

level. This diagram indicates further that each possible situation of accidental degeneracy also involves one 4I_8 state.

Experimentally, 4I_8 ground levels have so far hardly been verified in systems with cubic symmetry. Concerning the Zeeman splitting of this kind of CF-level²² the same isotropic behaviour as for cubic Kramers doublets is no longer expected. Nevertheless, as long as the inequality: $kT \gg \beta H$ is maintained (k being Boltzmann's constant, β the Bohr magneton and H the magnetic field strength), the susceptibility may be regarded as isotropic and will follow Curie's law (BLEANEY²²). Clearly, the unusual properties of a 4I_8 -level would not vanish

immediately when additional CF-splitting begins. However, all information obtained from static susceptibility measurements on polycrystalline samples will not be powerful enough to serve as a final proof for any residual or even pure 4I_8 -character. In this particular case, electron spin resonance studies, even of polycrystalline samples, would appear more promising. Such studies together with the evaluation of the approximate the cubic CF-splitting parameters of NpCp_4 are presently in progress.

Acknowledgements

The authors are grateful to Professors F. BAUMGÄRTNER and E. O. FISCHER for their interest in this work, and to Messrs. E. DORNBERGER and H. BILLICH for their technical assistance. R.D.F. is further indebted to the Deutsche Forschungsgemeinschaft and to the Fonds der Chemischen Industrie for financial help, and P. L. to the German Bundesministerium für Wissenschaftliche Forschung.

²² B. BLEANEY, Proc. Phys. Soc. (London) **73**, 937 viz. 939 [1959]. — K. H. HELLWEGE, Ann. Phys. **127**, 513 [1950]. — Apparently, the results of these two papers do not agree in all points.

Negative magnetische Widerstandsänderung von ZnSb

F. PETERS und G. SCHNEIDER

Institut für Technische Physik der Technischen Universität Braunschweig

(Z. Naturforsch. **24 a**, 620—628 [1969]; eingegangen am 4. Februar 1969)

ZnSb zeigt wie einige andere Halbleiter bei tiefen Temperaturen die eigenartige Erscheinung einer negativen magnetischen Widerstandsänderung, d.h. eine Abnahme des elektrischen Widerstandes im Magnetfeld. Die Größe dieses Effektes wurde in Abhängigkeit vom Magnetfeld H und von der Ladungsträgerkonzentration p untersucht. Für das Auftreten der Erscheinung können Grenzen in bezug auf p und H angegeben werden. Die Messungen an einkristallinem und polykristallinem Material zeigen unterschiedliche Resultate. Die Ergebnisse werden vor allem in bezug auf verschiedene Komponentenzerlegung in positive und negative Anteile der Widerstandsänderung diskutiert.

1. Einleitung

Neben der gewöhnlichen positiven magnetischen Widerstandsänderung wurde in den letzten Jahren bei verschiedenen Halbleitern (Ge, Si, GaAs, SiC, InSb, CdS) eine negative magnetische Widerstandsänderung, d.h. eine Abnahme des Widerstandes im Magnetfeld gefunden. Diese Erscheinung konnten wir auch beim ZnSb bei tiefen Temperaturen feststellen¹. Im folgenden wird über die Abhängigkeit dieses Effektes beim ZnSb von verschiedenen Parametern berichtet.

2. Probenmaterial und Meßeinrichtung

Die Herstellung von polykristallinem und einkristallinem Material der II-V-Verbindung ZnSb wurde schon in vorhergehenden Arbeiten beschrieben^{2,3,4}. Die Ausgangsmaterialien hatten eine Reinheit von 99,9999%. Proben mit verschiedener Defektelektronenkonzentration p ergaben sich durch entsprechende Cu-Dotierung. Die Probenabmessungen waren ca. $3 \times 3 \times 10 \text{ mm}^3$. Kontakte wurden mit In-Sn-Lot angebracht. Die Proben wurden in einen Glas-Kryostaten zwischen den Polschuhen

¹ O. V. EMELJANENKO, E. JUSTI u. G. SCHNEIDER, Z. Naturforsch. **16 a**, 1108 [1961].

² E. JUSTI, G. NEUMANN u. G. SCHNEIDER, Z. Physik **156**, 217 [1959].

³ E. JUSTI, W. RASCH u. G. SCHNEIDER, Adv. Energy Conv. **4**, 27 [1964].

⁴ G. SCHNEIDER, Abh. Braunschweig. Wiss. Ges. **18**, 131 [1966].



eines Boas-Magneten eingebaut, mit dem bei 12 mm Polschuhabstand Felder bis zu etwa 30 kOe erzeugt werden konnten. Die meisten Messungen erfolgten im flüssigen Helium bei 4,2°K, einige auch bei tieferen Temperaturen. Die Registrierung der Temperatur geschah mittels Kohlewiderständen. Messungen der magnetischen Widerstandsänderung sowie des Hall-Effektes erfolgten mit Hilfe eines fünfstufigen Dieselhorstkompensators, Strom und Magnetfeld wurden umgepolt.

3. Magnetische Widerstandsänderung von polykristallinen Proben

3.1. Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke und der Ladungsträgerdichte

Abb. 1 zeigt für einen Polykristall mit einer Ladungsträgerkonzentration von $p = 1,2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ die magnetische Widerstandsänderung in Abhängigkeit von der transversalen Magnetfeldstärke H , und zwar bei 4,2°K und bei 77°K. Bei 77°K treten nur positive Werte für $\Delta\rho/\rho_0$ auf, und die Kurve zeigt eine H^2 -Abhängigkeit. Bei 4,2°K fällt die Kurve von $H = 0$ ausgehend mit wachsendem Magnetfeld in den Bereich negativer $\Delta\rho/\rho_0$ -Werte ab, sie durchläuft ein Minimum mit einer maximalen negativen Widerstandsänderung von $\Delta\rho/\rho_0 = 1\%$ bei $H = 15,5 \text{ kOe}$ und steigt dann wieder ins positive Gebiet an.

Wie der Verlauf bei noch höheren Feldern bis über 100 kOe etwa weitergeht, zeigt Abb. 2. Hier wurde eine polykristalline ZnSb-Probe in einem durch kurzzeitige Kondensatorentladung gepulsten Magnetfeld gemessen. Allerdings handelt es sich dabei um die magnetische Widerstandsänderung im Longitudinalfeld. Im übrigen wurde hier stets die Widerstandsänderung im transversalen Magnetfeld untersucht.

