

Photospaltung des ${}^6\text{Li}$ -Kernes

Von F. DÄUBLIN, F. BERTHOLD und P. JENSEN¹

Aus dem Max-Planck-Institut für Chemie, Mainz

(Z. Naturforsch. 14 a, 208—211 [1959]; eingegangen am 12. Dezember 1958)

Mit einem Proportionalzählrohr wurde der Wirkungsquerschnitt der Reaktion ${}^6\text{Li}(\gamma, d){}^4\text{He}$ bei einer Quantenenergie von 2,20 MeV zu $7,3 \cdot 10^{-31} \text{ cm}^2 \pm 75\%$ und bei 2,76 MeV zu $2,5 \cdot 10^{-32} \text{ cm}^2 \pm 50\%$ bestimmt².

Daraus wird die Strahlungsbreite des 2,188 MeV-Zustandes von ${}^6\text{Li}$ zu $3 \cdot 10^{-5} \text{ eV}$ berechnet und mit den Aussagen eines Ein-Teilchen-Modells sowie *intermediate coupling*-Rechnungen verglichen.

Der Photospaltungsprozeß ${}^6\text{Li}(\gamma, d){}^4\text{He}$ mit seiner Schwellenenergie von nur 1,48 MeV ist bereits Gegenstand von Versuchen mit γ -Energien von 2,62 und 2,76 MeV, mit 6,13, 6,9 und 7,1 MeV sowie 14,8 und 17,6 MeV^{3,4} gewesen, die jedoch nur obere Grenzen des Wirkungsquerschnittes (10^{-29} cm^2 bis 10^{-30} cm^2) geliefert haben.

Unter Verbesserung einer bereits früher beschriebenen Anordnung³ sollte in der vorliegenden Untersuchung vor allem mit der im RaC-Spektrum enthaltenen 2,20 MeV-Linie gemessen werden. Damit befindet man sich in der Nähe des 2,188 MeV-Niveaus von ${}^6\text{Li}$ und kann mit einem Quadrupol-Resonanzeinfang des γ -Quants rechnen ($\Delta I = 2$, keine Paritätsänderung).

Schließlich sollte noch zum Vergleich der wesentlich kleinere Wirkungsquerschnitt bei 2,76 MeV gemessen werden.

Dieser Störeffekt konnte eliminiert werden, indem abwechselnd mit einem 1 cm dicken Bleiabsorber und ohne Absorber zwischen der Ra-Quelle und dem Zählrohr gemessen wurde. Eine allseitige Abschirmung des Zähl-

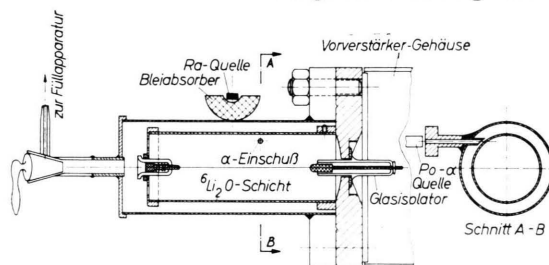


Abb. 1. Proportionalzählrohr (halbschematisch).

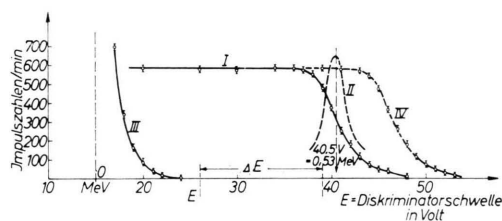


Abb. 2. Po-α-Eichkurve. I. Integrales Po-α-Spektrum (200 mC Ra-Quelle am Zählrohr); II. Differenzielles Po-α-Spektrum (graphisch differenziert); III. γ -Untergrund; IV. Integrales Po-α-Spektrum ohne Ra-Quelle. Der Energienullpunkt liegt bei $E = 15 \text{ V}$.

