

# Transportkoeffizienten von n-InP

H. WAGINI

Forschungslaboratorium der Siemens-Schuckertwerke AG, Erlangen

(Z. Naturforsch. 21 a, 1244–1246 [1966]; eingegangen am 3. Mai 1966)

An einer undotierten, polykristallinen n-InP-Probe wurden galvano- und thermomagnetische Messungen im schwachen transversalen Magnetfeld durchgeführt. Eine Analyse der Meßdaten bei 500 °K zeigt, daß die Elektronen hauptsächlich an optischen Phononen gestreut werden. Für die effektive Elektronenmasse ermäßigt man  $m_n = 0,068 m_0$ .

InP mit einem HALL-Koeffizienten  $R \approx -10^3 \text{ cm}^3/\text{As}$  und einer HALL-Beweglichkeit  $|R \sigma_0| > 10^4 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  bei 77 °K ist bisher nur galvanomagnetisch untersucht worden<sup>1–3</sup>. Thermoelektrische<sup>4,5</sup> und thermomagnetische<sup>6</sup> Messungen wurden an dotiertem bzw. stark kompensiertem Material durchgeführt.

Um vor allem über den gitterbedingten Streumechanismus der Elektronen Information zu erhalten, werden in dieser Arbeit die Transporteigenschaften von möglichst reinem Material untersucht. Damit soll sichergestellt werden, daß die Analyse durch zusätzliche Ionenstreuung nicht erschwert wird. Berechnungen der Beweglichkeit aus den charakteristischen Materialkonstanten (effektive Ionenladung usw.)<sup>7,8</sup> zeigten, daß vor allem die Streuung an optischen Phononen wirksam ist. Dieselben Ergebnisse bekamen auch KUDMAN u. a.<sup>4</sup> aus der Thermospannung und KESAMANLY u. a.<sup>6</sup> aus dem ETTINGSHAUSEN-NERNST-Koeffizienten. In InP ist eine Analyse des Streumechanismus insofern etwas schwierig, als die hohe charakteristische Temperatur des optischen Zweiges  $\Theta^{\text{opt}} = 487 \text{ °K}$ <sup>9</sup> eigentlich keinen Relaxationszeitansatz für optische Streuung erlaubt. Nach EHRENREICH<sup>10</sup> kann jedoch zumindest für  $T \geq \Theta^{\text{opt}}$  eine temperaturabhängige Relaxationszeit eingeführt werden.

Wie man heute weiß, ist das Leitungsband von InP isotrop und hat sein Minimum bei  $k=0$  analog den Verhältnissen in InSb und InAs (vgl. <sup>9,10</sup>). Wegen der großen verbotenen Zone und der damit verbundenen größeren effektiven Masse der Elektronen ist die Abweichung des  $\varepsilon(k)$ -Verlaufs vom parabolischen Verhalten nicht sehr groß. Wenn man nicht ganz über diese schwache Nichtparabolizität hinwegsehen will, scheint die Anwendung des für InSb entwickelten Formalismus<sup>11</sup> hinreichend gut zu sein, obwohl die Voraussetzung, Spin-Bahn-Aufspaltung  $\Delta$  viel größer als die verbotene Zone  $\Delta E$  ( $\Delta \gg \Delta E$ ), nicht gegeben ist.

## Durchführung der Messungen

Die Transportkoeffizienten wurden an einer polykristallinen InP-Probe ( $5 \times 5 \times 30 \text{ mm}^3$ ,  $|R \sigma_0| \approx 2 \cdot 10^4 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  bei 77 °K) mit der schon früher<sup>12</sup> beschriebenen Magnetfeldapparatur zwischen 0 und 18 kG gemessen. Innerhalb der Meßgenauigkeit waren die Koeffizienten magnetfeldunabhängig, d. h. das Gebiet schwacher Magnetfelder wurde nicht überschritten. Die Störstellenkonzentration variierte auf den mittleren 10 mm der Probe um knapp 25%. Die Meßergebnisse oberhalb 500 °K sind mit Vorsicht zu betrachten, da die Probe bei diesen Temperaturen im Vakuum Veränderungen unterlag, so daß die vorher bei Zimmertemperatur gemessenen Werte nicht mehr erreicht wurden.