Durch wachsende Dotierung mit Cu wurden Proben wachsender Defektelektronendichte p hergestellt. Für diese Proben schiebt sich mit wachsendem p das Minimum der Kurve für die Widerstandsänderung zu größeren Magnetfeldern, wobei die zugehörigen Absolutbeträge des negativen $\Delta\rho/\rho_0$ größer werden. Bei einer Ladungsträgerdichte von $p = 5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ erreicht die negative Widerstandsänderung maximal etwa $-2,2\%$ bei einem

Magnetfeld von etwa 25 kOe. Mit weiter wachsender Ladungsträgerdichte nimmt die negative Widerstandsänderung wieder ab, das Minimum der Kurve verschiebt sich wieder zu kleineren H -Werten. Bei einer Ladungsträgerdichte von etwa $p = 1,5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ändert sich schließlich der Charakter der Kurven; die Widerstandsänderung ist von Anfang an positiv, die Steigung wird zunächst flacher, einem Sättigungsverlauf ähnlich. In Abb. 3 sind einige typische Kurven gezeigt. Ein negatives $\Delta\rho/\rho_0$ tritt im Bereich $4 \cdot 10^{16} < p < 1,5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ auf; von diesen beiden Grenzen wächst innerhalb des angegebenen Bereichs der Betrag der maximalen negativen Widerstandsänderung $|(\Delta\rho/\rho_0)_{\text{neg.}}|_{\text{max.}}$ auf einen absoluten Maximalwert, wobei sich gleichzeitig das zugehörige Minimum der Kurve $\Delta\rho/\rho_0(H)$ zu größeren Magnetfeldstärken verschiebt. Abb. 4 zeigt die Werte für $|(\Delta\rho/\rho_0)_{\text{neg.}}|_{\text{max.}}$ in Abhängigkeit von p (gemessen bei der jeweils dafür optimalen Magnetfeldstärke) neben entsprechenden Ergebnissen für andere Halbleiter^{5,6,7}. Die Kurve für polykristallines ZnSb bei 4,2°K liegt im Bereich der Kurven für Ge. Abb. 5 zeigt die magnetische Widerstandsänderung auch in Abhängigkeit von p , aber nicht die bei optimalen Magnetfeld sich ergebenden maximalen negativen Werte, sondern Kurven für jeweils ein konstantes Magnetfeld. Man sieht hier, wie mit wachsender Magnetfeldstärke das Ladungsträgerintervall für negative Widerstandsänderung schmaler wird.

Da sich die normale, positive magnetische Widerstandsänderung bei schwachen Feldern mit H^2 ändert, definiert man den folgenden Koeffizienten S der magnetischen Widerstandsänderung

$$S = \lim_{H \rightarrow 0} (\Delta\rho/\rho_0 H^2). \quad (1)$$

Berechnet man einmal formal den gleichen Koeffizienten für die hier gemessene negative magnetische Widerstandsänderung, so erhält man die Abb. 6. Das Minimum für $(-S)$ liegt im gleichen p -Bereich wie das von $|(\Delta\rho/\rho_0)_{\text{neg.}}|_{\text{max.}}$ in Abb. 4, was auf eine gewisse Bedeutung von S auch im vorliegenden Falle hindeutet.

3.2. Einfluß von Oberflächenbehandlungen

Die Proben wurden mit Schmirgelpapier geschliffen, dessen geringste Korngröße 30 bis 35 μm war. Ein Ätzen der

⁵ W. SASAKI, C. YAMANOUCHI u. G. M. HATYAMA, Proc. Intern. Conf. Semicond. Phys., Prague 1960, S. 159.

⁶ D. N. NASLEDV, J. Appl. Phys. **32**, 2140 [1961].

⁷ M. MIRZABAIEV, V. M. TUCHKEVICH u. YU. V. SMARTSEV, Sov. Phys.-Solid State **5**, 1179 [1963].

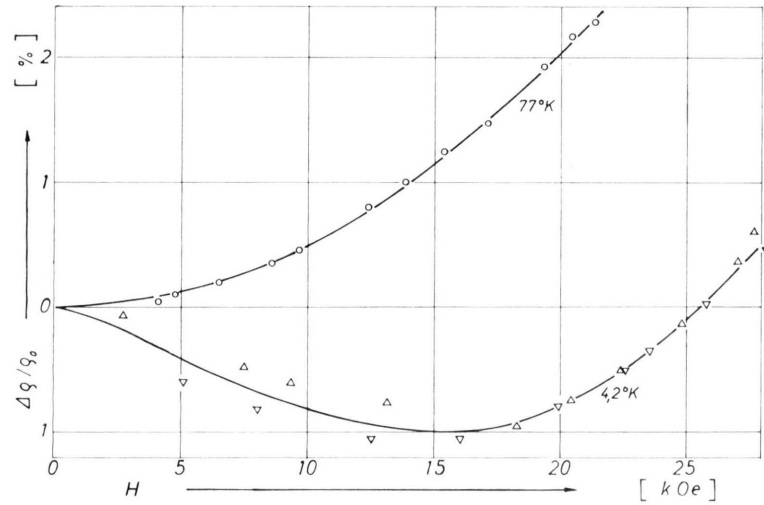


Abb. 1. Magnetische Widerstandsänderung $\Delta\rho/\rho_0$ in Abhängigkeit von der magnetischen Feldstärke H für eine polykristalline ZnSb-Probe ($p = 1,2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) bei 4,2°K und 77°K.