Meßmethode

Zum quantitativen Nachweis der ${}^6\text{Li}(\gamma, d){}^4\text{He}$ -Reaktion wurde ein Proportionalzähler mit nachfolgendem Linearverstärker und Einkanal Diskriminator verwendet. Eine für Zählrohre geeignete gasförmige Li-Verbindung ist nicht bekannt. Es wurde daher die Zählrohrinnen-seite mit einer ${}^6\text{Li}_2\text{O}$ -Schicht bedampft. Die γ -Quellen wurden außen am Zählrohr angebracht (s. Abb. 1). Die intensive γ -Strahlung erzeugt zahlreiche sekundäre Elektronen. Durch das hohe zeitliche Auflösungsvermögen von Proportionalzählern (etwa $10^7/\text{sec}$ bei nicht zu hoher Gasverstärkung) war es möglich, die bei der Reaktion entstehenden Deuteronen über dem Elektronenuntergrund zu messen.

Die verfügbaren Radiumpräparate emittierten auch eine kleine Anzahl Neutronen, die mit hohem Wirkungsquerschnitt zu der Störreaktion ${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{H}$ führten.

rohrs mit Cadmium diente der Absorption der evtl. an den Wänden und Tischen entstandenen thermischen Neutronen.

Die Energieeichung wurde mit einer 5,3 MeV Po- α -Quelle durchgeführt. Auf einem genau definierten Weg wurden die stark ausgeblendeten α -Teilchen von außen durch eine Glimmerfolie in das Zählrohr und auf die gegenüberliegende Zählrohrwand geschossen. Der Energieverlust auf dem 2,1 cm langen Weg im Zählrohr bei 45 Torr Methylalddruck errechnete sich zu 0,59 MeV. Bei der gewählten Verstärkereinstellung ergab dies einen

¹ Verstorben am 17. 8. 1955.

² F. DÄUBLIN, Dissertation, Freiburg 1958.

³ P. JENSEN u. K. GIS, Z. Naturforsch. 8 a, 137 [1953].

⁴ H. B. GLENN, Phys. Rev. 88, 418 [1952]. — E. W. TITTERTON

u. T. A. BRINKLEY, Proc. Phys. Soc., Lond. A 65, 1052 [1952]. — H. NABHOLZ, P. STOLL u. H. WÄFFLER, Helv. Phys. Acta 25, 701 [1952]. — E. W. TITTERTON, Progr. Nucl. Phys., Vol. 4, 31 [1955]; Herausg. O. R. FRISCH.



Impuls von 40,5 Volt (s. Abb. 2, Kurve I und II), welche die integrale und differentielle Impulsverteilung⁵ darstellen. Mit dem Nullpunkt bei 15 V ergibt sich ein Eichfaktor von 0,023 MeV/Volt. Die Kurve I in Abb. 2 ist bei Anwesenheit und Kurve IV bei Abwesenheit der 200 mC Ra-Quelle am Zählrohr gemessen. Man sieht, daß die starke γ -Strahlung den Impuls verkleinert, da eine stationäre Raumladung im Zählrohr erzeugt wird.

Kurve III zeigt den γ -Untergrund. Der Nulleffekt wurde unter gleichen Bedingungen wie der Effekt gemessen, indem das Ra-Präparat mit einem ^{60}Co - γ -Strahler vertauscht wurde, der die gleiche Raumladung im Zählrohr erzeugt, jedoch keinen Kernphotoeffekt verursachen kann.

Zählrohrkonstruktion und -Füllung

Ein zylindrischer Füll dampfbehälter enthält das eigentliche Zählrohr von 3,5 cm Durchmesser und 11 cm Länge (s. Abb. 1). Die eine der beiden Stirnseiten ist als Flansch ausgebildet. Dieser enthält eine Keilnut mit einem Al-Ring als Dichtung. Als Zähl draht dient ein 0,1 mm starker Wolframdraht. Die beiden Glasisolatoren wurden mit Ceresin überzogen, um Gleit entladungen zu verhindern. Der Kathoden zylinder wurde in seiner Längsrichtung geteilt und die $^6\text{Li}_2\text{O}$ -Schicht in einer kommerziellen Auf dampfanlage auf die Innenseite aufgedampft. Das Li bestand aus 96,4% ^6Li und 3,6% ^7Li (s. Anm. ⁶).

