

Einige Szintillationseigenschaften von unaktiviertem CsJ bei Zimmertemperatur

R. LANGKAU

I. Institut für Experimentalphysik, Hamburg

(Z. Naturforsch. 21 a, 470—474 [1966]; eingegangen am 15. Februar 1966)

Mittels eines *Sampling*-Speicherverfahrens wurde der zeitliche Verlauf der Szintillation eines unaktivierten CsJ-Kristalls bei Zimmertemperatur untersucht. Zur Anregung der Szintillationen dienen α -Teilchen und γ -Quanten. Der Verlauf setzt sich aus einer schnellen und einer langsamen Komponente zusammen, wobei das Intensitätsverhältnis beider Komponenten sehr stark von der Art der anregenden Strahlung abhängt. Diese Tatsache lässt sich zur Teildendiskriminierung ausnutzen.

Das Szintillationsverhalten von unaktivierten CsJ-Kristallen ist bereits von mehreren Autoren, insbesondere auch in Abhängigkeit von der Kristalltemperatur untersucht worden¹⁻¹⁰. Die Messungen erstrecken sich dabei vorwiegend auf Temperaturbereiche unterhalb der Zimmertemperatur. Ein qualitativer Vergleich der einzelnen Mesergebnisse ist kaum möglich, da die Szintillationseigenschaften offensichtlich sehr von dem Reinheitsgrad des Ausgangsmaterials und dem Verfahren zur Herstellung des Kristalls abhängig sind. Ergebnisse bei Zimmertemperatur sind relativ selten, da hier die geringe Lichtausbeute des unaktivierten CsJ eine genaue Messung erheblich erschwert.

Im folgenden werden mit einer auch für sehr kleine Lichtausbeuten geeigneten Apparatur die Szintillationseigenschaften bei Zimmertemperatur für einen aus der Schmelze gezogenen, unaktivierten CsJ-Kristall * untersucht und eine Anwendungsmöglichkeit diskutiert.

eigner Weise mit Hilfe eines Vielkanal-Impulshöhenanalysators (RIDL, Modell 34-12) gespeichert wurden¹¹⁻¹³. Diese Methode gestattet es, die Meßergebnisse für eine beliebig vorgehbare Anzahl von Einzelimpulsen zu addieren, wodurch sich ein dem Impulsverlauf überlagertes statistisches Rauschen, wie es etwa bei kleiner Lichtausbeute des Szintillators in starkem Maße auftreten kann, herausmittelt. Abb. 1 zeigt den prinzipiellen Aufbau der Meßanordnung:

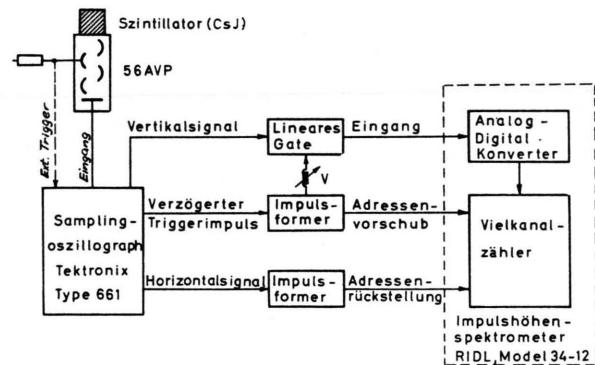


Abb. 1. Blockschaltbild der Anordnung zur Messung der Impulsformen.

1. Messung der Ausgangsimpulse des Szintillationszählers

a) *Mebanordnung*: Die Ausgangsimpulsformen des Zählers (CsJ-Kristall und Photomultiplier 56 AVP) wurden mit einem Sampling-Oszilloskop (Tektronix, Type 661) gemessen, wobei die zu den aufeinanderfolgenden Abtastzeiten gehörenden Impulshöhen in ge-

¹ W. REHMANN, K. REIBER u. A. SCHARMANN, Z. Naturforschg. 18a, 1139 [1963].

² J. BONANOMI u. J. ROSSEL, Helv. Phys. Acta **25**, 725 [1952].

³ B. HAHN u. J. ROSSEL, Hely. Phys. Acta **26**, 271 [1953].

⁴ H. KNOEPFEL, E. LOEPFEL u. P. STOLL, Z. Naturforschg. **12a**, 348 [1957].

⁵ H. ENZ u. J. ROSSEL, *Hely. Phys. Acta* **31**, 25 [1958].

