

- ¹ J. S. WAUGH, L. M. HUBER, and U. HÄBERLEN, Phys. Rev. Letters **20**, 180 [1968].
- ² U. HÄBERLEN and J. S. WAUGH, Phys. Rev. **175**, 453 [1968].
- ³ J. D. ELLETT, U. HÄBERLEN, and J. S. WAUGH, Polymer Letters **7**, 71 [1969]. — M. MEHRING, R. G. GRIFFIN, and J. S. WAUGH, J. Chem. Phys. **55**, 746 [1971]; J. Amer. Chem. Soc. **92**, 7222 [1970]. — L. M. STACEY, R. W. VAUGHAN, and D. D. ELLEMAN, Phys. Rev. Letters **26**, 1153 [1971]. — R. G. GRIFFIN et al., J. Chem. Phys. (in press) [1972].
- ⁴ P. MANSFIELD, Pulsed NMR in Solids, Progress in Nuclear Magnetic Resonance Spectroscopy, edited by J.W. EMSLEY, J. FEENEY, and L. H. SUTCLIFF, Vol. 8, part 1, p. 41, 1971, and references therein.
- ⁵ M. MEHRING, Rev. Sci. Instrum. **44** [1973].
- ⁶ M. MEHRING and J. S. WAUGH, Phys. Rev. **5 B**, 3459 [1972].
- ⁷ D. M. BRINK and G. R. SATCHLER, Angular Momentum, Clarendon Press, p. 22, Oxford University Press 1968.
- ⁸ U. HÄBERLEN, J. D. ELLETT, and J. S. WAUGH, J. Chem. Phys. **55**, 53 [1971]. — A. PINES and J. S. WAUGH, to be published.
- ⁹ P. MANSFIELD, J. Phys. C **4**, 1444 [1971].
- ¹⁰ A. PINES, W.-K. RHIM, and J. S. WAUGH, J. Mag. Res. **6**, 457 [1972].
- ¹¹ H. SCHNEIDER and H. SCHMIEDEL, Phys. Lett. **30 A**, 298 [1969]. — W.-K. RHIM, A. PINES, and J. S. WAUGH, Phys. Rev. Lett. **25**, 218 [1970]; Phys. Rev. **3 B**, 684 [1971].

Transporteigenschaften von Bi₇₀Sb₃₀

G. SCHNEIDER und R. TRINKS

Institut für Technische Physik der Technischen Universität Braunschweig

(Z. Naturforsch. **27 a**, 1639—1645 [1972]; eingegangen am 12. August 1972)

Transport Properties of Bi₇₀Sb₃₀

Crystals of the composition Bi₇₀Sb₃₀, undoped and doped with the donor Te and the acceptor Sn, were made by zone melting. Specimens were prepared with the long edges parallel to the bisectrix, the binary or the trigonal axis. Transport properties (electrical resistance, transverse magnetoresistance, Hall effect, thermoelectric power, longitudinal and transverse Nernst-Ettingshausen effect) were measured for specimens with different orientation and doping in the temperature range from 8 to 300 °K. Investigations of magnetic field dependence of some properties and of the anisotropy of magnetoresistance in a transverse field of different directions were made.

1. Einleitung

Bi-Sb-Legierungen erweisen sich im Konzentrationsgebiet von etwa 5 bis 40 At.-% Sb als Halbleiter mit kleiner Energielücke, in den übrigen Konzentrationsbereichen liegt Überlappung der Bänder vor^{1,2}. Diese Legierungen wie ihre Komponenten erscheinen einmal interessant bezüglich der Anisotropie ihrer Eigenschaften³, zum anderen sind sie wegen der hohen Ladungsträgerbeweglichkeiten gut geeignet für Untersuchungen unter den Bedingungen von hohen Magnetfeldern⁴. Bisher wurden besonders Bi-reiche Legierungen mit Sb-Konzentrationen bis zu 12–15 At.-Proz. Sb (Maximum der Energielücke) untersucht^{2,5–8}, darüber hinaus liegen verhältnismäßig wenige Ergebnisse vor^{2,9–11}. Das liegt wohl u. a. daran, daß die Energiebandstruktur mit zunehmendem Sb-Gehalt immer mehr von der schon ziemlich gut bekannten des reinen Bi abweicht und zudem eine gute Einkristallherstellung immer schwieriger wird. In der hier vorliegenden Arbeit wurden nun die elektrischen Transportgrößen von Bi₇₀Sb₃₀ untersucht, und zwar undotiert sowie mit Te- bzw. Sn-Dotierung.

