

Abb. 4. Der Verlauf der Atomwärme des Galliums zwischen 0,35 und 9 °K nach den Messungen von SEIDEL und KEESOM sowie nach unseren Ergebnissen.

nach tieferen Temperaturen hin münden beide Kurven nicht ineinander. Die Abweichung ist jedoch gering und liegt innerhalb des von uns angegebenen Fehlerbereichs.

Unter Verwendung der Ergebnisse von ADAMS, JOHNSTON und KERR<sup>2</sup> sowie der Ergebnisse von SEIDEL und KEESOM<sup>3</sup> und unserer Meßwerte haben wir die Normalentropie des Galliums neu berechnet. Wir erhielten mit graphischer Integration:

$$S^0 = 9,755 \pm 0,05 \text{ Clausius/g-At.}$$

Unser Ergebnis liegt somit nur wenig unterhalb des von ADAMS, JOHNSTON und KERR veröffentlichten Betrags (9,820).

Dem Forschungsinstitut der Aluminium-Industrie AG, Neuhausen (Schweiz) danken wir auch an dieser Stelle herzlich für das uns leihweise zur Verfügung gestellte Gallium.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft danken wir für die Unterstützung unserer Arbeit.

## Die verzögerte Lichtemission von Szintillator-Substanzen im Mikrosekundenbereich\*

Von KLAUS EINFELD \*\*

Aus dem II. Physikalischen Institut der Universität Göttingen  
(Z. Naturforsch. 14 a, 966—971 [1959]; eingegangen am 31. Juli 1959)

Die verzögerte Lichtemission einiger in der Kernphysik gebräuchlicher Szintillatoren wurde im Bereich von 0,05  $\mu$ sec bis 400  $\mu$ sec mit einer neuen Meßmethode bestimmt. Untersucht wurden:

a) Flüssiger Szintillator, b) Plastik-Szintillator, c) Anthrazen, d) NaJ(Tl), e) CsJ(Tl).

Zur Anregung der Szintillatoren wurden periodisch wiederholte RÖNTGEN-Impulse von 0,05  $\mu$ sec Dauer benutzt. Die Messung der Lichtintensität erfolgte durch eine direkte Strommessung mit einem Photomultiplier, welcher durch elektronische Steuerungen nur für Zeitintervalle von 0,05  $\mu$ sec effektiv empfindlich gemacht wurde. Die gemessenen Abklingkurven der verzögerten Lichtemission wurden in eine Summe von Exponentialfunktionen zerlegt, deren Abklingzeiten und relative Lichtintensitäten in bezug auf den Hauptimpuls bestimmt wurden.

Da bisher nur wenige und unvollständige Angaben über die verzögerte Lichtemission von Szintillatoren im Mikrosekundenbereich bekannt sind, ist es das Ziel dieser Untersuchungen, mit einer neuen Meßmethode, welche die Schwierigkeiten früherer Methoden umgeht, genaue Messungen der zeitlich verzögerten Lichtemission von Szintillatoren im Bereich von 0,05 bis 400  $\mu$ sec durchzuführen.

Die Existenz einer verzögerten Lichtemission, welche noch nach dem Abklingen der Hauptkomponente vorhanden ist, wurde 1950 von CROSS<sup>1</sup>, BELCHER<sup>2</sup>, FREEDMAN, SMALLER und MAY<sup>3</sup> bei verschiedenen Szintillatoren nachgewiesen. Die ersten quantitativen Messungen der verzögerten Lichtemission verschiedener Szintillatoren wurden 1952 von JACKSON und HARRISON<sup>4</sup> veröffentlicht. Weitere verbesserte Mes-

\* Göttinger Dissertation 1959.

\*\* Jetzige Anschrift: INTERATOM, Internationale Atomreaktorbau GmbH., Bensberg/Köln.

<sup>1</sup> W. G. CROSS, Phys. Rev. **78**, 185 [1950].

<sup>2</sup> E. H. BELCHER, Nature, Lond. **166**, 742 [1950].

<sup>3</sup> M. FREEDMAN, B. SMALLER u. J. MAY, Phys. Rev. **77**, 759 [1950].

