Zeitschrift für Physik 213, 202—214 (1968)

Messung von Lebensdauern Coulombangeregter Kernzustände mit einem gepulsten Protonenstrahl

F. W. Richter, J. Schütt und D. Wiegandt
Physikalisches Institut der Universität Marburg a. d. Lahn

Eingegangen am 29. Februar 1968

Life-time-measurement of Coulomb-excited Levels by a Pulsed-beam-technique

The half-life of the first excited states of ^{150}Nd, ^{152}Sm, ^{154}Sm, ^{160}Gd and ^{170}Er have been measured by pulsed beam-technique. Using the slope-method and a momentum-analysis we get the following results:

^{150}Nd	131 keV-level	$T_{1/2} = (1.48 \pm 0.04)$ ns
^{152}Sm	122 keV-level	$T_{1/2} = (1.44 \pm 0.03)$ ns
^{154}Sm	82 keV-level	$T_{1/2} = (3.00 \pm 0.06)$ ns
^{160}Gd	75 keV-level	$T_{1/2} = (2.68 \pm 0.06)$ ns
^{170}Er	79 keV-level	$T_{1/2} = (1.88 \pm 0.05)$ ns

1. Einleitung

Die Lebensdauer des ersten angeregten Zustands des ^{170}Erbium ist bisher nur aus Coulombanregungsdaten[1-3] bekannt. Es schien uns daher nützlich, die Lebensdauer dieses Zustandes durch eine direkte Zeitmessung zu bestimmen. Daneben haben wir die Lebensdauern der ersten angeregten Zustände vom ^{150}Nd, ^{154}Sm und ^{160}Gd, von denen bisher nur je ein Literaturwert bekannt ist und die nur durch Coulombanregung erreichbar sind, gemessen. Als Testsubstanz für unsere Meßanordnung diente das ^{152}Sm, bei welchem die Lebensdauer des ^{122}keV-Niveaus verschiedentlich und nach unterschiedlichem Verfahren bestimmt wurde.

Unsere Messungen wurden mit dem intern (1 MHz) und extern (5 MHz) gepulsten Protonenstrahl[4] eines KN 4000 v. d. Graaff-Generators durchgeführt. Die Protonenenergie betrug 3,5 MeV. Die Strahlpulsdauer betrug dabei weniger als 1 ns. Die experimentelle Anordnung

---

[1] Elbek, B., M. C. Olesen, and O. Skilbreid: Nuclear Phys. **19** 523 (1960).
[2] Graetzer, R., and E. M. Bernstein: Phys. Rev. **129**, 1772 (1963).
[3] Funk, E. G., H. J. Prask, and J. W. Mihelich: Phys. Rev. **141**, 1200 (1966).
[4] Kornahl, W.: Diplomarbeit Marburg 1966 (Veröffentlichung in Vorbereitung).

zeigt die Fig. 1. Die Zeit-Nullmarken wurden mit Hilfe eines Influenzzylinders und eines Tunneldiodendiskriminators gewonnen. Durch Synchronisierung von interner und externer Pulsung wurde eine erheblich bessere Konstanz der Strompulsamplitude und dadurch eine geringere Zeitunschärfe der Zeit-Nullmarken erreicht.

Die elektronische Meßanordnung entspricht den allgemein gebräuchlichen Meßapparaturen der verzögerten Koinzidenztechnik. Als Detektor für die γ-Strahlung wurde ein ausgesuchter 56 AVP-Fotomultiplier mit einem $1'' \varnothing \times 1''$ NaJ(Tl) Szintillations-Kristall verwendet. Die γ-Strahlung der Coulombangeregten Kerne wurde unter einem Winkel von 90°, bezogen auf die Protonen-Strahlrichtung gemessen. Durch Absorberfolien vor dem Detektor wurde der Anteil an K-Strahlung stark reduziert.

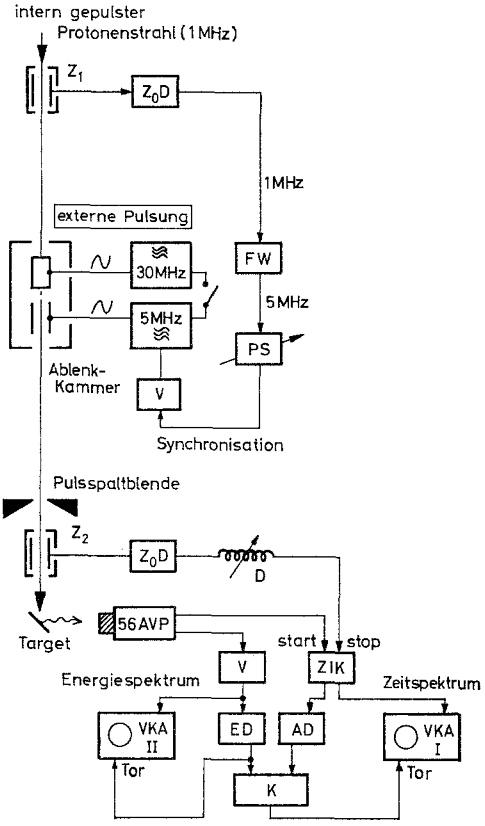

Fig. 1. Die Meßanordnung. Z_1, Z_2 Zeitmarkengeber, Z_0D Zeitnullmarkendiskriminatoren, FW Frequenzwandler, PS Phasenschieber, D variable Verzögerung, V Verstärker, ED Einkanaldiskriminator, AD Amplitudendiskriminator, K langsame Koinzidenzstufe, ZIK Zeitimpulshöhenkonverter, VKA Vielkanalanalysator

