

Transportkoeffizienten von InAs oberhalb Zimmertemperatur

H. WAGINI

Forschungslaboratorium der Siemens-Schuckertwerke AG, Erlangen

(Z. Naturforschg. **20 a**, 921—929 [1965]; eingegangen am 27. April 1965)

Es wird über die galvano- und thermomagnetischen Eigenschaften einer undotierten polykristallinen n-InAs-Probe ($n_s \approx 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) in schwachen Magnetfeldern oberhalb Zimmertemperatur berichtet. Zur Berechnung der Transportkoeffizienten wird das Leitungsband näherungsweise in KANEScher Form angesetzt. Ein Vergleich mit dem Experiment in der Eigenleitung oberhalb 500°K zeigt, daß Streuung an optischen Phononen vorherrscht.

Für InAs und ähnliche isotrope Halbleiter, wo ein zweites Löcherband möglich ist, wird ein einfaches Analysenschema angegeben, welches die Konzentration und Beweglichkeiten sowie den Streumechanismus von drei Bändern aus einigen Transportkoeffizienten in der Eigenleitung zu berechnen erlaubt.

Aus der Widerstandsänderung bei kleinen Magnetfeldern läßt sich abschätzen, daß die elektrische Leitfähigkeit der schnellen Löcher bei 625°K höchstens so groß wie die der langsamen Löcher ist.

Anknüpfend an die Untersuchungen der Transporteigenschaften von InSb¹⁻³ wird in dieser Arbeit über die Transportkoeffizienten von InAs in schwachen Magnetfeldern berichtet. InAs gehört ebenso wie InSb zur Gruppe der III-V-Halbleiter und ist in vieler Hinsicht dem InSb sehr ähnlich. Beide Substanzen haben eine große Elektronenbeweglichkeit und ein Verhältnis von Elektronen- zu Löcherbeweglichkeit, das sehr viel größer als eins ist. Die Flächen konstanter Elektronenenergie sind in beiden Fällen sphärisch, das Leitungsbandminimum liegt jeweils bei $k=0$ in der Mitte der BRILLOUIN-Zone. Das Leitungsband in InAs ist somit isotrop, aber ebenso wie in InSb nichtparabolisch ($\epsilon_n \sim k^2$).

Die für InSb bestätigte KANESche Bandstruktur stellt für InAs eine nicht genaue, aber bis $\epsilon_n \approx 0,3 \text{ eV}$ doch angenäherte Beschreibung dar, wie es aus Abb. 1 hervorgeht (vgl. auch ⁴). Die in Abb. 1 angegebene experimentelle $\epsilon_n(k)$ -Abhängigkeit wurde von KORENBLIT u. a.⁵ aus den streuunabhängigen Sättigungswerten der differentiellen Thermospannung in starken Magnetfeldern bei 77°K ermittelt. Obwohl in InAs die Spin-Bahn-Aufspaltung Δ vergleichbar mit der verbotenen Zone ϵ_g^* am absoluten Nullpunkt ist, stellt die für $\Delta \gg \epsilon_g^*$ genäherte KANESche Form, wie sie auch für InSb zutrifft, eine bessere Beschreibung als die exakte KANESche Formel

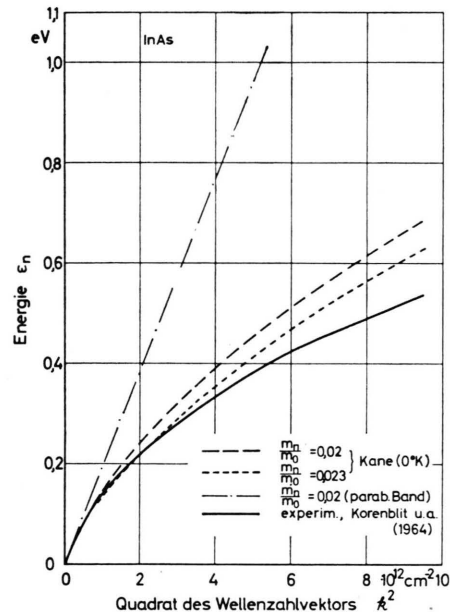


Abb. 1. Energie der Elektronen von InAs als Funktion des Quadrats des Wellenzahlvektors. Experimentelle Kurven verglichen mit der näherungsweise gültigen KANESchen Form.

dar⁵. Daher können in erster Näherung die in ¹ für InSb entwickelten Rechnungen auch auf InAs übertragen werden. Damit sollte es möglich sein, Aussagen über den Streumechanismus der Elektronen in InAs aus den Transportkoeffizienten zu gewinnen.

¹ H. WAGINI, Z. Naturforschg. **19 a**, 1527 [1964].

² H. WAGINI, Z. Naturforschg. **19 a**, 1541 [1964].

³ H. WAGINI, Z. Naturforschg. **20 a**, 239 [1965].

⁴ G. I. GUSEVA u. I. M. TSILIKOVSKII, Soviet Phys.—Solid State **5**, 191 [1963].

⁵ L. L. KORENBLIT, D. V. MASHOVETS u. S. S. SHALYT, Soviet Phys.—Solid State **6**, 438 [1964].

nen. HILSUM^{6,7} berechnete die Beweglichkeit von InAs für optische Streuung aus den charakteristischen Materialkonstanten bei Zimmertemperatur und fand Übereinstimmung mit experimentellen Werten. KORENBLIT u. a.⁵ analysierten die absolute differentielle Thermospannung bei 77 °K für verschieden dotierte InAs-Proben und erhielten für die reinsten ($n_s \approx 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) piezoelektrische Streuung als dominierender Streumechanismus.

Durchführung der Experimente

Die Messungen der Transportkoeffizienten wurden an einem polykristallinen n-InAs-Stäbchen $4 \times 3 \times 30 \text{ mm}^3$ der Störstellenkonzentration $n_s \approx 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ mit der in ² beschriebenen Magnetfeldapparatur zwischen 20 °C und 400 °C bei 2, 4, 6 und 7 kG durchgeführt. Die Störstellenkonzentration variierte auf den mittleren 10 cm um ca. 10%. Die galvanomagnetischen Koeffizienten wurden durch 5-maliges Umpolen des Stromes pro Sekunde isotherm, die thermomagnetischen Koeffizienten adiabatisch gemessen; letztere mußten, soweit notwendig, erst auf isotherme Bedingungen nach den in ¹ erwähnten bekannten Beziehungen umgerechnet werden.