⁶ Z. L. MORGNSTERN, Opt. Spectr. USSR 7, 146 [1959].

⁷ F. E. SENFTLE, P. MARTINEZ u. V. P. ALEKNA, Rev. Sci.

P. L. SENTILE, P. MARTINEZ & V. I. ALEKNA, Rev. Sci. Inst.,
33, 819 [1962].

⁸ H. V. WATTS, L. REIFFEL u. M. I. Electronics, Belgrad 1, 3 [1961].

⁹ H. WALTER, Diplomarbeit, Hamburg 1963.

¹⁰ J. SIEMER, Diplomarbeit, Hamburg 1963.

* Der Kristall wurde von der Firma K. K o r t h in Kiel hergestellt.

¹¹ I. B. BERLMAN u. C. J. STEINGRABER, IRE Trans. Nucl. Sci. NS-11, Nr. 4, 27 [1964].

¹² C. J. STEINGRABER u. I. B. BERLMAN, Rev. Sci. Instr. **34**, 524 [1963].

¹³ K. H. MAIER u. R. MICHAELSEN, Vorabdruck, Hahn-Meitner-Institut f. Kernforschung, Berlin.

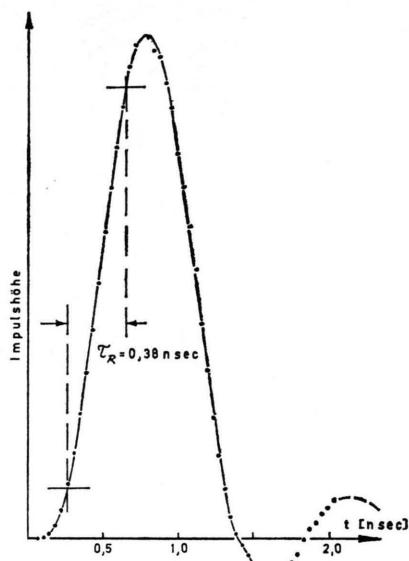


Abb. 2. Bestimmung der Zeitauflösung.

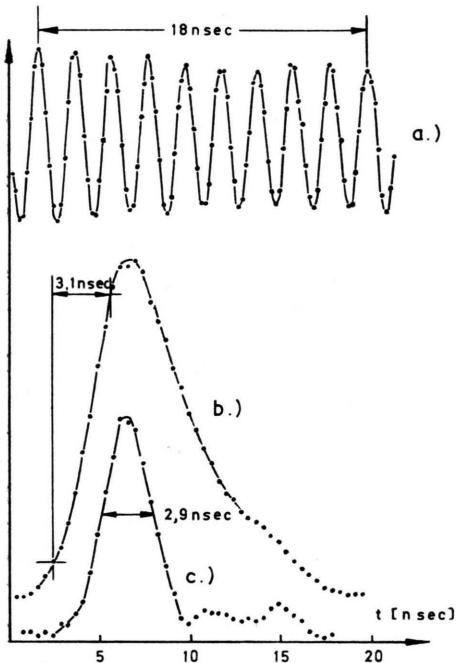


Abb. 3. Prüfung der Apparatur.

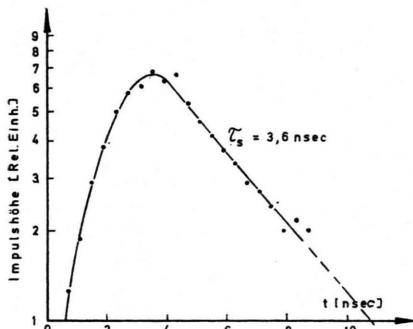


Abb. 4. Schneller Impulsanteil
(CsJ-Kristall; α -Teilchen-Einstrahlung).

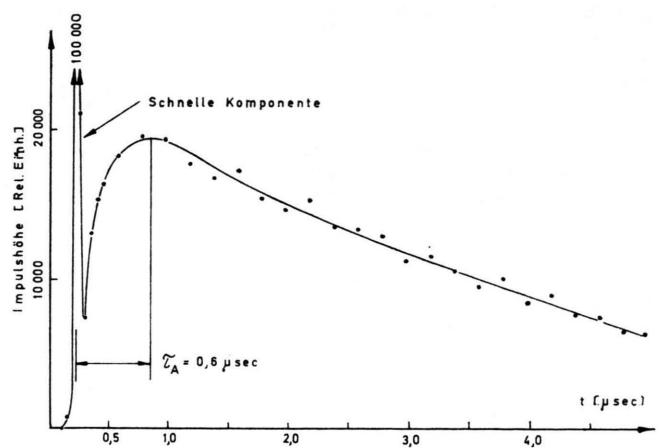


Abb. 5. Langsamer Impulsanteil
(CsJ-Kristall; γ -Quanten-Einstrahlung).

