 50$ als temperaturunabhängig vorausgesetzt.

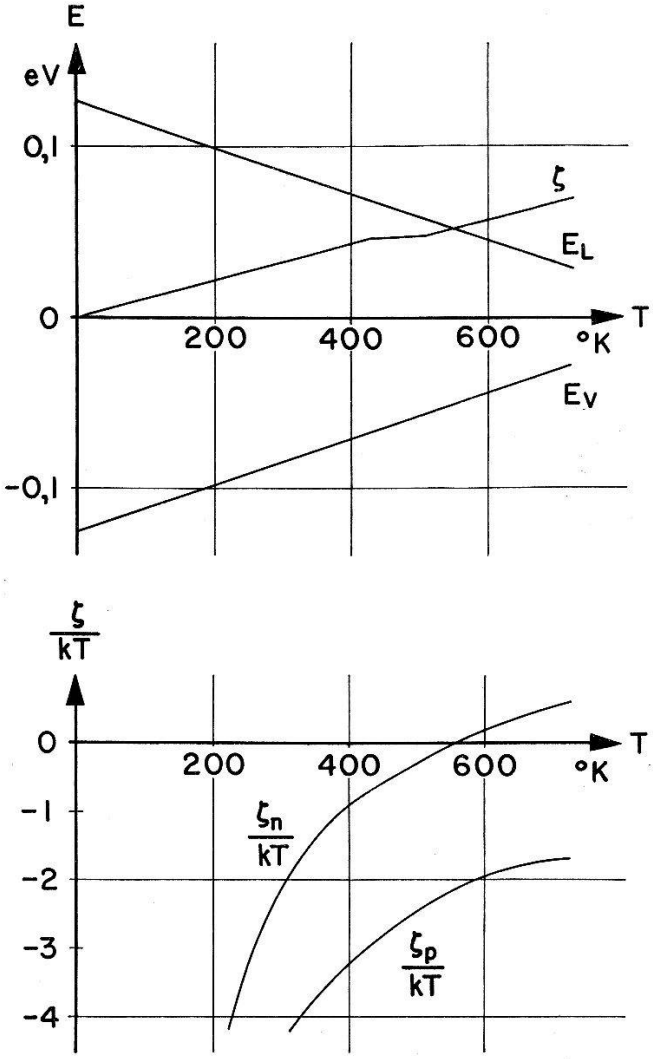


Fig. 13

Energiebänder und Fermi-Grenzenergie in Funktion der Temperatur nach WEISS. Verlauf von ζ_n/kT und ζ_p/kT in Funktion der Temperatur

Durch Vergleich der so berechneten Exponenten $\alpha(T, q)$ mit der experimentell bestimmten Beweglichkeit lässt sich nun die Temperatur feststellen, bei der ein bestimmter Wert von α und damit von q auftritt. Dies wurde für die Elektronenbeweglichkeit mit Hilfe der Figur 10 getan. Die Resultate sind in der Tabelle II eingetragen. Für die Löcher wurde mangels besserer Unterlagen angenommen, dass die Abhängigkeit $q(T)$ dieselbe ist wie für die Elektronen.

Tabelle II
Zur Bestimmung der Lorenz-Faktoren

q	α_n	experimentell beobachtet (Fig. 9) bei
0	−1,2	~ 300° K
−1	−2,5	~ 560° K
−1,5	−3,0	~ 700° K

Bei bekanntem q wiederum kann $A_{n,p}$ und $B_{n,p}$ mit Hilfe von (14) und (15) berechnet werden. Somit können die Lorenz-Faktoren in Funktion der Temperatur bestimmt werden, ohne dass der Streumechanismus näher bekannt sein muss, falls nur Gleichung (12) gilt. Das Resultat dieser Auswertungen ist in Figur 14 dargestellt. A_p ist wegen des grossen Beweglichkeitsverhältnisses für die Wärmeleitfähigkeit der Ladungsträger nach (13) ohne Bedeutung. Die Fermi-Integrale sind den Tabellen von Mc DOUGALL, STONER[41]), BEER, CHASE, CHOQUARD[42]) und RHODES[43]) entnommen. Der Wert von A_n liegt nach diesen Berechnungen zwischen 2,0 und 2,6; für thermisch akustische Streuung und Nichtentartung würde man 2 erwarten, für vollständige Entartung $\pi^2/3$.

