

Die elektrischen Eigenschaften von Indiumantimonid II

Von O. MADELUNG und H. WEISS

Aus dem Forschungslaboratorium der Siemens-Schuckertwerke A.-G. Erlangen

(Z. Naturforsch. 9a, 527–534 [1954] eingegangen am 17. April 1954)

Es werden Messungen der spez. Leitfähigkeit und des Hall-Koeffizienten der halbleitenden Verbindung InSb mitgeteilt und diskutiert. Für die Breite der verbotenen Zone ergibt sich der Wert $\Delta E = 0,27 - 3 \cdot 10^{-4} T$ (eV). Die Elektronenbeweglichkeit ist etwa $65000 (T/300)^{-1,66} \text{ cm}^2/\text{Vsec}$. Die Löcherbeweglichkeit ist wesentlich kleiner und besitzt eine stärkere Temperaturabhängigkeit. Infolge des großen Beweglichkeitsverhältnisses muß bereits bei relativ kleinen Temperaturen die Entartung berücksichtigt werden.

Seit der Entdeckung der Halbleitereigenschaften der Verbindung InSb und der anderen $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$ -Verbindungen durch Welker¹ sind eine größere Anzahl von Arbeiten erschienen, die sich mit den elektrischen Eigenschaften von InSb beschäftigen^{2–10}.

Die Ergebnisse dieser Arbeiten zeigen folgendes Bild:

InSb ist ein Halbleiter mit Zinkblendestruktur und einer Gitterkonstanten von 2,80 Å. Seine elektrischen Eigenschaften^{1–4} entsprechen weitgehend denen der halbleitenden Elemente der IV. Gruppe des periodischen Systems. Für seine technologische Behandlung lassen sich im wesentlichen die für Germanium entwickelten Verfahren (Einkristallziehen, Dotieren usw.) anwenden⁵. Sein Schmelzpunkt liegt bei 523°C.

In zwei Punkten zeigt InSb jedoch wesentlich von den der bisher bekannten Halbleiter abweichende Eigenschaften:

Erstens ist die Elektronenbeweglichkeit extrem groß. Damit verbunden sind ein extrem großer Hall-Effekt und eine entsprechend große Widerstandsänderung im Magnetfeld^{2,9}. Ferner führt die große Elektronenbeweglichkeit schon bei kleinen Magnetfeldern zu Abweichungen der magnetischen Effekte von den üblichen Näherungen der Halb-

leitertheorie⁸. Schließlich tritt bei hohen Temperaturen wegen der großen Beweglichkeit der Nernst-Effekt stark auf und erschwert genauere Messungen erheblich¹¹.

Zweitens ist das Verhältnis von Elektronenbeweglichkeit zu Löcherbeweglichkeit sehr groß. Dies gibt Anlaß zu einem Verlauf der spez. Leitfähigkeit mit der Temperatur, der von der (z. B. bei Ge) gewohnten $\sigma(T)$ -Kurve abweicht. Insbesondere können p-leitende Proben eine kleinere spez. Leitfähigkeit annehmen, als eigenleitende Präparate⁶. Ferner führt das hohe Beweglichkeitsverhältnis zusammen mit der aus optischen Messungen¹⁰ festgestellten Abnahme der Breite der verbotenen Zone mit wachsender Temperatur zu einer bereits bei kleinen Temperaturen einsetzenden Entartung⁷. Diese beiden Effekte verursachten zunächst Schwierigkeiten bei der Deutung der Messungen und führten vor allem in den ersten Veröffentlichungen zu der Annahme einer zu großen Breite der verbotenen Zone^{1,2,4}.

In dieser Arbeit sollen nun aus Leitfähigkeits- und Hall-Effektmessungen genauere Aussagen über die Halbleiterparameter von InSb gewonnen werden. Auf die Auswertung von Messungen der Widerstandsänderung im Magnetfeld und der Thermokraft wurde hier verzichtet, da der erste Effekt

¹ H. Welker, Z. Naturforsch. 7a, 744 [1952], 8a, 248 [1953].

² H. Weiß, Z. Naturforsch. 8a, 463 [1953].

³ M. Tanenbaum u. J. P. Maita, Phys. Rev. 91, 1009 [1953].

⁴ R. G. Breckenridge, Phys. Rev. 90, 488 [1953]. R. G. Breckenridge, W. R. Hosler u. W. Oshinsky, Phys. Rev. 91, 243 [1953]; F. A. Cunneil, E. W. Saker u. J. T. Edmond, Proc. Phys. Soc., Lond. (B) 66, 1115 [1953].

⁵ R. Gremmelmaier u. O. Madelung, Z. Naturforsch. 8a, 333 [1953]; O. G. Folberth, Phys. Verh. 4, 192 [1953].

⁶ O. G. Folberth u. O. Madelung, Z. Naturforsch. 8a, 673 [1953].

⁷ A. C. Beer, R. K. Willardson u. A. E. Middleton, Bull. Amer. Phys. Soc. 28, Nr. 6, A 7 [1953].

⁸ O. Madelung, Z. Naturforsch. 8a, 791 [1953]; R. K. Willardson, A. C. Beer u. A. E. Middleton, Bull. Amer. Phys. Soc. 28, Nr. 6, A 6 [1953].

⁹ G. L. Pearson u. M. Tanenbaum, Phys. Rev. 90, 153 [1953]; T. C. Harman, R. K. Willardson u. A. C. Beer, Bull. Amer. Phys. Soc. 28, Nr. 6, A 8 [1953]; H. Weiß u. H. Welker, Z. Phys. (im Druck).