<sup>4</sup> J. A. JACKSON u. F. B. HARRISON, Phys. Rev. **89**, 322 [1952].



sungen wurden 1954 von HARRISON<sup>5</sup>, MEYER und MAIER<sup>6</sup> sowie COOK und MAHMOUD<sup>7</sup> durchgeführt. 1958 wurden von STOREY, JACK und WARD<sup>8</sup> die Abklingzeiten von CsJ(Tl)-Kristallen für Teilchen verschiedener Ionisierungsdichte bestimmt und eine Abhängigkeit der Abklingzeit von der Teilchenart festgestellt. Außer diesen Messungen der verzögerten Lichtemission bis zu Zeiten von 500  $\mu$ sec nach der Anregung des Szintillators ist bekannt, daß die meisten Szintillatoren eine schwache Phosphoreszenz bis zu Zeiten von Minuten nach der Anregung aufweisen.

### 1. Meßmethode

Die bisher zur Bestimmung der verzögerten Lichtemission benutzten Meßverfahren weisen verschiedene Nachteile auf, so daß bei der Messung der verzögerten Lichtemission nach diesen Methoden erhebliche Schwierigkeiten entstehen. Bei der hier benutzten Meßmethode wurde ein Prinzip zugrunde gelegt, welches von der spektralanalytischen Untersuchung periodisch wiederholter schwächer Lichtquellen her bekannt ist<sup>9-11</sup>.

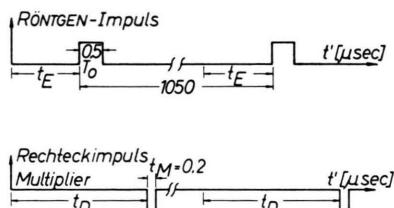


Abb. 1. Zeitlicher Ablauf der Meßvorgänge.  $t_E$  fest vorgegebene Verzögerungszeit,  $t_D$  variable Verzögerungszeit des Steuerimpulses für den Photomultiplier,  $T_0$  Dauer des RÖNTGEN-Impulses,  $t_M$  Dauer des Rechteckimpulses am Photomultiplier.

Die Anregung des Szintillators erfolgt mit einem periodisch wiederholten RÖNTGEN-Impuls von 0,5  $\mu$ sec Dauer, und die Messung der Lichtintensität  $L(t)$  im Zeitpunkt  $t$  nach der Anregung des Szintillators geschieht mit einem Photomultiplier. Der zeitliche Ablauf der Vorgänge ist in Abb. 1 dargestellt. Der zeitliche Nullpunkt der Messung wird durch einen Impulsfolgefrequenzgeber festgelegt. In Abständen von 1050  $\mu$ sec wird der Nullpunkt zeitlich wiederholt. Nach einer Zeit von  $t_E = 1,5 \mu$ sec nach Festlegung

des Nullpunkts wird ein RÖNTGEN-Impuls von  $T_0 = 0,5 \mu$ sec Dauer erzeugt, welcher den Szintillator während dieser Zeit anregt. Nach dem Ende des RÖNTGEN-Impulses klingt das Leuchten des Szintillators ab. Gesucht ist der zeitliche Verlauf des Abklingens der Lichtintensität  $L(t)$ . Die Messung der Lichtintensität  $L(t)$  geschieht mit einem Photomultiplier, an dessen Dynoden im Normalzustand keine Spannung liegt. Wenn die Lichtintensität  $L(t)$  zur Zeit  $t$  gemessen werden soll, dann wird in diesem Zeitpunkt an den Spannungsteiler des Multipliers für die Dauer von 0,2  $\mu$ sec ein Rechteckimpuls gelegt, wodurch der Multiplier nur in diesem Zeitintervall empfindlich gemacht wird. Die Einstellung des Multipliers auf den Meßpunkt  $t$  in bezug auf das zeitliche Ende des RÖNTGEN-Impulses erfolgt durch elektronische Impulsverzögerungsschaltungen, welche den Steuerimpuls des Multipliers um die Zeit  $t_D = t + t_E + T_0$  gegenüber dem zeitlichen Nullpunkt verzögern.

