Diffusionslänge der Ladungsträger in CdS

Von J. Auth und E. A. Niekisch

II. Physikalisches Institut der Humboldt-Universität, Berlin
(Z. Naturforsch. 10 a, 1035 [1955]; eingegangen am 24. Oktober 1955)

Ein photoleitender CdS-Kristall sei auf seiner Oberfläche mit zwei sperrschichtfreien „ohmschen“ Elektroden im Abstand L versehen (Spaltzelle, Abb. 1). Er werde im Gebiet (x_0, L) mit einer konstanten Intensität beleuchtet; von dem Gebiet $(0, x_0)$ werde durch eine (verschiebbare) Blende das Licht ferngehalten. Die Farbe des Lichts sei so, daß es vollständig im Kristallinnern absorbiert werde ($\lambda < 5000 \text{ \AA}$). Die im belichteten Teil des Kristalls erzeugten Elektronen und Löcher diffundieren in den dunklen Teil; zusammen mit Rekombination und entstehender Diffusionsspannung werden sich stationäre Ladungsträgerkonzentrationen $n(x)$ und $p(x)$ (Elektronen bzw. Löcher) ausbilden. Wir beschreiben eine einfache Methode zur Messung von $n(x)$.

Abb. 1.

Wir beschränken uns auf eine eindimensionale Behandlung des Problems und benutzen den Umstand, daß CdS ein ausgesprochener Überschußleiter ist. Durch den Kristall fließt dann ein Strom mit der Stromdichte

$$j = e n(x) b_n E(x) + e D_n \cdot dn(x)/dx. \quad (1)$$

Natürlich hängen j , $n(x)$ und $E(x)$ auch von der Stellung der Blende, d. h. von dem Parameter x_0 ab. Wir lösen (1) nach der Feldstärke $E(x)$ auf und integrieren über die Spaltbreite L . Diese „Bahnspannung“ hängt mit der von außen an den Kristallelektroden liegenden Spannung U wie folgt zusammen:

$$U = (j/e b_n) \int_0^L dx/n(x) - (D_n/b_n) \ln(n(L)/n(0)) + \Delta. \quad (2)$$

Dabei entspricht das Integral dem ohmschen Bahnwiderstand, das zweite Glied ist die Diffusionsspannung und der dritte Term Δ berücksichtigt die an den Grenzen Halbleiter-Elektrodenmetall auftretenden Potentialsprünge; Δ ist deren Differenz. Man kann an Hand der „Quasi-Fermi-Grenze“ der Elektronen und der der Defektelektronen zeigen, daß bei einem n-Leiter wie

CdS sich Δ und der Diffusionsterm weitgehend gegeneinander kompensieren. Dies steht in Übereinstimmung mit dem experimentellen Befund, daß im stromlosen Falle keine Photospannung nachgewiesen werden konnte (Meßgenauigkeit $\sim 10^{-3}$ Volt).

Eine der möglichen Varianten unseres Versuchs besteht nun darin, bei einer Änderung der Blendenstellung x_0 die Spannung so zu ändern, daß der Strom konstant bleibt (man darf die Spannungen natürlich nicht so groß machen, daß sich dadurch $n(x)$ merklich ändert). Dann ist, mit Berücksichtigung des vorhin Gesagten

$$U(x_0) \approx (j/e b_n) \int_0^L dx/n(x, x_0). \quad (3)$$

Es hängt aber die Konzentrationsverteilung der Ladungsträger nur von der relativen Lage zur Blende ab, d. h. es ist $n(x, x_0) = n(x_0 - x)$. Durch eine Differentiation nach x_0 kann man somit das Integral über x beseitigen und man bekommt (mit einer unbedeutenden Vernachlässigung)

$$dU/dx_0 = (j/e b_n) (1/n(x_0) - 1/n_0) \quad (4)$$

(n_0 Elektronenkonzentration im belichteten Teil des Kristalls), so daß man also nach einer graphischen Differentiation der Meßkurven $U = U(x_0)$ aus (4) $n(x_0)$ entnehmen kann (Abb. 2). Erste Messungen ergeben Diffusionslängen von 1 bis $3 \cdot 10^{-3}$ cm bei „reinen“ (nicht bewußt aktivierten) Kristallen.

Abb. 2.

Wir nehmen an, daß wir es mit „ambipolarer“ Diffusion zu tun haben; die erhaltene Diffusionslänge enthält also im wesentlichen die Diffusionskonstante der Löcher.

Für eine Einstrahlung im Bereich der Grundgitterabsorption folgt aus unserem Ergebnis, daß der leitende Bereich etwa 100-mal breiter ist als die Schicht, innerhalb der das anregende Licht absorbiert wird ($\sim 10^{-5}$ cm).