

rücksichtigung von Gln. (2) bis (5), (7), (9), (15), (18)

$$q'' = - \frac{a_e(1+\cos\Phi_e)^2}{2\sin\Phi_e(3-\cos\Phi_e)}. \quad (19)$$

Wenn nicht die Austritts-, sondern die Eintrittsstirnfläche zylindrisch gekrümmmt ist, lautet der Ausdruck für F_{33}

$$F_{33} = [a_e(K_{33} + k'_{33}) + l_e''(L_{33} + l'_{33})] \alpha_z^2 \quad (20)$$

mit

$$k'_{33} = - \frac{a_e}{2q'} \left(\frac{l_e'}{a_e} \right)^2 \frac{\sin \alpha \Phi_e}{\alpha} \quad (21)$$

und

$$l'_{33} = - \frac{a_e}{2q'} \left(\frac{l_e'}{a_e} \right)^2 \cos \alpha \Phi_e. \quad (22)$$

Durch Nullsetzen von Gl. (20) findet man unter Berücksichtigung von Gln. (2) bis (5), (7), (9), (15), (21), (22)

$$q' = - \frac{a_e(1+\cos\Phi_e)^2}{2\sin\Phi_e(3-\cos\Phi_e)}, \quad (23)$$

also dasselbe Ergebnis, wie vorher für q'' , was ja auch zu erwarten ist.

Wenn schließlich beide Stirnflächen gleich stark zylindrisch gekrümmmt sind (Krümmungsradien $q' = q'' = q$), lautet der Ausdruck für F_{33}

$$F_{33} = [a_e(K_{33} + k'_{33}) + l_e''(L_{33} + l'_{33} + l''_{33})] \alpha_z^2. \quad (24)$$

Durch Nullsetzen ergibt sich daraus unter Berücksichtigung der Gln. (2) bis (5), (7), (9), (15), (18), (21), (22)

$$q = - \frac{a_e(1+\cos\Phi_e)^2}{\sin\Phi_e(3-\cos\Phi_e)}, \quad (25)$$

also plausiblerweise ein Wert, der doppelt so groß ist, wie vorher die Werte q' bzw. q'' bei nur einseitig angenommener Krümmung.

In Tab. 1 sind die aus Gl. (14) folgenden R_e' -Werte für eine Reihe von Φ_e -Werten zahlenmäßig angegeben.

Φ_e	$-R_e'$	R_a/a_e	R_b/a_e	$-q''/a_e$
15°	1,011	1,059	0,956	3,671
30°	1,046	1,061	0,955	1,632
45°	1,103	1,064	0,952	0,899
60°	1,182	1,069	0,949	0,520
75°	1,282	1,076	0,945	0,299
90°	1,400	1,083	0,940	0,167
105°	1,532	1,092	0,935	0,087
120°	1,667	1,100	0,930	0,041

Tab. 1.

Aus diesen R_e' -Werten sind die relativen axialen Krümmungsradien R_a/a_e und R_b/a_e der Elektrodenflächen berechnet⁹ für den Fall, daß die radialen Krümmungsradien der Elektroden die Werte $0,95 a_e$ bzw. $1,05 a_e$ haben. Schließlich sind in der Tabelle die relativen Krümmungsradien q''/a_e der Austrittsstirnflächen angegeben, unter der Voraussetzung, daß nur die Austrittsstirnflächen zylindrisch gekrümmt sind.

Erwähnt sei hier schließlich noch, daß für den von BRÜCHE und HENNEBERG¹⁰ diskutierten ringförmigen Kugelsektor-Kondensator mit $R_e' = 1$ der Fehler F_{33} ebenfalls verschwindet, während F_{11} dabei jedoch einen endlichen Wert hat. Das Verschwinden von F_{33} ist darauf zurückzuführen, daß die Ein- und Austrittsflächen eines solchen Ringkondensators Kegelflächen darstellen, welche in bezug auf einen Mittelstrahl in der betrachteten Näherung dasselbe bewirken wie Zylinderflächen gleicher axialer Krümmung. Der axiale Krümmungsradius dieser Flächen am Eintrittsort eines Mittelstrahles in den Kondensator errechnet sich für symmetrischen Strahlengang zu

$$q' = q'' = q = a_e \operatorname{ctg} \frac{\Phi_e}{2}. \quad (26)$$

Hiermit und mit $R_e' = 1$ folgt $F_{33} = 0$.

