

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 31 (1958)
Heft: II

Artikel: (n, 2n)-Reaktion an Be⁹ für eine Neutronenenergie von 3,7 MeV
Autor: Wagner, R. / Huber, P.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-112903>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

Download PDF: 22.02.2026

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

$(n, 2n)$ -Reaktion an Be^9 für eine Neutronenenergie von 3,7 MeV

von **R. Wagner** und **P. Huber**, Universität Basel

(23. XI. 1957)

Zusammenfassung. Der Mechanismus der $(n, 2n)$ -Reaktion an Be^9 bei einer Neutronen-Energie von 3,7 MeV wird auf Grund des Spektrums der emittierten Neutronen ermittelt. Als Neutronenquelle dient die d - d -Reaktion bei Verwendung eines dicken rotierenden D_2O -Eistarget. Das Spektrum der unter $\varphi = 90^\circ$ im Laborsystem gegen die Einfallsrichtung der d - d -Neutronen emittierten Reaktionsneutronen wird mit Ilford- C_2 -Platten aufgenommen. Die Struktur des Spektrums spricht für eine zeitlich getrennte Emission der beiden Neutronen, das heisst die Reaktion verläuft über die angeregten Zustände von Be^9 .

Auf Grund der in den Platten gemessenen Anzahl von Protonen-Rückstoss-Spuren wurde der differentielle Querschnitt der $(n, 2n)$ -Reaktion an Be^9 für $\varphi = 90^\circ$ im Laborsystem und bei einer Neutronen-Energie von 3,7 MeV ermittelt. Er ergab sich zu:

$$\sigma_{\text{diff}}(n, 2n) = (39 \pm 8) \text{ mb/sterad}$$

1. Einleitung

Beim Beschuss von Be^9 mit Neutronen einiger MeV-Energie bildet sich nach den heutigen Vorstellungen über Kernreaktionen zunächst der Zwischenkern Be^{10} in einem angeregten Zustand. Dieser kann nach kurzer Zeit ein Neutron emittieren und Be^9 im Grundzustand (elastische Streuung) oder in einem angeregten Zustand zurücklassen. Liegt dieser angeregte Zustand über dem Grundzustand von Be^8 , so ist die Möglichkeit gegeben, dass ein weiteres Neutron emittiert wird.

Es ist jedoch auch denkbar, dass beide Neutronen vom angeregten Compoundkern simultan emittiert werden. Eine dritte Möglichkeit bestünde in einer Wechselwirkung zwischen der einfallenden Partikel und dem «Leuchtneutron» des Be^9 , ohne Beeinflussung des Rumpfes. Eine Entscheidung über den hier vorliegenden Reaktionsverlauf kann die Bestimmung des Neutronenspektrums geben. Werden die Neutronen nacheinander emittiert, so müssen sich im Spektrum bestimmte Gruppen bemerkbar machen, die den angeregten Zuständen von Be^9 entsprechen. Erfolgt die Emission jedoch simultan, oder haben wir

es mit einer Wechselwirkung mit dem «Leuchtneutron» zu tun, so ist eine kontinuierliche Energieverteilung der beiden Neutronen bis zu einer Maximalenergie vorhanden und es sind keine ausgezeichneten Gruppen im Spektrum zu erwarten.

2. Neutronenquelle

Als Neutronenquelle dient die $d-d$ -Reaktion. In einem 1-MeV-Kaskadengenerator werden die Deuteronen beschleunigt und treffen auf ein dickes Target aus schwerem Eis. Das Experiment verlangt eine hohe Neutronenintensität, weshalb im Mittel mit $100\ \mu A$ Deuteronenstrom be-

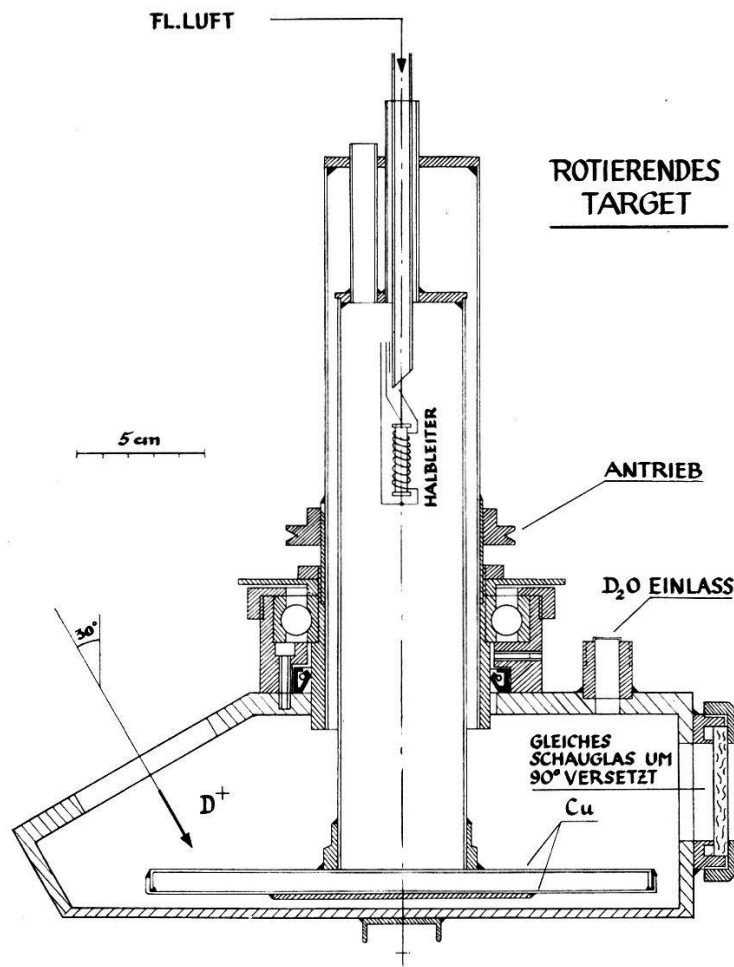


Fig. 1. Rotierendes Target.

Die Targetscheibe besteht aus Kupfer, das Gehäuse aus Messing. Um das Kugellager und die Dichtungsringe vor der tiefen Temperatur der flüssigen Luft zu schützen, ist der rotierende Teil als Dewar ausgebildet.

strahlt wurde. Bei dieser hohen Belastung sinkt die Ausbeute einer feststehenden Eisschicht innerhalb von 8 bis 10 min auf die Hälfte ab, so dass das Target nach dieser Zeit immer wieder erneuert werden muss. Es wurde deshalb ein rotierendes Target konstruiert, bei welchem eine dicke Eisschicht unter dem Deuteronenstrahl weggedreht wird (Fig. 1).

Die Neutronenausbeute wird laufend mit einem Hornyak-Detektor¹⁾ kontrolliert.

Das rotierende Target bedingt eine gewisse Anhäufung von Materie in der Nähe des Quellpunktes (Grosse rotierende Kupferscheibe, Kammer für flüssige Luft, Antriebsmotor usw.). Um den Einfluss auf die Halbwertsbreite des Neutronenspektrums zu bestimmen, wurde mit Ilford- C_2 -Kern-Emulsions-Platten das Neutronenspektrum eines kleineren fest-



Fig. 2.

Relative Häufigkeit $N(E_n)$ des $d-d$ -Neutronenspektrums eines kleinen feststehenden Eistargets bei einer Deuteronenenergie von 800 keV, aufgenommen mit einer Ilford- C_2 -Platte unter einem Winkel von 30° gegen die Vorwärtsrichtung im Laborsystem.

stehenden Targets und des rotierenden Targets aufgenommen (Fig. 2 und 3).

Zur Bestimmung des Neutronenspektrums des rotierenden Targets wurde eine Ilford- C_2 -Platte 90 min bestrahlt, bei einem mittleren Deuteronenstrom von $90 \mu\text{A}$. Das Eistarget musste während dieser Zeit nicht erneuert werden, denn die Ausbeute sank in 90 min nur um etwa 4% (Fig. 4). Das Target wurde durch Einfrieren einer auf der Cu-Scheibe stehenden D_2O -Schicht erzeugt. Dabei ergab sich für das Spektrum des rotierenden Targets eine Halbwertsbreite von 620 keV, für das des feststehenden Targets eine Halbwertsbreite von 590 keV. Die Verbreiterung ist also nicht wesentlich.

Die Nachfüllung der flüssigen Luft zur Kühlung der Targetscheibe erfolgt automatisch. Ein NTC-Widerstand steuert den Pegelstand in der Vorratskammer des rotierenden Target. Sinkt das Niveau der flüssigen Luft unter den Halbleiter, so bewirkt die elektrische Heizung (3,5 Watt) eine Erwärmung des Steuerelementes und damit eine starke Widerstandsabnahme. Mit Hilfe einer 6J6-Röhre und eines Relais wird eine

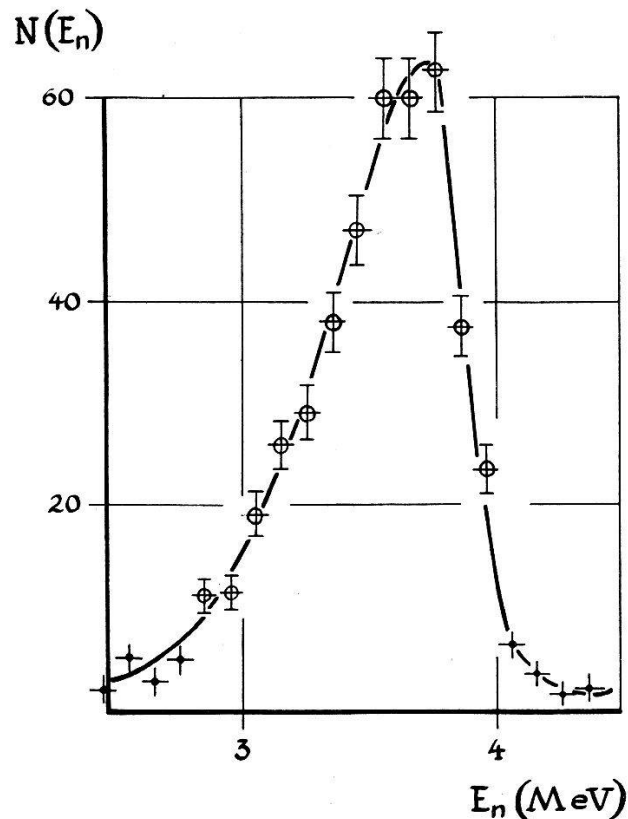


Fig. 3.

Relative Häufigkeit $N(E_n)$ des $d-d$ -Neutronenspektrums des rotierenden Targets bei einer Deuteronenenergie von 800 keV, aufgenommen mit einer Ilford-C₂-Platte unter einem Winkel von 30° gegen die Vorwärtsrichtung im Laborsystem. Die bei den Messpunkten angegebenen Strecken entsprechen dem mittleren Fehler.

Schaltuhr gestartet, die für einstellbare Zeit einen Luftkompressor betätigt, wodurch flüssige Luft in die Kammer des rotierenden Targets nachgefüllt wird (Fig. 5). Bei einer Belastung des Targets mit 90 μ A Deuteronenstrom erfolgt die Nachfüllung alle 8 min.

