

$$\text{Aus} \quad k(q-p) = \frac{\lambda}{\pi \sinh(q-p)} \quad (8)$$

ergibt sich für α die Bedingung:

$$\frac{\lambda}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-\alpha t}}{\sinh t} dt = -1. \quad (9)$$

Hieraus folgt (vgl. z. B.³) direkt

$$\alpha = 2\delta/\pi$$

$$\text{und} \quad \varepsilon'' = \tan \delta \cdot \varepsilon' \sim \omega^{-2\delta/\pi}. \quad (10)$$

Diese Lösung befriedigt erwartungsgemäß auch Gl. (4) mit $\varepsilon_\infty = 0$, d. h. aus einem konstanten Verlustwinkel folgt unter vernünftigen Einschränkungen an den Ver-

lauf von ε notwendig ein Absinken der Dielektrizitätskonstanten proportional $\omega^{-2\delta/\pi}$.

Diese Relation ist für den mittleren Frequenzbereich in vielen Fällen ebenso nützlich wie die anderen, allgemein bekannten Extremgesetze:

Parallelschaltung von konstanter Kapazität und Widerstand:

$$\tan \delta \sim \frac{1}{\omega}, \quad \varepsilon' = \text{const}$$

und Reihenschaltung von konstanter Kapazität und Widerstand:

$$\tan \delta \sim \omega, \quad \varepsilon' = \frac{\text{const}}{1 + \tan^2 \delta}.$$

Herrn Dr. G. GRAU danken wir für viele anregende Diskussionen.

³ W. GRÖBNER u. N. HOFREITER, Integraltafel Teil II, Springer-Verlag, Wien 1958.

Weglängeneffekte bei Transporterscheinungen in Raumladungszonen von Germanium-Bikristallen

Von G. LANDWEHR *

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (Z. Naturforsch., **19** a, 157–159 [1964]; eingeg. am 10. Dezember 1963)

Ein künstlich gezogener Bikristall besteht aus zwei einkristallinen Bereichen, die entlang einer Korngrenze miteinander verwachsen sind. Die Struktur eines für die hier mitgeteilten Versuche benutzten Germanium-Bikristalls, bei dem die Längsachsen der Impfkristalle in [001]-Richtung zeigten und symmetrisch um insgesamt 20° um eine [100]-Achse verdreht waren, ist in Abb. 1 schematisch dargestellt. Da das Ausgangsmaterial für den Bikristall n-leitend war, äußert sich die Existenz einer Korngrenze sehr drastisch in seinen elektrischen Eigenschaften, und zwar deshalb, weil sich die Korngrenze mit einer p-leitenden Raumladungszone umgibt. Der Grund für das Auftreten einer Inversionsschicht soll hier nicht erörtert werden.

Das Vorhandensein einer Potentialstufe an der Korngrenze macht es möglich, die elektrischen Eigenschaften der Raumladungszone unabhängig vom Kristalläußeren zu untersuchen¹. Verwendet man für die bei HALL-Effekt- und Leitfähigkeitsmessungen üblichen Sonden legierte Indium-Kontakte, die einen sperrfreien Übergang mit der p-Schicht und einen gleichrichtenden mit dem Kristallgrundmaterial bilden, so fließt beim Anlegen einer Spannung etwa an die Stromkontakte 1–2 einer Versuchsprobe nach Abb. 1 praktisch der gesamte Strom durch die defektleitende Raumladungszone, deren Widerstand sehr viel geringer ist als derjenige des in Sperrrichtung gepolten pn-Übergangs. Auf diese Weise lassen sich mit konventionellen Mitteln die galvano-

magnetischen Eigenschaften² der Inversionsschicht von Bikristallen über einen großen Temperaturbereich (1,25 bis 250°K) messen. Eine Analyse³ von Tieftemperatur-Daten führte zu dem Schluß, daß die Beweglichkeit der Defektelektronen offenbar durch Weglängeneffekte beeinflusst wird. Damit sind Effekte gemeint, die dann

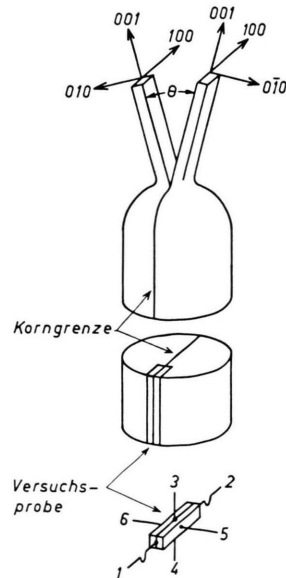


Abb. 1. Schematische Darstellung eines Germanium-Bikristalls mit einem Verdrehungswinkel $\Theta = 20^\circ$. Weiterhin ist die Art der benutzten Versuchsproben skizziert. Es bedeuten: 1–2: Stromkontakte, 3–4: HALL-Kontakte, 5–6: Feldeffektsonden.

