

$R_{A^{39}}$	$T_0(p)$	$T_1(p)$	$T_2(p)$	$T_3(p)$	$\sigma(n, p)$
$4,0 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$	$1,02 \cdot 10^{-1}$	$3,51 \cdot 10^{-2}$	$4,32 \cdot 10^{-3}$	$2,33 \cdot 19^{-4}$	60,5 mbarn
$5,0 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$	$1,80 \cdot 10^{-1}$	$8,11 \cdot 19^{-2}$	$1,51 \cdot 10^{-2}$	$1,29 \cdot 10^{-3}$	133 mbarn
$6,0 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$	$2,61 \cdot 10^{-1}$	$1,48 \cdot 10^{-1}$	$3,82 \cdot 10^{-2}$	$4,81 \cdot 10^{-3}$	244 mbarn

Tab. 2.

$R_{Cl^{36}}$	$T_0(\alpha)$	$T_1(\alpha)$	$T_2(\alpha)$	$T_3(\alpha)$	$T_4(\alpha)$	$T_5(\alpha)$	$\sigma(n, \alpha)$
$5,5 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$	$1,35 \cdot 10^{-3}$	$8,75 \cdot 10^{-4}$	$3,83 \cdot 10^{-4}$	$1,11 \cdot 10^{-4}$	$2,1 \cdot 10^{-5}$	$2,75 \cdot 10^{-6}$	1,81 mbarn
$7,5 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$	$2,82 \cdot 10^{-2}$	$2,34 \cdot 10^{-2}$	$1,15 \cdot 10^{-2}$	$3,34 \cdot 10^{-3}$	$1,1 \cdot 10^{-3}$	$3,60 \cdot 10^{-4}$	50,5 mbarn
$8,5 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$	$8,59 \cdot 10^{-2}$	$6,96 \cdot 10^{-2}$	$4,17 \cdot 10^{-2}$	$2,02 \cdot 10^{-2}$	$1,1 \cdot 10^{-2}$	$6,01 \cdot 10^{-3}$	212 mbarn

Tab. 3.

so daß selbst unter Berücksichtigung der oben genannten Ungenauigkeiten in der Berechnung ein sich für $r_0 = 1,3 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$ und $\varrho = 1,2 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$ ergebender effektiver Radius von $R = 5,5 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$ sehr unwahrscheinlich ist. Nach den hier vorliegenden Messungen kann es vielmehr als sicher gelten, daß im Fall der $K^{39}(n, \alpha)Cl^{36}$ -Reaktion der effektive Cl^{36} -Radius größer als der sich aus dem üblichen

Ansatz: $r_0 = 1,3 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$ bis $1,5 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$, $\varrho = 1,2 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$ ergebende Wert angesetzt werden muß.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft danken wir für die Unterstützung dieser Untersuchungen. Herrn H. JEREMIE sind wir für seine Hilfe bei der Durchführung der Messungen zu Dank verpflichtet.

⁵ R. M. ENDT u. J. C. KLUYVER, Rev. Mod. Phys. **26**, 95 [1954].

Li⁷(p, γ)-Winkelverteilung bei der 441 keV-Resonanz und Spin-Bahn-Kopplung bei Be⁸

Von H. NEUERT und TH. RETZ-SCHMIDT

Aus dem Physikalischen Staatsinstitut Hamburg
(Z. Naturforschg. **13 a**, 829—832 [1958] ; eingegangen am 2. Juli 1958)

Untersuchungen der Winkelverteilung der Li⁷(p, γ)-Strahlung haben eine deutliche positive Anisotropie mit $\cos^2 \Theta$ von einigen Prozent ergeben. Aus der Messung an der 17,6 MeV-Strahlung allein folgt für die Bildung des Be⁸-Zwischenzustandes 1+ aus den Kanalspins 2 und 1 ein Kanalspinverhältnis von etwa 4 : 1. Dies ist nur möglich, wenn es sich bei der Bildung dieses Be⁸-Zustandes um *intermediate coupling* handelt. Das a/K ergibt sich dabei nach den Berechnungen von FRENCH zu 2—3.

