

	$\tau_{6,9}$ sec	$\tau_{7,1}$ sec
experimentelle Werte	$0,9 \cdot 10^{-14} < \tau < 2,5 \cdot 10^{-14}$	$0,4 \cdot 10^{-14} < \tau < 0,8 \cdot 10^{-14}$
Einteilchen-Modell	$1,2 \cdot 10^{-14}$	$3 \cdot 10^{-18}$
α -Teilchen-Modell	$\tau_a = 2,4 \cdot 10^{-14}$ $\tau_b = 1,95 \cdot 10^{-15}$	$9 \cdot 10^{-15} < \tau_a$ $4 \cdot 10^{-16} < \tau_b$ } $< 5 \cdot 10^{-13}$

Tab. 2. τ_a und τ_b ergeben sich aus zwei verschiedenen Potentialansätzen.

Am 6,14 MeV-Niveau wurde keine Resonanzfluoreszenz beobachtet. Die DOPPLER-Verschiebung reicht hier nicht aus, die Stoßverluste des γ -Quants von 2,53 keV auszugleichen, da der $^{160}\text{O}^*$ -Kern bei Emission des γ -Quants eine zu geringe Geschwindigkeit hat.

Aus dem unteren Grenzwert von DEVONS errechnet sich die maximale DOPPLER-Breite zu $E_{D \max} < 1,67$ keV.

Herrn Prof. H. WÄFFLER danken wir für sein Interesse an dieser Arbeit.

Über die Winkel-Korrelation der 72 keV/136 keV- γ - γ -Kaskade des Re^{187}

Von H. J. BEHREND und H. NEUERT

Aus dem Physikalischen Staatsinstitut Hamburg
(Z. Naturforschg. 13 a, 208—211 [1958]; eingegangen am 19. Dezember 1957)

Es wurde die Winkelkorrelation der 72 keV—136 keV- γ - γ -Kaskade des deformierten Kernes Rhenium 187 gemessen. Die Koeffizienten A_2 und A_4 bestätigen die theoretisch vermutete Spinfolge $\frac{5}{2}^+ \rightarrow \frac{7}{2}^+ \rightarrow \frac{3}{2}^+ \rightarrow \frac{5}{2}^+$ für die unteren drei Niveaus und führen bei einem reinen E 2-Übergang von 72 keV zu einer E 2-Beimischung von höchstens 1,5% zu dem 136 keV-M 1-Übergang.

Das Rhenium 187 , das durch β -Zerfall mit 24 h Halbwertszeit aus Wolfram 187 entsteht, kann wegen seiner starken Deformation von $\delta = 0,19$ nach dem kollektiven Modell von BOHR und MOTTELSON behandelt werden. Zerfallsschemata für Re^{187} sind von GERMAGNOLI¹, von CORK² sowie von DUBAY³ aufgestellt worden. Sie stimmen in den stärkeren γ -Linien miteinander überein. Nach dem Zerfallsschema von DUBAY (Abb. 1) ist der Grundzustand von Re^{187} ein $d \frac{5}{2}^+$ -Zustand, im Einklang mit älteren spektroskopischen Messungen⁴. Die Einordnung dieses Kerns in die Klassifikation der Kernzustände deformierter Kerne konnte von MOTTELSON und NILSSON aber nur so durchgeführt werden, daß sie die Regelmäßigkeit des allmählichen Auffüllens der Schalen unterbrechen, indem sie annehmen, daß nach dem Auffüllen der $g \frac{7}{2}^+(\frac{7}{2}^+)$ -Schale zunächst die $h \frac{11}{2}^+(\frac{9}{2}^+)$ Schale und dann erst die $g \frac{7}{2}^+(\frac{5}{2}^+)$ -Schale durch das 75. Pro-

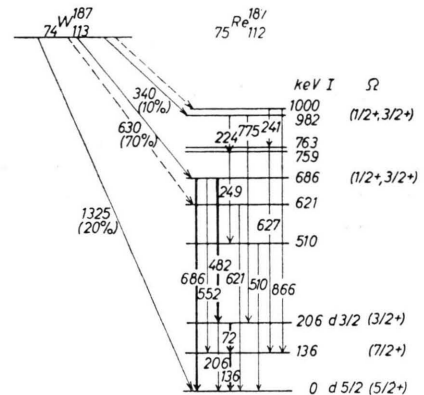


Abb. 1. Zerfallsschema des W^{187} nach DUBET.