* Braunschweig.

¹ B. REED, O. WEINREICH u. H. F. MATARÉ, Phys. Rev. **113**, 454 [1959].

² G. LANDWEHR u. P. HANDLER, J. Phys. Chem. Solids **23**, 891 [1962].

³ G. LANDWEHR, phys. stat. solid. **3**, 440 [1963].



zustandekommen, wenn die Dicke einer stromführenden Schicht geringer ist als die mittlere freie Weglänge der Ladungsträger im massiven Grundmaterial und wenn die Zusammenstöße mit der Oberfläche diffus sind.

Nun bietet eine Korngrenze in n-Germanium die Möglichkeit, Weglängeneffekte genauer zu studieren, da man es in der Hand hat, die Dicke der Raumladungszone zu variieren. Das kann dadurch geschehen, daß man sie gegenüber dem Kristalläußeren in Sperrichtung elektrisch vorspannt. Durch die Vorspannung entsteht eine erhöhte elektrische Feldstärke, die mit einer Abnahme der Dicke der stromführenden Schicht gekoppelt ist. Nach einer Theorie von SCHRIEFFER⁴, die mit einer innerhalb der Raumladungszone konstanten Feldstärke operiert, ist die effektive Dicke der Schicht der Feldstärke E umgekehrt proportional. Setzt man diffuse Streuung an der Oberfläche (in diesem Fall: an der Korngrenze) voraus, so ist die effektive Beweglichkeit der Ladungsträger ebenfalls $\sim E^{-1}$. Der Zusammenhang zwischen elektrischer Feldstärke an der Oberfläche und angelegter Sperrspannung an halbleitenden Inversionsschichten wurde von STATZ et al.⁵ unter Benutzung der BOLTZMANN-Statistik eingehend behandelt. Wenn die Dichte der freien Ladungsträger in der Raumladungszone gegenüber der Dichte der ionisierten Störstellen zu vernachlässigen ist, ergibt sich näherungsweise $\mu \sim V_F^{-1/2}$ für hinreichend große Sperrspannungen V_F . Eine Messung der Beweglichkeit μ der Löcher in der Korngrenzeninversionsschicht als Funktion einer gegenüber dem Kristalläußeren angelegten Sperrspannung verspricht also Aufschluß darüber, ob ein Weglängeneffekt vorliegt.

Eine bei Oberflächeninversionsschichten angewandte Methode, aus Leitfähigkeitsmessungen als Funktion einer Vorspannung (meistens als Feldeffekt bezeichnet) auf die Beweglichkeit zu schließen, schien im vorliegenden Fall aus verschiedenen Gründen nur bedingt brauchbar. Deshalb wurde die Beweglichkeit möglichst direkt aus Leitfähigkeits- und HALL-Effekt-Messungen bestimmt. Das Produkt aus der reduzierten Leitfähigkeit σ_0 und dem reduzierten HALL-Koeffizienten R^* (Dimension: Fläche/Ladung) ist definitionsgemäß² unabhängig von der nicht genau bekannten Dicke der stromführenden Schicht und wird als HALL-Beweglichkeit bezeichnet.

Die Messungen wurden unter Benutzung üblicher Methoden bei einer Temperatur von 77 °K an Bikristallproben ausgeführt, die mit $6 \cdot 10^{14}$ Donatoren pro cm^3 dotiert waren. Die Probengeometrie ist aus Abb. 1 zu ersehen. Ein typisches Meßergebnis ist in Abb. 2 aufgetragen. Dargestellt ist die relative Änderung der HALL-Beweglichkeit

$$\mu_v/\mu_0 = (R^* \sigma_0)_v / (R^* \sigma_0)_0$$

als Funktion einer symmetrischen und einer unsymmetrischen Vorspannung V_F . Im symmetrischen Fall II sind die Feldeffektsonden (z. B. 5 und 6 in Abb. 1)

parallelgeschaltet und gegenüber einer Stromzuführung vorgespannt, während im unsymmetrischen nur eine Sonde vorgespannt ist, und die zweite mit einem der Stromkontakte verbunden ist. Wie zu erwarten, ist die Wirkung einer symmetrischen Vorspannung größer als die einer asymmetrischen. Es wurde darauf geachtet, daß die Sperrströme von den Feldeffektelektroden zur Korngrenze so klein waren ($< 10 \text{ m}\mu\text{A}$), daß sie das Meßergebnis nicht verfälschen konnten. Der Spannungsabfall zwischen den Stromsonden 1 und 2 wurde so