Zur Zählrohrfüllung wurde reiner Methylaldampf verwendet. Verschiedene andere Füllungen wie Alkohol dampf oder Alkohol-Argon- und Methylal-Argon-Gemische ergaben keine so stabile Gasmultiplikation wie im Falle des reinen Methylaldampfes.

Wie schon erwähnt ist es notwendig, durch ein hohes zeitliches Auflösungsvermögen des Zählers den γ -Untergrund möglichst niedrig zu halten. Dies wurde nur bei niedriger Gasverstärkung (etwa 200) erreicht. Im Bereiche dieser niedrigen Gasverstärkung waren schon geringe Spuren des elektronegativen Sauerstoffes sehr nachteilig. Sie reduzierten den Impuls so stark, daß er wiederum nur wenig über dem γ -Untergrund lag, genau wie im Falle hoher Gasverstärkung. Erst die Evakuierung des Zählers auf Hochvakuum derart, daß auch im Dauerbetrieb der Partialdruck der Luft nicht über 10^{-2} Torr anstieg, ergab ein gutes Verhältnis von Deuteronen- bzw. Eichimpuls zu γ -Untergrund (s. Abb. 2). Durch die niedere Gasverstärkung wurden außerdem Koronaentladungen vermieden.

Messungen und Ergebnisse

Die Messung mit der 2,20 MeV-RaC-Linie

Die Stärke der Radiumquelle betrug 200,09 mC. Effekt und Nulleffekt wurden nun bei einer festen Kanaleinstellung ($E = 26$ Volt, $\Delta E = 12$ V) gemessen (s. Abb. 2). Damit erfaßt man das Spektrum

der Photodeuteronen von ihrer Maximalenergie von 0,48 MeV ab bis herunter zu einem Punkt, wo der Untergrund noch klein ist.

Es wurde jeweils etwa 2 Stdn. mit und 2 Stdn. ohne Bleiabsorber gemessen. Um in beiden Fällen die gleiche Raumladung im Zählrohr zu erzeugen, wurde bei der Messung mit Bleiabsorber zusätzlich die ^{60}Co - γ -Quelle in einen bestimmten Abstand zum Zählrohr gebracht.

Durch den Bleiabsorber (Dicke 1 cm) sollte die γ -Intensität geschwächt werden, die Intensität der störenden Neutronen jedoch nicht. Dies wurde durch Messungen mit einer Ra-Be-Neutronenquelle bestätigt.

Nach einer Meßzeit von je 4500 Min. ergaben sich 173 Impulse ohne Bleiabsorber und 143 Impulse mit Bleiabsorber. Als Effekt der Photospaltung bleiben somit 30 ± 18 Impulse.

Ein Beitrag von den α -Teilchen kommt bei dieser Diskriminatoreinstellung ($E = 26$ Volt) nicht mehr in Frage. Ebenso ist ein geringer Deuteronenanteil von der 2,4 MeV- γ -Linie des RaC zu vernachlässigen.

Aus dem beobachteten Effekt konnte dann der Wirkungsquerschnitt berechnet werden. Dabei wurde der mit $^6\text{Li}_2\text{O}$ bedampfte Zählrohrmantel in kleine Flächenelemente unterteilt gedacht, die betreffenden Quantenzahlen bestimmt etc. Auch die endliche Schichtdicke des $^6\text{Li}_2\text{O}$ ($0,281 \text{ mg/cm}^2$) sowie Randeffekte wurden berücksichtigt.

Das Ergebnis ist

$$\sigma(\gamma, d) = 7,3 \cdot 10^{-31} \text{ cm}^2 \pm 75\% \quad (E_\gamma = 2,20 \text{ MeV}).$$

Messung mit der 2,76 MeV-Linie des ^{24}Na

Eine entsprechende Messung wurde mit der 2,76-MeV- γ -Linie des ^{24}Na (Halbwertszeit 15,06 Stdn.) durchgeführt. Im AERE Harwell wurden 3 g Na_2CO_3 bestrahlt und die Aktivität dort zu $352,2 \text{ mC} \pm 5\%$ (zu einer bestimmten Uhrzeit) ermittelt.

