

schen Näherung gegenüber Ladungskonjugation<sup>5</sup> auch die Kernkorrektur  $R_K = \bar{R}_K$  und damit

$$\bar{A} = A. \quad (6)$$

Für den Fall der Positronenvernichtung liefert  $\bar{A} \neq A$  in  $A$  gerade die Funktion  $\tilde{G}(q^2)$  für inelastische Prozesse. Benutzt man außerdem die in<sup>1</sup> angegebene Entwicklung der  ${}_2F_1$ -Funktion [Gl. (46 a)] und bricht nach dem ersten Glied ab, benutzt also nur die erste COULOMB-sche Korrektur zur BORNschen Näherung, so ist:

$$A = (1 - \varrho) / (1 + \varrho) \quad \text{mit} \quad \varrho = \delta / \bar{\delta}. \quad (7)$$

<sup>5</sup> P. ROMAN, Theory of Elementary Particles, Amsterdam, North-Holland Publishing Company 1960, S. 283/284, und die dort zitierte Literatur.

Mit  $\delta$  und  $\bar{\delta}$  nach (III. 9) und (III. 8b) hat man näherungsweise

$$A \sim \pi Z \alpha [(1/\beta_1^\pm) + (1/\beta_2^\pm)] \quad (8)$$

und bei Berücksichtigung der Positronenvernichtung

$$A \approx \pi Z \alpha [(1/\beta_1^\pm) + (1/\beta_2^\pm)] \tilde{G}(q^2) \quad (9)$$

mit  $\beta = 1/\sqrt{1 - 1/\varepsilon^2}; \quad \varepsilon = E/m$

für inelastische Prozesse und damit dasselbe bereits von DRELL und PRATT bei elastischen Prozessen vorausgesagte Verhalten<sup>6</sup>.

<sup>6</sup> Herrn Prof. W. C. BARBER danke ich herzlich für die private Mitteilung, daß Gl. (9) von seiner Arbeitsgruppe bereits experimentell bestätigt wurde.

## Die Spektren der Photoneutronen aus den Reaktionen $C^{12}(\gamma, n)C^{11}$ und $O^{16}(\gamma, n)O^{15}$ \*

Von H. FUCHS, D. HAAG, K. H. LINDENBERGER und U. MEYER-BERKHOUT

I. Physikalisches Institut der Universität Heidelberg  
(Z. Naturforsch. **17 a**, 439–441 [1962]; eingegangen am 31. März 1962)

Photoneutron energy spectra and yields from carbon and oxygen were measured using 31 Mev bremsstrahlung. The neutrons were detected via the recoil protons in a stilbene crystal. The energy spectrum of the photoneutrons from the  $O^{16}(\gamma, n)$ -reaction shows pronounced structure.

Es wurden die Energiespektren der Neutronen aus den durch 31 MeV-Bremsstrahlung ausgelösten Reaktionen  $C^{12}(\gamma, n)C^{11}$  und  $O^{16}(\gamma, n)O^{15}$  untersucht. Als Targets dienten Graphit bzw. Wasser, als Spektrometer ein Stilben-Szintillationszähler, in dem die Neutronen über die Rückstoßprotonen nachgewiesen wurden. Die Größe des Stilben-Kristalls betrug  $1'' \times \frac{1}{2}'' \phi$ . Die Arbeitsweise des Spektrometers entspricht einem Vorschlag von BROEK und ANDERSON<sup>1</sup>. Dabei werden alle Winkel zwischen Neutron und Rückstoßproton zugelassen. Die Energieverteilung der einfallenden Neutronen ergibt sich im wesentlichen durch eine Differentiation des Energiespektrums der Rückstoßprotonen. Das Auswertungsverfahren ist im einzelnen bei BROEK und ANDERSON<sup>1</sup> beschrieben. Der Nachweis der Neutronen in dem sehr intensiven Untergrund an  $\gamma$ -Strahlung wurde durch Anwendung des Verfahrens der Impulsformdiskrimination<sup>1–3</sup> ermöglicht. Messungen zeigten, daß Rückstoßprotonen mit Energien oberhalb von 1,5 MeV

stets registriert und einwandfrei von  $\gamma$ -Impulsen getrennt wurden. Das Spektrometer wurde mit Hilfe einer Po-Be-Neutronenquelle erprobt und geeicht. Die Form der gemessenen Po-Be-Neutronenspektren ist in ausgezeichneter Übereinstimmung mit den von MURRAY<sup>4</sup> und von WHITMORE und BAKER<sup>5</sup> publizierten Kurven. Eine Abschätzung des Auflösungsvermögens des Spektrometers ergab, daß die Halbwertsbreite für 10 MeV-Neutronen etwa 5% beträgt.