¹⁰ M. Tanenbaum u. H. B. Briggs, Phys. Rev. 91, 1561 [1953]; F. Oswald u. R. Schade, Z. Naturforsch. 9a, [1954] (im Druck).

¹¹ O. Madelung, Z. Naturforsch. 9a, [1954] (in Vorbereitung).



durch andere Einflüsse (Anisotropie, Magnetfeldabhängigkeit usw.), der andere durch seine stärkere Unempfindlichkeit gegenüber den Halbleiterparametern mit einer größeren Unsicherheit behaftet ist.

1. Meßmethode und Apparatur

Die Messungen der spez. Leitfähigkeit und des Hall-Effekts wurden von -220°C bis $+470^{\circ}\text{C}$ (d. h. bis etwa 50° unterhalb des Schmelzpunktes von InSb) nach der Kompensationsmethode mit drei Sonden durchgeführt². Die Messungen bei hohen Temperaturen erfolgten in der Weise, daß der zweite

peraturen bis 300°C erreicht werden können, wurde zur Messung von Leitfähigkeit und Hall-Effekt oberhalb 100°C die in Abb. 1a dargestellte Apparatur verwendet. Es handelt sich dabei um ein flaches, 2 cm breites wassergekühltes Kupfergefäß mit einem elektrischen Ofen im Innern, das in den 2 cm breiten Spalt eines Elektromagneten von 6000 Gauß eingesetzt werden kann. Der Deckel D des Kupferbehälters ist mit einer Gummidichtung G aufgesetzt, um ein Füllen mit Schutzgas, in unserem Fall Argon, zu ermöglichen. Der Heizofen besteht aus einer bifilaren Wicklung von 2 mm breitem CrNi-Band auf zwei Keramiksäulen K_1 und K_2 , die durch zwei Kupferplatten an den Enden fixiert sind. Die Heizwicklungen liegen oben und unten

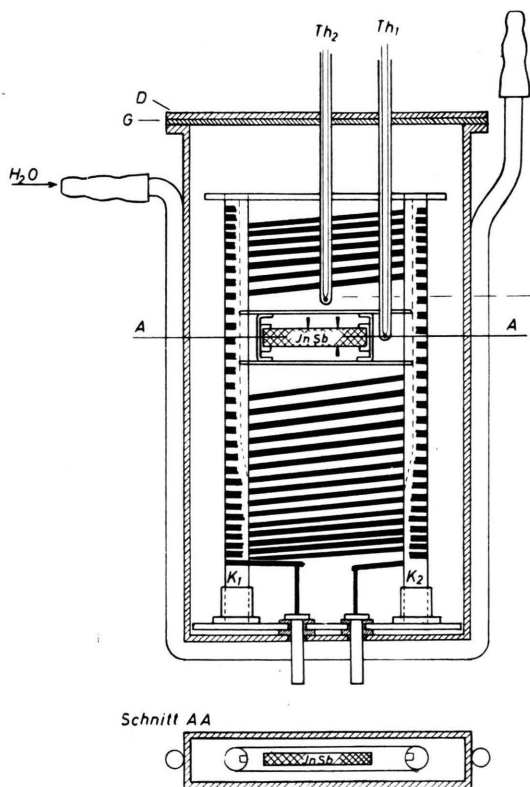


Abb. 1a. Schnitt durch die Meßanlage für Leitfähigkeit und Hall-Effekt von 20°C bis 900°C .

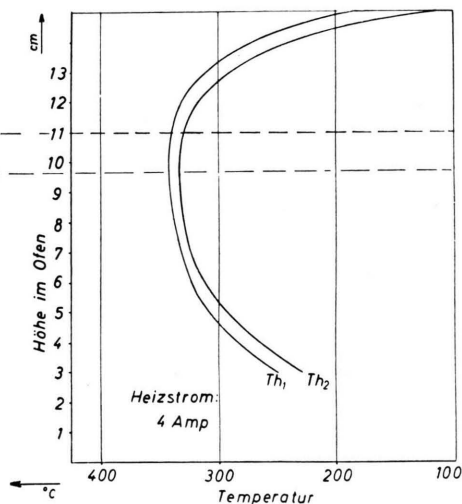


Abb. 1b. Ausschnitt aus dem Temperaturdiagramm der Meßanlage.

Punkt einer Meßreihe bereits bei 470°C lag und die übrigen Meßpunkte beim Abkühlen gewonnen wurden. Außerdem wurde des öfteren während einer Meßreihe nachgeprüft, ob die Werte bei Raumtemperatur sich geändert hatten. Dadurch stellte man sicher, daß die Messungen durch Tempereffekte nicht verfälscht wurden.

Zur Untersuchung bei Temperaturen unterhalb 100°C wurde eine schon früher beschriebene Anlage verwendet². Da mit einem Ölthermostaten nur Tem-

dienten klein zu halten. In dem Gebiet des geringsten Temperaturgradienten befindet sich, durch Schlitze in den Keramikstäben gehalten, die Probenhalterung aus Molybdän. Sie kann nach Öffnen des Deckels von oben eingeführt werden. Die Sonden, die in der Zeichnung nur angedeutet sind, bestehen aus 0,2 mm starken Mo-Bleichen, die Zuführungen für Strom und Sonden aus 0,2 mm starkem Wo-Draht. Die Anlage ist in dieser Ausführung bis 900°C verwendbar.

