

← Fig. 1. Transverse muon polarization  $P_{\perp}$  and differential cross section vs. outgoing muon energy  $q_0'$ ; for initial energy  $q_0=1$  GeV and two values of  $w=\cos \vartheta=0.8, 0.9$ . The second class couplings  $A$  and  $B$  have been taken as 0 and 3.71, respectively. — refers to the neutrino reaction (1 a) and - - - to the antineutrino reaction (1 b).  $P_{\perp}$  is given in per cent and the differential cross section is in units of  $10^{-38} \text{ cm}^2/\text{GeV/nucleon}$ .

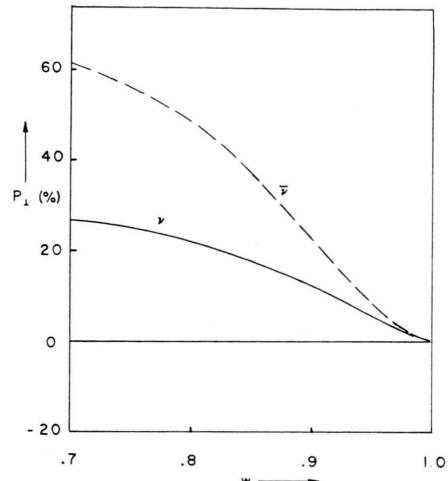


Fig. 2. Transverse muon polarization vs. the cosine of the muon emission angle  $w$ . Parameters are the same as in Fig. 1.

## Zum Hall-Effekt dünner polykristalliner Wismut-Aufdampfschichten

LOTHAR FRITSCH, KLAUS MARQUARD und FRANZ WOLF  
Institut für Theoretische Physik der Technischen Hochschule  
Karlsruhe  
(Z. Naturforsch. **20 a**, 640—642 [1965]; eingegangen am 19. März 1965)

Nach orientierenden Versuchen von WOLBER<sup>1</sup> läßt sich der HALL-Effekt von im Ultrahochvakuum aufgedampften dünnen Wismut-Schichten nach Vorzeichen und Betrag in weiten Grenzen willkürlich und reproduzierbar variieren. Einzelheiten werden verständlich, wenn man den Leitungscharakter von Bi und die Struktur der dünnen Schichten beachtet. Man darf bei Bi gleich viele n- und p-Träger, Elektronen und Löcher annehmen. Der beobachtete HALL-Effekt muß immer als Summe zweier entsprechender Leitungsvorgänge angesehen werden. Vom (rhomboedrischen) Einkristall weiß man<sup>2</sup>, daß die Löcher nur parallel zur (111)-Ebene, d. h. senkrecht zur Hauptachse, eine wesentliche, übrigens wenig temperaturabhängige Beweglichkeit haben. Dagegen ist diejenige der Elektronen isotrop und wächst

mit abnehmender Temperatur. Bei nicht epitaktisch aufgedampften Schichten handelt es sich um ein Haufwerk von Kristalliten, deren Hauptachsen bevorzugt senkrecht auf der Unterlage stehen, deren (111)-Ebenen also der Unterlage parallel liegen<sup>3</sup>. Wir haben uns selbst durch Elektronenbeugungsaufnahmen vom Vorhandensein dieser Einfachorientierung überzeugt. Bei unseren Messungen steht auch das Magnetfeld senkrecht auf der Unterlage, die HALL-Spannung wird in der Ebene der Unterlage abgenommen. Sie wird deshalb stark davon abhängen, wie gut die Teilordnung der Kristallite mit der (111)-Ebene parallel der Unterlage ausgebildet, wie sehr also die Löcherleitung am Gesamtstrom beteiligt ist.

Selbstverständlich wird diese Teilorientierung zunächst schon durch Art und Temperatur der Unterlage beim Aufdampfen, ebenso durch die Dicke der Schicht beeinflußt. Beispielsweise ergab sich unter sonst gleichen Bedingungen bei einer auf sehr oberflächenglatter, homogener und nachgewiesenem amorphen  $\text{Bi}_2\text{O}_3$ -Unterlage aufgedampften Bi-Schicht die (positive) HALL-Konstante größer als auf Duranglas als Träger. Sie wuchs auch mit der beim Herstellungsvorgang eingehaltenen

<sup>1</sup> W. WOLBER, Diplomarbeit, Karlsruhe 1964.

<sup>2</sup> H. JONES, Proc. Roy. Soc., Lond. A **155**, 653 [1936]. — D. V. GITSCHE u. G. A. IVANOV, Soviet Phys.—Solid State **2**, 1323, 1330 [1960].

