

# Untersuchung des Szintillationsverhaltens von CsJ im Hinblick auf die Anwendung zur Teilchendiskriminierung

J. SIEMER und R. LANGKAU

I. Institut für Experimentalphysik, Hamburg

(Z. Naturforsch. 21 a, 2089—2092 [1966]; eingegangen am 14. September 1966)

Mit Hilfe des BOLLINGER-THOMAS-Verfahrens wurde das Szintillationsabklingen von CsJ-Kristallen verschiedener Tl-Konzentration im Temperaturbereich von  $-160^{\circ}\text{C}$  bis  $+145^{\circ}\text{C}$  im Hinblick auf die Verwendung zur Teilchendiskriminierung untersucht. Zur Anregung der Szintillationen dienten  $\alpha$ -Teilchen und  $\gamma$ -Quanten. Die Güte der Teilchendiskriminierung bei Zimmertemperatur für Kristalle verschiedenen Tl-Gehaltes wurde nach der Nulldurchgangsmethode geprüft.

Der zeitliche Verlauf eines Szintillationsimpulses ist bei vielen Szintillatoren von der Ionisierungsdichte der anregenden Strahlung abhängig. Dieser Umstand ermöglicht es, mit einem Szintillationszähler verschiedene Teilchensorten voneinander zu unterscheiden (Teilchendiskriminierung). Unter den anorganischen Szintillatoren ist Tl-aktiviertes CsJ für die Teilchendiskriminierung am besten geeignet. Um die optimalen Betriebsbedingungen für eine solche Anwendung dieses Kristalls festzustellen, wurde das Szintillationsverhalten einiger CsJ-Kristalle verschiedener Tl-Dotierung bei Einstrahlung von  $\alpha$ -Teilchen und  $\gamma$ -Quanten für verschiedene Kristalltemperaturen untersucht.

## 1. Meßmethode

Der zeitliche Verlauf der Szintillationsimpulse wurde nach einem erstmalig von BOLLINGER und THOMAS<sup>1-3</sup> verwendeten Verfahren gemessen. Dabei

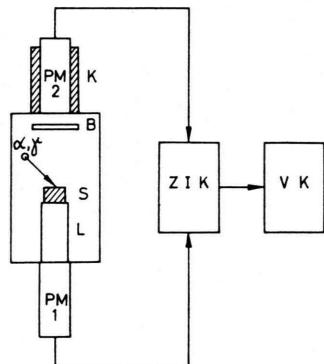


Abb. 1. Prinzip der Meßanordnung.

wird die Häufigkeitsverteilung der Zeitdifferenzen zwischen der Anregung der Szintillation und der Emission einzelner Photoelektronen aus der Kathode des Photomultipliers registriert. Diese Verteilung entspricht dem zeitlichen Intensitätsverlauf der Szintillation. Das Verfahren ist insbesondere auch bei kleinen Lichtausbeuten anwendbar. Abb. 1 zeigt den prinzipiellen Aufbau der Apparatur:

Der zu untersuchende Szintillator S befindet sich zur besseren Konstanthalterung seiner Temperatur und zur Vermeidung der Kondensation von Luftfeuchtigkeit bei tiefen Temperaturen in einer Vakuumkammer und wird über einen Quarzglaslichtleiter L an den Photomultiplier PM1 (Typ RCA-6903) angekoppelt. Die Ausgangsimpulse dieses Photomultipliers liefern die Zeitmarken für den Anfang der Szintillation. Das Szintillationslicht gelangt außerdem durch eine Blende B auf die Kathode eines zweiten Photomultipliers PM2 (Typ RCA-6810A), der zur Registrierung einzelner Photoelektronen dient. Dabei soll die Blende das Szintillationslicht soweit abschwächen, daß pro Szintillation höchstens ein einziges Photoelektron von der Kathode emittiert wird. Diese Forderung ist nur näherungsweise realisierbar. Prinzipiell kann durch eine Lichtabschwächung nämlich nur erreicht werden, daß die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von zwei oder mehreren Photoelektronen pro Szintillation innerhalb des interessierenden Zeitintervalls hinreichend klein ist. Der Photomultiplier PM2 ist mit einem Kühlmantel K, der mit einem Trockeneis-Spiritus-Gemisch gefüllt ist, umgeben, um die Impulsrate aus dem thermischen Rauschen der Photokathode zu verringern. Die Zeitdifferenzen im Auftreten der Ausgangsimpulse von PM1 (Startimpulse) und PM2 (Stopimpulse) werden mit Hilfe eines Zeit-Impulshöhen-Konverters ZIK gemessen, der das Zeitspektrum in ein Impulshöhenpektrum umwandelt, welches anschließend mit einem Vielkanal-Impuls-

<sup>1</sup> L. M. BOLLINGER u. G. E. THOMAS, Rev. Sci. Instr. **32**, 1044 [1961].