ton des Re^{187} besetzt wird⁵. Nach dem NILSSON-Diagramm⁶ müßte sich dann für den 1. angeregten Einteilchenzustand eine $\frac{3}{2}^+$ -Zuordnung ergeben. Das

¹ E. GERMAGNOLI u. A. MALVICINI, NUOVO Cim. 10, 1388 [1953].
² I. M. CORK, M. K. BRICE, W. H. NESTER, I. M. LEBLANC u. D. W. MARTIN, Phys. Rev. 89, 1291 [1953].
³ V. S. DUBAY, C. E. MANDEVILLE, A. MUKERJI u. V. R. POTNIS, Phys. Res. 106, 785 [1957].

⁴ W. F. MEGGERS, A. S. KING u. R. F. BACHER, Phys. Rev. 38, 1258 [1931].
⁵ B. R. MOTTELSON u. S. G. NILSSON, Phys. Rev. 99, 1615 [1955].
⁶ S. G. NILSSON, Dan. Math. Fys. Medd. 29, Nr. 16 [1955].



erste angeregte Niveau bei 136 keV ist in Versuchen über COULOMB-Anregung von DAVIS et al.⁷ als erstes Rotationsniveau aufgetreten. Das nächsthöhere Niveau von 206 keV kann wegen seiner zu kleinen Energie nicht das zweite Rotationsniveau sein. Es muß sich also um das erste Einteilchenniveau handeln. Das zweite Rotationsniveau wurde vielmehr bei 303 keV gefunden. Die Folge der Rotationsenergien ist in guter Übereinstimmung mit einer Spinfolge $\frac{5}{2} + / \frac{7}{2} + / \frac{9}{2} +$, weswegen die Spins des Grundzustandes und des ersten angeregten Zustandes als gesichert betrachtet werden können.

Es schien uns angebracht, die Verhältnisse bei den beiden untersten Anregungsniveaus durch eine Winkelkorrelationsmessung der 72 keV – 136 keV-Kaskade zu überprüfen. Dabei kann es sich bei der 72 keV-Strahlung praktisch nur um einen reinen E2-Übergang, bei der 136 keV-Strahlung um ein M1 + E2-Gemisch handeln. Nach Messungen des Konversationskoeffizienten der 136 keV-Linie von DUBEY sollte es sich um fast reine M1-Strahlung handeln. Über die 72 keV-Linie konnte von den Autoren keine Aussage gemacht werden.

Messung und Resultate

Die Winkelkorrelation der 72 keV – 136 keV-Kaskade wurde auf die im vorhergehenden Artikel beschriebene Weise mit der gleichen Apparatur gemessen. Es stand ein polykristallines Präparat von Wolframoxyd (W_2O_3) zur Verfügung, aus dem eine kugelförmige Quelle von etwa 1 mm ϕ angefertigt wurde. Der Abstand zu den Zählern betrug 105 mm, das entspricht Raumwinkeln von 0,35% des gesamten Raumwinkels 4π . Die Einkanäle wurden auf die Photospitzen des 136 keV- bzw. 72 keV-Übergangs eingestellt, die sich gut aus dem Untergrund der schwächeren Linien und den COMPTON-Verteilungen von höher energetischen Linien herausheben. Abb. 2 zeigt das Szintillationsspektrum der stärkeren Linien. In den *peak* des 72 keV- γ -Übergangs fallen außerdem die 61 keV-RÖNTGEN-Quanten, die nach der K-Konversion eines Übergangs auftreten, er ist daher wesentlich höher als die Photospitze des 136 keV-Übergangs.

Es wurde bei Winkelstellungen zwischen 90° und 270° in Abständen von 30° gemessen, und in einer

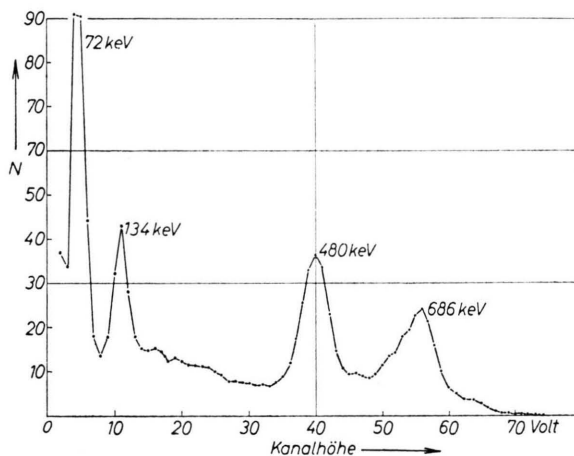


Abb. 2. γ -Spektrum des W^{187} , gemessen mit einem NaJ-Kristall von 38 mm ϕ und 25 mm Höhe.