<sup>3</sup> C. T. LANE, Phys. Rev. **48**, 193 [1935].



Unterlagentemperatur. — Besonders auffallend ist die Abhängigkeit der HALL-Konstanten von der Aufdampfgeschwindigkeit. Bei sonst konstanten Bedingungen kann man mit hinreichend gesteigerten Aufdampfraten leicht negative Werte von ganz erheblichen Beträgen erzeugen, während fortgesetzte Verlangsamung des Aufdampfvorgangs zu positiven HALL-Konstanten von wachsendem Wert führt. — Bei geringer Aufdampfrate (ebenso bei größerer Herstellungstemperatur) kann sich die Teilorientierung der Kristallite relativ zur Unterlage gut ausbilden, die Löcher werden stark am Leitvorgang beteiligt, und die HALL-Konstante erhält positives Zeichen. Bei großer Aufdampfrate (ebenso bei kleinerer Herstellungstemperatur) tritt aber die Löcherleitung wegen schlechter Ausbildung der Teilorientierung zurück, der HALL-Effekt wird negativ. — Ganz entsprechend heilt übrigens Tempern einer bei Zimmertemperatur hergestellten Schicht bei nur 50° darüber die Teilorientierung aus, die HALL-Konstante erweist sich danach als größer.

Weiter zeigt Abb. 1 die Temperaturabhängigkeit der HALL-Konstanten bei einer fertigen Bi-Schicht im Bereich unterhalb der Zimmertemperatur. Die Schicht war, ebenso wie alle folgenden, bei Zimmertemperatur hergestellt. Auch Unterlage, Aufdampfrate und Dicke (250 Å) waren bei allen folgenden Beispielen möglichst dieselben. Die Einzelpunkte der Kurven wurden z. T.

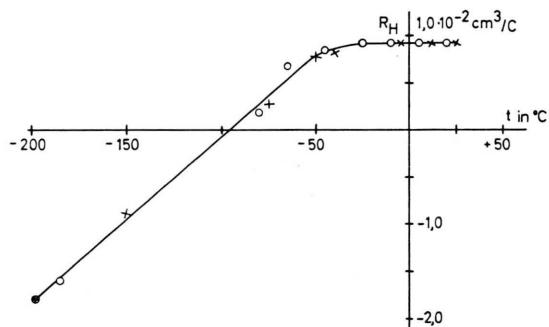


Abb. 1. HALL-Konstante in Abhängigkeit von der Temperatur.

bei verschiedenen Temperaturdurchgängen gewonnen. Danach erweisen sich die Messungen als recht gut reproduzierbar. Dasselbe gilt für vielfache Wiederholung mit anderen Schichten, falls die Randbedingungen hinreichend gleich gehalten wurden. — Bei der Deutung des starken Abfalls der HALL-Konstanten mit abnehmender Temperatur bleibt jetzt wegen fester Kristallstruktur die Löcherbeweglichkeit annähernd unverändert. Der Abfall spiegelt offensichtlich das Anwachsen der Elektronenbeweglichkeit wider, wodurch der n-Leitungsanteil den p-Anteil bei kleinen Temperaturen schließlich stark überwiegt und die Konstante negativ macht. — Bei der Gleichung von SONDHEIMER und WILSON<sup>4</sup> für die HALL-Konstante

$$R_{\text{H}} = \frac{m \mu^2 - n \nu^2}{e(m \mu + n \nu)^2} \quad (1)$$

mit  $m$  Löcherdichte,  $n$  Elektronendichte,  $\mu$  Löcherbeweglichkeit,  $\nu$  Elektronenbeweglichkeit und  $e$  Elementarladungsbetrag ist für Bi  $m=n$  zu setzen. Der vorige Fall läßt dann  $\mu$  annähernd konstant,  $\nu$  wächst mit abnehmender Temperatur. Auch die Formel liefert mit  $\mu < \nu$  dann  $R_{\text{H}} < 0$ .

Im folgenden zeigen wir noch zwei weitere Effekte, die die HALL-Konstante einer Bi-Schicht stark beeinflussen. Zunächst werden in Abb. 2 — ebenso gut wie bei Abb. 1 durch Einzelpunkte und Wiederholung gesicherte — Messungen an drei Schichten wiedergegeben.