<sup>2</sup> Y. KOECHLIN u. A. RAVIART, Nucl. Instr. & Meth. **29**, 45 [1964].

<sup>3</sup> R. L. McGuire, E. C. Yates, D. G. Crandall u. C. R. Hatcher, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-12, Nr. 1, 24 [1965].



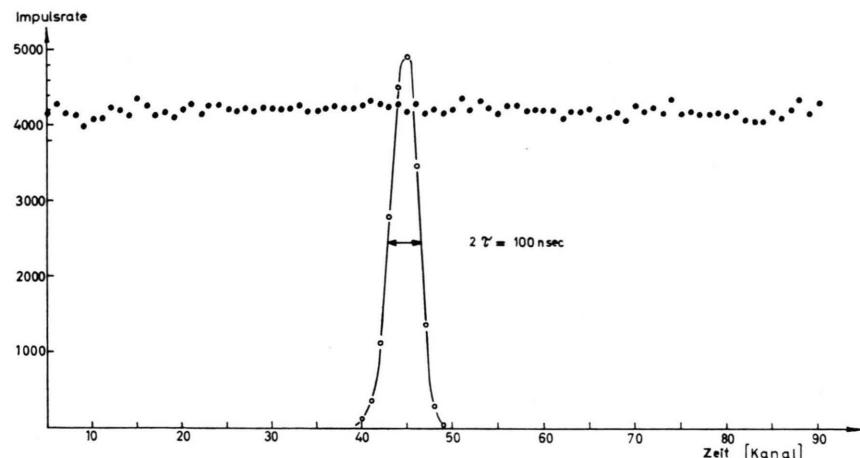


Abb. 2. Zeitauflösung und Linearität der Meßanordnung.

höhenspektrometer registriert wird. Die so gewonnenen Meßdaten bedürfen noch einiger Korrekturen hinsichtlich der Totzeit der Apparatur usw. Diese Korrekturen wurden mit der elektronischen Rechenanlage TR4 des Rechenzentrums Hamburg berechnet.

Abb. 2 zeigt die Zeitauflösung und die differentielle Zeitlinearität der Apparatur. Zur Messung der Auflösung wurde auf die Photokathode von PM1 ein CsJ (1 mol-% Tl)-Kristall, auf die von PM2 ein Plastikszenillator (NE102) gesetzt, und in beiden Szintillatoren mit der  $e^+$ -Vernichtungsstrahlung aus einem  $Na^{22}$ -Präparat koinzidente Szintillationen angeregt. Die so erhaltene Auflösung beträgt 0,1  $\mu$ sec. Der gesamte Meßbereich ist 2,8  $\mu$ sec lang. Zur Prüfung der Linearität wurde das Spektrum der Zeitdifferenzen zwischen zeitlich statistisch verteilten Startimpulsen und periodischen Stopimpulsen – Abstand  $t_0$  – aufgenommen. Innerhalb des Zeitbereiches  $t_0$  sind dann alle Zeiten gleich wahrscheinlich. Das Meßergebnis bestätigt innerhalb statistischer Schwankungen diese Erwartung.

## 2. Meßergebnisse

Untersucht wurden 5 von der Firma Dr. K. Korth in Kiel hergestellte Kristallproben der Abmessungen 20 mm  $\phi \times 2$  mm Dicke, und zwar: CsJ mit den Tl-Konzentrationen 1 mol-%, 0,1 mol-%, 0,01 mol-%, CsJ mit geringen Spuren von Tl und unaktiviertes CsJ. Für diese Kristalle wurde der Szintillationsverlauf bei Einstrahlung von  $Po^{210}$ - $\alpha$ -Teilchen und  $Co^{60}$ - $\gamma$ -Quanten für folgende Temperaturen gemessen:  $T = +145, +90, +45, +20, -65, -120, -160$  °C. Zur Kontrolle der Kristalltemperaturen dienten Cu-Konstantan-Thermoelemente.

