

Aus dem I. Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg

Untersuchungen über die Energieabhängigkeit von Kernreaktionen mit Neutronen im Energiebereich zwischen 12 und 19 MeV* **

Von

M. BORMANN, S. CIERJACKS, E. FRETWURST, K.-J. GIESECKE,
H. NEUERT und H. POLLEHN

Mit 13 Figuren im Text

(Eingegangen am 15. Januar 1963)

Continuing earlier investigations we studied the energy dependence of the cross sections of the following nuclear reactions produced by neutrons in the energy range from 12 to 19 MeV: $P^{31}(n, 2n)P^{32}$, $P^{31}(n, \alpha)Al^{28}$, $Cu^{65}(n, 2n)Cu^{64}$, $Cu^{65}(n, p)Ni^{65}$, $Zn^{64}(n, 2n)Zn^{63}$, $Zn^{64}(n, p)Cu^{64}$, $V^{51}(n, p)Ti^{51}$, $Br^{79}(n, \alpha)As^{76}$, $O^{16}(n, \alpha)C^{13}$.

The results were compared with cross sections calculated according to the statistical theory, considering the competition of γ -ray emission and particle (predominantly neutron) emission from the excited residual nucleus.

Einleitung

In den letzten Jahren sind neben zahlreichen und ausführlichen Untersuchungen über die von Neutronen mit einer Energie von etwa 14 MeV ausgelösten Kernreaktionen weitere Untersuchungen über die Energieabhängigkeit dieser Prozesse durchgeführt worden (siehe z. B.¹⁻¹³).

* Herrn Professor Dr. R. FLEISCHMANN zum 60. Geburtstag gewidmet.

** Auszugsweise vorgetragen auf der Tagung des Verbandes Deutscher Physikalischer Gesellschaften, Stuttgart 1962.

¹ COHEN, A. V., and P. H. WHITE: Nuclear Phys. **1**, 73 (1956).

² ALLEN jr., L., W. A. BIGGERS, R. J. PRESTWOOD and R. K. SMITH: Phys. Rev. **107**, 1363 (1957).

³ TERELL, J., and D. M. HOLM: Phys. Rev. **109**, 2031 (1958).

⁴ KERN, B. D., W. E. THOMPSON and J. M. FERGUSON: Nuclear Phys. **10**, 226 (1959).

⁵ KNIGHT, J. D., and R. K. HENKEL: Phys. Rev. **112**, 259 (1959).

⁶ MANI, G. S., G. J. MCCALLUM and A. T. G. FERGUSON: Nuclear Phys. **19**, 535 (1960).

⁷ FERGUSON, J. M., and W. E. THOMPSON: Phys. Rev. **118**, 228 (1960).

⁸ PRESTWOOD, R. J., and P. B. BAYHURST: Phys. Rev. **121**, 1438 (1961).

⁹ WILLIAMSON, C. F.: Phys. Rev. **122**, 1877 (1961).

¹⁰ BORMANN, M., S. CIERJACKS, R. LANGKAU, H. POLLEHN and H. NEUERT: J. phys. radium **22**, 602 (1961).

¹¹ BORMANN, M., S. CIERJACKS, R. LANGKAU u. H. NEUERT: Z. Physik **166**, 477 (1962).

¹² BORMANN, M.: Z. Naturforsch. **17a**, 479 (1962).

¹³ LANGKAU, R.: Z. Naturforsch. (in Vorbereitung).

Solche Messungen geben zusätzliche Möglichkeiten für die Überprüfung der für die betrachteten Reaktionen ($n, 2n; n, p; n, \alpha$) gültigen Theorien. Bei den meist hohen Anregungsenergien der gebildeten Zwischenkerne ist es naheliegend, die Wirkungsquerschnitte und auch das Energiespektrum der emittierten Teilchen nach der statistischen Theorie von WEISSKOPF und EWING¹⁴ zu berechnen; zu einem, allerdings noch keineswegs bekannten Teil muß man aber auch direkte Prozesse in Betracht ziehen. Die Anwendung der statistischen Theorie zur Berechnung von Reaktionswirkungsquerschnitten hat nicht immer die erwartete Übereinstimmung mit den experimentellen Werten gebracht. Dies liegt zum Teil daran, daß weder über die zu verwendende Niveaudichtenbeziehung $\omega(E)$ noch über den hierin wesentlichen Parameter a eine übereinstimmende Auffassung vorhanden war. In neueren Untersuchungen sind diese Fragen teilweise dadurch wesentlich geklärt worden, daß eine große Zahl geeigneter experimenteller Ergebnisse in dieser Hinsicht analysiert worden sind und zu genaueren Aussagen über die Niveaudichte geführt haben¹⁵⁻¹⁷. Eine weitere Verbesserung brachte die Berücksichtigung der Paarungsenergie in der Niveaudichte¹⁸⁻²². Schließlich aber konnte auch eine bessere Übereinstimmung der statistischen Theorie mit den experimentellen Meßresultaten erzielt werden, wenn für die in die Theorie eingehenden Wirkungsquerschnitte für die Compound-Kernbildung σ_C nicht die Werte nach der Kontinuumstheorie, sondern die nach dem optischen Modell sich ergebenden Werte herangezogen wurden^{12, 23, 24}.

