

wurde. Diese Messungen erstreckten sich auf sieben verschiedene Winkel zwischen 60° und 230° . Es ergab sich eindeutig eine Verschiebung der Winkelkorrelationskurven. Die Auswertung ergab als vorläufiges Resultat:

$$g = +0,43 \pm 0,15.$$

Das Präparat, Nd^{147} , wurde in Form von NdCl_3 in gesättigter wäßriger Lösung verwandt. Bei flüssigen Quellen sind bekanntlich Störungen der Winkelkorrelation durch innermolekulare Felder besonders klein. Die Messungen wurden mit einer schnellen Koinzidenzapparatur mit langsamen Seitenkanälen bei einer Auflösung von $\tau = 12 \cdot 10^{-9}$ sec durchgeführt. Es wurden NaJ(Tl) -Kristalle von 38 mm ϕ und 25 mm Länge verwandt. Der Abstand vom Präparat bis zur Vorderkante des Kristalls betrug 60 mm.

Eine exakte Messung der Winkelkorrelation der 320 keV – 92 keV-Kaskade ist durch zwei Umstände erschwert:

Einmal reicht das begrenzte Energieauflösungsvermögen der Szintillationsspektrometer nicht aus, um die 92 keV-Linie von der 120 keV-Linie und die 320 keV-Linie von der 280 keV-Linie völlig zu trennen. Bei unseren Messungen waren die Fenster der Einkanal-diskriminatoren so eingestellt, daß die Beimischungen dieser unerwünschten Nachbarlinien unter 4% bzw. 6% blieben.

Dann wird die Winkelkorrelation dadurch empfindlich gestört, daß die COMPTON-Streuung der intensiven 530 keV-Strahlung von einem Kristall in den anderen wahre Koinzidenzen vortäuscht. Die genaue Analyse

zeigt nämlich, daß in einem weiten Winkelbereich das bei dieser COMPTON-Streuung auftretende Rückstoßelektron zufällig gerade eine Energie in der Nähe von 320 keV hat, während das gestreute γ -Quant von ca. 210 keV im zweiten Zähler durch COMPTON-Effekt in das 92 keV-Fenster gelangen kann. Zur Verminderung dieser Störung wurden beide Kristalle mit einer 4 mm starken, 10 mm vorstehenden Bleiabschirmung versehen. Eine genaue Untersuchung ergab, daß diese Abschirmung oberhalb von 90° nicht völlig ausreichte. (Aus einer Kontrollmessung ließ sich entnehmen, daß bei 150° die Koinzidenzzählrate durch diesen Effekt um ca. 1% erhöht wurde.)

Eine Messung der Lebensdauer des 92 keV-Niveaus durch verzögerte Koinzidenzen bestätigte den von GRAHAM und BELL angegebenen Wert.

Eine vorläufige Messung der Anisotropie mit um zwei Halbwertszeiten verzögerten Koinzidenzen ergab, daß die Abschwächung der Winkelkorrelation durch innermolekulare Felder bei unserer Quelle nicht so stark ist, daß dadurch das Resultat für g wesentlich beeinträchtigt sein könnte.

Es ist beabsichtigt, diese Messungen mit einem neuen Präparat bei verbesserter Anordnung zu wiederholen und zu vervollständigen.

Wir sind Herrn Prof. Dr. W. JENTSCHKE für die Anregung zu dieser Untersuchung und für die Förderung der experimentellen Durchführung zu tiefem Dank verpflichtet. Wir danken Herrn STUCKENBERG für wertvolle Ratschläge beim Bau der Koinzidenzapparatur.

Untersuchungen über die Ladungsträgerdiffusion in CdS

Von J. AUTH und R. RIDDER

II. Physikalisches Institut der Humboldt-Universität, Berlin
(Z. Naturforschg. 13 a, 426–427 [1958]; eingegangen am 31. März 1958)