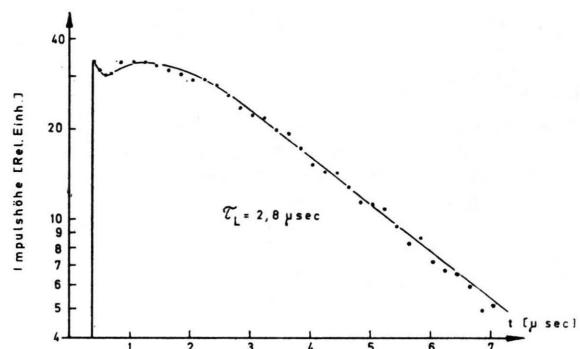


Abb. 6. Langsamer Impulsanteil
(CsJ-Kristall; γ -Quanten-Einstrahlung).

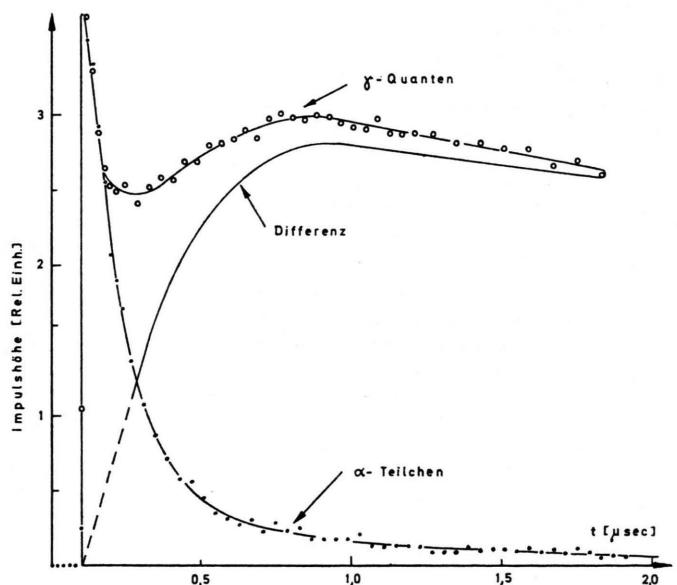


Abb. 7. Ausgangsimpulse bei Einstrahlung von α -Teilchen und γ -Quanten (CsJ-Kristall; $R_A = 12 \text{ k}\Omega$).

geöffnet wird. Die so am Ausgang des Gates entstehenden Rechteckpulse gelangen auf den Eingang des Analog-Digital-Konverters im Vielkanal. Anschließend wird die digitalisierte Impulshöheninformation auf den als Vielkanalzähler arbeitenden Speicherteil des Vielkanals gegeben. Die nötige Zuordnung zwischen Abtastzeitpunkt und Kanaladresse wird folgendermaßen erreicht: Der Sampling-Oszilloskop liefert immer dann, wenn der Abtastzeitpunkt um eine Einheit weitergestellt wird, einen Rechteckimpuls konstanter Form (verzögerte Triggerimpuls). Dieser Impuls dient nach entsprechender Formung als Adressenvorschubimpuls. Die Rückstellung der Adresse nach Durchlaufen des im Oszilloskop eingestellten Zeitbereiches geschieht mit einem Signal, das mittels eines weiteren Impulsformers in geeigneter Weise aus der Rückflanke des Horizontalsignals abgeleitet wird. Der verzögerte Triggerimpuls wird auch zur Steuerung des linearen Gates verwendet. Die Verzögerung V des Gateöffnungsimpulses gewährleistet dabei, daß das Vertikalsignal erst dann zum Analog-Digital-Konverter gelangt, wenn die Adresse bereits eingestellt ist.

b) *Prüfung der Apparatur:* Die elektronische Zeitauflösung der gesamten Meßanordnung wird durch die des Sampling-Oszilloskop bestimmt. Zu ihrer Prüfung wurden kurze „Nadelimpulse“ aus einem Generator (Tektronix, Type 110) auf den Oszilloskopeneingang gegeben. Abb. 2 zeigt das Meßergebnis. Die beobachtete Anstiegszeit von 0,38 nsec setzt sich zusammen aus der des Oszilloskop (~ 0,35 nsec) und der des Testimpulses.