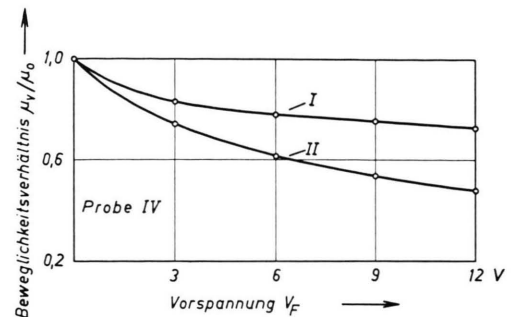


Abb. 2. Relative Änderung der HALL-Beweglichkeit als Funktion der Vorspannung V_F bei asymmetrischer (I) und symmetrischer Vorspannung (II) der p-leitenden Inversionszone an der Korngrenze gegenüber dem Kristalläußeren. Die Experimente wurden bei 77 °K ausgeführt.

klein gehalten, daß ein „interner“ Feldeffekt nicht ins Gewicht fiel. Der reduzierte HALL-Koeffizient R^* war für symmetrische und unsymmetrische Vorspannung innerhalb der Meßunsicherheit von $\pm 2\%$ gleich und wuchs zwischen $V_F=0$ und $V_F=12 \text{ V}$ um ca. 17%. Der Absolutwert von R^* (unabhängig von H bis zu 10 kOe) bei $V_F=0$ betrug $+1,36 \cdot 10^6 \text{ cm}^2/\text{C}$, was einer Flächendichte der Defektelektronen von $4,6 \cdot 10^{12}/\text{cm}^2$ entspricht. Die reduzierte Leitfähigkeit sank von $\sigma_0=2,52 \cdot 10^{-4} \Omega^{-1}$ bei $V_F=0$ auf $\sigma_0=1,02 \cdot 10^{-4} \Omega^{-1}$ bei $V_F=12 \text{ V}$. Die HALL-Beweglichkeit ohne Vorspannung errechnet man zu $342 \text{ cm}^2/\text{Vsec}$.

Es gelang, die relative Änderung der Beweglichkeit bei symmetrischer Vorspannung mit einer Abweichung $< 1\%$ durch den Ausdruck

$$\frac{\mu_v}{\mu_0} \approx \frac{E_0}{E_v} = \left[\frac{N_D \Phi + (kT/e) \bar{p}}{N_D (\Phi + V_F) + (kT/e) \bar{p}} \right]^{1/2} \quad (1)$$

analytisch darzustellen, mit N_D = Donatorendichte = $6 \cdot 10^{14}/\text{cm}^3$, $e\Phi=0,73 \text{ eV}$ und \bar{p} = mittlere Löcherdichte = $3,2 \cdot 10^{17}/\text{cm}^3$. T , k und e haben die übliche Bedeutung. Man gelangt zu dieser Beziehung, wenn man die Resultate von SCHRIEFFER⁴ und STATZ⁵ kombiniert und vereinfachend mit einer mittleren freien Löcherdichte \bar{p} in der Raumladungszone rechnet. Die Wahl von $e\Phi=0,73 \text{ eV}$ bedeutet, daß das Quasi-FERMI-Niveau im p-Bereich etwa 0,01 eV im Valenzband liegt. Es kann als sehr befriedigend angesehen werden, daß es möglich war, die Meßdaten durch (1) quantitativ

⁴ J. R. SCHRIEFFER, Phys. Rev. **97**, 641 [1955].

⁵ H. STATZ, G. A. DE MARS, L. DAVIS u. A. ADAMS, Phys. Rev. **101**, 1272 [1956].

darzustellen. Damit dürfte der Beweis erbracht sein, daß Weglängeneffekte beim Ladungsträgertransport in den untersuchten Inversionsschichten an Korngrenzen auftreten. Streng genommen müßte bei der Ableitung der Beziehung $\mu_v/\mu_0 = f(V_F)$ FERMI-Statistik benutzt werden; man hat jedoch den Eindruck, daß der Anwendungsbereich der vereinfachten Theorie nur unwesentlich überschritten wurde. Es soll noch erwähnt werden, daß der für \bar{p} erhaltene Wert etwa eine Größenordnung kleiner ist als ein früher abgeschätzter³. Der Unterschied kann an dieser Stelle jedoch nicht

diskutiert werden, es möge der Hinweis genügen, daß die Anwendung der üblichen Kontinuums-Transporttheorie auf die vorliegenden sehr kleinen Schichtdicken nicht unproblematisch ist. Das wesentliche Ergebnis, daß bei den untersuchten Bikristallen für die Löcherbeweglichkeit in der Raumladungszone vorwiegend diffuse Streuung an der Korngrenze bestimmend ist, wird durch kombinierte Messungen des Feldeffektes und der transversalen magnetischen Widerstandsänderung gestützt. Eine mehr ins einzelne gehende Veröffentlichung der Untersuchungen ist in Vorbereitung.