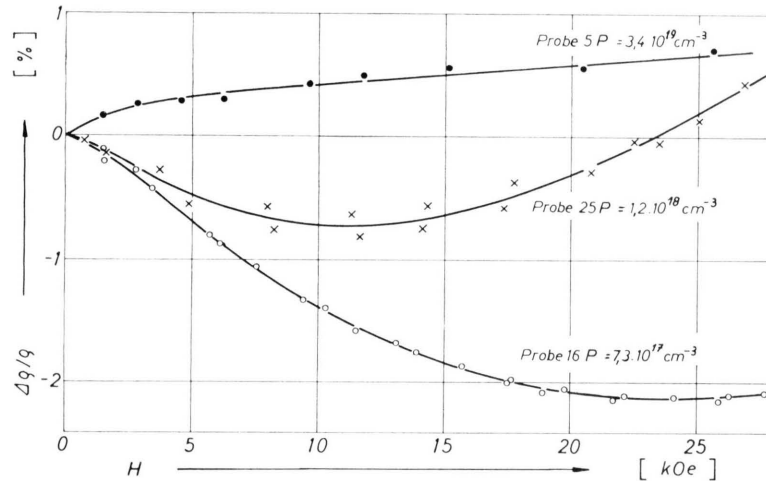


Abb. 3. Magnetische Widerstandsänderung in Abhängigkeit von der Feldstärke bei 4,2°K für polykristalline ZnSb-Proben verschiedener Ladungsträgerkonzentration.

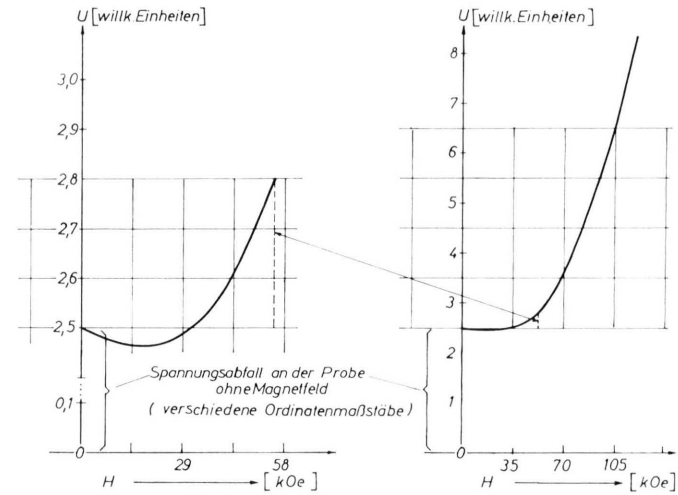


Abb. 2. Magnetische Widerstandsänderung eines ZnSb-Polykristalls im Longitudinalfeld bis zu sehr hohen magnetischen Feldstärken bei 4,2°K. Aufgetragen ist in Abhängigkeit vom wachsenden Magnetfeld H der Spannungsabfall an der Probe, wie er auf dem Oszillografenschirm aufgezeichnet wurde, wobei die Horizontalauslenkung ein Maß für die Magnetfeldstärke war.

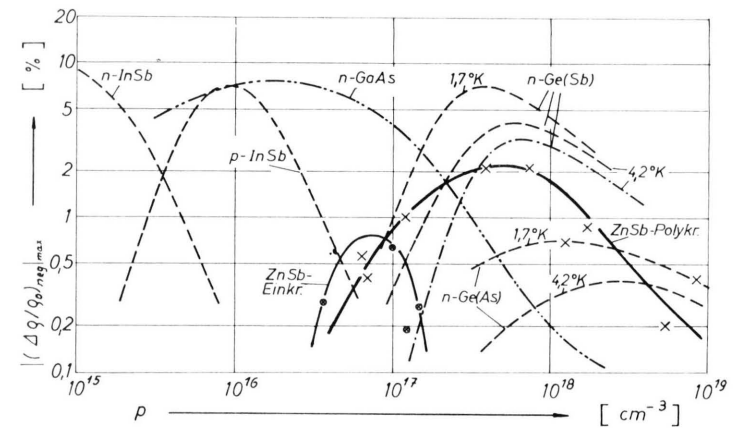


Abb. 4. $|\Delta\rho/\rho_0|_{\text{neg. max.}}$ bei 4,2°K in Abhängigkeit von der Ladungsträgerkonzentration p .

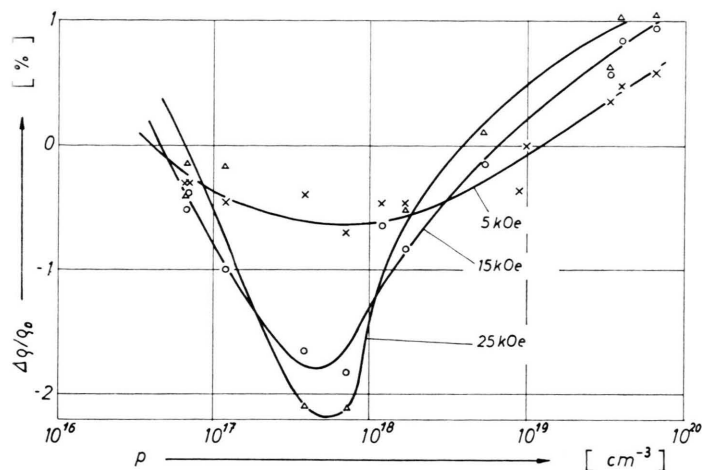


Abb. 5. Magnetische Widerstandsänderung in Abhängigkeit von der Ladungsträgerkonzentration p für verschiedene Feldstärken H .

Proben erfolgte mit einer etwas von den Angaben von HRUBÝ und KÁSPAR⁸ abweichenden Ätzlösung:

50% Glyzerin, 35% H₂O₂ (30-proz.), 15% HF.

Anschließend wurden die Proben kurz in Glyzerin und danach in destilliertem Wasser gespült, wodurch sie einen hellen Glanz erhielten. Daneben wurden auch Proben mit einem Sandstrahlgebläse behandelt. Bei Proben geringer

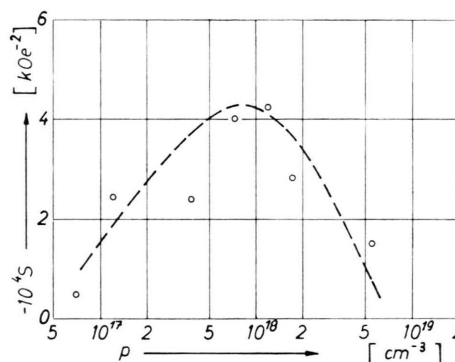


Abb. 6. $S = \lim_{H \rightarrow 0} (\Delta q/q_0 H^2)$ in Abhängigkeit von der Ladungsträgerkonzentration p für polykristalline Proben.

