

fähigkeits-Glow-Kurve ist in Abb. 2 als Kurve I wiedergegeben (Saugspannung 10 V). Sie war gut reproduzierbar.

Wird der beschriebene Versuch wiederholt, indem jedoch lediglich in der (gleichlangen) Dunkelpause für die Dauer von 1 min eine Wechselspannung (50 Hz)

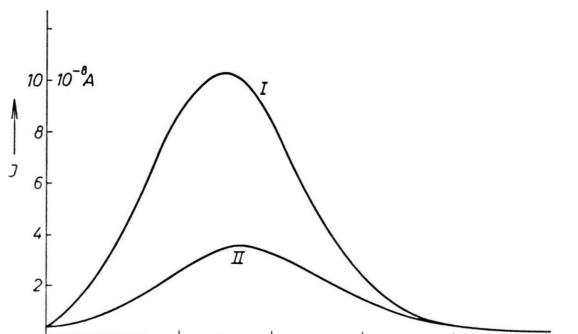


Abb. 2.

* Eine solche Anregung braucht sich im allgemeinen keineswegs homogen auf das Dielektrikum zu erstrecken, wie durch Untersuchung des Feldverlaufs festgestellt wurde ^{5, 6}.

von 2 kV an die Elektroden K_1 und K_2 gelegt wird, die anschließend während 5 min kontinuierlich auf 0 V heruntergeregt wird (während dieser Zeit waren die Schalter S_1 und S_2 geöffnet), so ergibt sich jetzt die Leitfähigkeits-Glow-Kurve II (Abb. 2).

Diese Glow-Kurve liegt beträchtlich unter der Kurve I und zeigt damit an, daß die Zahl der in den Hafttermen gefangenen Elektronen vor Aufnahme der Kurve II deutlich kleiner als vor Kurve I war. Eine entsprechende Verminderung der Haftelektronenkonzentration muß durch Wirkung der hohen Wechselfelder zustande gekommen sein, was in einfacher Weise nur durch eine elektrische Anregung von Elektronen aus Hafttermen in das Leitungsband und anschließende Rekombination erklärt werden kann.

Damit haben wir ganz entsprechende Ergebnisse, wie wir sie früher ^{3, 4} bei direkter Kontaktierung erhalten haben, jetzt auch bei Feldzuführung über isolierende Zwischenschichten gewonnen, wodurch eine Beeinflussung der Meßergebnisse durch eine Injektion von Stromträgern ausgeschlossen wurde.

Unsere bisherige Beschreibung der Experimente durch eine Feldanregung wird dadurch bestätigt *.

⁵ K. W. BÖER u. U. KÜMMEL, Ann. Phys., Lpz. **20**, 303 [1957].

⁶ K. W. BÖER u. U. KÜMMEL, Z. Naturforschg. **12 a**, 667 [1957]; Ann. Phys., Lpz., im Druck.

Die Gestalt des Leitfähigkeitsbandes von Indiumarsenid

Von D. GEIST

2. Physikalisches Institut der Universität Köln
(Z. Naturforsch. **13 a**, 699—700 [1958]; eingegangen am 3. Juli 1958)

In Halbleitern mit kleiner effektiver Masse am Bandrand rückt die FERMI-Energie bei mäßigen und hohen Trägerkonzentrationen verhältnismäßig weit ins Band vor. Dann werden Zustände besetzt, für die häufig keineswegs mehr der einfache Zusammenhang $E = \hbar^2 k^2 / 2 m^*$ zwischen Energie E und Betrag des Ausbreitungsvektors k mit konstanter effektiver Masse m^* besteht. Man kann diese Gleichung formal beibehalten, wenn man in $E = \hbar^2 k^2 / 2 m_1$; $dE/dk = \hbar^2 k/m_2$; $d^2E/dk^2 = \hbar^2/m_3$ (1)

die Größen m_1 , m_2 und m_3 als voneinander verschieden und als Funktionen der Energie betrachtet. Die Energie hängt dann nicht mehr quadratisch von k ab, doch sind die Flächen konstanter Energie im k -Raum immer noch Kugeln.

Führt man die Relationen (1) in die allgemeinen Formeln für die magnetische Suszeptibilität quasifreier Träger ein ¹, so erhält man im Gültigkeitsbereich der FERMI-Statistik für den temperaturunabhängigen Term ²

¹ A. H. WILSON, The Theory of Metals, 2. Aufl., University Press, Cambridge 1954, p. 175. — H. FRÖHLICH, Elektronentheorie der Metalle, Springer-Verlag, Berlin 1936, S. 145.