2. Probenherstellung und Meßverfahren

Als Ausgangsmaterialien dienten Wismut und Antimon mit einer Reinheit von 99,9999% (Koch & Light, Colnbrook). Die Legierungen wurden in evakuierten, abgeschmolzenen Quarzampullen über einige Stunden bei 720 °C zusammengeschmolzen. Zur Einkristallherstellung erfolgte dann Zonenschmelzen dieses Materials in einem Quarzrohrföfen, wobei die Rohrheizung 220 °C und die Zonenheizung 450 °C einstellten. Der Zonenheizer wurde von einem mechanisch weitgehend vom Quarzrohrföfen getrennten Motor mit zugehöriger Führung mit einer Geschwindigkeit von 0,8 bzw. 1,6 mm/h bewegt. Bei der größeren Geschwindigkeit wuchsen die Kristalle bevorzugt mit der senkrecht zur trigonalen Achse liegenden Ebene parallel zur Ziehrichtung. Aus

Tab. 1.

Proben-Nr.	Zusammensetzung	Orientierung
1	Bi ₇₀ Sb ₃₀	Bisektrix Probenachse
2	Bi ₇₀ Sb ₃₀ +0,1 At.-Proz. Te	Bisektrix Probenachse
3	Bi ₇₀ Sb ₃₀ +0,1 At.-Proz. Sn	Bisektrix Probenachse
4	Bi ₇₀ Sb ₃₀	bin. Achse Probenachse
5	Bi ₇₀ Sb ₃₀ +0,1 At.-Proz. Te	bin. Achse Probenachse
6	Bi ₇₀ Sb ₃₀	trig. Achse Probenachse



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.

dem so erhaltenen Material wurden Proben mit den Abmessungen $(8-10) \times (1-3) \times (1-3) \text{ mm}^3$ mit einer Drahtsäge herausgesägt. Im folgenden werden die in Tab. 1 angegebenen Proben weiter untersucht.

Die Messungen erfolgten in einem Kryostaten im Temperaturbereich von 8 bis 300°K . Die Proben wurden in dem Kryostaten mit einem Ende fest an einen gekühlten Cu-Block montiert, am anderen Ende mit einer Heizspule versehen zur Einstellung des Temperaturgradienten für die thermoelektrischen und thermomagnetischen Effekte. Die Messung der Temperaturen bzw. Temperaturgradienten längs der Probe erfolgte mit Hilfe von Thermoelementen aus Gold + 0,03 At.-Proz. Fe gegen Chromel. Das erforderliche Magnetfeld wurde mit einem Bruker-Magneten erzeugt, der bei einem Polschuhabstand von 5,2 cm Messungen bis zu Feldern von 13,5 kOe gestattete. Die Messung der Spannungen für die Bestimmung der elektrischen Leitfähigkeit, der transversalen magnetischen Widerstandsänderung, der Hall-Konstanten, der Thermokraft und der Nernst-Ettingshausen-Effekte erfolgte mit einem Mikrovolt-schreiber „Kipp und Zonen Mikrophon BD2“.

3. Die untersuchten Transportgrößen

Für einen vom Strom durchflossenen Kristall gilt im Magnetfeld H folgendes verallgemeinertes Ohmsches Gesetz^{12, 13}

$$E_i = \varrho_{ij}(H) I_j. \quad (1)$$

Dabei sind E_i und I_j die Vektorkomponenten des elektrischen Feldes und der Stromdichte in einem orthogonalen Koordinatensystem; $\varrho_{ij}(H)$ läßt sich für hinreichend kleine Felder nach Potenzen von H entwickeln:

$$\varrho_{ij}(H) = \varrho_{ij} + \varrho_{ijk} H_k + \varrho_{ijkl} H_k H_l. \quad (2)$$

Entsprechend gilt für einen Kristall mit einem Temperaturgradienten dT/dx_j im Magnetfeld

$$E_i = \alpha_{ij}(H) \cdot dT/dx_j \quad (3)$$

mit dem Tensor $\alpha_{ij}(H)$ in Reihenentwicklung

$$\alpha_{ij}(H) = \alpha_{ij} + \alpha_{ijk} H_k + \alpha_{ijkl} H_k H_l. \quad (4)$$

Es wurden Proben mit der Probenlängsachse (Stromrichtung, Temperaturgradient) in binärer Richtung parallel der x_1 -Achse (kurz: x_1 -orientierte Proben), in Richtung der Bisektrix parallel zur x_2 -Achse (x_2 -orientierte Proben) und in Richtung der trigonalen Achse parallel der x_3 -Achse (x_3 -orientierte Proben) gemessen.