- <sup>1</sup> F. J. REID u. R. K. WILLARDSON, J. Electron. Control 5, 54 [1958].
- <sup>2</sup> M. GLICKSMAN u. K. WEISER, J. Electrochem. Soc. 105, 728 [1958].
- <sup>3</sup> M. GLICKSMAN, J. Phys. Chem. Solids 8, 511 [1959].
- <sup>4</sup> I. KUDMAN u. E. F. STEIGMEIER, Phys. Rev. 133, A 1665 [1964].
- <sup>5</sup> S. V. SLOBODCHIKOV, Soviet Phys.-Solid State 6, 1714 [1965].
- <sup>6</sup> F. P. KESAMANLY, E. E. KLOTYNSH, YU. V. MALTSEV, D. N. NASLEDOV u. YU. I. UKHANOV, Soviet Phys.-Solid State 6, 109 [1964].

- <sup>7</sup> H. EHRENREICH, J. Phys. Chem Solids 12, 97 [1959].
- <sup>8</sup> C. HILSUM, Proc. 7th Intern. Conf. Phys. Semiconductors, Paris 1964, Dunod, Paris 1964, S. 1127.
- <sup>9</sup> O. MADELUNG, Physics of III–V-Compounds, J. Wiley & Sons, New York 1964.
- <sup>10</sup> H. EHRENREICH, J. Appl. Phys. 32, Suppl. 2155 [1961].
- <sup>11</sup> H. WAGINI, Z. Naturforsch. 19 a, 1527 [1964].
- <sup>12</sup> H. WAGINI, Z. Naturforsch. 19 a, 1541 [1964].



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitalized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

### Meßergebnisse und Diskussion

Abb. 1 oben zeigt den isothermen HALL-Koeffizienten und die elektrische Leitfähigkeit als Funktion der reziproken absoluten Temperatur (vgl. <sup>13</sup>). Die Störleitung erstreckt sich bis ca. 620 °K. Der HALL-Koeffizient fällt ganz schwach mit steigender Temperatur, obwohl eine konstante Störstellenkonzentration anzunehmen ist. Die Ursache dürfte in einer Änderung des Streukoeffizienten zu suchen sein. In Abb. 1 unten ist die absolute differentielle

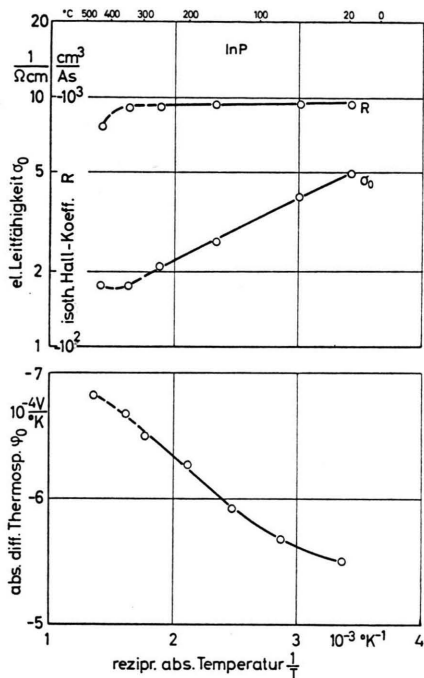


Abb. 1. Isothermer Schwachfeld-HALL-Koeffizient  $R$ , elektrische Leitfähigkeit  $\sigma_0$  und absolute differentielle Thermospannung  $\phi_0$  als Funktion der reziproken absoluten Temperatur  $T^{-1}$ .

Thermospannung als Funktion der reziproken absoluten Temperatur wiedergegeben. Messungen von KUDMAN u. a. <sup>4</sup> an einer Probe mit annähernd gleichem HALL-Koeffizienten bei Zimmertemperatur ( $R = 880$  cm<sup>3</sup>/As), jedoch hohem Kompensationsgrad (HALL-Beweglichkeit bei 77 °K = 6270 cm<sup>2</sup>/Vs) liegen insgesamt um etwa 50 μV/°K tiefer.