Ladungsträgerkonzentration ($7 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) zeigte sich ein geringer Einfluß der Oberflächenbehandlung auf die Werte negativer Widerstandsänderung, und zwar wurden diese Werte bei sandgestrahlten Proben kaum merkbar, bei geätzten Proben jedoch deutlich weniger negativ als bei nur geschliffenen Proben. Bei Proben mit größerer Ladungsträgerkonzentration war kein Einfluß verschiedener Oberflächenbehandlung festzustellen, hier kann die Oberflächenleitfähigkeit bzw. ihre Änderung gegenüber der Volumenleitfähigkeit vernachlässigt werden. Diese Messungen schließen einen gewissen Oberflächeneffekt nicht aus.

4. Magnetische Widerstandsänderung von Einkristallen

Neben der Oberfläche können Korngrenzen in Polykristallen einen Einfluß auf die negative Widerstandsänderung haben⁹. Es wurden deshalb auch ZnSb-Einkristalle verschiedener Ladungsträgerkonzentration untersucht. Der Strom wurde in (100)-Richtung durch die Proben geschickt. Das Magnetfeld stand senkrecht zu dieser Probenlängsrichtung und wurde um diese gedreht. Abb. 7 zeigt in einem Polardiagramm für eine Probe die dabei erhaltene Winkelabhängigkeit von $\Delta q/q_0$ bei einem konstanten Magnetfeld von 14,5 kOe und bei einer Temperatur von 4,2°K. Bei Polykristallen war $\Delta q/q_0$ natürlich unabhängig von der Magnetfeldrichtung, bei Einkristallen ergeben sich bei verschiedenen Richtungen verschieden starke Widerstandsänderungen. Die Kurven für $\Delta q/q_0$ in Abhängigkeit von

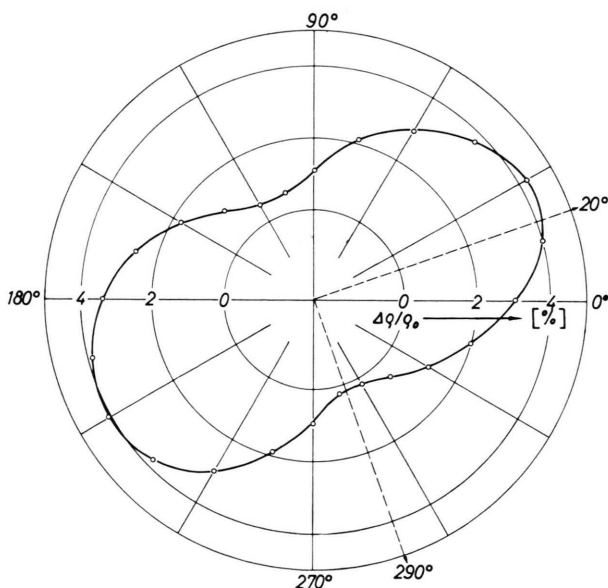


Abb. 7. Magnetische Widerstandsänderung in Abhängigkeit von der Magnetfeldrichtung bei einer Feldstärke von 14,5 kOe für einen ZnSb-Einkristall bei 4,2°K.

⁸ A. HRUBÝ u. J. KÁSPAR, Czech. J. Phys. B 12, 799 [1962].

⁹ G. LANDWEHR, Rep. Intern. Conf. Phys. Semicond. Exeter 1962, S. 609.

der Magnetfeldstärke zeigen damit aber auch für verschiedene Magnetfeldrichtungen verschiedenen Verlauf, wie es in Abb. 8 für drei verschiedene Richtungen dargestellt ist. Für verschiedene Richtungen liegen der Nulldurchgang und das Minimum der Kurven bei verschiedener Feldstärke, außerdem variiert der Wert der maximalen negativen Widerstandsänderung $|(\Delta\varrho/\varrho_0)_{\text{neg.}}|_{\text{max.}}$ für eine bestimmte Probe (d. h. für ein bestimmtes p). In Abb. 4 ist nun auch für Einkristalle $|(\Delta\varrho/\varrho_0)_{\text{neg.}}|_{\text{max.}}$ in Abhängigkeit von der Ladungsträgerkonzentration aufgetragen, und zwar jeweils der größte negative Wert für Proben bestimmter Ladungsträgerkonzentration. Das Maximum der Kurven liegt bei etwa $p = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ und ist damit gegenüber dem für die polykristallinen Proben zu etwas tieferen p -Werten verschoben, auch der absolute Betrag der negativen Widerstandsänderung ist kleiner. Ein Einfluß der Korngrenzen erscheint damit unverkennbar.

5. Diskussion der Meßergebnisse

In Abb. 9 ist für eine polykristalline Probe und für einen Einkristall die magnetische Widerstandsänderung in Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke dargestellt, und zwar einmal für $T = 4,2^\circ\text{K}$, zum anderen aber auch für $2,5^\circ\text{K}$. Man sieht, daß mit fallender Temperatur die negative Widerstandsänderung größer wird und der negative Bereich sich bis zu größeren Magnetfeldstärken erstreckt. Für S ergeben sich die in folgender Tabelle angegebenen Werte:

	4,2°K	2,5°K	
Polykristall	— 0,50	— 1,02	Tab. 1. Werte für $S \cdot 10^4 \text{ kOe}^{-2}$.
Einkristall	— 0,88	— 2,20	

S wächst im betrachteten Temperaturbereich auf mehr als den doppelten Wert, während sich die Leitfähigkeit nur wenig ändert.

GERRITSEN u. Mitarb.^{10, 11} berichteten über eine negative magnetische Widerstandsänderung von verschiedenen Legierungen von Ag und Cu mit Mn. Der Abfall des Widerstandes im Magnetfeld verläuft dabei mit dem Quadrat der Magnetisierung des aus den Manganionen bestehenden Systems. Die Spins

werden im Magnetfeld orientiert, wodurch die Streuwahrscheinlichkeit für die Leitungselektronen geringer wird. Dieses Verhalten wurde von YOSIDA¹² theoretisch behandelt. Der Widerstand fällt mit dem Quadrat der Magnetisierung ab:

$$\Delta\varrho/\varrho_0 \sim -M^2. \quad (2)$$

Division durch H^2 und Berücksichtigung von Gl. (1) ergibt mit der magnetischen Suszeptibilität χ für kleine Feldstärken