Während der Meßzeit von 56 Stdn. erhielt man 83 Impulse, während der Nulleffekt in der gleichen Zeitdauer 48 Impulse betrug. Auch hier wurde der Nulleffekt bei Anwesenheit der ^{60}Co -Quelle gemessen, Störreaktionen durch Neutronen traten hier nicht auf.

⁵ Diese Impulsverteilung ist stark verbreitert, da der α -Strahl nicht senkrecht auf die gegenüberliegende Zählrohrwand trifft.

⁶ Es wurde uns freundlicherweise von Herrn Prof. Dr. A. KLEMM zur Verfügung gestellt.

Der Wirkungsquerschnitt ergab sich zu
 $\sigma(\gamma, d) = 2,5 \cdot 10^{-32} \text{ cm}^2 \pm 50\% \quad (E_\gamma = 2,76 \text{ MeV}).$

Diskussion

Die Strahlungsbreite des 2,188 MeV-Niveaus

Der (γ, d) -Wirkungsquerschnitt bei 2,200 MeV, also in unmittelbarer Nähe des 2,188 MeV-Niveaus⁷, ist etwa 30-mal größer als bei der γ -Energie von 2,76 MeV. Dies zeigt, daß es sich bei 2,200 MeV fast ausschließlich um eine Compoundkern-Reaktion handelt. Betrachtet man jetzt den Wirkungsquerschnitt bei 2,76 MeV nur als Ausläufer der 2,188 MeV-Resonanz, so müßte das Verhältnis $\sigma(2,76)/\sigma(2,20)$ nach der BREIT-WIGNER-Formel 43-mal kleiner sein als das gemessene. Entweder kommt die Reaktion bei 2,76 MeV durch einen Ausläufer des etwa 600 keV breiten Niveaus bei 4,52 MeV zustande oder es handelt sich um einen Direktprozeß.

Für den Wirkungsquerschnitt bei 2,20 MeV gilt die BREIT-WIGNER-Formel

$$\sigma(\gamma, d) = \frac{\lambda^2}{8\pi} \frac{(1+2I_a)}{(1+2I_g)} \cdot \frac{\Gamma_d \Gamma_\gamma}{(E-E_0)^2 + (\Gamma/2)^2}.$$

Mit $I_a = 3, I_g = 1, \Gamma_d \approx \Gamma = 24 \text{ keV},$

$$E = E_\gamma = 2,200 \text{ MeV}, \quad E_0 = 2,188 \text{ MeV}$$

wird $\Gamma_\gamma = 3,0 \cdot 10^{-5} \text{ eV}.$

Theoretische Abschätzung von Γ_γ mit einem Ein-Teilchen-Modell

Das Ergebnis läßt sich durch einige relativ einfache Überlegungen und Rechnungen verstehen.

Die beiden interessierenden Zustände des ${}^6\text{Li}$ -Kernes kann man sich in guter Näherung als ein α -Teilchen mit einem daran gebundenen Deuteron vorstellen⁸.

Für den Grundzustand wird dies dadurch erhärtet, daß das magnetische sowie das Quadrupolmoment des ${}^6\text{Li}$ -Kernes ungefähr denen des Deuterons gleich sind⁹. Da außerdem der Drehimpuls 1 ist und die Parität positiv, müßte man sich ein im S-Zustand gebundenes Deuteron denken.

Der erste angeregte Zustand mit Drehimpuls 3 und positiver Parität wäre dann als α -Teilchen plus

Deuteron mit Bahndrehimpuls $l=2$ zu beschreiben, wobei der Spin des Deuterons parallel zum Bahndrehimpuls steht. Daß die Wellenfunktion der beiden Nukleonen in der p-Schale noch recht gut durch die eines Deuterons dargestellt wird, geht daraus hervor, daß die reduzierte Breite des 2,188 MeV-Niveaus für den Zerfall in α -Teilchen und Deuteron vergleichbar mit der Ein-Teilchen-Breite ist⁸.