Apparatur

Die Messungen wurden nach der Aktivierungsmethode durchgeführt. Die Apparatur ist im wesentlichen bereits früher^{11, 25, 26} beschrieben worden. Wieder stand der 3 MeV Van de Graaff-Generator des II. Instituts für Experimentalphysik der hiesigen Universität zur Verfügung, mit dem die Neutronen über die D, T -Reaktion unter Verwendung dünner Titan-

¹⁴ WEISSKOPF, V.F., and H.D. EWING: Phys. Rev. **57**, 472 (1940).

¹⁵ LANG, D.W.: Nuclear Phys. **26**, 434 (1961).

¹⁶ VARSHNI, Y.P.: Nuovo cimento **22**, 145 (1961).

¹⁷ ERBA, E., U. FACCHINI e E. SAETTA MENICHELLA: Nuovo cimento **22**, 1237 (1961).

¹⁸ HURWITZ jr., H., and H. BETHE: Phys. Rev. **81**, 898 (1951).

¹⁹ NEWTON, T.D.: Can. J. Phys. **34**, 804 (1956).

²⁰ CAMERON, A.G.W.: Can. J. Phys. **36**, 1040 (1958).

²¹ DOSTROVSKY, I., Z. FRAENKEL and G. FRIEDLÄNDER: Phys. Rev. **116**, 683 (1959).

²² ALLAN, D.L.: Nuclear Phys. **24**, 274 (1961).

²³ LANG, D.W.: Phys. Rev. **123**, 265 (1961).

²⁴ LINDNER, A.: Z. Physik **171**, 379 (1963).

²⁵ POLLEHN, H., u. H. NEUERT: Z. Naturforsch. **16a**, 224 (1961).

²⁶ POLLEHN, H., u. K.H. PEUCKERT: Kernphys. Rundber. Nr. **36** (1964).

Tritium-Targets erzeugt wurden. Die Wirkungsquerschnitte der untersuchten Reaktionen wurden gemäß der jeweiligen Halbwertszeit der gebildeten Restkerne relativ zu den hinreichend gut bekannten Wirkungsquerschnitten für die Prozesse $\text{Al}^{27}(n, \alpha)$, $\text{Fe}^{56}(n, p)$, $\text{Cu}^{63}(n, 2n)$ oder $\text{Cu}^{65}(n, 2n)$ bei 14,1 MeV Neutronenenergie bestimmt.

Bei den Untersuchungen an der Reaktion $\text{O}^{16}(n, \alpha)$, die zum stabilen Restkern C^{13} führt, wurde ein anderes Verfahren angewandt, das unten näher beschrieben wird.

Messungen und Meßresultate

$\text{P}^{31}(n, 2n)\text{P}^{30}$ und $\text{P}^{31}(n, \alpha)\text{Al}^{28}$. Bei der Neutronenbestrahlung von Phosphor treten im γ -Spektrum der aktivierten Probe unter anderem zwei γ -Linien bei 0,51 MeV und 1,78 MeV auf. Die erste Linie klingt mit einer Halbwertszeit von $T = 2,5$ m ab und kann der Vernichtungsstrahlung des zu 100 % unter β^+ -Emission zerfallenden Restkerns P^{30} aus der Reaktion $\text{P}^{31}(n, 2n)\text{P}^{30}$ zugeschrieben werden. Die Halbwertszeit der zweiten Linie beträgt 2,3 m; sie ist charakteristisch für den radioaktiven Restkern Al^{28} aus der Reaktion $\text{P}^{31}(n, \alpha)\text{Al}^{28}$, bei dessen Zerfall diese 1,78 MeV γ -Linie mit 100 % Wahrscheinlichkeit auftritt. Aus dem Verhältnis der Intensitäten der beiden γ -Linien kann auf das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte $\sigma(n, 2n) : \sigma(n, \alpha)$ geschlossen werden. Daneben wurde das zeitliche Abklingen des Teiles der gesamten von der aktivierten Probe ausgehenden γ -Strahlung registriert, die im NaJ-Kristall einen Energieverlust von mindestens 50 keV erleidet. Für die sich in dieser Abklingkurve ergebende Komponente mit einer zwischen $T = 2,3$ und 2,5 m gelegenen Halbwertszeit wurde die Aktivität dN/dt zur Zeit $t = 0$ ermittelt. Andererseits gilt aber auch $dN/dt(t = 0) = a\sigma(n, 2n) + b\sigma(n, \alpha)$ mit bekannten Faktoren a und b (in diese gehen die Halbwertszeiten von P^{30} bzw. Al^{28} , die Bestrahlungsdauer, die Zahl der Targetkerne und der Neutronenfluß ein). Aus dieser Beziehung und dem beobachteten Verhältnis $\sigma(n, 2n) : \sigma(n, \alpha)$ konnten dann die einzelnen Wirkungsquerschnitte selbst bestimmt werden.