² Auf eine ausführliche Ableitung wird hier verzichtet.

$$x = \frac{3^{1/3}}{\pi^{4/3}} \mu_B^2 \frac{m_1}{\hbar^2} n^{1/3} \left\{ 1 - \frac{1}{9} \frac{m}{m_1} \left(\frac{2m}{m_3} + \frac{m}{m_2} \right) \right\}. \quad (2)$$

m_1 , m_2 und m_3 sind an der Stelle $E = \zeta$ (FERMI-Energie) zu nehmen. (μ_B BOHR-Magneton, m Elektronenmasse, $2\pi\hbar$ PLANCKSches Wirkungsquantum).

Für Indiumarsenid ist ein entsprechender Vergleich zwischen experimentellen Suszeptibilitätsmessungen und theoretischen Berechnungen der Bandstruktur möglich.

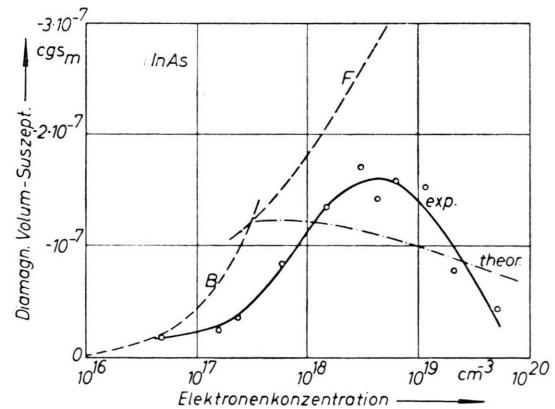


Abb. 1. Magnetische Volumsuszeptibilität der Elektronen in Indiumarsenid. Exp.: Meßwerte ⁴; theor.: berechnet nach Formel (2); B und F: berechnet für konstante effektive Masse ($m^*/m = 0,04$).



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.

STERN hat nach der $(p \cdot f)$ -Approximation berechnete Werte von m_1 , m_2 und m_3 für Elektronenkonzentrationen zwischen $3 \cdot 10^{16}$ und $3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ angegeben³, aus denen sich nach (2) die zu erwartende Suszeptibilität berechnen lässt. Einen Vergleich mit den kürzlich mitgeteilten⁴ Messungen gibt Abb. 1. Während sich für konstante effektive Masse ein steiler Anstieg der Suszeptibilität mit der Trägerkonzentration ergeben müsste [gestrichelte Kurven für $m^*/m = 0,04$ für BOLTZMANN- bzw. FERMI-Statistik (B bzw. F)] findet man experimen-

³ FRANK STERN, Bull. Amer. Phys. Soc. II, **2**, 347 [1957].

⁴ D. GEIST u. G. RÖMELT, Phys. Verh. **9**, 30 [1958].

tell⁴ (durchgezogene Kurve) über 10^{18} cm^{-3} Elektronen ein Absinken der Elektronensuszeptibilität. Dieses Verhalten wird durch die mit den Werten von STERN berechnete Kurve beschrieben (strichpunktiert). Der berechnete Bandverlauf dürfte demnach zumindest in großen Zügen zutreffen.

Herrn Prof. Dr. J. JAUMANN danke ich für die Möglichkeit zur Durchführung dieser Untersuchungen. Mit Herrn G. RÖMELT, Köln, führte ich anregende Diskussionen; Herrn R. BOWERS, Pittsburgh, danke ich sehr für die spontane Mitteilung der Berechnungen von F. STERN.

Zur Zeitkonstanten der Sekundäremission

Von H. W. STREITWOLF und W. BRAUER

Institut für Festkörperforschung der Deutschen Akademie der Wissenschaften zu Berlin

(Z. Naturforsch. **13 a**, 700—701 [1958]; eingegangen am 12. Mai 1958)

Die Einstellzeit τ der Sekundäremission ist die Zeit, die zwischen dem Eindringen des Primärstrahls in den Emittor und dem Erreichen des stationären Ausbeutewertes vergeht. Prinzipiell wäre diese Zeit zu berechnen aus dem zeitlichen Verhalten der Lösung der nicht-stationären BOLTZMANNschen Transportgleichung für die Sekundärelektronen (S) an der Oberfläche des Emitters. Nach VAN DER ZIEL¹ kann man aber τ auf Grund einer einfachen energetischen Betrachtung abschätzen. Es gilt nämlich die Energiebilanz

$$j_p E_p \tau = \frac{1}{\delta} j_s E_p \tau \gtrsim N E_e \quad (1)$$

(j_p bzw. j_s primäre bzw. sekundäre Stromdichte, E_p Primärenergie, N mittlere Anzahl angeregter S pro cm^2 Oberfläche, E_e mittlere Anregungsenergie, δ Ausbeute).