Der von dem Multiplier im Meßpunkt  $t$  gelieferte Anodenstrom ist der Lichtintensität  $L(t)$  proportional. Die periodische Wiederholung der Anregungsimpulse und der Rechteckimpulse am Multiplier gestattet es, die Lichtintensität  $L(t)$  durch eine direkte Strommessung zu ermitteln. Die Anode des Multipliers wird mit dem Eingang eines Röhrengleichstrommeters verbunden, welches durch Parallelschalten einer Kapazität eine gegenüber der Impulsverzögerungsfrequenz große Eingangszeitkonstante erhält. Die Messung der Lichtintensität  $L(t)$  in Abhängigkeit von  $t$  erfolgt somit durch die Messung des integrierten Anodenstroms  $\bar{i}$  des Multipliers in Abhängigkeit von der Impulsverzögerungszeit  $t_D$ . Dieses Meßprinzip weist folgende Vorteile auf:

1. Bei dem Betrieb des Multipliers mit Impulsspannungen kann die Betriebsspannung gegenüber Gleichspannungsbetrieb um den Faktor 2 erhöht werden, wobei die Verstärkung und die Empfindlichkeit des Multipliers um etwa zwei Zehnerpotenzen größer wird.

2. Die Störungen durch Nachimpulse im Multiplier werden vermieden, da nur während des Meßintervalls von 0,2  $\mu$ sec Dauer die Spannung an den Dynoden des Multipliers liegt.

<sup>5</sup> F. B. HARRISON, Nucleonics **12**, March 24 [1954].

<sup>6</sup> K. P. MEYER u. A. MAIER, Helv. Phys. Acta **26**, 411 [1953]; **27**, 57 [1954].

<sup>7</sup> J. R. COOK u. K. A. MAHMOUD, Proc. Phys. Soc., Lond. B **67**, 817 [1954].

<sup>8</sup> R. S. STOREY, W. JACK u. A. WARD, Proc. Phys. Soc., Lond. **72**, 1 [1958].

<sup>9</sup> C. F. HENDEE u. W. B. BROWN, Philips techn. Rdsch. **19**, 237 [1958].

<sup>10</sup> C. F. HENDEE, J. Opt. Soc. Amer. **43**, 330 [1953].

<sup>11</sup> C. F. HENDEE u. W. B. BROWN, Phys. Rev. **93**, 651 [1954].

3. Die Lichtintensität  $L(t)$  kann direkt bestimmt werden, da  $L(t)$  dem Anodenstrom  $i$  des Multipliers proportional ist.

4. Durch die gegenüber der Impulsfolgefrequenz großen Zeitkonstante am Eingang des Strommeßinstruments werden die statistischen Schwankungen bei der Lichtemission ausgeglichen.

5. Die Verwendung von RÖNTGEN-Impulsen von nur  $0,5 \mu\text{sec}$  Dauer ist für die Bestimmung kleiner Nachleuchtdauern günstig gegenüber früheren Messungen mit längeren Anregungsdauern, da nur kleine Korrekturen notwendig sind.

6. Die Anregung mit RÖNTGEN-Strahlen hat gegenüber dem direkten Beschuß der Szintillatoren mit geladenen Teilchen den Vorteil, daß die Elektronen im Inneren des Kristalls erzeugt werden und dadurch eine Beschädigung der Oberfläche vermieden wird.

## 2. Apparatur

Die Apparatur setzt sich zusammen aus einem 200 keV-Elektronenimpulsgenerator, der zur Erzeugung der RÖNTGEN-Impulse benutzt wird, dem Nachweisgerät und den zugehörigen elektronischen Steuereinrichtungen. Der 200 keV-Elektronenimpulsgenerator besteht aus einer 200 kV-Gleichspannungsanlage \* und einer Hochvakuumapparatur, in der sich eine geeignete Elektrodenanordnung zur Beschleunigung der von einem Injektor gelieferten Elektronen bis zu 200 keV befindet. Als Strahlerzeugungssystem im Injektor wird ein modifiziertes „Pierce“-System benutzt, bei welchem die Raumladung der Elektronen berücksichtigt wird. Der maximale Elektronenstrom beträgt 1 Ampere. Die Erzeugung eines Elektronenpaketes von  $0,5 \mu\text{sec}$  Dauer erfolgt durch Zuführen von positiven Rechteckimpulsen an eine Gitterelektrode im Injektor, welche im Ruhezustand so stark negativ gegenüber der Kathode vorgespannt ist, daß kein Elektronenstrom fließen kann. Die Erzeugung der Elektronen erfolgt mit einer direkt geheizten Wolframflachwendel. Die Strahlführung der Elektronenpakete von dem Beschleunigungsraum bis zum Auffänger geschieht in einem longitudinalen Magnetfeld.