3. Energiespektrum

Wie bereits in der Einleitung bemerkt wurde, müssen sich im Spektrum der Neutronen, die vom angeregten Be¹⁰-Kern emittiert werden, dann bestimmte Energiegruppen auszeichnen, wenn die Emission zeitlich getrennt erfolgt, das heisst die Reaktion über die angeregten Zustände von Be⁹ verläuft. Der Reaktionsmechanismus wäre demnach der folgende:

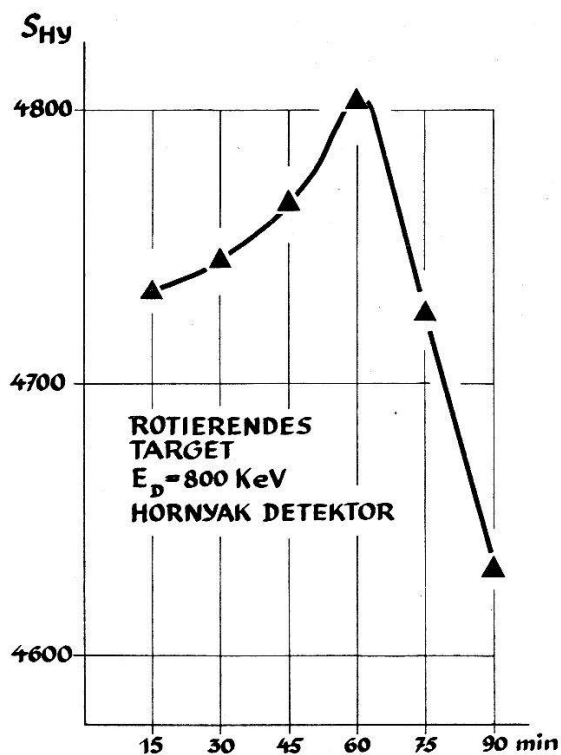


Fig. 4.

Ausbeute eines dicken rotierenden Eistargets bei einem mittleren Deuteronenstrom von $90\mu\text{A}$ und einer Deuteronenenergie von 800 keV. Die Darstellung zeigt die Monitor-Stosszahlen S_{HY} pro 15 min als Funktion der Bestrahlungszeit. Der Abfall der Neutronenintensität ist im wesentlichen auf eine Verschmutzung des Targets zurückzuführen (Ablagerung von Öldämpfen auf der Eisschicht).

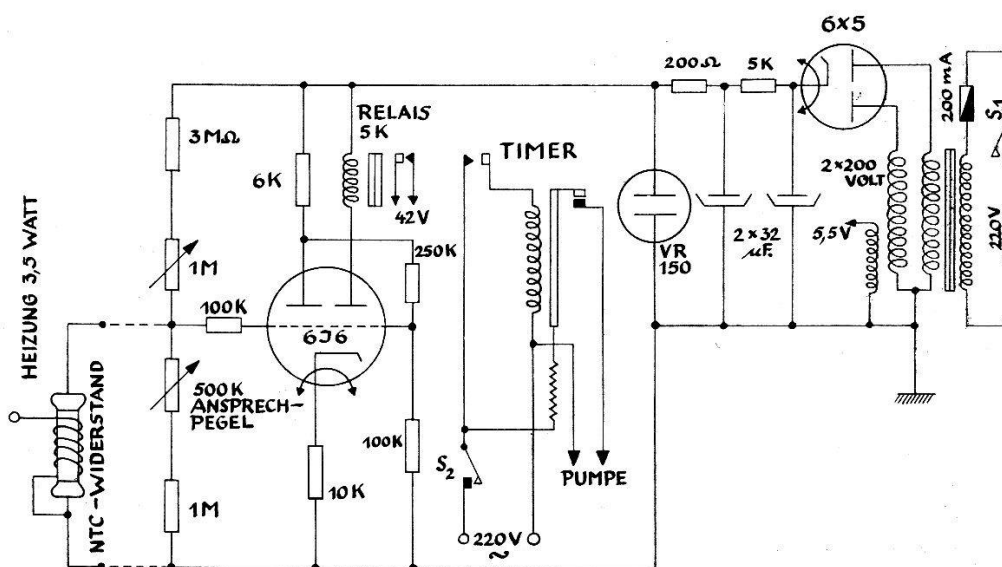


Fig. 5.

Schaltschema zur Automatik der Targetkühlung. Der NTC-Widerstand befindet sich in der flüssigen Luft-Kammer des rotierenden Targets

a) Eindringen des Neutrons n_1 in den ruhenden Targetkern Be^9 unter Bildung des angeregten Compound-Kernes Be^{10} : $n_1 + \text{Be}^9 = \text{Be}^{10*}$.

b) Emission eines Neutrons n_2 , wobei der Endkern Be^9 im Grundzustand oder in einem angeregten Zustand mit der Anregungsenergie $E_{\text{Be}^9}^*$ zurückbleibt: $\text{Be}^{10*} = \text{Be}^9 + n_2$.

c) Die Möglichkeit zur Emission eines zweiten Neutrons n_3 ist gegeben, wenn die Anregungsenergie $E_{\text{Be}^9}^*$ über dem Grundzustand von Be^8 liegt: $\text{Be}^9 = \text{Be}^8 + n_3$.

Figur 6 zeigt die Niveauschemata von Be^{10} , Be^9 und Be^8 ²⁾ und illustriert den oben dargelegten Reaktionsmechanismus.

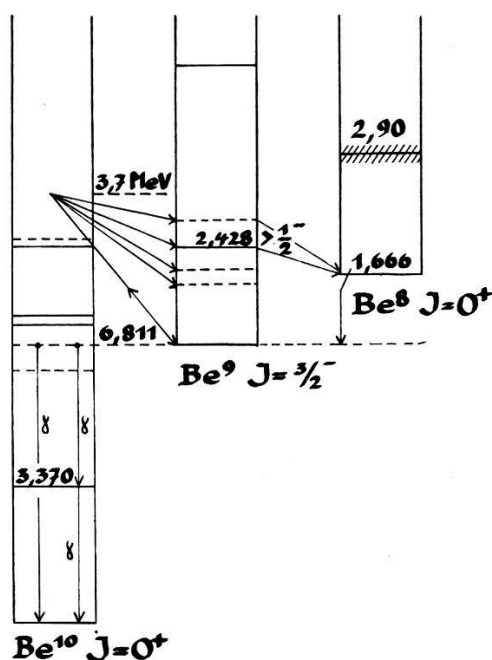
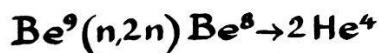


Fig. 6

Niveauschemata von Be^{10} , Be^9 und Be^8 .

Zur Berechnung der im Spektrum zu erwartenden Gruppen betrachten wir zunächst die Energieverteilung der vom angeregten Compound-Kern Be^{10} emittierten Neutronen n_2 . Es erweist sich, insbesondere bei der nachfolgenden Bestimmung der vom angeregten Be^9 -Kern emittierten Gruppen n_3 , als vorteilhaft, das Impuls-Diagramm der betreffenden Reaktion zu ermitteln. Für die Kernreaktion $n_1 + \text{Be}^9 = \text{Be}^9 + n_2$ liefert die Anwendung von Energie- und Impulssatz folgendes Resultat: Der geometrische Ort aller Impulsspitzen \vec{P}_{n_2} ist ein Kreis mit dem Radius R , dessen Zentrum gegen das Reaktionszentrum um a verschoben ist. Die Werte von R und a ergeben sich dabei zu

$$\begin{aligned} R^2 &= 1,62 E_{n_1} - 1,80 E_{\text{Be}^9}^* & (\text{MeV}) \\ a &= 0,1414 (E_{n_1})^{1/2} & (\text{MeV})^{1/2} \end{aligned}$$

E_{n_1} bedeutet die Energie der einfallenden Neutronen. Die Aufnahme des Neutronenspektrums erfolgt nun unter $\varphi = 90^\circ$ gegen die Einfallsrichtung der Neutronen n_1 im Laborsystem. Im Impuls-Diagramm ist für diesen Winkel der Impulsvektor \vec{P}_{n_2} Kathete eines rechtwinkligen Dreiecks mit der Hypotenuse R und der Gegenkathete a . Es gilt demnach $R^2 = a^2 + |\vec{P}_{n_2}|^2$. Daraus folgt für die Neutronenenergie E_{n_2} :

$$E_{n_2} = 1/2 (R^2 - a^2) = 0,80 E_{n_1} - 0,90 E_{\text{Be}^9}^* \quad (\text{MeV})$$

Unter Zugrundelegung der in Figur 6 angegebenen Niveaus von Be^9 und bei einer Neutronenenergie E_{n_1} von 3,7 MeV ergeben sich die in Tabelle 1 aufgeführten Werte.

Tabelle 1

Energie des unter $\varphi = 90^\circ$ vom angeregten Compoundkern Be^{10} emittierten Neutrons n_2 , wobei Be^9 mit der Anregungsenergie $E_{\text{Be}^9}^*$ zurückbleibt.

$E_{\text{Be}^9}^*$	$E_{n_2}(\varphi = 90^\circ)$
0 (el. Streuung)	2,96 MeV
1,50 MeV	1,61 MeV
1,80 MeV	1,34 MeV
2,43 MeV	0,77 MeV

Wie bereits erwähnt wurde, kann aus dem angeregten Kernverband Be^{9*} ein Neutron emittiert werden, wenn die Anregungsenergie über dem Grundzustand von Be^8 liegt. Die Verhältnisse sind nun hier insofern etwas komplizierter, als der Kern Be^{9*} sich nicht in Ruhe befindet. Energie und Richtung des Be^{9*} -Kernes sind abhängig von der Richtung des vom Be^{10} emittierten Neutrons n_2 .

Die Anwendung von Energie- und Impulssatz auf die Reaktion: $\text{Be}^{9*} = \text{Be}^8 + n_3$ liefert jedoch auch hier die Aussage, dass die Impulsspitzen von \vec{P}_{n_3} auf einem Kreis mit dem Radius R^* liegen, dessen Zentrum gegen das Reaktionszentrum um die Strecke a^* verschoben ist. Die Durchrechnung liefert folgende Relationen:

$$R^* = 4/3 \{E_{\text{Be}^9}^* - (E_{\text{Be}^8})_0\}^{1/2} \quad (\text{MeV})^{1/2}$$

$$a^* = 1/9 |\vec{P}_{\text{Be}^{9*}}| \quad (\text{MeV})^{1/2}$$

Dabei bedeutet $(E_{\text{Be}^8})_0 = 1,666$ MeV die Energie des Grundzustandes von Be^8 über dem Grundzustand von Be^9 , $E_{\text{Be}^9}^*$ die Anregungsenergie von Be^9 und $\vec{P}_{\text{Be}^{9*}}$ den Impuls des angeregten Be^9 -Kernes. Das Impuls-Diagramm für die Reaktion $\text{Be}^9(n, 2n) \text{Be}^8$ zeigt Figur 7. Es ist hier zu beachten, dass prinzipiell jeder angeregte Be^{9*} -Kern beim Zerfall das Neutron in die Messrichtung ($\varphi = 90^\circ$ gegen \vec{P}_{n_1}) emittieren kann. Man muss

demnach für das Energiespektrum den gesamten «Impuls-Igel» berücksichtigen, was am einfachsten graphisch erfolgt. Es lässt sich nun zeigen, dass der geometrische Ort der Zentren der Kreise mit dem Radius R^* wieder ein Kreis ist. Es gilt also für die Zentren die Relation:

$$(x - a_s)^2 + y^2 = R_s^2$$

wobei man erhält:

$$a_s = 2a \quad R_s = 8/9 R$$

Dadurch wird die graphische Auswertung erheblich erleichtert. Figur 8 zeigt das vollständige Impuls-Diagramm für das Niveau $E_{\text{Be}^9}^* = 2,43 \text{ MeV}$.