Auswertung und Diskussion der Ergebnisse

Die Schwachfeld-Koeffizienten wurden aus den hier nicht angegebenen Magnetfeldabhängigkeiten als Steigung der Tangenten im Nullpunkt bei entsprechender Auftragung ermittelt.

In Abb. 2 ist der isotherme HALL-Koeffizient als Funktion der reziproken absoluten Temperatur dargestellt. Bis zu 7 kG ist der HALL-Koeffizient unabhängig vom Magnetfeld. Oberhalb 500 °K ist die Probe eigenleitend. Die gemessene Eigenleitungskurve stimmt mit dem Ergebnis von FOLBERTH u. a.⁸ gut überein.

Die elektrische Leitfähigkeit als Funktion der reziproken absoluten Temperatur ist in Abb. 3 wiedergegeben. Auch hier fällt in der Eigenleitung die Meßkurve mit der Kurve von FOLBERTH u. a.⁸ zusammen.

Abb. 4 stellt die HALL-Beweglichkeit $|R_i^0 \sigma_0|$ als Funktion der absoluten Temperatur dar. Bis auf wenige Prozente ist diese Beweglichkeit der Elektronenbeweglichkeit gleichzusetzen ($\mu_n/\mu_p \gg 1$ und

HALL-Koeffizient bis 7 kG magnetfeldunabhängig, d. h. $|R_n| \approx |1/en|$). Aus Abb. 4 entnimmt man, daß die vermessene Probe teilweise kompensiert ist, weil erst bei 600 °K, also später als der HALL-Koeffizient (Abb. 2), die Eigenleitungskurve obiger Autoren⁸ erreicht wird. Da es bisher noch nicht gelungen ist, unkompensiertes InAs mit $n_s < 3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ herzustellen, gibt die zu tiefen Temperaturen fortgesetzte Elektronenbeweglichkeit mit dem bisher höchsten experimentellen Wert von $33\,000 \text{ cm}^2/\text{Vsec}$ bei Zimmertemperatur (vgl. ⁷) nur annähernd die Maximalwerte wieder. Über die Löcherbeweglichkeit in InAs ist weniger bekannt. Für 300 °K kann etwa $460 \text{ cm}^2/\text{Vsec}$ (vgl. ^{7,9}) angesetzt werden. In Analogie zu der verwandten Substanz InSb liegt eine Temperaturabhängigkeit der Löcherbeweglichkeit $T^{-2,1}$ als Annahme nahe. Die derart gewonnenen μ_p -Werte (s. Abb. 4) werden von der am Schluß angegebenen Transportanalyse grob bestätigt und dürfen somit als sinnvoll angesehen werden. Über die Widerstandsänderung in der Eigenleitung ist die Löcherbeweglichkeit nicht zu erhalten, da ähnlich wie in InSb² die aus $\Delta q / (q_0 B^2 \cdot \mu_n)$ berechnete Kurve zu ansteigenden Werten mit der Temperatur führt (s. Abb. 4), was auf die Nichtanwendbarkeit obiger vereinfachter Zweibandformel hindeutet. Die Elektronenkonzentration, wie sie sich aus $1/|e R_i|$ ergibt, geht aus Abb. 5 hervor.

Zur Berechnung des FERMI-Niveaus wird das Leitungsband in der KANESchen Form für $\Delta \gg \varepsilon_g^*$ analog InSb angesetzt (vgl. ^{4,5} und Abb. 1); bei 500 °K befinden sich ca. 98% aller Elektronen unter $\varepsilon_n = 0,17 \text{ eV}$. Weiterhin wird für die Elektronenmasse am unteren Bandrand $m_n = 0,02 m$ und für die verbotene Zone $\Delta E(0) = \varepsilon_g^* = 0,41 \text{ eV}$ mit einer Temperaturabhängigkeit

$$\Delta E(T) = 0,36 - 3,4 \cdot 10^{-4} \cdot (T - 300) \text{ [eV]}$$

(mittlerer Wert aus verschiedener Literatur, vgl. ¹⁰) gewählt. Als Temperaturabhängigkeit des FERMI-Niveaus erhält man dann aus

$$\frac{2}{3} {}^0L_0^{3/2}(\eta, \beta) = \frac{n}{(4/\sqrt{\pi})(2\pi m_n k_0 T/h^2)^{3/2}}$$

$$\text{mit } u L_w^v = \int_0^\infty \left(-\frac{\partial f_0}{\partial x} \right) x^u (x + \beta x^2)^v (1 + 2\beta x)^w dx$$

⁶ C. HILSUM, Proc. Phys. Soc., Lond. **76**, 414 [1960].

⁷ C. HILSUM, Proc. 7th Intern. Conference on Physics of Semiconductors, Paris 1964, Dunod, Paris 1964, S. 1127.

⁸ O. G. FOLBERTH, O. MADELUNG u. H. WEISS, Z. Naturforschg. **9a**, 954 [1954].

⁹ C. HILSUM u. A. C. ROSE-INNES, Semiconducting III-V-Compounds, Pergamon Press, London 1961.

¹⁰ O. MADELUNG, Physics of III-V-Compounds, J. Wiley & Sons, New York 1964.

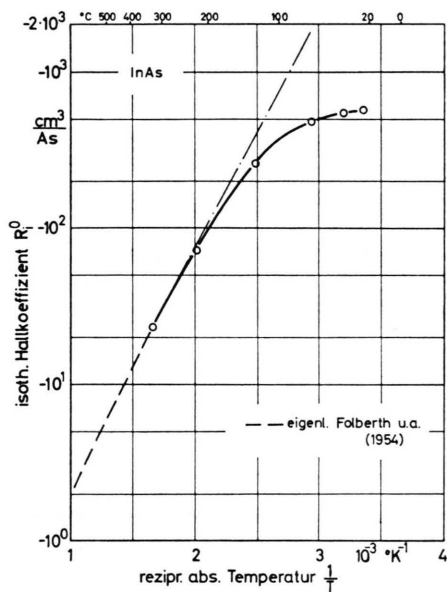


Abb. 2. Isothermer HALL-Koeffizient als Funktion der reziproken absoluten Temperatur.