$$-S \sim \chi^2. \quad (3)$$

Für die Suszeptibilität gilt das Curie-Weiss'sche Gesetz

$$\chi = C/(T - \Theta). \quad (4)$$

Ähnliche Erscheinungen an Halbleitern fanden SASAKI¹³ an n-Ge, KATAYAMA und TANAKA¹⁴ an InSb und TOYOTOMI und MORIGAKI¹⁵ an CdS, und zwar im Bereich der Störbandleitung eine Temperaturabhängigkeit von $(-S)^{1/2}$, die dem Curie-Weiss'schen Gesetz entspricht:

$$(-S)^{1/2} = C/(T - \Theta). \quad (5)$$

Trägt man $(-S)^{1/2}$ über der absoluten Temperatur T auf, so liegen bis etwa 1°K hinab die Werte für eine Probe auf je einer Geraden, bei noch tieferen Temperaturen wird der Verlauf flacher. Die Verlängerung der Geraden zu tieferen Temperaturen schneidet die T -Achse im negativen Bereich (negative Curie-Temperatur Θ). Auch für ZnSb ergibt sich daraus für Θ dem Betrage nach ein Wert von etwa 1°K .

Die Gültigkeit des Curie-Weiss'schen Gesetzes für schwache Felder bedeutet, daß $\Delta\varrho/\varrho_0$ in Abhängigkeit von $H/(T - \Theta)$ bei einer Probe für alle Temperaturen denselben Kurvenverlauf annimmt. Abb. 10 zeigt dieses Verhalten für die beiden Proben der Abb. 9. Bei größeren Feldstärken spalten die Kurven auf, und für tiefere Temperaturen wenden sie sich erst später zu positiven $\Delta\varrho/\varrho_0$ -Werten. Eine weitergehende Übereinstimmung kann durch Abzug der positiven Komponente (s. u) erreicht werden¹³.

Der Zusammenhang der Temperaturabhängigkeit der negativen magnetischen Widerstandsänderung mit einem Curie-Weiss'schen Gesetz läßt auch bei Halbleitern bei tiefen Temperaturen ein magneti-

¹⁰ A. N. GERRITSEN u. J. O. LINDE, *Physica* **17**, 584 [1951].

¹¹ J. KORRINGA u. A. N. GERRITSEN, *Physica* **19**, 457 [1953].

¹² K. YOSIDA, *Phys. Rev.* **107**, 396 [1957].

¹³ W. SASAKI, *J. Phys. Soc. Japan* **20**, 825 [1965].

¹⁴ Y. KATAYAMA u. S. TANAKA, *Phys. Rev.* **153**, 873 [1967].

¹⁵ S. TOYOTOMI u. K. MORIGAKI, *J. Phys. Soc., Japan* **18**, 1848 (1963).

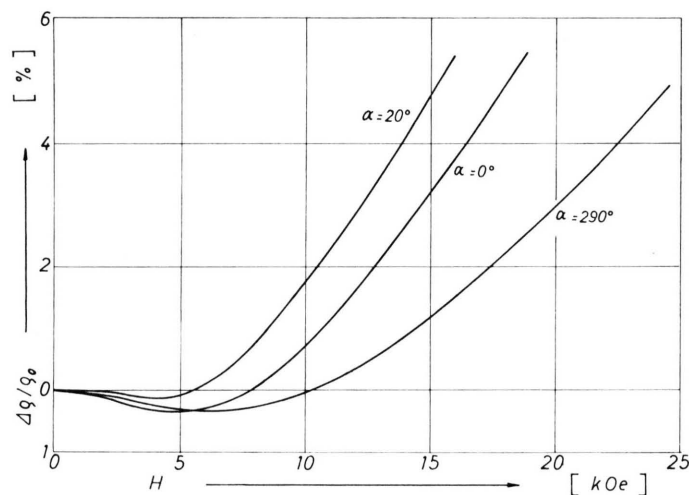


Abb. 8. Magnetische Widerstandsänderung in Abhängigkeit von der Feldstärke H bei drei verschiedenen Magnetfeldrichtungen (vgl. Abb. 7).

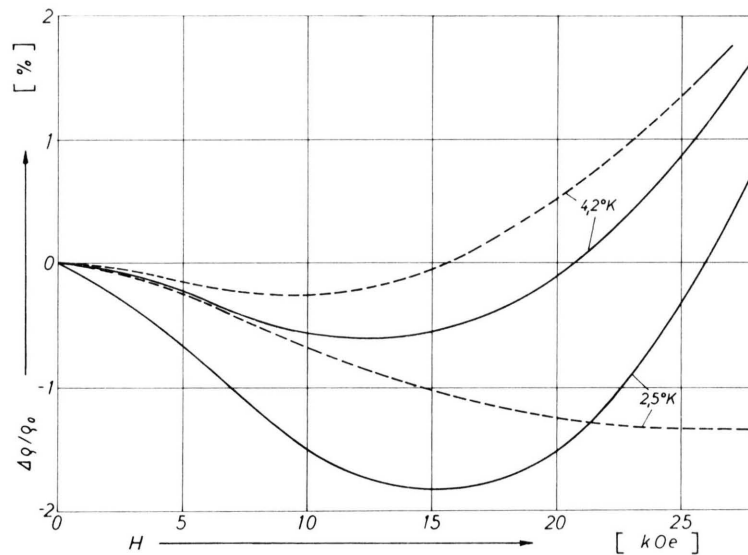


Abb. 9. Magnetische Widerstandsänderung bei 4.2°K und 2.5°K in Abhängigkeit von der Feldstärke H für einen Einkristall (—) und einen Polykristall (---).

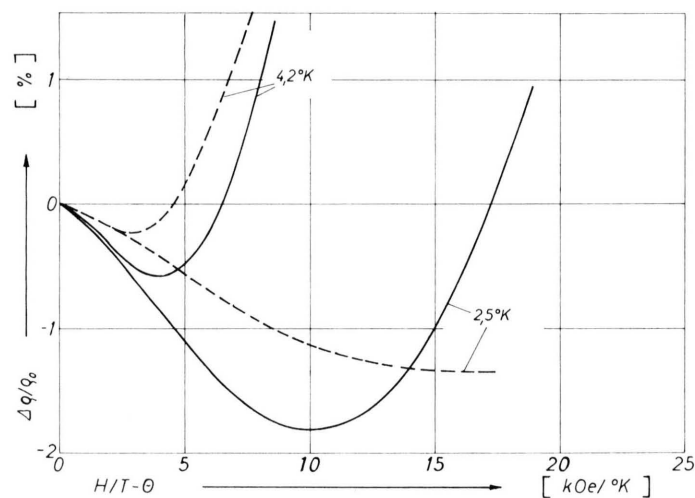


Abb. 10. Magnetische Widerstandsänderung in Abhängigkeit von $H/(T - \Theta)$ für die Proben der Abb. 9.