Dabei sind nun in obigen Gleichungen:

- ϱ_{ij} der Widerstandstensor (für Bi bzw. Bi-Sb-Legierungen zwei Komponenten: $\varrho_{11} = \varrho_{22}$ und ϱ_{33}),
- ϱ_{ijk} der Hall-Tensor (für Bi-Sb-Legierungen zwei Komponenten: R_s für $H \perp x_3$ und R_p für $H \parallel x_3$),
- ϱ_{ijkl} der Tensor für die magnetische Widerstandsänderung [hier wird $\varrho_{ii}(H_k)$ oder $\Delta\varrho/\varrho = (\varrho_{iikk}/\varrho_{ii}) H_k^2$ aufgetragen] und entsprechend:
- α_{ij} der Thermokraft-Tensor (für Bi-Sb-Legierungen $\alpha_{11} = \alpha_{22}$ und α_{33}),
- α_{ijk} der Tensor für den transversalen Nernst-Ettingshausen-Effekt [hier wird aufgetragen $Q^\perp = E_i/H_k dT/dx_j$],
- α_{ijkl} der Tensor für die Thermokraftänderung im Magnetfeld [$\alpha_{ii}(H) - \alpha_{ii}(H=0)$: longitudinaler Nernst-Ettingshausen-Effekt, hier wird aufgetragen $\alpha_{ii}(H_k)$].

4. Meßergebnisse und Diskussion

In Abb. 1 ist die Temperaturabhängigkeit für den spezifischen elektrischen Widerstand dargestellt für undotierte sowie für Te- und Sn-dotierte Proben, und zwar in Abb. 1 a für x_1 -orientierte (ϱ_{11}) und in Abb. 1 b für x_2 - und x_3 -orientierte Proben (ϱ_{22} und ϱ_{33}). Für undotiertes Material ergibt sich $\varrho_{11} \approx \varrho_{22}$. Während bei den tiefsten Temperaturen der Widerstand nahezu unabhängig von der Temperatur ist, schließt sich oberhalb 15°K ein halbleiterähnliches Verhalten an mit einem Abfall des Widerstandes mit steigender Temperatur. Oberhalb von ca. 70°K kommt es zu dem auch von anderen halbleitenden Bi-Sb-Legierungen her bekannten metallischen Verhalten mit einem Widerstandsanstieg mit steigender Temperatur. Eine aus diesen Kurven gewonnene Abschätzung für die Energielücke liefert einen Wert von nur 1 meV. Dieser Wert liegt unter dem nach JAIN¹ zu erwartenden Wert, wonach erst bei ca. 40 At.-Proz. Sb wieder Bandüberlappung eintritt, würde jedoch mit den Untersuchungen von ELLETT und Mitarb.¹¹ übereinstimmen, die kurz oberhalb 30 At.-Proz. Sb wieder Bandüberlappung erwarten lassen.

Für dotierte $\text{Bi}_{70}\text{Sb}_{30}$ -Proben wurden nur ϱ_{11} und ϱ_{22} gemessen. Durch Te-Dotierung erfolgt Donatorbildung; der infolge größerer Elektronenbeweglichkeit vorliegende beherrschende n-Leitungsmechanis-

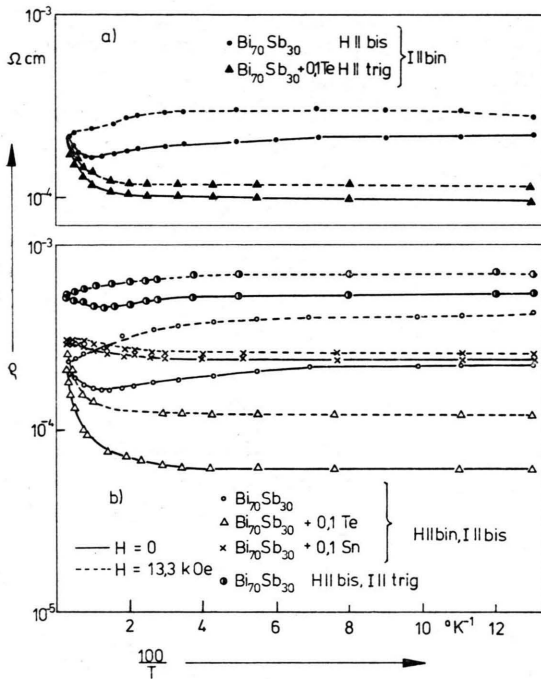


Abb. 1. Temperaturabhängigkeit des spezifischen elektrischen Widerstandes.

mus wird weiter verstärkt. Der elektrische Widerstand wird besonders bei tiefen Temperaturen gegenüber dem undotierten Material herabgesetzt. Der für Halbleiter charakteristische Eigenleitungsbereich fallenden Widerstandes wird nun ganz unterdrückt; der Störleitungsbereich bei tiefen Temperaturen geht gleich in den auch bei undotierten Proben bei hö-

heren Temperaturen vorliegenden metallischen Bereich über, so daß die Proben im ganzen Temperaturbereich metallisches Verhalten zeigen. Daß hier ϱ_{11} und ϱ_{22} für die Te-dotierten Proben nicht übereinstimmen, wird damit zusammenhängen, daß die Proben aus zwar jeweils mit 0,1 At.-Proz. Te-dotierten, aber verschiedenen Kristallen herausgeschnitten wurden.