Zur Berechnung des Ladungsträgeranteils nach (13) werden ferner die elektrische Leitfähigkeit σ, die Aktivierungsenergie ΔE_T und das Beweglichkeitsverhältnis b benötigt. Für die elektrische Leitfähigkeit wurden die in Figur 1 dargestellten, an der gleichen Probe gemessenen Werte verwendet; wegen des grossen Beweglichkeitsverhältnisses wurde

$$\sigma = \sigma_n + \sigma_p \approx \sigma_n$$

gesetzt. Die Aktivierungsenergie wurde nach (19) berechnet (Fig. 13). Das Beweglichkeitsverhältnis wurde den Figuren 10 und 11 entnommen.

Eine Zusammenstellung der Resultate ist in der Tabelle III gegeben. Es zeigt sich, dass bei InSb der sogenannte Aktivierungsenergie-Anteil an der Ladungsträger-Wärmeleitfähigkeit bei hohen Temperaturen (715° K) nur mit 14,5% beteiligt ist; der Rest ist Wiedemann-Franz-Anteil. Dies wird verursacht durch das sehr grosse Beweglichkeitsverhältnis. Ein grösserer Wert ist übrigens auch für dotierte Proben nicht zu erwarten, da immer

$$\frac{\sigma_n \cdot \sigma_p}{\sigma^2} = \frac{n\,p\,b}{(nb+p)^2} \ll 1 \quad \text{für} \quad \left\{ \begin{array}{l} n = p \\ n \gg p \\ nb \ll p; \end{array} \right. \tag{20}$$

höchstens würden das Beweglichkeitsverhältnis b und die Lorenz-Faktoren B_n und B_p leicht verändert. Erst für extrem stark dotierte p-Typen, das

heisst für Störstellenkonzentrationen $n_S \approx 10^{20}\,\mathrm{cm}^{-3}$ $(nb = p)$, ist eine Vergrösserung möglich.

Mit sinkender Temperatur steigt der Aktivierungsenergie-Anteil zwar bis auf etwa 40% bei 300° K, doch hebt die gleichzeitig sinkende elektrische Leitfähigkeit diese Zunahme mehr als auf, so dass der gesamte Ladungsträgeranteil der Wärmeleitfähigkeit über den ganzen Temperaturbereich klein bleibt.