Die Übergangswahrscheinlichkeit in unserem Falle eines elektrischen Multipolüberganges ist¹⁰

$$T_E(l) = \frac{8\pi(l+1)}{l[(2l+1)!!]^2} \frac{k^{2l+1}}{\hbar} |Q_l|^2$$

mit dem Matrixelement

$$Q_l = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} e I_l,$$

wobei

$$I_l = \int_0^\infty r^l u_a(r) u_b(r) r^2 dr \text{ ist.}$$

Dabei bedeutet l die Multipolordnung; $u_a(r)$ und $u_b(r)$ sind die radialen Wellenfunktionen des Teilchens im Ausgangs- bzw. Endzustand.

Diese einfache Formel gilt unter folgenden Voraussetzungen, die in unserem Modell erfüllt sind:

1. nur ein Teilchen ändert seinen Zustand,
2. der Bahndrehimpuls des Teilchens ist 0 im Endzustand und l im Anfangszustand,
3. der Spin des Teilchens im Anfangszustand ist parallel zum Bahndrehimpuls.

Bei der Ausrechnung des Integrals I_l ist eine gewisse Willkür möglich, da man das Potential und somit die radialen Wellenfunktionen der beiden Teilchen nicht genau kennt.

In recht guter Näherung kann man jedoch die Eigenfunktionen des dreidimensionalen isotropen harmonischen Oszillators benutzen, die sich für $n=1$ und beliebige l schreiben lassen

$$u(r) = \pi^{-1/4} \alpha^{3/2} \sqrt{\frac{2^{l+2}}{(2l+1)!!}} \cdot (\alpha r)^l e^{-1/2(\alpha r)^2},$$

wobei für $u_a(r)$ und $u_b(r)$ $l=2$ bzw. $l=0$ einzusetzen sind und $\alpha = (m\omega/\hbar)^{1/2}$ ist.

Um die Eigenschaften der beiden Niveaus richtig wiederzugeben, müssen wir verschiedene α_i für Grund- und angeregten Zustand zulassen.

⁷ Lage und Breite dieses Zustandes nach C. P. BROWNE u. C. K. BOCKELMAN, Phys. Rev. **105**, 1301 [1957].

⁸ W. E. BURCHAM, Handbuch d. Physik (Herausg. S. FLÜGGE), Bd. XL, Springer-Verlag, Berlin, S. 173.

⁹ z. B. Tab. X. 1. in M. GOEPPERT-MAYER u. J. H. D. JENSEN, Elementary Theory of Nuclear Shell Structure, John Wiley and Sons, New York 1955.

¹⁰ I. M. BLATT u. V. F. WEISSKOPF, Theoretical Nucl. Phys., John Wiley and Sons, New York 1952, S. 583 ff.

Nun ist α^2 durch folgende Beziehung mit dem Erwartungswert für r^2 verknüpft¹¹:

$$\alpha_l^2 = \frac{1}{\langle r^2 \rangle_l} \left(l + \frac{3}{2} \right),$$

wobei für den Grundzustand $l=0$ zu wählen ist; für $\langle r^2 \rangle$ nimmt man das Quadrat des Kernradius $R = 1,2 A^{1/3} \cdot 10^{-13}$ cm.

Um auch α_2 zu ermitteln, rechnen wir zuerst die Tiefe des Potentialtopfes zwischen α -Teilchen und Deuteron im Grundzustand aus und erhalten nach den bekannten Beziehungen¹¹

$$V_0 = 9 \hbar^2 / 4 m R^2,$$

wobei für m die reduzierte Masse einzusetzen ist.

Für die Tiefe des Potentialtopfes im angeregten Zustand soll dann gelten

$$V_2 = V_0 + 2,188 \text{ MeV},$$

woraus man mit Hilfe einfacher Beziehungen die Konstante α_2 ausrechnen kann:

$$\alpha_2 = k \alpha_0 \quad (k=0,70).$$

Damit können wir das Integral I_l , das Matrixelement Q_l , die Übergangswahrscheinlichkeit $T_E(l)$ und die Strahlungsbreite Γ_γ leicht berechnen; es wird

$$I_l = 5,0 \cdot 10^{-26} \text{ cm}^2$$

und

$$\Gamma_\gamma = 8,0 \cdot 10^{-5} \text{ eV}.$$

Die Übereinstimmung mit dem gemessenen Wert ist als gut zu bezeichnen.