Zur Temperaturmessung dienen zwei in dünnen Quarzrohren eingeschlossene Pt-PtRh-Thermoelemente Th_1 und Th_2 (0,3 mm stark). Th_1 befindet sich in der-

selben Höhe wie die Probe, Th_2 in der Mitte über derselben. Die Bestimmung der Temperatur erfolgt mit einem Diagramm, aus dem in Abb. 1b ein Ausschnitt gezeigt ist. Darin ist die Temperatur in verschiedenen Höhen im Ofen angegeben, wobei der Heizstrom den Parameter bildet. Die beiden Kurven Th_1 und Th_2 wurden dadurch erhalten, daß bei festgehaltenem Heizstrom die beiden Thermoelemente Th_1 und Th_2 nach oben und unten im Ofen verschoben und dabei die Temperaturen in Abhängigkeit von der Höhe gemessen wurden. Solche Kurvenpaare, von denen Abb. 1b eines für 4 Amp. zeigt, wurden für mehrere Heizströme aufgenommen. Einmal wurden dadurch der Temperaturverlauf im Ofen und das Gebiet des Maximums der Temperatur festgestellt, in das die InSb-Probe zur Messung gebracht wurde. Außerdem erlaubt bei der Untersuchung des Hall-Effekts und der Leitfähigkeit die gleichzeitige Messung der Thermokräfte der beiden Thermoelemente in der Stellung der Abb. 1a mit Hilfe des Diagramms der Abb. 1b auf die Temperatur in der Probe zu schließen. Bei 470°C beträgt der Fehler weniger als 5° .

Daß die Probe mit einer Länge von 30 mm nicht homogen erwärmt war, bewies das Vorhandensein einer Nernst-Spannung. Dies ist eine der Hall-Spannung analoge Spannung senkrecht zum Magnetfeld und zum Wärmestrom im Präparat, die sich der Hall-Spannung unabhängig von Stärke und Richtung des elektrischen Stromes überlagert. Beispielsweise betrug die Nernst-Spannung bei 450°C im Feld von 6000 Gauß $70\text{ }\mu\text{V}$, die Hall-Spannung bei 300 mA $240\text{ }\mu\text{V}$. Je nach der Richtung des elektrischen Stromes wurde dementsprechend an den Hall-Sonden eine Spannung von 310 bzw. $170\text{ }\mu\text{V}$ im Feld von 6000 Gauß gemessen. Im allgemeinen betrug die Nernst-Spannung bei hohen Temperaturen 10% der Hall-Spannung. Um die Nernst-Spannung zu eliminieren, wurden die Hall-Spannungen für beide Feld- und Stromrichtungen gemessen und der Mittelwert gebildet.

2. Meßergebnisse

Die Ergebnisse der Leitfähigkeits- und Hall-Effektmessungen an sechs InSb-Präparaten sind in Abb. 2 dargestellt. Die Präparate 1–4 sind p-leitende Proben, die Präparate A und B n-leitende Proben. Die Konzentrationen der Störstellen ergeben sich aus den Hall-Koeffizienten bei tiefen Temperaturen zu:

Präparat-Nr.	Störstellenkonzentration [cm^{-3}]
1	$n_a = 4,0 \cdot 10^{15}$
2	$n_a = 2,2 \cdot 10^{16}$
3	$n_a = 6,0 \cdot 10^{16}$
4	$n_a = 2,0 \cdot 10^{17}$
A	$n_d = 1,3 \cdot 10^{16}$
B	$n_d = 1,0 \cdot 10^{17}$

Die Präparate wurden durch Zusammenschmelzen gewonnen und durch Zonenziehen gereinigt^{2,5}.

Ein Blick auf Abb. 2 zeigt bereits die in der Einleitung erwähnten charakteristischen Eigenschaften von InSb. Das hohe Beweglichkeitsverhältnis führt zu einer wesentlich größeren spez. Leitfähigkeit n-leitender Proben als p-leitender Proben bei angenähert gleichem Störstellengehalt, sowie zu dem Überschneiden der p-Proben vor der Einmündung in die Eigenleitung⁶ und dem Fehlen einer allen Präparaten bei hohen Temperaturen gemeinsamen Eigenleitungsgeraden. Die starke Entartung bei hohen Temperaturen verursacht die Krümmung der Leitfähigkeitskurven oberhalb 350°K . Infolge der Entartung steigt nämlich die Dichte der Ladungsträger schwächer an als bei nicht entarteten Halbleitern und die Beweglichkeit fällt stärker ab. Da der Verlauf des Hall-Koeffizienten nur durch den ersten dieser beiden Effekte beeinflusst wird, ist die Entartung in Abb. 2b bzw. 2d nicht so deutlich sichtbar, wie in Abb. 2a und 2c. Mit Ausnahme dieser durch das hohe Beweglichkeitsverhältnis und die Entartung verursachten Besonderheiten zeigen die Leitfähigkeits- und Hall-Effektskurven das für Halbleiter gewohnte Bild.

3. Auswertung der Messungen

a) Theoretische Grundlagen

Die spez. Leitfähigkeit und der Hall-Koeffizient sind mit den Dichten der Ladungsträger und deren Beweglichkeiten verknüpft durch die Beziehungen:

$$\sigma = en\mu_n + ep\mu_p; \quad R = \frac{3\pi}{8e} \frac{\mu_n^2 n\alpha_n - \mu_p^2 p\alpha_p}{(\mu_n n + \mu_p p)^2}, \quad (1)$$

wo für nicht entartete Halbleiter $\alpha_n = \alpha_p = 1$ und

$$n_{kl} = 2 \left(\frac{2\pi m_n kT}{h^2} \right)^{3/2} \cdot e^{\frac{\zeta - E_L}{kT}} = n_0 \cdot e^{\xi - \delta},$$

$$p_{kl} = 2 \left(\frac{2\pi m_p kT}{h^2} \right)^{3/2} \cdot e^{\frac{E_G - \zeta}{kT}} = p_0 \cdot e^{-\xi - \delta},$$

$$\mu_n = \frac{4el_n}{3\sqrt{2\pi m_n kT}}; \quad \mu_p = \frac{4el_p}{3\sqrt{2\pi m_p kT}} \quad (2)$$

mit

$$\xi = \frac{\zeta}{kT} - \frac{E_L + E_G}{2kT}, \quad \delta = \frac{E_L - E_G}{2kT} = \frac{\Delta E}{2kT} \text{ ist.}$$

