

Über die galvanomagnetischen Eigenschaften von InSb-Einkristallen mit Te-Dotierung

Von H. RUPPRECHT, R. WEBER und H. WEISS

Aus dem Forschungslaboratorium der Siemens-Schuckertwerke AG, Erlangen
(Z. Naturforsch. 15 a, 783—794 [1960]; eingegangen am 18. Juli 1960)

An InSb-Einkristallen mit einem Te-Gehalt größer $2 \cdot 10^{16}/\text{cm}^3$ wurde die Änderung des elektrischen Widerstandes im Magnetfeld in Abhängigkeit von Dotierung, magnetischer Induktion und Winkel zwischen Strom und magnetischer Induktion bei Zimmertemperatur, 78°K und $4,2^\circ\text{K}$ gemessen. Es ergab sich eine scheinbare Anisotropie derart, daß die Werte der transversalen Widerstandsänderung mit Probenstrom parallel zur Wachstumsrichtung [111] immer größer waren, als wenn der Strom senkrecht zur Wachstumsrichtung floß. Die Unterschiede betragen bis zu 2 Größenordnungen. Aus den Messungen des planaren HALL-Effektes folgt, daß in n-leitendem InSb bei Zimmertemperatur die Widerstandsänderung fast ausschließlich durch die gemischte Leitung verursacht wird. Dieser überlagert sich eine durch die Präparation bedingte Anisotropie.

Im Gegensatz zur Widerstandsänderung ist die Elektronenbeweglichkeit isotrop. Der HALL-Koeffizient ist im Bereich zwischen 100 Gauß und 10 kGauß innerhalb der Fehlergrenze von einigen Promillen konstant.

Über die galvanomagnetischen Eigenschaften von InSb liegt schon eine Reihe von Originalarbeiten¹ vor. Es handelt sich dabei um Untersuchungen der Oszillationen bei sehr tiefen Temperaturen, um Messungen bei 78°K an sehr reinen Präparaten oder bei höheren Temperaturen an dotierten Proben. Aus den experimentellen Ergebnissen läßt sich jedoch kein geschlossenes Bild der galvanomagnetischen Eigenschaften von InSb ableiten. Es wurde daher in der vorliegenden Arbeit versucht, Aufschluß über das Verhalten von InSb im Magnetfeld zu erhalten, wenn es eine Tellur-Konzentration größer als 10^{16} pro cm^3 besitzt.

An einkristallinen Proben wurde die Abhängigkeit des elektrischen Widerstandes von Dotierung, kristallographischer Orientierung, Stärke der magnetischen Induktion und Winkel zwischen Feld- und Stromrichtung gemessen. Die Präparate konnten dazu um eine Achse senkrecht zur Richtung von Strom und Magnetfeld gedreht werden, so daß sich transversale und longitudinale Widerstandsänderung als Grenzfälle ergaben. Gleichzeitig wurden die Koeffizienten des normalen und des planaren² HALL-Effektes sowie deren Feldabhängigkeit bestimmt. Die Messungen erfolgten bei 295 , 78 und $4,2^\circ\text{K}$.

Herstellung der Präparate

Die bei den Untersuchungen verwendeten Kristalle waren nach der CZOCHRALSKI-Methode aus einer Schmelze mit der entsprechenden Dotierung in [111]-Richtung gezogen worden. Während des Ziehprozesses (Ziehgeschwindigkeit 1 mm/min) rotierte der Kristall mit 1 Umdrehung in 2 sec. Als Schutzgas diente Wasser-

stoff. Um die Verteilung der Störstellen innerhalb der Kristalle zu überprüfen, wurden an verschiedenen Stellen Stäbchen herausgeschnitten und der Störstellengehalt durch HALL-Effekts-Messungen bestimmt. Abb. 1 gibt als Beispiel den Verlauf des HALL-Koeffizienten über einen auf diese Weise getesteten Kristall wieder. Aus diesen großen Kristallen wurden für die Untersuchung der Widerstandsänderung Proben von $17 \times 2 \times 1,7 \text{ mm}^3$ in verschiedenen Orientierungen herausgeschnitten. Die genaue kristallographische Orientierung wurde nach der RÖNTGEN-Rückstrahlungsmethode durchgeführt. Die Abweichungen der im folgenden angegebenen Flächen vom wahren Wert liegen unter 3° .

Meßmethode

Aus den bisher veröffentlichten experimentellen Ergebnissen über die elektrische Widerstandsänderung im Magnetfeld an dotiertem Material lassen sich noch nicht eindeutige Aussagen machen. Das liegt z. Tl. daran, daß man bei Substanzen mit sehr hoher Elektronenbeweglichkeit bei der Messung der galvanomagnetischen Effekte auf verschiedene Fehlermöglichkeiten achten muß. So führen gelötete Potentialsonden, welche im allgemeinen eine ausgedehntere Fläche besitzen als aufgedrückte Spitzkontakte, unter Umständen zu einer longitudinalen Widerstandsänderung³.

Andererseits bedingt ein ungünstiges Verhältnis von Probenlänge zu Probenbreite wegen des Einflusses der Stromelektroden eine zu hohe Wider-

¹ Literaturnachweis siehe: O. MADELUNG, Halbleiterprobleme V, im Erscheinen 1960.

² C. GOLDBERG u. R. E. DAVIS, Phys. Rev. **94**, 1121 [1954].

³ M. GLICKSMAN, J. Phys. Chem. Solids **8**, 511 [1959].



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 digitized 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.

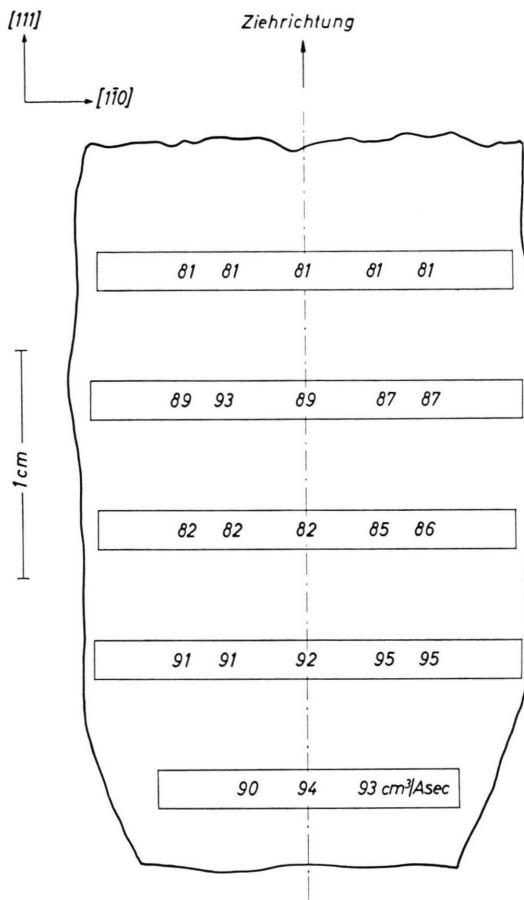


Abb. 1. Verteilung des HALL-Koeffizienten über einen Längsschnitt in der (112)-Ebene durch die Ziehachse des Kristalls.

standsänderung. Die physikalische Widerstandsänderung gilt laut Definition nur exakt für einen unendlich langen Stab. Da sich diese Bedingung nicht realisieren läßt, muß man die Tatsache berücksichtigen, daß an den Elektroden die Strombahnen unter dem HALL-Winkel ϑ austreten.

Darauf haben WEISS und WELKER⁴ hingewiesen, die exakten Rechnungen wurden von KUHRT und LIPPMANN⁵ ausgeführt. Ist das Verhältnis von Länge zu Breite sehr groß gegen 1, so verlaufen die Strombahnen im mittleren Teil des Stabes praktisch parallel zur Längsrichtung wie im unendlich langen Stab. Der Einfluß der Elektroden ist daher um so geringer, je größer der Abstand zwischen ihnen und den Potentialsonden ist. Beträgt der Abstand der Sonden von den Stabenden mehr als die doppelte Probenbreite, so bleibt die gemessene Widerstandsänderung bei noch größerem Abstand von den

Enden konstant. Man hat dann den Wert der physikalischen Widerstandsänderung erhalten.