Die mit dem Akzeptor Sn dotierte Probe zeigt im ganzen Temperaturbereich einen nahezu konstanten Widerstand mit geringem Anstieg bei höheren Temperaturen. Der Widerstand wird bei tiefen Temperaturen etwas heraufgesetzt infolge teilweiser Kompensation der gegenüber den Defektelektronen beweglicheren Elektronen; die überwiegende Eigenleitungsanregung würde zu tieferen Temperaturen verschoben, kommt aber eventuell infolge von Störbandbildung in der verschwindenden verbotenen Zone gar nicht zum Tragen. Ferner ist im ganzen Temperaturbereich mit einer Störung des Gitters und herabgesetzter Beweglichkeit der Ladungsträger infolge des Einbaus der Störstellen zu rechnen. Die in Abbildung 1 ebenfalls eingezeichneten Kurven für $\varrho_{ii}(H_k)$ zeigen die Widerstandserhöhung für ein Magnetfeld von 13,3 kOe.

Abbildung 2 zeigt die Temperaturabhängigkeit für einige Hall-Koeffizienten. Für undotierte Proben ergibt sich bei tiefen Temperaturen ein nahezu temperaturunabhängiger Verlauf, zu höheren Temperaturen hin ein Abfall bei überwiegender Eigenleitung. Daß die beiden Koeffizienten ϱ_{132} und ϱ_{321} (beide

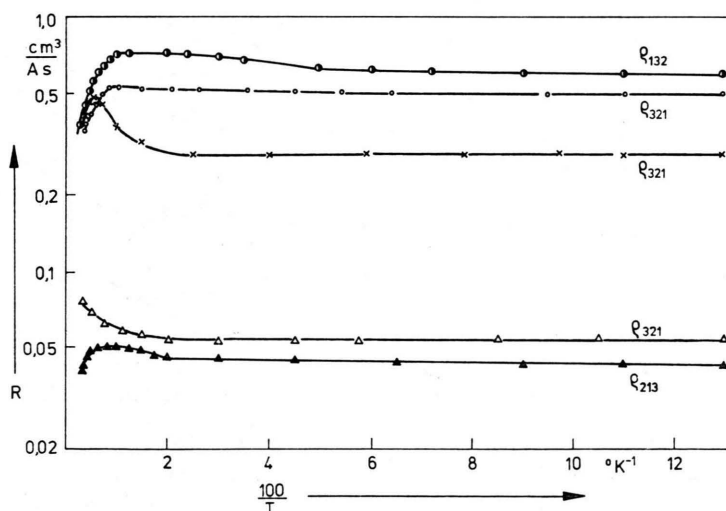


Abb. 2. Temperaturabhängigkeit des Hall-Koeffizienten (Probenbezeichnung entsprechend Abb. 1).

entsprechen R_s) nicht ganz übereinstimmen, wird damit zusammenhängen, daß sie an verschiedenen Proben gemessen wurden (an x_3 - und x_2 -orientierter Probe).

Für Te-dotiertes Material sind ebenfalls zwei an verschiedenen Proben gemessene Hall-Koeffizienten ϱ_{213} und ϱ_{321} (R_p und R_s) dargestellt. Sie erweisen sich im ganzen Temperaturgebiet als nahezu konstant mit einem geringen Anstieg bzw. Abfall zu höheren Temperaturen hin. Durch die Donatordotierung und den damit verbundenen noch stärkeren Elektroneneinfluß infolge höherer Elektronenkonzentration ist jedoch der Wert der Hall-Koeffizienten gegenüber undotiertem Material um etwa eine Zehnerpotenz gesunken.

Herabgesetzt erscheint auch der Hall-Koeffizient für die Sn-dotierte Probe ϱ_{321} , jetzt allerdings auf Grund der Kompensation infolge stärker gemischter Leitung, da die geringere Beweglichkeit der Defektelektroden durch größere Konzentration z. Tl. ausgeglichen wird. Der Anstieg mit wachsender Temperatur ist dann so zu verstehen, daß mit zunehmendem Eigenleitungseinfluß sich nahezu die Verhältnisse des undotierten Materials einstellen.