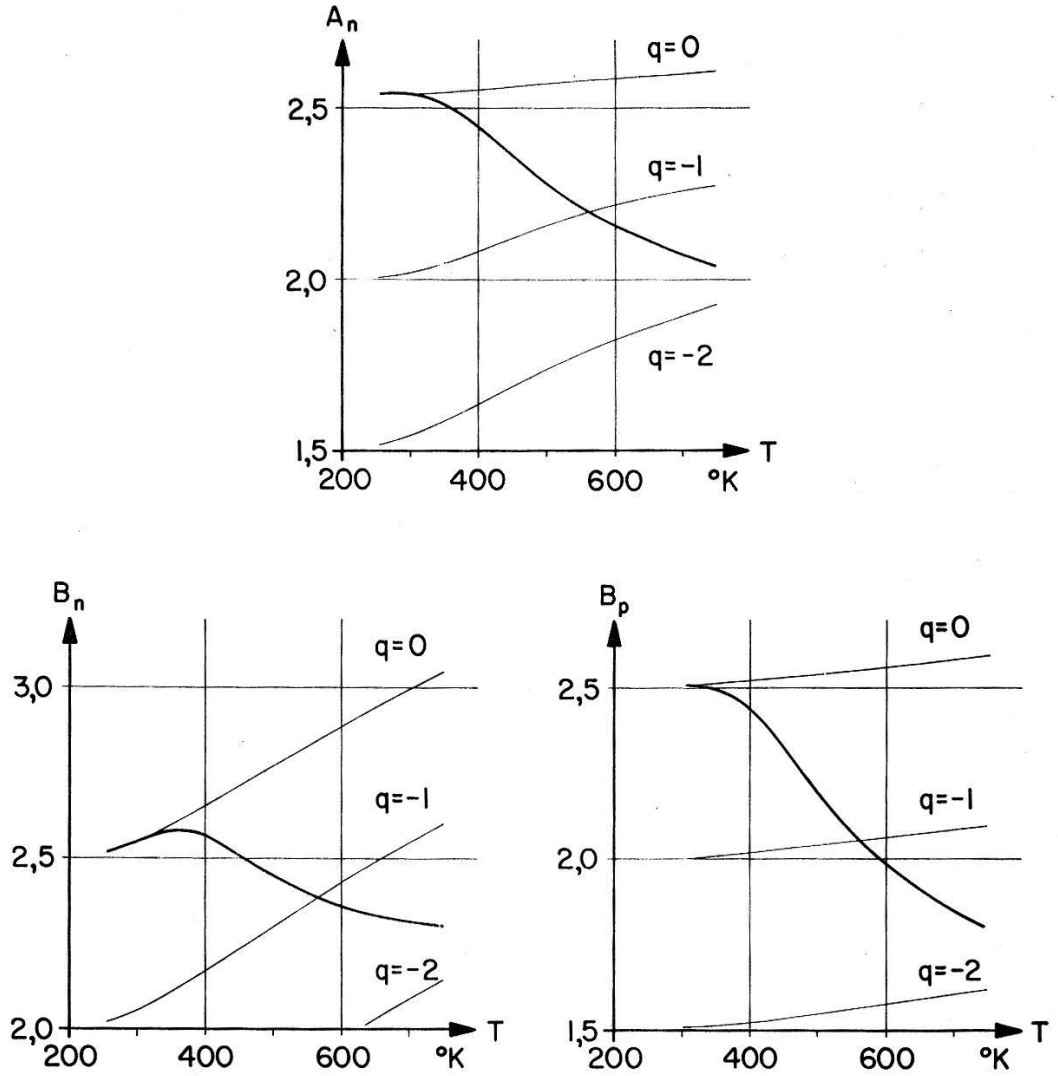


Fig. 14
Lorenz-Faktoren in Funktion der Temperatur

3.2.2. *Gitteranteil.* Aus der gemessenen totalen Wärmeleitfähigkeit und dem berechneten Ladungsträgeranteil lässt sich nun der Gitteranteil der Wärmeleitfähigkeit bestimmen. Die derart gewonnenen Werte sind in Figur 15 graphisch dargestellt und für die Probe We in der Tabelle III aufgeführt.

Tabelle III

Wärmeleitfähigkeit der Probe We: p-Typ, $n_S = 1{,}6 \cdot 10^{16}$ cm^{-3}

T °K	σ [a] Ω^{-1} cm^{-1}	μ_n [b] cm²/V. sec	μ_p [c] cm²/V. sec	b	$\lambda_{AE}/\lambda_{LT}$ [d] %	λ_{LT} [e] cal/cm. sec. °K	λ [f] cal/cm. sec. °K	$\lambda_{g\ ber.}$ [g] cal/cm. sec. °K
200	6,5	77 000	1380	55,8	—	—	0,0617	0,0617
250	64	81 350	1060	76,7	—	—	0,0483	0,0483
300	200	70 200	810	86,7	40,2	0,000464	0,0400	0,03954
350	426	57 900	627	92,4	32,6	0,00099	0,0343	0,03331
400	704	46 550	498	93,5	27,4	0,00169	0,03005	0,02836
450	1013	38 000	402	94,6	23,5	0,00249	0,0270	0,02451
500	1367	31 350	335	93,7	20,1	0,00347	0,0246	0,02113
550	1705	26 300	280	94,0	17,5	0,00447	0,0228	0,01833
600	2005	21 600	239	90,7	15,9	0,00547	0,0215	0,01603
650	2248	17 500	204	85,8	14,7	0,00645	0,0205	0,01405
700	2435	13 850	178	77,9	14,5	0,00734	0,0197	0,01236
715	2475	12 970	173	75,1	14,5	0,00758	0,0195	0,01192

