

Wirkungsquerschnitt der Reaktion ${}^9\text{Be}(\text{n},\text{d}){}^8\text{Li}$ zwischen 16,3 und 18,7 MeV

W. SCOBEL

I. Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg
(Z. Naturforsch. 24 a, 289–290 [1969]; eingeg. am 30. November 1968)

Der β -Zerfall des ${}^8\text{Li}$ führt mit einer Maximalenergie von 13,6 MeV und einer Halbwertszeit von 0,844 sec¹ auf den Kern ${}^8\text{Be}$, der sofort in zwei α -Teilchen zerfällt. Dieser Übergang erfolgt zu weniger als 1% auf den Grundzustand von ${}^8\text{Be}$ ², der lediglich 95 keV über der stabilen Konfiguration $\alpha + \alpha$ liegt; vorwiegend wird das breite 2,9 MeV-Niveau bevölkert; dementsprechend ist der Zerfall charakterisiert durch zwei α -Teilchen, die wegen des relativ starken Rückstoßes bei der Leptonenemission mit nahezu gleicher Energie unter 172–180° gegeneinander emittiert werden. Dieses typische Zerfallsbild gestattet es, neutroneninduzierte Kernreaktionen, die auf den Restkern ${}^8\text{Li}$ führen, mit Hilfe von Kernplatten zu untersuchen, beispielsweise die Reaktion ${}^{11}\text{Be}(\text{n},\alpha){}^8\text{Li}$ ^{3–5}. In der vorliegenden Arbeit werden, wie auch schon in einigen Neutrinorückstoßexperimenten^{6–8}, für die sich der Kern ${}^8\text{Li}$ sehr gut eignet, einige andere Eigenschaften des genannten β -Zerfalls ausgenutzt, um den Wirkungsquerschnitt der Reaktion ${}^9\text{Be}(\text{n},\text{d}){}^8\text{Li}$ zu ermitteln.

Die Neutronen wurden mit einem 2 MeV-Van de Graaff-Generator in einem dünnen Tritium-Titan-Target über die Reaktion $\text{T}(\text{d},\text{n}){}^4\text{He}$ erzeugt. Der Neutronenfluß wurde mit zwei 1'' × 1''-Silbenkristallen unter 102° zum Deuteronenstrahl relativ und absolut gemessen. Die kreisförmigen ${}^9\text{Be}$ -Targets von 46 mm Durchmesser und 220–300 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ Dicke auf einer 50 μ starken Kupferfolie waren in 84 mm Entfernung vom Tritiumtarget unter 0° zum Deuteronenstrahl angeordnet. Aus der Geometrie des Targets und der Dicke des Tritiumtargets resultierte eine Neutronenergieunschärfe, die energieabhängig ± 170 keV bis ± 140 keV betrug.

Als Detektor für die α -Teilchen des ${}^8\text{Be}$ -Zerfalls diente eine Gitterionisationskammer in Zylindergeometrie⁹. Das ${}^9\text{Be}$ -Target war in die Kathode eingearbeitet und ließ sich von außen in Zählposition einschwenken wie auch ein Leertarget und α -Präparate zur Energiedichung. Die Kammer wurde mit einem (A+5% CH₄)-Gemisch von 3 atm Druck betrieben. Die Ionisationskammerimpulse gelangten über Vor- und Hauptverstärker einerseits direkt auf einen 200 Kanal-Analysator zur Registrierung des Energiespektrums, andererseits über einen Schwellenverstärker auf einen im „scaler-time“-Bereich arbeitenden 100 Kanal-Analysator zur Untersuchung der zeitlichen Abnahme der α -Aktivität. Es wurde eine Energieauflösung von ca. 1% bei Energien E_α von etwa 3 MeV erreicht.