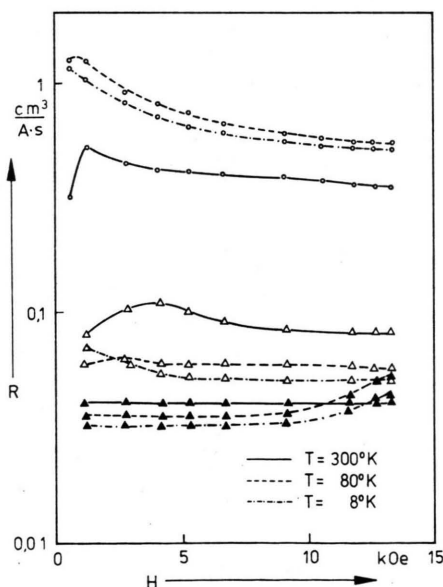


Abb. 3. Hall-Koeffizienten in Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke (Probenbezeichnung entsprechend Abb. 1).

Die in Abb. 3 für eine Auswahl von Proben dargestellte Magnetfeldabhängigkeit zeigt im Prinzip R_p konstant bei kleinen und anwachsend zu höheren Feldern; R_s zeigt hingegen bei niedrigen Feldern

z. Tl. ein Maximum und Sättigungsverhalten zu höheren Feldern hin. Dabei erscheint die Größe des Feldes bzw. die Größe von μH entsprechend durch verschiedene Temperaturen oder mehr oder weniger starke Dotierung variiert, das Maximum so zu höheren oder tieferen Temperaturen hin verschoben.

Ebenso wie der Hall-Effekt wird die Thermokraft α wegen der vorliegenden kleinen Energielücke in weiten Bereichen von Elektronen und Defektelektroden gleichzeitig bestimmt. Es gilt dann für die Thermokraft¹⁴

$$\alpha_{ii} = \frac{\sigma_{ii}^h \alpha^h - \sigma_{ii}^e \alpha^e}{\sigma_{ii}^h + \sigma_{ii}^e}, \quad (5)$$

wobei σ_{ii}^h , σ_{ii}^e , α^h und α^e die entsprechenden Teil leitfähigkeiten und Teilthermokräfte der Defektelektroden und der Elektronen darstellen. Dabei bestimmen nun die Werte von σ_{ii}^h und σ_{ii}^e bzw. die zugehörigen Beweglichkeiten oder Beweglichkeitsverhältnisse im wesentlichen die Anisotropie der Thermokraft ebenso wie das weiter durch die Ladungsträgerkonzentration bestimmte Vorzeichen der Thermokraft.

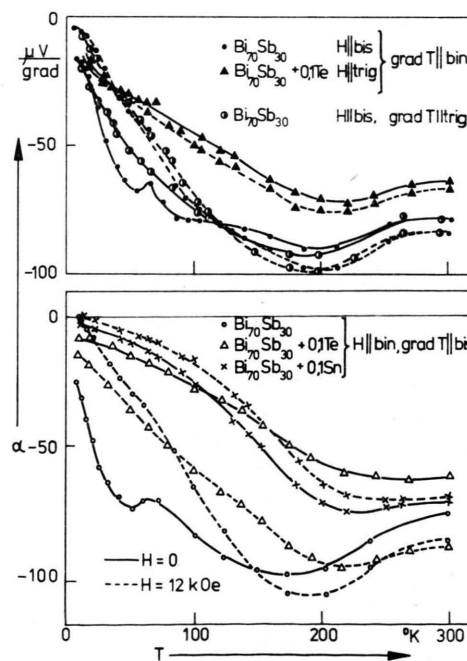


Abb. 4. Temperaturabhängigkeit der Thermokraft.

Die Thermokräfte wurden auch für verschiedene Proben mit unterschiedlichen Kristallrichtungen in Probenlängsachse gemessen. Abbildung 4 zeigt für undotierte Proben Werte von α_{11} , α_{22} und α_{33} in Ab-

hängigkeit von der Temperatur. Gleichzeitig wurde die Thermokraft im gleichen Temperaturbereich auch in einem Magnetfeld von 12 kOe gemessen, d. h. es erscheint im gleichen Diagramm eingetragen $\alpha_{ii}(H_k)$. α_{11} und α_{22} sollten nach der Theorie gleich sein. Für die undotierten Proben ist das auch in etwa der Fall. Die Thermokräfte zeigen hier eigenartigerweise ein kleines Maximum bei ca. 50 °K und nachfolgend ein Maximum bei 200 °K. Ein ähnliches Verhalten zeigen Proben von TANUMA¹⁵ anderer Zusammensetzung. Im ganzen Temperaturbereich liegt ein negatives Vorzeichen der Thermokraft vor, was bei tiefen Temperaturen im Störleitungsbereich durch überwiegend vorhandene Donatoren, bei höheren Temperaturen im Gebiet gemischter Leitung durch die größere Beweglichkeit der Elektronen bestimmt wird. Aber auch für α_{33} ergeben sich Werte in der gleichen Größenordnung wie für α_{11} . Das stimmt überein mit Messungen von GRABOV und Mitarb.¹⁶ für Sb-Konzentrationen bis zu 20 At.-Proz. Sb. Für Bi bzw. Bi-reiche Bi-Sb-Legierungen ist hier ein größerer Anisotropieunterschied bekannt infolge verschiedener Leitfähigkeitsverhältnisse $\sigma_{ii}^e/\sigma_{ii}^h$ für die binäre ($i=1$) und die trigonale ($i=3$) Richtung, d. h. für α_{11} und α_{33} [nach Gleichung (5)]¹⁷. Bei entsprechender Energiebandstrukturveränderung gegenüber dem Bi ist eine Angleichung dieser Verhältnisse und damit der Thermokräfte für verschiedene Kristallrichtungen zu erklären (Übergang etwa vom „Drei-Elektronenellipsoide-Ein-Löcherellipsoid-Modell“ zum „Drei-Elektronenellipsoide-Drei-Löcherellipsoide-Modell“¹⁸).