[a]) gemessen Fig. 1.
[b]) aus Fig. 10.
[c]) extrapoliert nach Fig. 11.
[d]) Aktivierungsenergie-Anteil der Ladungsträgerwärmeleitfähigkeit in % der Ladungsträgerwärmeleitfähigkeit.
[e]) berechnet nach (13).
[f]) gemessen Fig. 6.
[g]) $\lambda_g = \lambda - \lambda_{LT}$.

Vorerst ist zwischen 600 und 715° K eine schwache Konzentrationsabhängigkeit der berechneten Gitterleitfähigkeit feststellbar; vor allem weicht der Wert für die Probe Wd von dem der beiden andern stärker ab. Ob diese Abweichung begründet werden kann mit der höheren Störstellenkonzentration dieser Probe, wodurch der Verlauf $\zeta(T)$ und damit $A_n(T)$ verändert werden könnte, lässt sich nicht entscheiden, da die aus den Messungen von elektrischer Leitfähigkeit und Wärmeleitfähigkeit sich ergebenden zufälligen Fehler bei 700° K $\pm$ 8% betragen und damit grösser sind als die Abweichungen der verschiedenen Proben voneinander. Es ist also kein Einfluss der Verunreinigungen auf die Gitterleitfähigkeit feststellbar, was in Anbetracht der geringen Konzentration der Verunreinigungen auch zu erwarten ist.

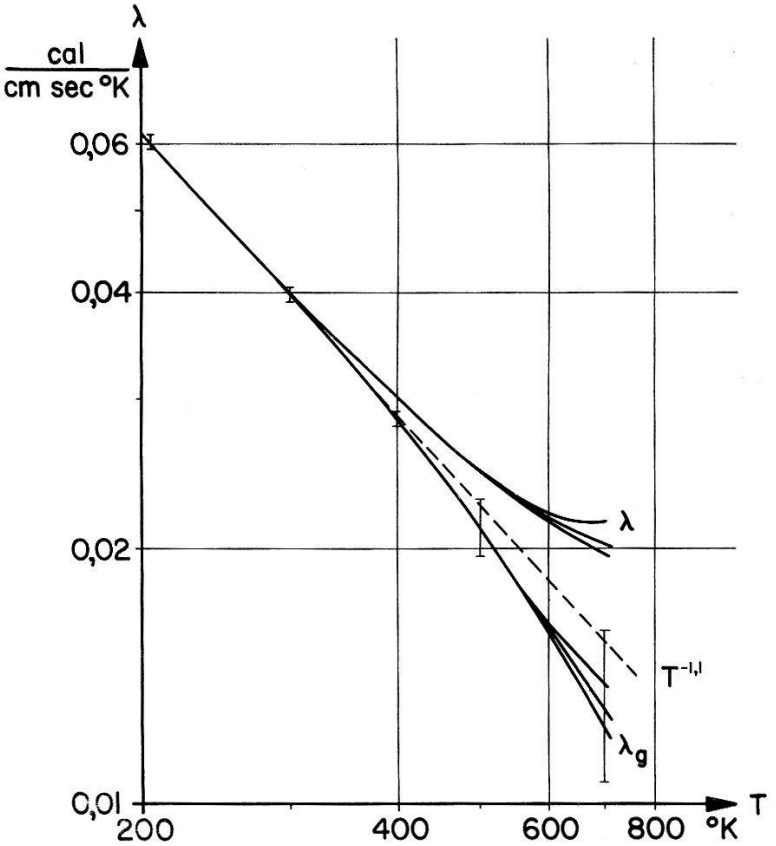


Fig. 15

Experimentell beobachtete Wärmeleitfähigkeit λ in Funktion der Temperatur und berechnete Gitterleitfähigkeit λ_g in Funktion der Temperatur mit absoluten Fehlergrenzen $\overline{\underline{\mid}}$