Zur Eichung der Zeitachse wurden Sinusschwingungen bekannter Frequenz verwendet. In Abb. 3 a ist als Beispiel eine mit der Apparatur aufgenommene 500 MHz-Schwingung aufgetragen.

Die Eichschwingungen wurden durch Anregung von LC-Schwingkreisen mit kurzen Rechteckimpulsen erzeugt. Diese Methode bedingt die in Abb. 3 a beobachtbaren Amplitudenschwankungen. Abb. 3 zeigt ferner die an der Anode des Photomultipliers 56 AVP gemessenen Formen eines Szintillationsimpulses (Plastiksintillator; Kurve b) und eines Rauschimpulses (Einelektronenimpuls). Die Anstiegszeit des Szintillationsimpulses und die Breite des Rauschimpulses geben einen Eindruck von der Größe der Laufzeitstreuung und Eigenanstiegszeit des Photomultipliers.

Die dem späten Impulsverlauf überlagerten Schwanungen, die sich insbesondere bei kleinen Impulsströmen bemerkbar machen, sind im wesentlichen eine Folge der nichtidealen Anpassung der Multiplikanode an das zum Oszilloskop führende 50Ω -Kabel. Eine ideale Anpassung ist bei dem hier verwendeten Photomultiplier kaum möglich.

c) *Meßergebnisse:* Zur Anregung der Szintillationen im CsJ-Kristall (Abmessungen: 20 mm Höhe \times 20 mm Durchmesser) wurden $\text{Po}^{210}\text{-}\alpha$ -Teilchen und $\text{Co}^{60}\text{-}\gamma$ -Quanten verwendet. Die an der Anode des Photomultipliers bei einem Arbeitswiderstand $R_A = 50 \Omega$ beobachteten Impulsverläufe lassen sich deutlich in zwei Anteile – einen schnellen und einen langsamen – aufteilen.

Die schnelle Komponente zeigt ein exponentielles Abklingen mit einer Zeitkonstante $\tau_s = 3,6 \text{ nsec}$ (s. Abb. 4). τ_s ist innerhalb der Meßgenauigkeit unabhängig davon, ob α -Teilchen oder γ -Quanten eingestrahlt werden. Eine Extrapolation der Meßergebnisse von REHMANN et al.¹ und ENZ et al.⁵ zur Zimmertemperatur hin läßt für τ_s einige nsec erwarten. Der langsame Impulsanteil tritt bei dem hier untersuchten Kristall nur bei Einstrahlung von γ -Quanten mit meßbarer Intensität auf. In Abb. 5 ist der Impulsverlauf über einen Zeitbereich von 5 μsec aufgetragen ($R_A = 50 \Omega$; γ -Quanten-Einstrahlung). Danach hat der langsame Anteil eine Gesamtanstiegszeit von $\tau_A = 0,6 \mu\text{sec}$. Seine Abklingzeitkonstante beträgt gemäß Abb. 6: $\tau_L = 2,8 \mu\text{sec}$. Der in Abb. 6 in halblogarithmischer Darstellung gezeigte Impulsverlauf wurde an einer Anodenzeitkonstante gemessen, die groß gegen τ_s und klein gegen τ_L ist.

2. Anwendung zur Teilchendiskriminierung

Das unterschiedliche Szintillationsverhalten des CsJ-Kristalls bei Bestrahlung mit α -Teilchen bzw. γ -Quanten legt seine Verwendung zur Teilchendiskriminierung nahe. Der Unterschied, der darin besteht, daß bei der α -Teilchen-Szintillation die langsame Komponente praktisch fehlt, tritt deutlich in Abb. 7 hervor. Der Anodenwiderstand des Photomultipliers betrug in diesem Falle $R_A = 12 \text{ k}\Omega$. Die Arbeitszeitkonstante τ genügte dabei wiederum der Beziehung $\tau_s \ll \tau \ll \tau_z$. Beide Impulsverläufe sind auf gleiche Anfangsintensität normiert. Der Abfall des α -Teilchen-Impulses wird durch die Zeitkonstante τ bestimmt.

