

NOTIZEN

Zirkularpolarisationsmessungen an Rb⁸⁶

U. KNEISSL *

I. Physikalisches Institut der Justus-Liebig-Universität Gießen
(Z. Naturforschg. **20 a**, 1364—1366 [1965]; eingeg. am 4. September 1965)

Der Polarisationsgrad einer γ -Strahlung, die einem einfach verbotenen β -Zerfall folgt, wird durch den folgenden Ausdruck angegeben:

$$P_\gamma = \frac{A_1(W) P_1(\cos \Theta) + A_3(W) P_3(\cos \Theta)}{A_0(W) + A_2(W) P_2(\cos \Theta)}.$$

Dabei ist

Θ der Winkel zwischen β -Teilchen und γ -Quanten, $W = 1 + E_\beta / (m_0 c^2)$ die auf $m_0 c^2$ bezogene Gesamtenergie der β -Teilchen,

$P_\nu(\cos \Theta)$ LEGENDRE-Polynome.

Die Koeffizienten-Funktionen $A_\nu(W)$ können in der folgenden Form geschrieben werden:

$$\begin{aligned} A_0(W) &= b_{00}^{(0)} + b_{11}^{(0)} + b_{22}^{(0)}, \\ A_1(W) &= b_{01}^{(1)} G_{01}^{(1)} + b_{11}^{(1)} G_{11}^{(1)} \\ &\quad + b_{12}^{(1)} G_{12}^{(1)} + b_{22}^{(1)} G_{22}^{(1)}, \\ A_2(W) &= b_{11}^{(2)} G_{11}^{(2)} + b_{02}^{(2)} G_{02}^{(2)} \\ &\quad + b_{12}^{(2)} G_{12}^{(2)} + b_{22}^{(2)} G_{22}^{(2)}, \\ A_3(W) &= b_{12}^{(3)} G_{12}^{(3)} + b_{22}^{(3)} G_{22}^{(3)}. \end{aligned}$$

Die sogenannten Teilchen-Parameter $b_{ik}^{(\nu)}$ ¹ hängen in komplizierter Weise von der Elektronen-Energie W und den sechs im allgemeinen Fall an einfach verbotenen β -Zerfällen beteiligten Matrixelementen ab; die Koeffizienten $G_{ik}^{(\nu)}$ ^{1, 2} sind Funktionen der jeweiligen Spins und können berechnet werden. Bei einem erlaubten β -Übergang ist $A_2 = A_3 = 0$ und $P_\gamma = A \cdot (v/c) \cdot P_1(\cos \Theta)$. Dabei hängt der Asymmetrie-Parameter A nur von den beteiligten Spins und dem Verhältnis der beiden erlaubten Kernmatrixelementen ab¹. Eine Messung der Polarisation liefert also den Anteil der beiden Matrixelemente. Einfach verbotene β -Zerfälle, die sich nach der sogenannten ξ -Approximation^{2, 3} beschreiben lassen, zeigen ein den erlaubten Übergängen ähnliches Verhalten ($A_0 = \text{const}$, $A_2 = A_3 = 0$). Treten jedoch Ab-

weichungen von der ξ -Approximation auf, so können bis zu sechs Matrixelemente eine Rolle spielen.

Um eine Aussage über die Größe der einzelnen sechs Matrixelemente machen zu können, muß man möglichst viele experimentelle Daten heranziehen, um die Vielfalt der möglichen Parametersätze einzugehen. Der „Shape“-Faktor $C(W)$ des β -Spektrums gibt Aufschluß über $A_0(W)$. Eine Messung der β - γ -Richtungskorrelation in Abhängigkeit von W liefert $A_2(W)/A_0(W)$. Eine Untersuchung der β - γ -Zirkularpolarisationskorrelation macht Aussagen über $A_1(W)/A_0(W)$ und $A_3(W)/A_0(W)$.

Der Zerfall von Rb⁸⁶

Abb. 1 zeigt das Zerfallsschema⁴ von Rb⁸⁶. Der 696 keV- β -Übergang zum 1084 keV-Niveau des Sr⁸⁶ und die nachfolgende 1084 keV- γ -Strahlung waren

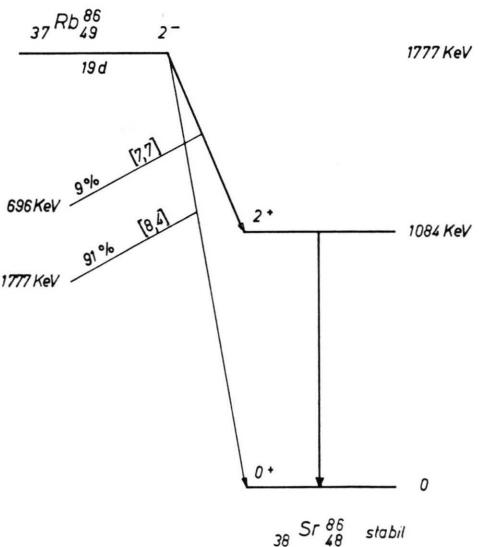


Abb. 1. Zerfallsschema von Rb⁸⁶; [] = log ft-Wert.