IMPULS-DIAGRAMM
Be⁹(n,2n)Be⁸

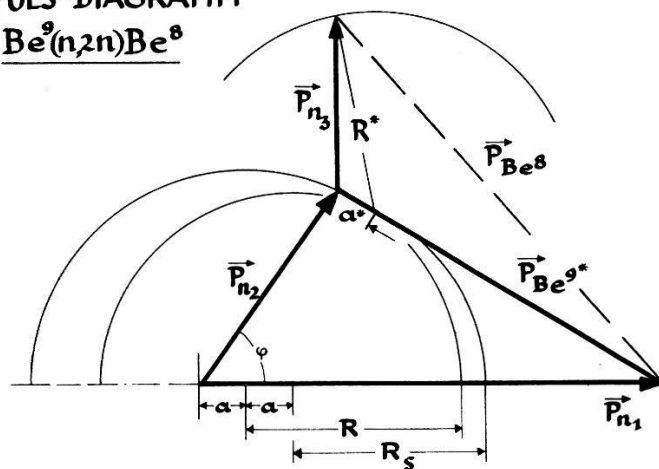


Fig. 7.

Impuls-Diagramm der Kernreaktion $\text{Be}^9(n, 2n)\text{Be}^8$. \vec{P}_{n_1} ist der Impuls des einfallenden Neutrons n_1 . Bei Vorgabe des Emissionswinkels φ ist der Impuls \vec{P}_{n_2} durch die Grössen R und a und damit auch der Impuls des Be^{9*} -Kerns festgelegt. Beachtet man nun, dass die Messrichtung $\varphi = 90^\circ$ der Richtung entspricht, die senkrecht steht auf dem Impuls \vec{P}_{n_1} , so lässt sich der Impuls und damit die Energie des Neutrons n_3 aus den Grössen R^* und a^* bestimmen

Für den Zerfall aus dem Niveau $E_{\text{Be}^9}^* = 2,43 \text{ MeV}$ in den Grundzustand von Be^8 erhält man bei einer Neutronenenergie von $E_{n_1} = 3,7 \text{ MeV}$ für die oben definierten Grössen folgende Werte:

$$\begin{aligned} R &= 1,28 (\text{MeV})^{1/2} & R^* &= 1,16 (\text{MeV})^{1/2} \\ a &= 0,272 (\text{MeV})^{1/2} & a^* &= 1/9 \left| \vec{P}_{\text{Be}^{9*}} \right| (\text{MeV})^{1/2} \\ \left| \vec{P}_{n_1} \right| &= 2,72 (\text{MeV})^{1/2} & R_s &= 1,14 (\text{MeV})^{1/2} \end{aligned}$$

Daraus resultiert das in Figur 8 dargestellte Impuls-Diagramm. Die dort nach unten eingezeichneten Impulse entsprechen, nach oben umgeklappt, dem von der unteren Kreishälfte herrührenden Anteil. Die Zentren a^* der Kreise mit dem konstanten Radius R^* ergeben sich als

Schnittpunkt des Kreises R_s mit dem Impuls-Pfeil $\vec{P}_{\text{Be}^{9*}}$. Der Impuls des Neutrons n_3 ist dann durch den Schnittpunkt des Kreises R^* mit einer vom Reaktionszentrum aus senkrecht gegen \vec{P}_{n_1} gezogenen Geraden bestimmt.

Die maximale Neutronen-Energie beim Zerfall aus dem Niveau $E_{\text{Be}^9}^* = 2,43 \text{ MeV}$ ergibt sich aus der graphischen Auswertung zu 0,82

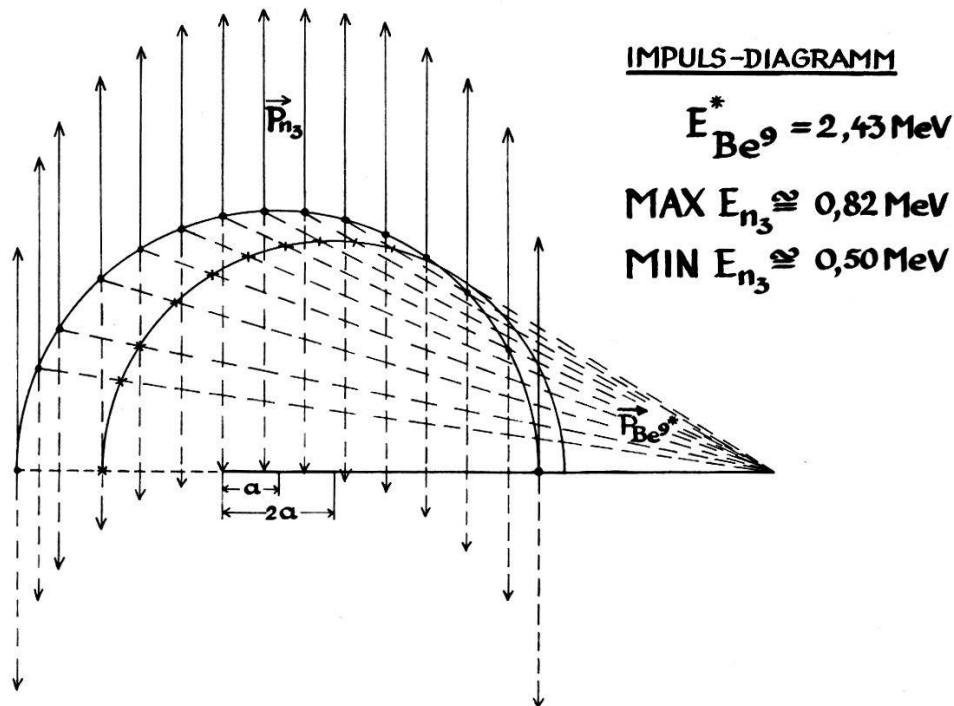


Fig. 8.

Impuls-Diagramm zur Bestimmung der Neutronen-Gruppe n_3 für das Niveau $E_{\text{Be}^9}^* = 2,43 \text{ MeV}$. Es müssen alle vorkommenden Richtungen von $\vec{P}_{\text{Be}^{9*}}$ berücksichtigt werden, da ja jeder angeregte Kern das Neutron in die Messrichtung $\varphi = 90^\circ$ emittieren kann. Daraus resultiert eine gewisse Verschmierung der Energie-Gruppe.

MeV, die minimale zu 0,50 MeV. Eine analoge Auswertung des Niveaus $E_{\text{Be}^9}^* = 3,10 \text{ MeV}$ liefert:

$$\text{Max. } E_{n_3} = 1,39 \text{ MeV}$$

$$\text{Min. } E_{n_3} = 1,15 \text{ MeV.}$$

Um beim Auswerten der Energie-Spektren bequemer arbeiten zu können, wurde das Energie-Intervall:

$$500 \text{ keV} \leq E_n \leq 5 \text{ MeV}$$

in 45 Intervalle von je 100 keV Breite eingeteilt. Das Energie-Intervall 1 entspricht Neutronenenergien von 500 bis 600 keV, das Energie-Inter-

vall 2 Neutronenenergien von 600 bis 700 keV usw. Die Ergebnisse der Impuls-Diagramm-Auswertungen sind in der nachstehenden Tabelle zusammengefasst.

Tabelle 2

Energien der unter $\varphi = 90^\circ$ gegen die Einfallsrichtung der Neutronen n_1 emittierten Reaktionsneutronen des Be^9 , berechnet unter der Annahme zeitlich getrennter Emission.

Herkunft des Neutrons	Energie (E_n)	Nummer des Energie-Intervalles
Zerfall von Be^{10*} in das Niveau:		
$E^* = 0$ (el. Streuung)	$E_{n_2} = 2,96 \text{ MeV}$	25
$E^* = 1,50 \text{ MeV}$	$E_{n_2} = 1,61 \text{ MeV}$	12
$E^* = 1,80 \text{ MeV}$	$E_{n_2} = 1,34 \text{ MeV}$	9
$E^* = 2,43 \text{ MeV}$	$E_{n_2} = 0,77 \text{ MeV}$	3
Zerfall von Be^9* aus dem Niveau:		
$E^* = 3,10 \text{ MeV}$	$1,15 \leq E_{n_3} \leq 1,39 \text{ MeV}$	7, 8 und 9
$E^* = 2,43 \text{ MeV}$	$0,50 \leq E_{n_3} \leq 0,82 \text{ MeV}$	1, 2, 3 und 4

4. Bestrahlung und Auswertung der Photoplatten

4.1. Bestrahlung

Ein kleiner Zylinder aus Beryllium ($\varnothing = 2,20 \text{ cm}$, Länge = 4,30 cm) befindet sich in einem Abstand $r = 66 \text{ cm}$ lotrecht unter dem rotierenden Target. Dies entspricht einem Winkel von $\Theta = 30^\circ$ gegen die Vorwärtsrichtung der Deuteronen im Laborsystem. Die Neutronenenergie in dieser Richtung beträgt $E_{n_1} = 3,7 \text{ MeV}$ (für $E_d = 800 \text{ keV}$).

In dem Kanal einer Paraffin-Abschirmung (siehe Fig. 9) liegen zwei Ilford- C_2 -Photoplatten (400μ dick, $1 \times 2''$). Reaktionsneutronen vom Be^9 , die unter $\varphi = 90^\circ$ gegen die Neutroneneinfallsrichtung emittiert werden, erzeugen in den Platten Rückstossprotonen. Die Bestrahlungszeit betrug etwa 11 h. Da bei diesem Experiment mit starkem Untergrund zu rechnen ist, wurde auch dieser ohne Be^9 -Zylinder in einer weiteren Bestrahlung von $7\frac{1}{4} \text{ h}$ aufgenommen.

4.2. Ausmessen der in den Platten erzeugten Rückstossprotonen

Die Messung erfolgte mit einem Wild-Mikroskop (1020fache Vergrößerung, Öl-Immersionsoptik). Zur Ermittlung der Energie des Neutrons aus der Spur des von ihm erzeugten Rückstoss-Protons benötigt man die Länge der Protonenspur und den Streuwinkel α .