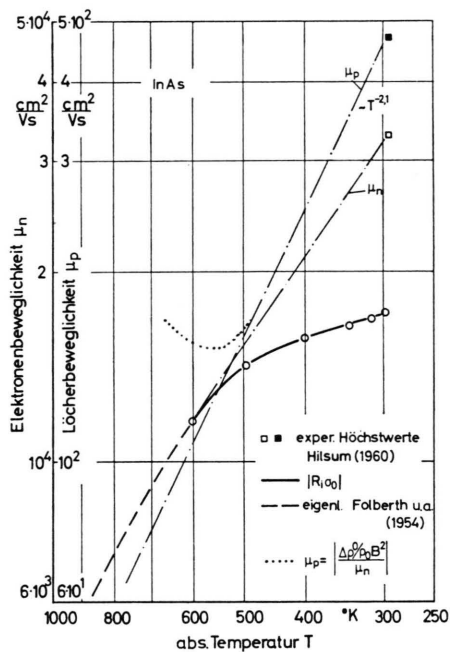


Abb. 4. Elektronen- und Löcherbeweglichkeit als Funktion der absoluten Temperatur.

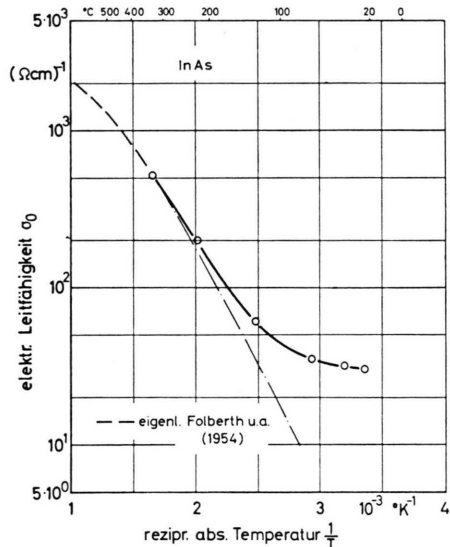


Abb. 3. Elektrische Leitfähigkeit als Funktion der reziproken absoluten Temperatur.

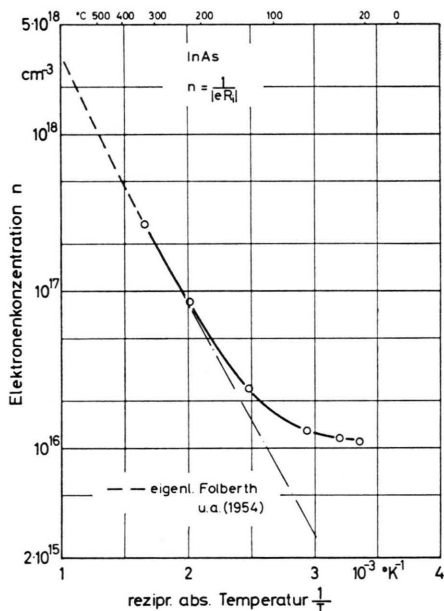


Abb. 5. Elektronenkonzentration als Funktion der reziproken absoluten Temperatur.

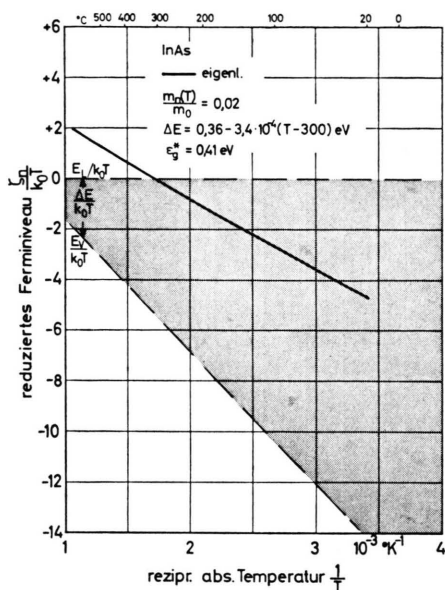


Abb. 6. Reduziertes FERMII-Niveau als Funktion der reziproken absoluten Temperatur für Eigenleitung.

die in Abb. 6 gezeichnete Kurve für die Eigenleitung. Bei ca. 590 °K wandert das FERMII-Niveau ins Leitungsband.

Beschränkt man sich auf den eigenleitenden Bereich, so sind alle notwendigen Parameter für die Anwendung der Schwachfeld-Transporttheorie¹, nämlich Ladungsträgerkonzentration, Beweglichkeit und FERMII-Energie bekannt. Es wird mit einem einzigen parabolischen Valenzband gerechnet und jeweils Streuung an akustischen Phononen, optischen Phononen und an Ionen für beide Bänder gleichartig angesetzt. Da die vermessene Probe erst oberhalb 500 °K eigenleitend wird, kommt nur dieses Gebiet für einen Vergleich von Theorie und Experiment in Frage. Im übrigen wird bei der Auswertung ganz analog derjenigen von InSb² verfahren.

In Abb. 7 ist die absolute differentielle Thermospannung als Funktion der reziproken absoluten Temperatur aufgetragen. In der Eigenleitung fallen die Meßwerte exakt mit der Kurve von WEISS¹¹ zusammen. Die mit optischer Streuung gerechnete Kurve kommt der gemessenen Kurve am nächsten.

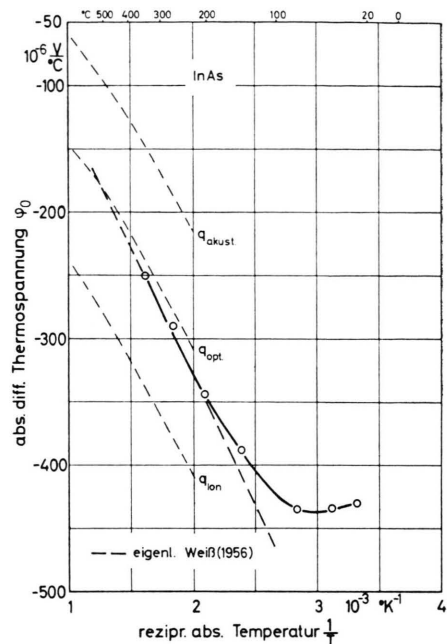


Abb. 7. Absolute differentielle Thermospannung als Funktion der reziproken absoluten Temperatur.