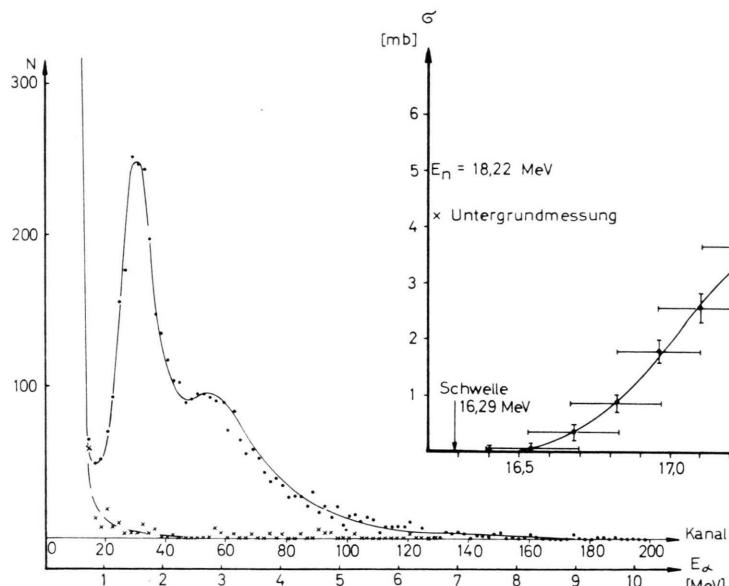


Abb. 1. Energiespektrum des ${}^8\text{Li}$ -Zerfalls aus ${}^9\text{Be}(\text{n},\text{d}){}^8\text{Li}$ bei einer Einschußenergie $E_n = 18,22$ MeV. $\times \times$ Untergrundmessung.

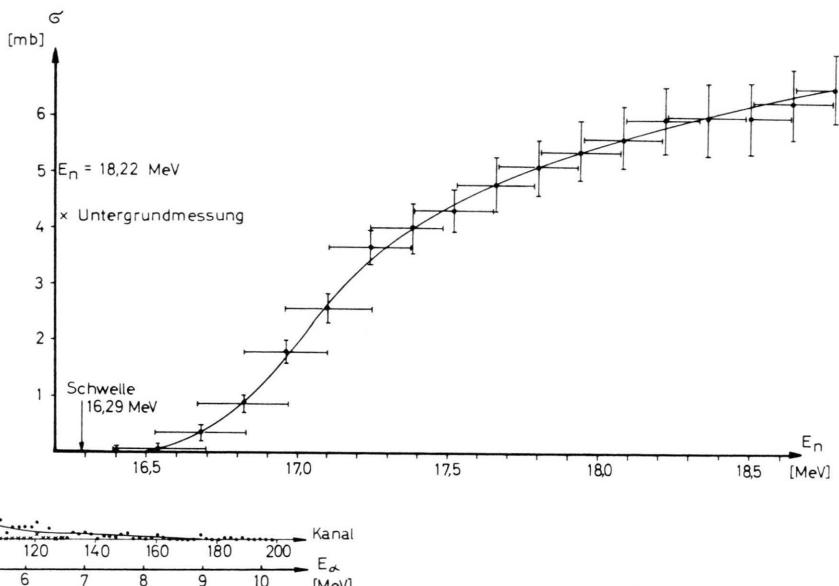


Abb. 2. Anregungsfunktion der Reaktion ${}^9\text{Be}(\text{n},\text{d}){}^8\text{Li}$.

- ¹ D. H. CLASSEN u. H. DINTER, Nucl. Phys. **81**, 155 [1966].
- ² J. F. VEDDER, UCRL 8324 [1958].
- ³ A. H. ARMSTRONG u. G. M. FRYE JR., Phys. Rev. **103**, 335 [1956].
- ⁴ M. SAKISAKA, J. Phys. Soc. Japan **14**, 554 [1959].
- ⁵ M. JASKOLA, L. NATANSON u. J. TURKIEWICZ, Acta Phys. Polon. **29**, 673 [1966].