---- Gitterleitfähigkeit proportional $T^{-1,1}$

Die Temperaturabhängigkeit der Gitterleitfähigkeit sollte theoretisch für $T > \Theta$ und reine 3-Phononen-Prozesse nach PEIERLS[44]) durch $\lambda_g \sim T^{-1}$ gegeben sein. Für reine 4-Phononen-Prozesse ist nach P IERLS

und nach POMERANCHUK[45]) ein T^{-2}-Gesetz zu erwarten. Die 3-Phononen-Prozesse dürften aber überwiegen, so dass die Potenz wohl nahezu $-1{,}0$ betragen wird. Die für die Gitterleitfähigkeit berechneten Werte sind nun in guter Übereinstimmung mit diesen theoretischen Voraussagen. Zwischen 200 und 400° K lässt sich λ_g durch $T^{-1,1}$ darstellen, was auf einen wenn auch geringen Anteil von 4-Phononen-Stössen schliessen lässt. Oberhalb 400° K findet sich eine Abweichung vom $T^{-1,1}$-Verlauf. Der Grund dafür ist in der allzu vereinfachenden Annahme (12) über den Streumechanismus der Ladungsträger zu suchen. Vor allem könnte der Einfluss von Elektron-Loch- und Elektron-Elektron-Streuung bei hohen Temperaturen bedeutend sein (EHRENREICH[27])), so dass sich bei Verwendung der Beziehung (12) ein falsches Bild ergibt. Der daraus für die Lorenz-Faktoren, speziell für A_n, entstehende systematische Fehler wurde abgeschätzt. Er liefert den Hauptbeitrag für den sehr grossen systematischen Fehler des Gitteranteils der Wärmeleitfähigkeit von $\pm$ 20% bei $\pm$ 700° K und von $\pm$ 8% bei 500° K. Ausserdem sind daran noch die Beweglichkeiten der Elektronen und der Löcher stark beteiligt, wovon besonders die letztere schlecht bekannt ist. Wie aus Figur 15 ersichtlich ist, liegt die Kurve $\lambda_g \sim T^{-1,1}$ für die höchsten Temperaturen noch knapp innerhalb dieser eingezeichneten Fehlergrenzen. Weil der Ladungsträgeranteil der Wärmeleitfähigkeit aus den angeführten Gründen nicht mit der nötigen Genauigkeit berechnet werden kann, lässt sich nur schwer etwas über den Verlauf der Gitterleitfähigkeit bei Temperaturen oberhalb 400° K aussagen. Es scheint jedoch dort eher eine Abhängigkeit $\lambda_g \sim T^{-n}$ vorzuliegen, wo $|n| > 1{,}1$ ist, was auf einen stärkeren Einfluss von 4-Phononen-Prozessen hindeuten würde. Ein zusätzlicher Wärmewiderstand durch Streuung der Gitterschwingungen, mindestens der akustischen, an Elektronen sollte für Halbleiter nach STRATTON[46]) unbedeutend sein.

Sehr interessant wäre es nun, mit diesen Ergebnissen die Temperaturabhängigkeit der Gitterleitfähigkeit anderer Halbleiter zu vergleichen. Leider sind aber bis heute die dazu nötigen genauen Messungen und Berechnungen noch an sehr wenigen Substanzen ausgeführt worden. Immerhin scheint für InAs nach BOWERS *et al.*[4]) zwischen 300 und 700° K etwa $\lambda_g \sim T^{-1,3}$ zu gelten, während für Germanium von SLACK und GLASSBRENNER[47]) $\lambda_g \sim T^{-1,2}$ gefunden wurde.