Zur Untersuchung der Ladungsträgerdiffusion stehen mehrere Methoden zur Verfügung^{1,2,3}. Untersucht man das von BALKANSKI und BROSER² (siehe auch Anm.³) angewandte Sondenverfahren näher, so erhält man folgende Bedingung für die geometrischen Abmessungen der Sonden

$$b < L, \quad a \ll 2bL/c$$

(b = Sondenbreite, a = Sondenlänge, c = Sondenabstand, L = Diffusionslänge der Ladungsträger). Dies folgt aus der Bedingung, daß der Querwiderstand zwischen den beiden Sonden klein sein muß gegen den Widerstand zwischen Sonden und belichtetem Teil des Kristalls. Nach I muß man für L die Größenordnung 10μ erwarten. Da diesen Bedingungen genügende OHMSche Son-

denkontakte praktisch kaum herstellbar sein dürften und ein Schattenbereich variabler Breite in der Kristallmitte, wie er für das Verfahren aus der bereits zitierten Arbeit³ notwendig ist, sich mit hinreichender Güte nur sehr schwer erzeugen läßt, blieben wir bei unseren Untersuchungen bei der Methode in I.

Es wurde eine gegenüber I verbesserte experimentelle Anordnung benutzt, bei der auf eine äußerst scharfe Licht-Schatten-Grenze und größtmögliche Streulichtfreiheit der Schattenzone besonderer Wert gelegt wurde.

Die Messungen ergaben, daß sich die Kurven $R(x)$ (x = Breite der Schattenzone), abgesehen vom Anfangsstück, im allgemeinen aus zwei exponentiell abfallenden Teilkurven zusammensetzen (Abb. 1). Da Exponentialfunktionen bis auf Faktoren mit ihrer Ableitung übereinstimmen, kann man die Aussagen über die Diffusionslänge bereits aus der Kurve $R(x)$ entnehmen, ohne die Ableitung dR/dx zu bilden, die nach I bei einer eindimensionalen Behandlung des Problems proportional $1/n(x)$ ist. Bei der ersten, steiler abfallenden Teilkurve treten bei den verschiedenen untersuchten nicht bewußt aktivierten Kristallen hauptsächlich Dif-

¹ J. AUTH u. E. A. NIEKISCH, Z. Naturforschg. 10 a, 1035 [1955]. Im folgenden mit I zitiert.

² M. BALKANSKI u. I. BROSER, Internationales Kolloquium über Halbleiter und Phosphore, Garmisch-Partenkirchen 1956.

³ G. DIEMER u. W. HOOGENSTRAATEN, J. Phys. Chem. Solids 2, 119 [1957].



fusionslängen L_1 von $3-15\ \mu$ auf. Diffusionslängen von $3-5\ \mu$ wurden ausschließlich an Kristallen einer bestimmten Herkunft gemessen, die durchweg viel dünner ($10\ \mu$) als die übrigen ($100\ \mu$) waren. Die Kurve ist schwach beeinflussbar durch die Richtung des angelegten Feldes. An diese bereits in I gefundene Teilkurve schließt sich bei einem großen Teil der Kristalle eine zweite, flacher exponentiell abfallende Teilkurve mit „Diffusionslängen“ L_2 der Größenordnung $500\ \mu$ an, die offenbar den von BALKANSKI und BROSER² untersuchten Konzentrationsverteilungen entspricht. Der Einsatzpunkt dieser flacher abfallenden Teilkurve variiert von Kristall zu Kristall häufig um Größenordnungen. Bei einer Reihe von Kristallen fehlt die flacher abfallende Teilkurve ganz. Die „Diffusionslängen“, die der flacher abfallenden Teilkurve entsprechen, ändern sich dagegen von Kristall zu Kristall viel weniger.

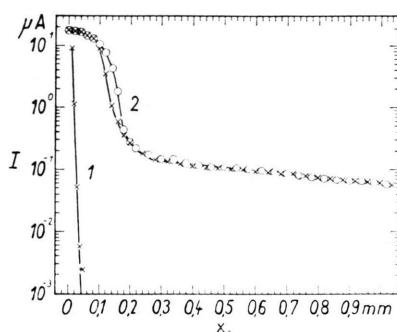


Abb. 1. Photostrom bei teilweiser Belichtung in Abhängigkeit von x_0 (x_0 =Breite des dunklen Teils) bei 30 V Vorspannung. o belichtete Seite des Kristalls ist positiv, x belichtete Seite des Kristalls ist negativ. Kurven 1 und 2 für Kristalle verschiedener Herkunft und Dicke.

Bei einem Teil der Messungen wurde die Temperatur zwischen 18 und 80°C variiert, wobei sich eine schwache Temperaturabhängigkeit der Diffusionslänge der ersten steileren Teilkurve zeigte. Während sich die „Diffusionslänge“ der zweiten flacheren Teilkurve als temperaturunabhängig erwies, änderte sich der Einsatzpunkt der zweiten Teilkurve stark, und zwar verschob er sich in der Regel mit zunehmender Temperatur nach höheren Widerstandswerten (Abb. 2).

