

NOTIZEN

Messungen von Lebensdauern für den Fall untrennbarer Energien der $\gamma-\gamma$ -Kaskade

H. ENGEL, P. JOHN und B. REUSE

Strahlzentrum der Justus-Liebig-Universität Gießen
Abteilung Angewandte Kernphysik

(Z. Naturforsch. 27 a, 1368—1369 [1972]; eingegangen am 16. Juli 1972)

Lifetime Measurements in the Case of Unseparable Energies of the $\gamma-\gamma$ -Cascade

In this work a method for a relative exact determination of the lifetime of nuclear levels which are populated and depopulated only by a $\gamma-\gamma$ -cascade with unseparable energies is presented. The capacity of the method is shown on the examples of the 184 keV level of ^{67}Zn and the 158.6 keV level of ^{117}Sn .

In einer früheren Arbeit^{1, 2} zeigten wir die Möglichkeit, bei untrennbaren Energien der $\gamma-\gamma$ -Kaskade magnetische Kernmomente über die differentielle Messung der gestörten Winkelkorrelationen zu bestimmen. Ein Spezialfall der dort aufgeführten Rechnungen zeigt die Möglichkeit, bei untrennbaren Energien auch Lebensdauern exakt zu bestimmen.

Im Fall trennbarer γ -Energien mißt man (bei Benutzung einer konventionellen Slow-Fast-Koinzidenzapparatur mit Zeit-Amplitudenkonverter) die Lebensdauerkurve

$$F(x) = K \int_0^{\infty} e^{-t/\tau} P(x-t) dt \quad (1)$$

mit τ = Lebensdauer des untersuchten Niveaus, $P(x)$ = Prompte Kurve, K = Koinzidenzwahrscheinlichkeit für γ_1 im Detektor 1 und γ_2 im Detektor 2.

Aus Gl. (1) folgt

$$\frac{d \ln F(x)}{dx} = -\frac{1}{\tau} \left[1 - \frac{P(x)}{F(x)} \right]. \quad (2)$$

Man kann i. allg. aus der Flankensteilheit von $F(x)$ mit Gl. (2) die Lebensdauer bestimmen. Falls sich $P(x)$ und $F(x)$ nur sehr wenig unterscheiden, bietet sich zur Bestimmung von τ die Integralmethode von NEWTON³ oder die Momentenmethode von BAY⁴ und BIRK⁵ an.

Besteht dagegen neben der obigen Koinzidenzwahrscheinlichkeit K auch eine endliche Koinzidenzwahrscheinlichkeit K_v für die Registrierung von γ_1 in Detektor 2 und γ_2 in Detektor 1, so wird aus Formel (1):

$$F(x) = K \int_0^{\infty} e^{-t/\tau} P(x-t) dt + K_v \int_0^{\infty} P_v(-x-t) e^{-t/\tau} dt. \quad (3)$$

Dabei ist $P_v(x_v)$ die gemessene Prompte Kurve als Funktion der zur x -Richtung entgegengesetzten Zeitrichtung mit $P_v(-x) = P(x)$. Deshalb mißt man die Lebensdauerkurve:

$$F(x) = \int_0^{\infty} e^{-t/\tau} [K P(x-t) + K_v P(x+t)] dt. \quad (4)$$

Zunächst soll darauf hingewiesen werden, daß $F(x)$ nur dann symmetrisch zum Nullpunkt ist, falls

$$P(x) = P(-x) \quad \text{und} \quad K = K_v.$$

Ferner sieht man, daß die für trennbare γ -Energien aufgezeigten Möglichkeiten zur τ -Bestimmung im Fall $K_v \neq 0$ nicht mehr möglich sind. Lediglich die Flankenmethode gibt näherungsweise richtige Ergebnisse, falls $P(x)$ wesentlich schmäler als $F(x)$ ist. Für absolut untrennbare γ -Energien ($K = K_v$) empfiehlt sich daher zur exakten τ -Bestimmung ein Fit der gemessenen Lebensdauerkurve nach Formel (4) unter Variation von τ . Da man dabei alle gemessenen Punkte $F(x)$ der Lebensdauerkurve verwenden kann, erreicht man eine hohe statistische Genauigkeit. Zur Fehlerbreitenbestimmung für τ kann man die Meßpunkte $F(x_i)$ innerhalb ihrer experimentellen Fehlerbreiten variieren und damit ebenfalls nach Formel (4) fitten.