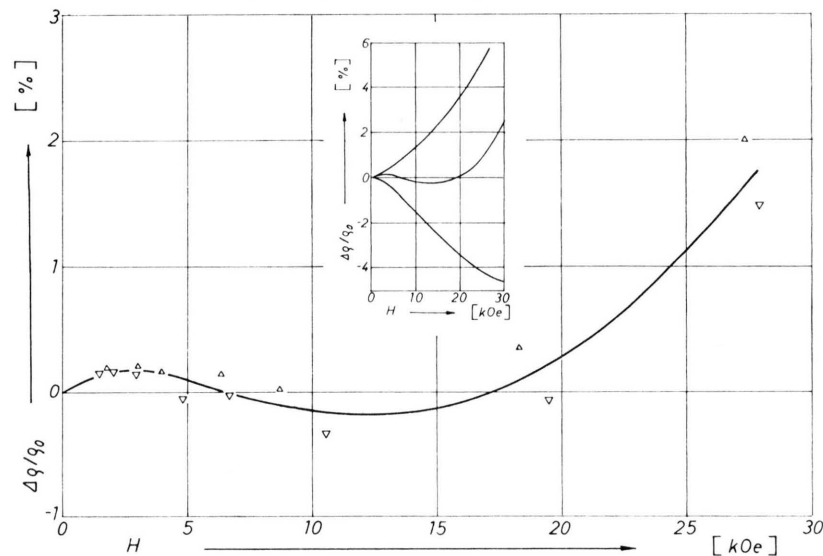


Abb. 12. Magnetische Widerstandsänderung für einen Einkristall (bezüglich p nahe dem Übergang zu nur positivem $\Delta\rho/\rho_0$) in Abhängigkeit von H und seine Komponentenzerlegung.

sierbares System vermuten. Wegen des Fehlens magnetischer Ionen (wie bei den oben erwähnten Mn-Legierungen) muß dieses aber anderen Ursprungs sein. TOYOZAWA¹⁶ hat gezeigt, daß im Bereich der Störbandleitung ein Teil der Störstellen lokalisierte magnetische Momente tragen kann, die einen Beitrag zur Streuung der Elektronen leisten. Nur wenige Prozent der Störstellen tragen lokalisierte Spins, und für größere Störstellenkonzentrationen nimmt der Prozentsatz noch wieder stark ab.

Die vorliegenden Untersuchungen zeigen, daß für ZnSb in Polykristallen der Effekt verstärkt auftritt, was auf einen Einfluß der Korngrenzen hindeutet. Es liegt die Vermutung nahe, daß an Korngrenzen lokalisierte Spins bevorzugt entstehen können. Hierbei ergibt sich dann die optimale Ladungsträgerkonzentration p bei größeren Werten als bei Einkristallen.

5.2. Graphische Komponentenzerlegung

Trägt man $\Delta\varrho/\varrho_0$ nicht über H , sondern über H^2 auf, so erhält man z. B. für die in Abb. 8 dargestellten Kurven für einen Einkristall bei verschiedener Magnetfeldrichtung die in Abb. 11 ausgezogen gezeichneten Kurven. Bei hohen Feldstärken ergibt sich ein praktisch linearer Verlauf, entsprechend der normalen positiven Widerstandsänderung mit H^2 . Man kann daraus die Zerlegung in eine positive und eine negative Komponente ableiten, indem man nämlich Parallelen zu den erhaltenen Geraden durch den Nullpunkt legt. Diese in Abb. 11 gestrichelten Parallelen stellen den Verlauf der mit H^2 ansteigenden positiven Komponente dar, die Differenzen zwischen diesen und den gemessenen Kurven ergeben die jeweils negativen Komponenten. Das Ergebnis in Abb. 11 zeigt, daß der Sättigungswert der negativen Komponente im Gegensatz zu der positiven Komponente von der Magnetfeldrichtung kaum abhängig ist in Übereinstimmung mit der Theorie der lokalisierten Spins von TOYOZAWA¹⁶.

Mit Hilfe dieser Komponentenzerlegung lassen sich auch weitere anomale Kurvenverläufe deuten. Abb. 12 zeigt den Verlauf von $\Delta\varrho/\varrho_0$ in Abhängigkeit von H für einen Einkristall im Übergangsgebiet (in bezug auf p) von negativer zu positiver Widerstandsänderung ($p = 1,4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$). Die magnetische Widerstandsänderung ist bei kleinen Feldern

erst positiv und wird dann mit wachsendem Feld negativ und schließlich wieder positiv. Eine mögliche Erklärung ist gleichzeitig in Abb. 12 durch die Komponentenzerlegung gegeben. Ein ähnlicher Kurvenverlauf wurde für eine einkristalline Probe mit $p = 1,9 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ allerdings bei $2,5^\circ \text{K}$ festgestellt. Bei dieser Temperatur ist also der untere Übergang von positiver zu negativer Widerstandsänderung nahe dieser Ladungsträgerkonzentration zu suchen.

5.3. Numerische Komponentenzerlegung

5.3.1. Potenzfunktionenansatz

ROTH, STRAUB, BERNARD und MULHERN¹⁷ haben die anomale positive und negative magnetische Widerstandsänderung von Ge und Si durch den Ansatz

$$\Delta\varrho/\varrho = A_1 \cdot H^{C_1} + B_1 \cdot H^2 \quad (6)$$

in die normale H^2 -Komponente und die anomale negative Komponente aufgespalten. Dabei sind A_1 , B_1 und C_1 für jede Probe numerisch zu bestimmende Größen.

Dieser Ansatz wurde nun auch hier benutzt, um die anomale magnetische Widerstandsänderung am ZnSb zu analysieren. Die drei Koeffizienten wurden auf Grund der vorliegenden Meßkurven mit Hilfe einer elektronischen Rechenanlage berechnet. Die Tab. 2 zeigt die Ergebnisse für polykristalline ZnSb-Proben verschiedener Ladungsträgerkonzentration.