Der Einfang eines Protons durch Li⁷ führt bei der Li⁷(p, γ)Be⁸-Reaktion zu einem hoch angeregten Be⁸-Kern mit einem sehr ausgeprägten Niveau bei 17,63 MeV, entsprechend einer Protonenenergie von 441 keV. Durch zahlreiche Untersuchungen ist dieses Niveau als 1+ ($T=1$) gesichert¹. Von diesem Ni-

veau führt eine M1-γ-Strahlung (17,63 MeV) zum 0+ -Grundzustand und eine E2 + M1-Strahlung (14,8 MeV) zum ersten angeregten Zustand (2+) des Be⁸. Das Verzweigungsverhältnis M1/(E2 + M1) ist im Resonanzbereich von STEARNS und McDANIEL² sowie von CAMPBELL³ eingehend studiert worden, es beträgt $1,7 \pm 0,2$. Über die 14,8 MeV-Strahlung ist nur bekannt, daß es sich um eine gemischte Strahlung handeln muß, das Mischungsverhältnis ist noch unsicher. Neben der aus dem genannten Resonanz-

¹ F. AJZENBURG u. T. LAURITSEN, Rev. Mod. Phys. **27**, 77 [1955].
² M. B. STEARNS u. B. D. McDANIEL, Phys. Rev. **82**, 450 [1951].
³ J. G. CAMPBELL, Austr. J. Phys. **9**, 156 [1956].



niveau stammenden γ -Strahlung wird noch ein zu dieser relativ schwacher Anteil beobachtet (nicht resonanter Anteil), dessen Intensität von kleinen bis zu weit oberhalb 441 keV liegenden Protonenenergien ansteigt. Dieser Anteil ist von WILKINSON diskutiert worden⁴.

Von DEVONS und Mitarb.^{5,6} sind vor längerer Zeit Winkelverteilungsmessungen der der Resonanz entstammenden γ -Strahlung durchgeführt worden. Da die 17,6- und die 14,8 MeV-Strahlung nur schwer zu trennen sind, bezogen sich diese Messungen zunächst auf beide Strahlungen zusammen. Die γ -Strahlung erwies sich als annähernd isotrop. Spätere Messungen, bei denen die γ -Strahlungen mittels eines Paarspektrometers getrennt beobachtet werden konnten, ergaben Isotropie mit einer Unsicherheit von 7%². Außerhalb der Resonanz tritt eine starke protonenenergieabhängige Unsymmetrie mit $\cos \Theta$ auf⁵, die durch Interferenz der Resonanzstrahlung mit der oben erwähnten Untergrundstrahlung gedeutet werden konnte.

Nachdem GRIFFITHS⁷ gezeigt hatte, daß man in dem mit einem NaJ-Kristall erzielten Spektrum der Gesamtstrahlung mit ausreichender Genauigkeit einen nur der 17 MeV-Strahlung entstammenden Anteil abtrennen kann, hielten wir eine erneute Messung der Winkelverteilung der 17,6 MeV-Strahlung aus der Resonanz mit einer gegenüber den vorhandenen Messungen verbesserten Genauigkeit durchaus möglich. Eine solche Untersuchung schien uns nach den Überlegungen von FRENCH und FUJII⁸ wünschenswert.

Messungen und Meßresultate

Die Untersuchungen wurden mit einem VAN DE GRAAFF-Generator durchgeführt, dessen Spannung neuerdings für nicht zu lange Meßzeiten auf $1\frac{1}{2}^0/00$ konstant gehalten werden konnte^{8a}. Der Strahl traf nach magnetischer Ablenkung und Ausblendung auf $10 \times 1 \text{ mm}^2$ ein Li OH-Target. Die Targetdicke mußte so gewählt werden, daß der nichtresonante Anteil der γ -Strahlung höchstens 1% der Resonanzstrahlung beträgt. Die Targetdicken wurden durch Ausmessung der jeweiligen Breite der Resonanzkurve ermittelt. Es zeigte sich unter Verwendung

der Ausbeutekurven von SAWYER und PHILLIPS⁹, daß diese Bedingung bei der gemessenen Targetdicke von 20 keV noch erfüllt ist.

Die Protonenenergie wurde bei der Messung auf die Mitte der hierbei auftretenden Resonanzkurve eingestellt. Der Raumwinkel des Szintillationszählers zum Target wurde so klein gewählt ($0,05/4\pi$), daß die Geometrie der Anordnung eine Genauigkeit der Messung unter 1% gestattete.

Die Messungen bei verschiedenen Winkeln wurden auf den Wert bei 90° bezogen. Das Target wurde so eingestellt, daß die Targetnormale jeweils den Winkel zwischen Meßrichtung und 90° -Richtung halbierte. Dadurch erübrigten sich Korrekturen hinsichtlich der Absorption im Targethalter.