Eine weitere Schwierigkeit für die genaue Messung der elektrischen Widerstandsänderung ergibt sich aus einer inhomogenen Störstellenverteilung, also einem Gradienten des Störstellengehaltes in Längs- und Querrichtung der Probe. Praktisch ist jedoch jede Probe etwas inhomogen. Im folgenden wird der Einfluß der Inhomogenitäten auf die Meßergebnisse betrachtet. Dabei wird zunächst angenommen, daß der Kristall nur in Längsrichtung einen Störstellengradienten besitzt. Das äußert sich in einem Gradienten des HALL-Koeffizienten R_H und der spezifischen Leitfähigkeit σ . Ohne Magnetfeld liegen die Potentiallinien an einem Ende dichter als am anderen.

Bringt man das Präparat in ein Magnetfeld der Induktion B , so werden die Potentiallinien durch

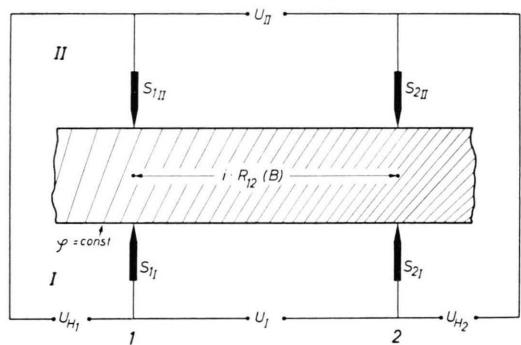


Abb. 2. Spannung zwischen den Potentialsonden an der Halbleiterprobe bei einem Längsgradienten der Störstellenverteilung und einer magnetischen Induktion B senkrecht zur Zeichenebene.

die physikalische Widerstandsänderung zusammengedrängt und um den HALL-Winkel ϑ gedreht. Man erhält dann den Verlauf der Potentiallinien, wie er in Abb. 2 dargestellt ist. Die zwischen den unteren Sonden S_{1I} und S_{2I} bzw. den oberen Sonden S_{1II} und S_{2II} gemessenen Spannungen U_1 und U_{II} setzen sich aus der Spannung am Widerstand $R_{12}(B)$ zwischen den Punkten 1 und 2 sowie den Differenzen der beiden wegen des vorausgesetzten Längsgradienten verschiedenen HALL-Spannungen an den Stellen 1 und 2 zusammen.

$$U_1 = i \left[R_{12}(B) + \left(\frac{R_{H1} - R_{H2}}{2d} \right) \cdot B \right], \quad (1)$$

⁴ H. WEISS u. H. WELKER, Z. Phys. **138**, 322 [1954].

⁵ H. J. LIPPMANN u. F. KUHRT, Z. Naturforschg. **13a**, 462 [1958].

$$U_{II} = i \left[R_{12}(B) - \left(\frac{R_{H1} - R_{H2}}{2d} \right) \cdot B \right]. \quad (2)$$

R_{H1} und R_{H2} sind die HALL-Koeffizienten an den Stellen 1 und 2. Aus den Gln. (1) und (2) folgt:

$$U_I(\pm B) = U_{II}(\mp B), \quad (3)$$

$$R_{12}(B) = \frac{U_I(+B) + U_I(-B)}{2i} = \frac{U_{II}(+B) + U_{II}(-B)}{2i}. \quad (4)$$

Der Einfluß der Inhomogenität des HALL-Koeffizienten auf die Bestimmung des Widerstandes $R_{12}(B)$ kann also durch das Umpolen des Magnetfeldes eliminiert werden. Der auf diese Weise mit dem Sondenpaar II gewonnene Wert des Widerstandes muß nach Gl. (3) mit dem des Paars I identisch sein. Aus $R_{12}(B)$ und dem ohne Magnetfeld gemessenen Widerstand $R_{12}(0)$ kann man eine Widerstandsänderung berechnen, die infolge des Längsgradienten der Störstellenkonzentration nur einen Mittelwert für die Strecke 1 – 2 darstellt.

Bei den Untersuchungen zur Widerstandsänderung im Magnetfeld hat sich nun gezeigt, daß Gl. (3) bei weitem nicht immer gilt. In diesem Falle muß man vermuten, daß nicht nur eine Längs-, sondern auch eine bemerkenswerte Quer-Inhomogenität in Richtung der Breite b vorliegt. Das heißt, daß an den beiden Stellen, an denen die Meßsonden S_{1I} und S_{1II} (oder S_{2II} und S_{2I}) die Probe berühren, die HALL-Koeffizienten nicht identisch sind.

In diesem Falle läßt sich aus den Meßwerten keine Widerstandsänderung mehr definieren. Die Äquipotentiallinien sind nicht mehr wie in Abb. 2 Gerade, sondern krumme Linien, deren Form sich im Magnetfeld ändert, wobei gleichzeitig die Stromverteilung im Kristall wechselt.

Die Störungen durch Längs- und Quer-Inhomogenitäten lassen sich verringern, indem man die Breite b des Kristalls möglichst klein macht. Der Widerstand $R_{12}(B)$ in den Gln. (1) und (2) ist umgekehrt proportional zu b , während die HALL-Koeffizienten R_{H1} und R_{H2} unabhängig von b sind. Daraus folgt, daß das Verhältnis des von B abhängigen Terms, der proportional zur Differenz der HALL-Koeffizienten ist, zu R_{12} proportional mit b abnimmt. Der Einfluß der Längs-Inhomogenität auf die Meßwerte nimmt also im selben Maße ab. Zum gleichen Erfolg führt auch eine Vergrößerung des Abstandes der beiden Sonden eines Paares voneinander. Eine Verkleinerung der Kristallbreite bietet noch einen weiteren Vorteil: Ist die Probe in Rich-

tung der Breite b inhomogen, so wird durch eine kleinere Breite von b die Differenz der HALL-Koeffizienten zwischen den Berührstellen von S_{1I} und S_{1II} oder S_{2I} und S_{2II} von vornherein verringert, so daß eine Erfüllung der Gl. (3) noch wahrscheinlicher wird.

Experimentelle Einzelheiten

Auf Grund des im vorausgegangenen Gesagten wurden im allgemeinen für die Messung nur solche Proben verwendet, bei denen der Längsgradient des Störstellengehaltes über die Meßstrecke von 9 mm unter 6% lag

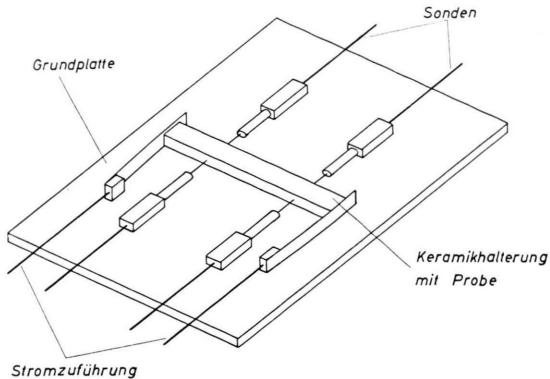


Abb. 3 a.

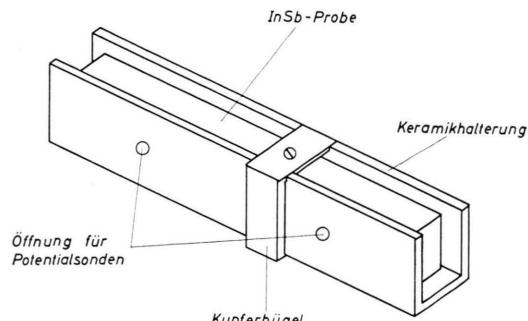


Abb. 3 b.

Abb. 3. a) Kristallhalterung mit Sonden zur Messung von Leitfähigkeit und HALL-Effekt; b) Keramikschutz mit eingepaßter Probe.

und die Gl. (3) nahezu erfüllt war, was auf einen geringen Quergradienten des HALL-Koeffizienten hinwies. Ein etwaiger Quergradient war durch die geringe Breite von 1,7 mm stark verringert; um den Proben eine größere mechanische Stabilität zu verleihen, wurden sie in eine mit U-förmigem Querschnitt versehene Keramik eingepaßt. Als Meßsonden dienten federnd angedrückte Spitzen aus Cuprodur, welche sich in einem Abstand von 9 mm paarweise gegenüberstanden. Die Keramik war an den jeweiligen Sondenstellen aufgebohrt. Die Stirnflächen der Proben waren galvanisch verkupfert (Abb. 3 a und 3 b). Der planare HALL-Effekt wurde mit einer

Anordnung gemessen, die der in Abb. 3 dargestellten ähnlich war. Im Gegensatz zum normalen HALL-Effekt lagen dann die HALL-Sonden in der Ebene von *I* und *B*. Dazu waren 2 weitere Sonden auf die beiden anderen Seiten der Probe aufgesetzt.