Für entartete Halbleiter wird dagegen mit Einführung der Entartungsfunktionen^{11,12}:

$$E = \frac{\ln(1 + e^x)}{e^x}, \quad G = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{F_{1/2}(x)}{e^x}, \quad L = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{F_{-1/2}(x)}{e^x}$$

$$(E_n = E(\xi - \delta), \quad E_p = E(-\xi - \delta) \text{ usw.}); \quad (3)$$

¹² K. Shifrin, J. Phys. USSR 8, 242 [1944].

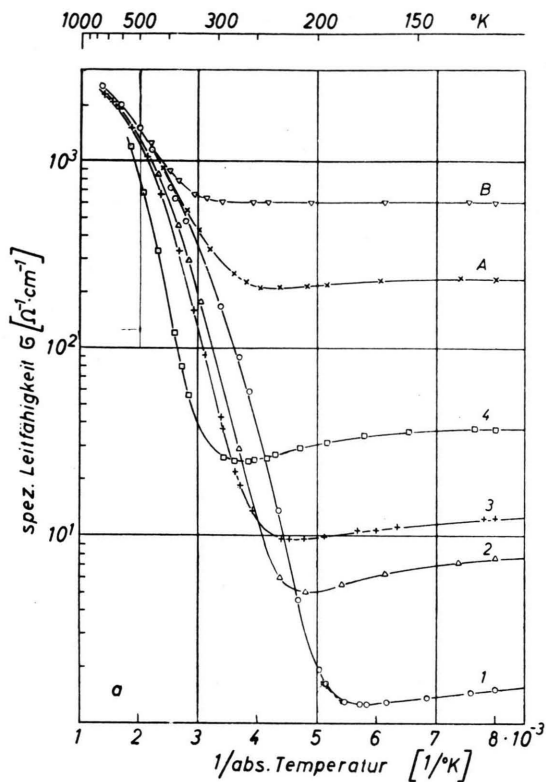


Abb. 2a. Spez. Leitfähigkeit von 6 InSb-Proben in Abhängigkeit von der reziproken Temperatur.

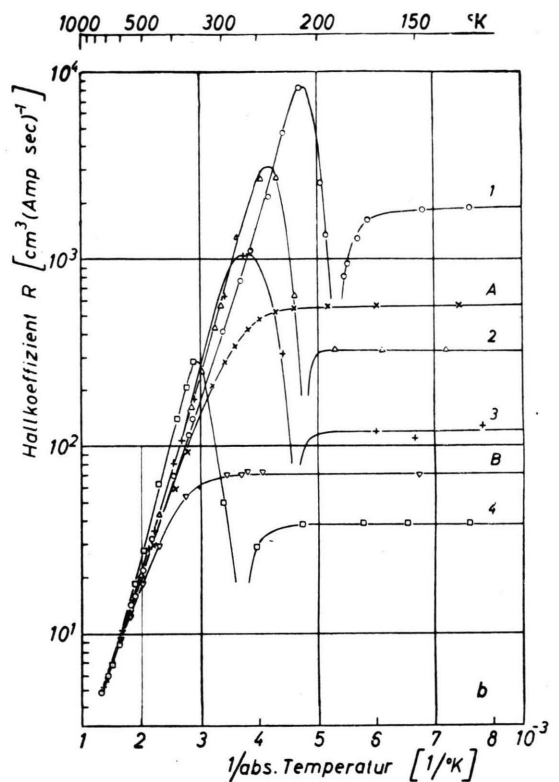


Abb. 2b. Hall-Koeffizient bei 6000 Gauß für die gleichen Proben in Abhängigkeit von der reziproken Temperatur.

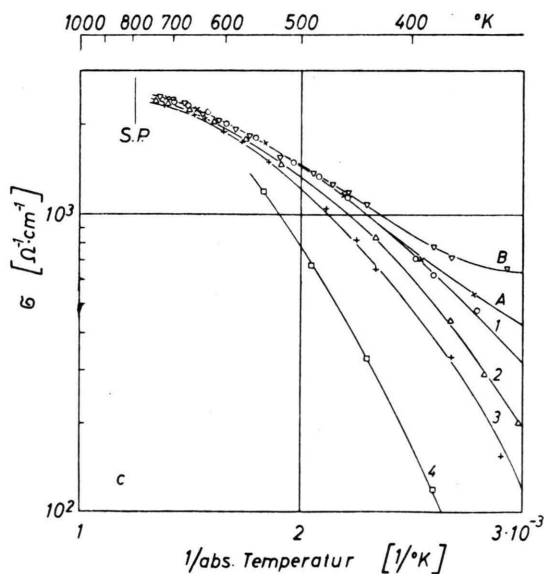


Abb. 2c. Die spez. Leitfähigkeit bei hohen Temperaturen (Ausschnitt aus Abb. 2a).