reinen Meßzeit von 55 Stunden wurden 114 000 echte Koinzidenzen registriert. Die echte Koinzidenzrate wurde auf Schwankungen der Einzelzählrate korrigiert und die Anpassung nach kleinsten Quadraten durchgeführt. Abb. 3 zeigt die Meßpunkte mit statistischen Fehlern und der angepaßten Kurve.

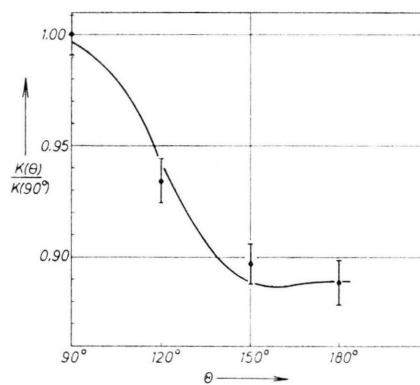


Abb. 3. Messung der Winkelkorrelation der 136 – 72 keV- γ - γ -Kaskade des Rhenium¹⁸⁷.

Nach Anbringen der Raumwinkelkorrektur ergaben sich folgende Werte als Koeffizienten von $P_2(\cos \Theta)$ und $P_4(\cos \Theta)$:

$$A_0 = 1,000 \pm 0,008, \quad A_2 = -0,092 \pm 0,013, \\ A_4 = 0,036 \pm 0,018.$$

Die Fehler sind die nach ROSE berechneten mittleren Abweichungen, welche sowohl den statistischen Fehler als auch apparative Fehlerquellen enthalten.

⁷ R. H. DAVIS, A. S. DIVATIA, D. A. LIND u. R. D. MOFFAT, Phys. Rev. 103, 1801 [1956].

Dieses Ergebnis muß aber noch korrigiert werden, weil zusätzlich zahlreiche Koinzidenzen mitgemessen wurden, die in dem komplexen Zerfallsschema des Re¹⁸⁷ begründet liegen. Durch Abschätzen der einzelnen Anteile ist versucht worden, auf die wahren Koeffizienten der gemessenen Winkelkorrelation zu schließen. Diese Abschätzung ist allerdings aus folgendem Grund etwas schwierig:

Die K-Absorptionskante des Re liegt bei 71,7 keV. Die Energie des 72 keV-Übergangs ist aber bisher nicht so genau gemessen worden, daß es eindeutig feststeht, ob sie über oder unter der K-Kante liegt. Daher ist es sehr unsicher, ob dieser Übergang auch durch K-Konversion stattfinden kann. Es sollen darum beide Fälle betrachtet werden.

Im folgenden sind die wichtigsten Störkoinzidenzen zusammengestellt, dabei enthält a) den Störeffekt in Prozent, falls der 72 keV-Übergang nicht K-konvertiert ist, b) den Störeffekt bei einer K-Konversion dieses Übergangs. Der Anteil der echten Koinzidenzen der 72 keV – 136 keV-Kaskade wird mit 100% angenommen. Im Falle b) ist mit einem Konversionskoeffizienten von $\alpha_K = 1,1$ gerechnet worden, der bei Annahme eines reinen E2-Übergangs (was bei $\Omega = \frac{1}{2}$ für den Spin des zweiten angeregten Niveaus als sicher gelten kann) aus den Sliv-Tabellen hervorgeht.