Für die Messungen bei 78 °K und 4,2 °K befanden sich die Proben unmittelbar in der Kühlflüssigkeit, fl. Stickstoff bzw. fl. He. Durch einen Sichtstreifen im Doppel-DEWAR-Gefäß konnte die Höhe der Flüssigkeit leicht kontrolliert werden. Die gesamte Anordnung wurde in einen Magnetspalt von 8 cm Breite eingeführt. Die maximale Induktion betrug 10 kGauß. Felder unter 300 Gauß wurden durch HELMHOLTZ-Spulen erzeugt. Für die genaue Messung des HALL-Koeffizienten wurde das Magnetfeld zwischen 300 Gauß und 10 kGauß durch einen temperaturstabilisierten HALL-Generator (Genauigkeit $\pm 0,05\%$) kontrolliert. Dieser wurde mittels einer ballistischen Methode durch Drehung einer Induktionsspule um 180° geeicht. Auf diese Weise konnte der störende Einfluß des Streufeldes, der bei der sonst gebräuchlichen ballistischen Methode des Entfernen der Induktionsspule aus dem Feld auftritt, vermieden werden. Die erreichte Genauigkeit betrug $\pm 0,2\%$. Die Justierung der Proben bezüglich des Feldes geschah bei Drehmessungen durch Bestimmung des HALL-Effektes an den beiden Sondenpaaren bei einem Winkel von +10° und -10° zwischen Strom- und Feldrichtung. Aus der Abweichung der HALL-Spannung bei diesen Winkeln voneinander wurde die Genauigkeit der Justierung errechnet; sie lag in allen Fällen unter 2°.

Zur Bestimmung der Widerstandsänderung nach Gl. (1) bis (4) wurde der Spannungsabfall zwischen jeweils zwei auf der gleichen Seite der Probe liegenden Potentialsonden ohne Magnetfeld und bei \pm Feld gemessen. Eine zusätzliche Thermospannung im Meßkreis fällt bei der Differenzbildung $\frac{U_1(+B) + U_1(-B)}{2} - U_1(0)$

heraus. Die zu messende Spannung wurde mittels eines DIESELHORST-Kompensators bis auf etwa 10 μ V kompensiert. Die Restspannung wurde über einen LEEDS-and-NORTHROP-Spannungsverstärker mit einem Speedomax-Schreiber aufgezeichnet. Die Meßgenauigkeit lag bei 0,5 μ V. Die Meßergebnisse waren unabhängig von Stromrichtung und -stärke. Die Reproduzierbarkeit der Werte lag unter 1%. Aus der Tatsache, daß Werte für die Widerstandsänderung bis unter 0,5% bei einer Elektronenbeweglichkeit von 30 000 cm^2/Vsec gemessen wurden, kann man schließen, daß der Einfluß der Elektronen eine Widerstandsänderung von weniger als 0,5% verursacht.

Meßergebnisse

a) Widerstandsänderung

Das erste wesentliche Resultat der Messungen besteht darin, daß keine Isotropie der Widerstandsänderung gefunden wurde. Die Untersuchungen haben gezeigt, daß die Widerstandsänderung dann groß ist, wenn der Probenstrom *I* parallel zur Zieh-

richtung [111] fließt, dagegen wesentlich kleiner ist für diejenigen Proben, welche so geschnitten sind, daß ihre Längsachse senkrecht zur Ziehrichtung steht. Abb. 4 gibt die bei 295 °K in einem Magnetfeld von 10 kGauß erhaltenen Werte wieder. Es wurde

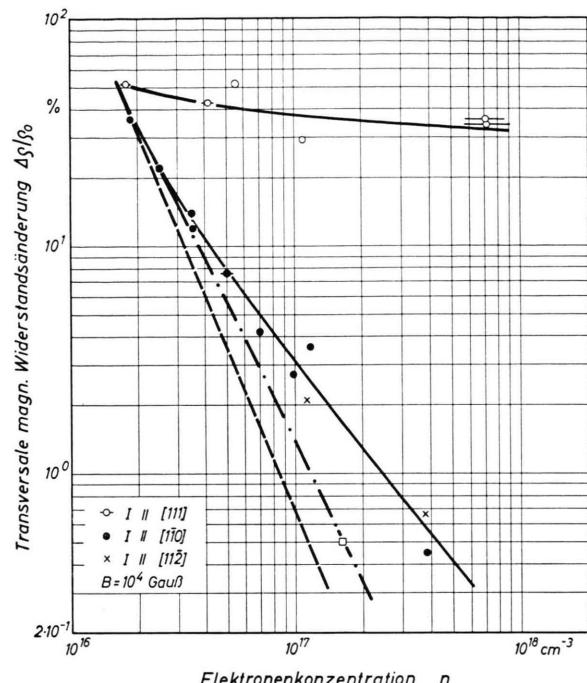


Abb. 4. Transversale relative Widerstandsänderung $\Delta\rho/\rho_0$ in Abhängigkeit von der Elektronenkonzentration für verschiedene kristallographische Orientierungen der Proben. Die gestrichelte und die strichpunktuierte Kurve geben die theoretische Abhängigkeit von $\Delta\rho/\rho_0$ an.

die relative transversale Widerstandsänderung $\Delta\rho/\rho_0$ gegen die Elektronenkonzentration *n* in doppelt-logarithmischem Maßstab aufgetragen, und zwar für folgende Orientierungen der Proben:

$$\begin{aligned} \text{Strom } I &\parallel [111], \quad B \parallel [110], \\ \text{Strom } I &\parallel [110], \quad B \parallel [111], \\ \text{Strom } I &\parallel [112], \quad B \parallel [111]. \end{aligned}$$

Die jeweilig eingetragene Strichbreite zeigt die Ungenauigkeit der Zuordnung von Widerstandsänderung und Elektronenkonzentration infolge eines Längsgradienten des Störstellengehaltes in der Probe.

Die in Abb. 4 angegebenen Werte ändern sich nicht, wenn man die Richtung des Magnetfeldes um 90° dreht und in die zweite transversale Stellung

bringt. Für I und B ergeben sich dann folgende Richtungen:

$$\begin{aligned} I \parallel [111] : B \parallel [11\bar{2}], \\ I \parallel [110] : B \parallel [1\bar{1}2], \\ I \parallel [11\bar{2}] : B \parallel [110]. \end{aligned}$$

Während sich der Zusammenhang von $\Delta\varrho/\varrho_0$ und n für die beiden letztgenannten Stromrichtungen durch eine gemeinsame Kurve darstellen lässt (untere Kurve der Abb. 4), liegen die Werte für einen Strom $I \parallel [111]$ (obere Kurve) wesentlich höher. Es handelt sich bei diesen angegebenen Daten um die gemessenen Maximalwerte; es wurden nämlich auch kleinere Widerstandsänderungen an anderen Teilen desselben Mutterkristalls gefunden. Aber auch diese Werte lagen wenigstens um eine Größenordnung über der unteren Kurve. Die im Gebiet der Eigenleitung ermittelten Werte der transversalen Widerstandsänderung stimmen mit den von HILSUM und BARRIE⁶ veröffentlichten Daten überein.

Der Unterschied zwischen den parallel und senkrecht zur Ziehrichtung orientierten Proben bezüglich der Widerstandsänderung äußert sich nicht nur in den erheblich voneinander abweichenden Werten der transversalen Widerstandsänderung aus Abb. 4; er äußert sich auch in der Art, in welcher die Widerstandsänderung von dem Winkel φ zwischen den Richtungen der magnetischen Induktion B und dem Strom I abhängt.

Abb. 5 zeigt als Beispiel die an drei verschiedenen orientierten Proben gewonnenen Ergebnisse in einem Feld von 10 kGauß bei $T = 295^\circ\text{K}$, 78°K und $4,2^\circ\text{K}$. Die Widerstandsänderung ist linear gegen den Winkel zwischen Strom- und Magnetfeldrichtung aufgetragen. Als Richtungen wurden gewählt:

Probe 1: $I \parallel [111]$, B (transv. $\varphi = 90^\circ$) $\parallel [1\bar{1}0]$,
 Probe 2: $I \parallel [1\bar{1}0]$, B (transv. $\varphi = 90^\circ$) $\parallel [111]$,
 Probe 3: $I \parallel [11\bar{2}]$, B (transv. $\varphi = 90^\circ$) $\parallel [111]$.