- ⁶ K. H. LAUTERJUNG, B. SCHIMMER u. H. MAIER-LEIBNITZ, Z. Phys. **150**, 657 [1958].
- ⁷ K. H. LAUTERJUNG, B. SCHIMMER, U. SCHMIDT-ROHR u. H. MAIER-LEIBNITZ, Z. Phys. **155**, 547 [1959].
- ⁸ W. GRUHLE, K. H. LAUTERJUNG, B. SCHIMMER u. U. SCHMIDT-ROHR, Nucl. Phys. **74**, 129 [1965].
- ⁹ Wird demnächst veröffentlicht.



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-NoDerivs 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.

Der auf das Tritiumtarget fokussierte Deuteronenstrahl wurde von einem mechanischen Chopper nach jeweils 1,5 sec für 1,5 sec unterbrochen; eine gleichzeitig betätigte Lichtschranke steuerte die beiden Vielkanalanalysatoren, die dadurch nur bei Strahlunterbrechung geöffnet waren. Um den Untergrund, der vor allem von D(d,n)³He-Neutronen durch Selbsttargetbildung herrührte, möglichst gering zu halten, war der Chopper 12 m strahlaufwärts vom Neutronentarget installiert und durch eine Eisen- und Schwerbetonabschirmung abgedeckt.

Bei einem Neutronenfluß von $6 - 8 \cdot 10^6$ n/(sec · cm²) am Ort des ⁹Be-Targets waren ca. 12–15 Stunden erforderlich, um ein Spektrum mit etwa 3000 Ereignissen aufzunehmen. Abb. 1 zeigt ein Energiespektrum.

Die breite Linie bei 1,5 MeV röhrt her vom Nachweis eines der beiden α -Teilchen beim ⁹Be-Zerfall. In diesen Fällen ist der Restkern ⁸Li der ⁹Be(n,d)⁸Li-Reaktion, nachdem er durch den Rückstoß in das Zählvolumen der Kammer geschleudert wurde, auf Grund seiner positiven Ladung zur Kathode zurückgekehrt und dort zerfallen. Da die beiden α -Teilchen unter nahezu 180° gegeneinander emittiert werden, wird mit hoher Wahrscheinlichkeit nur eines im Zählvolumen der Kammer registriert. In selteneren Fällen wird das ⁸Li-Ion neutralisiert, bevor es zur Kathode zurückgekehrt ist. Der Kern zerfällt dann im Gasraum der Kammer, so daß die Energiesumme beider α -Teilchen registriert wird.

Dem entspricht im Spektrum die der hochenergetischen Flanke des 1,5 MeV-peaks überlagerte schwächere 3 MeV-Gruppe.

Der Untergrund bis 600 keV röhrt hauptsächlich von der neutroneninduzierten β - und γ -Aktivität des Kammermaterials her. Der Untergrund oberhalb 600 keV beträgt durchweg weniger als 5% des integrierten Spektrums, erreicht lediglich bei den ersten Meßpunkten oberhalb der Schwelle der Reaktion 10%.

Zur Ermittlung der Anregungsfunktion ist der gemessene Neutronenfluß um die Verfälschung durch Streuung und Absorption an der Ionisationskammer zu korrigieren und eine geringe Korrektur an den integrierten α -Spektren für ⁸Li-Kerne, die durch Diffusion aus dem Zählvolumen verloren gehen, anzubringen. Abb. 2 zeigt die Anregungsfunktion.

Der absolute Fehler der Wirkungsquerschnitte setzt sich hauptsächlich zusammen aus denen der Flußmessung mit den erforderlichen Korrekturen (ca. 7%) sowie der Berücksichtigung des Reaktionsuntergrundes und der Korrektur für Diffusionsverluste (ca. 5%) und beträgt rund 10%; der relative Fehler beträgt etwa 5%. Innerhalb dieser Fehlergrenze stimmt auch die Anregungsfunktion, wie sie aus der Summation des Energiespektrums ermittelt wurde, mit der aus dem zeitlichen Abklingen nach den Methoden der Aktivierungsanalyse bestimmten überein.