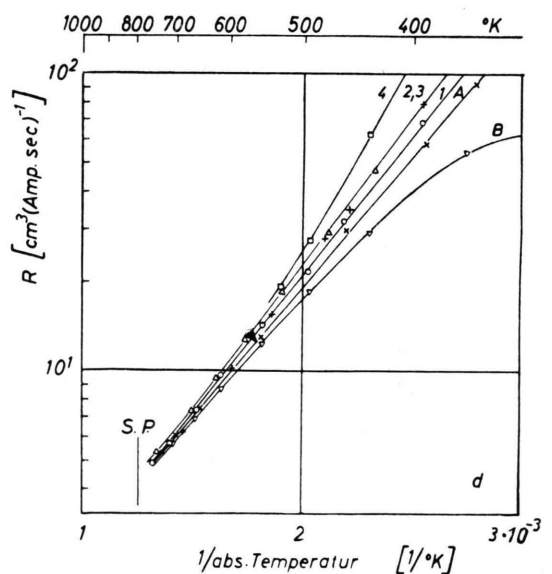


Abb. 2d. Der Hall-Koeffizient bei hohen Temperaturen (Ausschnitt aus Abb. 2b).

$$\begin{aligned}
 n &= n_{kl} G_n, & p &= p_{kl} G_p, \\
 \mu_n &= \mu_{nkl} \frac{E_n}{G_n}, & \mu_p &= \mu_{pkl} \frac{E_p}{G_p}, \\
 \alpha_n &= \frac{G_n L_n}{E_n^2}, & \alpha_p &= \frac{G_p L_p}{E_p^2}.
 \end{aligned} \quad (4)$$

Hierin bedeutet der Index kl die entsprechenden nicht entarteten (klassischen) Größen. Die in G und L auftretenden Funktionen $F_{1/2}(x)$ und $F_{-1/2}(x)$ sind die bekannten Fermi-Integrale^{11,13}.

Abb. 3 zeigt den Verlauf der drei Entartungsfunktionen und der zwei in (4) auftretenden Quotienten in Abhängigkeit von x .

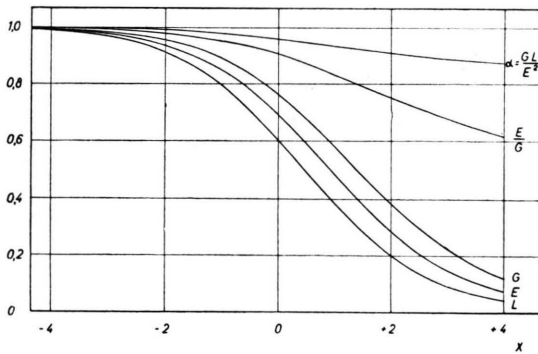


Abb. 3. Verlauf der 3 Entartungsfunktionen E , G und L [Gl. (3)] in Abhängigkeit von x für den Bereich $-4 < x < +4$.

b) Bestimmung der Eigenleitungskonzentration n_i

Aus Gl. (1) für den Hall-Koeffizienten läßt sich die Eigenleitungskonzentration n_i bestimmen¹⁴. Nimmt man völlige Ionisation der Störstellen an, so unterscheiden sich die Elektronendichte und die Löcherdichte um die konstante Differenz $n_s = n_d - n_a$, wo n_d die Dichte der Donatoren und n_a die Dichte der Akzeptoren bedeuten. Setzt man in (1) also $n = p + n_s$, so folgt für $\alpha = 1$ (nicht entarteter Fall) und $b = \mu_n/\mu_p$:

$$n_i^2 = np = \frac{3\pi}{8eR} \left(\frac{3\pi}{8eR} + n_s \right) \left(\frac{1-b}{1+b} \right)^2 \cdot \left\{ \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \sqrt{1 - \frac{32beRn_s}{3\pi(1-b)^2} - \frac{8beRn_s}{3\pi(1-b)^2}} \right\}. \quad (5)$$

Da sich aus dem Verlauf des Hall-Koeffizienten bei tiefen Temperaturen n_s bestimmen läßt, kann man

hiermit (bei bekanntem Verhältnis der Beweglichkeiten b) prinzipiell n_i bestimmen.

Für InSb ist zwar b nicht bekannt, doch folgt bereits aus den bisher vorliegenden Ergebnissen^{2,3}, daß b sehr groß (etwa 85) ist. Unter diesen Umständen ist es gerechtfertigt, in (5) den Grenzfall $b = \infty$ zu nehmen. Der dadurch verursachte Fehler liegt innerhalb der Meßgenauigkeit. Dann wird (5)

$$n_i^2 = np = \frac{3\pi}{8eR} \left(\frac{3\pi}{8eR} + n_s \right). \quad (6)$$

In Abb. 4 ist der Verlauf n_i^2/T^3 in Abhängigkeit von $1/T$ aufgetragen. Dazu wurden alle in Abb. 2 gezeichneten Hall-Kurven ausgewertet außer derjenigen von Präparat 4, dessen Störstellengehalt zu hoch liegt, um eindeutige Ergebnisse zu gewährleisten.

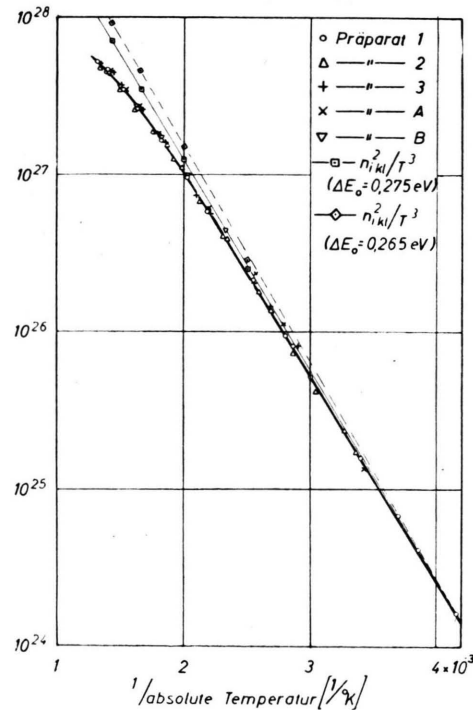


Abb. 4. n_i^2/T^3 in Abhängigkeit von $1/T$ für InSb. Die Abb. enthält ferner den Verlauf der Eigenleitungskonzentration eines nicht entarteten Halbleiters mit einer Breite der verbotenen Zone von 0,275 bzw. 0,265 eV (vgl. Abschnitt 3e).