Zwei bei Bestrahlung von Graphit erhaltene Neutronenspektren sind in Abb. 1 a und b dargestellt. Darüber hinaus wurde die absolute Ausbeute  $Y_n(E_n > 2,5 \text{ MeV})$  an Photoneutronen mit Energien oberhalb von 2,5 MeV abgeschätzt. Die für die Abschätzung erforderliche Winkelverteilung der Photoneutronen wurde der Arbeit von EMMA et al.<sup>6</sup> entnommen. Diese Ausbeute  $Y_n(E_n > 2,5 \text{ MeV})$  kann mit der Ausbeute  $Y_{11}$  der Reaktion  $C^{12}(\gamma, n)C^{11}$  verglichen werden, die durch Absolutzählung der in gleichzeitig bestrahlten Polystyrol-Proben induzierten Aktivität bestimmt wurde. Als Ergebnis des Vergleichs erhält man

$$Y_n(E_n > 2,5 \text{ MeV})/Y_{11} = (0,85 \pm 0,20),$$

wobei der angegebene Fehler im wesentlichen durch die Genauigkeit bestimmt ist, mit der die Ansprechwahrscheinlichkeit des Neutronenspektrometers abgeschätzt werden kann. Da bei einer Bremspektrumsendenergie von 31 MeV die Mehrteilchenprozesse noch nicht wesentlich zur Gesamtausbeute an Photoneutronen beitragen können, folgt daraus, daß wahrscheinlich nur etwa 15%, sicherlich jedoch nicht mehr als 35% der Neutronen aus der  $C^{12}(\gamma, n)C^{11}$ -Reaktion mit Energien unterhalb von 2,5 MeV emittiert werden. Das Neutro-

<sup>3</sup> R. BACHELOR, W. B. GILBOY, A. D. PURNELL u. J. H. TOWLE, Nucl. Instrum. Meth. **8**, 146 [1960].

<sup>4</sup> R. B. MURRAY, Nucl. Instrum. **2**, 237 [1958].

<sup>5</sup> B. C. WHITMORE u. W. B. BAKER, Phys. Rev. **78**, 799 [1950].

<sup>6</sup> V. EMMA, C. MILONE u. A. RUBBINO, Phys. Rev. **118**, 1297 [1960].

\* Vorläufige Ergebnisse dieser Arbeit wurden bereits auf der Tagung des Verb. Dtsch. Physikal. Ges. und der Österr. Physikal. Ges. in Wien im Oktober 1961 vorgetragen (Phys. Verhandl. **9**, 206 [1961]).

<sup>1</sup> H. W. BROEK u. C. E. ANDERSON, Rev. Sci. Instrum. **31**, 1063 [1960].

<sup>2</sup> R. B. OWEN, Nucleonics **17**, 9, 92 [1959].



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NonDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

nenspektrum muß daher unterhalb dieser Energie ziemlich rasch abfallen, wie es in Abb. 1 b durch die gestrichelte Linie angedeutet ist.

