

Die Photospaltung des Deutons mit der Lithium-Gammastrahlung

Autor(en): **Wäffler, H. / Younis, S.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **23 (1950)**

Heft [3]: **Supplementum 3. Internationaler Kongress über Kernphysik und Quantenelektrodynamik**

PDF erstellt am: **23.09.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-422247>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern. Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

Die Photospaltung des Deutons mit der Lithium-Gammastrahlung

von **H. Wäffler** und **S. Younis** (Eidg. Techn. Hochschule, Zürich).

Eine experimentelle Untersuchung des Kernphotoeffektes am Deuton gestattet grundsätzlich, zwischen den verschiedenen Kraftansätzen der Mesontheorie zu entscheiden. Die Theorie dieses Kernprozesses erlaubt nämlich eine exakte Berechnung des Wirkungsquerschnittes σ und der Winkelverteilung $J(\Theta)$ der emittierten Photoprotonen (bzw. Photoneutronen). Beide Grössen hängen von dem der Rechnung zugrundegelegten Ansatz ab. Vor allem im Gebiet hoher Quantenenergien ($h\nu \gg 2,2$ MeV) sind Messungen von Nutzen, weil dort die verschiedenen Kraftansätze zum Teil stark voneinander abweichende Resultate ergeben.

Die im Prozess $\text{Li}^7(p, \gamma)\text{Be}^8$ emittierte Gammastrahlung besteht aus zwei Linien mit den Quantenenergien $h\nu = 17,6$ bzw. $h\nu = 14,8$ MeV. Ihr Intensitätsverhältnis: $J(17,6)/J(14,8)$ beträgt sowohl in Richtung des einfallenden Protonenstrahls¹⁾, als auch senkrecht dazu²⁾ etwa 2/1. Mit diesen Gammastrahlen wurden Kernphotoplatten (Ilford C₂, Kodak NT2a, Schichtdicke 200 μ), welche in die Emulsion eingelagertes Deuterium enthielten, in streifender Inzidenz bestrahlt. Die Einlagerung des Deuteriums in die Platten erfolgte durch Tränken in schwerem Wasser (D₂O). Mit jeder D₂O-Platte wurde gleichzeitig eine in gewöhnlichem Wasser getränkte Platte mitbestrahlt. Auf je 21 cm² Plattenfläche entfielen in den H₂O-Platten rund 600, in den D₂O-Platten 1200 Protonenspuren mit Energien zwischen 5,6 und 8,8 MeV. Die Energieverteilung der 600 Protonen, welche man als Überschuss erhält, zeigt zwei ausgeprägte Maxima bei 6,3 bzw. 7,7 MeV, entsprechend den beiden Linien der Lithiumgammastrahlung. Die Winkelverteilung dieser Photoprotonen stimmt gut mit der theoretischen Formel

$$J(\Theta) = A + \sin^2 \Theta \quad (1)$$

(Θ = Winkel zwischen Gammastrahl und Photoproton im Schwerpunktsystem) überein (s. Fig. 1). Für die exakte Bestimmung der

¹⁾ R. L. WALKER und B. D. McDANIEL, Phys. Rev. **74**, 315 (1948).

²⁾ Nach eigenen noch unveröffentlichten Messungen.

Konstanten A verwendet man zweckmässigerweise nur Spuren, welche (im Schwerpunktsystem) innerhalb eines Rotationskegels um die 0° - bzw. 90° -Richtung liegen. Man kann zeigen, dass unter Zugrundelegung der Winkelverteilung (1) für einen angenommenen Wert der Grösse A der Öffnungswinkel 2α des Rotationskegels sich unabhängig von der Zahl der ausgemessenen Spuren so bestimmen lässt, dass der statistische Fehler von A ein Minimum wird. So beträgt beispielsweise für $A = 0,12$ dieser optimale Öffnungswinkel

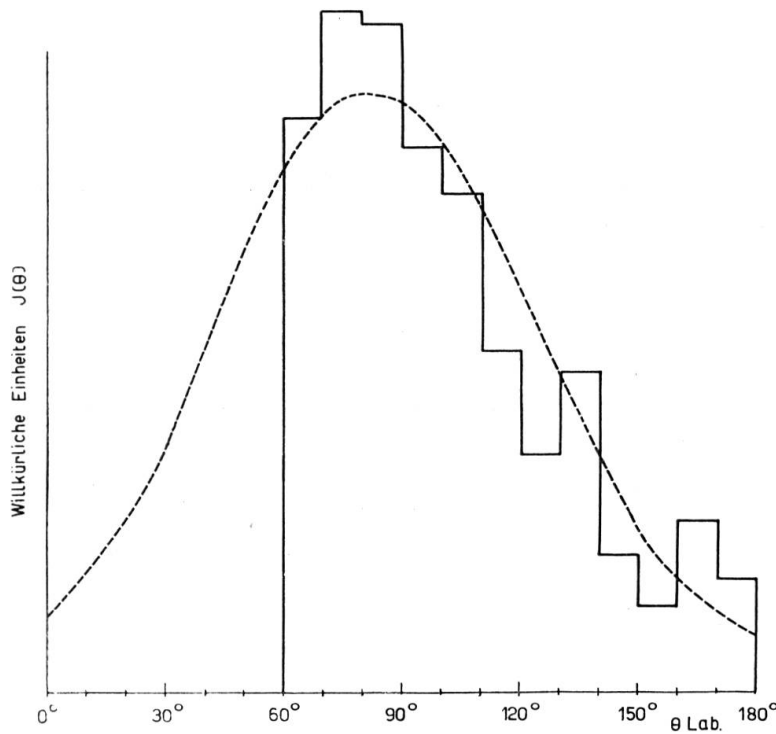


Fig. 1.