Die Anwendbarkeit des CsJ-Szintillators zur Unterscheidung von α -Teilchen (linker steiler Zweig) und γ -Quanten (rechter Zweig) zeigt Abb. 8. Die Aufnahme wurde mit Hilfe eines X-Y-Oszilloskopens gemacht. Jede Szintillation erscheint als Punkt

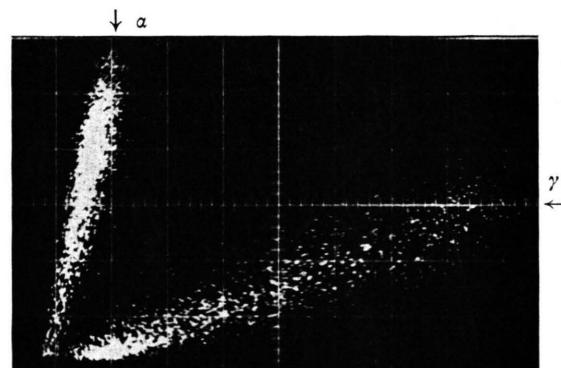


Abb. 8. Teilchendiskriminierung mit unaktiviertem CsJ.

auf dem Leuchtschirm^{14, 15}. Dabei sind die Abszissen der Leuchtpunkte proportional der gesamten Lichtausbeute pro Szintillation (Höhe des Ausgangsimpulses an einer gegen τ_L großen Arbeitszeitkonstante). Die Ordinaten sind ein Maß für die Intensität der schnellen Komponente (Höhe des an einem Arbeitswiderstand von $R_A = 100 \Omega$ abgegriffenen Impulses nach anschließender Verstärkung bei etwa 3 MHz Bandbreite). Die zu den α -Teilchen und γ -Quanten gehörenden Leuchtpunkthäufungen sind trotz der relativ großen Streuung, die durch die geringe Lichtausbeute des Kristalls bedingt ist, deutlich voneinander getrennt.

Auch für die prinzipiell einfach durchzuführende Teilchendiskriminierung nach der „Nulldurchgangsmethode“^{16, 17} ist unaktiviertes CsJ geeignet. Dabei wird der an einer im allgemeinen gegen die Szintillationsdauer großen Anodenzeitkonstante $R_1 C_1$ (s. Abb. 9!) auftretende Impulsverlauf anschließend an einer weiteren Zeitkonstante $R_2 C_2$ differenziert. Da-

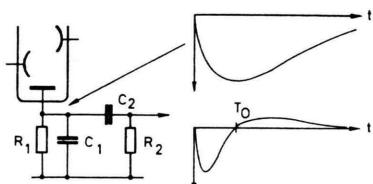


Abb. 9. Zur Nulldurchgangsmethode.

durch erhält der Impuls einen positiven „Durchschwinger“, d. h. sein Verlauf kreuzt nach einer Zeit T_0 die Nulllinie. Diese Nulldurchgangszeit T_0 ist abhängig von den Zeitkonstanten $R_1 C_1$ und $R_2 C_2$ und der Szintillationsdauer. Sie ist dagegen unabhängig von der Impulsamplitude. Bei vorgegebenen Zeitkonstanten ist T_0 also ein Maß für die Szintillationsdauer. Ist diese, wie im vorliegenden Fall, von der Art der anregenden Strahlung abhängig, dann kann T_0 zur Unterscheidung der Strahlungsart ausgenutzt werden. T_0 kann auf verschiedene Weise, im einfachsten Fall mit einem SCHMITT-Trigger geeignet eingestellter Ansprechschwelle und Hysteresis, gemessen werden. Abb. 10 zeigt eine mit einem Vielkanalspektrometer aufgenommene Häufigkeitsverteilung der Nulldurchgangszeiten T_0 bei Verwendung von unaktiviertem CsJ als Szintillator und Einstrahlung

von α -Teilchen und γ -Quanten. Die optimalen Werte der Zeitkonstanten $R_1 C_1$ und $R_2 C_2$ wurden dafür empirisch bestimmt. Trotz der relativ großen Breite der beiden Verteilungen, die eine mittelbare Folge der kleinen Lichtausbeute des Kristalls ist, lassen sich α -Teilchen und γ -Quanten deutlich voneinander trennen.