Einige Beispiele der gemessenen Szintillationsverläufe sind in Abb. 3 aufgetragen: CsJ (1% Tl):

A) Kristalltemperatur +90 °C, Einstrahlung von

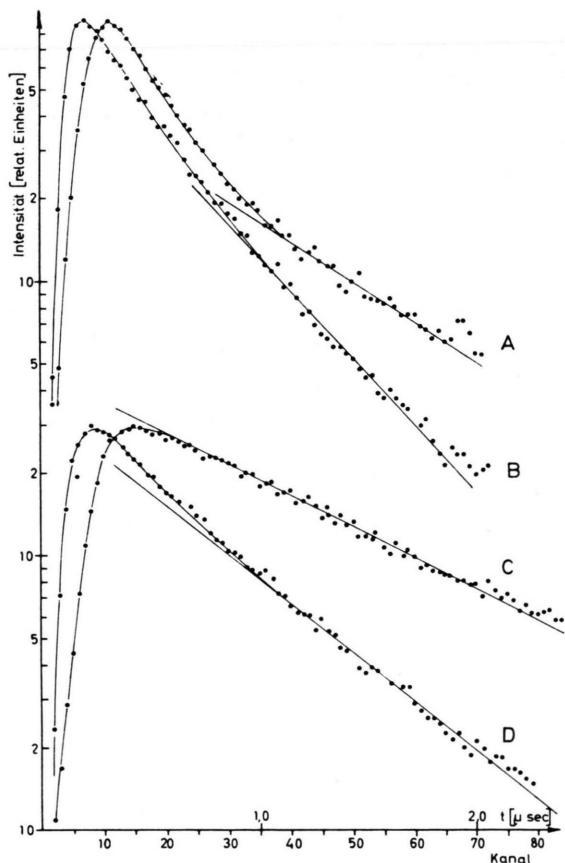


Abb. 3. Beispiele gemessener Szintillationsverläufe.

$\gamma$ -Quanten; B) +90 °C,  $\alpha$ -Teilchen; C) +45 °C,  $\gamma$ -Quanten; D) +45 °C,  $\alpha$ -Teilchen. Im allgemeinen findet man die Regel bestätigt, daß die Szintillationen bei Einstrahlung von  $\alpha$ -Teilchen schneller abklingen als bei Einstrahlung von  $\gamma$ -Quanten.

Die Abklingkurven wurden durch eine Exponentialfunktion der Form

$$I(t) = A \cdot \exp(-t/\tau_1) + B \cdot \exp(-t/\tau_2)$$

angenähert. Die auf diese Weise erhaltenen Abklingzeiten  $\tau_1$  und  $\tau_2$  sind in Tab. 1 aufgeführt.

Die Werte sind in qualitativer Übereinstimmung mit entsprechenden und nach anderen Meßverfahren gewonnenen Ergebnissen von WALTER<sup>4</sup>, SENFTLE et al.<sup>5</sup> und REHMANN et al.<sup>6</sup>. Eine Temperaturabhängigkeit der Abklingzeit  $\tau$  in der von BONANOMI und ROSSEL<sup>7</sup> angegebenen Form:  $\tau \sim \exp(E/kT)$  konnte hier nur bei positiven Temperaturen für die langsame Komponente beobachtet werden. Abb. 4 zeigt den Verlauf von  $\ln \tau$  als Funktion von  $1/T$ . Ordnet man diesem Verhalten einen thermischen Übergang vom  $^3P_0$ - zum  $^3P_1$ -Niveau des Tl<sup>+</sup>-Leuchtzentrums zu, so erhält man aus der Steigung der Geraden von Abb. 4 den Energieabstand  $E$ . Tab. 2 enthält die so gewonnenen Werte.