⁹ H. EWALD, Z. Naturforsch. **14 a**, 198 [1959].

¹⁰ E. BRÜCHE u. W. HENNEBERG, D.R.Pat. 651 008, angemeldet 1935, siehe dort Abb. 1 b.

Fluoreszenzabklingzeiten in Tl-aktivierten anorganischen Szintillationskristallen für Teilchen verschiedener Ionisierungsdichte

Von M. BORMANN, G. ANDERSSON-LINDSTRÖM, H. NEUERT und H. POLLEHN

Physikalisches Staatsinstitut Hamburg

(Z. Naturforsch. **14 a**, 681—683 [1959]; eingegangen am 13. Mai 1959)

Die Fluoreszenzabklingzeiten in den gebräuchlichen Tl-aktivierten anorganischen Szintillationskristallen NaJ(Tl), KJ(Tl) und CsJ(Tl) liegen bei normalen Temperaturen im Bereich 0,2 bis 1 μ sec. Dabei hängt diese Zeit, wie verschiedene Untersuchungen gezeigt haben, noch vom Tl-Gehalt ab. Es besteht aber offen-

bar noch Unsicherheit hinsichtlich eines Einflusses der Teilchensorte auf die Abklingzeit. Eindeutig ist bisher nur beim CsJ(Tl) ein solcher Einfluß festgestellt worden. Die dabei auftretenden Verhältnisse sind von STOREY et al.¹ ausführlich studiert worden (vgl. zum Weiteren die dort angegebene Literatur). Die Abklingzeiten der Hauptfluoreszenz-Komponente schwanken dabei für ganz verschiedene Ionisierungsdichten von α -Teilchen bis zu Elektronen im Bereich 1 : 2, wobei die größere Ionisierungsdichte zum rascheren Abklingen führt.

Beim Abklingen in KJ(Tl)- und in NaJ(Tl)-Kristallen sind die Beobachtungen ganz widersprechend; meistens war hierbei ein Einfluß der Teilchensorte nicht

¹ R. S. STOREY et al., Proc. Phys. Soc. **72**, 1 [1958].



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.

This work has been digitized 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.

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.

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.

merklich in Erscheinung getreten (vgl. Anm.¹). Da die hier besprochene Erscheinung aber von beträchtlicher praktischer Bedeutung ist, weil dadurch nämlich in günstigen Fällen eine Sortierung gleich hoher Impulse nach ihrer Herkunft möglich ist, wurde dieser Effekt hier außer am CsJ(Tl) insbesondere am KJ(Tl) und NaJ(Tl) bei Zimmertemperatur untersucht. Es fanden dabei handelsübliche Kristalle der Fa. K. Korth (Kiel) Verwendung, deren Tl-Gehalt zu ca. 0,1% angegeben wurde. Im Hinblick auf die Auswertbarkeit wurde als Maß für den Effekt die Anstiegzeit des Impulses zu seiner vollen Höhe ausgemessen, wobei die Arbeitszeit-Konstante am Ausgang des Sekundärelektronenvervielfachers 1,4 μsec betrug. Die Impulse wurden mit Tektronix-Oszilloskopraphen 517 A und 545 aufgenommen. Als charakteristische Teilchenarten wurden α -Teilchen von 4 MeV, Protonen von 2,7 MeV und die von ThC''- γ -Strahlung im Kristall ausgelösten Elektronen verwendet. Zu den letzteren Messungen wurden Kontrollversuche mit einem reinen β -Strahler (P^{32}) gemacht, bei denen die Elektronen am gleichen Ort wie die α -Teilchen oder Protonen eingestrahlt wurden. Auf eine nähere Analyse der Impulsanstiege wurde hier verzichtet, da uns zunächst die praktische Auswertbarkeit der Erscheinung interessierte. Insbesondere sollten die Versuche auch Aufschluß über die Streuung in den Einzelmeßwerten geben.