Nach (2) muß für nicht entartete Halbleiter der Verlauf von n_i^2/T^3 im logarithmischen Maßstab aufgetragen gegen $1/T$ eine Gerade ergeben, deren Nei-

¹³ Tabuliert bei J. McDougall u. E. C. Stoner, Phil. Trans. Roy. Soc. A **237**, 67 [1938].

¹⁴ G. L. Pearson u. J. Bardeen, Phys. Rev. **75**, 865 [1949].

gung durch ΔE_0 , also die Breite der verbotenen Zone am absoluten Nullpunkt der Temperatur, bestimmt ist.

Wir haben nun zu prüfen, inwieweit diese Folgerungen durch die Entartung verfälscht sein können.

Zunächst erkennt man aus Abb. 4, daß bei hohen Temperaturen sicher Entartung vorliegt, da dort n_i^2/T^3 nicht mehr exponentiell ansteigt. Berücksichtigt man in (6) die Entartung, so erhält man genauer:

$$n_i^2 = np = \frac{3\pi}{8eR} \alpha_n \left(\frac{3\pi}{8eR} \alpha_n + n_s \right). \quad (7)$$

Diese Korrektur fällt aber nicht übermäßig ins Gewicht. Nach Abb. 3 ist selbst bei sehr starker Entartung α größer als 0,9. Lediglich bei sehr hohen Temperaturen wird also n_i von dem durch Abb. 3 gegebenen Wert um maximal 10% abweichen.

c) Elektronenbeweglichkeit

Die Beweglichkeiten werden üblicherweise im Störstellengebiet aus der Gleichung

$$\mu = \frac{8}{3\pi} |R| \sigma \quad (8)$$

bestimmt. Dort liefern jedoch die auf diese Weise gewonnenen Werte nicht die wesentlich interessierenden Beweglichkeiten bei reiner Gitterstreuung, sondern durch zusätzliche Streuung an den ionisierten Störstellen verkleinerte, von Präparat zu Präparat verschiedene Beweglichkeiten. Gerade wegen der hohen thermischen Beweglichkeit der Elektronen in InSb macht sich hier der Einfluß der Streuung an ionisierten Störstellen stark bemerkbar. Wir beschränken uns also auch hier auf die Auswertung der bei hohen Temperaturen gemessenen σ - und R -Kurven. Wegen des großen Verhältnisses der Beweglichkeit wird im Gebiet vorherrschender Eigenleitung das Produkt $R\sigma 8/3\pi$ die Elektronenbeweglichkeit liefern.

Abb. 5 zeigt die auf diese Weise bestimmte Elektronenbeweglichkeit. Kurve i wurde auf folgende Weise gewonnen. Für R wurde der aus n_i (Abb. 4) errechnete Eigenleitungswert des Hall-Koeffizienten $R_i = 3\pi/8en_i$ benutzt, für σ_i wurde der Teil der gemessenen σ -Kurven verwendet, in dem die beste p-Probe (1) und die beste n-Probe (A) übereinstimmen. Für kleinere Temperaturen, wo σ_i auf diese Weise nicht mehr interpoliert werden konnte, sind in Abb. 5 die Beweglichkeiten aus den $R\sigma$ der jeweils besten p-Probe (Kurve p) und n-Probe (Kurve n) gewonnen.

Nach (1)–(4) ist bei hohen Temperaturen und großem b wegen der Entartung genauer:

$$\frac{8}{3\pi} |R| \sigma = \mu_n \alpha_n. \quad (9)$$

Die in Abb. 5 aufgezeichnete Elektronenbeweglichkeit ist also ebenso wie n_i um den Faktor α_n verfälscht.

Nach der allgemeinen Theorie der Leitfähigkeit in Halbleitern folgt für die Beweglichkeit im nicht entarteten Fall eine Temperaturabhängigkeit $\sim T^{-3/2}$. Wir versuchen jetzt, qualitativ den hier vorliegenden Temperaturkoeffizienten von μ_{nkl} abzuschätzen.

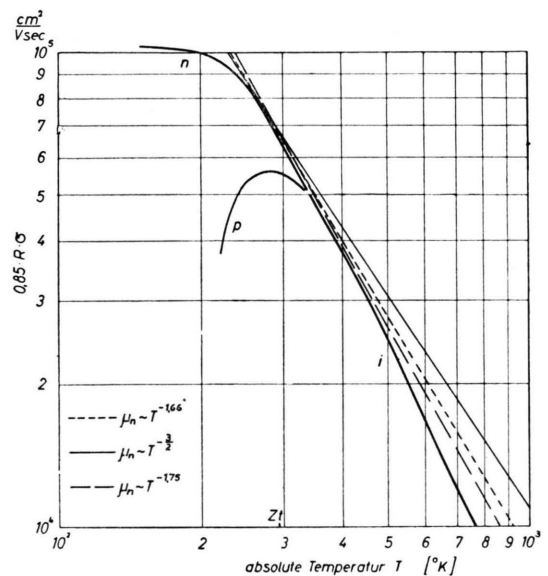


Abb. 5. Elektronenbeweglichkeit in InSb nach Gl. (8). Erklärung der Kurven siehe Text.