Der Szintillationszähler bestand aus einem NaJ(Tl)-Kristall von $2'' \times 1\frac{1}{2}''$ mit 6342-Photomultiplier. Die Linearität des Verstärkers wurde unter Verwendung der γ -Strahlen der $F^{19}(p, \alpha \gamma)$ -Resonanz bei 340 keV und der von ThC'' geeicht. Der Meßvorgang bestand darin, daß jeweils immer das Impulsspektrum für Impulse oberhalb 9 MeV mit einem Sunvic-Vielkanalanalysator aufgenommen wurde (Abb. 1). Als Monitor

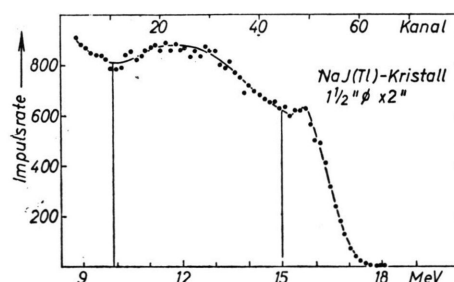


Abb. 1. Ausschnitt aus der γ -Impulsverteilung von $Li^7(p, \gamma)Be^8$; E_p : 441 keV.

wurde ein kleinerer Szintillationszähler verwendet, der in einer von der Targetlage möglichst unabhängigen Geometrie aufgestellt war. Unabhängig davon wurde für jeden Meßpunkt die gesamte Protonenladung bestimmt. Langperiodische Schwankungen wurden dadurch eliminiert, daß jede Messung bei einem gewählten Winkel durch eine solche bei 90° zum Protonenstrahl abgelöst wurde. Es wurde auf beiden Seiten des Protonenstrahls gemessen und die Werte einander entsprechender Winkel gemittelt.

Zur Auswertung der Spektren hinsichtlich der 17,6 MeV-Strahlung wurden nur die Zählraten aus der Impulsverteilung oberhalb etwa 15 MeV verwen-

⁴ D. H. WILKINSON, Phil. Mag. **45**, 259 [1954].

⁵ S. DEVONS u. M. G. N. HINE, Proc. Roy. Soc., Lond. A **199**, 56 [1949].

⁶ S. DEVONS u. G. R. LINDSEY, Proc. Phys. Soc., Lond. A **63**, 1202 [1950].

⁷ G. M. GRIFFITHS, Canad. J. Phys. **33**, 209 [1954].

⁸ J. B. FRENCH u. A. FUJII, Phys. Rev. **105**, 652 [1957].

^{8a} V. KÖNIG, Diplomarbeit, Hamburg 1958.

⁹ G. H. SAWYER u. J. A. PHILLIPS, Los Alamos Rep. LA-1578 [1953].

det, so daß nach CAMPBELL die 14,8 MeV-Strahlung nicht beteiligt ist. Für die Messung beider Strahlungen wurden die Zählraten oberhalb 10 MeV verwendet, da angenommen wurde, daß Streueffekte sich erst unterhalb dieser Energie bemerkbar machen. Bei den Meßwerten wurden noch die Schwerpunktskorrekturen angebracht. Dank der immer aufgenommenen Impulsspektren war es möglich, die infolge des DOPPLER-Effekts mit dem Winkel auftretenden schwachen Verzerrungen des Spektrums recht genau zu korrigieren.

Abb. 2 zeigt das Resultat der Messungen an der 17,6 MeV-Strahlung, wobei alle Korrekturen berück-

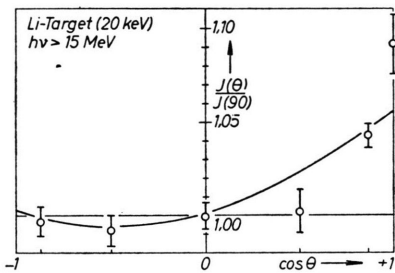


Abb. 2. γ-Winkelverteilung von Li⁷(p, γ)Be⁸; E_p: 441 keV; hν > 15 MeV.