Berechnung von Γ_γ nach dem Unabhängige-Teilchen-Modell

Die Erweiterung des Schalenmodells durch die Einführung des *intermediate coupling* hat die Aufstellung von Wellenfunktionen angeregter Zustände bei leichten Kernen und damit auch die Berechnung von Strahlungsbreiten ermöglicht¹².

Während die Übereinstimmung mit dem Experiment bei E1- und M1-Übergängen sehr gut ist, ergaben die Rechnungen bei E2-Übergängen meist zu kleine Werte für Γ_γ .

Der untersuchte Übergang im ${}^6\text{Li}$ ist nun einer der wenigen Quadrupolübergänge, für die das Schalenmodell das richtige Ergebnis liefert, es ergibt sich nämlich mit $R = 2,2 \cdot 10^{-13}$ cm gerade¹³

$$\Gamma_\gamma = 3 \cdot 10^{-5} \text{ eV}.$$

Herrn Dr. D. KURATH danken wir für die Berechnung der Strahlungsbreite nach dem Schalenmodell. Herrn Prof. Dr. H. WÄFFLER sind wir für seine Unterstützung und sein freundliches Interesse zu Dank verpflichtet.

¹¹ s. Anm. ⁹, S. 236.

¹² D. KURATH, Phys. Rev. **101**, 216 [1956]; **106**, 975 [1957]. Zusammenfassung bei D. H. WILKINSON, Proc. Rehovoth Conference (Herausgeber H. J. LIPKIN), Amsterdam 1958, S. 175.

¹³ Nach freundlicher privater Mitteilung von Dr. D. KURATH.

Kernresonanzabsorption von γ -Strahlung in Ir^{191}

VON RUDOLF L. MÖSSBAUER

Aus dem Laboratorium für technische Physik der Technischen Hochschule in München und dem Institut für Physik im Max-Planck-Institut für medizinische Forschung in Heidelberg

(Z. Naturforsch. **14 a**, 211—216 [1959]; eingegangen am 5. November 1958)

Bei der Emission und Selbstabsorption von weicher γ -Strahlung in Kernen treten bei tiefen Temperaturen in Festkörpern sehr starke Linien mit der natürlichen Linienbreite auf. Diese Linien erscheinen als Folge davon, daß bei tiefen Temperaturen bei einem Teil der Quantenübergänge der γ -Rückstoßimpuls nicht mehr vom einzelnen Kern aufgenommen wird, sondern von dem Kristall als Ganzes. Da die scharfen Emissions- und Absorptionslinien energetisch an der gleichen Stelle liegen, tritt ein sehr starker Resonanzfluoreszenzeffekt auf. Durch eine „Zentrifugen“-Methode, bei der die Emissions- und Absorptionslinien gegeneinander verschoben werden, läßt sich der Fluoreszenzeffekt unterdrücken und so eine unmittelbare Bestimmung der natürlichen Linienbreite von Resonanzlinien vornehmen. Erste Messungen nach dieser Methode ergeben für die Lebenszeit τ des 129 keV-Niveaus in Ir^{191} : $\tau = (1,4 \pm 0,2) \cdot 10^{-10}$ sec.

Die Methode, Kernniveaus durch Einstrahlung der eigenen γ -Linie¹ zur Fluoreszenz anzuregen,

wird in zunehmender Weise zur Bestimmung der Lebenszeiten τ kurzlebiger Kernzustände ($\tau < 10^{-10}$ sec) verwendet.

Die Kernresonanzfluoreszenz von γ -Strahlung ist unter normalen Bedingungen nur schwer zu beobachten, weil die γ -Quanten bei ihrer Emission und

¹ In besonderen Fällen ist eine Fluoreszenzanregung durch Einstrahlung eines Quantenkontinuums möglich: J. E. DRAPER u. R. L. HICKOK, Phys. Rev. **108**, 1280 [1957]. — E. HAYWARD u. E. G. FULLER, Phys. Rev. **106**, 991 [1957].