Nimmt man in Abb. 5 das lineare Stück von μ_n zwischen 270 und 450°K als bereits nicht entarteten Teil von μ_n an, so folgt eine Temperaturabhängigkeit $\sim T^{-1,8}$. Aus dem Verlauf der Leitfähigkeit in Abb. 2 läßt sich aber schließen, daß die Entartung bereits unterhalb 450°K einsetzen muß. Die Temperaturabhängigkeit von μ_{nkl} muß also schwächer sein. Andererseits zeigt ein Vergleich der E/G -Kurve in Abb. 3 mit dem Quotienten aus der in Abb. 5 gegebenen Kurve für μ_n mit einer $T^{-3/2}$ -Geraden, daß die Temperaturabhängigkeit stärker als $T^{-3/2}$ ist. Es erscheint plausibel, wie in Ge^{15} $\mu_n \sim T^{-1,66}$ zu setzen. Ein etwas größerer Wert des Exponenten

¹⁵ F. J. Morin, Phys. Rev. **93**, 62 [1954].

läßt sich allerdings auch vertreten, zumal die Temperaturabhängigkeit der Elektronenbeweglichkeit von $T^{-1,66}$ bei Ge mit wachsender Heteropolarität des Halbleiters zu wachsen scheint¹⁶ und z. B. bei PbS $T^{-2,5}$ beträgt¹⁷.

d) Löcherbeweglichkeit

Die Löcherbeweglichkeit läßt sich in InSb wegen des großen b nur sehr schwer bestimmen. Trägt man das Produkt $R\sigma 8/3\pi$ für die p-Proben der Abb. 2 bei Temperaturen dicht unterhalb des Nulldurchganges des Hall-Koeffizienten auf, so erhält man näherungsweise eine um den Faktor 10^2 gegenüber μ_n kleinere Löcherbeweglichkeit (vgl. auch³). Die Meßpunkte der verschiedenen Proben münden aber noch nicht hinreichend genau in eine gemeinsame Kurve, die als Verlauf der Löcherbeweglichkeit bei rein thermischer Streuung anzusehen ist, um einer solchen Bestimmungsmethode quantitativen Charakter zusprechen zu können.

Wir verzichten deshalb auf einen Versuch, den genauen Verlauf von $\mu_p(T)$ zu bestimmen und sehen lediglich in dem qualitativen Ergebnis $b \sim 10^2$ die Berechtigung für die beim Übergang von (5) zu (6) durchgeführte Vernachlässigung.

Auf ein weiteres qualitatives Resultat, das auf ein stärkeres Absinken der Löcherbeweglichkeit mit wachsender Temperatur im Gegensatz zur Elektronenbeweglichkeit hindeutet, wird weiter unten eingegangen.

e) Bestimmung von ΔE_0

Nimmt man in Abb. 4 den geradlinigen Verlauf von n_i^2/T^3 als bestimmend für die Breite der verbotenen Zone, so erhält man $\Delta E = 0,26$ eV. Dieser Wert ist aber bekanntlich ΔE_0 , also die Breite der verbotenen Zone am absoluten Nullpunkt der Temperatur, da mit dem üblichen Ansatz $\Delta E = \Delta E_0 - \alpha T$ in dem allein temperaturabhängigen Exponentialfaktor von n_i^2/T^3 nur ΔE_0 eingeht. Dieser Wert ist aber mit Sicherheit zu klein, da hiermit bis zu recht

hohen Temperaturen die Entartung unberücksichtigt bleibt.

Zur Abschätzung der notwendigen Korrektur wählen wir folgendes Verfahren:

Als erste Näherung wählen wir $\Delta E_0 = 0,26$ eV und $\Delta E(300^\circ\text{K}) = 0,18$ eV (optische Absorptionskante bei Zimmertemperatur¹⁰), ferner nehmen wir an, daß sich das Temperaturverhalten von ΔE durch das Gesetz $\Delta E = \Delta E_0 - \beta T$ beschreiben läßt. Weiter

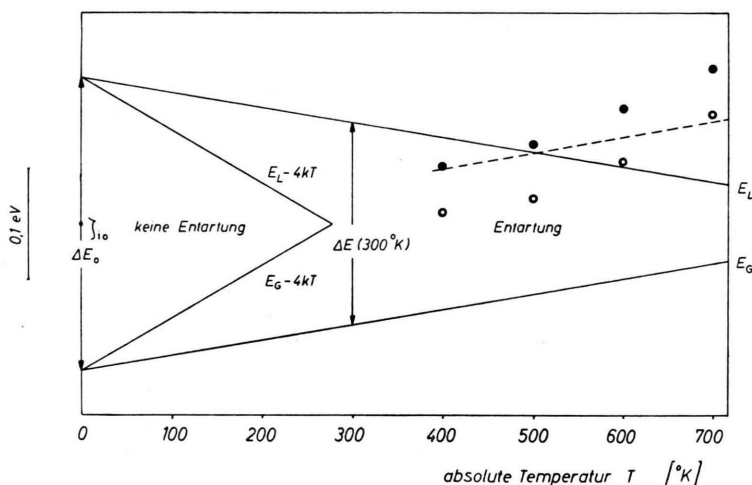


Abb. 6. Temperaturabhängigkeit der Breite der verbotenen Zone in InSb (schematisch).

● ζ_i für $\mu_n T^{-1,66}$ (Abb. 5) bzw. $\Delta E_0 = 0,275$ eV (Abb. 4);
○ ζ_i für $\mu_n T^{-1,75}$ (Abb. 5) bzw. $\Delta E_0 = 0,265$ eV (Abb. 4);
--- ζ_i für $b = 85$.

sehen wir die durch Abb. 4 und 5 gegebenen n_i und μ_n -Werte als die wahren Werte an, vernachlässigen also den Faktor α_n in (7) und (9).