Die Länge der Spur wurde mit einem geeichten Okular-Mikrometer bestimmt und liefert auf Grund der Reichweite-Energie-Beziehung für Pro-

tonen in Ilford- C_2 -Platten³⁾ die Protonenenergie E_p . Der Streuwinkel α ergibt sich durch Parallelstellung einer Okular-Skala zur Protonenspür. Der dazu erforderliche Drehwinkel in Bezug auf die Einfallsrichtung des Neutrons kann dann an einer Kreis-Skala abgelesen werden, die am Tubus des Mikroskops angebracht ist. Für eine ebene Spur (ohne Tiefgang) gilt dann die Relation:

$$E_n = E_p (\cos^2 \alpha)^{-1}$$

Bei tiefgehenden Spuren werden die Rechnungen etwas umständlich, da weder die im Mikroskop sichtbare Länge noch der Streuwinkel mit der wahren Spurenlänge und mit dem wahren Streuwinkel identisch sind. Es

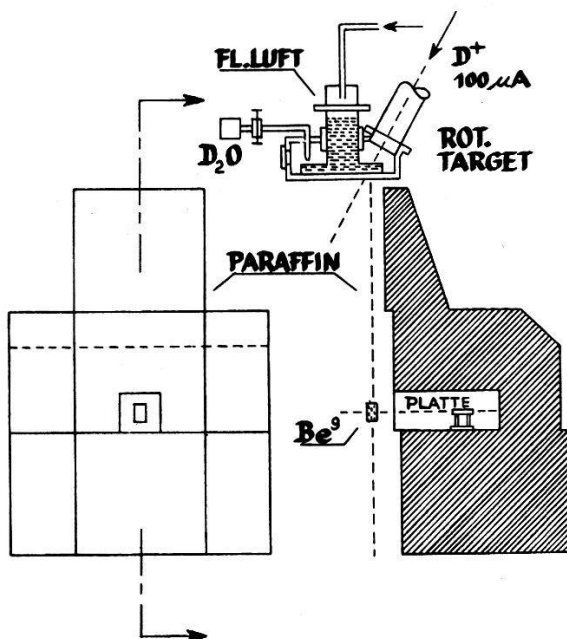


Fig. 9.

Bestrahlungs-Anordnung zur Aufnahme des Spektrums der vom Be^9 -Zylinder unter $\varphi = 90^\circ$ emittierten Reaktions-Neutronen.

wurden deshalb im wesentlichen Protonen-Rückstöße ohne Tiefgang ausgewertet. Nur etwa 3% der insgesamt gemessenen Spuren erforderten eine Neigungs-Korrektur. Der hierzu benötigte Schrumpfungsfaktor wurde durch Ausmessen von zufällig in der Emulsion vorhandenen Thorium-Sternen ermittelt. Die untere Grenze der noch ausmessbaren Spurenlänge liegt bei $5-6 \mu$. Das bedeutet eine Energie-Diskriminierung von 500 keV im Rückstoss-Spektrum. Die Auswahl der Spuren in bezug auf den Streuwinkel unterlag keiner Einschränkung.

Zunächst wurden 2000 Protonenspuren der Platten ausgemessen, die neben dem Untergrund auch Reaktionsneutronen vom Be^9 enthielten. Diese Platten seien im folgenden als $(n, 2n)$ -Platten bezeichnet. Hierbei zeigte sich immer wieder eine charakteristische Dreier-Struktur im Energiegebiet zwischen 500 keV und 1,8 MeV. Figur 10 zeigt das Spektrum von 2000 Protonen-Rückstößen.

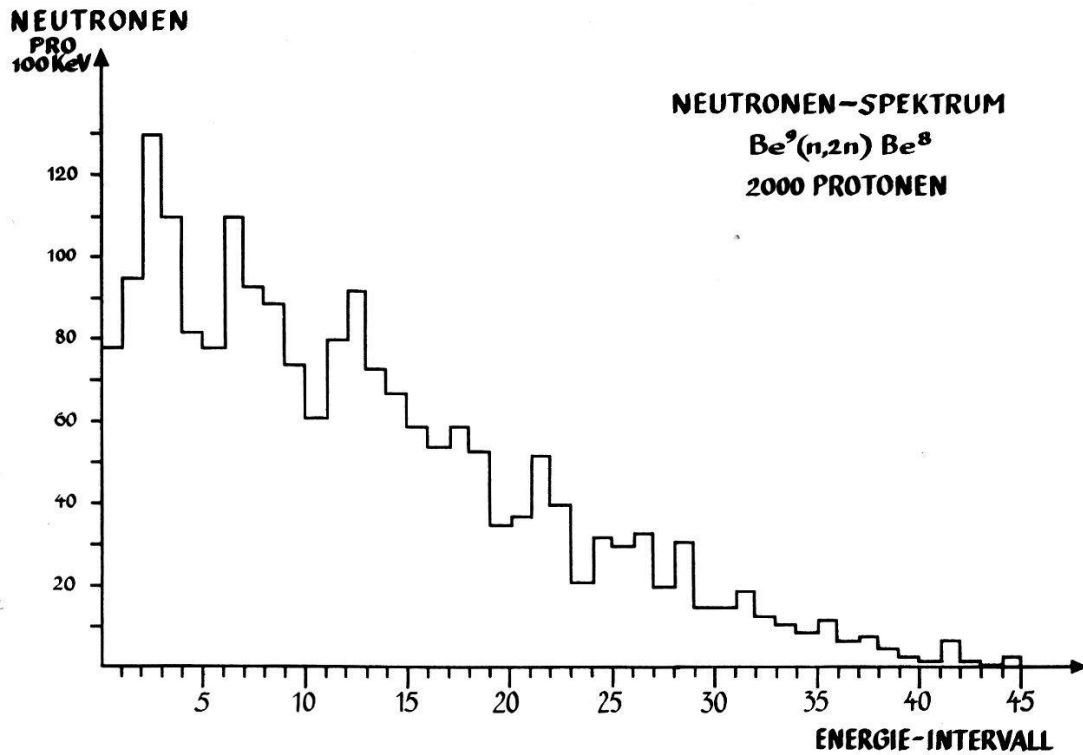


Fig. 10.

Rückstoss-Spektrum der $(n, 2n)$ -Platten. Die Darstellung zeigt die relative Häufigkeit der Neutronenenergie bei einer Intervall-Breite von 100 keV

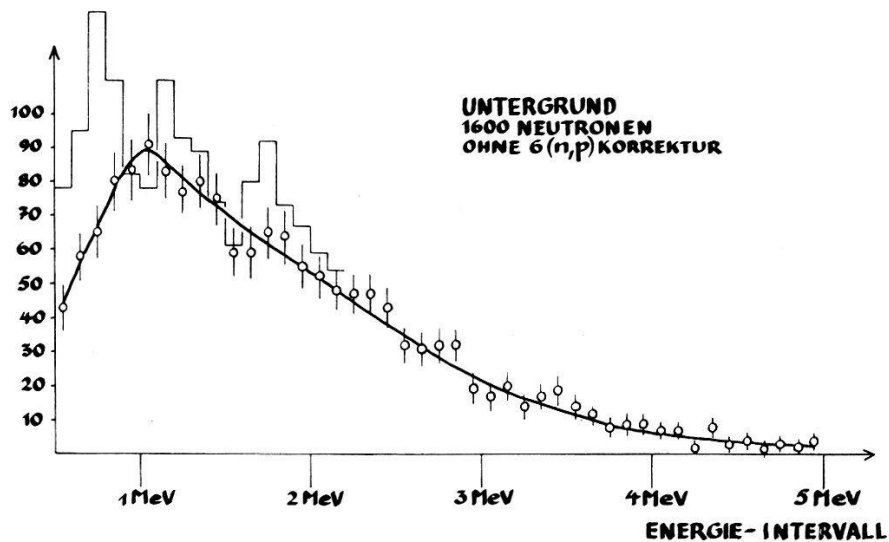


Fig. 11.

Rückstoss-Spektrum des Untergrundes. Die bei den Messpunkten angegebenen Strecken entsprechen den mittleren statistischen Fehlern. Zum Vergleich sind die ersten 17 Energie-Intervalle des $(n, 2n)$ -Spektrums eingezeichnet. Die oben erwähnte Dreier-Struktur tritt hier besonders deutlich hervor.



Das Rückstoss-Spektrum des Untergrundes (es kamen 1600 Protonenspuren zur Auswertung) erwies sich innerhalb der Statistik als stetige Funktion der Energie ohne irgendwelche ausgezeichneten Gruppen. Diese Platte, die nur den Untergrund enthält, soll im folgenden mit U -Platte bezeichnet werden. Figur 11 zeigt das Rückstoss-Spektrum des Untergrundes.

Die in den Figuren 10 und 11 dargestellten Rückstoss-Spektren entsprechen nun noch nicht genau der Struktur der eingestrahnten Neutronenspektren, da der $\sigma(n, p)$ -Querschnitt in dem betrachteten Energie-Intervall (500 keV bis 5 MeV) nicht konstant ist. Die dadurch erforderliche Korrektur – im folgenden auch mit $\sigma(n, p)$ -Korrektur bezeichnet – wird jedoch erst beim Differenz-Spektrum berücksichtigt. Es ist an dieser Stelle wichtig zu betonen, dass es sich beim Untergrund-Spektrum, sowie beim Untergrund-Anteil der $(n, 2n)$ -Platten, nicht um ein wirklich vorhandenes Neutronen-Spektrum handelt. Man muss eher von einem fiktiven Untergrund-Spektrum in bezug auf die Richtung Be^9 -Zylinder \rightarrow Photoplatte sprechen. Es ist dies jedoch insofern ohne Belang, als bei der Differenzbildung der beiden Spektren dieses fiktive Spektrum eliminiert wird.

4.3. *Bestimmung des vom Be^9 stammenden Anteils im Spektrum der $(n, 2n)$ -Platten*

Zur Eliminierung des Untergrundes aus dem Spektrum der $(n, 2n)$ -Platten ist nicht nur die Kenntnis der Struktur des Untergrundes erforderlich, sondern auch dessen absoluter Betrag.

Dieser kann nun durch Messung der in den Platten vorhandenen Spuren pro Gesichtsfeld des Mikroskops ermittelt werden. Bezeichnet man mit U die mittlere Anzahl von Protonen-Spuren pro Gesichtsfeld auf der Untergrundplatte, mit I die entsprechende Anzahl auf der $(n, 2n)$ -Platte und mit $\beta \equiv S_1/S_2$ das Verhältnis der integralen Monitor-Stosszahlen beim Bestrahlen der $(n, 2n)$ -Platte (S_1) und beim Bestrahlen der U -Platte (S_2), so ergibt sich für den Untergrund U' auf der $(n, 2n)$ -Platte ein Wert von: $U' = \beta \cdot U$ (Untergrund-Spuren pro Gesichtsfeld). Auf die Spurenzahl I der $(n, 2n)$ -Platte kommt somit ein Untergrund von U' . Auf die beliebige Spurenzahl ν somit ein Untergrund U'_ν von:

$$U'_\nu = \nu (S_1/S_2) (U/I) = \nu V \quad \text{mit} \quad V \equiv (S_1/S_2) (U/I)$$

Zur Bestimmung der mittleren Anzahl von Spuren pro Gesichtsfeld des Mikroskops wurden sowohl auf der U -Platte als auch auf der $(n, 2n)$ -Platte 2×1080 Gesichtsfelder ausgezählt. Die Ergebnisse sind in der nachfolgenden Tabelle 3 aufgeführt.

Die integralen Monitor-Stosszahlen betragen:

$$S_1 = 111551 \pm 1\%, \quad S_2 = 93892 \pm 1\% .$$

Bei der Bestimmung von I wurden nochmals 600 Protonen-Rückstöße für das $(n, 2n)$ -Spektrum ausgemessen, so dass nun insgesamt 2600 Rückstöße für das $(n, 2n)$ -Spektrum zur Verfügung standen.