Das Blockschaltbild der elektronischen Steuerausrüstung ist in Abb. 2 angegeben. Die Impulse des als Impulsfolgefrequenzgebers benutzten Rechteckgenerators A7 werden einem Thyatrongenerator B4 zugeführt. Nach Durchlaufen eines Impulsverzögerungskabels wird ein Sperrschwinger B2 ausgelöst, dessen Impulse zur Amplitudenmodulation eines 3 cm-Wellensenders benutzt werden. Der Sender wird verwendet, um die auf Hochspannungspotential befindliche Steueranlage des Injektors des 200 keV-Elektronenimpulsgenerators zeitlich zu synchronisieren. Die übertragenen Signale werden in einem Empfänger, der in die Hochspannungs-

\* Siemens Grobstruktur-RÖNTGEN-Anlage für 200 kV-Hohl-anodenbetrieb.

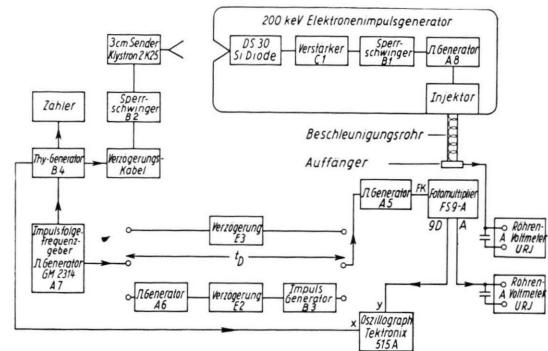


Abb. 2. Blockschaltbild der elektronischen Steuerausrüstung.

elektrode eingebaut ist, mit einer Siliciumdiode demoduliert. Die Impulse werden dann einem Verstärker C1 und anschließend einem Sperrschwinger B1 zugeführt. Die Sperrschwingerimpulse dienen zur Auslösung eines Rechteckgenerators A8, welcher Rechteckimpulse erzeugt, die dem Steuergitter des Injektors zugeführt werden.

Die zweite zu erfüllende zeitliche Funktion des Impulsfolgefrequenzgebers ist die Steuerung des auf Erdpotential befindlichen Photomultipliers. Die Erzeugung der zur Steuerung benötigten Rechteckimpulse geschieht mit dem Rechteckgenerator A5, welcher durch die zeitlich verzögerten Impulse des Impulsfolgefrequenzgebers ausgelöst wird. Die Verzögerung der Impulse um die Zeit  $t_D$  erfolgt elektronisch und kann in zwei Bereichen durchgeführt werden. Mit dem Impulsverzögerungsgerät E3,

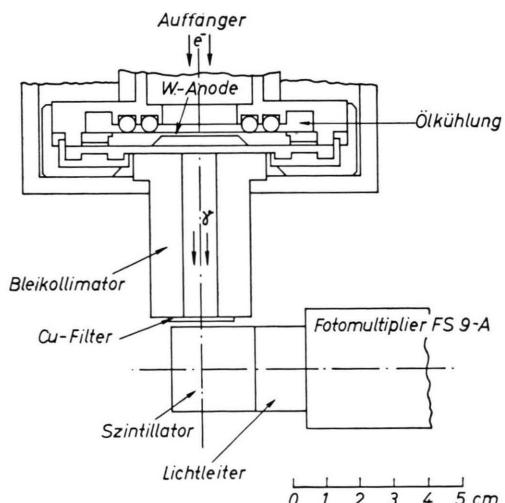


Abb. 3. Versuchsanordnung zur Anregung der Szintillatoren mit RÖNTGEN-Impulsen.

welches aus hintereinandergeschalteten Impulsverzögerungskabeln besteht, wird der Bereich von 0 bis  $5 \mu\text{sec}$  in Schritten von  $0,05 \mu\text{sec}$  erfaßt. Bei dem zweiten Bereich kann die Impulsverzögerung kontinuierlich von  $2 \mu\text{sec}$  bis  $500 \mu\text{sec}$  erfolgen, wozu der Rechteckgenera-

tor A6, die Verzögerungsstufe E2 und der Impulsgenerator B3 benutzt werden. Der Fehler der Zeiteichung, welche mit einem Normalfrequenzgenerator durchgeführt wurde, beträgt maximal 1%.