Es werden Störkoinzidenzen registriert zwischen der 136 keV- γ -Linie und

- | | | |
|--|------|------|
| | a) | b) |
| 1. 61 keV-RÖNTGEN-Quanten aus der K-Konversion des 72 keV-Übergangs (isotrop) | – | 110% |
| 2. 480 keV-Quanten, von deren Energie durch COMPTON-Effekt 72 keV im Kristall absorbiert wurde (anisotrop) | 1,6% | 3,1% |
| 3. 61 keV-RÖNTGEN-Quanten aus der K-Konversion des 480 keV-Übergangs (isotrop) | 1,9% | 3,5% |
| Weitere Störkoinzidenzen entstehen zwischen 480 keV-Quanten, von deren Energie durch COMPTON-Effekt 136 keV absorbiert wurde und | | |
| 4. 72 keV-Quanten (anisotrop) | 3,6% | 3,6% |
| 5. 61 keV-RÖNTGEN-Quanten aus der K-Konversion des 72 keV-Übergangs (isotrop) | – | 4,4% |
| 6. 61 keV-RÖNTGEN-Quanten aus der K-Konversion des 136 keV-Übergangs (isotrop) | 2,2% | 4,2% |
| Weitere Störkoinzidenzen haben keinen merklichen Anteil. | | |

Wie man sieht, besitzen die Störkoinzidenzen im wesentlichen eine isotrope Winkelverteilung. Daher liefert der hier gemessene Wert eine zu schwache Anisotropie, und zwar muß man im Falle a) die gemessene Anisotropie um etwa 10%, im Falle b) um etwa 130% vergrößern. Damit erhält man folgende Koeffizienten der wahren Winkelkorrelation:

	A_0	A_2	A_4
a) $E_\gamma < 71,7$ keV	$1,000 \pm 0,008$	$- 0,102 \pm 0,015$	$0,041 \pm 0,020$
b) $E_\gamma > 71,7$ keV	$1,000 \pm 0,008$	$- 0,229 \pm 0,033$	$0,091 \pm 0,045$

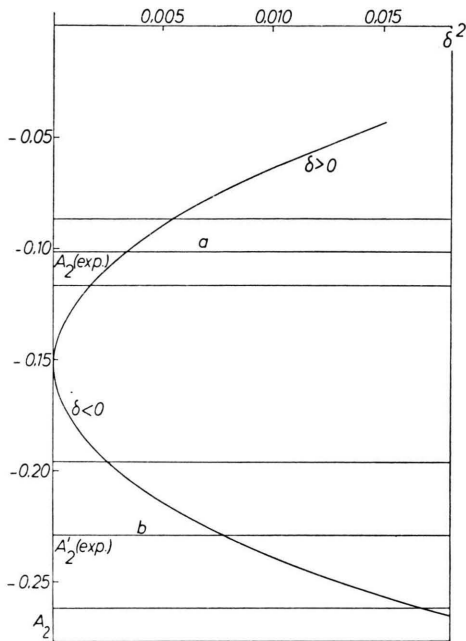
Diskussion

Es kann nun überprüft werden, inwieweit die gemessenen Koeffizienten A_2 und A_4 der oben vorgeschlagenen Spinfolge $\frac{3}{2}^+ \rightarrow \frac{7}{2}^+ \rightarrow \frac{5}{2}^+$ entsprechen. Geht man davon aus, daß die 72 keV-Strahlung eine reine E2-Strahlung ist, die 136 keV-Strahlung aber eine Mischung aus M1- und E2-Strahlung sein kann, so hängt A_2 stark vom Intensitätsverhältnis δ^2 der E2- zu M1-Strahlung ab. Nach FERENTZ und ROSENZWEIG⁸ gilt:

$$(1 + \delta^2) A_2 = F_2(2,2; \frac{3}{2}, \frac{7}{2}) \{ F_2(1,1; \frac{5}{2}, \frac{7}{2}) + 2 \delta F_2(1,2; \frac{5}{2}, \frac{7}{2}) + \delta^2 F_2(2,2; \frac{5}{2}, \frac{7}{2}) \} .$$

⁸ M. FERENTZ u. N. ROSENZWEIG, Table of Coefficients, ANL-5324.

Die Funktionen F_2 sind dort tabelliert. Abb. 4 zeigt gemäß der obigen Funktion für die angegebene Spinfolge A_2 als Funktion von δ^2 für beide Vorzeichen von δ . Gleichzeitig sind hier die gemessenen und korrigierten Werte für A_2 für die Fälle a) und b) eingezeichnet. Danach wären die A_2 -Koeffizienten für beide Fälle mit der genannten Spinfolge verträglich. Für das E2/M1-Verhältnis findet man im Falle a) $0,0034 \pm 0,0020$, im Falle b) $0,0077 \begin{smallmatrix} +0,0090 \\ -0,0052 \end{smallmatrix}$. Es ergibt sich also eine recht schwache Beimischung von E2 zu M1, sie kann nach diesen Messungen höchstens 1,5% betragen. Da dieses Ergebnis übereinstimmt mit Aussagen von DUBEY über die Konversionswahrscheinlichkeiten der 136 keV-Strahlung.