Tabelle 3

Mittlere Protonen-Spurenzahl pro Gesichtsfeld auf der U -Platte und auf der $(n, 2n)$ -Platte. Die Auszählung wurde in zwei unabhängigen Messungen von je 1080 Feldern durchgeführt, um die Schwankungen der Messwerte feststellen zu können. Wie man erkennt, liegen diese innerhalb des statistischen Fehlers.

Platte	Anzahl der Gesichtsfelder	Anzahl der Protonenspuren	Mittlere Spurenzahl pro Gesichtsfeld
Untergrundplatte	1080	2563	$U = 2,367 \pm 1,4\%$
	1080	2549	
	2160	5112	
$(n, 2n)$ -Platte	1080	3761	$I = 3,480 \pm 1,2\%$
	1080	3757	
	2160	7518	

Mit diesen Daten ergibt sich nun für V :

$$V = 0,81 \pm 0,02$$

Auf die Spurenzahl 2600 des $(n, 2n)$ -Spektrums kommt somit ein Untergrund U_v' von:

$$U_v' \cong 2600 \times 0,81 \cong 2100$$

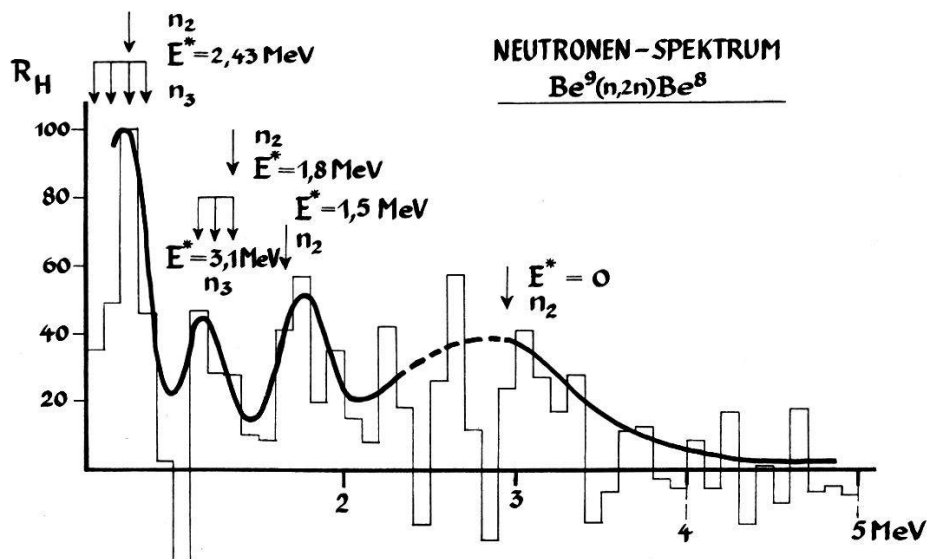


Fig. 12.

Die Darstellung zeigt die normierten relativen Häufigkeiten R_H im Differenz-Spektrum. Normierung im Energie-Intervall 3: $R_H(3) = 100$, $R_H^*(3) = 18,1$.

Das Untergrund-Spektrum wurde nun auf Grund obiger Daten an das $(n, 2n)$ -Spektrum angepasst und die Differenz auf den (n, p) -Querschnitt korrigiert. Bezeichnet man die bei der Differenzbildung entstehenden relativen Häufigkeiten in den einzelnen Energie-Intervallen mit $R(E_n)$, so besteht die $\sigma(n, p)$ -Korrektur in einer Division dieser Häufigkeiten durch den Mittelwert des (n, p) -Querschnitts (in barn)⁴⁾ in den entsprechenden Energieintervallen. Diese auf $\sigma(n, p)$ korrigierten Häufigkeiten seien im folgenden mit R^* bezeichnet. Figur 12 zeigt das Differenz-Spektrum, das im Energie-Intervall 3 auf den Wert 100 normiert wurde.

5. Ergebnis.

In der Figur 12 sind nun diejenigen Energie-Intervalle durch Pfeile gekennzeichnet, in denen man auf Grund der angeregten Zustände von Be^9 die Neutronen des (n, n) - und des $(n, 2n)$ -Prozesses erwartet. Das in Figur 6 angegebene Niveauschema zeigt, dass Übergänge vom angeregten Compound-Kern Be^{10} in den Grundzustand von Be^9 , sowie in den ersten angeregten Zustand $E_{\text{Be}^9}^* = 1,50 \text{ MeV}$ nicht zu einer $(n, 2n)$ -Reaktion Anlass geben können. Man erkennt, dass ein Energie-Intervall existiert, welches die Neutronen aus (n, n) -Reaktionen von den Neutronen aus $(n, 2n)$ -Reaktionen trennt. Um dies einzusehen, betrachte man die auf Seite 95 angegebene Relation für die Energie E_{n_2} des vom Zwischenkern Be^{10} emittierten Neutrons n_2 :

$$E_{n_2} = 0,80 E_{n_1} - 0,90 E_{\text{Be}^9}^* .$$

Setzt man für $E_{\text{Be}^9}^*$ den Wert 1,666 MeV ein, das heisst gerade die Energie des Grundzustandes von Be^8 über dem Grundzustand von Be^9 , so stellt die Energie $E_{n_2} = 1,46 \text{ MeV}$ die obere Grenze dar, bei der noch ein $(n, 2n)$ -Prozess möglich ist. Dieser Neutronen-Energie entspricht das Energieintervall 10, mit anderen Worten, die Neutronen aus der $(n, 2n)$ -Reaktion an Be^9 liegen in der Figur 12 in den Intervallen 1–10.

Anmerkung. Es entstehen auch Neutronen mit Energien kleiner als 500 keV (das heisst unterhalb des Energieintervalls 1), die jedoch wegen der experimentell bedingten Energie-Diskriminierung nicht erfasst werden.

Im Differenz-Spektrum sind im Energiegebiet von 500 keV bis 1,5 MeV eindeutig zwei Gruppen zu erkennen, die sehr gut mit den berechneten Werten übereinstimmen. Das erste Maximum im Energie-Intervall 3 entspricht dem Ablauf der $(n, 2n)$ -Reaktion über das Niveau $E_{\text{Be}^9}^* = 2,43 \text{ MeV}$, der offenbar am häufigsten auftritt. Im Energie-Intervall 7 und 8 liegt das zweite Maximum, das im wesentlichen durch Übergänge aus dem angeregten Zustand von Be^9 mit der Anregungsenergie $E_{\text{Be}^9}^* = 3,10 \text{ MeV}$ in den Grundzustand von Be^8 erzeugt wird. Der Übergang vom

Compound-Kern Be^{10} in das Niveau $E_{\text{Be}^9}^* = 1,80 \text{ MeV}$, dessen Neutron (n_2) im Intervall 9 zu erwarten wäre, ist nicht sehr ausgeprägt.

Die über dem Intervall 10 liegenden Gruppen entsprechen, wie bereits ausgeführt wurde, Neutronen aus der elastischen und inelastischen Streuung, wobei die Anregungsenergie von Be^9 unterhalb $E^* = 1,666 \text{ MeV}$ liegt. Dem in den Intervallen 12 und 13 auftretenden Maximum kann der Übergang vom Compound-Kern Be^{10} in das Niveau $E_{\text{Be}^9}^* = 1,50 \text{ MeV}$ zugeordnet werden.

Die oben geschilderte und in Figur 12 dargestellte gute Koinzidenz zwischen dem experimentellen Ergebnis und den Voraussagen auf Grund der Annahme zeitlich getrennter Emission der beiden Neutronen, berechtigt zu der Aussage, dass die $(n, 2n)$ -Reaktion an Be^9 bei einer Neutronenenergie von 3,7 MeV über die angeregten Zustände von Be^9 verläuft.

6. Berechnung des differentiellen Querschnitts $\sigma_{\text{diff}} \text{Be}^9(n, 2n) \text{Be}^9$ für $\varphi = 90^\circ$ im Laborsystem und bei einer Neutronenenergie von 3,7 MeV

6.1. Zusammenhang zwischen dem differentiellen Querschnitt und den experimentell direkt bestimmbaren Grössen

Die in den Be^9 -Zylinder einfallende Anzahl von Neutronen sei n_0 . Dann erhält man für $\varphi = 90^\circ$ in den Raumwinkel Ω_Z die Neutronen:

a) Durch (n, n) -Reaktionen

$$z_1 = n_0 \cdot \varrho_0 l_0 \Omega_Z \cdot \sigma_{\text{diff}}(n, n) .$$

Mit $\Phi = n_0 \cdot \varrho_0 l_0 \Omega_Z$ kann man schreiben:

$$z_1 = \Phi \cdot \sigma_{\text{diff}}(n, n) .$$

Dabei bedeuten ϱ_0 die Zahl der Be^9 -Kerne/cm³ und l_0 die Länge des Be^9 -Zylinders.

b) Durch $(n, 2n)$ -Reaktionen

$$z_2 = 2 \Phi \cdot \sigma_{\text{diff}}(n, 2n) .$$

Durch diesen Ansatz ist der differentielle Querschnitt der $(n, 2n)$ -Reaktion in konventioneller Weise definiert, das heisst die Integration des differentiellen Querschnittes über den ganzen Raum liefert den totalen Querschnitt.

Experimentell bestimmt man die Anzahl der Protonenrückstösse in einer Emulsionszelle von der Länge $l_Z = 0,10 \text{ cm}$ und der Breite $b = 0,10 \text{ cm}$. Es sei nun $\gamma \equiv z_1/z_2$ das Verhältnis der aus (n, n) -Reaktionen stammenden Neutronen zu den aus $(n, 2n)$ -Reaktionen herrührenden.

Dann erhält man für die insgesamt in die Messzelle einfallende Neutronenzahl $z = z_1 + z_2$ die Relation:

$$z = 2 (1 + \gamma) \Phi \cdot \sigma_{\text{diff}} (n, 2 n) .$$

Bezeichnet man mit $\bar{\varepsilon}_P$ die mittlere Wahrscheinlichkeit für eine (n, p)-Streuung innerhalb der Emulsionszelle, so ergibt sich für die durch z erzeugte Anzahl von Protonenrückstößen P_Z :

$$P_Z = z \cdot \bar{\varepsilon}_P$$

Für den differentiellen Querschnitt erhält man damit die Beziehung

$$\sigma_{\text{diff}} (n, 2 n) = P_Z \{ 2 \cdot \bar{\varepsilon}_P (1 + \gamma) \Phi \}^{-1}$$

6.2. Bestimmung von n_0 aus dem differentiellen Querschnitt und der Neutronen-Ausbeute der d-d-Reaktion

Bei der Aufnahme des Neutronenspektrums des rotierenden Targets (Fig. 3) wurde, wie bereits erwähnt, eine dicke D₂O-Eisschicht mit 90 μ A Deuteronenstrom bestrahlt. Die Neutronen-Ausbeute blieb für die Dauer von 90 min im wesentlichen konstant. Diese Tatsache gestattet, den Neutronenfluss auf Grund der Monitor-Stosszahlen und der totalen Neutronen-Ausbeute A der d-d-Reaktion zu eichen.