Die Resultate der Beobachtungen sind in Abb. 1 zusammengefaßt, in der die Impulshäufigkeiten als Funktion der Anstiegzeiten für etwa gleiche Impulszahlen der drei genannten Teilchensorten aufgetragen sind. Man sieht, daß bei allen 3 Kristallsorten eine Abhängigkeit der Impulsanstiege von der Teilchensorte auftritt. In

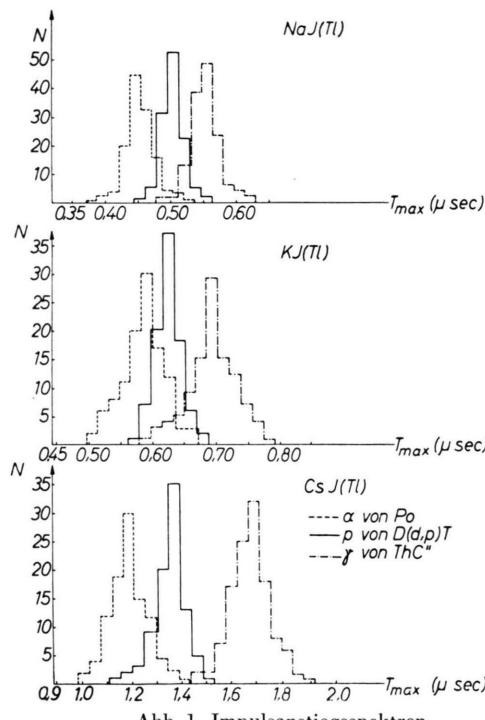


Abb. 1. Impulsanstiegsspektren.

gleicher Weise liefern die Teilchen höherer Ionisierungs-dichte den rascheren Impulsanstieg. Der Effekt ist, wie zu erwarten war, beim CsJ(Tl) am ausgeprägtesten. Er ist aber auch beim KJ(Tl) und NaJ(Tl) noch genügend groß, um damit eine Trennung der Impulse nach Teilchensorten vorzunehmen. Über eine unmittelbare Nutzanwendung beim KJ(Tl) zur Untersuchung von durch Neutronen ausgelösten Teilchenreaktionen wird an anderer Stelle berichtet werden.

In den Fällen, in denen der Effekt besonders ausgeprägt ist, wie z. B. beim CsJ(Tl), läßt sich das Verfahren der Ausmessung der oszillographischen Impulse durch ein elektronisches Verfahren vereinfachen. Der entwickelten Methode liegt die Tatsache zugrunde, daß bei einem Sekundärelektronenvervielfacher die Höhe des Maximums des an einer Elektrode aus gekoppelten Impulses gegeben ist zu

$$V_m = \frac{Q}{C} \quad \text{wenn } \tau_1 = R C \gg \tau_0 \quad (1)$$

$$\text{und} \quad V_m = \frac{R Q}{\tau_0} \quad \text{wenn } \tau_1 = R C \ll \tau_0 . \quad (2)$$

Dabei ist Q die gesamte Ladung, die während des Impulses auf die Elektrode gelangt, R der Arbeitswiderstand, C die die Elektrode belastende Schaltkapazität und τ_0 die Abklingzeitkonstante des Kristalls. Im vorliegenden Fall wird an einem Sekundärelektronenvervielfacher der Type FS 9-A die Bedingung (1) an der drittletzten Dynode, Bedingung (2) an der Anode erfüllt, die Maxima der Impulse sind dann gegeben durch

$$V_m^D = \frac{Q_D}{C_D} \quad \text{und} \quad V_m^A = \frac{R_A Q_A}{\tau_0} .$$