Proben-Nr.	$p [\text{cm}^{-3}]$	$A_1 \cdot 10 [\text{kOe}^{-C_1}]$	$B_1 \cdot 10^3 [\text{kOe}^{-2}]$	C_1
1	$1,2 \cdot 10^{17}$	— 1,288	98,83	1,919
24	$3,9 \cdot 10^{17}$	— 0,597	18,48	1,688
16	$7,3 \cdot 10^{17}$	— 1,592	4,51	1,066
25	$1,2 \cdot 10^{18}$	— 1,844	4,09	0,791
17	$1,7 \cdot 10^{18}$	— 1,587	2,91	0,831
11	$5,4 \cdot 10^{17}$	— 1,417	2,19	0,647

Tab. 2.

In Abb. 13 sind die Koeffizienten A_1 , B_1 und C_1 auch graphisch dargestellt. Bei einer Ladungsträgerkonzentration von etwa 10^{18} cm^{-3} nimmt A_1 ein Maximum an. Zum Vergleich sind von ROTH u. Mitarb. ermittelte Werte für Ge eingetragen (rechte Ordinate für A_1). A_1 charakterisiert besonders die Stärke der negativen Widerstandsänderung (vgl. Abb. 4). B_1 und C_1 sind mit steigendem p fallende Größen, ähnlich wie beim Ge.

¹⁶ Y. TOYOZAWA, J. Phys. Soc., Japan **17**, 986 [1962].

¹⁷ H. ROTH, W. D. STRAUB, W. BERNARD u. J. E. MULHERN, Phys. Rev. Lett. **11**, 328 [1963].

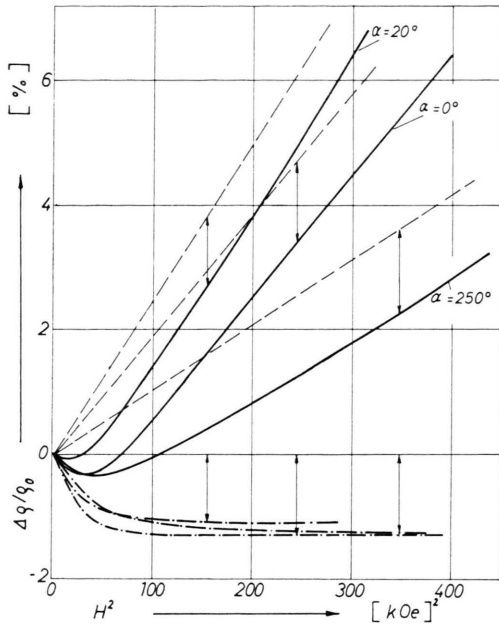


Abb. 11. Magnetische Widerstandsänderung eines Einkristalls bei 4,2°K für verschiedene Feldrichtungen aufgetragen über H^2 und Komponentenzerlegung dieser Kurven.

Jedoch befriedigt dieser Ansatz nicht ganz. Die errechnete Kurve verläuft in der Nähe des Nullpunktes immer steiler als die gemessene, und die negative Komponente nimmt im Gegensatz zu den oben geschilderten Ergebnissen keine Sättigung an. Die Koeffizienten haben keine direkte physikalische Bedeutung und lassen keine Schlüsse auf die Natur des Effektes zu.

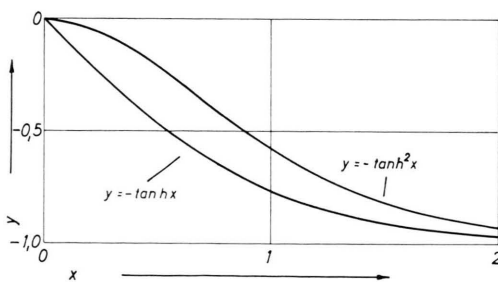


Abb. 14. Die Funktionen $y = -\tanh x$ und $y = -\tanh^2 x$.

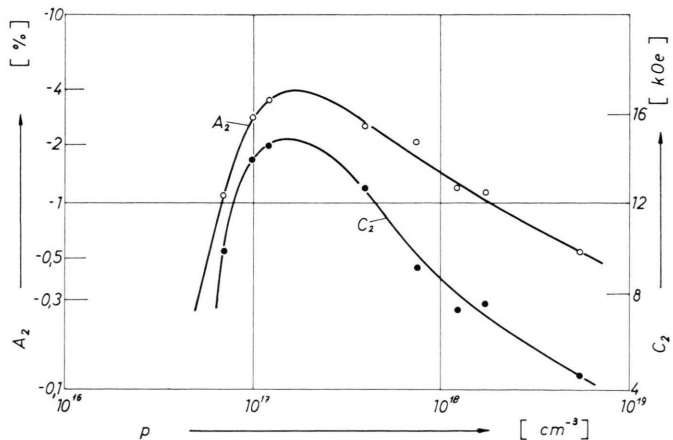


Abb. 15. Koeffizienten A_2 und C_2 der Komponentenzerlegung nach Gl. (11).

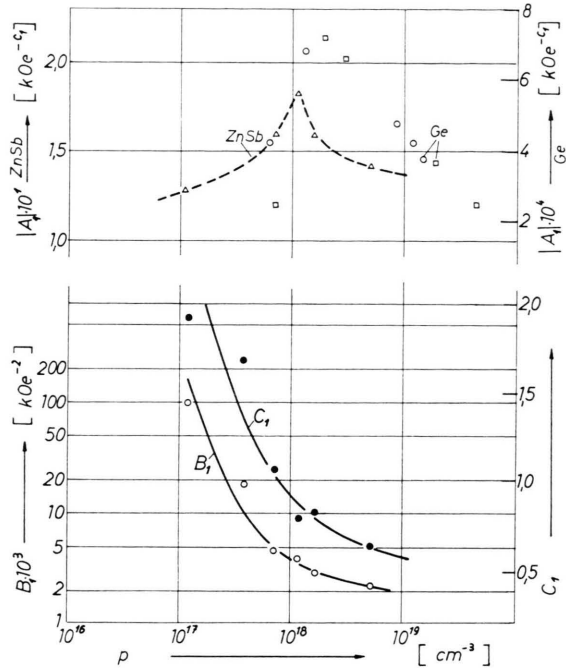


Abb. 13. Koeffizienten A_1 , B_1 und C_1 der Komponentenzerlegung nach Gl. 6 für polykristallines ZnSb [zum Vergleich p - Ge (\square), n - Ge (\circ)].