Die Thermokraft steigt hier gewöhnlich in kleinen Magnetfeldern und nimmt dann ab mit wachsendem Feld¹⁹, wie schon in früheren Arbeiten diskutiert^{3, 8, 10}. Mit dem Anwachsen der effektiven Magnetfeldstärke zu tiefen Temperaturen hin infolge wachsendem μH kann dann für die undotierten Proben, für die in großen Bereichen gemischte Leitung vorliegt, die Vergrößerung der Thermokraft im Magnetfeld bei höheren Temperaturen und die Verkleinerung bei tiefen Temperaturen verstanden werden, was hier für α_{11} , α_{22} und α_{33} zutrifft.

Abbildung 4 zeigt auch die Temperaturabhängigkeit der Thermokraft für x_1 - und x_2 -orientierte Dotierte Proben. Die Thermokraft erscheint infolge der Donatordotierung im ganzen Temperaturbereich herabgesetzt, sie zeigt verstärkt metallisches Verhalten entsprechend dem elektrischen Widerstand nach Abbildung 1. Besonders bei tiefen Temperaturen

wird σ_{ii}^e im Verhältnis zu σ_{ii}^h stark erhöht, so daß σ_{ii}^h hier vernachlässigbar wird; es folgt dann für einen größeren Bereich bei tiefen Temperaturen $\alpha_{ii} = \alpha_{ii}^e$. Im Magnetfeld wird die Thermokraft im Gegensatz zu den undotierten Proben im ganzen Temperaturbereich für beide Proben erhöht, was mit der durch Dotierung herabgesetzten Beweglichkeit μ und damit kleinerem μH übereinstimmt und durch die stärker vorhandene unipolare Leitung unterstützt wird. Daß beide Thermokräfte verschieden stark im Magnetfeld erhöht werden, hängt mit der Anisotropie der Thermokraft im Magnetfeld, d. h. der Abhängigkeit von $\alpha_{ii}(H_k)$ von der Magnetfeldrichtung zusammen, ähnlich wie sie unten noch für die magnetische Widerstandsänderung diskutiert wird³.

Dotierung mit dem Akzeptor Sn bewirkt ebenfalls eine Herabsetzung der Thermokraft im ganzen Temperaturbereich. Das wird jetzt allerdings nicht durch ein starkes Überwiegen eines Gliedes in Gl. (5) entsprechend obiger starker Donatordotierung mit gegenüber σ_{ii}^e vernachlässigbarem σ_{ii}^h und gleichzeitig herabgesetztem α_{ii}^e , sondern durch stärkere Angleichung der beiden Summanden in Gl. (5) bewirkt. Wachsende Löcherkonzentration kompensiert die auf der anderen Seite größere Elektronenbeweglichkeit in den Teilleitfähigkeiten bei geringerer Änderung der Teilthermokräfte. Die Thermokraft wird im ganzen Temperaturbereich stärker ins gemischte Leitungsgebiet, in Richtung zum p-Bereich gedrückt. Dabei wird allerdings auch bei den tiefsten hier gemessenen Temperaturen noch keine positive Thermokraft erreicht im Gegensatz zu den Verhältnissen bei entsprechend dotierten Bi-reicheren Bi-Sb-Legierungen. Die Akzeptorwirkung erscheint hier also wesentlich geringer¹⁰. Im Magnetfeld erfolgt nicht nur bei tiefen Temperaturen (wie bei undotierten Proben), sondern im ganzen Temperaturbereich eine Herabsetzung der negativen Thermokraft bis sogar zur Invertierung zum p-Typ, was auch mit einer stärkeren Angleichung der beiden Summanden in Gl. (5) schon ohne Magnetfeld und mit einer Veränderung der Beweglichkeitsverhältnisse zusammenhängen wird. Eine Invertierung wird auch schon bei der entsprechenden undotierten Probe im Magnetfeld erreicht, allerdings im Verhältnis zur Sn-dotierten Probe erst bei etwas tieferer Temperatur.