Gegenstand einiger Untersuchungen. So wurde der „Shape“-Faktor $C(W)$ des 696 keV- β -Spektrums in Abhängigkeit von der β -Energie von ROBINSON et al.⁵

* Auszug aus D 26.

¹ K. ADLER, B. STECH u. A. WINTHOR, Phys. Rev. **107**, 728 [1957].

² T. KOTANI, Phys. Rev. **114**, 795 [1959].

³ H. A. WEIDENMÜLLER, Rev. Mod. Phys. **33**, 574 [1961].

⁴ Nuclear Data Sheets of the National Academy of Sciences, Nuclear Research Council, Washington, D. C.

⁵ R. L. ROBINSON u. L. M. LANGER, Phys. Rev. **112**, 481 [1958].



gemessen. Auch die $\beta\gamma$ -Richtungskorrelation^{6–10} wurde mehrmals untersucht. Neben älteren Polarisationsuntersuchungen^{11, 12} sind Messungen der Polarisierung als Funktion des Winkels Θ bei gemitteltem β -Energie bekannt. Diese Arbeit von BOEHM und ROGERS¹³ ergab einen relativ großen $A_3(W)$ -Anteil. Dies zeigt zusammen mit der relativ großen Anisotropie der Richtungskorrelation und dem nicht erlaubten β -Spektrum, daß der Zerfall des Rb⁸⁶ sich nicht nach der ξ -Approximation beschreiben läßt.

EICHLER und WAHLBORN¹⁴ haben auf Grund der Messungen von BOEHM und ROGERS¹³, der „Shape“-Faktor-Untersuchung von ROBINSON et al.⁵ und dem Richtungskorrelationsexperiment von SIMMS et al.¹⁰ einen Satz von Matrixelementen (in KOTANI-Schreibweise²) berechnet.

Eine Polarisationsmessung von SIMMS et al.¹⁵, bei zwei verschiedenen Winkeln Θ – auch hier wurde über die β -Energie gemittelt – ergab wie bei BOEHM et al.¹³ einen großen $A_3(W)$ -Anteil. Eine neuere $\beta\gamma$ -Richtungskorrelationsmessung wurde ebenfalls von SIMMS et al.¹⁵ durchgeführt.

Unter Verwendung der Ergebnisse von ROBINSON et al. [$C(W)$]⁵, BOEHM und ROGERS [$P_\gamma(\Theta)$ bei gemitteltem W]¹³ und seinen eigenen Ergebnissen [$P_\gamma(\Theta)$ bei gemitteltem W und Richtungskorrelation als Funktion von W]¹⁵ hat SIMMS¹⁶ 2 Parametersätze berechnet, die mit allen diesen Messungen verträglich sind. Dabei wurden die Formeln und Teilchenparameter nach BÜHRING^{16–18} verwandt, die sowohl 3-fach verbotene Matrixelemente als auch eine endliche Kernausdehnung berücksichtigen. Deshalb treten mehr als die sonst üblichen sechs Parameter auf.

Satz	z_0	V	w_0	Y	y_0	x_0	u_0	$D' y_0/x_0$
1	1,0	-0,0524	+0,02	-0,0107	-0,426	-0,170	-0,245	0,366
2	1,0	-0,0524	+0,04	-0,0086	-0,445	-0,132	-0,304	0,490

Tab. 1. Parametersätze.

Auf Grund der bisherigen Messungen ist eine Entscheidung zwischen den beiden Sätzen nicht mög-

lich. Eine solche Entscheidung kann aber eine Messung des Polarisationsgrades P_γ in Abhängigkeit der β -Energie bei einem großen Winkel Θ bringen.

Messungen

In dieser Arbeit wurde die Polarisierung der 1084 keV- γ -Quanten des Sr⁸⁶ als Funktion der β -Energie bei einem mittleren „Emissionswinkel“ $\Theta = 152^\circ$ (Unsicherheit $\pm 2^\circ$) gemessen. Als Analysator diente die übliche COMPTON-Vorwärtsstreuung an magnetisiertem Eisen. Die früher beschriebene elektronische Apparatur¹⁹ bestand aus einer Koinzidenzanlage und einem Vielkanal-Analysator.