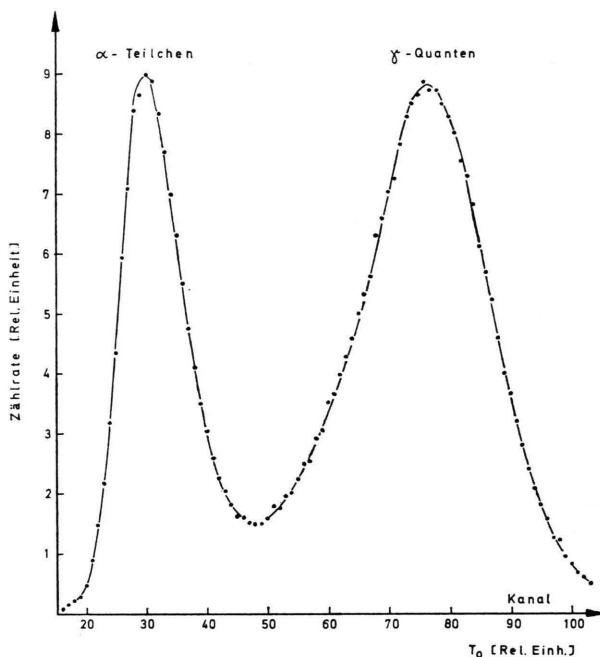


Abb. 10. Teilchendiskriminierung mit unaktiviertem CsJ nach der Nulldurchgangsmethode.

3. Schlußbemerkung

Die vorliegenden Meßergebnisse sind in qualitativer Übereinstimmung mit denen von WALTER⁹ und SIEMER¹⁰, die für einen ebenfalls aus der Schmelze gezogenen unaktivierten CsJ-Kristall bei Zimmertemperatur auch zwei Szintillationsanteile stark unterschiedlicher Abklingzeit beobachteten. Sie konnten darüber hinaus eindeutig zeigen, daß diese beiden Anteile verschiedenen Spektralkomponenten des Szintillationslichtes zuzuordnen sind.

Danach stammt der schnelle Anteil aus Licht im nahen ultravioletten, der des langsamen aus Licht im sichtbaren Spektralbereich. Bei der dort unter-

¹⁴ M. BORMAN, R. LANGKAU, G. LINDSTRÖM, H. NEUERT u. J. WARCKE, Nukleonik 3, 85 [1961].

¹⁵ R. LANGKAU, H. NEUERT u. H. WALTER, Z. Naturforschg. 17 a, 441 [1962].

¹⁶ F. FÜLLE, Gy. MÁTHÉ u. D. NETZBAND, Nucl. Instr. Methods 35, 250 [1965].

¹⁷ M. FORTE, A. KONSTA u. C. MARANZANA, Conf. Nucl. Electronics, Belgrad 2, 277 [1961].

suchten Kristallprobe trat auch bei α -Teilchen-Anregung eine langsame Abklingkomponente ($\sim 0,9 \mu\text{sec}$) mit meßbarer Intensität auf.

Einen Hinweis auf den Ursprung der beiden Szintillationsanteile liefern die verschiedenen Untersuchungen des Emissionsspektrums von unaktiviertem CsJ, das im wesentlichen aus zwei Banden besteht. Insbesondere zeigen Messungen von BESSON et al.¹⁸, daß die kurzwellige Emissionsbande mit einem Maximum bei etwa 3500 Å aus Szintillationsvorgängen am Grundgitter des CsJ-Kristalls herröhrt. Ihr Auftreten läßt sich – in Anlehnung an entsprechende Messungen von VAN SCIVER¹⁹ an unaktiviertem

NaJ – aus einer strahlenden Rekombination von Excitonen erklären. Die Intensität der von BESSON et al. beobachteten langwelligen Bande bei etwa 4400 Å ist empfindlich vom Reinheitsgrad des Kristalls abhängig. Sie nimmt mit zunehmender Reinheit des Ausgangsmaterials ab. Auch das Herstellungsverfahren hat – nach Untersuchungen anderer Autoren – einen deutlichen Einfluß auf den sichtbaren Spektralanteil. Welche Art von Fehlstellen die langwellige und langsame Szintillation hervorruft, läßt sich nicht eindeutig sagen.

Ich danke dem Bundesministerium für Wissenschaftliche Forschung für die Bereitstellung von Mitteln.

¹⁸ H. BESSON, D. CHAUVY u. J. ROSEL, Helv. Phys. Acta 35, 211 [1962].

¹⁹ W. VAN SCIVER, IRE Trans. Nucl. Sci. NS-3, Nr. 4, 39 [1956].