Die Neutronenflußmessung erfolgte mit Hilfe der Reaktion $\text{Cu}^{63}(n, 2n)\text{Cu}^{62}$ gleichfalls über die Aktivierungsmethode. CuO-Pulver wurden zu diesem Zweck unter dem Winkel relativ zur Richtung des Deuteronenstrahls bestrahlt, unter dem gerade 14,1 MeV-Neutronen vom Tritium-Target ausgehen. Als Wirkungsquerschnitt für diese Bezugsreaktion bei 14,1 MeV Neutronenenergie wurde der bekannte Wert $\sigma_{n, 2n} = 478 \text{ mb} \pm 8\%$ zugrunde gelegt¹¹. Die Neutronenflüsse anderer Energie, d. h. unter anderen Winkeln, wurden dann mit Hilfe des bekannten relativen differentiellen Wirkungsquerschnitts für die DT -Reaktion aus dem Fluß der 14,1 MeV-Neutronen bestimmt.

Fig. 1 zeigt die gemessenen Anregungsfunktionen für die beiden erörterten Reaktionen. Die eingetragenen Fehlergrenzen für die Wirkungsquerschnitte sind absolute Gesamtfehler, in denen jedoch die Unsicherheit in der Kenntnis des Zerfallsschemas der jeweiligen radioaktiven Restkerne nicht enthalten ist. Die Anregungsfunktion für die Reaktion $P^{31}(n, 2n)P^{30}$ beginnt bei etwa $E_n = 12,4$ MeV, steigt im untersuchten

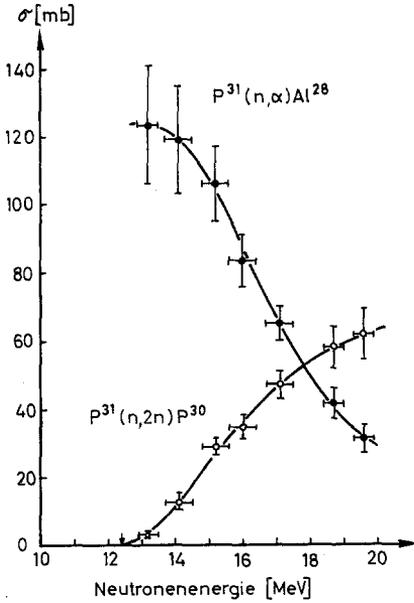


Fig. 1

Fig. 1. Energieabhängigkeit der Reaktionen $P^{31}(n, 2n)P^{30}$ und $P^{31}(n, \alpha)Al^{28}$.
 $Q_{n, 2n} = -12,37$ MeV, $Q_{n, \alpha} = -1,95$ MeV

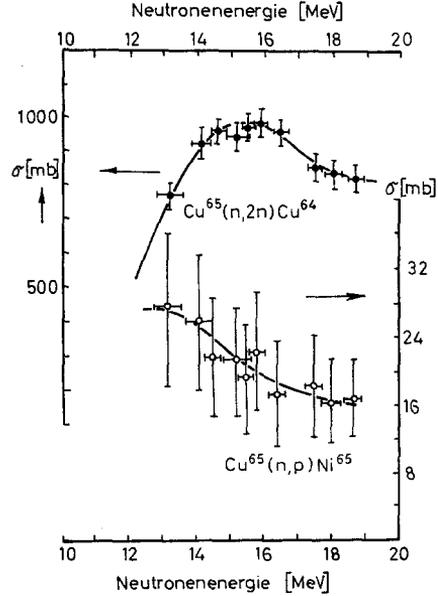


Fig. 2

Fig. 2. Energieabhängigkeit der Reaktionen $Cu^{65}(n, 2n)Cu^{64}$ und $Cu^{65}(n, p)Ni^{65}$.
 $Q_{n, 2n} = -10,1$ MeV, $Q_{n, p} = -1,32$ MeV