Abbildung 5 zeigt die Temperaturabhängigkeit des transversalen Nernst-Ettingshausen-Koeffizienten Q^\perp für die Probenlängsachse parallel zur Bi-

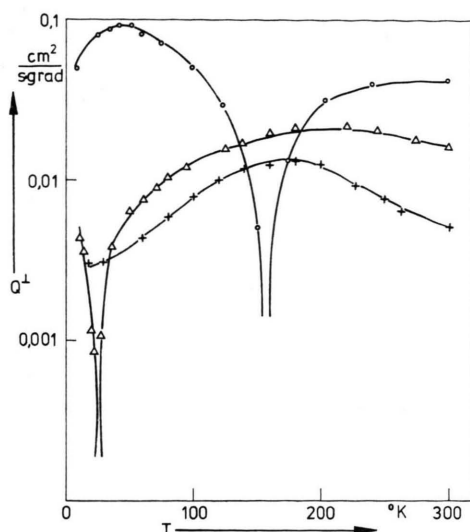


Abb. 5. Temperaturabhängigkeit des transversalen Nernst-Ettingshausen-Koeffizienten (für $\text{grad } T \parallel$ Bisektrix, Probenbezeichnungen entsprechend Abb. 4).

sektix, gemessen in einem Magnetfeld von 13,3 kOe. Für dotierte Proben erwies sich im durchmessenen Magnetfeldbereich Q^\perp als nahezu magnetfeldunabhängig, für undotierte Proben ergab sich ein Anstieg bei kleinen Feldern und ein Abfall mit anschließender Sättigung zu größeren Feldern hin. Während sich für undotierte Proben bei etwa 160 °K ein Vorzeichenwechsel ergibt, ist dieser bei Te-dotiertem Material zu tieferen Temperaturen verschoben und bei Sn-dotiertem Material gar nicht vorhanden. Proben mit binärer Probenlängsachse ergaben bis aufs Vorzeichen entsprechende Ergebnisse.

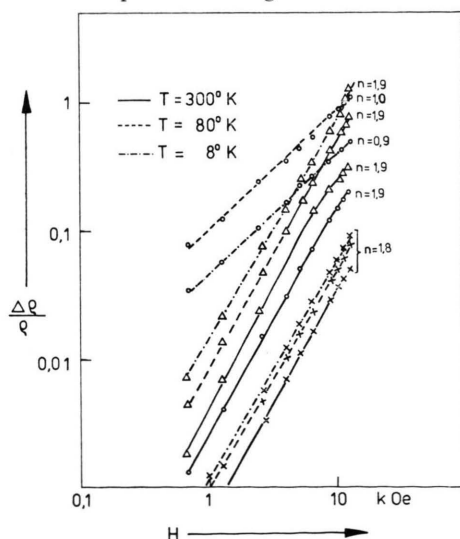


Abb. 6. Transversale magnetische Widerstandsänderung in Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke (für $I \parallel$ Bisektrix).

In Abb. 6 ist die magnetische Widerstandsänderung in Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke dargestellt, und zwar für die Bisektrix in Probenlängsrichtung. Ein entsprechendes Verhalten liegt für die anderen Kristallorientierungen vor. Im Gegensatz zu Bi-reicherem Material⁸ im gleichen Magnetfeldbereich ergibt sich hier $n \approx 2$ für die Beziehung $\Delta\rho/\rho \sim H^n$, nur für undotiertes Material bei tiefen Temperaturen ist $n \approx 1$. Das bringt auch die herabgesetzte Ladungsträgerbeweglichkeit gegenüber Bi-reicheren Legierungen zum Ausdruck^{14, 20}.

Abbildung 7 zeigt Anisotropiekurven für die magnetische Widerstandsänderung für Proben mit der Bisektrix bzw. der binären Achse in Probenlängsrichtung, wobei das Magnetfeld in einer Ebene senkrecht zur Probenlängsachse gedreht wurde. Die für

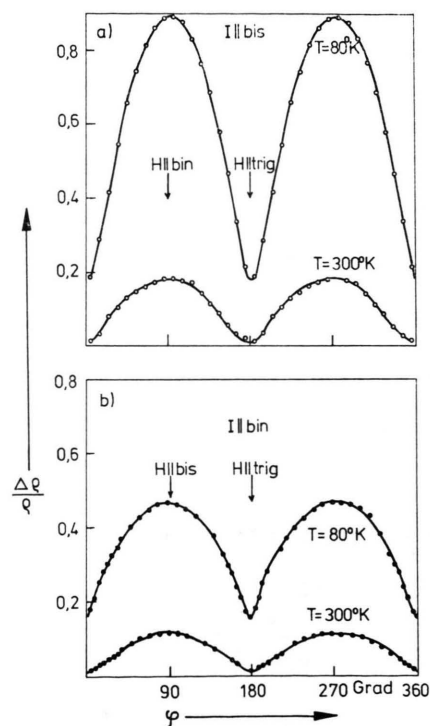


Abb. 7. Magnetische Widerstandsänderung in Abhängigkeit von der Richtung eines transversalen Magnetfeldes von 13,3 kOe: a) für $I \parallel$ Bisektrix, b) für $I \parallel$ binäre Achse.