Abb. 2 zeigt die Ergebnisse.

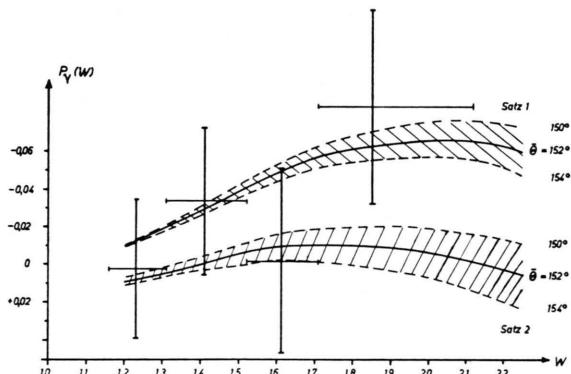


Abb. 2. Gemessene Polarisierung $P_\gamma(W)$.

Es ist der Polarisationsgrad P_γ gegen die β -Energie W aufgetragen. Die gestrichelten Bereiche geben den theoretischen Verlauf der Polarisierung bei Annahme der beiden Parametersätze von SIMMS¹⁶ für einen Winkel $\Theta = 152^\circ \pm 2^\circ$ wieder. Als Fehler ist die Standardabweichung angegeben. Für jeden Meßpunkt ist außerdem der jeweils gemittelte Energiebereich angegeben.

Die Apparatur wurde mit Co⁶⁰ geprüft und bereits bei anderen Elementen^{19, 20} eingesetzt. Bei der Auswertung wurden sowohl das Abklingen des Rb⁸⁶

⁶ H. FISHBECK u. R. G. WILKINSON, Phys. Rev. **120**, 1762 [1960].

⁷ J. H. HAMILTON, B. G. PETERSON u. J. M. HOLLANDER, Arkiv Fysik **19**, 249 [1961].

⁸ J. P. DEUTSCH, L. GRENACS, J. LEHMANN u. P. LIPNIK, J. Phys. Radium **22**, 249 [1961].

⁹ J. ALBERGHINI u. R. M. STEFFEN, Phys. Lett. **7**, 85 [1963].

¹⁰ P. C. SIMMS, A. NAMENSON u. C. S. WU, Bull. Amer. Phys. Soc. **7**, 34 [1962].

¹¹ F. BOEHM, Z. Phys. **152**, 384 [1958].

¹² H. DANIEL, M. KUNTZE u. O. MEHLING, Z. Naturforsch. **16 a**, 1118 [1961].

¹³ F. BOEHM u. J. D. ROGERS, Nucl. Phys. **45**, 392 [1963].

¹⁴ J. EICHLER u. S. WAHLBORN, Phys. Letters **4**, 344 [1963].

¹⁵ P. C. SIMMS, A. NAMENSON, T. H. WEI u. W. S. WU, Phys. Rev. **138**, B 777 [1965].

¹⁶ P. C. SIMMS, Phys. Rev. **138**, B 784 [1965].

¹⁷ W. BÜHRING, Nucl. Phys. **40**, 472 [1963].

¹⁸ W. BÜHRING, Nucl. Phys. **49**, 190 [1963].

¹⁹ U. KNEISSL u. H. SCHNEIDER, Z. Naturforsch. **20 a**, 846 [1965].

²⁰ U. KNEISSL u. H. SCHNEIDER, Z. Naturforsch. **20 a**, 1088 [1965].

(Halbwertszeit 19 d) und die Schwankungen der Einzelraten, als auch die spektrale Verteilung der zufälligen Koinzidenzen korrigiert.

Diskussion

Da Rb⁸⁶ nur zu 9% über das 1084 keV-Niveau des Sr⁸⁶ zerfällt, ist einerseits die β - γ -Koinzidenzrate relativ klein, andererseits wird am Ende des 696 keV- β -Spektrums der Anteil der zufälligen Koinzidenzen durch den direkten 1777 keV- β -Übergang groß. Deshalb ist bei der kleinen Differenz der Polarisationsgrade bei den beiden Parametersätzen

eine Entscheidung sehr schwierig. Trotz der *relativ* großen Fehler erscheint auf Grund unserer Messungen der *Parametersatz 1* wahrscheinlicher. Integriert man die Ergebnisse über die Energie W , und zwar in dem gemessenen Gesamtbereich (80 keV – 570 keV), so erhält man $P_{\gamma} = -0,026 \pm 0,023$. Dies ist in guter Übereinstimmung mit BOEHM und ROGERS¹³ sowie SIMMS¹⁵, vor allem, wenn der jeweils gemittelte Energiebereich berücksichtigt wird.