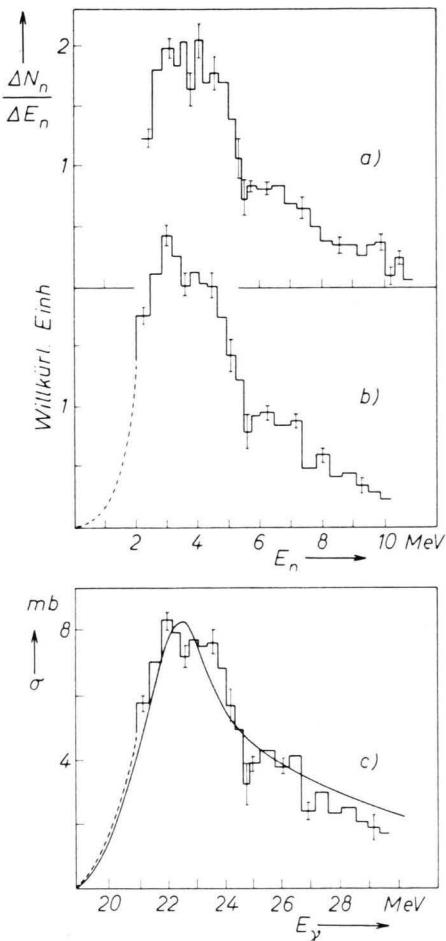


Abb. 1. Ergebnisse für den C<sup>12</sup>-Kern. 1 a und 1 b: C<sup>12</sup>-Photoneutronenspektren, gemessen bei zwei verschiedenen Einstellungen der Impulsformdiskrimination. Endenergie des Bremsstrahlpektrums  $E_0 = 31$  MeV. Beobachtungsrichtung gegenüber dem  $\gamma$ -Strahl  $\Theta = 90^\circ \pm 15^\circ$ . 1 c: Histogramm: Wirkungsquerschnitt der C<sup>12</sup>( $\gamma$ , n<sub>0</sub>)C<sup>11</sup>-Reaktion, berechnet aus dem Spektrum 1 b unter der Annahme, daß der C<sup>11</sup>-Kern stets im Grundzustand zurückbleibt. Die Fehlerbalken geben den statistischen Meßfehler an. Die Unsicherheit der angegebenen Absolutwerte beträgt etwa 25%. Kurve: Wirkungsquerschnitt der C<sup>12</sup>( $\gamma$ , n)C<sup>11</sup>-Reaktion nach BARBER et al.

Abb. 1 zeigt, daß das Spektrum der Photoneutronen von Kohlenstoff zwar keine ausgeprägte Struktur aufweist, jedoch hat es keineswegs den für ein einzelnes breites Resonanzabsorptionsniveau charakteristischen Verlauf. Neben dem breiten Maximum bei einer Neutronenenergie von 4 MeV scheint mindestens eine weitere Neutronengruppe bei einer Energie von etwa 6,5 MeV vorhanden zu sein. Nach Messungen von EMMA et al. besteht das Photoneutronenspektrum vom C<sup>12</sup> aus einer größeren Anzahl recht schmaler Maxima. Das

Auflösungsvermögen unseres Spektrometers reicht zwar nicht aus, um diese Strukturen aufzulösen, jedoch ist unser Ergebnis auch dann nicht völlig mit den Resultaten von EMMA et al. verträglich, wenn man deren publizierte Kurven mit dem Auflösungsvermögen unseres Spektrometers faltet und mit den Spektren in Abb. 1 a und b vergleicht.

Macht man die Annahme, daß der C<sup>11</sup>-Restkern bei der C<sup>12</sup>( $\gamma$ , n)-Reaktion stets im Grundzustand zurückbleibt, so kann aus den gemessenen Spektren der Wirkungsquerschnitt für die C<sup>12</sup>( $\gamma$ , n<sub>0</sub>)C<sup>11</sup>-Reaktion<sup>7</sup> be-

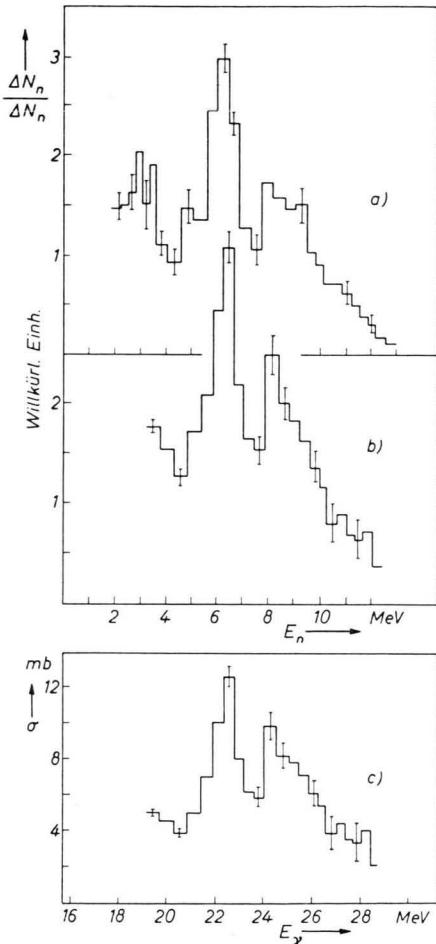


Abb. 2. Ergebnisse für den O<sup>16</sup>-Kern. 2 a und 2 b: O<sup>16</sup>-Photoneutronenspektren, gemessen bei zwei voneinander abweichenden Einstellungen der Impulsformdiskrimination. Endenergie des Bremsstrahlpektrums  $E_0 = 31$  MeV. Beobachtungsrichtung gegenüber dem  $\gamma$ -Strahl  $\Theta = 90^\circ \pm 15^\circ$ . 2 c: Wirkungsquerschnitt für die O<sup>16</sup>( $\gamma$ , n<sub>0</sub>)O<sup>15</sup>-Reaktion, berechnet aus dem Spektrum 2 b unter der Annahme, daß der O<sup>15</sup>-Kern stets im Grundzustand zurückbleibt. Die Fehlerbalken geben den statistischen Meßfehler an. Die Unsicherheit der angegebenen Absolutwerte beträgt etwa 25%.