Bi-reichere Proben im vorliegenden Temperatur- und Magnetfeldbereich für binäre Probenlängsachse gefundene Inversionssymmetrie^{3, 21}, die mit der Kippung der Elektronenellipsoide aus der trigonalen Ebene zusammenhängt, wurde hier nicht festgestellt. Das könnte einmal mit einem Verschwinden dieser Neigung zusammenhängen, wird aber eher auf die

herabgesetzte Beweglichkeit zurückzuführen sein, so daß auch hier bei noch höheren Magnetfeldern ein klares Auftreten dieser Inversionssymmetrie nicht auszuschließen ist. Die in Abb. 7 a dargestellte Anisotropie für den Strom parallel der Bisektrix ist auch für Bi-reichere Proben typisch, nämlich mit Extremwerten für die Magnetfeldrichtung parallel der trigonalen bzw. binären Achse. Nur wird hier

das für Bi-reichere Proben gefundene „Umklappen“ der Maxima und Minima bei wachsendem μH noch nicht festgestellt³. Für die Te- und Sn-dotierten Proben ergaben sich mit dem undotierten Material übereinstimmende Anisotropie-Kurven, für Proben mit trigonaler Probenlängsachse die zu erwartenden sechs Maxima für eine entsprechende Drehung des Magnetfeldes.

- ¹ A. L. JAIN, Phys. Rev. **114**, 518 [1955].
- ² H. J. GOLDSMID, Phys. Stat. Sol. (a) **1**, 7 [1970].
- ³ B. FAY u. G. SCHNEIDER, Z. Naturforsch. **26 a**, 1459 [1971].
- ⁴ N. B. BRANDT, L. G. LYUBUTINA u. N. A. KRYUKOVA, Sov. Phys.-JETP **26**, 93 [1968].
- ⁵ D. M. BROWN u. S. J. SILVERMAN, Phys. Rev. **136**, A 290 [1964].
- ⁶ T. YAZAKI u. Y. ABE, J. Phys. Soc. Japan **24**, 290 [1968]; **25**, 633 [1968].
- ⁷ H. G. BUSSE, E. JUSTI u. G. SCHNEIDER, Adv. Energy Conv. **5**, 331 [1965].
- ⁸ W. LEHNEFINKE u. G. SCHNEIDER, Z. Naturforsch. **24 a**, 1594 [1969].
- ⁹ V. M. GRABOV, G. A. IVANOV u. V. S. PONARYADOV, Sov. Phys.-Solid State **12**, 213 [1970].
- ¹⁰ J. NEISECKE u. G. SCHNEIDER, Z. Naturforsch. **26 a**, 1309 [1971].
- ¹¹ M. R. ELLETT, R. B. HORST, L. R. WILLIAMS u. K. F. CUFF, J. Phys. Soc. Japan **21**, (Suppl.) 666 [1966].
- ¹² A. C. BEER, Galvanomagnetic Effects in Semiconductors, Academic Press, New York 1963.
- ¹³ I. M. TSIDILKOVSKII, Thermomagnetic Effects in Semiconductors, Infosearch, London 1962.
- ¹⁴ E. H. PUTLEY, The Hall Effect and Related Phenomena, Butterworth, London 1960.
- ¹⁵ S. TANUMA, J. Phys. Soc. Japan **16**, 2354 [1961].
- ¹⁶ V. M. GRABOV, G. A. IVANOV, V. L. NALETOV, V. S. PONARYADOV u. T. A. YAKOVLEVA, Sov. Phys.-Solid State **11**, 3069 [1970].
- ¹⁷ B. S. CHANDRASEKHAR, J. Phys. Chem. Solids **11**, 268 [1969].
- ¹⁸ S. GOLIN, Phys. Rev. **176**, 830 [1968].
- ¹⁹ M. E. ERTL, D. W. HAZELDEN u. H. J. GOLDSMID, Proc. Intern. Conf. Phys. of Semiconductors, Exeter 1962.
- ²⁰ L. M. ROTH u. P. N. ARGYRES, Semiconductors and Semimetals (R. K. WILLARDSON and A. C. BEER, eds.), Vol. I, Academic Press, New York 1966.
- ²¹ S. MASE, S. V. MOLNAR u. A. W. LAWSON, Phys. Rev. **127**, 1030 [1962].