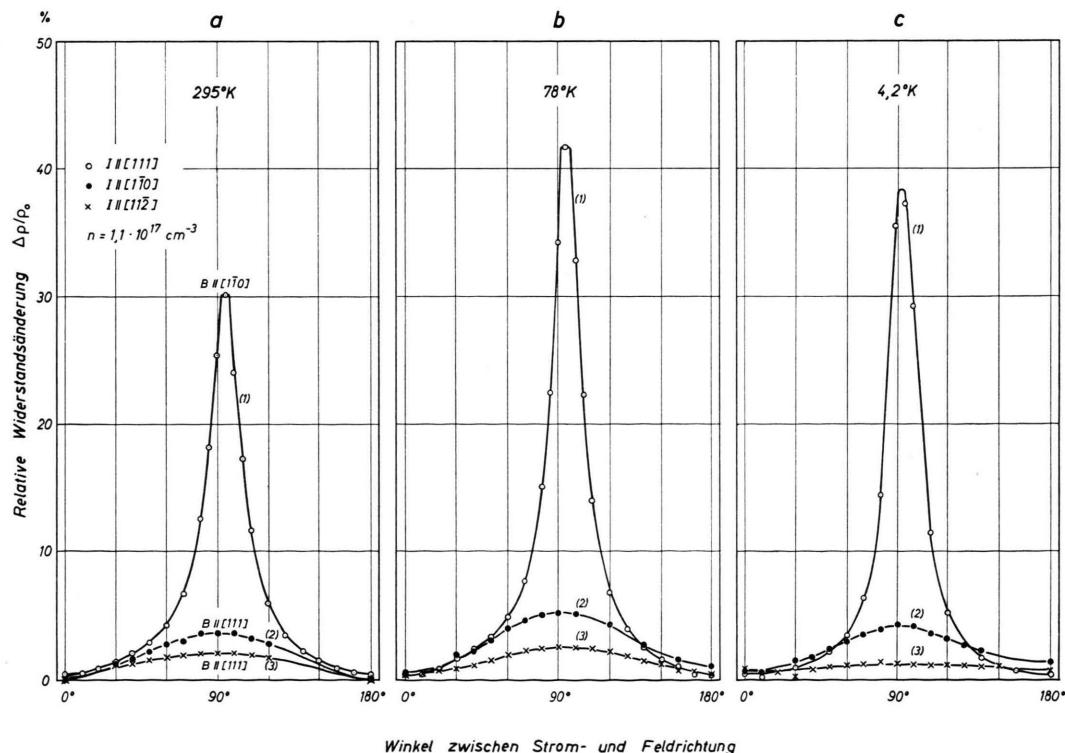


Abb. 5. Relative Widerstandsänderung in Abhängigkeit vom Winkel zwischen Richtung des Probenstromes I und Richtung der magnetischen Induktion B für die aufeinander senkrecht stehenden Orientierungen $n = 1,1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.
 a) $T = 295^\circ\text{K}$; b) $T = 78^\circ\text{K}$; c) $T = 4,2^\circ\text{K}$.

⁶ C. HILSUM u. R. BARRIE, Proc. Phys. Soc., Lond. **71**, 676 [1958].

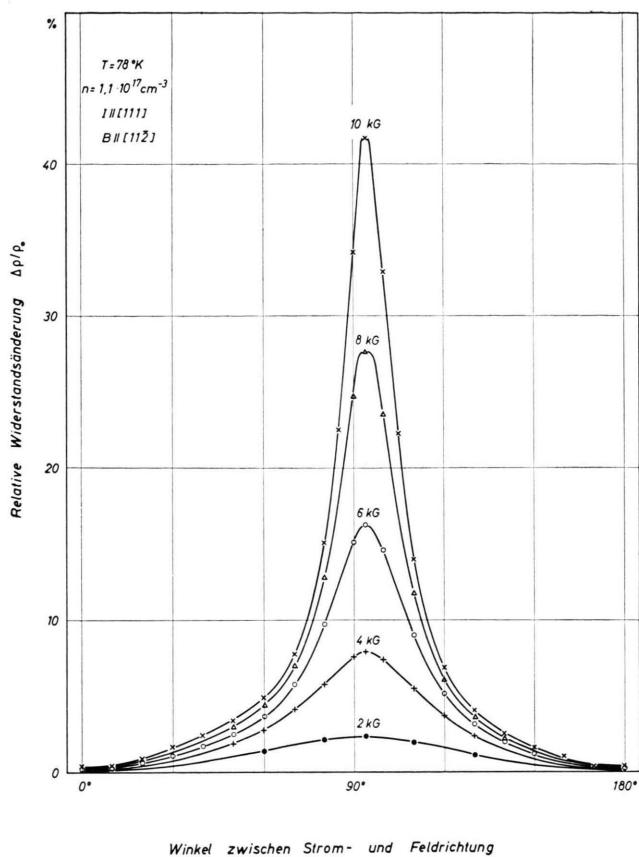


Abb. 6. Widerstandsänderung in Abhängigkeit vom Winkel φ zwischen Richtung des Probenstromes I und Richtung der magnetischen Induktion B bei verschiedenen Magnetfeldern (Probenstrom $I \parallel [111]$; $T = 78 \text{ }^{\circ}\text{K}$). $n = 1,1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

Leitfähigkeit und HALL-Koeffizient betragen bei $295 \text{ }^{\circ}\text{K}$ im Mittel:

$$\sigma = 900 \text{ } \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}, \quad R_H = -55 \text{ cm}^3/\text{As}.$$

Während die Kurven der Proben 2 und 3 bei den drei Temperaturen eine Winkelabhängigkeit ergeben, welche näherungsweise einem \sin^2 -Gesetz entspricht, zeigen die Kurven 1 immer einen starken Abfall in der Nähe des Maximums. Die longitudinale Widerstandsänderung liegt stets unter 1%. Die Maximalwerte der Kurven 1 sind um eine Größenordnung höher als die der Kurven 2 und 3. Außerdem sind die Maxima von 1 etwa um 5° gegenüber der transversalen Lage von Strom und Feld verschoben. Diese Abweichung kann nach der im vorausgegangenen beschriebenen Methode der Justierung der Proben im Magnetfeld bis auf 2° als gesichert betrachtet

werden. Ein Umpolen des Stromes bringt keine Änderung in den Ergebnissen.

Für die Winkelabhängigkeit der Widerstandsänderung bei verschiedenen Feldern findet man an Proben mit einer großen Widerstandsänderung, d. h. also einem Strom $I \parallel [111]$, den in Abb. 6 dargestellten Zusammenhang. Die Kurve für 10 kG entspricht der Kurve 1 in Abb. 5 für $T = 78 \text{ }^{\circ}\text{K}$.

Bezieht man die Maximalwerte der Widerstandsänderung alle auf den gleichen Wert, wie es z. B. für die an einer anderen Probe mit $\sigma = 500 \text{ } \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$, $R_H = -114 \text{ cm}^3/\text{As}$ bei Zimmertemperatur gewonnenen Daten geschehen ist, so ergibt sich Abb. 7. Bei dieser Auftragungsweise kommt der Übergang von der \sin^2 -Form bei schwachen Magnetfeldern zu einer Kurvenform mit singulärem Charakter in der Umgebung der transversalen Lage von Strom- und Magnetfeldrichtung bei höheren Feldern sehr deutlich zum Ausdruck. Diese Änderung der Kurvenform mit wachsendem Magnetfeld bedingt eine unterschiedliche Feldabhängigkeit von $\Delta\varrho/\varrho_0$ für jeweils festgehaltene Winkel zwischen I und B . Abb. 8 gibt diesen Sachverhalt wieder. Es handelt sich hierbei um eine andere Auftragung der zum Teil bereits in Abb. 7 verwendeten Meßdaten. Die gestrichelte Kurve zeigt zum Vergleich die quadratische bzw. lineare Abhängigkeit von B . Wie aus der Abb. ersichtlich, verschiebt sich der Übergang von einer annähernd quadratischen Abhängigkeit zu einer linearen mit zunehmenden Winkeln zu höheren Feldern hin.

Um den genauen Zusammenhang zwischen $\Delta\varrho/\varrho_0$, Richtung des Probenstromes relativ zur Ziehrichtung des Mutterkristalls und kristallographischer Orientierung zu erhalten, wurden aus einer (110)-Ebene Stäbchen verschiedener Orientierung herausgeschnitten. Daran wurde die transversale Widerstandsänderung bei $T = 295 \text{ }^{\circ}\text{K}$ in einem Feld von 10 kG gemessen. Das Feld B stand dabei immer senkrecht auf der (110)-Ebene. Die Proben hatten eine mittlere Leitfähigkeit $\sigma = 2200 \text{ } \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$ und einen mittleren HALL-Koeffizienten $R_H = -15 \text{ cm}^3/\text{As}$. Die Resultate der Messung sind in Abb. 9 in einem Polardiagramm wiedergegeben. Die eingetragenen Richtungen beziehen sich auf den Probenstrom.