<sup>7</sup> Der Index 0 an der Bezeichnung für das emittierte Teilchen möge im folgenden Übergänge zum Grundzustand des Folgekernes bezeichnen.

rechnet werden. Das Ergebnis ist in Abb. 1 c als Histogramm aufgetragen. Die glatte Kurve in dieser Abbildung gibt den von BARBER et al.<sup>8</sup> publizierten Wirkungsquerschnitt für die Reaktion  $C^{12}(\gamma, n)C^{11}$  an. Dieser wurde von den genannten Autoren durch Messung der induzierten  $C^{11}$ -Aktivität in Abhängigkeit von der Bremspektrumsendenergie ermittelt. Die beiden Wirkungsquerschnitte stimmen im Verlauf und in ihren Absolutwerten gut überein. Daraus kann geschlossen werden, daß bei der  $C^{12}(\gamma, n)C^{11}$ -Reaktion in dem betrachteten Energiebereich gemäß der oben gemachten Annahme vornehmlich Übergänge zum Grundzustand des Folgekerns stattfinden. Nach BARBER und DODGE<sup>9</sup> und GOVE et al.<sup>10</sup> gilt bei Anregungsenergien unterhalb von 25 MeV dasselbe auch für die  $C^{12}(\gamma, p)B^{11}$ -Reaktion. Ein Vergleich unseres  $C^{12}(\gamma, n_0)C^{11}$ -Wirkungsquerschnitts mit dem entsprechenden Wirkungsquerschnitt für die  $(\gamma, p_0)$ -Reaktion am  $C^{12}$ -Kern<sup>9, 11, 12</sup> zeigt, daß diese Wirkungsquerschnitte innerhalb ihrer Fehlergrenzen übereinstimmen.

Die Ergebnisse für den  $O^{16}$ -Kern sind in Abb. 2 dargestellt. Die mit a und b bezeichneten Histogramme sind Neutronenspektren aus zwei unabhängigen Messungen. Man erkennt zwei ausgeprägte Maxima bei Neutronenenergien von etwa 6,5 MeV und 8,5 MeV. Auf Grund der verbesserten statistischen Genauigkeit unserer Meßwerte gegenüber den mit Kernemulsionen erhaltenen Daten von MILONE und RUBBINO<sup>13</sup> kann diese schon von den genannten Autoren gefundene Struktur damit als gesichert gelten. In gleicher Weise wie im Fall der  $C^{12}(\gamma, n)C^{11}$ -Reaktion wurde unter Benutzung der von MILONE und RUBBINO<sup>13</sup> gemessenen Winkelver-

teilung der Photoneutronen der Bruchteil der Neutronen abgeschätzt, die mit einer Energie unterhalb von 4 MeV emittiert werden. Zu diesem Zweck wurde die Ausbeute an Photoneutronen  $Y_n(E_n > 4 \text{ MeV})$  mit der Ausbeute  $Y_{15}$  der  $O^{16}(\gamma, n)O^{15}$ -Reaktion, welche von BRIX et al.<sup>14</sup> ermittelt wurde, verglichen<sup>15</sup>. Man erhält

$$Y(E_n > 4 \text{ MeV})/Y_{15} = (0,95 \pm 0,25).$$

Dies bedeutet, daß sicher weniger als 30% aller Neutronen mit Energien unterhalb von 4 MeV emittiert werden. Nimmt man wieder an, daß auch bei der  $O^{16}(\gamma, n)O^{15}$ -Reaktion der  $O^{15}$ -Kern stets im Grundzustand zurückbleibt, so läßt sich der Wirkungsquerschnitt für die  $O^{15}(\gamma, n_0)$ -Reaktion aus dem gemessenen Neutronenspektrum ableiten. Das Ergebnis ist in Abb. 2 c gezeigt. Der Wirkungsquerschnitt stimmt im Verlauf und in seinem Absolutwert innerhalb der Fehlergrenzen mit dem Wirkungsquerschnitt für die  $O^{16}(\gamma, p_0)N^{15}$ -Reaktion überein, wie sich aus einem Vergleich des in Abb. 2 c aufgetragenen Wirkungsquerschnitts mit dem Wirkungsquerschnitt von BARBER und DODGE<sup>9</sup> und von SCHECHTER<sup>16</sup> für die  $(\gamma, p_0)$ -Reaktion am  $O^{16}$  ergibt. Beide Wirkungsquerschnitte sind durch ausgeprägte Resonanzmaxima bei Anregungsenergien des  $O^{16}$ -Kerns von etwa 22,2 MeV und 24,5 MeV gekennzeichnet. Dies ist in guter Übereinstimmung mit den theoretischen Vorhersagen von ELLIOT und FLOWERS<sup>17</sup>, BROWN et al.<sup>18, 19</sup> und SAWICKY<sup>20</sup>.