Wählt man jetzt in Abb. 5 einen (zunächst willkürlichen) Verlauf von μ_{nkl} , so läßt sich aus dem Quotienten $\mu_n/\mu_{nkl} = E_n/G_n = f[(\zeta - E_L)/kT]$ die Fermi-Kante bei gegebener Temperatur angeben. Dies ist in Abb. 6 durchgeführt, wobei $\mu_{nkl} \sim T^{-1,66}$ bzw. $\sim T^{-1,75}$ angenommen wurde und die Kurven so gelegt wurden, daß sie sich für tiefe Temperaturen μ_n anschließen (vgl. Abb. 5).

Kennt man nun aber $\zeta(T)$, so kann man (da n_i aus Abb. 4 bekannt ist) damit n_{ikl} und ΔE_0 berechnen, da nach (4) gilt:

$$n_i^2 = n_{ikl}^2 G \left(\frac{\zeta - E_L}{kT} \right) G \left(\frac{E_G - \zeta}{kT} \right). \quad (10)$$

Die Durchführung dieses Verfahrens gibt für $\mu_n \sim T^{-1,66}$ für ΔE_0 den Wert 0,275 eV und für $\mu_n \sim T^{-1,75}$

¹⁶ G. Busch u. U. Winkler, Helv. Phys. Acta **26**, 579 [1950].

¹⁷ E. H. Putley, Proc. Phys. Soc., Lond. (B) **65**, 388, 993 [1952].

den Wert 0,265 eV (vgl. Abb. 4). Welches dieser beiden Wertepaare zu wählen ist, oder ob ein anderes (etwa dazwischen liegendes) Wertepaar richtig ist, kann vorerst natürlich nicht aus einem so groben Verfahren bestimmt werden.

Andererseits läßt sich aus Abb. 6 noch folgende Aussage gewinnen. Die Lage der Fermi-Kante in der Eigenleitung hängt nur vom Verhältnis der scheinbaren Massen der Elektronen und Löcher ab. Gerade die Tatsache des kleinen Massenverhältnisses bei InSb (und des damit wegen $\mu \sim m^{-3/2}$ verbundenen großen Beweglichkeitsverhältnisses) führt zu einer großen Abweichung der Lage der Fermi-Kante von $\frac{E_L + E_G}{2}$, dem Wert, den ζ_i bei $m_n = m_p$ unabhängig von der Temperatur haben müßte. Die Fermi-Kante rückt dann schon bei kleinen Temperaturen bis auf wenige kT an den Rand des Leitungsbandes und verursacht die frühzeitige Entartung. Berechnet man nun die zu den ζ_i -Werten der Abb. 6 gehörigen m_n/m_p - bzw. b -Werte, so findet man einerseits, daß das Wertepaar (1,75; 0,265) zu kleine b liefert, andererseits, daß der berechnete (qualitative) Verlauf von ζ_i nur mit einem zu höheren Temperaturen stark kleiner werdendem m_n/m_p erklärt werden kann. Dies schließlich führt zu der Folgerung einer starken Temperaturabhängigkeit von b und somit zu einer wesentlich stärkeren Abnahme von μ_p mit wachsender Temperatur als von μ_n ¹⁸. Dies letztere Ergebnis ist nach den ähnlichen Beobachtungen bei Ge auch zu erwarten¹⁵.

Wir wollen jedoch diese qualitativen Abschätzungen aus dem ζ_i -Verlauf und der Entartung nicht

weiter fortführen; dazu ist diese Methode zu ungenau.

Für die Breite der verbotenen Zone ergibt sich also hiernach etwa 0,275 eV. Wir wählen als wahrscheinlichsten Wert jedoch 0,270 eV, da die durch Abb. 4 gegebene n_i -Kurve wegen der Vernachlässigung des Faktors α_n in (6) noch etwas zu hoch liegt.

4. Zusammenfassung

a) InSb beginnt schon bei tiefen Temperaturen zu entarten. In der Eigenleitung setzt die Entartung bei etwa 200°K ein, während n-leitendes InSb (dessen ζ oberhalb ζ_i liegt) fast immer entartet ist.

b) Die Breite der verbotenen Zone am absoluten Nullpunkt der Temperatur ist etwa 0,27 eV. Nimmt man eine lineare Abnahme von ΔE mit wachsender Temperatur an, so folgt daraus (mit $\Delta E(300^\circ\text{K}) = 0,18$ eV) für den Temperaturkoeffizienten: $\beta = 3 \cdot 10^{-4}$ eV/°K.

c) Die Elektronenbeweglichkeit ist angenähert $65000 (T/300)^{-1,66}$ cm²/Vsec.

d) Die Löcherbeweglichkeit ist quantitativ schwer zu bestimmen. Ihre Temperaturabhängigkeit ist stärker als die der Elektronenbeweglichkeit. Ihr Absolutwert liegt bei nicht zu tiefen Temperaturen um mindestens zwei Größenordnungen unter der Elektronenbeweglichkeit.

e) Die scheinbaren Massen sind temperaturabhängig. Sowohl m_n/m_p als auch $m_n m_p / m^2$ (vgl. l. c.³) sind kleiner als 1.

Herrn Prof. Dr. H. Welker danken wir für zahlreiche Diskussionen, Herrn Dr. O. G. Folberth für die Herstellung der Präparate.

¹⁸ Dieser Schluß ist streng genommen nur dann gerechtfertigt, wenn man die Temperaturabhängigkeit von b als lediglich durch die Temperaturabhängigkeit

des Verhältnisses der scheinbaren Massen gegeben ansieht.