Bei einem linear arbeitenden Sekundärelektronenvervielfacher ist $Q_A = n Q_D$, wo n ein Proportionalitätsfaktor ist. Nach geeigneter Verstärkung und Formung wird der Dynodenimpuls in den Vertikaleingang, der Anodenimpuls in den Horizontaleingang eines Oszilloskopraphen gegeben (vgl. Blockschaltbild Abb. 2). Da der Anstieg und die Abfallflanke der Impulse nach der Formung kurz sind, verglichen mit der Dauer ihres horizontalen Verlaufs, erscheint jeder Szintillationsimpuls auf dem Oszilloskopographenschirm als Punkt mit den Koordinaten

$$x \sim Q_A R_A / \tau_0 ; \quad y \sim Q_D / C_D .$$

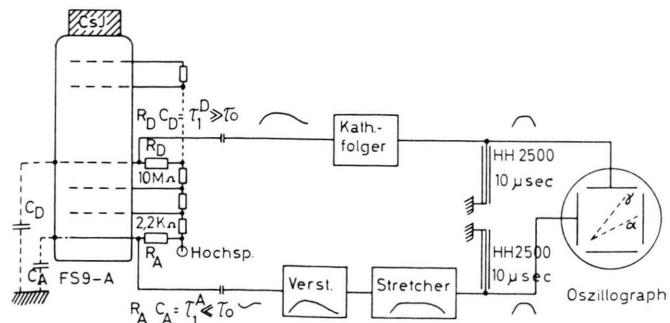


Abb. 2. Blockschaltbild.

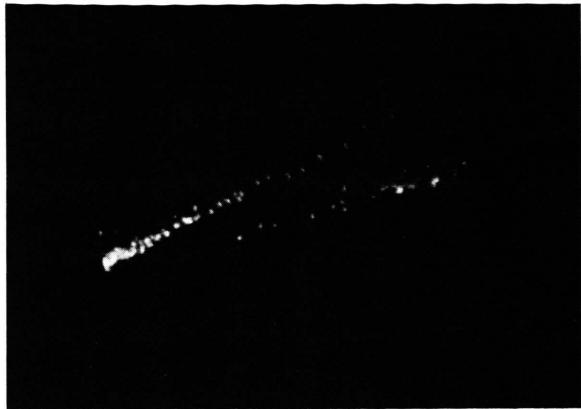


Abb. 3. Oszilloskopogramm. Obere Reihe: Elektronenimpulse; untere Reihe: α -Teilchenimpulse.

Die Punkte einer Strahlenart liegen dann — vorausgesetzt, τ_0 sei von der Energie der Strahlung unabhängig — auf einer Geraden mit dem Anstieg:

$$\tan \alpha = \text{const} \cdot \tau_0.$$

Eine schwache Abhängigkeit von τ_0 von der Teilchenenergie führt dabei zu einer leichten Verbiegung der Geraden. Ein solches Oszilloskopogramm, bei dem Impulse von γ -Strahlen und α -Teilchen aufgenommen wurden, zeigt Abb. 3. Die obere Gerade röhrt von der γ -Strahlung, die untere von der α -Strahlung her. Man kann nun die Punkte der einzelnen Geraden auszählen, hat somit die Gesamtheit der Szintillationsimpulse bezüglich der verschiedenen auf den Kristall treffenden Strahlensorten aufgeteilt und kann außerdem noch nach geeigneter Energieschichtung die Energie-Spektren der verschiedenen Strahlensorten aufnehmen.