Die Elektronenpakete prallen im Auffänger (Abb. 3) auf eine 0,1 mm dicke Wolframanode und werden dort abgebremst. Die dort gebildete Bremstrahlung und die charakteristische Strahlung von Wolfram gelangt durch eine Vakuumabdichtung von 0,3 mm Aluminium in einen Bleikollimator. Am Ende des Kollimators ist ein Kupferfilter von 1 mm Dicke angebracht. Der zu untersuchende Szintillator befindet sich direkt unter dem Bleikollimator und wird von dem RÖNTGEN-Impuls angeregt. Damit die Photokathode des Multipliers \*\* nicht direkt der RÖNTGEN-Strahlung ausgesetzt ist, ist der zu untersuchende Szintillator durch einen 15 mm langen Plexiglaslichtleiter mit der Photokathode verbunden. Der optische Kontakt wird mit Siliconöl hergestellt. Um den Multiplier mit Rechteckimpulsen von  $2 \cdot 10^{-7}$  sec oder  $5 \cdot 10^{-8}$  sec Dauer verzerrungsfrei betreiben zu können, beträgt der Gesamtwiderstand des Spannungsteilers 1000 Ohm und die Widerstände sind direkt mit den Durchführungsstiften verbunden. Bei dem Impulsbetrieb von Multipliern mit durchsichtiger Photokathode muß berücksichtigt werden, daß bei dem Impulsbetrieb der Photokathode eine Aufladung des inneren Gebietes der Photokathode über den hohen Schichtwiderstand erfolgt, deren Zeitkonstante in der Größenordnung von Mikrosekunden liegt, worauf von FARINELLI und MALVANO<sup>12</sup> zuerst hingewiesen wurde.

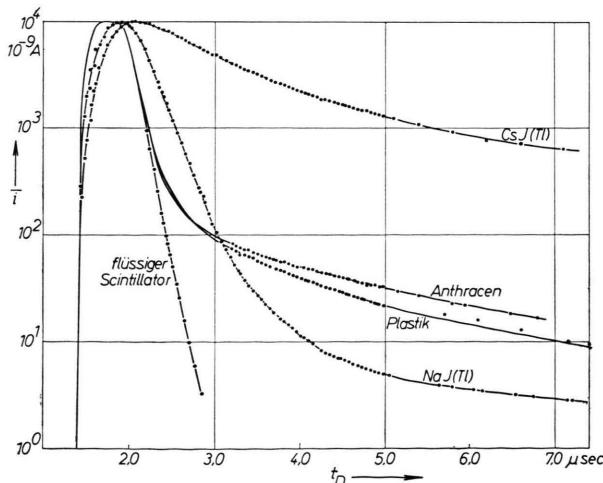


Abb. 4 a.

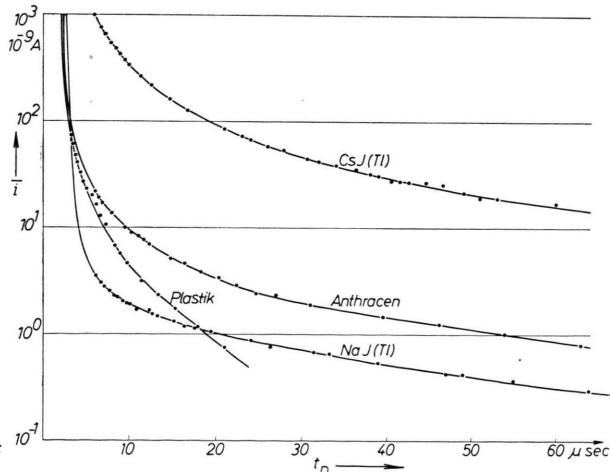


Abb. 4 b.