Die Wärmeleitfähigkeit als Funktion der absoluten Temperatur ist in Abb. 2 aufgetragen. Die Über-

einstimmung mit Ergebnissen von KUDMAN u. a. <sup>4</sup> und WEISS <sup>14</sup> ist gut. (Für tiefe Temperaturen vgl. auch <sup>15</sup>.) Die Abnahme mit der Temperatur beträgt fast  $T^{-1.5}$ . Da der Ladungsträger- und Photonenbeitrag vernachlässigbar ist, stellt die gemessene Wärmeleitfähigkeit den reinen Gitteranteil dar. Die starke Temperaturabhängigkeit  $T^{-x}$  mit  $x > 1$  scheint

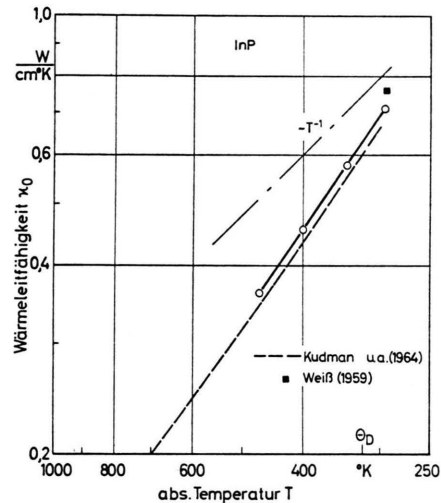


Abb. 2. Wärmeleitfähigkeit  $\kappa_0$  als Funktion der absoluten Temperatur  $T$ .

durch zusätzliche Mehrphononenprozesse verursacht zu sein. Die DEBYE-Temperatur beträgt nach <sup>4</sup>  $\Theta_D = 321$  °K.

Abb. 3 oben zeigt den ETTINGSHAUSEN-NERNST-Koeffizienten als Funktion der reziproken absoluten Temperatur. Da der RIGHI-LEDUC-Effekt unterhalb der Meßgenauigkeit lag, konnte der adiabatisch gemessene ETTINGSHAUSEN-NERNST-Koeffizient nicht auf isotherme Bedingungen umgerechnet werden. Wegen der hohen Thermospannung ist trotz der Kleinheit des RIGHI-LEDUC-Effekts eine Gleichsetzung  $Q_i = Q_a$  unter Umständen mit einem Fehler verbunden, der jedoch bei der späteren Auswertung nicht kritisch ist. Der gemessene Koeffizient ist durchweg positiv und fällt mit steigender Temperatur.

Schließlich ist in Abb. 3 unten noch die relative isotherme Widerstandsänderung, bezogen auf das Quadrat der magnetischen Induktion, als Funktion der reziproken absoluten Temperatur wiedergegeben. Man findet eine starke Abnahme mit der Tem-

<sup>13</sup> O. G. FOLBERTH u. H. WEISS, Z. Naturforsch. **10 a**, 615 [1955].

<sup>14</sup> H. WEISS, Ann. Phys. Leipzig **4**, 121 [1959].

<sup>15</sup> S. A. ALIEV, A. YA. NASHELSKII u. S. S. SHALYT, Soviet Phys.-Solid State **7**, 1287 [1965].

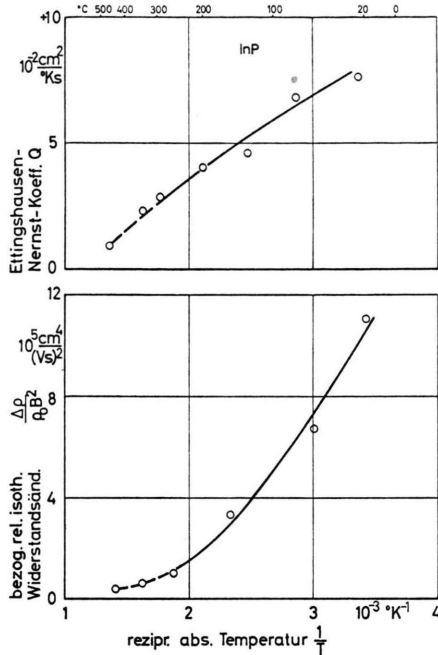


Abb. 3. Schwachfeld-ETTINGSHAUSEN-NERNST-Koeffizient  $Q$  und relative isotherme Schwachfeld-Widerstandsänderung, bezogen auf das Quadrat der magnetischen Induktion  $\Delta\rho/\rho_0 B^2$ , als Funktion der reziproken absoluten Temperatur  $T^{-1}$ .

peratur. Der Zimmertemperaturwert stimmt sehr gut mit dem Meßwert von GLICKSMAN u. a.<sup>3</sup> an einer vergleichbaren Probe (Nr. 192) überein.