Messungen

Die beiden im folgenden beschriebenen Messungen wurden mit einer konventionellen Slow-Fast-Koinzidenzapparatur durchgeführt. Zur Bestimmung der Lebensdauer des 184 keV-Niveaus von ^{67}Zn wurden die beiden Differentialdiskriminatoren nach den NaJ/Tl-Detektoren so gesetzt, daß die 209 keV—184 keV- γ -Quanten in beiden Detektoren mit gleicher Wahrscheinlichkeit regi-

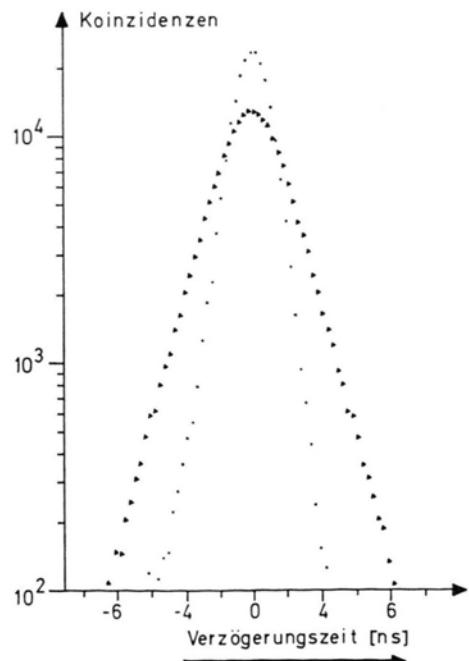


Abb. 1. Gemessene Lebensdauerkurve für die 209—184 keV- $\gamma-\gamma$ -Kaskade von ^{67}Zn .

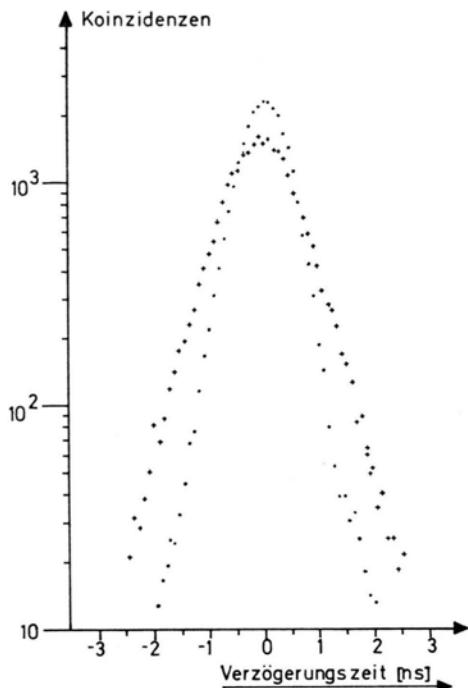


Abb. 2. Gemessene Lebensdauerkurve für die 156–158,6 keV- $\gamma-\gamma$ -Kaskade von ^{117}Sn .

striert wurden ($K = K_V$). Die gemessenen Kurven $P(x)$ und $F(x)$ zeigt Abbildung 1. Ein Fit nach Formel (4) lieferte als Halbwertszeit für das 184 keV-Niveau $T_{1/2} = 1,026 \pm 0,014$ ns [die Flanken von $F(x)$ hatten eine Halbwertszeit von $T_{1/2} = 1,07$ ns]. Der von uns gemessene Wert ist in sehr guter Übereinstimmung mit der Messung von LIEDER et al.⁶: $T_{1/2} = 1,01 \pm 0,05$ ns. Mit der gleichen Apparatur, aber mit zwei Naton-136-Detektoren, bestimmten wir außerdem die Lebensdauer des 158,6 keV-Niveaus von ^{117}Sn . Die verwendete 156 keV–158,6 keV- $\gamma-\gamma$ -Kaskade war absolut untrennbar für die Apparatur. Die gemessenen Kurven $P(x)$ und $F(x)$ zeigt Abbildung 2.

Ein Fit nach Formel (4) lieferte $T_{1/2} = 0,279 \pm 0,009$ ns [die Flanken von $F(x)$ hatten eine Halbwertszeit von $T_{1/2} = 0,33$ ns]. Unser Wert für die Halbwertszeit ist kleiner als der aus den Flanken bestimmte Wert von SCHMORAK et al.⁷, die $T_{1/2} = 0,31 \pm 0,03$ ns fanden. Die beiden Messungen zeigen die hohe erreichbare statistische Genauigkeit. Außerdem wird klar, daß bei untrennbaren Energien der $\gamma-\gamma$ -Kaskade im Zeitbereich $T_{1/2} < 1$ ns die oben beschriebene Methode angewandt werden sollte.

Herrn Prof. Dr. H. SCHNEIDER danken wir für sein Interesse an dieser Arbeit, Herrn E. GERST für seine Unterstützung bei den Messungen.

¹ B. REUSE, Doktorarbeit, Gießen 1970.

² B. REUSE, Nucl. Phys. A **160**, 363 [1971].

³ T. D. NEWTON, Phys. Rev. **78**, 490 [1950].

⁴ Z. BAY, Phys. Rev. **77**, 419 [1950].

⁵ M. BIRK, G. GOLDRING u. Y. WOLFSON, Phys. Rev. **116**, 730 [1959].

⁶ R. M. LIEDER, M. FLECK, K. KILLING, M. FORKER, K. H. SPEIDEL u. E. BODENSTEDT, Nucl. Phys. A **106**, 389 [1968].

⁷ M. SCHMORAK, A. C. LI u. A. SCHWARZSCHILD, Phys. Rev. **130** (2), 853 [1963].