In der Nähe des Maximums E_{pm} setzen wir $N = n d_s$ (n Dichte der inneren S an der Oberfläche, d_s Austrittstiefe der S). n , E_e und j_s ergeben sich aus der Energie-Winkel-Verteilung der inneren S durch Integration. VAN DER ZIEL¹ benutzt eine MAXWELL-Verteilung mit einer formalen Temperatur entsprechend $2-3 \text{ eV}$. Die äußere Verteilung der S verläuft bekanntlich in guter Näherung nach einem solchen Gesetz. Da aber tatsächlich die innere Verteilung benötigt wird, erscheint der VAN DER ZIELSche Ansatz in dieser Hinsicht nicht gerechtfertigt und soll im folgenden durch genauere Betrachtungen ersetzt werden.

Mit dem Wechselwirkungspotential

$$H_W = e^2/r \cdot \exp\{-\lambda r\}, \quad \lambda = 10^8 \text{ cm}^{-1}$$

erhält man allgemein für die im cm^3 pro sec angeregten S bezogen auf die Primärstromdichte Eins

$$S_\lambda(E) = \frac{4 m e^4}{V \hbar^2 K} k'^2 \frac{dE}{dE} \sum \sum \int d\Omega_{\lambda'} \frac{|I|^2}{(q^2 + \lambda^2)^2} \delta(E_{\lambda'} - E_{\lambda}) \quad (2)$$

mit der Nebenbedingung

$$\mathcal{R}' = \mathcal{R} + \mathbf{f} + 2 \pi \mathbf{H} - \mathbf{f}'.$$

Dabei ist $E = (\hbar^2/2m) k'^2$ die Energie des angeregten S, $\hbar \mathbf{q} = \hbar(\mathcal{R} - \mathcal{R}')$ der übertragene Impuls, \mathbf{H} ein Vektor aus dem reziproken Gitter und V das Normierungsvolumen. Der Formfaktor I hängt in unserem Falle nicht von den Endzuständen ab und kann vor das Integral gezogen werden. Wir berücksichtigen nur das Summenglied mit $\mathcal{H} = 0$.

Nehmen wir für Isolatoren ein unendlich schmales Valenzband an und beschreiben die Valenzelektronen alle durch die BLOCHsche Welle $\psi_0 = (1/\sqrt{V}) u_0(\mathbf{r})$, $\mathbf{f} = 0$, so wird die Anregungsfunktion (wir setzen $\lambda = 0$)

$$S(E) = \begin{cases} 0 & \text{für } E < \frac{(\Delta E)^2}{4 E_p}, \\ \frac{D_0 e^4 |I|^2 \pi}{E_p E^2} & \text{für } E > \frac{(\Delta E)^2}{4 E_p}. \end{cases} \quad (3)$$

Dabei ist D_0 die Valenzelektronendichte und ΔE die Breite der verbotenen Zone.

Bei der Diffusion der S zur Oberfläche berücksichtigen wir nur ihre Wechselwirkung mit den Phononen mit Hilfe der AGE-Gleichung (DEKKER²).

Nach DEKKER erhält man als Lösung der AGE-Gleichung

$$n_E(E) - n_E(\Delta E) = \gamma \sqrt{E} \int_{\Delta E}^E S(E') dE'.$$

γ ist eine hier unwesentliche Konstante. Wir vernachlässigen die wenigen schnellen S und setzen

$$n_E(\Delta E) = 0.$$

Mit der Anregungsfunktion (3) erhält man

$$n_E(E) = \frac{\gamma D_0 e^4 |I|^2 \pi}{E_p} \cdot \sqrt{E} \cdot \begin{cases} \frac{1}{E} - \frac{1}{\Delta E} & \text{für } \frac{(\Delta E)^2}{4 E_p} < E < \Delta E, \\ \frac{4 E_p}{(\Delta E)^2} - \frac{1}{\Delta E} & \text{für } E < \frac{(\Delta E)^2}{4 E_p}. \end{cases}$$

¹ A. VAN DER ZIEL, J. Appl. Phys. **28**, 1216 [1957].

² A. J. DEKKER, Physica **21**, 29 [1954].