Das Bundesministerium für Atomkernenergie und die Deutsche Forschungsgemeinschaft haben diese Arbeit durch Bereitstellung von Mitteln und Apparaten wesentlich gefördert.

- <sup>8</sup> W. C. BARBER, W. D. GEORGE u. D. D. REAGAN, Phys. Rev. **98**, 73 [1955].  
<sup>9</sup> W. R. DODGE u. W. C. BARBER, private Mitteilung, wird in Phys. Rev. veröffentlicht.  
<sup>10</sup> H. E. GOVE, A. E. LITHERLAND u. R. BATCHELOR, Nucl. Phys. **26**, 480 [1961].  
<sup>11</sup> K. O. HERMANN, Diplomarbeit, Heidelberg 1962.  
<sup>12</sup> J. ZIMMERER, Diplomarbeit, Heidelberg 1962.  
<sup>13</sup> C. MILONE u. A. RUBBINO, Nuovo Cim. **13**, 1035 [1959].  
<sup>14</sup> P. BRIX, H. FUCHS, K. H. LINDENBERGER u. C. SALANDER, Z. Phys. **165**, 485 [1961].  
<sup>15</sup> Da BRIX et al. die Ausbeute  $Y_{15}$  bei einer Bremspektrumsendenergie von 34 MeV bestimmt haben, wurde diese unter Benutzung der Aktivierungskurve von CARVER u. LOKAN (Aust. J. Phys. **30**, 312 [1957]) auf eine Endenergie von 31 MeV umgerechnet.  
<sup>16</sup> M. SCHECHTER, Diplomarbeit, Heidelberg 1962.  
<sup>17</sup> J. P. ELLIOT u. B. H. FLOWERS, Proc. Roy. Soc., Lond. **242**, 57 [1957].  
<sup>18</sup> G. E. BROWN u. M. BOLSTERLI, Phys. Rev. Lett. **3**, 472 [1959].  
<sup>19</sup> G. E. BROWN, L. CASTILLEJO u. J. A. EVANS, Nucl. Phys. **22**, 1 [1961].  
<sup>20</sup> J. SAWICKY u. T. SODA, Nucl. Phys. **28**, 270 [1961].

## Teilchendiskriminierung mit KJ(Tl)-Szintillatoren

Von R. LANGKAU, H. NEUERT und H. WALTER \*

I. Institut für Experimentalphysik, Hamburg  
 (Z. Naturforschg. **17 a**, 441—443 [1962]; eingegangen am 26. April 1962)

Die Untersuchungen über das Lumineszenzverhalten der bekannten anorganischen Szintillatoren  $NaJ(Tl)$ ,

$KJ(Tl)$  und  $CsJ(Tl)$  gewannen neues Interesse, seit man fand, daß man mit diesen Kristallen Szintillationszähler bauen kann, die zwischen verschiedenen Teilchensorten zu unterscheiden vermögen. Diese Teilchendiskriminierung ist möglich auf Grund des unterschiedlichen zeitlichen Verlaufs der Lichtemission bei Anregung durch verschiedene Teilchenarten, also z. B.  $\alpha$ -Teilchen, Protonen und  $\gamma$ -Quanten<sup>1—3</sup>.

Von den drei obengenannten Szintillatoren ist unter

- <sup>2</sup> M. BORMANN, G. ANDERSSON-LINDSTRÖM, H. NEUERT u. H. POLLEHN, Z. Naturforschg. **14 a**, 681 [1959].  
<sup>3</sup> R. B. OWEN, Nucleonics **17**, Nr. 9, 92 [1959].

\* Auszugsweise vorgetragen auf der Tagung des Fachauschusses Kernphysik in Bad Pyrmont 1962.

<sup>1</sup> R. S. STOREY, W. JACK u. A. WARD, Proc. Phys. Soc., Lond. **72**, 1 [1958].