Die Zeitspektren wurden mit Hilfe eines Zeit-Impulshöhenkonverters nach dem Start-Stop-Prinzip und eines Mehrkanalanalysators aufgenommen. Die Zeiteichung wurde sowohl mit geeichten Lumatron-Verzögerungsleitungen Modell 1202A, als auch mit Ortec-Verzögerungseinheiten Modell 425 durchgeführt. Die Unterschiede in den Eichfaktoren betrugen dabei weniger als $5^0/_{00}$.

Als Targetmaterial wurden isotopenangereicherte Oxyde verwendet, welche in Form dünner Pillen in Nickelunterlagen eingepreßt waren. Auf der Rückseite jedes Targethalters befand sich ein dünnes Wolfram- bzw. Rheniumblech oder ein ähnlicher Pillenhalter für Terbium-Oxyd. Diese Targets dienten zur Zeiteichung der Apparatur und zur Messung der prompten Zeitspektren bei gleicher elektronischer Einstellung.

2. Auswertung der Zeitspektren

Bei der Auswertung von Zeitspektren, die mit einem gepulsten Ionenstrahl gewonnen werden, hat man neben einem konstanten Untergrund zufälliger Koinzidenzen auch noch prompte Beimischungen, die durch Bremsstrahlung oder Comptonanteil höherenergetischer Reaktions-γ-Strahlung verursacht werden, zu berücksichtigen. Bei der gewählten Meßanordnung (Fig. 1) hat das normierte, verzögerte Zeitspektrum daher die Form[5,6]

$$F(x)=\frac{F_0}{P_0}\int_{-\infty}^{x_0}\left[\frac{\varepsilon}{\tau}\,e^{-\frac{x_0-x'}{\tau}}+(1-\varepsilon)\,\delta(x')\right]P(x_0-(x'-x))\,dx'. \tag{1}$$

Hierin ist $P(x)$ das prompte Zeitspektrum, x_0 seine Schwerpunktskoordinate, ε der Beimischungsparameter und τ die zu bestimmende Lebensdauer. F_0 und P_0 sind Normierungsfaktoren, gegeben durch

$$F_0=\int_{-\infty}^{+\infty}F(x)\,dx$$

$$P_0=\int_{-\infty}^{+\infty}P(x)\,dx.$$

Aus Gl. (1) folgt dann mit

$$F'(x)=\frac{d}{dx}F(x)$$

---

[5] BIRK, M., G. GOLDRING, and Y. WOLFSON: Phys. Rev. **116**, 730 (1959).

[6] RICHTER, F. W., u. J. SCHÜTT: Z. Physik **199**, 422 (1967).

die Beziehung

$$\frac{F'(x)}{F_0}=\frac{1}{\tau}\left[\frac{F(x)}{F_0}-\frac{P(x)}{P_0}\right]+(1-\varepsilon)\cdot\frac{P'(x)}{P_0} \tag{2}$$

und daraus

$$\tau=\frac{1}{\frac{d}{dx}\ln F(x)}\cdot\frac{\left[1-\frac{P(x)}{F(x)}\cdot\frac{F_0}{P_0}\right]}{\left[1-(1-\varepsilon)\frac{P'(x)}{F'(x)}\frac{F_0}{P_0}\right]} \tag{3}$$

$$\tau=\frac{1}{\frac{d}{dx}\ln F(x)}\cdot\frac{\left[1-\frac{P(x)}{F(x)}\frac{F_0}{P_0}\right]}{\left[1-(1-\varepsilon)\frac{P(x)}{F(x)}\frac{F_0}{P_0}\cdot\frac{\frac{d}{dx}\ln P(x)}{\frac{d}{dx}\ln F(x)}\right]}$$

oder

$$\tau=\frac{k(x)}{\frac{d}{dx}\ln F(x)}.$$

Man erhält also die Lebensdauer τ aus der Neigung desjenigen Teils des logarithmisch aufgetragenen verzögerten Zeitspektrums $F(x)$, in welchem die Korrekturfunktion $k(x)$ im Rahmen der Meßungenauigkeiten den Wert eins annimmt[6] *.

Ein anderes Auswerteverfahren ist die Momentenanalyse der gemessenen Zeitspektren.