Winkelverteilung der Photoprotonen (ca. 600 Spuren).

—— Beobachtete Spurenzahl pro Raumwinkeleinheit (Laborsystem).

----- In das Laborsystem transformierte Verteilung: $J(\theta) = 0,12 + \sin^2 \theta$.

Die beiden Diagramme sind (im Winkelbereich $60^\circ \leq \theta_{\text{Lab}} \leq 180^\circ$) flächengleich gezeichnet. Die experimentelle Verteilung wurde nur bis zu 60° aufgenommen, weil unter kleineren Winkeln nicht mehr eindeutig zwischen Photoprotonen und Rückstossprotonen unterschieden werden kann.

$2\alpha \sim 48^\circ$. Für die Auswertung können nur diejenigen in Richtung des Gammastrahls fallenden Photoprotonen, für welche $180^\circ - \alpha \leq \theta \leq 180^\circ$ ist, benützt werden. Infolge des natürlichen Deuteriumgehaltes des Protonenstrahls emittiert nämlich die Quelle ausser der Lithium-Gammastrahlung auch noch stets energiereiche, aus der Reaktion $\text{Li}(D, n)$ stammende Neutronen. Diese Neutronen erzeugen in

der Emulsion Rückstossprotonen, welche die Ausmessung der Photoprotonen in der Vorwärtsrichtung ($0 \leq \Theta \leq \alpha$) verunmöglichen. Bei den vorliegenden Messungen wurde zur Berechnung der Konstanten A die Anzahl der Photoprotonen mit Energien zwischen 5,8 und 8 MeV, welche im *Schwerpunktsystem* innerhalb von Rotationskegeln mit 48° Öffnungswinkel und den Achsen

a) *senkrecht* zur Richtung des einfallenden Gammastrahls (2 Kegel, 250 Spuren); b) *in* Richtung des Gammastrahls (1 Kegel, $180^\circ - \alpha \leq \Theta \leq 180^\circ$, 20 Spuren) bestimmt. Es ergibt sich für beide Linien zusammen

$$A 0,12 \pm 0,10 \text{ (mittlerer statistischer Fehler)} \quad (2)$$

Der totale Wirkungsquerschnitt wurde aus der Zahl *aller* beobachteten Photoprotonen berechnet (600 Spuren). Sein Wert, für beide Linien zusammen, beträgt

$$\frac{2}{3} \sigma (17,6) + \frac{1}{3} \sigma (14,8) = (7,5 \pm 2,5) \cdot 10^{-28} \text{ cm}^2 \text{ (Fehlergrenze)} \quad (3)$$

Der Fehler in σ ist hauptsächlich durch die Unsicherheit in der absoluten Zahl der emittierten Gammaquanten bedingt. Diese

Tabelle I.

Theoretische Werte für σ (in 10^{-28} cm^2) und A
Quantenenergie $h\nu = 17,5 \text{ MeV}$.

Art des Potentials	Reichweite der Kraft in 10^{-13} cm	Nichtzentrale Kräfte						Zentralkräfte		
		I.		II.		III.		I.	II.	III.
		σ	A	σ	A	σ	A	σ	σ	σ
Rarita & Schwinger: Kastenpotential . .	2,80	7,68	0,015	7,23	0,077	3,76	0,36			
Tsing-Ming Hu & Massey: Kastenpotential . .	2,62	7,23	0,019	6,87	0,119	4,27	0,436	7,53	7,42	5,71
Kastenpotential . .	3,05	8,09	0,013	7,86	0,037	3,99	0,341	8,20	8,26	4,00
Kastenpotential . .	3,49	8,96	0,010	9,00	0,017	2,80	0,292	9,29	8,77	1,72
Exponential- Potential	1,74	7,33	0,018	7,38	0,071	4,45	0,199			
Yukawa-Potential .	1,74	7,25	0,017	7,67	0,058	4,59	0,106			

wurde mit einem dickwandigen Aluminiumzähler, unter Benützung der von FOWLER und Mitarbeitern¹⁾ gegebenen Kurven für die

¹⁾ W. A. FOWLER, C. C. LAURITSEN und T. LAURITSEN, Rev. Mod. Phys. **20**, 236 (1948).

Quantenausbeute bestimmt. Der in (3) angegebene Fehler beruht auf der Annahme einer Unsicherheit von 20% in der absoluten Gammaintensität.

Die vorliegenden experimentellen Werte können mit der Theorie verglichen werden. In Tabelle 1 sind die Ergebnisse der Rechnungen von RARITA und SCHWINGER¹⁾ sowie von TSING-MING HU und MASSEY²⁾ zusammengestellt. Diese Rechnungen wurden für die drei Krafttypen der sog. symmetrischen (I.) geladenen (II.) und neutralen (III.) Theorie durchgeführt.

Ein Vergleich der experimentellen Werte mit den Grössen der Tabelle 1 ergibt eine ausserhalb des Fehlers liegende Abweichung gegenüber den Ergebnissen der neutralen Theorie. Dagegen sind die Messresultate sowohl mit der symmetrischen, als auch mit der geladenen Theorie verträglich.

¹⁾ W. RARITA & J. SCHWINGER, Phys. Rev. **59**, 556 (1941).

²⁾ TSING-MING HU & H. S. MASSEY, Proc. Roy. Soc. **196**, 135 135 (1949).