5.3.2. Weiterer Funktionenansatz

Wenn wir einmal annehmen, daß tatsächlich lokalisierte Spins für die negative magnetische Widerstandsänderung eine Rolle spielen¹⁶, so können wir, ohne auf die genauere und vielleicht auch verschiedenartige Natur dieser Spins einzugehen, folgende vereinfachte Betrachtung anstellen¹⁸. Für

¹⁸ G. Joos, Lehrbuch der Theoretischen Physik, Leipzig 1956, S. 410.

ein System von N magnetischen Dipolen mit dem magnetischen Moment μ^* in einem Magnetfeld gilt für die Anzahl der parallel bzw. antiparallel einstellbaren Dipole

$$N_+ = \frac{N e^x}{e^x + e^{-x}}, \quad (7)$$

$$N_- = \frac{N e^{-x}}{e^x + e^{-x}} \quad (8)$$

mit $x = \mu^* H / k T$. Division des gesamten magnetischen Moments durch das Volumen V liefert die Magnetisierung M :

$$M = \frac{N_+ \mu^* - N_- \mu^*}{V} = \frac{N \mu^*}{V} \tanh \frac{\mu^* H}{k T}. \quad (9)$$

Wie oben gesagt, kann man für schwache Felder einen Abfall der Widerstandsänderung mit dem Quadrat der Magnetisierung annehmen:

$$\left(\frac{\Delta \rho}{\rho_0} \right)_{\text{neg.}} \sim \left(\frac{N \mu^*}{V} \right)^2 \tanh^2 \frac{\mu^* H}{k T}. \quad (10)$$

Daher machten wir für die Zweikomponentendarstellung nun folgenden Ansatz:

$$\frac{\Delta \rho}{\rho_0} = A_2 \tanh^2 \frac{H}{C_2} + B_2 H^2. \quad (11)$$

Abb. 14 zeigt den Verlauf von $y = -\tanh^2 x$: die negative Komponente zeigt damit Sättigungscharakter, und für kleines x verläuft die Kurve flacher. Die Koeffizienten A_2 und C_2 haben dabei folgende Bedeutung: A_2 ist der Sättigungswert der negativen Komponente, C_2 gibt die Magnetfeldstärke an, bei der die Widerstandsänderung zu etwa 60% gesättigt ist.

Abb. 15 sowie Tab. 3 zeigen die mit einer elektronischen Rechenmaschine berechneten Koeffizienten für verschiedene Ladungsträgerkonzentrationen. Aus C_2 läßt sich das mittlere magnetische Moment abschätzen. Wie ebenfalls Tab. 3 zeigt, variieren die Ergebnisse zwischen 4 und 14 Bohrschen Magnetonen.

Eine allgemeinere Diskussion führt natürlich auf eine Langevin-Funktion für den Ansatz der negativen Komponente. Genauere Berechnungen der magnetischen Momente auf Grund dieser Funktion sind inzwischen von HEDGCOCK¹⁹ für die negative magnetische Widerstandsänderung von Ge, GaAs und InAs durchgeführt worden. Es werden für μ^* Werte zwischen 3 und 60 Bohrschen Magnetonen angegeben. Unsere vorliegende Abschätzung auf Grund des vereinfachten Ansatzes liefert somit Werte der gleichen Größenordnung für die negative magnetische Widerstandsänderung von ZnSb.

Aus dem durch A_2 gegebenen prozentualen Anteil läßt sich der absolute Anteil des spezifischen Widerstandes abschätzen, der nach der gegebenen Vorstellung im magnetfeldfreien Fall durch die Streuung an den lokalisierten Spins verursacht wird. Die letzte Spalte in Tab. 3 zeigt die Ergebnisse.

Tabelle 4 sagt schließlich etwas über die Temperaturabhängigkeit der Koeffizienten aus, und zwar speziell für den in den Abb. 9 und 10 dargestellten Einkristall.

$T [^\circ\text{K}]$	$A_2 [\%]$	$B_2 [\text{kOe}^{-2}]$	$C_2 [\text{kOe}]$	μ^* / μ_B
4,2	− 2,88	$0,55 \cdot 10^{-2}$	13,9	4,52
2,5	− 5,38	$0,74 \cdot 10^{-2}$	13,0	4,84

Tab. 4.

Während der Sättigungswert A_2 der negativen Komponente mit abnehmender Temperatur zwischen 4,2 und 2,5°K auf etwa den doppelten Wert zunimmt, ändert sich die Größe C_2 und damit auch das magnetische Moment nur wenig.

Herrn Prof. Dr. E. JUSTI danken wir für die Möglichkeit zur Durchführung dieser Untersuchungen im Institut für Technische Physik der TU Braunschweig, der Deutschen Forschungsgemeinschaft danken wir für Sachbeihilfen.

Proben-Nr.	$p [\text{cm}^{-3}]$	$A_2 [\%]$	$B_2 [\text{kOe}^{-2}]$	$C_2 [\text{kOe}]$	μ^* / μ_B	$\rho \cdot 10^3 [\Omega\text{cm}]$
32	$7,0 \cdot 10^{16}$	− 1,09	$3,9 \cdot 10^{-3}$	9,8	6,4	8,2
1	$1,2 \cdot 10^{17}$	− 3,60	$4,8 \cdot 10^{-3}$	14,5	4,3	7,9
24	$3,9 \cdot 10^{17}$	− 2,54	$4,3 \cdot 10^{-2}$	12,7	4,9	4,3
16	$7,3 \cdot 10^{17}$	− 2,18	$0,2 \cdot 10^{-4}$	9,1	6,9	3,6
25	$1,2 \cdot 10^{18}$	− 1,21	$2,1 \cdot 10^{-3}$	7,2	8,7	0,74
17	$1,7 \cdot 10^{18}$	− 1,17	$9,8 \cdot 10^{-4}$	7,5	8,4	0,86
11	$5,4 \cdot 10^{18}$	− 0,54	$1,1 \cdot 10^{-4}$	4,4	14,4	0,12

Tab. 3.

¹⁹ F. T. HEDGCOCK, Canad. J. Phys. **45**, 1473 [1967].