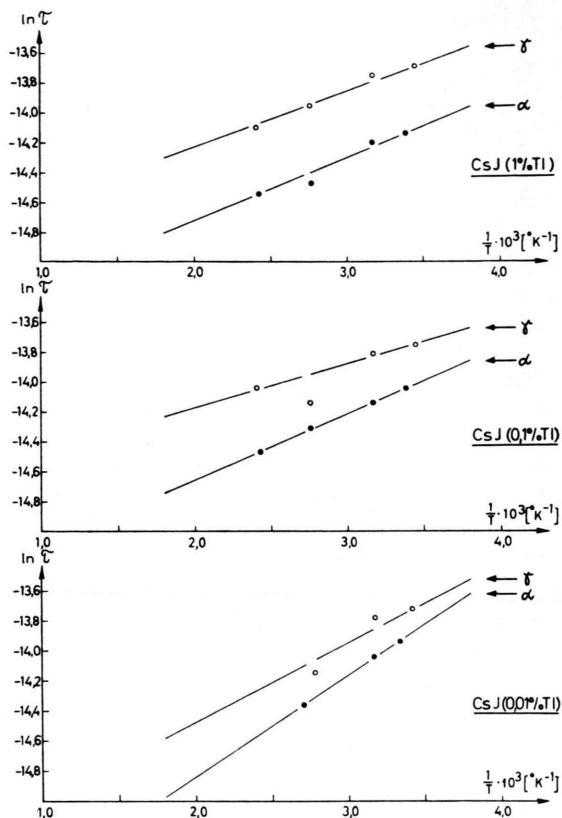


Abb. 4. Temperaturabhängigkeit der Abklingzeit.

	CsJ (1% Tl)		CsJ (0,1% Tl)		CsJ (0,01% Tl)		CsJ (Spuren Tl)		CsJ (unaktiviert)	
	$\tau_1$	$\tau_2$	$\tau_1$	$\tau_2$	$\tau_1$	$\tau_2$	$\tau_1$	$\tau_2$	$\tau_1$	$\tau_2$
	[μsec]	[μsec]	[μsec]	[μsec]	[μsec]	[μsec]	[μsec]	[μsec]	[μsec]	[μsec]
+145°C	$\alpha$ γ	0,14 0,14	0,48 0,74	0,14 0,14	0,51 0,79	— —	— —	— —	— —	— —
+ 90°C	$\alpha$ γ	0,26 0,20	0,51 0,85	0,26 —	0,60 0,71	— —	0,57 0,71	— —	— —	— —
+ 45°C	$\alpha$ γ	0,20 —	0,67 1,05	— —	0,71 0,99	— —	0,79 1,02	— —	0,84 0,94	— —
+ 20°C	$\alpha$ γ	0,23 —	0,71 1,11	— —	0,79 1,05	— —	0,87 1,08	— —	0,95 0,96	<0,10 —
- 65°C	$\alpha$ γ	— —	1,30 1,90	— —	2,80 2,80	— —	2,50 1,78	0,14 —	1,95 1,47	0,10 0,11
- 120°C	$\alpha$ γ	0,31 —	2,27 —	0,31 0,31	1,36 1,71	0,37 —	1,42 1,82	0,23 —	1,45 1,47	0,23 0,23
- 160°C	$\alpha$ γ	0,37 —	2,27 —	0,28 0,23	1,08 1,25	0,34 —	1,33 1,45	— —	0,94 0,99	0,37 —
										0,94 0,94

Tab. 1. Abklingzeiten der Szintillationsverläufe.

<sup>4</sup> H. WALTER, Diplomarbeit Hamburg 1963.

<sup>5</sup> E. F. SENFTLE, P. MARTINEZ u. V. P. ALEKNA, Rev. Sci. Instr. 33, 819 [1962].

<sup>6</sup> W. REHMANN, K. REIBER u. A. SCHARMANN, Z. Naturforschg. 18a, 1139 [1963].

<sup>7</sup> J. BONANOMI u. J. ROSSEL, Helv. Phys. Acta 25, 725 [1952].

	CsJ(1% Tl) $E[\text{eV}]$	CsJ(0,1% Tl) $E[\text{eV}]$	CsJ(0,01% Tl) $E[\text{eV}]$
$\alpha$	0,036	0,038	0,059
$\gamma$	0,032	0,025	0,046

Tab. 2.

Für CsJ (1% Tl) und CsJ(0,1% Tl) zeigt sich eine gute Übereinstimmung mit dem von REHMANN et al.<sup>6</sup> bei CsJ mit unterschiedlichem Tl-Gehalt (Anregung durch Po- $\alpha$ -Teilchen) gemessenen Wert von  $E = 0,034$  eV.