Die gemessene Wärmeleitfähigkeit ist in Abb. 8 den Literaturwerten von BOWERS u. a.¹², STEIGMEIER u. a.¹³, STUKES¹⁴ und WEISS¹⁵ gegenübergestellt. Der Störstellengehalt der Vergleichsproben der genannten drei Autoren beträgt einige 10^{16} cm^{-3} , also vergleichbar dem der vermessenen Probe. Über den Störstellengehalt der InAs-Probe von WEISS ist nichts bekannt. Die Kurven oben genannter Autoren liegen bis zu 20% unter den hier gemessenen Werten; das ist mehr als die Meßgenauigkeit von $\pm 5\%$. Der elektronische Anteil, wie er sich für Eigenleitung bei optischer Streuung errechnet, ist ebenfalls in Abb. 8 eingezeichnet. Erst bei hohen Temperaturen steigt er sehr schnell an.

Abb. 9 zeigt den isothermen ETTINGSHAUSEN-NERNST-Koeffizienten für schwache Magnetfelder als Funktion der reziproken absoluten Temperatur. Bei ca. 600 °K wechselt er das Vorzeichen und ist bei hohen Temperaturen positiv. Die theoretische Kurve für optische Streuung gibt dieses Verhalten gut wieder. EMELJANENKO u. a.¹⁶ haben an Proben mit höherem Störstellengehalt $n_s > 7 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ bis zu 550 °K

¹¹ H. WEISS, Z. Naturforsch. **11a**, 131 [1956].

¹² R. BOWERS, R. W. URE, J. E. BAUERLE u. A. J. CORNISH, J. Appl. Phys. **30**, 930 [1959].

¹³ E. F. STEIGMEIER u. I. KUDMAN, Phys. Rev. **132**, 508 [1963].

¹⁴ A. D. STUKES, Phil. Mag. **5**, 84 [1960].

¹⁵ H. WEISS, Ann. Phys., Lpz. **4**, 12 [1959].

¹⁶ O. V. EMELJANENKO, N. V. ZOTOVA u. D. N. NASLEDOW, Soviet Phys.—Solid State **1**, 1711 [1959].

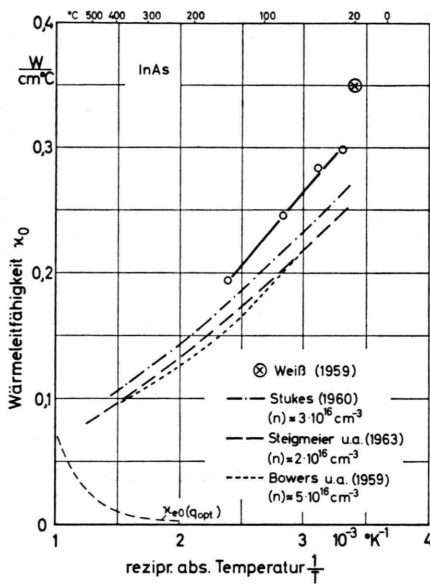


Abb. 8. Wärmeleitfähigkeit als Funktion der reziproken absoluten Temperatur.

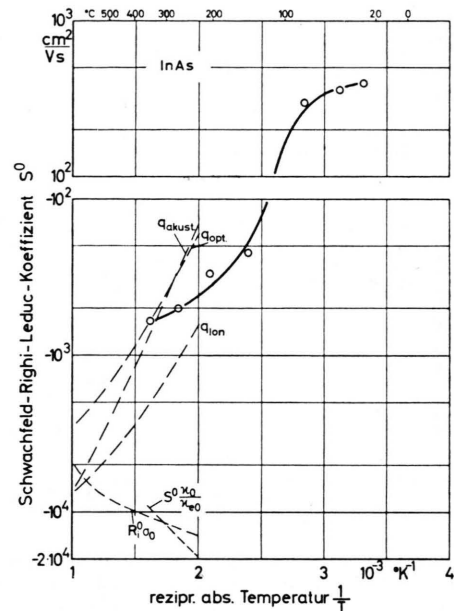


Abb. 10. RIGHT-LEDUC-Koeffizient in schwachen Magnetfeldern als Funktion der reziproken absoluten Temperatur. Experimentelle Werte verglichen mit berechneten Kurven für verschiedene Streumechanismen.

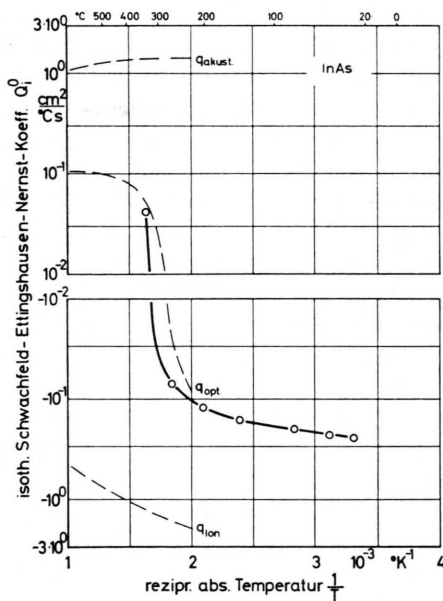


Abb. 9. Isothermer ETtingshausen-NERNST-Koeffizient in schwachen Magnetfeldern als Funktion der reziproken absoluten Temperatur. Experimentelle Werte verglichen mit berechneten Kurven für verschiedene Streumechanismen.

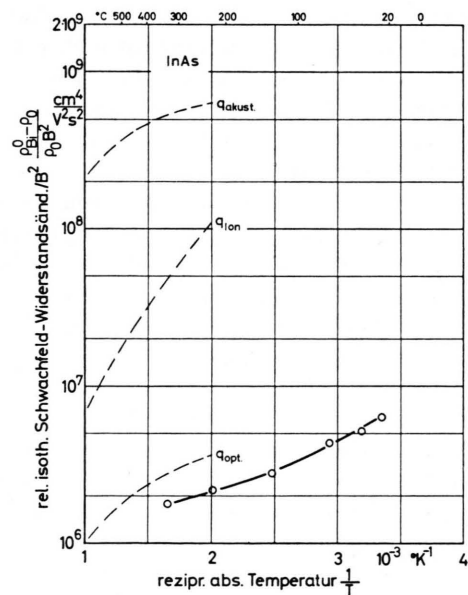


Abb. 11. Relative isotherme Widerstandsänderung $\Delta R/R^0$ in schwachen Magnetfeldern als Funktion der reziproken absoluten Temperatur. Experimentelle Werte verglichen mit berechneten Kurven für verschiedene Streumechanismen.