Es zeigte sich, daß die höchsten Werte für $\Delta\varrho/\varrho_0$ bei einem Probenstrom $I \parallel [111]$ auftreten. Die kleinsten Werte liefert eine Orientierung mit $I \perp [111]$. Für die anderen Richtungen liegen die Werte zwischen diesen beiden Grenzfällen. Außer-

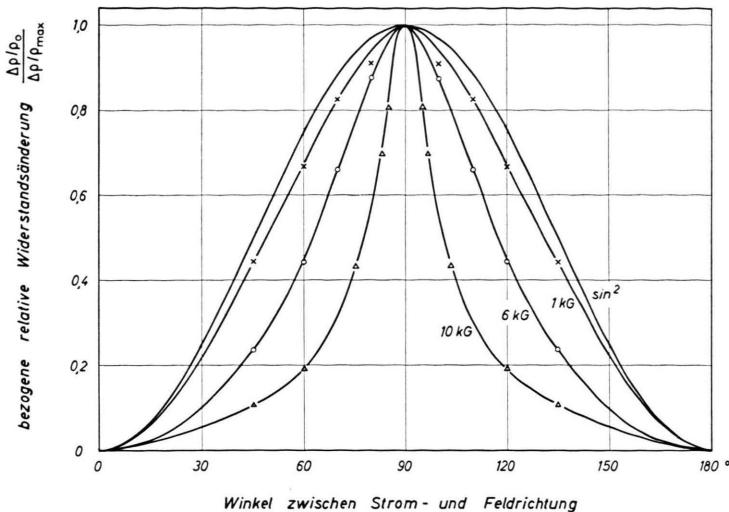


Abb. 7. Winkelabhängigkeit der Widerstandsänderung bei verschiedenen Magnetfeldern, bezogen auf den Maximalwert von $\Delta \rho/\rho_0$ bei 10 000 Gauß ($T=295$ °K). $n=5,4 \cdot 10^{16} \text{ cm}^3$.

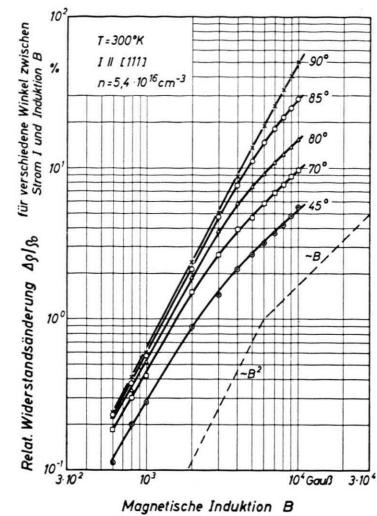


Abb. 8. Abhängigkeit der Widerstandsänderung von der magnetischen Induktion B bei verschiedenen Winkeln φ zwischen I und B . $n=5,4 \cdot 10^{16} \text{ cm}^3$.

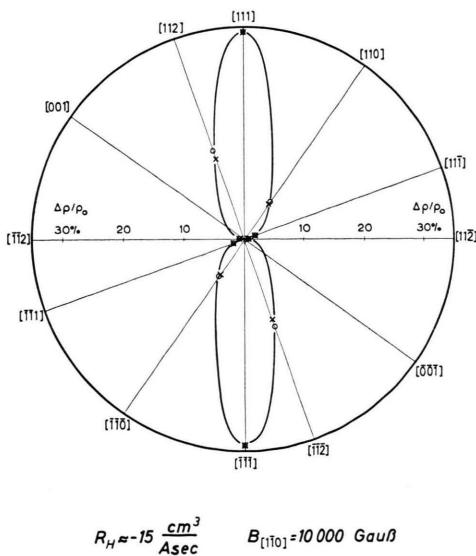


Abb. 9. Verteilung der transversalen Widerstandsänderung für verschiedene Orientierungen der Präparate; Ziehrichtung || [111]. $0=\Delta \rho/\rho_0 \text{ max}$, $x=\Delta \rho/\rho_0 \text{ transvers}$.

dem ergeben die bezüglich der Widerstandsänderung als kristallographisch gleichwertig anzusehenden Richtungen [111] und $\bar{[111]}$ verschiedene Werte für $\Delta \rho/\rho_0$. Ebenso führen auch die gleichwertigen

Richtungen [112] und $\bar{[112]}$ zu verschiedenen Werten für $\Delta \rho/\rho_0$.

Dieses eigenartige Verhalten der Widerstandsänderung bezüglich des Winkels zwischen Probenstrom I und Ziehrichtung [111] konnte auch an einem anderen Kristall bestätigt werden. Die Proben hatten eine mittlere Leitfähigkeit $\sigma = 900 \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$ und einen HALL-Koeffizienten $R_H = -55 \text{ cm}^3/\text{As}$.

Tab. 1 zeigt die für verschiedene Richtungen von I gefundenen Daten von $\Delta \rho/\rho_0$ bei $T = 295$ °K und einem Magnetfeld von 10 kGauß.

$I \parallel []$	$\Delta \rho/\rho_{\max}$ [%]	$\Delta \rho/\rho_{\text{trans}}$ [%]	Winkel zw. I u. [111]	Winkel φ für $\Delta \rho/\rho_{\max}$
111	29,5	25,8	0°	97°
11̄1	2,7	2,7	70°	90°
110	22,5	10	35°	107°
1̄10	3,6	3,6	90°	90°

Tab. 1. Zusammenhang zwischen Stromrichtung I , relativ zur Ziehrichtung [111] des Kristalls, und der Widerstandsänderung $\Delta \rho/\rho_0$ bei einem Magnetfeld von 10 kGauß. Da der Maximalwert von $\Delta \rho/\rho_0$ im allgemeinen nicht bei der transversalen Stellung von I und B , also $\varphi=90^\circ$, auftritt, wurde sowohl $\Delta \rho/\rho_0 \text{ max}$. als auch $\Delta \rho/\rho_0 (\varphi=90^\circ)$ angegeben. Die Proben hatten bei 295 °K eine mittlere Leitfähigkeit $\sigma=900 \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$ und einen HALL-Koeffizienten $R_H = -55 \text{ cm}^3/\text{As}$.

b) Hall-Effekt

Im Gegensatz zu den aus Messungen der Widerstandsänderung erhaltenen Ergebnissen erwies sich die aus Leitfähigkeits- (σ) und HALL-Effekts-Messungen (R_H) gewonnene Elektronenbeweglichkeit $\mu_n = R_H \sigma$ als isotrop. Es konnte kein Einfluß der Richtung des Probenstromes I relativ zur Ziehrichtung auf die Ergebnisse festgestellt werden. Diese Tatsache wurde für $T = 295^\circ\text{K}$, 78°K und $4,2^\circ\text{K}$ bestätigt. Abb. 10 zeigt die Meßergebnisse.

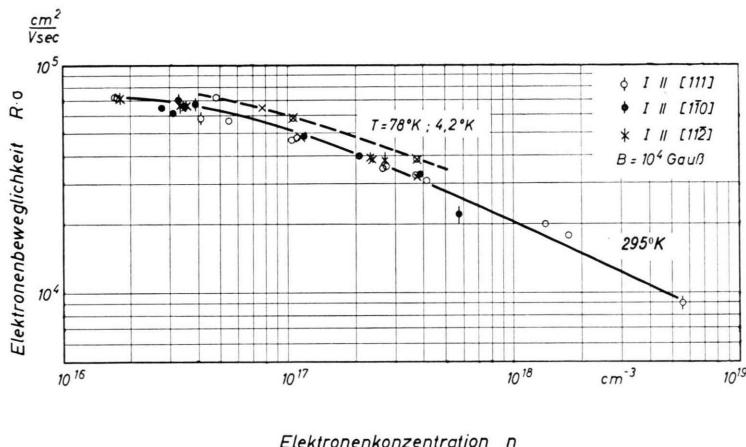


Abb. 10. Abhängigkeit der Elektronenbeweglichkeit von der Ladungsträgerkonzentration. Die durchgezogene Linie gibt die Abhängigkeit bei $T = 295^\circ\text{K}$ wieder, die gestrichelte Linie die Abhängigkeit bei $T = 78^\circ\text{K}$ und $T = 4,2^\circ\text{K}$.