Abb. 4. a) Zeitliches Abklingen der Lichtemission der Szintillatoren. Aufgetragen ist der integrierte Anodenstrom  $i$  des Photomultipliers in Abhängigkeit von der Verzögerungszeit  $t_D$  des empfindlichen Bereichs  $t_{eff}$  des Multipliers bezogen auf den Impulsfolgefrequenzgeber. Maximum der Meßkurve normiert auf  $i = 1 \cdot 10^4$  (nA). Dauer der RÖNTGEN-Impulsanregung  $t_D = 1,5 - 2,0$  (μsec). Meßbereich  $t_D = 0 - 7,0$  (μsec). Im Bereich von 1,5 μsec bis 3,0 μsec sind die Meßpunkte der Anthrazent- und Plastik-Szintillatoren nicht eingetragen, da die Meßkurven sich überlagern. — b) Fortsetzung des Meßbereichs von  $t_D = 7 - 65$  (μsec).

\*\* Fernseh GmbH, Typ FS 9-A.

<sup>12</sup> U. FARINELLI u. R. MALVANO, Rev. Sci. Instruments 29, 699 [1958].

### 3. Meßergebnisse

Das zeitliche Abklingen der Lumineszenz der 5 untersuchten Szintillatoren ist in Abb. 4 a und Abb. 4 b angegeben. Zur Bestimmung der Lichtintensität durch Messung des integrierten Anodenstroms  $i$  des Multipliers wurde ein drei Zehnerpotenzen umfassender linearer Bereich des Multipliers ausgenutzt. Durch Variation der Anregungsintensität konnte der Meßbereich erweitert werden. Die gesamte Abklingkurve wurde dann durch Normierung der Meßkurven auf gleiche Anregungsintensität konstruiert.

Alle Szintillatoren zeigen außer einer kurzen Hauptkomponente eine verzögerte Lichtemission, welche bis zu Zeiten von 400 μsec nach dem Ende des Anregungsimpulses nachgewiesen werden kann. Die logarithmische Auftragung der Lichtintensität in Abhängigkeit von der Zeit ergibt eine monoton abklingende Kurve, die im letzten Teil innerhalb der Meßgenauigkeit linear verläuft.

Unter der Annahme, daß der lineare Teil am Ende der Meßkurve durch eine Exponentialfunktion hervorgerufen wird, können die Meßkurven in eine Summe von mehreren Exponentialfunktionen zerlegt werden. In den Tab. 1 und 2 werden die mittleren

	Komponente $i$	$\tau$ (μsec)	$C_i$ (%)	Autoren
a	1	$0,118 \pm 0,004$		Vorliegende Messungen
b	$H$		90,5	
	1	$0,12 \pm 0,01$	$4,5 \pm 0,3$	
	2	$0,40 \pm 0,02$	$3,2 \pm 0,1$	
	3	$1,58 \pm 0,03$	$1,7 \pm 0,1$	Vorliegende Messungen
	4	$6,62 \pm 0,20$		
	$H$		89,3	HARRISON <sup>5</sup>
	1	$0,19 \pm 0,03$	6	
	2	$3,6 \pm 0,5$	4	
	3	58	0,7	
c	$H$		91,2	
	1	$0,16 \pm 0,05$	$3,4 \pm 0,3$	
	2	$1,19 \pm 0,09$	$2,9 \pm 0,2$	
	3	$5,04 \pm 0,25$	$2,5 \pm 0,2$	Vorliegende Messungen
	4	$38,8 \pm 2,9$		
	1	$0,17 \pm 0,03$	15	
	2	$4,3 \pm 0,2$	3,5	
	3	$160 \pm 25$	4,5	HARRISON <sup>5</sup>
		$47 \pm 6$	$5,6 \pm 0,4$	JACKSON <sup>4</sup> , HARRISON
	1	$0,17 \pm 0,03$	$3,8 \pm 1,3$	MEYER <sup>6</sup> , MAIER
	2	$1,59 \pm 0,22$	$3,4 \pm 0,5$	
d	$H$		98,6	
	1	$0,202 \pm 0,007$	$0,24 \pm 0,02$	Vorliegende Messungen
	2	$1,48 \pm 0,11$	$0,21 \pm 0,01$	
	3	$4,82 \pm 0,23$	$0,53 \pm 0,02$	
	4	$28,8 \pm 1,2$	$0,44 \pm 0,03$	
	4	$171 \pm 10$		
		$290$ $1 < \tau < 19$	8 1,5	HARRISON <sup>5</sup>
		$220 \pm 40$	$5,0 \pm 0,2$	JACKSON <sup>4</sup> , HARRISON
		$15 \pm 4$		COOK <sup>7</sup> , MAHMOUD
	$H$	0,25		EBY <sup>13</sup> , JENTSCHKE
e	1	$0,692 \pm 0,020$	$37,6 \pm 3,0$	
	2	$1,99 \pm 0,04$	$27,9 \pm 1,4$	
	3	$5,76 \pm 0,10$	$19,1 \pm 0,7$	
	4	$20,2 \pm 0,8$	$16,0 \pm 0,4$	Vorliegende Messungen
	5	$100 \pm 10$	$5,4 \pm 0,6$	
	1	$0,70 \pm 0,025$	50	STOREY <sup>8</sup> , JACK, WARD
	2	$2 - 3$		
	3	$7 \pm 0,5$		