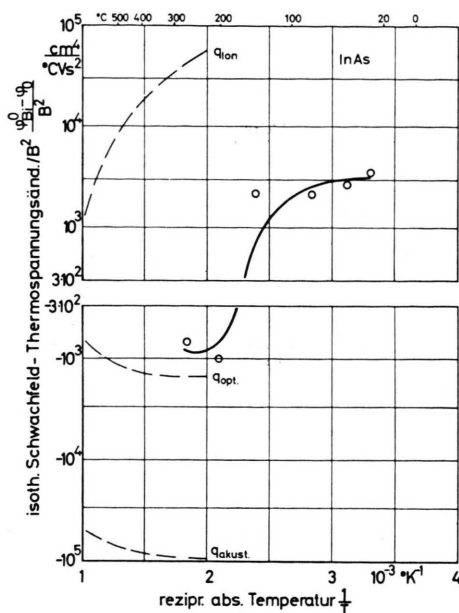


Abb. 12. Isotherme Änderung der differentiellen Thermospannung $/B^2$ in schwachen Magnetfeldern als Funktion der reziproken absoluten Temperatur. Experimentelle Werte verglichen mit berechneten Kurven für verschiedene Streumechanismen.

Messungen des ETTINGSHAUSEN–NERNST-Koeffizienten durchgeführt. Sie fanden einen ähnlichen Verlauf im Hochtemperaturgebiet, interpretierten jedoch das positive Vorzeichen des Koeffizienten bei hohen Temperaturen an Hand der einfachen Theorie für parabolische Bänder mit Streuung an akustischen Phononen.

Der RIGHI–LEDUC-Koeffizient für schwache Magnetfelder ist in Abb. 10 wiedergegeben. Es wird ein Vorzeichenwechsel von positiven zu negativen Werten bei ca. 400 °K gefunden. Die theoretischen Kurven für alle drei Streumechanismen liegen insgesamt dicht beisammen in hinreichender Übereinstimmung mit dem Experiment.

Abb. 11 stellt die relative isotherme Widerstandsänderung $/B^2$ für schwache Magnetfelder als Funktion der reziproken absoluten Temperatur dar. Nur optische Streuung kann die Meßwerte beschreiben. Alle anderen Streumechanismen liefern um Zehnerpotenzen verschiedene Werte.

Abb. 12 gibt die isotherme Thermospannungsänderung für schwache Magnetfelder $/B^2$ als Funktion der reziproken absoluten Temperatur wieder. Es wird ein Nulldurchgang gefunden, der jedoch nicht mit dem des ETTINGSHAUSEN–NERNST-Koeffizienten zusammenfällt, wie bei EMEYANENKO u. a. ¹⁶.

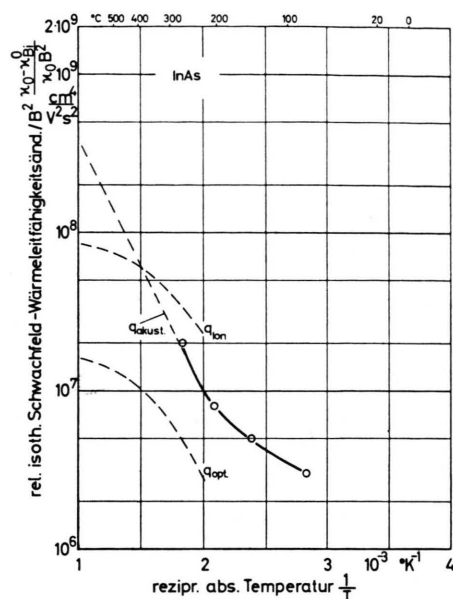


Abb. 13. Relative isotherme Wärmeleitfähigkeitsänderung $/B^2$ in schwachen Magnetfeldern als Funktion der reziproken absoluten Temperatur. Experimentelle Werte verglichen mit berechneten Kurven für verschiedene Streumechanismen.

(Dort ist das Vorzeichen umgekehrt, da die Differenz der Absolutbeträge aufgetragen ist.) Aus dem Vergleich der theoretischen und experimentellen Kurven finden wir auch hier wieder oberhalb 500 °K die Streuung an optischen Phononen vorherrschend.

Abb. 13 zeigt die relative isotherme Wärmeleitfähigkeitsänderung $/B^2$ für schwache Magnetfelder als Funktion der reziproken absoluten Temperatur. Die gerechneten Kurven liegen recht dicht um die Meßkurve, so daß sich in diesem Fall keine Entscheidung bezüglich des Streumechanismus treffen läßt.

Zusammenfassend kann aus den Abb. 7–13 der Schluß gezogen werden, daß optische Streuung ($q = -1$ bei $T > \Theta$) in eigenleitendem InAs oberhalb 500 °K dominiert. Am besten werden die Meßkurven durch $-1 < q < -0,75$ beschrieben, wenn q Streuexponent ist in (vgl. ¹):

$$\mu_q = \mu_{q0} k^q (d\varepsilon/dk)^2.$$

Es sei allerdings darauf hingewiesen, daß die hier für akustische, optische und Ionen-Streuung durchgeführte Analyse eventuell einen falschen Streumechanismus insofern vortäuschen kann, als ähnliche Resultate durch Mischung verschiedener Streumechanismen zu erzielen sind. Etwa ist daran zu

denken, daß eine gemischte Streuung an Ionen und akustischen Phononen optische Streuung simulieren kann. Dies müßte jedoch erst noch genauer durch Rechnungen erforscht werden.