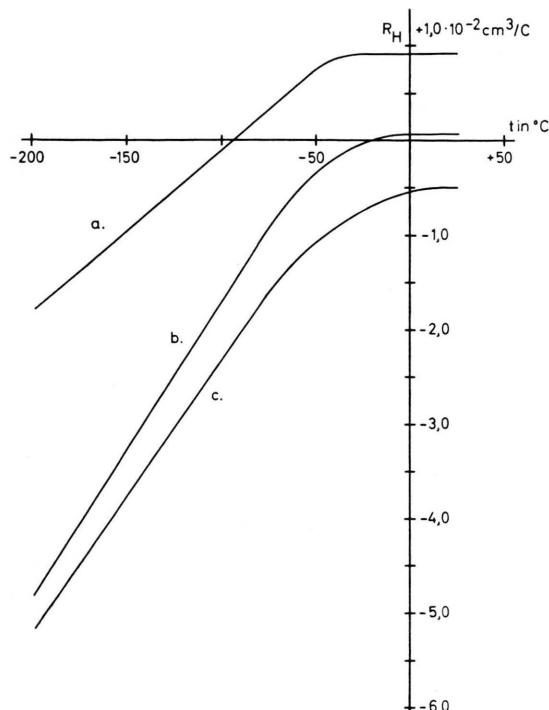


Abb. 2. HALL-Konstanten über der Temperatur bei verschiedenen Aufdampfrichtungen.  $\alpha=0^\circ$  (a),  $\alpha=35^\circ$  (b),  $\alpha=56^\circ$  (c).

ben, bei deren Herstellung der Winkel zwischen Schichtnormale und Richtung des einfallenden Dampfstrahls von  $\alpha = 0^\circ$  über  $35^\circ$  bis  $56^\circ$  variiert wurde. Man sieht, die ganze Temperaturkurve von  $R_H$  rückt mit zunehmendem Bedampfungswinkel immer weiter in negativer Richtung. Strukturuntersuchungen mit Elektronenbeugung haben uns bis jetzt gezeigt, daß die Teildrehung der Kristallite mit der (111)-Fläche parallel zur Unterlage mit wachsendem Einfallsinkel schlechter wird, was offenbar wieder die Löcherleitung beeinträchtigt. In Gl. (1) ist jetzt wieder  $m=n$  zu setzen und bei fester, z. B. Zimmertemperatur  $\nu$  konstant zu halten. Dagegen wird  $\mu$  mit wachsendem Bedampfungswinkel immer kleiner und macht, sobald  $\mu < \nu$ , auch  $R_{\text{H}} < 0$ .

Der andere Einfluß besteht in der Adsorption von Sauerstoffgas an der Schichtoberfläche. Schon WOLBER<sup>1</sup>

<sup>4</sup> Etwa J. M. ZIMAN, Electrons and Phonons, At the Clarendon Press, Oxford 1960.

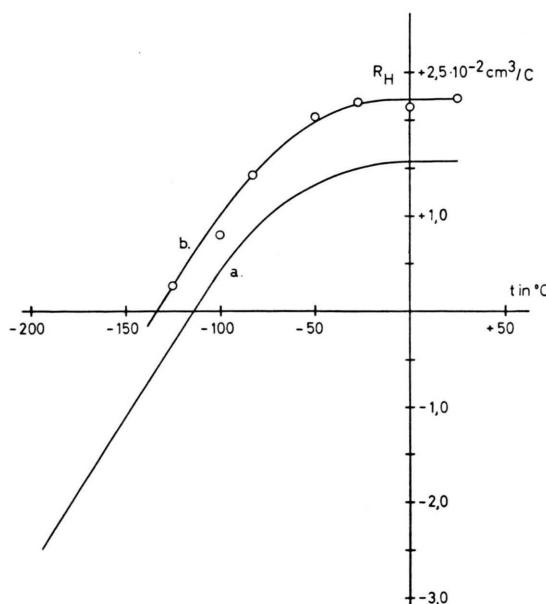


Abb. 3. Wirkung der Sauerstoffsorption, positiver Ausgangswert. a ohne, b mit Gasbelegung.

hatte ihn beobachtet und durch nachträgliche Zulassung von  $H_2$ -Gas wieder rückgängig machen können. Bei Drucken von  $10^{-6}$  bis  $10^{-4}$  Torr ist die Wirkung schwächer und noch nicht genau untersucht. Abb. 3 und 4 zeigen zwei Schichten, die bei Zimmertemperatur mit  $R_H > 0$  bzw.  $R_H < 0$  hergestellt und dann etwa  $\frac{1}{2}$  Stunde lang  $O_2$ -Gas von  $10^{-3}$  Torr (bis zu einem Sättigungszustand) ausgesetzt waren. Man sieht, der anfangs positive HALL-Effekt hat danach zugenommen, der ursprünglich negative aber eine weitere Verschiebung nach unten erfahren. Die Wirkung des Sauerstoffs dürfte hier vor allem in einer Verminderung der Elektronendichte  $n$  bestehen. Hält man in Gl. (1) für Abb. 3 bei fester Temperatur  $\mu > v$  jeweils konstant und lässt  $n < m$  werden, so ergibt sie tatsächlich die beobachtete Zunahme von  $R_H$ . Die in Abb. 4 wie-