Es wurde die Elektronenbeweglichkeit μ_n gegen die Ladungsträgerkonzentration n doppeltlogarithmisch für die in der Abb. angegebenen Richtungen des Probenstromes I aufgetragen. Die in dem Diagramm angegebenen Ungenauigkeiten in der Bestimmung der Beweglichkeit sind durch Schwankungen des HALL-Koeffizienten längs der Proben verursacht, da die Geometrie sehr genau bestimmt wurde. Die durchgezogene Kurve gibt den Zusammenhang bei Zimmertemperatur wieder. Die Elektronenbeweglichkeit nimmt verhältnismäßig langsam von 76 000 cm^2/Vsec bei der Eigenleitung auf 8500 cm^2/Vsec bei einem Störstellengehalt von $6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ab. Die bei $T = 78^\circ\text{K}$ und $4,2^\circ\text{K}$ gemessenen Werte stimmen praktisch überein. Sie liegen etwas höher als die Werte bei Zimmertemperatur und liefern die gestrichelte Kurve.

Die Messungen des HALL-Koeffizienten ergaben im Bereich von einigen hundert Gauß bis zu 10 kGauß

an Proben verschiedener Orientierung und einem HALL-Koeffizienten R_H zwischen -15 und $-100 \text{ cm}^3/\text{As}$ einen vom Magnetfeld unabhängigen Wert. Die Genauigkeit, mit welcher diese Konstanz des HALL-Koeffizienten bestimmt wurde, ist aus Tab. 2 ersichtlich. Es wurde der jeweilige mittlere Fehler (in %) der einzelnen Meßreihen für $T = 295^\circ\text{K}$ und $T = 78^\circ\text{K}$ in den letzten zwei Spalten angegeben.

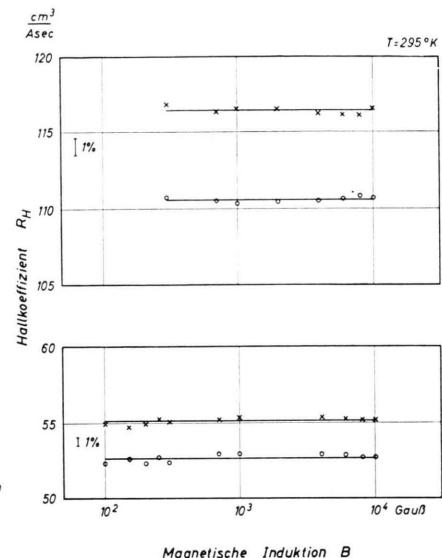


Abb. 11. HALL-Koeffizient R_H als Funktion der magnetischen Induktion B ; Probenstrom $I \parallel [111]$.

Die für Zimmertemperatur gemessenen Werte des HALL-Koeffizienten weichen nach Tab. 2 etwas von den Werten für $T = 78^\circ\text{K}$ ab, z. B. bei den in Tab. 2, Zeile 5, angegebenen Werten um 4%. Dies kann sowohl von einem geringen Temperaturgang des HALL-Koeffizienten herrühren als auch durch den Meßvorgang selbst bedingt sein. Die Messungen bei $T = 295^\circ\text{K}$ und $T = 78^\circ\text{K}$ wurden nämlich in zwei verschiedenen Apparaturen durchgeführt und so der HALL-Koeffizient nicht unbedingt an derselben Stelle der Probe bestimmt.

Um die Streuung der Einzelmessungen innerhalb einer Meßreihe zu demonstrieren, wurden in Abb. 11 a und 11 b die an zwei Kristallen gewonnenen Werte des HALL-Koeffizienten in Abhängigkeit von der magnetischen Induktion B aufgetragen. Es handelt sich dabei um die in Tab. 2, Zeilen 4 und 7, angegebenen Meßreihen für $T = 295^\circ\text{K}$.

Eine quadratische Komponente der HALL-Span-

Orientierung $I_{\text{St}} \parallel []$	Temperatur °K	R_H (cm ³ /Asec)		Feldbereich kGauß	relativer mittlerer Fehler ± %	
		1. Sondenpaar	2. Sondenpaar		1. Sondenpaar	2. Sondenpaar
111	295	16,8	17,3	1–10	0,9	0,1
	78	17,1	17,6	1–9	0,7	0,8
110	295	16,5	16,4	1–10	0,5	0,6
	78	16,8	16,7	1–9	0,7	0,8
112	295	16,8	16,4	1–10	0,4	0,3
	78	16,9	16,6	1–9	0,3	0,6
111	295	55,1	52,7	0,1–10	0,3	0,4
	78	59,0	58,8	0,3–9	0,5	0,5
110	295	57,2	55,4	1–6	0,3	0,5
	78	54,5	53,2	0,2–8	0,6	0,3
112	295	54,2	56,1	1–10	0,6	0,7
	78	56,2	57,5	0,3–9	0,4	0,3
111	295	110,6	116,5	0,3–10	0,1	0,2
	78	124,3	132,1	0,3–9	1,1	1,4

Tab. 2. Zur Konstanz des HALL-Koeffizienten im Feldbereich von einigen hundert Gauß bis 10 kGauß bei $T=295$ °K und 78 °K für verschiedene Richtungen des Probenstromes I zur Ziehrichtung [111].

nung wurde bei Präparaten mit $R_H \sim -16$ cm³/As (Tab. 2, Zeilen 1 bis 3) nachgeprüft. Sie lag im Bereich bis 10 kGauß immer unter 0,3% der HALL-Spannung bei 10 kGauß, auch wenn $I \parallel [111]$ und $B \parallel [1\bar{1}0]$ gerichtet waren.

Die Abhängigkeit der HALL-Spannung U_H vom Winkel φ zwischen Probenstrom I und magnetischer Induktion B läßt sich für Proben mit I parallel und I senkrecht zur Wachstumsrichtung im Gegensatz zu den in Abb. 5 dargestellten Messungen der Widerstandsänderung durch eine einzige Beziehung beschreiben. Es gilt exakt:

$$U_H(\varphi) = U_{H, \text{transv.}} \cdot \sin \varphi.$$

c) Planarer Hall-Effekt

Die planare HALL-Spannung beträgt wegen der verhältnismäßig kleinen Widerstandsänderung und der zugleich sehr hohen Elektronenbeweglichkeit nur einen Bruchteil der normalen HALL-Spannung. Diese läßt sich daher nicht hinreichend beseitigen. Die Rest-HALL-Spannung mußte deshalb durch Umpolen des Magnetfeldes eliminiert werden.

Die planare HALL-Spannung U_{HP} zeigte stets eine Abhängigkeit vom Drehwinkel φ zwischen den Richtungen von Strom I und magnetischer Induktion B , die einer Sinuskurve ähnlich war. Als Beispiel ist U_{HP} in Abb. 12 als Funktion von φ für $B = 10$ kGauß dargestellt. Die untersuchte Probe hatte eine Leitfähigkeit von $\sigma = 420 \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$ und einen HALL-

Koeffizienten $R_H = -161 \text{ cm}^3/\text{As}$. Die Stromrichtung lag parallel [110]. Die eingezeichnete Kurve entspricht der Abhängigkeit $U_{HP} = U_0(B) \sin(2\varphi) + g$; dabei bedeutet g die bereits ohne Magnetfeld vorhandene Potentialdifferenz zwischen den beiden Sonden. $U_0(B)$ erwies sich für Felder von 8, 10 und 13 kGauß als proportional zu B^2 . Die Abweichungen der Meßpunkte von der gezeichneten Kurve sind reproduzierbar, also nicht durch Meßfehler verursacht; sie lassen sich z. Tl. durch eine Überlagerung der planaren HALL-Spannung mit der Zusatzspannung g erklären, welche infolge Widerstandsänderung im Magnetfeld zunimmt und durch Umpolen von B nicht beseitigt werden kann. Bei einigen anderen Präparaten war die Streuung geringer, manchmal traten auch reproduzierbar starke Abweichungen in einem schmalen Bereich von φ auf. Möglicherweise liegt hier ein Einfluß von Inhomogenitäten vor. Stets war jedoch eine Verschiedenheit des Vorzeichens der planaren HALL-Spannung für $\varphi < 90^\circ$ und $\varphi > 90^\circ$ zu beobachten. Quantitativ läßt sich aus solchen Kurven der Koeffizient der planaren HALL-Spannung nicht bestimmen. Es wird sich jedoch in der Diskussion zeigen, daß schon eine rohe Abschätzung sehr wichtige Aussagen liefern kann.