Definiert man das normierte k-te Moment der untergrundkorrigierten Funktion $F(x)$ in bezug auf $x=a$ durch

$$M_k^{(a)}(F)=\frac{m_k^{(a)}(F)}{F_0}=\frac{1}{F_0}\int_{-\infty}^{+\infty}(x-a)^k F(x)\,dx, \tag{4}$$

so wird $M_0(F)=1$ und aus Gl. (2) folgt

$$-k M_{k-1}^{(a)}(F)+(1-\varepsilon)\,k M_{k-1}^{(a)}(P)=\frac{1}{\tau}[M_k^{(a)}(F)-M_k^{(a)}(P)]. \tag{5}$$

Aus Gl. (5) ergeben sich folgende Beziehungen zwischen der Lebensdauer τ und Kurvenmomenten, bezogen auf den Schwerpunkt x_0 des prompten Zeitspektrums

$$\begin{aligned} -\varepsilon\tau&=M_1^{(0)}(F)-M_1^{(0)}(P)=-M_1^{(x_0)}(F)\\ +2\varepsilon\tau^2&=M_2^{(x_0)}(F)-M_2^{(x_0)}(F)\\ -3\tau[M_2^{(x_0)}(F)-(1-\varepsilon)M_2^{(x_0)}(P)]&=M_3^{(x_0)}(F)-M_3^{(x_0)}(P). \end{aligned} \tag{6a}$$

* Für die Auswertung unserer gemessenen Zeitspektren wurde die obere Grenze durch $P(x)/F(x)=5\,\%$ festgelegt.

Bezieht man die Momente der Funktion $F(x)$ und $P(x)$ auf ihren eigenen Schwerpunkt x_v bzw. x_0, so ergibt sich

$$\begin{aligned} \tau^2[2\varepsilon-\varepsilon^2] &= M_2^{(x_v)}(F)-M_2^{(x_0)}(P) \\ -2\tau^3[1-(1-\varepsilon)^3] &= M_3^{(x_v)}(F)-M_3^{(x_0)}(P). \end{aligned} \tag{6b}$$

(6a) und (6b) liefern insgesamt 5 Bestimmungsgleichungen für die Lebensdauer τ und den Beimischungsparameter ε.

Bei der Auswertung unserer Meßkurven haben wir den Beimischungsparameter ε aus den ersten beiden Zeilen der Gln. (6a) bestimmt. Man erhält

$$\varepsilon = \frac{2[M_1^{(0)}(F)-M_1^{(0)}(P)]^2}{M_2^{(x_0)}(F)-M_2^{(x_0)}(P)}. \tag{7}$$

Die vier verbleibenden Bestimmungsgleichungen für die Lebensdauer lauten dann:

$$\begin{aligned} \tau^{(1)} &= \frac{M_2^{(x_0)}(F)-M_2^{(x_0)}(P)}{2[M_1^{(0)}(P)-M_1^{(0)}(F)]} \\ \tau^{(2)} &= \frac{M_3^{(x_0)}(P)-M_3^{(x_0)}(F)}{3[M_2^{(x_0)}(F)-(1-\varepsilon)\,M_2^{(x_0)}(P)]} \\ \tau^{(3)} &= \left[\frac{M_2^{(x_v)}(F)-M_2^{(x_0)}(P)}{2\varepsilon-\varepsilon^2}\right]^{\frac{1}{2}} \\ \tau^{(4)} &= \left[\frac{M_3^{(x_0)}(P)-M_3^{(x_v)}(F)}{2[1-(1-\varepsilon)^3]}\right]^{\frac{1}{3}}. \end{aligned} \tag{8}$$

3. Abschätzung der statistischen Fehler (Varianzenbetrachtung)

Schreiben wir die Momente $M_k^{(a)}(F)$ in der Form

$$M_k^{(a)}(F) = \frac{m_k^{(a)}(F)}{F_0} = \frac{\sum (x_i-a)^k f_i}{\sum f_i},$$

so liefert die Rechnung für die Varianz $S^2_{M_k^{(a)}(F)}$ des Moments $M_k^{(a)}(F)$ den allgemeinen Ausdruck

$$S^2_{M_k^{(a)}(F)} = \frac{m_{2k}^{(a)}(F)}{F_0^2} - \frac{[m_k^{(a)}(F)]^2}{F_0^3} + k^2\,\frac{[m_{k-1}^{(a)}(F)]^2}{F_0^2}\,S_a^2 \tag{9}$$

mit

$$S_{x_0}^2 = \frac{m_2(P)^{\star}}{P_0^2} \quad \text{für} \quad x_0 = M_1^{(0)}(P)$$

★ Wir werden im folgenden die Momente, die sich auf x_0 beziehen in dieser Form schreiben.

und

$$S_{x_v}^2 = \frac{m_2^{(x_v)}(F)}{F_0^2} \quad \text{für} \quad x_v = M_1^{(0)}(F).$$

Man erhält dann für die Varianz $S_{\tau^{(1)}}^2$ von $\tau^{(1)}$ den folgenden Ausdruck:

$$\begin{aligned}
S_{\tau^{(1)}}^2 = & \frac{1}{4 m_1^4(F)} \left[m_4(F)\, m_1^2(F) + m_2^3(F) - 2 m_1(F)\, m_2(F)\, m_3(F)\right] \\
& + \frac{F_0}{4 P_0^2} \cdot \frac{m_2^2(P)}{m_1^4(F)} \left[m_1^2(F) + F_0\, m_2(F) - 2 m_1^2(F)\right] \\
& + \frac{1}{4 P_0^2} \cdot \frac{m_2(P)}{m_1^4(F)} \left[F_0^2\, m_2^2(F) + 4 m_1^4(F) - 4 F_0 m_1^2(F)\, m_2(F)\right] \\
& + \frac{F_0^2}{4 P_0^3} \cdot \frac{1}{m_1^2(F)} \left[P_0\, m_4(P) - m_2^2(P)\right] \\
& + \frac{F_0^4}{4 P_0^4} \cdot \frac{m_2^3(P)}{m_1^4(F)}.
\end{aligned}$$