sichtigt sind. Sie zeigen eine auch bei allen Einzelmessungen reproduzierte Abweichung von der Isotropie in der Vorwärtsrichtung. Die durch Ausgleichsrechnung ermittelte Funktion der Winkelabhängigkeit ergibt, sofern man sich darauf beschränkt, nur Glieder mit cos² θ noch zuzulassen:

$$W(\theta)_{17,6} = 1,000 + (0,027 \pm 0,002) \cos \theta + (0,028 \pm 0,003) \cos^2 \theta.$$

Legt man der Auswertung eine Impulshöhenverteilung bis zu Energien von 10 MeV herab zugrunde, wodurch nun auch die 14,8 MeV-Strahlung zum Teil zur Geltung kommt, so findet man nach der Ausgleichung der Meßwerte die Winkelverteilung (Abb. 3)

$$W(\theta)_{>10} = 1,000 + (0,021 \pm 0,004) \cos \theta + (0,032 \pm 0,005) \cos^2 \theta,$$

die nur wenig von der obigen Verteilung abweicht. Infolgedessen wird die 14,8 MeV-Strahlung annähernd isotrop verteilt sein. Aus diesen beiden Verteilungen kann man die Winkelverteilung der reinen 14,8 MeV-Strahlung ermitteln, wenn man die von CAMPBELL durchgeführte Abschätzung über die Zusammensetzung des Gesamtspektrums gemäß einem

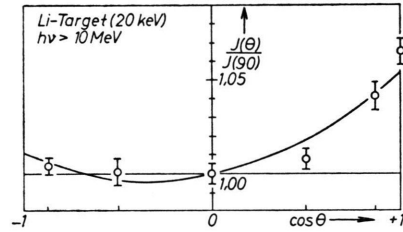


Abb. 3. γ-Winkelverteilung von Li⁷(p, γ)Be⁸; E_p: 441 keV; hν > 10 MeV.

Intensitätsverhältnis der Anteile der 17,6- zur 14,8 MeV-Strahlung in der Resonanz von $1,7 \pm 0,2$ zugrunde legt. Gemäß dieser Analyse müssen sich für Impulse > 10 MeV die Gesamtpulsraten der beiden Strahlungen wie $2,3 \pm 0,3$ verhalten. Hieraus wird die Winkelverteilung der 14,8 MeV-Strahlung schließlich:

$$W(\theta)_{14,8} = (1,00 \pm 0,24) + (0,008 \pm 0,017) \cos \theta + (0,043 \pm 0,020) \cos^2 \theta$$

(Abb. 4). Diese Aussage ist naturgemäß mit einer im Verhältnis zu den obigen Resultaten erheblich größeren Unsicherheit behaftet. Die Anisotropien sind so gering, daß sie in der Meßgenauigkeit der früheren Messungen untergehen mußten.

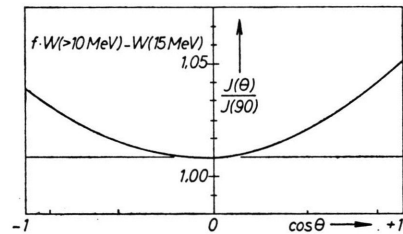


Abb. 4. Nach Differenzbildung gewonnene Winkelverteilung der 14,8 MeV-γ-Strahlung aus Li⁷(p, γ)Be⁸; E_p: 441 keV.

Diskussion

Die beobachtete schwache Anisotropie setzt sich aus einem cos θ- und einem cos² θ-Anteil zusammen. Hier soll nur der cos² θ-Anteil der 17,6 MeV-Strahlung diskutiert werden, da der cos θ-Anteil der Interferenz des noch vorhandenen nicht-resonanten Anteils der Strahlung mit der Resonanz-Strahlung zugeschrieben werden kann. Der nicht-resonante Anteil kommt durch Einfang von s-Protonen zustande, wie z. B. von WILKINSON diskutiert wurde, und geht wahrscheinlich von einem 1⁻-Niveau aus. Zwar könnte dieses Niveau auch durch d-Protonen-Einfang

zustande kommen, wodurch auch ein $\cos^2 \Theta$ -Term in der Winkelverteilung der nicht-resonanten Strahlung auftreten könnte, doch ist der Beitrag der d-Protonen vernachlässigbar. Es kann der $\cos^2 \Theta$ -Anteil aber wohl der Resonanzstrahlung, die nach p-Protonen-Einfang aus einem 1^+ -Zustand entsteht, zugeordnet werden. Die p-Protonen können über den Kanalspin $S=2$ oder $S=1$ zu dem Niveau 1^+ führen. Die Beiträge beider Kanäle überlagern sich inkohärent und können nicht miteinander interferieren. Sie mögen mit den Wahrscheinlichkeiten w_2 und w_1 auftreten, ihr Verhältnis w_2/w_1 sei x .