d) Widerstandsänderung bei Störstellengradient

Um die beschriebene Anisotropie zu erklären, muß man nach einem Parameter suchen, der in reproduzierbarer Weise eng mit dem Wachsen der

Kristalle verknüpft ist. Zunächst möchte man an einen Störstellengradienten denken, der in Ziehrichtung größer als senkrecht dazu anzunehmen ist. Er scheidet jedoch als Ursache für die beobachtete Widerstandsänderung aus: So wurden die hohen Werte an Präparaten beobachtet, bei denen die Änderung der Störstellenkonzentration entlang einer Strecke von 9 mm weniger als 2% betrug. Daß die große Widerstandsänderung durch einen einzelnen Störstellengradienten allein nicht zu erklären ist,

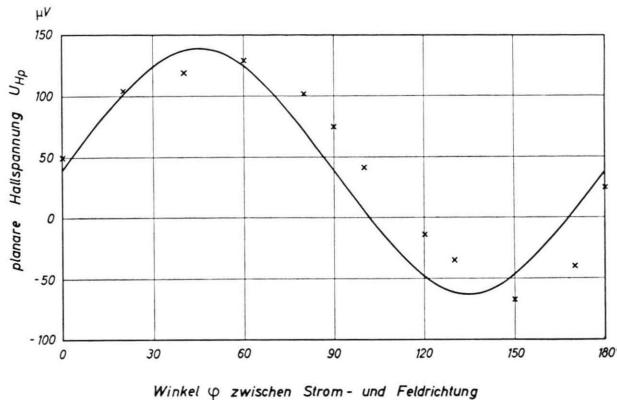


Abb. 12. Planare HALL-Spannung als Funktion des Winkels φ zwischen I und B bei $T=295\text{ }^{\circ}\text{K}$, $I=100\text{ mA}$, $B=10\text{ kGau\ss}$. $n=4\cdot10^{16}/\text{cm}^3$.

beweisen auch die in Abb. 13 dargestellten Messungen. Im unteren Teil der Abb. sind die längs eines Stäbchens mit Hilfe des HALL-Effektes bestimmten Elektronenkonzentrationen als Funktionen des Ortes, im oberen Teil die über verschiedene Strecken gemessenen Werte der relativen Widerstandsänderung aufgetragen. Die Länge der Striche bezeichnet jeweils die Strecke, längs deren die Messung erfolgte. Der Kristall ist im vorderen und im hinteren Teil nahezu homogen mit einem steilen Anstieg der Dotierung in der Mitte. $\Delta\varrho/\varrho_0$ hingegen steigt monoton von einem Ende zum anderen an.

Diskussion

Die Ergebnisse der beschriebenen Experimente lassen sich in den folgenden Aussagen qualitativ zusammenfassen:

1. Für die transversale Widerstandsänderung im Magnetfeld als Funktion der Elektronenkonzentration erhält man zwei Kurven:

Bei der einen fließt der Probenstrom parallel, bei der anderen senkrecht zur Ziehrichtung [111] (Abb. 4),

Die Werte im letzteren Fall sind immer kleiner, bei hoher Dotierung bis zu zwei Größenordnungen.

Außerdem sind die Abhängigkeiten vom Drehwinkel φ verschieden.

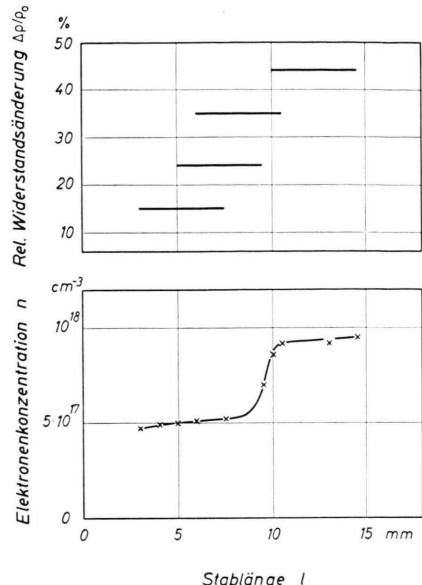


Abb. 13. Störstellenkonzentration und relative Widerstandsänderung für ein inhomogenes Präparat.

Für Richtungen des Probenstromes zwischen diesen beiden Grenzfällen liegen die Werte für $\Delta\varrho/\varrho_0$ dazwischen (Abb. 9).

2. Eine longitudinale Widerstandsänderung wurde nie beobachtet.

3. Eine quadratische Komponente der HALL-Spannung wurde nicht gefunden.

4. Die Elektronenbeweglichkeit ist isotrop.

Diese Aussagen gelten für Elektronenkonzentrationen zwischen $2\cdot10^{16}/\text{cm}^3$ und $10^{18}/\text{cm}^3$ bei $4,2$, 78 und $295\text{ }^{\circ}\text{K}$.

Aus der Aussage 1 kann man zunächst schließen, daß InSb bezüglich der Widerstandsänderung im Magnetfeld durch die Art der Herstellung der Einkristalle, also durch makroskopische Einflüsse, anisotrop ist. Zu genaueren Folgerungen in Verbindung mit den Aussagen 2 und 3 gelangt man, wenn man auf den Tensor der Widerstandsänderung Symmetriebetrachtungen anwendet.

Während sich das Zinkblendegitter vom Diamantgitter durch das Fehlen eines Symmetriezentrums auszeichnet, sind die Symmetriebeziehungen hinsichtlich der Widerstandsänderung im Magnetfeld

als eines zentrisch-symmetrischen Effektes für beide Gitter identisch. Es lassen sich daher die bei Germanium entwickelten phänomenologischen Betrachtungen⁷ unverändert auf InSb übertragen.

Die Beziehung zwischen den Komponenten der elektrischen Feldstärke, der Stromdichte und der magnetischen Induktion lautet in erster Näherung:

$$E_\lambda = \varrho_0 I_\lambda + \sum_{\nu; \mu; \varrho=1}^3 \alpha_{\lambda\nu\mu\varrho} B_\mu B_\varrho I_\nu, \quad \lambda = 1, 2, 3, \quad (5)$$

ϱ_0 = Widerstand ohne Magnetfeld.

Jedes Glied des Tensors der Widerstandsänderung ist somit eine homogene Funktion zweiten Grades in den Komponenten von B . Die Koeffizienten $\alpha_{\lambda\nu\mu\varrho}$, die den Tensor der Widerstandsänderung mit dem Tensor der Produkte $B_\mu B_\varrho$ verknüpfen, bilden einen Tensor 4. Ranges. Beim regulären Gitter verschwindet in Analogie zu den elastischen Konstanten, die den Dehnungs- mit dem Spannungstensor verbinden, ein großer Teil der $\alpha_{\lambda\nu\mu\varrho}$: Unter den nichtverschwindenden gibt es drei verschiedene Werte: α_{11} , α_{12} , α_{66} in vereinfachter Indizierung⁷. Ist das Koordinatensystem so gewählt, daß es mit den kristallographischen Achsen zusammenfällt und der Strom parallel [100] fließt, so haben die drei Koeffizienten folgende Bedeutung:

α_{11} = Koeffizient der longitudinalen Widerstandsänderung,

α_{12} = Koeffizient der transversalen Widerstandsänderung,

$2\alpha_{66}$ = Koeffizient des planaren HALL-Effektes.

Damit gilt für die longitudinale Widerstandsänderung in allgemeiner Richtung:

$$\Delta\varrho_{\text{long}} = [(\alpha_{11} - \alpha_{12} - 2\alpha_{66})(l_I^4 + m_I^4 + n_I^4) + (\alpha_{12} + 2\alpha_{66})] B^2. \quad (6)$$

Dabei bedeuten l_I , m_I , n_I den jeweiligen Richtungskosinus des Stromes I bezüglich der Hauptachsen.

Die Gleichung für die quadratische Komponente der HALL-Feldstärke E_H lautet:

$$E_H = (\alpha_{11} - \alpha_{12} - 2\alpha_{66})(l_I l_H l_B^2 + m_I m_H m_B^2 + n_I n_H n_B^2) I B^2. \quad (7)$$

l_H , m_H , n_H bzw. l_B , m_B , n_B bezeichnen den jeweiligen Richtungskosinus von HALL-Feldstärke E_H bzw. magnetischer Induktion B .