Methode zur Gewinnung von Information über ein zweites Löcherband aus den Transportkoeffizienten in der Eigenleitung

Die Theorie, wie sie bisher angewendet wurde, setzt die Kenntnis der Halbleiterparameter: Bandstruktur, Konzentration und Beweglichkeit der Ladungsträger voraus. In vielen Fällen sind diese Eingangsgrößen jedoch nicht vollständig bekannt (z. B. Löcherbeweglichkeit in InAs). Insbesondere läßt sich die Konzentration und Beweglichkeit einer dritten Ladungsträgerart nicht ohne weiteres ermitteln. Unter gewissen Voraussetzungen ist es aber möglich, aus einer Anzahl von gemessenen Schwachfeld-Transportkoeffizienten die noch fehlenden Parameter eines eigenleitenden Dreibandhalbleiters rechnerisch zu bestimmen, ohne auf die Einzelbandanteile der Widerstandsänderung verzichten zu müssen; dies ist für die Anwendung der reinen Dreibandformel notwendig, um aus der Feldabhängigkeit von $\Delta\sigma/\sigma_0$ die Beweglichkeiten und Konzentrationen zu erhalten (vgl. ¹⁷). Im folgenden wird ein solches Analysenschema entwickelt.

Gegeben sei ein eigenleitender isotroper Halbleiter mit großem Beweglichkeitsverhältnis μ_n/μ_p . Damit ergibt sich sofort die Eigenleitungskonzentration mit einer Genauigkeit von wenigen Prozent zu $n = 1/|e R_i|$ ($-e$ = Ladung des Elektrons, R_i = isothermer HALL-Koeffizient). Die Elektronenbeweglichkeit ist dann durch $|R_i \sigma_0|$ bestimmt (σ_0 = elektrische Leitfähigkeit). Bei bekannter Form des Leitungsbandes läßt sich die FERMI-Energie aus der Eigenleitungskonzentration errechnen. Aus der Kenntnis der Breite der verbotenen Zone ist dann die relative Lage des FERMI-Niveaus, bezogen auf die Kanten der Valenzbänder, zu ermitteln. Dabei wird vorausgesetzt, daß die oberen Ränder der beiden Valenzbänder zusammenfallen. Die Valenzbänder mögen parabolisch angenommen werden, was wegen ihres relativ geringen Einflusses auf die Transportkoeffizienten in erster Näherung zulässig sei. Der erste Schritt dient der Bestimmung des Streuexponenten q aus gemessener elektrischer Leitfähigkeit und absoluter differentieller Thermospan-

nung ohne Magnetfeld. Dazu wird zunächst für $q = -3, -1, +1$ der Streukoeffizient von M_{15}^0 ,

$$A_{ik} = M_{ik}^0 / [e n \mu^i (k_0 T/e)^{(i+k-4)/2}] \quad (\text{vgl. } ^1)$$

des Leitungsbandes bekannter Form (parabolische bzw. KANESche Form, s. ¹) und der parabolischen Valenzbänder errechnet. Für $A_{15}(q)$ wird eine quadratische Form angesetzt. Die Koeffizienten α, β, γ des Näherungspolynomes 2. Grades werden aus den jeweils drei A_{15} -Punkten für $q = -3, -1$ und $+1$ bestimmt. Wir schreiben also:

$$\begin{aligned} A_{15n} &= \alpha_{15n} + \beta_{15n} q + \gamma_{15n} q^2, \\ A_{15p} &= \alpha_{15p} + \beta_{15p} q + \gamma_{15p} q^2. \end{aligned} \quad (1)$$

Außerdem gilt die Neutralitätsbedingung:

$$n = p_1 + p_2. \quad (2)$$

Die elektrische Leitfähigkeit ist folgendermaßen definiert:

$$\sigma_0 = e(n \mu_n + p_1 \mu_{p_1} + p_2 \mu_{p_2}). \quad (3)$$

p_1 und p_2 sind die Konzentrationen der langsamen und schnellen Löcher, entsprechendes gilt für die Beweglichkeit μ_{p_1} bzw. μ_{p_2} . e ist Betrag der Elementarladung. Für die absolute differentielle Thermospannung erhält man:

$$\begin{aligned} \varphi_0 &= (k_0/\sigma_0) \cdot [-A_{15n} n \mu_n + A_{15p}(p_1 \mu_{p_1} + p_2 \mu_{p_2}) \\ &\quad + \eta_n n \mu_n - \eta_p(p_1 \mu_{p_1} + p_2 \mu_{p_2})] \end{aligned} \quad (4)$$

mit k_0 = BOLTZMANN-Konstante,

$$\begin{aligned} \eta_n &= (\zeta - E_L)/(k_0 T), & \eta_p &= (E_V - \zeta)/(k_0 T), \\ \zeta &= \text{FERMI-Niveau}, & E_L &= \text{Leitungsbandkante}, \\ T &= \text{absolute Temperatur}, \\ E_V &= \text{obere Ränder der Valenzbänder}. \end{aligned}$$

Setzt man

$$\hat{a} = \sigma_0/e - n \mu_n, \quad (5)$$

$$\tilde{\alpha} = \varphi_0 \sigma_0/k_0 + (\alpha_{15n} - \eta_n) n \mu_n - (\alpha_{15p} - \eta_p) \hat{a}, \quad (6)$$

$$\tilde{\beta} = -\beta_{15n} n \mu_n + \beta_{15p} \hat{a}, \quad (7)$$

$$\tilde{\gamma} = -\gamma_{15n} n \mu_n + \gamma_{15p} \hat{a}, \quad (8)$$

wobei die rechts stehenden Größen voraussetzungsgemäß bekannt sein sollen, so erhält man aus (4) mit (1), (2) und (3):

$$q = -\frac{\tilde{\beta}}{2\tilde{\gamma}} \pm \sqrt{\left(\frac{\tilde{\beta}}{2\tilde{\gamma}}\right)^2 + \frac{\tilde{\alpha}}{\tilde{\gamma}}}. \quad (9)$$

Diese Berechnung ist nicht sehr genau, da die absolute differentielle Thermospannung an und für sich

¹⁷ H. SCHÖNWALD, Z. Naturforschg. **19 a**, 1276 [1964].

nicht stark vom Streumechanismus abhängt, außerdem aber Differenzen großer Zahlen ausschlaggebend sind. Man wird also möglichst den Streuexponenten aus mehreren Koeffizienten zu ermitteln versuchen (s. vorhergehenden Abschnitt).

Fürs weitere darf somit die Lage des FERMI-Niveaus und der Streuexponent q als bekannt voraus-

gesetzt werden. Durch diese beiden Größen sind bei voraussetzungsgemäß vorgegebener Bandstruktur auch die Streukoeffizienten A_{ik} zahlenmäßig definiert. Mit dieser Kenntnis werden im folgenden die Konzentrationen und Beweglichkeiten der drei Teilchensorten bestimmt.