Bezeichnet man mit:

$S_3 = 4804$	die maximale Monitorstosszahl pro 15 min (Fig. 4);
$A = 4,2 \times 10^7$	Neutronen/ μ Clb, die totale Ausbeute ⁵⁾ eines dicken D ₂ O-Eistargets bei einer Deuteronenenergie von 800 keV,
$\Omega_1 = 9 \times 10^{-4}$	sterad den Raumwinkel des Be ⁹ -Zylinders bezüglich des Quellpunktes der Neutronen,
$\sigma_1 = 12,8$	mb/sterad den differentiellen Querschnitt der d-d-Reaktion ⁶⁾ für $\Theta = 30^\circ$ (Laborsystem) bei einer Deuteronenenergie von 800 keV,
$\sigma_2 = 86$	mb den totalen Querschnitt der d-d-Reaktion bei einer Deuteronenenergie von 800 keV ⁶⁾ ,
$i = 90$	μ A den mittleren Deuteronenstrom,

so erhält man für n_0

$$n_0 = 9 \times 10^2 \cdot i \cdot A \Omega_1 \frac{\sigma_1 S_1}{\sigma_2 S_3} \exp (-\lambda_0)$$

Der Term $\exp (-\lambda_0)$, mit

$$\lambda_0 \equiv \sum_v \bar{\sigma}_{t_v} \cdot \varrho_v \cdot l_v$$

berücksichtigt die Intensitätsabnahme des Neutronenflusses infolge Ma-

terie zwischen Quellpunkt der Neutronen und Be⁹-Zylinder. Die Berechnung dieser Summe geht aus Tabelle 4 hervor.

Tabelle 4

Daten zur Berechnung der Summe λ_0 . In der ersten Spalte sind die verschiedenen Materieschichten aufgeführt, die sich zwischen dem Quellpunkt der Neutronen und dem Be⁹-Körper befinden. Der in Spalte 3 angegebene Querschnitt ist ein Mittelwert über den Energiebereich des eingestrahnten *d-d*-Neutronen-Spektrums.

Materie	Kerne/cm ³	$\bar{\sigma}_{t\nu}(\text{barn})^4)$	$l_\nu(\text{cm})$	$\bar{\sigma}_{t\nu} \cdot \varrho_\nu \cdot l_\nu$
Eisschicht D ₂ O. . . .	6×10^{22} (D)	2,0	0,04	0,0048
	3×10^{22} (O)	3,0	0,04	0,0036
Rotierende Cu-Scheibe	$8,4 \times 10^{22}$	3,0	0,4	0,1008
Fl. Luft 79% N ₂ . . . 21% O ₂ . . . 0,92 g/cm ³	$3,1 \times 10^{22}$	2,0	0,8	0,0496
	$0,72 \times 10^{22}$	3,0	0,8	0,0173
Bodenplatte des rot. Target. Messing 8,45 g/cm ³ 63% Cu . . 37% Zn . .	5×10^{22}	3,0	0,2	0,0300
	$2,9 \times 10^{22}$	3,0	0,2	0,0174
Luft $p = 760$ Torr . .	$4,25 \times 10^{19}$ (N)	2,0	63	0,0054
	$1,13 \times 10^{19}$ (O)	3,0	63	0,0021

Mit den obigen Daten erhält man nun für n_0

$$n_0 = 8,4 \times 10^9 \text{ Neutronen.}$$

Fehlerabschätzung: Der Deuteronenstrom $i = 90 \mu\text{A}$ schwankte während der Bestrahlung um etwa $2 \mu\text{A}$, was einem Fehler von 2% entspricht. Der Raumwinkel Ω_1 und die Monitor-Stosszahlen S_1, S_3 sind auf 1% genau. Die Summe λ_0 dürfte infolge Mittelung der totalen Querschnitte einen mittleren Fehler von etwa 6% aufweisen. Damit ergibt sich für den relativen Fehler von n_0 :

$$\frac{\Delta n_0}{n_0} \cong 7\%$$

Resultat: $n_0 = (8,4 \pm 0,6) \times 10^9$ Neutronen.

6.3. Bestimmung von n_0 mit einer Photoplatte

Eine zweite Möglichkeit zur Ermittlung der in den Be⁹-Zylinder einfallenden Neutronenzahl besteht in der Auszählung von Rückstoss-Spuren in der Photoplatte, die zur Bestimmung des *d-d*-Neutronen-Spektrums des rotierenden Targets bestrahlt wurde. Man betrachte eine

Emulsionsschicht von der Länge $l_A = x$ und dem rechteckigen Querschnitt f_A (Fig. 13). Die auf f_A treffende Neutronenzahl sei N_0 . Durch Streuung an den Atomkernen der Emulsion und durch Kernreaktionen wird die Intensität des Neutronenflusses mit wachsender Emulsionslänge abnehmen.

Die Intensität N_e nach dem Wege l_A ergibt sich zu

$$N_e = N_0 (1 + l_A/r_0)^{-2} \exp \left(- \sum_v \bar{\sigma}_{t_v} \times \varrho_{K_v} \times l_A \right)$$

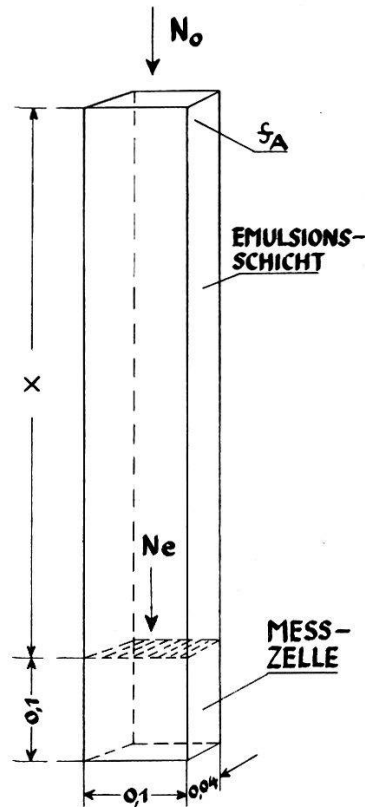


Fig. 13.

Darstellung eines Streifens der photographischen Emulsion zur Berechnung der Intensitätsabnahme der auf f_A auftreffenden Neutronen. Die Fläche f_A entspricht einem Ausschnitt aus der Platten-Stirnseite ($x = 0$). In die Messzelle (1 mm^2) einfallende Neutronen N_e geben Anlass zu Rückstoss-Spuren von Protonen, deren Anzahl durch Auszählen ermittelt wird.

Dabei berücksichtigt der Term $(1 + l_A/r_0)^{-2}$ die zunehmende Entfernung vom Quellpunkt der Neutronen. $r_0 = 65 \text{ cm}$ bedeutet den Abstand zwischen Neutronenquelle und Platten-Stirnseite. Die Berechnung der Summe

$$\alpha_0 \equiv \sum_v \bar{\sigma}_{t_v} \times \varrho_{K_v}$$

erfordert die Kenntnis der Zusammensetzung einer Ilford-C₂-Emulsion. Ihre Berechnung geht aus Tabelle 5 hervor.

Bei der Berechnung der in der Messzelle zu erwartenden Spurenzahl ist nun zu berücksichtigen, dass man kein streng monochromatisches

Spektrum einstrahlt, wodurch die Energieabhängigkeit des (n, p) -Querschnitts in die Rechnung eingeht.

Es sei $N(E_n)$ die relative Häufigkeit im Neutronen-Spektrum des rot. Target (Fig. 3) bei einer Intervallbreite von 100 keV. Die absolute Neutronen-Intensität $n(E)$ wird diesen Häufigkeiten proportional sein:

$$n(E) = C N(E_n)$$

Diese $n(E)$ -Neutronen erzeugen in einer Emulsionsschicht von der Länge $l_Z = 0,10$ cm Protonen-Rückstöße p_v :

$$p_v = n(E) \{1 - \exp(-\sigma(n, p) \cdot \varrho_P \cdot l_Z)\}$$

Dies lässt sich wegen $\sigma(n, p) \cdot \varrho_P \cdot l_Z \ll 1$ entwickeln und liefert:

$$p_v = C N(E_n) \cdot \sigma(n, p) \cdot \varrho_P \cdot l_Z$$

Beachtet man nun, dass $N(E_n) \cdot \sigma(n, p) \equiv r(E_n)$ identisch ist mit der Energieverteilung im Protonen-Rückstoss-Spektrum der Neutronen des rot. Target [$N(E_n)$ ergibt sich ja, wie bereits erwähnt, durch Division der relativen Häufigkeiten im Rückstoss-Spektrum durch den entsprechenden Wert des (n, p) -Querschnitts], so kann man schreiben:

$$p_v = C \cdot r(E_n) \varrho_P \cdot l_Z$$

wobei $\varrho_P = 3,2 \times 10^{22} \pm 2,5\%$ die Protonendichte der C_2 -Emulsion bedeutet (siehe Tabelle 5).

Tabelle 5

Berechnung der Summe $\alpha_0 \equiv \sum_p \bar{\sigma}_{t_p} \cdot \varrho_{K_p}$ für eine Ilford- C_2 -Emulsion. Die in Spalte 2 angegebenen Werte für die Dichte der einzelnen Emulsionskomponenten entsprechen einer Information von Ilford Ltd., London, für Ilford- C_2 -Emulsionen, im Gleichgewicht mit Luft von 58% relativer Feuchtigkeit bei Normaltemperatur.

Element	Dichte (g/cm ³)	Kerne/cm ³	$\bar{\sigma}_{t_p}(\text{barn})^4$	$\bar{\sigma}_{t_p} \cdot \varrho_{K_p} \cdot 10^2$
Ag	1,817 \pm 0,029	$1,01 \times 10^{22}$	4,0	4,04
Br	1,324 \pm 0,020	$0,99 \times 10^{22}$	3,8	3,76
J	0,052	$0,02 \times 10^{22}$	4,7	0,09
C	0,277 \pm 0,006	$1,38 \times 10^{22}$	2,0	2,76
H	0,0534 \pm 0,0012	$3,20 \times 10^{22}$	2,1	6,72
O	0,249 \pm 0,005	$0,93 \times 10^{22}$	3,0	2,79
N	0,074 \pm 0,002	$0,32 \times 10^{22}$	2,0	0,64
S	0,0072 \pm 0,0002	$0,013 \times 10^{22}$	3,0	0,04

Durch Summation über das ganze Spektrum ergibt sich für die in der Messzelle zu erwartende Spurenzahl P_Z :

$$P_Z = \sum_p \phi_p = C^* \sum r(E)$$

wobei $C^* = C \cdot \varrho_p \cdot l_Z$ gesetzt wurde. Die hier auftretende Summe $\sum r(E)$ ist nun gerade die im Rückstoss-Spektrum ausgewertete Spurenzahl $S_P = 1000$, so dass wir für die zunächst unbestimmte Konstante $C^* = P_Z (S_P)^{-1}$ erhalten. Setzt man den Wert von $\sigma(n, p)$ in *barn*, die Protonendichte ϱ_p der Emulsion in Einheiten von 10^{22} ein, so ergibt sich $n(E) = P_Z \cdot \varrho_p^{-1} N(E_n)$, und durch Summation die insgesamt in die Messzelle einfallende Neutronenzahl:

$$N_e = \sum n(E) = P_Z \cdot \varrho_p^{-1} \cdot \sum N(E_n)$$

Geht man mit diesem N_e in die oben angegebene Relation für die Intensitätsabnahme des Neutronenflusses ein, so erhält man für die in der Messzelle zu erwartende Spurenzahl $P_Z(x)$ als Funktion des Abstandes $l_A = x$ von der Platten-Stirnseite:

$$P_Z(x) = N_0 \cdot \varrho_p \left(\sum N(E_n) \right)^{-1} \cdot \left(1 + \frac{x}{r_0} \right)^{-2} \exp(-\alpha_0 x)$$

Für $x = 0$ (Platten-Stirnseite) ergibt sich die insgesamt auf die Fläche f_A treffende Neutronenzahl N_0 zu:

$$N_0 = P_Z(x=0) \cdot \varrho_p^{-1} \cdot \sum N(E_n).$$

Durch die Addition der in obiger Tabelle in Spalte 5 angegebenen Werte ergibt sich für die Summe: $\alpha_0 = 0,22$.