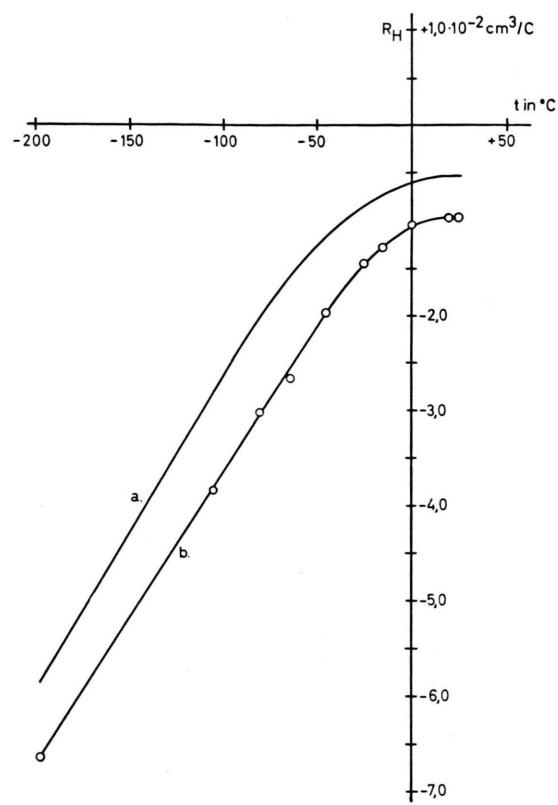


Abb. 4. Wirkung der Sauerstoffsorption, negativer Ausgangswert. a ohne, b mit Gasbelegung.

dergegebene Abnahme erhält man mit Gl. (1) bei wenig unter  $m$  absinkender Elektronendichte  $n$ , sobald  $\mu < \frac{1}{2} v$  angenommen wird. Weitere Untersuchungen sind im Gange.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft danken wir sehr für materielle Unterstützung, Herrn Dr. ALBERT für Elektronenbeugungsaufnahmen.

### Nachweis des Fluor-Affinitätskontinuums in Emission

HANNS-PETER POPP

Elektrophysikalisches Institut der Technischen Hochschule München

(Z. Naturforschg. **20 a**, 642–643 [1965]; eingegangen am 29. März 1965)

Wenn ein neutrales Atom mit einer positiven Elektronenaffinität ein freies Elektron einfängt, dann wird die dadurch freigesetzte Affinitätsenergie zuzüglich der

kinetischen Energie des Elektrons in Strahlung umgesetzt. Da freie Elektronen eine ihrer Temperatur entsprechende Energieverteilung aufweisen, entsteht bei der Anlagerung der Elektronen an die Atome eine kontinuierliche Strahlung mit einer der Affinitätsenergie entsprechenden langwelligen Grenze.

Affinitätskontinua wurden sowohl an extraterrestrischen als auch an terrestrischen Objekten spektroskopisch festgestellt. In Emission wurden das  $H^-$ <sup>1–3</sup>, das  $O^-$ <sup>4</sup>, das  $N^-$ <sup>5</sup> sowie das  $Cl^-$ <sup>6,7</sup>,  $Br^-$ <sup>7</sup> und  $I^-$ <sup>7</sup>-Kontinuum nachgewiesen. In Absorption wurden die Affini-

<sup>1</sup> W. LOCHTE-HOLTGREVEN u. W. NISSEN, Z. Phys. **133**, 124 [1952].

<sup>2</sup> TH. PETERS, Z. Phys. **135**, 573 [1953].

<sup>3</sup> A. BÖHM u. L. REHDER, Z. Naturforschg. **20 a**, 114 [1965].

<sup>4</sup> G. BOLDT, Z. Phys. **154**, 330 [1959].

<sup>5</sup> G. BOLDT, Z. Phys. **154**, 330 [1959].

<sup>6</sup> H. HENNING, Z. Phys. **169**, 467 [1962].

<sup>7</sup> R. S. BERRY u. C. W. DAVID, Atomic Collision Processes, North Holland Publ. Co, Amsterdam 1964, S. 543.