Unter der Annahme, daß $M_2^{(xo)}(F) \gg (1-\varepsilon) M_2^{(xo)}(P)$ ergibt sich für die Varianz von $\tau^{(2)}$

$$\begin{aligned}
S_{\tau^{(2)}}^2 = & \frac{F_0}{9 P_0^2} \cdot \frac{m_3^2(P)}{m_2^4(F)} \left[F_0\, m_4(F) - m_2^2(F)\right] \\
& + \frac{F_0^2}{9 P_0^3} \cdot \frac{1}{m_2^2(F)} \left[P_0\, m_6(P) - m_3^2(P)\right] \\
& + \frac{F_0^2}{9 P_0^4} \cdot \frac{m_2(P)}{m_2^4(F)} \left[9 m_2^2(F)\, m_2^2(P) + 4 m_3^2(P)\, m_1^2(F)\right. \\
& \qquad \left. - 12 m_1(F)\, m_2(F)\, m_2(P)\, m_3(P)\right] \\
& + \frac{1}{9 m_2^4(F)} \left[m_2^2(F)\, m_6(F) + m_3^2(F)\, m_4(F)\right. \\
& \qquad \left. - 2 m_2(F)\, m_3(F)\, m_5(F)\right] \\
& + \frac{1}{9 P_0^2} \cdot \frac{m_2(P)}{m_2^4(F)} \left[9 m_2^4(F) + 4 m_1^2(F)\, m_3^2(F)\right. \\
& \qquad \left. - 12 m_1(F)\, m_2^2(F)\, m_3(F)\right].
\end{aligned}$$

Indem wir $0 \leqq \varepsilon \leqq 1$ als konstanten Wert einsetzen erhalten wir für $S_{\tau^{(3)}}^2$

$$S_{\tau^{(3)}}^2 = \frac{1}{[(4\varepsilon - 2\varepsilon^2)\,\tau_3]^2} \left\{ \frac{m_4^{(x_v)}(F)}{F_0^2} - \frac{[m_2^{(x_v)}(F)]^2}{F_0^3} + \frac{m_4^{(xo)}(P)}{P_0^2} - \frac{[m_2^{(xo)}(P)]^2}{P_0^3} \right].$$

Mit der Annahme $(1-\varepsilon)^3 \ll 1$ liefert die Rechnung schließlich

$$S^2_{\tau(4)} = \frac{1}{[6\tau_4^2]^2}\left[\frac{m_6^{(x_v)}(F)}{F_0^2} - \frac{[m_3^{(x_v)}(F)]^2}{F_0^3} + \frac{9[m_2^{(x_v)}(F)]^3}{F_0^4} + \frac{m_6^{(x_0)}(P)}{P_0^2} - \frac{[m_3^{(x_0)}(P)]^2}{P_0^3} + \frac{9[m^{(x_0)}(P)]^3}{P_0^4}\right].$$

4. Die durch einen endlichen Auswertebereich bedingten Korrekturen

Bei der Bestimmung der Lebensdauer τ aus einer Momentenanalyse hat man weiterhin zu beachten, daß bei einer Messung nur ein endlicher Bereich (x_1, x_2), für eine Momentenanalyse zur Verfügung steht. Dieser Bereich (x_1, x_2) ist sowohl durch den Analysierbereich des Zeitimpulshöhenkonverters, als auch durch den konstanten Untergrund von zufälligen Koinzidenzen festgelegt. Bei Lebensdauermessungen mit einem extern gepulsten Ionenstrahl kann der Auswertebereich durch Strahlungsuntergrund von den Spaltblenden und unter Umständen erzeugten Neutronen weiter eingeengt sein (vgl. als Beispiel Fig. 3d).

Wie schon in [6] bemerkt, werden durch einen endlichen Meßbereich die Kurvenmomente zu klein bestimmt. Und zwar ist der Fehler bei der Momentenerrechnung um so größer, je asymmetrischer die Meßkurve und je höher die Ordnung des Moments ist. Eine Korrekturmöglichkeit bietet die Extrapolation der gemessenen und untergrundkorrigierten Zeitspektren $F(x)$ bzw. $P(x)$ und die Bestimmung der Momente aus den