Man muß annehmen, daß es sich bei dem zu den kürzeren Diffusionslängen L_1 führenden Transportmechanismus um ambipolare Diffusion handelt^{1,3,4}. Dafür spricht auch die beobachtete schwache Abhängigkeit der Kurven $R(x)$ von der Feldrichtung. Bei den von BROSER⁴ untersuchten Kristallen liegt L_1 bei $1\ \mu$. Ebenso lassen sich die Messungen von ECKER und FASSBENDER⁵ mit einem L_1 von $1\ \mu$ erklären. Nach den vorliegenden Meßergebnissen und den Arbeiten^{1,3,4} scheint also bei CdS je nach der Herkunft der Kristalle die

ambipolare Diffusionslänge zwischen 1 und $15\ \mu$ zu liegen. Die Lebensdauer der Löcher liegt dann unter der plausiblen Annahme $D_p \approx D_n \approx 5\text{ cm}^2/\text{sec}$, zwischen 10^{-9} und 10^{-7} sec ⁶. Da die besonders kurzen Diffusionslängen von uns an besonders dünnen Kristallen gefunden wurden, ist es auch möglich, daß hier die Oberflächenrekombination eine bedeutende Rolle spielt.

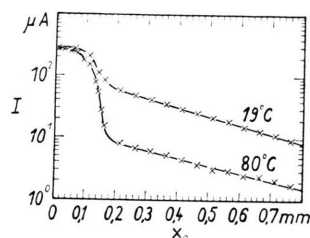


Abb. 2. Photostrom bei teilweiser Belichtung in Abhängigkeit von x_0 bei 30 V Vorspannung.

Der zweite langsamere Konzentrationsabfall mit der „Diffusionslänge“ L_2 wurde anfangs^{2,3} als eine Folge von Excitonendiffusion und später als Folge der Reabsorption des Lumineszenzlichtes⁴ gedeutet. Wir vermuteten letzteres u. a. auf Grund des numerischen Wertes der gemessenen „Diffusionslänge“ L_2 ($1/L_2 \approx 20\text{ cm}^{-1}$). Um dies zu prüfen, wurde gerade die zweite Teilkurve sehr ausführlich untersucht. Sollten hier wirklich Excitonen eine entscheidende Rolle spielen, so ginge in L_2 die Lebensdauer der Excitonen ein und L_2 sollte merklich temperaturabhängig sein. Der Einsatzpunkt der zweiten Teilkurve würde dagegen wesentlich durch die Excitonerzeugungsrate, die eine Grundgittereigenschaft sein sollte, bestimmt werden; er dürfte kaum temperaturabhängig sein und wenig von Kristall zu Kristall variieren. Die Messungen zeigen aber genau das entgegengesetzte Verhalten. Nimmt man dagegen an, daß die Reabsorption des Lumineszenzlichtes die entscheidende Rolle spielt, so ist $L_2 \approx 1/\mu$ (μ =Absorptionskoeffizient für das wirksame Lumineszenzlicht) und damit kaum temperaturabhängig. Der Einsatzpunkt der zweiten Teilkurve wird dann durch Lumineszenzausbeute und Photoempfindlichkeit im Ausläufer bestimmt, die beide keine Grundgittereigenschaften sind. Durch besondere Messungen wurde sichergestellt, daß 1. das Lumineszenzlicht Photoleitfähigkeit zu erzeugen vermag und daß 2. die Temperaturabhängigkeit von Lumineszenzausbeute und Photoempfindlichkeit im Ausläufer die Temperaturabhängigkeit des Einsatzpunktes des zweiten langsameren Konzentrationsabfalls zu erklären vermag.

Wir danken Herrn Dr. E. A. NIEKISCH für viele wertvolle Hinweise und fruchtbare Diskussionen.

Eine ausführliche Darstellung erscheint demnächst in den Annalen der Physik.

⁴ I. BROSER, Phys. Verh. **8**, 167 [1957].

⁵ G. ECKER u. J. FASSBENDER, Z. Phys. **149**, 571 [1957].

⁶ J. AUTH, Ann. Phys., Lpz. **20**, 210 [1957].