

sungen mit Festradiatorspektrometern³⁻⁵ festgestellten Quellstärkedefizits und rechtfertigen daher die Annahme, daß die mitgeteilten Spektren von groben systematischen Fehlern frei sind.

Es wird besonders darauf hingewiesen, daß nur der in den Abb. 2 und 3 ausgezogene Teil der Spektren aus den Messungen folgt. Der gestrichelte Abfall entsteht, weil die Reichweite von Protonen mit Energien unterhalb 250 keV beim gewählten Gasdruck für eine sichere Registrierung zu klein ist. Die mit 1, 2 und 3 gekennzeichneten Maxima treten in beiden Spektren

bei der gleichen Energie auf und können möglicherweise beim Versuch einer theoretischen Deutung nützlich sein. Die Beobachtungsdauer betrug bei der Messung des Am-Be-Spektrums $2,66 \cdot 10^6$ s, bei der Messung des RaBe-Spektrums $3,27 \cdot 10^6$ s. In diesen Zeiten wurden von jedem Analysatorkanal im Mittel nur 100 Impulse registriert. Wegen der damit verbundenen statistischen Unsicherheit wurde die Kurve der Kanal-inhalte einer 5-Punkt-Glättung⁶ unterworfen.

Dem Bundesministerium für wissenschaftliche Forschung wird für die Förderung der Untersuchungen gedankt.

³ K. W. GEIGER u. C. K. HARGROVE, Nucl. Phys. **53**, 204 [1964].

⁴ K. W. GEIGER u. C. J. D. JARVIS, Can. J. Phys. **42**, 1097 [1964].

⁵ H. KLUGE, Z. Naturforsch. **24 a**, 1289 [1969].

⁶ A. SAVITZKY u. M. J. E. GOLAY, Anal. Chem. **36**, 1627 [1964].

Das Neutronenspektrum radioaktiver Be(α ,n)-Quellen im Energiebereich oberhalb 1 MeV

H. KLUGE

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt, Braunschweig

(Z. Naturforsch. **24 a**, 1289—1290 [1969]; eingegangen am 18. Juni 1969)

Die Messung der spektralen Energieverteilung schneller Neutronen aus radioaktiven Neutronenquellen führte bisher zu sehr unterschiedlichen Ergebnissen¹⁻⁴. Der Grund hierfür kann einmal in der Zusammensetzung der jeweils untersuchten Quelle, zum anderen jedoch auch in dem benutzten Meßverfahren liegen. Eine erneute Vermessung in Verbindung mit einer Untersuchung der Neutronen mit Energien unterhalb 1 MeV⁵ erschien lohnend. Die Spektren einer ^{241}Am - $^9\text{Be}(\alpha, n)$ - und einer ^{226}Ra - $^9\text{Be}(\alpha, n)$ -Quelle sind mit einem Rückstoßprotonenteleskop ähnlich demjenigen von GEIGER und JARVIS⁶ untersucht worden. Zur Energiemessung der Rückstoßprotonen diente dabei jedoch ein Silicium-Oberflächengrenzschichtzähler. Gemessen wird die Energie der Rückstoßprotonen, die von Neutronen im elastischen Stoß aus dünnen wasserstoffhaltigen Folien (Polyäthylen auf Tantalträger) herausgeschlagen werden (Abb. 1). Die Energie E_p des Rückstoßprotons, das dabei unter dem Winkel θ gegen die Richtung des einfallenden Neutrons (Energie E_n) emittiert wird, beträgt

$$E_p = E_n \cos^2 \theta.$$

Quelle, Radiatorfolie und Detektor liegen in einer Achse (Abb. 1). Durch die Geometrie dieser Anordnung werden nur Rückstoßprotonen zur Energiemes-