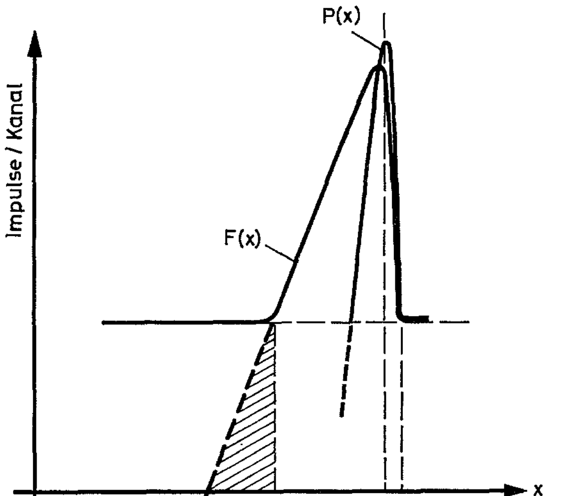

Fig. 2. Zur Momentenkorrektur. $F(x)$ verzögertes Zeitspektrum; $P(x)$ promptes Zeitspektrum mit seinem Schwerpunkt x_0; (x_1, x_2) Auswertebereich

extrapolierten Meßkurven. Da die Korrektur im wesentlichen die Momente $m_k^{(a)}(F)$ des verzögerten Zeitspektrums betrifft, genügt unter Umständen eine Korrektur allein dieser Momente. Eine solche Korrektur haben wir bei unseren Auswertungen vorgenommen.

Da die untergrundkorrigierte Funktion $F(x)$ an der Stelle x_1 exponentiell mit der Neigung τ abfällt, so ergeben sich mit $F(x_1)=F(x_2)$ die Korrekturterme $\Delta m_k^{(a)}(F)$ des Moments $m_k^{(a)}(F)$, nach Fig. 2 zu.

$$\Delta m_k^{(a)}(F) = F(x_1)\, e^{-\frac{x_1}{\tau}} \int_{-\infty}^{x_1} (x-a)^k\, e^{\frac{x}{\tau}}\, dx$$

$$\Delta m_0(F) \;= F(x_1)\,\tau$$

$$\Delta m_1^{(0)}(F) = F(x_1)\,\tau(x_1-\tau)$$

$$\Delta m_2^{(a)}(F) = F(x_1)\,\tau^3 \left[\left(\frac{a-x_1}{\tau}\right)^2 + 2\left(\frac{a-x_1}{\tau}\right) + 2\right]$$

$$\Delta m_3^{(a)}(F) = F(x_1)\,\tau^4 \left[\left(\frac{a-x_1}{\tau}\right)^3 + 3\left(\frac{a-x_1}{\tau}\right)^2 + 6\left(\frac{a-x_1}{\tau}\right) + 6\right].$$

Die Korrekturterme $\Delta m_k^{(a)}(F)$ wurden mit Hilfe des $\tau^{(1)}$-Wertes der unkorrigierten Momente errechnet und nach

$$m_k^{(a)}(F)_{\text{Korr}} = m_k^{(a)}(F) + \Delta m_k^{(a)}(F)$$

korrigierte Momente bestimmt. Mit diesen korrigierten Momenten wurden dann aus den Gln. (8) verbesserte τ-Werte bzw. $T_{1/2}$-Werte errechnet (vgl. Tabelle 1).

Tabelle 1. *Auswertungsergebnisse der Meßkurven der Fig. 3 nach der „Slope"-Methode und Momentenanalyse* [*vgl. Gl.* (8)]. *Die in Klammern angegebenen Werte geben die unkorrigierten Werte an. Die eingeklammerten Zahlen hinter den Meßwerten geben die statistischen Fehler an*

Kern	E_γ/keV	Neigung $T_{1/2}$/ns	Momentenanalyse				
			ε	$T_{1/2}^{(1)}$/ns	$T_{1/2}^{(2)}$/ns	$T_{1/2}^{(3)}$/ns	$T_{1/2}^{(4)}$/ns
^{150}Nd	132	1,473 (8)	0,980	1,471 (6) (1,462)	1,490 (5) (1,463)	1,471 (6) (1,462)	1,494 (9) (1,464)
^{152}Sm	121,8	1,435 (8)	1,037	1,436 (4) (1,421)	1,435 (5) (1,395)	1,436 (4) (1,421)	1,438 (13) (1,388)
^{154}Sm	82,0	3,020 (9)	0,889	3,009 (8) (2,989)	3,013 (10) (2,156)	3,009 (8) (2,989)	3,014 (20) (2,957)
^{160}Gd	75,3	2,698 (10)	0,917	2,671 (2) (2,529)	2,672 (5) (2,398)	2,670 (6) (2,529)	2,695 (7) (2,386)
^{170}Er	78,5	1,895 (15)	0,918	1,872 (6) (1,852)	1,879 (8) (1,827)	1,873 (7) (1,852)	1,882 (9) (1,825)

5. Meßergebnisse

In den Fig. 3a–e ist für jeden untersuchten Kern ein repräsentantes Zeit-Spektrum zusammen mit dem zugehörigen prompten Zeitspektrum dargestellt. Die angegebenen Halbwertszeiten wurden durch Ausgleichsrechnung nach der „Slope“-Methode errechnet. Alle Figuren sind direkte Fotografien des Display eines Elektronenrechners. In der Tabelle 1 sind die zu Fig. 3 gehörigen Auswerteergebnisse nach der „Slope“-Methode und der Momentenanalyse zusammengestellt. Die Tabelle zeigt die gute Übereinstimmung der verschiedenen Auswerteverfahren, insbesondere nach Durchführung der Momentenkorrektur (vgl. Abschnitt 4).