Die Summe $\sum N(E_n)$ resultiert aus dem Spektrum des rot. Target und liefert einen Wert von $470 \pm 5\%$ (Stat. Schwankung).

$P_Z(x)$ bedeutet die Spurenzahl pro Messzelle, das heisst pro mm^2 . Das Gesichtsfeld im Mikroskop ist ein Kreis mit dem Radius $r = 52 \mu$. Die Fläche des Gesichtsfeldes beträgt somit $f = 0,85 \times 10^{-2} \text{ mm}^2 \pm 1\%$.

Es sei nun $i_p(x)$ die Anzahl von Protonenspuren im Gesichtsfeld des Mikroskops als Funktion des Abstandes x von der Platten-Stirnseite. Setzt man die oben angegebenen Werte von r_0, α_0 ein und berücksichtigt noch die Beziehung $P_Z(x) = i_p(x) f^{-1}$ so ergibt sich:

$$i_p(x) = \text{const.} \cdot \left(1 + \frac{x}{65} \right)^2 \exp(-0,22 x)$$

wobei

$$\text{const} = \varrho_p f \left(\sum N(E_n) \right)^{-1} N_0 = (5,8 \times 10^{-5}) N_0.$$

Es wurde nun $i_p(x)$ für 8 verschiedene Werte von x gemessen. Figur 14 zeigt die Spurenzahl pro Gesichtsfeld als Funktion des Abstandes x von

der Platten-Stirnseite. Die eingezeichnete Kurve konnte mit den Parametern $\text{const.} = 107$ und $\alpha_0 = 0,22$ gut an die Messpunkte angepasst werden, was mit dem berechneten Intensitätsabfall übereinstimmt.

Aus $\text{const.} = 107$ folgt für die auf die Stirnfläche f_A treffende Neutronenzahl N_0 :

$$N_0 = 1,85 \times 10^6 \text{ Neutronen}$$

Umrechnung auf Be⁹-Körper. Die oben angegebene Neutronenzahl N_0 fällt bei einem Abstand $r_0 = 65$ cm von der Neutronenquelle auf die Fläche $f_A = 4 \times 10^{-3} \text{ cm}^2$ der Platten-Stirnseite. Die integrale Monitor-Stosszahl beim Bestrahlen der Ilford-Platte zur Bestimmung des Spektrums des rot. Target betrug $S_4 = 28410$. Der Querschnitt des Be⁹-Zylinders beträgt $q = 3,80 \text{ cm}^2$. Für die bei einer integralen Monitor-Stosszahl von $S_1 = 111551$ in den Be-Zylinder einfallende Neutronenzahl n_0 erhält man dann:

$$n_0 = N_0 \frac{q}{f_A} \frac{S_1}{S_4} = 6,9 \times 10^9 \text{ Neutronen}$$

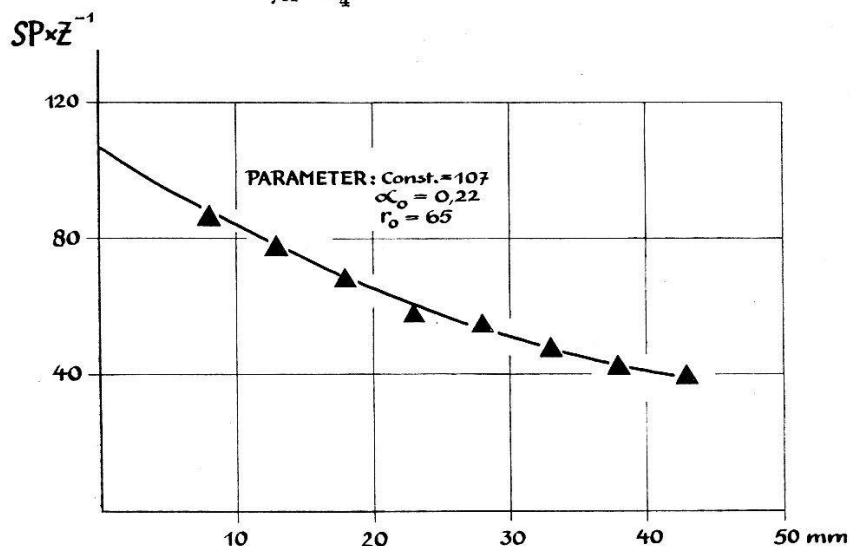


Fig. 14.

Die Darstellung zeigt die Spurenzahl als Funktion des Abstandes von der Plattenstirnseite. Insgesamt wurden für die 8 Messpunkte 25791 Spuren gezählt. Die mittlere statistische Schwankung der einzelnen Werte beträgt etwa 2%. An den Randstellen der Platte ist die Emulsion immer stark aufgeworfen, so dass die Messung der Spurenzahl in unmittelbarer Nähe der Stirnseite nicht möglich ist.

Fehlerabschätzung. Mit den oben angegebenen mittleren Fehlern der in die Rechnung eingehenden Größen ergibt sich für N_0 ein mittlerer Fehler von 6%. Berücksichtigt man noch den bei der Umrechnung auf n_0 auftretenden Fehler, so erhält man:

$$n_0 = (6,9 \pm 0,5) \times 10^9 \text{ Neutronen.}$$

6.4. Berechnung von $\Phi = n_0 \cdot \varrho_0 \cdot l_0 \Omega_Z$

a) Für n_0 ergaben sich die in 6.2. und 6.3. berechneten Werte: $(8,4 \pm 0,6) \times 10^9$ und $(6,9 \pm 0,5) \times 10^9$ Neutronen. Beide Grössen haben denselben mittleren Fehler von etwa 7%. Zur Berechnung von Φ legen wir den Mittelwert der beiden Resultate zugrunde. $\bar{n}_0 = (7,7 \pm 0,6) \times 10^9$ Neutronen.

b) Die Dichte von Be^9 wurde experimentell ermittelt und ergab sich zu $\varrho = 1,842 \text{ g/cm}^3$ und ist genauer als 1%. Daraus errechnet sich die Kerndichte zu $\varrho_0 = 1,23 \times 10^{23} \text{ Kerne/cm}^3$.

c) Die Länge des Be^9 -Körpers beträgt $l_0 = 4,30 \text{ cm}$ (genauer als 1%).

d) Ω_Z ist der mittlere Raumwinkel einer Emulsions-Messzelle bezüglich des Be^9 -Zylinders. Bezeichnet man mit $r^* = 18,5 \text{ cm}$ die mittlere Distanz zwischen der Photoplatte und dem Be^9 -Körper, mit $q^* = 4 \times 10^{-3} \text{ cm}^2$ den Querschnitt der Messzelle ($l_z = b_z = 0,10 \text{ cm}$, Dicke der Emulsion = 400μ), so erhält man für $\Omega_Z = q^*/r^{*2} = 1,17 \times 10^{-5} \text{ sterad}$. Dass bei der Berechnung dieses Raumwinkels gerade der mittlere Abstand r^* (entspricht der Plattenmitte) in Rechnung gesetzt wurde, lässt sich wie folgt begründen: Die Auszählung der Spuren auf der $(n, 2n)$ - und auf der Untergrund-Platte kann nicht auf eine bestimmte Stelle – das heisst auf ein bestimmtes r^* – eingeschränkt werden. Auf Grund der geringen Anzahl von Rückstoss-Spuren muss die Auszählung über die ganze Länge der Platte, also über 5 cm, erfolgen. Diese Art der Auswertung stellt nun eine Mittelung dar, deren Ergebnis der Spurenzahl in der Plattenmitte entspricht, also gerade der Stelle, die der Berechnung des mittleren Raumwinkels zugrunde liegt.

Für den mittleren Fehler von Ω_Z wird man etwa 10% annehmen müssen (dies entspricht einer Unsicherheit der mittleren Distanz r^* von 1 cm).

Mit den unter a), b), c) und d) angegebenen Werten erhält man für Φ :

$$\Phi = (4,8 \pm 0,6) \times 10^{28} \text{ cm}^{-2}$$

6.5. Bestimmung der mittleren Wahrscheinlichkeit einer (n, p) -Streuung innerhalb der Messzelle

Die vom Be^9 -Körper in die Messzelle der Emulsion einfallenden Neutronen z erzeugen Rückstoss-Protonen P_Z :

$$P_Z = z \cdot \bar{\sigma}(n, p) \cdot \varrho_p l_Z = z \cdot \bar{\varepsilon}_P \text{ mit } \bar{\varepsilon}_P \equiv \bar{\sigma}(n, p) \cdot \varrho_p \cdot l_Z$$

Der mittlere Streuquerschnitt $\bar{\sigma}(n, p)$ kann aus dem Spektrum der einfallenden Neutronen, das heisst aus dem Differenz-Spektrum (Fig. 12)

ermittelt werden. Bezeichnet man die relativen Häufigkeiten im Differenz-Spektrum mit R_H^* , so kann man schreiben:

$$\bar{\sigma}(n, p) = \frac{\sum R_H^* \sigma(E)}{\sum R_H^*}$$

Die hier auftretende Summe $\sum R_H^* \cdot \sigma(E)$ ist identisch mit der Summe über die relativen Häufigkeiten im Differenz-Spektrum bevor die $\sigma(n, p)$ -Korrektur ausgeführt wurde, und entspricht demnach der in diesem Spektrum vorhandenen Spurenzahl. Mit dem in 4.3. definierten Anpassungsfaktor V kann man deshalb schreiben:

$$\sum R_H^* \cdot \sigma(E) = 2600 (1 - V)$$

Berücksichtigt man, dass bei der $\sigma(n, p)$ -Korrektur im Differenz-Spektrum die Querschnitte in der Einheit *barn* eingesetzt wurden, so ergibt sich für $\bar{\varepsilon}_P$:

$$\bar{\varepsilon}_P = 2600 \times 10^{-24} \varrho_p \cdot l_Z \frac{1 - V}{\sum R_H^*}$$

Anmerkung. Die relativen Häufigkeiten R_H^* entsprechen den Häufigkeiten im Differenz-Spektrum der Abbildung 12 vor der Normierung auf 100 im Energie-Intervall 3.