Vergleicht man Aussage 3 mit Gl. (7), so folgt:

$$\alpha_{11} - \alpha_{12} - 2\alpha_{66} = 0. \quad (8)$$

Diese Gleichung, die die Zahl der unabhängigen Koeffizienten auf zwei reduziert, besagt, daß die

Widerstandsänderung nach Gl. (6) isotrop ist. Das entspricht dem experimentellen Befund, daß kein Einfluß der kristallographischen Orientierung, sondern nur ein solcher der Ziehrichtung gefunden wurde.

Beim regulären Gitter verschwindet im allgemeinen auch im Falle der Isotropie die longitudinale Widerstandsänderung nicht. Diese ist lediglich unabhängig von der Kristallrichtung. Aus der Aussage 2 folgt aber nicht nur Gl. (8), d. h. die Isotropie, sondern infolge Nichtexistenz der longitudinalen Widerstandsänderung:

$$\alpha_{12} = -2\alpha_{66}. \quad (9)$$

Zusammen mit Gl. (8) ergibt das: $\alpha_{11} = 0$.

Damit ist nur noch ein unabhängiger Koeffizient zur Beschreibung der Abhängigkeit der Widerstandsänderung von der magnetischen Induktion vorhanden. Dieser ist identisch mit $-2\alpha_{66}$, dem negativen Koeffizienten des planaren HALL-Effektes.

Abb. 4 zeigt, daß aus der gemessenen Widerstandsänderung infolge der Anisotropie nicht auf den wahren Wert von $\Delta\varrho/\varrho_0$ geschlossen werden kann; die großen, die kleinen oder auch andere Werte können der „wahren“ Widerstandsänderung entsprechen. Gl. (9) gibt uns jedoch eine Handhabe, die Entscheidung zu fällen.

R_H (cm ³ /Asec)	$\sigma(\Omega\text{cm})^{-1}$	$I \parallel []$	$\Delta\varrho/\varrho_0$	$\Delta\varrho/\varrho_0$ aus planar. Hall-Effekt
— 51	925	110	4%	8%
— 58	785	111	26%	4%
— 161	420	110	12%	24%
— 8,8	3070	111	34%	7%

Tab. 3. Gegenüberstellung der nach der üblichen Methode gewonnenen Werte für die Widerstandsänderung und der aus dem planaren HALL-Effekt bestimmten Werte bei verschiedener Orientierung und Dotierung der Proben.

Dazu wurden in Tab. 3 die an Proben verschiedener Dotierung und Orientierung direkt bestimmten Werte für $\Delta\varrho/\varrho_0$ bei $B = 10$ kG und $T = 295$ °K (vorletzte Spalte) den aus den Daten des planaren HALL-Effektes nach Gl. (9) errechneten (letzte Spalte) gegenübergestellt. Es zeigte sich, daß die berechneten Werte für $\Delta\varrho/\varrho_0$ für Proben mit $I \perp [111]$ in-

⁷ W. P. MASON, W. H. HEWITT u. R. F. WICK, J. Appl. Phys. 24, 166 [1953]. Die Symbole α_{11} , α_{12} und α_{66} wurden aus dieser Arbeit übernommen.

nerhalb eines Faktors 2 mit den direkt gemessenen übereinstimmen, während für Präparate mit $I \parallel [111]$ die aus dem planaren HALL-Effekt gewonnenen Zahlen praktisch um eine Größenordnung kleiner sind.

Der planare HALL-Effekt entspricht bei allen untersuchten Kristallen unabhängig von der Kristallorientierung der kleinen Widerstandsänderung wie sie für $I \perp [111]$ gemessen wurde. Es erscheint daher berechtigt anzunehmen, daß er den Einflüssen der durch die Herstellung bedingten Anisotropie nicht in demselben starken Maße ausgesetzt ist wie die Widerstandsänderung. Er liefert also die Größenordnung der „wahren“ isotropen Widerstandsänderung im InSb. Damit gibt die untere gemessene Kurve in Abb. 4 den ungefähren Verlauf der transversalen Widerstandsänderung von InSb und damit des Koeffizienten α_{12} in Abhängigkeit von der Elektronenkonzentration bei Zimmertemperatur für ein Feld von 10 kGauß wieder.

Die Beziehung zwischen elektrischer Feldstärke und Stromdichte lautet dann:

$$E_\lambda = (\varrho_0 + \alpha_{12} B^2) I_\lambda - \alpha_{12} \sum_{\gamma=1}^3 B_\lambda B_\gamma I_\gamma. \quad (10)$$

Nun gibt es für die Widerstandsänderung eines homogenen Halbleiters im Magnetfeld zwei Ursachen:

1. Bei einem Störstellenleiter die Zahl und Lage der Energieminima im k -Raum, die Abhängigkeit der effektiven Masse m_n vom Wellenzahlvektor k sowie die Abhängigkeit der Stoßzeit τ von k .

2. Die gemischte Leitung, also das Vorhandensein von wenigstens zwei Sorten von Ladungsträgern, die völlig entkoppelt sind.

Ohne jede weitere Voraussetzung über m_n und τ läßt sich die durch die gemischte Leitung verursachte Widerstandsänderung berechnen. Man muß dazu die Elektronenbeweglichkeit μ_n sowie b , das Verhältnis von Elektronen- zu Löcherbeweglichkeit, und n/p , das Verhältnis von Elektronen- zu Löcherkonzentration, kennen. Existiert weder im Leitungs- noch im Valenzband eine Widerstandsänderung, so besteht für $n \geq p$ und $b \gg 1$ folgende Beziehung⁸:

$$\Delta \varrho / \varrho_0 = \mu_n^2 B^2 / (b n/p). \quad (11)$$

Für $n = p$, $\mu_n = 76\,000 \text{ cm}^2/\text{Vsec}$ und $b = 100$ erhält man: $\Delta \varrho / \varrho_0 = 54\%$. Hält man b fest, so kann

man mit dem aus dem HALL-Koeffizienten bestimmten Verhältnis n/p und den in Abb. 10 dargestellten Beweglichkeiten $\Delta \varrho / \varrho_0$ berechnen. Die gestrichelte Kurve in Abb. 4 wurde so unter der Annahme konstanter Elektronenmasse und klassischer Statistik berechnet. Für die Eigenleitungskonzentration n wurden $1,6 \cdot 10^{16}/\text{cm}^3$ und für die Bandbreite 0,18 eV eingesetzt. Berücksichtigt man die Entartung, so wird der untere Teil der Kurve nur geringfügig nach unten verschoben. Für InSb muß man jedoch eine Zunahme der effektiven Elektronenmasse mit der Auffüllung des Leitungsbandes annehmen. Es wurde noch eine zweite strichpunktierter Kurve berechnet, bei der angenommen war, daß sich die effektive Elektronenmasse bei Erhöhung der Elektronenkonzentration von $1,6 \cdot 10^{16}/\text{cm}^3$ auf $1,6 \cdot 10^{17}/\text{cm}^3$ verdoppelt. Statt dessen könnte man auch eine starke Abnahme von b um den Faktor 2,8 annehmen.

Die obere gerechnete Kurve liegt zwar deutlich noch unterhalb der gemessenen für $I \perp [111]$, doch gibt sie im wesentlichen deren Verlauf wieder. Daraus kann man schließen, daß die transversale Widerstandsänderung in InSb vorwiegend durch die gemischte Leitung hervorgerufen wird.

Da die hohe Widerstandsänderung parallel zur Ziehrichtung durch die Präparation verursacht wird und für hohe Dotierungen der kleinsten Werte bei 10 kGauß unter 1% liegen, muß man annehmen, daß bei einer Elektronenkonzentration $> 10^{17}/\text{cm}^3$ keine Widerstandsänderung mehr existiert. In n-leitendem InSb gibt es also bei Zimmertemperatur nur die durch die gemischte Leitung verursachte Widerstandsänderung. Elektronentheoretisch besagt das, daß in InSb die Stoßzeit der Elektronen im Bereich von $4,2 \text{ }^\circ\text{K}$ bis Zimmertemperatur für $n > 2 \cdot 10^{16}/\text{cm}^3$ unabhängig von deren Energie ist.

Die beschriebenen Untersuchungen zeigen, daß man bei der Deutung von Messungen der Widerstandsänderung im Magnetfeld sehr vorsichtig vorgehen muß.

Für die Herstellung und Überlassung der Einkristalle sind wir den Herren Dr. SCHELL und Th. RENNER zu großem Dank verpflichtet. Die röntgenographischen Orientierungen der Kristalle besorgte Frau Dr. GIESECKE.

⁸ R. G. CHAMBERS, Proc. Phys. Soc., Lond. A **65**, 903 [1952].