### 3. Teilchendiskriminierung

Für die Verwendbarkeit eines Szintillators zur Teilchendiskriminierung sind neben einer ausreichend hohen Lichtausbeute die Unterschiede im Szintillationsverlauf bei Anregung durch verschiedene Strahlungsarten, z.B. durch  $\alpha$ -Teilchen bzw.  $\gamma$ -Quanten, maßgebend. Von den hier untersuchten Tl-aktivierten Kristallproben zeigte die mit einer Tl-Konzentration von 1 mol-% die deutlichsten Szintillationsunterschiede. Ein Aufheizen bzw. Abkühlen der Kristalle brachte keine Verbesserung der Diskriminierungseigenschaften. Die Güte der Teilchendiskriminierung für verschiedene Tl-Konzentrationen wurde mit Hilfe der Nulldurchgangsmethode<sup>8-10</sup> geprüft. Dabei werden die Ausgangsimpulse des Szintillationszählers mit RC-Zeitkonstanten geeigneter Größe zunächst integriert und anschließend differenziert. Der resultierende Impuls kreuzt dann die Nulllinie zu einer Zeit  $T_0$ . Diese Nulldurchgangszeit  $T_0$  ist unabhängig von der Impulshöhe und bei festen Zeitkonstanten ein Maß für die Szintillationsdauer. Abb. 5 zeigt die mit einem geeignet dimensionierten SCHMITT-Trigger gemessenen Verteilungen von  $T_0$ , wobei die verschiedenen CsJ-Kristalle gleichzeitig mit Po- $\alpha$ -Teilchen und Co<sup>60</sup>- $\gamma$ -Quanten beschossen wurden. Vor der Aufnahme einer jeden Vertei-

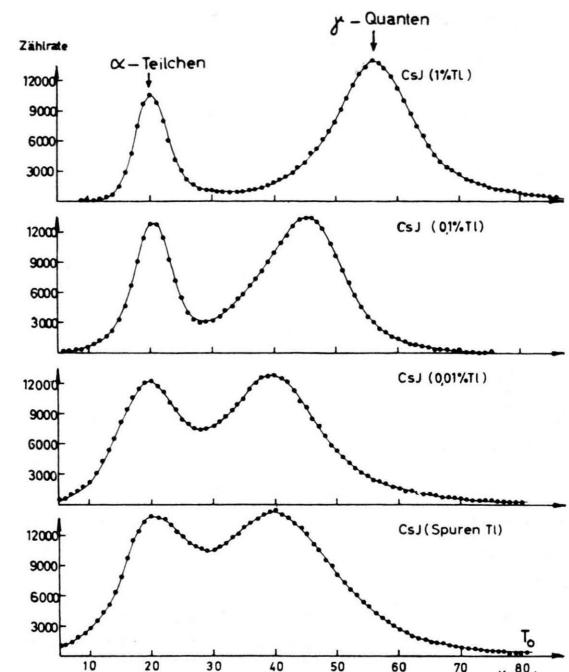


Abb. 5. Teilchendiskriminierung mit CsJ-Kristallen verschiedenem Tl-Gehalt.

lung wurden die Zeitkonstanten und die Trigger-Schwellen auf die optimalen Werte abgeglichen. Man erkennt eine deutliche Verringerung des Abstandes zwischen der  $\alpha$ -Teilchen- und der  $\gamma$ -Quantenverteilung mit abnehmendem Tl-Gehalt. Der Übersicht halber sind die Verteilungen so aufgetragen, daß die Maxima der  $\alpha$ -Teilchen-Gruppen untereinander liegen. Die Verwendung von unaktiviertem CsJ zur Teilchendiskriminierung ist an anderer Stelle untersucht worden<sup>10</sup>.

Wir danken Herrn Professor Dr. H. NEUERT für sein förderndes Interesse und dem Bundesministerium für Wissenschaftliche Forschung für die Bereitstellung von Mitteln.

<sup>8</sup> M. FORTE, A. KONSTA u. C. MARANZANA, Conf. Nucl. Electronics, Belgrad **2**, 277 [1961].

<sup>9</sup> F. FÜLLE, Gy. MÁTHÉ u. D. NETZBAND, Nucl. Instr. & Meth. **35**, 250 [1965].

<sup>10</sup> R. LANGKAU, Z. Naturforschg. **21a**, 470 [1966].