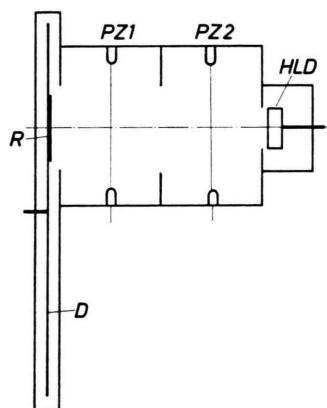


Abb. 1. Prinzipieller Aufbau des Rückstoßprotonenteleskops. R = Radiatorfolie, D = Drehteller, PZ 1, 2 = Proportionalzählrohre 1 und 2, HLD = Halbleiterdetektor.

sung zugelassen, die unter einem mittleren Streuwinkel $\theta = 0^\circ$ in einen kleinen Winkelbereich $\Delta\theta$ ausgesandt werden. Um den Untergrund herabzusetzen, befinden sich zwischen Radiatorfolie und Halbleiterdetektor zwei Proportionalzählrohre, die zusammen mit dem Halbleiterdetektor in Koinzidenz betrieben werden.

Mit Hilfe eines von außen bedienbaren Drehtellers lassen sich entweder Radiatorfolien verschiedener Dicke, eine Tantalscheibe für Untergrundmessungen oder ein ^{241}Am - α -Präparat zur Energiekalibrierung des Halbleiterdetektors in den Strahlengang des Spektrometers bringen. Die Zählrohre werden mit einem Gemisch aus Argon und CO_2 gefüllt. Energieverlusten der Rückstoßprotonen in der Radiatorfolie sowie nichtzentralen Stö-

Sonderdruckanforderungen erbeten an: H. KLUGE, Physikalisch-Technische Bundesanstalt, 33 Braunschweig, Bundesallee 100.

¹ K. W. GEIGER, R. HUM u. C. J. D. JARVIS, Can. J. Phys. **42**, 1097 [1964].

² K. W. GEIGER u. C. K. HARGROVE, Nucl. Phys. **53**, 204 [1964].

³ M. N. THOMPSON u. J. M. TAYLOR, Nucl. Instr. Meth. **37**, 305 [1965].

⁴ H. B. GREISS, Nukleonik **10**, 283 [1968].

⁵ H. ZILL, Z. Naturforsch. **24 a**, 1287 [1969].

⁶ K. W. GEIGER u. C. J. D. JARVIS, Can. J. Phys. **40**, 33 [1962].



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 digitalized 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.

ßen zufolge erhält man für monoenergetisch einfallende Neutronen charakteristische Rückstoßprotonenverteilungen⁷. Diese Verteilungen sowie die Nachweiswahrscheinlichkeiten sind für die vorliegende Geometrie unter Berücksichtigung von Form und Ausdehnung der Quelle berechnet worden. Die dabei erhaltenen Mittelwerte der Energien der Rückstoßprotonenverteilungen wurden um den zu erwartenden mittleren Energieverlust⁸ der Protonen im Zählgas korrigiert. Auf diese Weise erhält man einen Zusammenhang zwischen der im Halbleiterdetektor gemessenen Energie eines Protons und der Energie des zugehörigen Neutrons. Kalibriert man weiter den Halbleiterdetektor mittels des eingebauten α -Präparates und eines Impulsgenerators, dann kennt man auch den Zusammenhang zwischen der Energie eines einfallenden Neutrons und der Größe des zugehörigen Signals aus dem Halbleiterdetektor.

Die Ergebnisse der Messungen sind in den Abb. 2 und 3 dargestellt. Sowohl bei der Am-Be- als auch bei