Tab. 1. Zeitliches Abklingen von organischen Szintillator-Substanzen.

- a) *Flüssiger Szintillator*  
Zusammensetzung: 5 g/l *p*-Terphenyl in *m*-Xylool;  
Gefäß: Quarzküvette  $25 \text{ } \phi \times 30 \text{ mm}$ ;  
Reflektor: Aluminiumfolie;  
b) *Plastiksintillator*, Typ PVP-500  
Hersteller: Crystals, Inc., Westwood, New Jersey;  
Abmessungen:  $25 \text{ } \phi \times 25 \text{ mm}$ ; Reflektor: Aluminiumfolie.  
c) *Anthrazin-Kristall*  
Hersteller: Harshaw, Cleveland, Ohio;  
Abmessungen:  $25 \text{ } \phi \times 20 \text{ mm}$ ; Reflektor: Aluminiumfolie.

Tab. 2. Zeitliches Abklingen von anorganischen Szintillator-Substanzen.

- d) *NaJ(Tl)-Kristall*  
Hersteller: Dr. Korth Kiel;  
Abmessungen:  $15 \text{ } \phi \times 15 \text{ mm}$ ; Reflektor: MgO-Pulver.  
e) *CsJ(Tl)-Kristall*  
Hersteller: Dr. Korth, Kiel;  
Abmessungen:  $14 \text{ } \phi \times 15 \text{ mm}$ ; Reflektor: Aluminiumfolie.

Lebensdauern  $\tau_i$  aufgeführt, die sich ergeben, wenn die Abklingkurve in eine Summe von Exponentialfunktionen zerlegt wird. Der Index  $i$  bezeichnet die Komponente, während der Index  $H$  sich auf die kürzeste mit Hauptkomponente bezeichnete Komponente bezieht, welche den größten Teil der Lichtemission enthält. Die Größe  $C_i$  in der Tabelle gibt den prozentualen Anteil der Komponente  $i$  an der gesamten Lichtemission für den Fall an, daß die Anregung des Szintillators bei der Abbremsung eines Teilchens in einer Zeit kleiner als  $10^{-10}$  sec erfolgt. Zum Vergleich werden außerdem die Ergebnisse anderer Autoren angegeben.

#### 4. Diskussion

Obwohl bei flüssigen Szintillatoren bisher keine verzögerte Lichtemission nachgewiesen werden konnte, erscheint es unwahrscheinlich, daß die hier gemessene Komponente von  $\tau = 0,118 \text{ } \mu\text{sec}$  apparativ bedingt ist, so daß anscheinend auch bei flüssigen Szintillatoren eine verzögerte Lichtemission vorhanden ist. Ein Widerspruch dieses Ergebnisses gegenüber den Messungen von HARRISON besteht nicht, da dort die untere Nachweisgrenze bei  $\tau > 0,1 \text{ } \mu\text{sec}$  liegt.

Die Abklingkurven der vier anderen festen Szintillatoren können sowohl durch hyperbolische Abklinggesetze mit einem Exponenten kleiner als zwei angenähert werden, als auch durch eine Summe von Exponentialfunktionen dargestellt werden. Da in dem untersuchten Zeitintervall keine Abhängigkeit von der Anregungsintensität festgestellt werden konnte, was für monomolekulare Prozesse in den Szintillatoren spricht, erscheint eine Zerlegung der Meßkurven in eine Summe von Exponentialfunktionen sinnvoll. Auf Grund der Meßergebnisse ist es nicht möglich, Aussagen über die Art der für die

verzögerte Lichtemission verantwortlichen Prozesse zu machen. Eine Bestimmung der Komponenten in Abhängigkeit von der Anregungsdauer und der Temperatur würde nähre Angaben über den Leuchtmechanismus ermöglichen.