Zur magnetischen Widerstandsänderung in anisotropen Halbleitern

Von LUTZ ROTHKIRCH

II. Physikalisches Institut der Humboldt-Universität Berlin
(Z. Naturforsch. 14 a, 683—684 [1959]; eingegangen am 23. April 1959)

Die Abhängigkeit der magnetischen Widerstandsänderung $\Delta\varrho/\varrho B^2$ langgestreckter halbleitender Ein-Kristalle von der Orientierung im Magnetfeld wird unter folgenden Voraussetzungen theoretisch untersucht:
1. Die erste BRILLOUIN-Zone sei ein hexagonales Prisma.
2. Die Energieflächen im k -Raum seien in der Nähe der Bandkanten Rotationsellipsoide, d. h. für geeignete Koordinatensysteme gelte

$$\mathcal{E} = \pm \frac{\hbar^2}{2} \left(\frac{k_1^2}{m_1} + \frac{k_2^2}{m_1} + \frac{k_3^2}{m_3} \right).$$

3. Es seien nur Übergänge innerhalb der einzelnen Ellipsoide zugelassen.
4. Die Energie habe entweder ein Extremum im Zentrum der BRILLOUIN-Zone (Fall a) oder drei Extrema auf den Achsen A, B, C (Fall b) (s. Abb. 1).

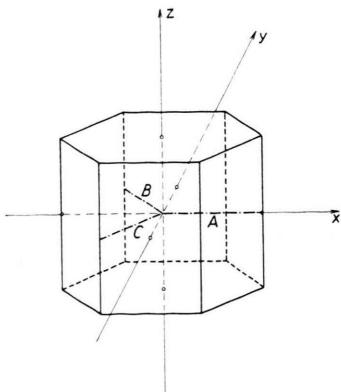


Abb. 1.

5. Die Relaxationszeit sei nur eine Funktion der Energie: $\tau = l \cdot \mathcal{E}^{-1/2}$.

Die Tensorkomponenten der im folgenden benutzten Entwicklung

$$i_\alpha = a_{\alpha\beta} E_\beta + a_{\alpha\beta\gamma} E_\beta B_\gamma + a_{\alpha\beta\gamma\delta} E_\beta B_\gamma B_\delta + \dots, \quad (1)$$

$$(\alpha, \beta, \dots) = (1, 2, 3)$$

sind der Arbeit von ABELES und MEIBOOM¹ entnommen.

Fall a: Fließt der Strom parallel zur kristallographischen Hauptachse (z -Achse), so können die Komponenten E_x und E_y mit Hilfe der Bedingungen $i_x = i_y = 0$ aus den beiden ersten Gleichungen (1) ermittelt und in die dritte Gl. (1) eingesetzt werden. Es ergibt sich

$$i_z = \sigma (B_x, B_y, B_z) \cdot E_z. \quad (2)$$

Durch Einführung von Kugelkoordinaten ($B_x = B \cdot \sin \vartheta \cos \varphi$, $B_y = B \cdot \sin \vartheta \sin \varphi$, $B_z = B \cdot \cos \vartheta$) gewinnt man aus (2) für die magnetische Widerstandsänderung

$$\frac{\Delta\varrho}{\varrho B^2} = \left(1 - \frac{\pi}{4} \right) v^2 K \sin^2 \vartheta \quad (3)$$

mit $v = (kT)^{-1/2} (cm_s)^{-1} el$ und $K = m_3 m_1^{-1}$.

Wenn der Strom dagegen in x -Richtung (senkrecht zur kristallographischen Hauptachse) fließt, ergibt sich

$$\frac{\Delta\varrho}{\varrho B^2} = \left(1 - \frac{\pi}{4} \right) v^2 K [\sin^2 \varphi + (K - \sin^2 \varphi) \cos^2 \vartheta]. \quad (4)$$

Fall b: Hier gelten die oben benutzten Tensorkomponenten nicht mehr. Zur Ermittlung der neuen Komponenten werden drei Koordinatensysteme eingeführt, in denen die drei Ellipsoide auf den Achsen A, B, C Hauptachsendarstellung besitzen. Die Stromdichte- und Feldstärkekomponenten in den neuen Koordinatensystemen gehen aus den Komponenten im xyz -System durch orthogonale Transformationen hervor. Dann setzt sich z. B. die x -Komponente der Stromdichte additiv aus den

¹ B. ABELES u. S. MEIBOOM, Phys. Rev. 95, 31 [1954].