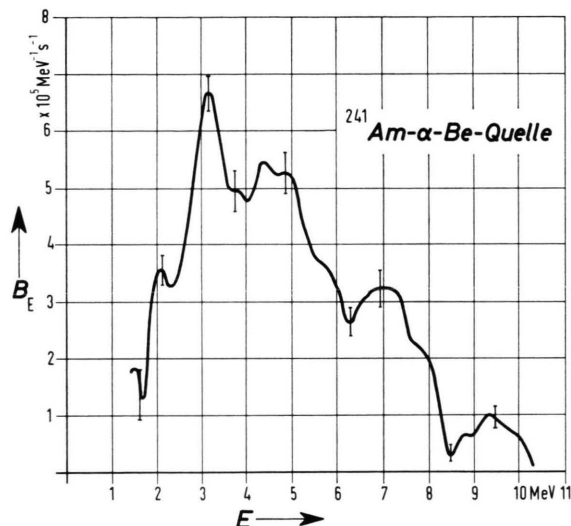


Abb. 2. Spektrale Energieverteilung der Neutronen aus einer ^{241}Am - α -Be-Quelle mit der Gesamtquellstärke $B=3,0 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$. (Statistische Fehler nur für einige Meßpunkte gezeichnet.)

⁷ K. WEISE, Nucl. Inst. Meth. **67**, 197 [1969].

⁸ C. H. JOHNSON, in: J. B. MARION u. J. L. FOWLER, Fast Neutron Physics, Part I, S. 254; New York 1960.

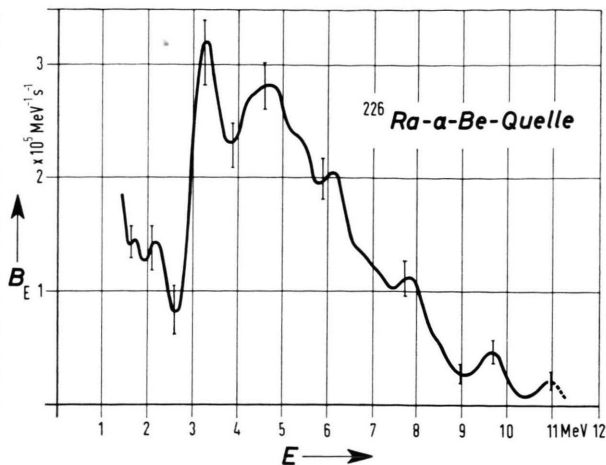


Abb. 3. Spektrale Energieverteilung der Neutronen aus einer ^{226}Ra - α -Be-Quelle mit der Gesamtquellstärke $B=2,00 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$. (Statistische Fehler nur für einige Meßpunkte gezeichnet.)

der Ra-Be-Quelle ist dieselbe Radiatorfolie mit einer Massenbelegung von $1,05 \text{ mg/cm}^2$ benutzt worden. Um die statistischen Schwankungen der Meßwerte infolge der geringen Kanalhalte zu vermindern, wurden die Ergebnisse in einem 7-Punkt-Glättungsverfahren⁹ ausgeglichen. Als partielle Quellstärken im Energiebereich oberhalb $1,4 \text{ MeV}$ ergaben sich $85,3\%$ für die Am-Be-Quelle und $67,5\%$ für die Ra-Be-Quelle. Der nur aus der Zählstatistik folgende Fehler dieser Quellstärkeanteile ist kleiner als 1% . Im Falle der Am-Be-Quelle stimmen die Messungen hinreichend mit dem durch VAN DER ZWAN¹⁰ theoretisch vorhergesagten Verlauf des Spektrums überein. Die sich bei 9 MeV andeutende Linie, die vorher schon GREISS⁴ bei seinen Messungen erhalten hat, wird jedoch von VAN DER ZWAN nicht vorhergesagt. Das Spektrum der Ra-Be-Quelle ist im ganzen demjenigen der Am-Be-Quelle ähnlich. Die theoretische Deutung beschränkt sich bisher auf die Untersuchungen von HESS¹¹, der ein starkes Maximum bei etwa 4 MeV voraussagt.

⁹ A. SAVITZKY u. M. J. E. GOLAY, Analyt. Chem. **36**, 1627 [1964].

¹¹ W. N. HESS, Ann. Phys. **2**, 115 [1959].

¹⁰ L. VAN DER ZWAN, Can. J. Phys. **46**, 1527 [1968].