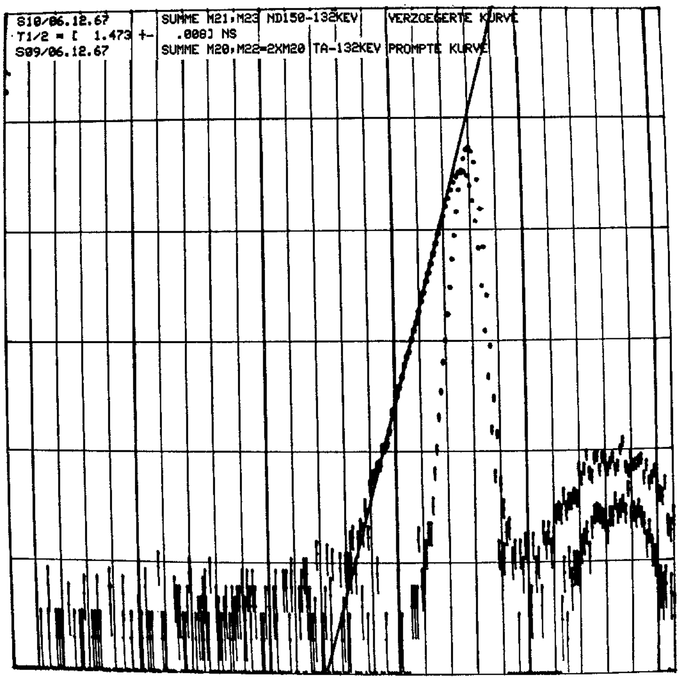

Fig. 3a–e. Verzögerte und prompte Zeitspektren von

Fig. 3a. ^{181}Ta, ^{150}Nd, $E_\gamma = 131$ keV;

6. Diskussion

Die Tabelle 2 zeigt den Vergleich unserer Meßergebnisse mit den vorliegenden Literaturwerten. Die Übereinstimmung beim ^{152}Sm ist besonders gut. Zwar liegen bei den Kernen ^{150}Nd, ^{154}Sm, ^{160}Gd die Abweichungen von den Werten von BIRK et al.[5] noch innerhalb der angegebenen Fehlergrenzen, doch zeigen sich deutliche Abweichungen.

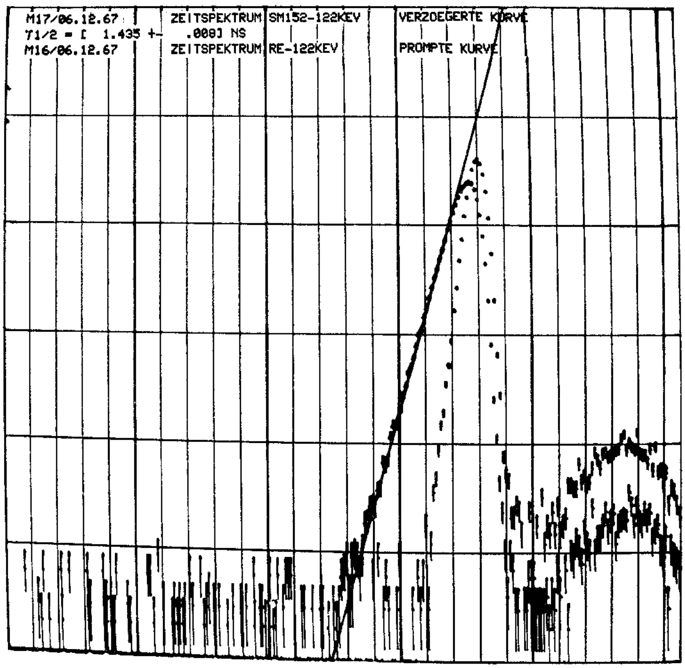

Fig. 3 b. ^{185,187}Re, ^{152}Sm, $E_\gamma = 121{,}8$ keV;

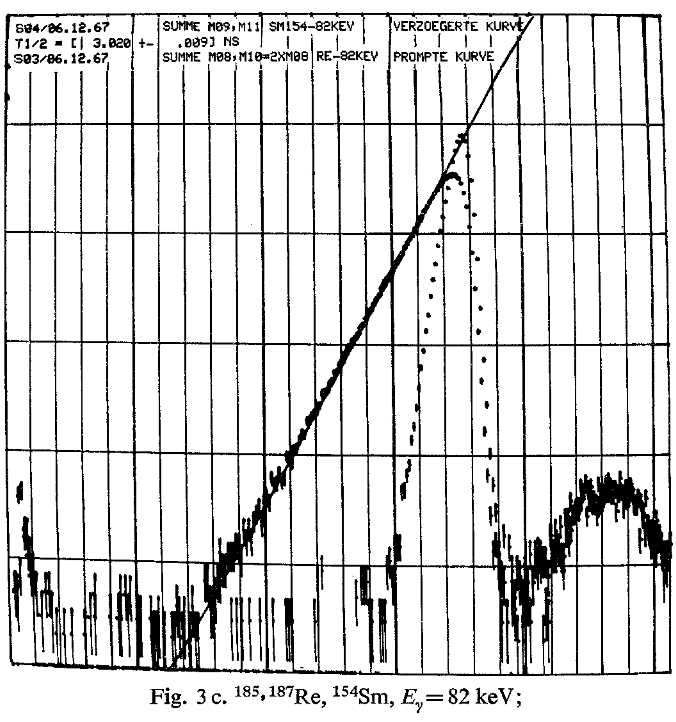

Fig. 3 c. ^{185,187}Re, ^{154}Sm, $E_\gamma = 82$ keV;