Aus (2), (3) und (4) bestimmt man für:

$$p_1 \mu_{p_1} + p_2 \mu_{p_2} = p_1 (\mu_{p_1} - \mu_{p_2}) + n \mu_{p_2} \equiv a \equiv \frac{\sigma_0 \varphi_0 / k_0 + (\sigma_0 / e) (A_{15n} - \eta_n)}{A_{15n} + A_{15p} - \eta_n - \eta_p}. \quad (10)$$

Der isotherme Schwachfeld-HALL-Koeffizient

$$R_i^0 = (e / \sigma_0^2) \cdot [-A_{22n} n \mu_n^2 + A_{22p} (p_1 \mu_{p_1}^2 + p_2 \mu_{p_2}^2)] \quad (11)$$

und der isotherme Schwachfeld-ETTINGSHAUSEN-NERNST-Koeffizient

$$Q_i^0 = (1 / \sigma_0) \{ \sigma_0^2 \varphi_0 R_i^0 + k_0 [(A_{22n} \eta_n - A_{24n}) n \mu_n^2 + (A_{22p} \eta_p - A_{24p}) \cdot (p_1 \mu_{p_1}^2 + p_2 \mu_{p_2}^2)] \} \quad (12)$$

liefern zusammen mit (2) und (10):

$$p_1 \mu_{p_1}^2 + p_2 \mu_{p_2}^2 = a (\mu_{p_1} + \mu_{p_2}) - n \mu_{p_1} \mu_{p_2} \equiv c \equiv \frac{A_{22n} (Q_i^0 \sigma_0 - \sigma_0^2 \varphi_0 R_i^0) / k_0 + (A_{22n} \eta_n - A_{24n}) R_i^0 \sigma_0^2 / e}{A_{22n} (A_{22p} \eta_p - A_{24p}) + A_{22p} (A_{22n} \eta_n - A_{24n})}. \quad (13)$$

Für die Elektronenkonzentration n findet man aus (3), (10), (11) und (13)

$$n = \{ -A_{22n} [(\sigma_0 / e) - a]^2 \} / \{ R_i^0 \sigma_0^2 / e - A_{22p} c \}. \quad (14)$$

Damit ist auch die Elektronenbeweglichkeit nach (3) gegeben: $\mu_n = (\sigma_0 / e - a) / n$. (15)

Die relative isotherme Schwachfeld-Widerstandsänderung $/B^2$

$$\Delta Q_i^0 / (Q_0 B^2) = - (R_i^0 \sigma_0)^2 + (e / \sigma_0) [A_{31n} n \mu_n^3 + A_{31p} (p_1 \mu_{p_1}^3 + p_2 \mu_{p_2}^3)] \quad (16)$$

führt mit (2), (14) und (15) zu:

$$p_1 \mu_{p_1}^3 + p_2 \mu_{p_2}^3 = c (\mu_{p_1} + \mu_{p_2}) - a \mu_{p_1} \mu_{p_2} \equiv d \equiv \left\{ \left[\frac{\Delta Q_i^0}{Q_0 B^2} + (R_i^0 \sigma_0)^2 \right] (\sigma_0 / e) - A_{31n} n \mu_n^3 \right\} / A_{31p}. \quad (17)$$

Die Auflösung der vier Gleichungen (2), (10), (13) und (17) liefert schließlich mit der Abkürzung

$$f = (a c - d n) / (a^2 - c n) \quad (18)$$

die restlichen Größen:

$$\mu_{p_1, p_2} = (f/2) \pm \sqrt{(f/2)^2 - (a f - c)/n}; \quad (19)$$

$$p_1 = \frac{a - n \mu_{p_2}}{\mu_{p_1} - \mu_{p_2}}; \quad p_2 = \frac{a - n \mu_{p_1}}{\mu_{p_2} - \mu_{p_1}}. \quad (20)$$

Aus der Neutralitätsbedingung (2) sowie den fünf Transportkoeffizienten (3), (4), (11), (12) und (16) sind damit die 3 Konzentrationen und 3 Beweglichkeiten auf einfache Weise zu ermitteln.

Zu dieser Analysenmethode ist zu bemerken, daß sinnvolle Ergebnisse nur dann zu erwarten sind, wenn sich die ausgerechneten Größen in den eingesetzten Meßgrößen auch außerhalb der Fehlergrenzen der Messung auswirken.

Führt man eine derartige Analyse für InAs bei 625 °K durch, so findet man mit den aus dem ersten Teil bekannten Grenzwerten $q = -1$ und $-0,75$:

q	n	p_2	μ_n	μ_{p_1}	μ_{p_2}
-1	$3,36 \cdot 10^{17}$	$1,7 \cdot 10^{15}$	$1,12 \cdot 10^4$	57	$-1,7 \cdot 10^4$
-0,75	$3,33 \cdot 10^{17}$	$-2,8 \cdot 10^{15}$	$1,11 \cdot 10^4$	36	-10^4
	[cm ⁻³]				[cm ² /(V sec)]

Die Werte für die Elektronen sind fast identisch mit den auf andere Weise ermittelten. Für die langsamen Löcher ergibt sich die schon bekannte Größenordnung der Beweglichkeit; die Variation mit q ist beträchtlich. Die teilweise negativen Daten der schnellen Löcher sind physikalisch sinnlos. Offensichtlich ist der Beitrag der schnellen Löcher zu den Transportkoeffizienten zu klein, um aus den Meßungenauigkeiten und den Unvollkommenheiten der angesetzten Theorie für die Streukoeffizienten (KANEsche Form gilt nicht exakt; einziger ungemischter Streumechanismus für alle drei Teilchensorten ist fraglich) herauszuragen.

Eine Abschätzung für den maximalen Anteil der schnellen Löcher an der Leitfähigkeit erhält man aus

der gemessenen Schwachfeld-Widerstandsänderung in der Eigenleitung, wenn die Widerstandsänderung in den Einzelbändern vernachlässigt wird. Näherungsweise gilt dann für $\sigma_{p_1} \geq \sigma_{p_2}$ (vgl. ¹⁷)

$$\Delta \rho_i^0 / (\rho_0 B^2) \approx \mu_n \mu_{p_1} (1 + \sigma_{p_2} / \sigma_{p_1}). \quad (21)$$

Daraus ergibt sich als obere Grenze für die elektrische Leitfähigkeit der schnellen Löcher in InAs bei 625 °K: $\sigma_{p_2} \approx \sigma_{p_1}$.