Mit Hilfe des Kanalspinformalismus läßt sich die Winkelverteilung berechnen zu

$$W(\Theta) \sim 1 + \frac{5-x}{5+7x} \cos^2 \Theta.$$

Hiernach würde sich für $x=5$ eine isotrope Verteilung ergeben, bzw. es würde eine als vollständig isotrop gemessene Verteilung ein Intensitätsverhältnis der beiden Kanäle von 5 : 1 erfordern.

In den letzten Jahren sind zahlreiche Untersuchungen über den Einfluß der Einteilchen-Spin-Bahn-Kopplung speziell bei den Kernen der p-Schale durchgeführt worden^{8, 10-13}. Dabei ergab sich im großen und ganzen die Vorstellung, daß bei den Kernen am Anfang der p-Schale die LS-Kopplung die experimentellen Verhältnisse mit größerer Wahrscheinlichkeit beschreiben kann, und daß mit dem Auffüllen der Schale in zunehmendem Maße die j, j -Kopplung wirksam wird, so daß jeweils eine Kombination beider Kopplungsarten zu betrachten ist (*intermediate coupling*).

Man kann nun zeigen, daß sich unter Voraussetzung reiner LS-Kopplung ein Intensitätsverhältnis der Kanalspinanteile von gerade 5 : 1 ergibt, was nach oben vollständige Isotropie der emittierten

γ -Strahlung nach sich zöge. Für den hier vorliegenden Fall des Kerns Be⁸ kann man aber nach Überlegungen von KURATH¹², FRENCH und AUERBACH¹³ eher eine *intermediate coupling* mit $a/K \approx 2-3$ anwenden (a ist die Spin-Bahn-Kopplungskonstante, K ist eine Linearkombination der in der Betrachtung der Zweikörperwechselwirkung auftretenden SLATERschen Austauschintegrale; $a/K=0$ bedeutet LS-Kopplung, zunehmendes a/K bedeutet steigenden Beitrag der j, j -Kopplung). FRENCH und FUJII⁸ haben die Kopplungsverhältnisse bei der Li⁷(p, γ [M 1])Be⁸-Reaktion theoretisch näher betrachtet. Für a/K -Werte von 0, 1, 2 fanden sie für das Kanalspinverhältnis x die Werte 5, 100, 14.

Aus der hier durchgeführten Untersuchung der Winkelverteilung der γ -Strahlung ergibt sich aus der gemessenen $\cos^2 \Theta$ -Anisotropie ein experimentelles Kanalspinverhältnis von

$$x = 4,1 \pm 0,1.$$

Nach einer nicht veröffentlichten Rechnung von FRENCH¹⁴ läßt sich dieser Wert mit einem a/K -Wert von 2-3 vereinbaren. Dieser Wert steht in überraschend guter Übereinstimmung mit dem Wert $a/K \approx 2$, der sich z. B. aus der gemessenen Strahlungsbreite der 17,6 MeV-Strahlung ergibt¹⁵.

Während in die Winkelverteilungsfunktion der 17,6 MeV-Strahlung nur das Kanalspinverhältnis eingeht, muß man bei der 14,8 MeV-Strahlung noch weitere Parameter berücksichtigen (vgl. Anm. ⁶), so daß aus den hier durchgeführten Winkelverteilungsmessungen allein keine weiteren Schlüsse gezogen werden können.

Herrn Prof. SÜSSMANN danken wir für mehrere Diskussionen. Der Deutschen Forschungsgemeinschaft sind wir für die finanzielle Unterstützung dieser Untersuchungen zu Dank verpflichtet.

¹⁰ D. R. INGLIS, Rev. Mod. Phys. **25**, 390 [1953].

¹¹ A. M. LANE, Proc. Phys. Soc., Lond. A **68**, 197 [1955].

¹² D. KURATH, Phys. Rev. **101**, 216 [1956].

¹³ T. AUERBACH u. J. B. FRENCH, Phys. Rev. **98**, 1276 [1955].

¹⁴ J. B. FRENCH, priv. Mitteilung.

¹⁵ D. KURATH, Phys. Rev. **106**, 975 [1957].