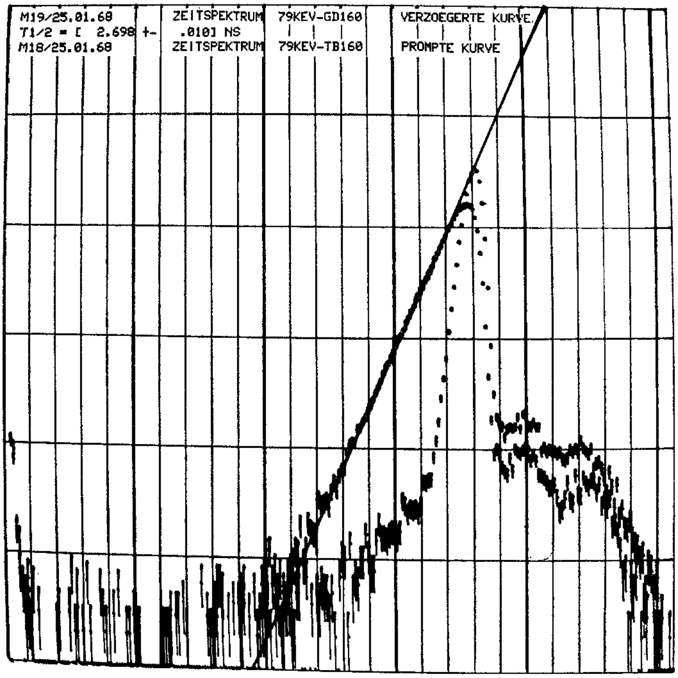

Fig. 3 d. ^{159}Tb, ^{160}Gd, $E_\gamma = 75{,}3$ keV;

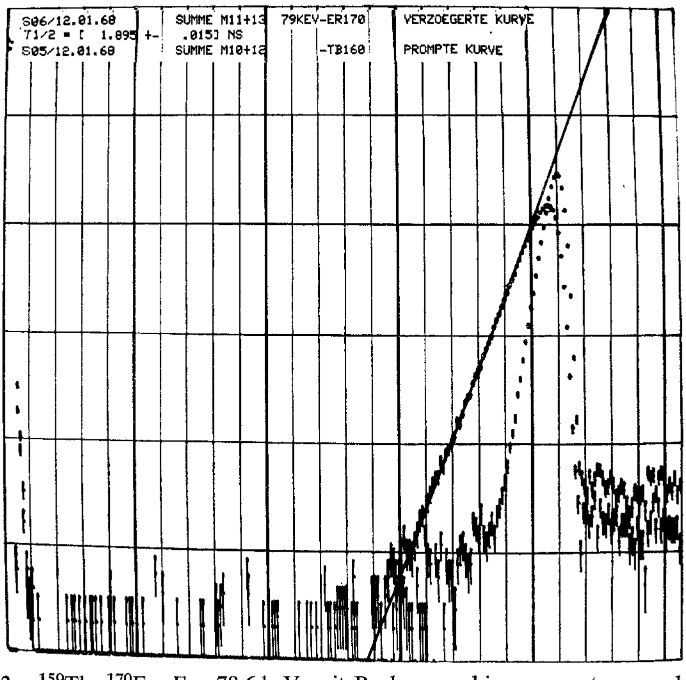

Fig. 3 e. ^{159}Tb, ^{170}Er, $E_\gamma = 78{,}6$ keV, mit Rechenmaschinenauswertung nach der „Slope"-Methode

In Tabelle 3 werden unsere Ergebnisse den Coulombanregungsdaten der Literatur gegenübergestellt.

Tabelle 2. *Vergleich unserer Meßdaten mit entsprechenden Literaturwerten*

131 keV-Zustand im ^{150}Nd		$T_{1/2}$/ns	82 keV-Zustand im ^{154}Sm		$T_{1/2}$/ns
[5]	$(p, p'\gamma)$	$1{,}54 \pm 0{,}07$	[5]	$(p, p'\gamma)$	$2{,}74 \pm 0{,}25$
Diese Arbeit	$(p, p'\gamma)$	$1{,}48 \pm 0{,}04$	Diese Arbeit	$(p, p'\gamma)$	$3{,}00 \pm 0{,}06$
122 keV-Zustand im ^{152}Sm			75 keV-Zustand im ^{160}Gd		
[7]	$(\gamma - e_k)$	$1{,}40 \pm 0{,}10$	[5]	$(p, p'\gamma)$	$2{,}52 \pm 0{,}15$
[5]	$(p, p'\gamma)$	$1{,}45 \pm 0{,}06$	Diese Arbeit	$(p, p'\gamma)$	$2{,}68 \pm 0{,}06$
[8]	$(p, p'\gamma)$	$1{,}47 \pm 0{,}15$			
[9]	$(\gamma - \gamma)$	$1{,}42 \pm 0{,}04$			
[10]	$(\gamma - e_k)$	$1{,}37 \pm 0{,}04$	79 keV-Zustand im ^{170}Er		
[11]	$(\gamma - \gamma)$	$1{,}43 \pm 0{,}04$			
Diese Arbeit	$(p, p'\gamma)$	$1{,}44 \pm 0{,}03$	Diese Arbeit	$(p, p'\gamma)$	$1{,}88 \pm 0{,}05$