6.6. *Bestimmung der Spurenzahl P_Z von Rückstoss-Protonen innerhalb der Messzelle, die von Reaktionsneutronen des Be^9 erzeugt werden*

Bekannt ist zunächst die mittlere Spurenzahl I pro Gesichtsfeld f des Mikroskops auf der $(n, 2n)$ -Platte (siehe Tabelle 3). Der Anteil p_f von Protonen-Rückstößen, die von Neutronen des Be^9 erzeugt werden, ergibt sich mit dem Anpassungsfaktor V zu:

$$p_f = I (1 - V)$$

oder auf die Messzelle (1 mm^2) bezogen:

$$P_Z = I (1 - V) f^{-1}$$

6.7. *Berechnung des Verhältnisses $P_Z/2\bar{\varepsilon}_P$*

Der differentielle Querschnitt $\sigma_{\text{diff}}(n, 2n)$ ist nun proportional dem Verhältnis:

$$\frac{P_Z}{2\bar{\varepsilon}_P} = \frac{10^{22}}{52} \frac{I \sum R_H^*}{f \cdot \varrho_p \cdot l_Z}$$

ΣR_H^* ergibt sich aus dem Differenz-Spektrum durch Addition der einzelnen Ordinaten vor der Normierung zu 134 ± 7 . Mit diesen Daten erhält man für das Verhältnis:

$$\frac{P_Z}{2 \varepsilon_P} = (3,3 \pm 0,2) \times 10^3 \quad (6\% \text{ stat. Schwankung})$$

6.8. Bestimmung von γ

γ ist per definitionem das Intensitätsverhältnis der Neutronen aus (n,n) - und aus $(n,2n)$ -Reaktionen. Dieses Verhältnis kann aus dem Differenz-Spektrum ermittelt werden. Man beachte hierzu die bereits erwähnte Tatsache, dass die Neutronen aus (n,n) -Reaktionen im Differenz-Spektrum alle über dem Energie-Intervall 10 liegen. Die Intensität der aus (n,n) -Reaktionen stammenden Neutronen wird demnach proportional sein der Summe $\Sigma(n,n)$ über die Häufigkeiten R_H^* oberhalb des Energie-Intervalls 10. Entsprechendes gilt für die aus $(n,2n)$ -Reaktionen stammenden Neutronen. Bezeichnet man mit $\Sigma(n,2n)$ die Summe über die Häufigkeiten R_H^* in den Intervallen 1–10, so kann man schreiben:

$$\gamma \equiv z_1/z_2 = \frac{\Sigma(n,n)}{\Sigma(n,2n)}.$$

Aus dem Differenz-Spektrum ergeben sich durch Addition der relativen Häufigkeiten R_H^* die Summen:

$$\Sigma(n,n) = 76,5 \pm 7\% \quad \text{und} \quad \Sigma(n,2n) = 57,5 \pm 6\%.$$

Die mittleren Fehler dieser beiden Werte sind die statistischen Schwankungen des Rückstoss-Spektrums. Damit erhält man nun für γ :

$$\gamma = 1,33 \pm 0,12.$$

6.9. Berücksichtigung der Reaktionsneutronen von Be^9 mit kleineren Energien als 500 keV

Wie in 5. bereits erwähnt wurde kann man auch Reaktions-Neutronen von Be^9 mit kleineren Energien als 500 keV erwarten. Diese sind jedoch auf Grund der geringen Spurenlängen der von ihnen erzeugten Rückstoss-Protonen zur Auswertung nicht geeignet. Beachtet man, dass einer Protonenenergie von 270 keV eine Reichweite von etwa 3μ entspricht (in einer Ilford- C_2 -Emulsion), so sieht man ein, dass bei diesen Energien die Protonenspuren überhaupt nicht mehr als solche identifiziert werden können. Man erkennt aus dem Niveauschema (Fig. 6), dass folgende Übergänge zur Emission von Neutronen kleiner Energie Anlass geben können:

a) Zerfall von Be^{9*} aus dem Niveau $E_{\text{Be}^9}^* = 1,80 \text{ MeV}$ in den Grundzustand von Be^8 . Der hierzu notwendige Übergang von Be^{10*} in das Niveau $E_{\text{Be}^8}^* = 1,80 \text{ MeV}$ ist jedoch, wie aus dem Differenz-Spektrum hervorgeht, nicht sehr ausgeprägt, so dass die ihm entsprechende niederenergetische Gruppe auch relativ schwach sein wird.

b) Zerfall von Be^{10*} in das Niveau $E_{\text{Be}^8}^* = 3,10 \text{ MeV}$. Die Energie dieser Gruppe liegt bei $E_{n_2} = 170 \text{ keV}$. Die auf diesen Zerfall folgende Emission eines zweiten Neutrons n_3 aus dem Niveau mit der Anregungsenergie $E_{\text{Be}^8}^* = 3,10 \text{ MeV}$ in den Grundzustand von Be^8 erzeugt im Differenz-Spektrum das Maximum in den Intervallen 7, 8 und 9. Mit derselben Häufigkeit R_H^* , mit der diese Intervalle belegt sind, muss demnach die bei 170 keV liegende Gruppe auftreten.

Aus dem Differenz-Spektrum entnimmt man für diese Häufigkeiten folgende Werte:

$$R_H^*(7) = 8,5 \quad R_H^*(8) = R_H^*(9) = 5,1$$

und somit für die Summe $\Sigma(g)$ über die Häufigkeiten der Intervalle 7, 8 und 9: $\Sigma(g) = 18,7 \pm 12\%$ (der angegebene Fehler entspricht der statistischen Schwankung des unkorrigierten Spektrums). Bei der Berechnung des differentiellen Querschnitts ist diese niederenergetische Neutronen-Gruppe bei 170 keV – im folgenden mit G bezeichnet – zu berücksichtigen. Dies erfordert eine Korrektur der in 6.7. und 6.8. berechneten Grössen $P_Z/2\bar{\varepsilon}_P$ und γ .

a) Korrektur von γ . Zu der in 6.8. definierten Summe $\Sigma(n, 2n)$ muss der Beitrag der 170 keV Gruppe G addiert werden:

$$\Sigma'(n, 2n) = \Sigma(n, 2n) + \Sigma(g) = 76,2 \pm 13,5\%$$

Die Summe $\Sigma(n, n)$ bleibt unverändert. Damit ergibt sich für das korrigierte γ ein Wert von:

$$\gamma' = 1,00 \pm 0,15.$$

b) Korrektur von $P_Z/\bar{\varepsilon}_P$. Dieses Verhältnis bezieht sich nur auf Protonenspuren, die wirklich als solche identifiziert werden konnten, denn bei der Auszählung der Spuren zur Ermittlung von P_Z geben die Neutronen mit 170 keV natürlich keinen Beitrag, da man die von ihnen erzeugten Rückstoss-Protonen gar nicht bemerkt. Die mittlere Wahrscheinlichkeit $\bar{\varepsilon}_P$ wird aus dem bekannten Spektrum oberhalb 500 keV berechnet (siehe 6.5.). Auch hier wird also die Neutronengruppe G nicht berücksichtigt. Man muss demnach die Anzahl der in die Emulsionszelle einfallenden Neutronen z in 2 Gruppen zerlegen: 1. Neutronen mit Energien grösser als 500 keV. Sie werden sowohl beim Auszählen der Spuren als auch bei der Auswertung für das Spektrum erfasst. 2. Die Neutronengruppe G , die sich dem Nachweis mit der Photoplatte entzieht.

Wir schreiben nun für z :

$$z = P_Z / \bar{\varepsilon}_P + X$$

wobei X den Anteil der 170 keV-Gruppe bedeutet, von der wir nun das «Gewicht» $\Sigma(g)$ kennen. Andererseits kennen wir auch das «Gewicht» des Spektrums oberhalb 500 keV: ΣR_H^* . Die absolute Neutronenzahl wird diesen Gewichten proportional sein, das heisst:

$$z \sim (\Sigma R_H^* + \Sigma(g))$$

Der Beitrag der Neutronengruppe G beträgt nach den obigen Daten 14% der Summe ΣR_H^* , das heisst wir erhalten für das korrigierte Verhältnis $(P_Z / 2 \bar{\varepsilon}_P)'$ einen um 14% höheren Wert:

$$(P_Z / 2 \bar{\varepsilon}_P)' = (3,76 \pm 0,5) \times 10^3.$$

6.10. Resultat der Querschnitts-Berechnung

Mit den in 6.1. bis 6.9. berechneten Grössen ergibt sich nun für den differentiellen Querschnitt $\sigma_{\text{diff}}(n, 2n)$ für $\varphi = 90^\circ$ und bei einer Neutronen-Energie von 3,7 MeV:

$$\sigma_{\text{diff}}(n, 2n) = (39 \pm 8) \text{ mb / sterad.}$$

Es ist interessant, diesen Wert mit dem Resultat einer Messung von J. M. FOWLER *et al.*⁷⁾ zu vergleichen. Bei diesem Experiment wurde ein Be^9 -Zylinder mit Neutronen von 3,7 MeV bestrahlt und die Reaktions-Neutronen mit zwei in Koinzidenz arbeitenden Scintillations-Zählern registriert. Es gaben also nur diejenigen Neutronen einen Impuls, die aus einer $(n, 2n)$ -Reaktion stammten, das heisst man erhielt direkt den $(n, 2n)$ -Querschnitt. Unter der Annahme einer isotropen Verteilung wurde der totale Querschnitt bei verschiedenen Winkelstellungen der beiden Zähler ermittelt.

So ergab sich beispielsweise für die beiden unserer Anordnung entsprechenden Einstellungen: $(90^\circ/0^\circ)$ und $(0^\circ/90^\circ)$ im Mittel: $\sigma_{\text{tot}} = (340 \pm 75) \text{ mb}$. Auf Grund der Isotropie-Annahme dividieren wir diesen Wert des totalen Querschnittes durch 4π und erhalten: $\sigma_{\text{diff}} = (27 \pm 6) \text{ mb/sterad.}$

Unser Wert ist demnach bei Berücksichtigung der Fehlerschranken mit dem Ergebnis dieser Messung vereinbar.

Herrn Dr. M. TEUCHER vom Physikalischen Institut der Universität Bern gebührt unser Dank für das Entwickeln der Ilford-Platten, den Herren H. WEYENETH und E. MERZ für den Bau des rotierenden Target.

Literaturverzeichnis

- ¹⁾ J. SEITZ und P. HUBER, *Helv. Phys. Acta* 28, 231 (1955).
 - ²⁾ F. AJZENBERG und LAURITSEN, *Rev. Mod. Phys.* 27, 97 (1955). T. LAURITSEN, *Energy Levels of Light Nuclei*, Preliminary Report, Nr. 5, Nuclear Science Series.
 - ³⁾ C. M. G. LATTES, P. H. FOWLER und P. CUER, *Proc. Phys. Soc. (London)*, 59, 883 (1947).
 - ⁴⁾ AECU 2040, *Neutron Cross Sections*.
 - ⁵⁾ E. SEGRÈ, *Experimental Nuclear Physics*, Vol. 2, p. 384.
 - ⁶⁾ J. L. FOWLER, JOHN E. BROLLEY, *Rev. Mod. Phys.* 28, 103 (1956).
 - ⁷⁾ J. M. FOWLER, S. S. HANNA und G. E. OWEN, *Phys. Rev.* 98, 249 (1955). (Querschnitte nach einer Privatinformation von J. M. FOWLER *et al.*, Johns Hopkins University.)
-