Abb. 4. A_2 als Funktion von δ^2 .

scheint uns der Spin $3/2$ für das erste Einteilchen-niveau gesichert.

Für ein so kleines Mischungsverhältnis würde man theoretisch einen fast verschwindenden A_4 -Koeffizienten ($|A_4| < 0,0034$) erwarten. Mit dem verhältnismäßig großen Fehler steht der gemessene A_4 -Koeffizient hierzu nicht in Widerspruch.

Bei einer Abschätzung der Lebensdauer des ersten Anregungszustandes von Re^{187} nach Huus et al.⁹ findet man $T \approx 10^{-12}$ sec.

Infolge dieser kurzen Lebensdauer ist eine Abschwächung der Winkelkorrelation unter dem Einfluß innerer Felder nicht zu erwarten; die obigen Aussagen beziehen sich also auf die echte Winkelkorrelation.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft danken wir auch hier für die Bereitstellung von Apparaten, Herrn cand. phys. K. H. MEYER für seine Mit-hilfe bei den Messungen.

⁹ T. HUUS, I. H. BJERREGAARD u. B. ELBEK, Dan. Math. Fys. Medd. **30**, Nr. 17 [1956].

Messungen der Winkelkorrelation der 208 keV/113 keV- γ - γ -Kaskade des Hf^{177} an festen und flüssigen Quellen

Von H. J. BEHREND

Aus dem Physikalischen Staatsinstitut Hamburg

(Z. Naturforschg. **13 a**, 211—215 [1958]; eingegangen am 19. Dezember 1957)

Messungen der Winkelkorrelation der 208 keV—113 keV- γ - γ -Kaskade des Hf^{177} ergaben eine Abhängigkeit der Anisotropie von den Eigenschaften der Quelle. Für $W(\Theta) = \sum A_{2K} P_{2K}(\cos \Theta)$ erhielten wir bei einer wässrigen Lösung von LuCl_3 als Quelle die Koeffizienten $A_0 = 1,0000 \pm 0,0017$, $A_2 = -0,1627 \pm 0,0032$, $A_4 = 0,0024 \pm 0,0042$. Für die 113 keV-Strahlung ergibt sich daraus eine Mischung von 95,9% E 2 und 4,1% M 1, für den 208 keV-Übergang eine E 1-Strahlung mit einer M 2-Beimischung von höchstens 1,5%. Schließlich lassen sich aus den gemessenen abgeschwächten Winkelkorrelationen die für die Abschwächung verantwortlichen elektrischen Feldgradienten abschätzen.

Die Winkelkorrelation der 208 keV—113 keV- γ - γ -Kaskade des Hf^{177} ist bereits mehrfach gemessen worden^{1, 2, 3}. Fast alle Messungen wurden an festen Präparaten durchgeführt; es war aber zu vermuten, daß bei diesen Quellen nur eine abgeschwächte Anisotropie auftritt. Da der Hf^{177} -Kern, dessen Protonen- und Neutronenzahlen weit entfernt von magischen Zahlen liegen, eine starke Deforma-

tion aufweist (Deformationsparameter $\delta = 0,26$)⁴, besitzt er ein relativ hohes „intrinsic“ Quadrupolmoment von $Q_0 = 6 \cdot 10^{-24}$ cm². Durch Wechselwirkung des Quadrupolmomentes mit einem elektrischen Feldgradienten während der nicht zu kleinen Lebensdauer des Zwischenzustandes der Kaskade bei 113 keV könnte somit eine Änderung der Winkelkorrelation auftreten. Es wird deshalb in der vor-

¹ F. K. MCGOWAN, E. D. KLEMA u. P. R. BELL, Phys. Rev. **85**, 152 [1952].

² B. HARTMANN u. T. WIEDLING, Phil. Mag. **46**, 1139 [1955].

³ K. G. STEFFEN, Z. Phys. **147**, 132 [1957].

⁴ B. R. MOTTELSON u. S. G. NILSSON, Phys. Rev. **99**, 1615 [1955].