Über die Bestimmung von absoluten Übergangsmomentrichtungen

Von A. KAWSKI

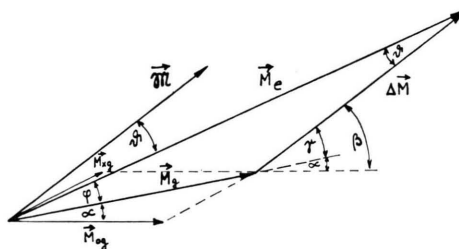
Physikalisches Institut der Pädagogischen Hochschule,
Gdańsk, Polen *

(Z. Naturforschg. **19 a**, 159—160 [1964]; eingeg. am 22. Oktober 1963)

Schon früher haben wir gezeigt^{1,2}, daß auf Grund der von uns^{3,4} entwickelten Theorie über den Einfluß des Lösungsmittels auf die Elektronenspektren der Moleküle die Möglichkeit besteht, aus der Lösungsmittelabhängigkeit von Absorptions- und Fluoreszenzspektren das Dipolmoment im Anregungszustand M_e und den Winkel φ zwischen den Dipolmomenten im Grund- und Anregungszustand zu erhalten. Weiter haben wir bemerkt¹, daß für Tetrachlorphthalsäure-anhydrid-Hexamethylbenzol (TAH) der von uns auf Grund der spektroskopischen Methode bestimmte Winkel γ zwischen dem Dipolmoment im Grundzustand M_g und dem Übergangsmoment M in guter Übereinstimmung mit dem erhaltenen Wert von CZEKALLA und MEYER⁵ ist.

In dieser Mitteilung wird die spektroskopische Methode der Bestimmung von Übergangsmomentrichtungen am Beispiel des 4-Aminophthalimides näher erläutert. Die aus dem von uns gemessenen⁶ Einfluß der Orientierungspolarisation des Lösungsmittels auf die Wellenzahl des Absorptions- und Fluoreszenzmaximums von 4-Aminophthalimid folgenden Werte von M_e und φ sind in Tab. 1 zusammengestellt.

Das Übergangsmoment M liegt in Richtung der Dipolmomentänderung $\Delta M = M_e - M_g$. Es wird noch vorausgesetzt, daß der der Emission zugeordnete lineare Oszillator nur einen kleinen Winkel mit dem der Absorption zugeordneten linearen Oszillator bilden kann. Es kann also der Winkel $\beta = \gamma + \alpha$ zwischen dem Übergangsmoment und dem Dipolmoment M_{0g} , das in der Längsachse des Phthalimid-Moleküls liegt, bestimmt werden (Abb. 1). Der Winkel γ zwischen dem Dipolmoment im Grundzustand M_g und der Dipolmoment-



änderung $\Delta M = M_e - M_g$ des 4-Aminophthalimides kann auf Grund der Kenntnis von M_g , M_e und φ berechnet werden. Das Dipolmoment im Grundzustand M_g wurde von BACHSCHIEW⁷ aus der folgenden Gleichung

$$M_g^2 = M_{0g}^2 + M_{xg}^2 + 2 M_{0g} M_{xg} \cos \varepsilon$$

Substanz	M_g	M_e	φ	$ \Delta M $	α	γ	β	ϑ
	in Debye							
4-Aminophthalimid	3,5	6,8	16°	3,43	13°30′	32°20′	~46°	16°20′

Tab. 1.

* Katedra Fizyki, Wyższa Szkoła Pedagogiczna, Gdańsk.

¹ L. BIŁOT u. A. KAWSKI, Z. Naturforschg. **18 a**, 10 [1963].

² L. BIŁOT u. A. KAWSKI, Z. Naturforschg. **18 a**, 256 [1963].

³ L. BIŁOT u. A. KAWSKI, Acta Phys. Polon. **22**, 289 [1962].

⁴ L. BIŁOT u. A. KAWSKI, Z. Naturforschg. **17 a**, 621 [1962].

⁵ J. CZEKALLA u. K. O. MEYER, Z. phys. Chem., N.F. **27**, 185 [1961].

⁶ A. KAWSKI, Acta Phys. Polon. **25** [1964], im Druck.

⁷ N. G. BACHSCHIEW, Opt. i Spektroskopiya **13**, 192 [1962].