Für den Absolutwert der Gitterleitfähigkeit haben LEIBFRIED und SCHLOEMANN[48]) bei $T > \Theta$ die Beziehung berechnet

$$\lambda_g = \frac{12}{5}\, 4^{1/3} \left(\frac{k}{h}\right)^3 \frac{a\, M\, \Theta^3}{\gamma^2\, T}, \tag{21}$$

worin a^3 das Volumen pro Atom, M die Masse pro Atom, Θ die Debye-Temperatur und γ die Grüneisen-Konstante bedeuten. Um den von uns

bei 400° K gemessenen Wert der Gitterwärmeleitfähigkeit aus (21) zu erhalten, muss $\gamma = 2{,}0$ gesetzt werden, was im Vergleich mit den andern Substanzen sehr vernünftig scheint.

Gesamthaft darf also festgestellt werden, dass sich die experimentellen Daten in befriedigender Weise theoretisch erklären lassen. Von einer öfters vorgeschlagenen Wärmeleitung durch Exzitonen[49]) konnte nichts bemerkt werden.

4. Schluss

Für die Gewährung finanzieller Mittel aus dem Arbeitsbeschaffungskredit des Bundes sind wir der EIDGENÖSSISCHEN KOMMISSION ZUR FÖRDERUNG DER WISSENSCHAFTLICHEN FORSCHUNG sehr zu Dank verpflichtet. Herzlich danken möchten wir auch Herrn Dr. R. G. MORRIS*) für seine sehr wertvollen Hinweise und Anregungen sowie für die Durchführung wichtiger Hilfsexperimente.

Die Firma BROWN, BOVERI & CIE. AG., Baden, reinigte für uns unentgeltlich das Indium mittels Sperrelektrolyse, wofür wir ebenfalls unseren besten Dank aussprechen möchten.

Literaturverzeichnis

1) G. BUSCH und M. SCHNEIDER, Helv. Phys. Acta *27*, 196 (1954), Physica *20*, 1084 (1954).
2) H. WEISS, Halbleiter und Phosphore (Garmisch-Konferenz 1956), Braunschweig 1958, p. 497.
3) A. D. STUCKES, Phys. Rev. *107*, 427 (1957).
4) R. BOWERS, R. W. URE, J. E. BAUERLE, A. J. CORNISH, J. Appl. Phys. *30*, 930 (1959).
5) Y. KANAI und R. NII, J. Phys. Chem. Solids *8*, 338 (1959).
5a) M. BETTMAN und J. E. SCHNEIDER in P. H. EGLI, Thermoelectricity, New York 1960, p. 295.
6) G. A. BUSCH und R. KERN, Helv. Phys. Acta *32*, 24 (1959).
7) O. MADELUNG und H. WEISS, Z. Naturf. *9a*, 527 (1954).
8) R. G. BRECKENRIDGE, R. F. BLUNT, W. R. HOSLER, H. P. R. FREDERIKSE, J. H. BECKER, W. OSHINSKY, Phys. Rev. *96*, 571 (1954).
9) G. R. ANTELL, R. P. CHASMAR, C. H. CHAMPNESS, E. COHEN, Rep. on the Meeting on Semiconductors, Rugby 1956, p. 99.
10) H. J. HROSTOWSKI, F. J. MORIN, T. H. GEBALLE, G. H. WHEATLEY, Phys. Rev. *100*, 1672 (1955).
11) E. H. PUTLEY, Proc. Phys. Soc. *73*, 280 (1959).
12) Weitere Literaturzitate siehe BUSCH und KERN[6]).
13) T. M. DAUPHINEE und E. MOOSER, Rev. Sci. Instr. *26*, 660 (1955).
14) T. M. DAUPHINEE und S. B. WOODS, Rev. Sci. Instr. *26*, 693 (1955).
15) R. JAGGI und R. SOMMERHALDER, Helv. Phys. Acta *32*, 167 (1959).
16) J. R. DRABBLE und R. WOLFE, J. Electronics *3*, 259 (1957).