Herrn Prof. Dr. W. HANLE und Herrn Priv.-Doz. Dr. H. SCHNEIDER danke ich für die Unterstützung bei der Durchführung dieser Arbeit sowie für zahlreiche anregende Diskussionen. — Dem Bundesministerium für wissenschaftliche Forschung sei für die Bereitstellung von Sachmitteln gedankt.

Zur Verkleinerung der Störstrahlung beim Kratkyschen Blendensystem für die Untersuchung der Röntgen-Kleinwinkel-Streuung

D. UNANGST

Physikalisches Institut der Universität Jena
(Z. Naturforschg. 20 a, 1366–1367 [1965]; eingeg. am 18. August 1965)

Selbst bei sehr guter Oberflächenbeschaffenheit der Blenden und deren Justierung (Stahlendmaße, optisch ebene Glasflächen) entsteht oberhalb des Hauptschnittes des KRATKYSCHEN Blendensystems (Abb. 1, punktiert) ein von Störstrahlung getrof-

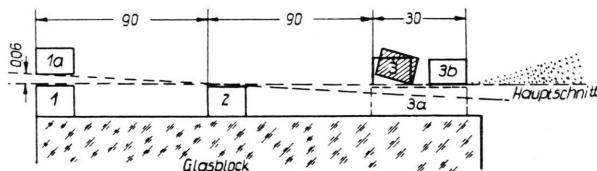


Abb. 1. 1, 1 a, 2 und 3 Blenden des KRATKYSCHEN Systems, 3 b Zusatzblende, 3 a Abstandsstück.

fener Bereich¹, dessen Ausdehnung nicht durch die Toleranzen beim Aufbau des Kollimators erklärt werden kann. Es konnte nachgewiesen werden², daß die trotz Vermeidung von Streustrahlung und Sekundäreranregung entstehende Störstrahlung durch Beugung der RÖNTGEN-Strahlen an der Blende 3 (Abb. 1) hervorgerufen wird. — Eine ausführliche Veröffentlichung ist in Vorbereitung. — Eine Abschätzung der durch Beugung an einer scharfen Kante am Ort des Empfängers unter Berücksichtigung der Strahldivergenz erzeugten Bestrahlungs-

stärke (bezogen auf das Maximum des Primärstrahles) für das in Abb. 1 beschriebene Kollimator-System steht in sehr guter Übereinstimmung mit den gemessenen Werten (Abb. 2, ausgezogene Kurve, Punkte). Bei dieser Messung wurde das die Blende 3 bildende Endmaß mit seiner den Strahl begrenzenden Fläche so schräg gestellt (Abb. 1, schraffiert), daß Totalreflexion auftrat, also nur unbedeutender

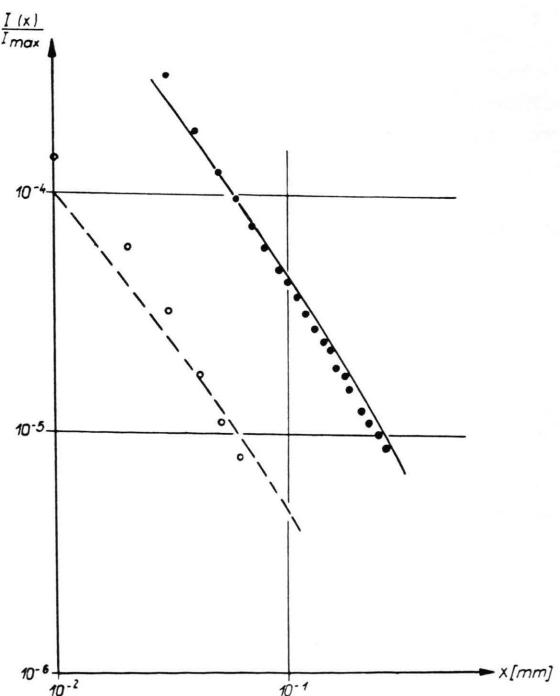


Abb. 2. Bestrahlungsstärke durch die Beugung. Auf dem Hauptschnitt ist $x=0$.

¹ S. EINS u. D. UNANGST, Z. Naturforschg. 17 a, 198 [1962].

² D. UNANGST, in Vorbereitung.