Bei der Auswertung der Meßergebnisse haben wir von den einzelnen Schwachfeldgrößen für reine Elektronenleitung auszugehen (vgl.<sup>11</sup>): elektrische Leitfähigkeit:

$$\sigma_0 = e n \mu_n, \quad (1)$$

absolute differentielle Thermospannung:

$$\varphi_0 = - (k_0/e) (A_{15} - \eta_n), \quad (2)$$

isothermer HALL-Koeffizient:

$$R = -A_{22}/e n, \quad (3)$$

isothermer ETTINGSHAUSEN-NERNST-Koeffizient:

$$Q = (k_0/e) \mu_n (A_{15} A_{22} - A_{24}), \quad (4)$$

und relative isotherme Widerstandsänderung  $/B^2$ :

$$\Delta\rho/\rho_0 B^2 = (A_{31} - A_{22}^2) \mu_n^2; \quad (5)$$

$k_0$  = BOLTZMANN-Konstante,

$-e$  = Elektronenladung,

$\eta_n = (\zeta - E_L)/k_0 T$  (reduziertes FERMI-Niveau),

$E_L$  = Leitungsbandkante,

$\mu_n$  = mittlere Elektronen-Beweglichkeit (positiv definiert),

$A_{ik} = M_{ik}^0/[e n \mu_n^i (k_0 T/e)^{(i+k-4)/2}]$  (Streuoeffizienten, vgl.<sup>11</sup>).

Kombiniert man (1), (3) und (4) zu

$$\frac{Q}{-R \sigma_0 k_0/e} = (A_{15} - A_{24}/A_{22}), \quad (6)$$

so hat man zusammen mit (2) zwei Gleichungen, welche die beiden unbekannten Größen, Streuexponent  $q$  [ $\mu_q = \mu_{q0} k^q (d\varepsilon_n/dk)^2$ ] und reduziertes FERMI-Niveau  $\eta_n$ , zu bestimmen erlauben. Wir beschränken uns bei der Auswertung auf die Messungen bei 500 °K, um mit dem Relaxationszeitansatz nicht in Schwierigkeiten zu kommen, und erhalten  $q = -2,0$  und  $\eta_n = -5,0$ . Die Elektronen sind nicht entartet und der Streuexponent liegt zwischen akustischer Streuung ( $q = -3$ ) und optischer Streuung für  $T \gg \Theta_{\text{opt}}$  ( $q = -1$ ). Vergleicht man die gerechnete Temperaturabhängigkeit des Streuexponenten für optische Streuung<sup>10</sup>, so findet man für die optische charakteristische Temperatur gerade diesen Wert (dort  $r = 0$ ). Ein Hinweis dafür, daß tatsächlich optische Streuung in InP vorliegt und nicht eine Kombination von Streuung an akustischen Phononen und an Ionen ist darin zu sehen, daß der Streuexponent für tiefere Temperaturen nicht in Richtung Ionenstreuung tendiert, sondern entsprechend der Temperaturabhängigkeit für optische Streuung<sup>10</sup> in Richtung  $q < -2$ . Die negativere Thermospannung der von KUDMAN u. a.<sup>4</sup> untersuchten Probe ist allerdings mit zusätzlicher Ionenstreuung infolge des hohen Kompensationsgrades zu erklären.

Mit der Kenntnis des Streuexponenten läßt sich aus (3) die Störstellenkonzentration zu  $n = 7,1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  errechnen. Damit erhält man für die effektive Elektronenmasse  $m_n = 0,068 m_0$  in guter Übereinstimmung mit bekannten Werten<sup>8</sup>. Berechnet man gemäß (5) die relative Widerstandsänderung  $/B^2$  bei 500 °K, so ergibt sich recht gut der gemessene Wert.

Herrn B. REISS danke ich für die Überlassung des Probenmaterials.