*) South Dakota School of Mines and Technology, Rapid City, South Dakota.

[17]) U. Leuenberger, Diplomarbeit ETH 1959 (unveröffentlicht).
[18]) T. M. Dauphinee, Canad. J. Phys. *31*, 577 (1953).
[19]) E. Wettstein, Diplomarbeit ETH 1959 (unveröffentlicht).
[20]) R. W. Powell, Proc. Phys. Soc. *46*, 659 (1934).
[21]) L. D. Armstrong und T. M. Dauphinee, Canad. J. Research *A 25*, 357 (1947).
[22]) L. Genzel, Z. für Phys. *135*, 177 (1953).
[23]) G. Busch, E. Steigmeier und E. Wettstein, Helv. Phys. Acta *32*, 463 (1959).
[24]) V. P. Zhuse, Doklady Akad. Nauk. *98*, 711 (1954).
[25]) H. J. Goldsmid, Proc. Phys. Soc. *B 67*, 360 (1954).
[26]) H. Weiss, Z. Naturf. *11 a*, 131 (1956).
[27]) H. Ehrenreich, J. Phys. Chem. Solids *9*, 129 (1959), siehe auch J. Phys. Chem. Solids *2*, 131 (1957).
[28]) E. O. Kane, J. Phys. Chem. Solids *1*, 249 (1956).
[29]) G. Fischer, Helv. Phys. Acta *33*, 463 (1960).
[30]) C. Hilsum und R. Barrie, Proc. Phys. Soc. *71*, 676 (1958), siehe auch S. W. Kurnick und R. N. Zitter, J. Appl. Phys. *27*, 278 (1956).
[31]) D. W. Goodwin, Rep. on the Meeting on Semiconductors Rugby, 1956, p. 137.
[32]) C. Hilsum, Proc. Phys. Soc. *74*, 81 (1959).
[33]) V. Roberts und J. E. Quarrington, J. Electronics *1*, 152 (1955).
[34]) O. Madelung, Handb. der Phys. *XX*, Berlin-Göttingen-Heidelberg 1957, p. 88.
[35]) D. J. Howarth und E. H. Sondheimer, Proc. Roy. Soc. *A 219*, 53 (1953).
[36]) B. Davydov und I. Shmushkevitch, Uspekhi Fiz. Nauk. *24*, 21 (1940).
[37]) P. J. Price, Phys. Rev. *95*, 596 (1954), Phil. Mag. *46*, 1252 (1955).
[38]) Ch. Enz, private Mitteilung (1954) (unveröffentlicht).
[39]) O. Madelung, Z. Naturf. *13 a*, 22 (1958).
[40]) G. Busch, Helv. Phys. Acta *28*, 320 (1955), J. Electronics *1*, 178 (1955).
[41]) J. Mc'Dougall und E. C. Stoner, Trans. Roy. Soc. *A 237*, 67 (1939).
[42]) A. C. Beer, M. N. Chase, P. F. Choquard, Helv. Phys. Acta *28*, 529 (1955).
[43]) P. Rhodes, Proc. Roy. Soc. *A 204*, 396 (1950).
[44]) R. E. Peierls, Quantum Theory of Solids, Oxford 1955, p. 51.
[45]) I. Pomeranchuk, J. of Phys. USSR *7*, 197 (1943).
[46]) R. Stratton, Phil. Mag. *2*, 422 (1957).
[47]) G. A. Slack und C. Glassbrenner, Phys. Rev. *120*,782 (1960).
[48]) G. Leibfried und E. Schloemann, Nachr. Akad. Wiss. Göttingen *II a/4*, 71 (1954).
[49]) A. F. Ioffe, Canad. J. Phys. *34*, 1342 (1956).