Tabelle 3. *Vergleich der aus unseren Meßdaten errechneten B(E2)-Werte mit Coulombanregungsdaten*

	^{150}Nd	^{152}Sm	^{154}Sm	^{160}Gd	^{170}Er
Zustand E/keV	131	121,8	82	75,3	78,6
gemessene Lebensdauer $T_{1/2}$/ns	1,48 (4)	1,44 (3)	3,00 (6)	2,68 (6)	1,88 (5)
α_τ [3]	0,857	1,182	5,008	7,517	7,611
$\frac{B(E2;\, 2\to 0)_\tau \downarrow}{e^2 10^{-48}\,\mathrm{cm}^4}$	0,53 (2)	0,67 (2)	0,84 (2)	1,02 (3)	1,16 (3)
$\frac{B(E2;\, 2\to 0)_{CE} \downarrow}{e^2 10^{-48}\,\mathrm{cm}^4}$	0,53 (2) [12]	0,64 (7) [13] 0,68 (3) [1] 0,82 (2) [14] 0,71 (2) [15] 0,73 (5) [2] 0,68 (4) [16]	0,69 (8) [13] 0,92 (4) [1] 0,88 (6) [2] 1,02 (8) [16] 0,82 (8) [17]	1,18 (5) [1]	1,09 (3) [1] 1,23 (9) [2]

[7] SUNYAR, A. W.: Phys. Rev. **98**, 653 (1955).
[8] SAMUELI, J. J., et A. SARAZIN: J. phys. radium **22**, 692 (1961).
[9] BAUER, R. W., and M. DEUTSCH: Phys. Rev. **128**, 751 (1962).
[10] FOSSAN, D. B., and B. HERSKIND: Nuclear Phys. **40**, 24 (1963).
[11] HÜBNER, A.: Z. Physik **183**, 25 (1965).
[12] BJERREGARD, J., B. ELBEK, O. HANSEN, and P. SALLING: Nuclear Phys. **44**, 280 (1963).
[13] SHARP, R. W., and W. W. BUECHNER: Phys. Rev. **109**, 1698 (1958).
[14] SHELINE, R. K., H. L. NIELSEN, and A. SPERDUTO: Nuclear Phys. **16**, 518 (1960).
[15] BERNSTEIN, E. M., and E. Z. SKURNIK: Phys. Rev. **121**, 841 (1961).
[16] HOOTON, B. W.: Nuclear Phys. **59**, 332 (1964).
[17] GOLDRING, G., and Z. VAGER: Nuclear Phys. **26**, 250 (1961).

Die $B(E2)_\tau\downarrow$-Werte wurden aus der Beziehung

$$\frac{B(E2;2\rightarrow 0)_\tau\downarrow}{e^2\cdot 10^{-48}\,\mathrm{cm}^4}=\frac{1}{0{,}123\cdot 10^{-12}\left(\frac{E_\gamma}{\mathrm{keV}}\right)^5(1+\alpha_\tau)\frac{\tau}{\mathrm{ns}}}$$

berechnet. Die totalen Konversionskoeffizienten α_τ wurden der Arbeit von FUNK et al.[3] entnommen. Der Vergleich zu den zum Teil stark streuenden Coulombanregungsdaten ergibt eine gute Übereinstimmung.

Die Analyse unserer Meßdaten hat uns gezeigt, daß man bei der Momentenanalyse den endlichen Auswertebereich zu berücksichtigen hat.

Dabei erwies es sich bei unseren Messungen als ausreichend, nur die Momente der verzögerten Zeitspektren zu korrigieren.

Nach Drucklegung dieser Arbeit erhielten wir Kenntnis von der Veröffentlichung von P. J. WOLFE und R. P. SCHARENBERG, Phys. Rev. **160**, 866 (1967) und J. D. KURFESS und R. P. SCHARENBERG, Phys. Rev. **161**, 1185 (1967).

Die darin angegebenen Halbwertszeiten

von $T_{1/2}=1{,}47$ (5) ns für den 122 keV-Zustand im ^{152}Sm

$T_{1/2}=3{,}02$ (5) ns für den 82 keV-Zustand im ^{154}Sm

$T_{1/2}=2{,}71$ (6) ns für den 75 keV-Zustand im ^{160}Gd

$T_{1/2}=1{,}89$ (3) ns für den 79 keV-Zustand in ^{170}Er

sind in sehr guter Übereinstimmung mit unseren Ergebnissen.

Wir danken Herrn Prof. Dr. W. WALCHER für anregende Diskussionen und sein förderndes Interesse an dieser Arbeit.

Dr. F. W. RICHTER
Physikal. Institut der Univ.
Lehrstuhl I
3550 Marburg a. d. Lahn, Renthof 5