Den Herren Dr. H. WEISS und Dr. H. PFLEIDERER danke ich für wertvolle Hinweise und Diskussionen.

Energie- und Intensitätsmessung der während des Ta^{182} - und Ta^{183} -Zerfalls von W^{182} und W^{183} ausgesandten γ -Strahlung

U. GRUBER, R. KOCH, B. P. MAIER und O. W. B. SCHULT

Laboratorium für Technische Physik der Technischen Hochschule München
und Forschungsanlage der Dänischen Atomenergiekommission in Risø

(Z. Naturforschg. **20 a**, 929—938 [1965]; eingegangen am 2. April 1965)

17 γ -lines were measured in the decay of Ta^{182} and 31 γ -transitions have been observed during the decay of Ta^{183} using the Risø bent crystal spectrometer. The consistency of the energies found was tested by means of the combination principle. The best set of states was determined for the level scheme of W^{182} and W^{183} . Some discrepancies between earlier intensity measurements are removed.

Für die Termschemata von W^{182} und W^{183} besteht großes Interesse, weil sich hier die Eigenschaften stark deformierter Kerne gut studieren lassen. Beim Zerfall von Ta^{182} und Ta^{183} werden viele Niveaus vom W^{182} und W^{183} angeregt, weshalb diese Niveaus häufig untersucht wurden ^{1–22} und die Grundzüge der Niveauschemata bekannt sind. Genaue Energien der emittierten Linien wurden von MURRAY ¹ und insbesondere, jedoch nur unvollständig, von SEPPI ¹⁸ mit einem Kristallspektrometer gemessen. In der vorliegenden Arbeit wurde der Zerfall von Ta^{182} und Ta^{183} erneut mit einem Spektrometer mit ge-

bogenem Quarzkristall untersucht, und zwar aus folgenden Gründen:

a) Kürzlich wurde mit dem Risø-Spektrometer das $Nb^{93}(n,\gamma)Nb^{94}$ -Spektrum aufgenommen ²³. Die Niobiumquelle enthielt kleine Tantalverunreinigungen (etwa 0,1%), weshalb eine zusätzliche Untersuchung des Tantalspektrums nötig war. Im Anschluß daran konnte nach Abschalten des Reaktors der Zerfall der durch Neutroneneinfang gebildeten Kerne Ta^{182} und Ta^{183} gemessen werden.

b) Zwischen früheren Intensitätsmessungen ^{18, 19} an den von W^{182} und W^{183} ausgesandten Linien be-

¹ J. J. MURRAY, F. BOEHM, P. MARMIER u. J. W. M. DUMOND, Phys. Rev. **97**, 1007 [1955].

² R. C. WILLIAMS u. K. I. ROULSTON, Canad. J. Phys. **34**, 1087 [1956].

³ J. DEMUYNCK, J. VERHAEGE u. B. VAN DER VELDE, C. R. Acad. Sci., Paris **244**, 3050 [1957].

⁴ P. O. FRÖMAN u. H. RYDE, Arkiv Fysik **12**, 399 [1957].

⁵ O. J. SUMBAYEV, Izv. Akad. Nauk, SSSR, Ser. Fiz. **21**, 987 [1957].

⁶ B. P. SINGH, H. S. HANS u. P. S. GILL, Nuovo Cim. **14**, 99 [1959].

⁷ N. A. VOINOVA, B. S. DZELEPOV u. N. N. ZUKOVSKIY, Izv. Akad. Nauk, SSSR, Ser. Fiz. **23**, 828 [1959].

⁸ W. F. EDWARDS, F. BOEHM, J. ROGERS u. E. J. SEPPI, erscheint in Nucl. Phys.

⁹ H. DANIEL, Z. Naturforschg. **15 a**, 284 [1960].

¹⁰ V. S. GVOZDEV, L. J. RUSINOV u. J. L. KHASOV, Izv. Akad. Nauk, SSSR, Ser. Fiz. **24**, 1444 [1960].

¹¹ G. D. HICKMANN u. M. L. WIEDENBECK, Phys. Rev. **118**, 284 [1960].

¹² S. S. VASILIIENKO, M. G. KAKANSKII, D. L. KAMINSKII u. S. F. KOKZAROVA, Izv. Akad. Nauk, SSSR, Ser. Fiz. **25**, 61 [1961].

¹³ V. D. VITMAN, N. A. VOINOVA, B. S. DZELEPOV u. A. A. KARAN, Izv. Akad. Nauk, SSSR, Ser. Fiz. **25**, 199 [1961].

¹⁴ N. A. VOINOVA, B. S. DZELEPOV u. J. V. CHOLNOV, Izv. Akad. Nauk, SSSR, Ser. Fiz. **25**, 233 [1961].

¹⁵ J. AUROJA MOREIJA, C. R. Acad. Sci., Paris **255**, 884 [1962].

¹⁶ H. RYDE u. Z. SUJKOWSKI, Arkiv Fysik **20**, 289 [1962].

¹⁷ M. S. EL-NESR, Z. GRABOSKI u. E. BASHANDY, Arkiv Fysik **23**, 283 [1963].

¹⁸ E. J. SEPPI, H. HENRIKSON, F. BOEHM u. J. W. M. DUMOND, Nucl. Instr. **16**, 17 [1962].

¹⁹ H. DANIEL, J. HUEFNER, TH. LORENZ, O. W. B. SCHULT u. U. GRUBER, Nucl. Phys. **56**, 147 [1964].

^{20a} P. G. HANSEN, H. L. NIELSEN u. K. WILSKY, Nucl. Phys. **54**, 657 [1964].

^{20b} H. L. NIELSEN u. C. J. GALLAGHER, Nucl. Phys. **24**, 422 [1961].

²¹ S. V. STARODUBTSEV, Soviet Phys.—JETP **18**, 635 [1964].

²² W. MOLL, Dissertation, Labor f. Techn. Physik, Techn. Hochschule München 1964.

²³ U. GRUBER, O. W. B. SCHULT u. R. SHELIN, erscheint in Nucl. Phys.