Der Vergleich der gemessenen Abklingzeiten und relativen Lichtintensitäten mit den Ergebnissen früherer Messungen zeigt z. Tl. erhebliche Abweichungen. Die an dem Plastiksintillator gemessenen Komponenten weisen keine Übereinstimmung mit den Messungen von HARRISON auf. Die Ursache liegt wahrscheinlich an der unterschiedlichen Zusammensetzung der untersuchten Szintillatoren. Übereinstimmung besteht insofern, daß bei beiden Szintillatoren etwa 10% der Lichtquanten verzögert ausgestrahlt werden. Die bei dem Anthrazen-Kristall gemessenen Komponenten stimmen z. Tl. mit den Messungen früherer Autoren überein.

Über das Nachleuchten von NaJ(Tl)-Kristallen im  $\mu$ sec-Bereich liegen nur wenige Messungen vor. Das hier erzielte Ergebnis ist, daß nur 1,5% der Lumineszenz verzögert ist. HARRISON gibt eine Komponente ( $\tau \approx 290 \mu$ sec) mit einer relativen Intensität von 8% an. Solch ein hoher verzögterer Anteil konnte hier nicht bestätigt werden. Der Unterschied gegenüber der Meßmethode von HARRISON besteht u. a. darin, daß dort die Anregungsdauer des Kristalls etwa 1/10 sec beträgt. Die Umrechnung der Meßwerte auf die Intensitätsverhältnisse bei einem Szintillationsvorgang kann bei diesen langen Anregungszeiten nur indirekt erfolgen. Bei der gewöhnlich benutzten Tl-Konzentration beträgt nach den bisherigen Messungen die Abklingzeit  $\tau_H$  der Hauptkomponente 0,25  $\mu$ sec gegenüber der hier gemessenen von 0,20  $\mu$ sec. Eine Verkleinerung der Abklingzeit könnte bei starken Anregungen durch die zusätzliche

Bildung von Löschzentren erfolgen. Bei dem CsJ(Tl)-Kristall besteht für die kurzen Komponenten gute Übereinstimmung mit den von STOREY, JACK und WARD 1958 gemessenen Werten.

Obwohl die Abklingkurven mit der benutzten Meßmethode relativ genau ermittelt werden können, kann der Einfluß der Herstellungsprozesse und der Reinheit der Szintillatoren auf die Abklingkurven noch nicht übersehen werden, so daß die angegebenen Ergebnisse sich auf die hier untersuchten Szintillatoren beziehen.

Die Meßergebnisse zeigen, welche Szintillatoren am günstigsten sind, um Lichtimpulse von Elektronen oder  $\gamma$ -Quanten einige Mikrosekunden nach einer starken Anregung des Szintillators (z. B. durch eine im Impulsbetrieb arbeitende Beschleunigungsanlage) nachzuweisen. Maßgebend ist dann nicht allein die Intensität und die Dauer des Nachleuchtens des Szintillators im Vergleich mit anderen Szintillatoren, sondern einen wesentlichen Einfluß hat auch die Abklingzeit der Hauptkomponente. Durch diese Abklingzeit wird die notwendige Größe der elektrischen Zeitkonstante am Ausgang des Photomultipliers bestimmt. Zum Nachweis von Elektronen ist der untersuchte Plastiksintillator am günstigsten, während zum Nachweis von  $\gamma$ -Strahlung ein flüssiger Szintillator mit einem Zusatz von Bleisalzen am geeignetsten erscheint.

Herrn Prof. Dr. FLAMMERSFELD danke ich für die Anregung zu dieser Arbeit und für sein Interesse am Fortgang der Untersuchungen.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft, der Research Corporation und dem Bundesministerium für Atomkernenergie und Wasserwirtschaft danke ich für die Mittel, die zur Durchführung der Arbeit bereitgestellt wurden.