Energiebereich stetig an und erreicht bei $E_n = 19,6$ MeV einen Wert von $62 \text{ mb} \pm 12\%$. Der Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $P^{31}(n, \alpha)Al^{28}$ dagegen scheint bereits bei $E_n = 13,2$ MeV ein Maximum von etwa 120 mb zu durchlaufen und fällt nach höheren Neutronenenergien relativ schnell ab, so daß sich bei $E_n = 19,6$ MeV nur noch $32 \text{ mb} \pm 13\%$ ergeben.

$Cu^{65}(n, 2n)Cu^{64}$. Zur Untersuchung dieser Reaktion wurde CuO-Pulver bestrahlt. Cu^{64} zerfällt teilweise unter β^+ -Emission, so daß die $0,51$ MeV- β^+ -Vernichtungsstrahlung zur Ausmessung der entstandenen Aktivität des Cu^{64} mit der Halbwertszeit $T = 12,8$ h herangezogen werden konnte. Die Wirkungsquerschnitte wurden relativ zum Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $Al^{27}(n, \alpha)Na^{24}$ bei $14,1$ MeV bestimmt, für den der Wert $\sigma_{n, \alpha} = 118 \text{ mb} \pm 8\%$ zugrunde gelegt wurde¹⁰. Fig. 2 gibt die gemessenen Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von der Neutronen-

energie wieder. Bei etwa 15,5 MeV wird ein Maximum von etwa 1 barn erreicht, danach fällt die Anregungsfunktion wieder ab. Bis in den Bereich des Maximums liegt gute Übereinstimmung mit entsprechenden Messungen von BAYHURST und PRESTWOOD⁸ vor; bei höheren Neutronenenergien jedoch tritt eine größere Abweichung im Verlauf der Anregungsfunktionen auf, da nach BAYHURST und PRESTWOOD der Wirkungsquerschnitt oberhalb des Maximums im wesentlichen konstant bleibt.

Cu⁶⁵(n, p)Ni⁶⁵. Nach der Neutronenbestrahlung von CuO-Pulver wurde die Aktivität des Ni⁶⁵, die mit einer Halbwertszeit von $T = 2,6$ h abklingt, über die für diesen Kern charakteristische γ -Linie von 1,49 MeV ausgemessen. Die Wirkungsquerschnitte wurden relativ zum Wirkungsquerschnitt für die Reaktion Fe⁵⁶(n, p)Mn⁵⁶ bei 14,1 MeV Neutronenenergie gemessen. Als Wirkungsquerschnitt für diese Bezugsreaktion wurde der Wert $\sigma_{n,p} = 112,5 \text{ mb} \pm 7,2\%$ angenommen¹¹. Fig. 2 gibt die gemessene Anregungsfunktion wieder. Die Fehler der Wirkungsquerschnitte sind relativ groß, weil die Messungen nur mit schlechter Statistik durchgeführt werden konnten. Dieses wurde einmal dadurch bedingt, daß die Wirkungsquerschnitte an sich relativ klein sind, zum anderen aber die Ansprechwahrscheinlichkeit der Meßapparatur für die 1,49 MeV γ -Linie schon verhältnismäßig klein ist und außerdem der Anteil der zur Emission dieser γ -Strahlung führenden Zerfälle von Ni⁶⁵ nur 25 % beträgt, so daß im Photopeak jeweils nur geringe Intensitäten auftraten. Die Anregungsfunktion zeigt bei etwa 13 MeV Neutronenenergie ein Maximum von etwa 28 mb und fällt nach höheren Einschußenergien ab.

Zn⁶⁴(n, 2n)Zn⁶³. Hier wurde reines Zink, das in Form von Spänen vorlag, mit Neutronen bestrahlt. Die entstandene Aktivität des Zn⁶³, die mit einer Halbwertszeit von $T = 38$ m abklingt, wurde durch Ausmessung des zeitlichen Intensitätsabfalls des gesamten auftretenden γ -Spektrums oberhalb einer Diskriminatorschwelle von 50 keV bestimmt. Die Wirkungsquerschnitte wurden relativ zu dem Wirkungsquerschnitt für die Reaktion Cu⁶³(n, 2n)Cu⁶² bei 14,1 MeV Neutronenenergie ermittelt. Fig. 3 zeigt die erhaltenen Werte. Die Anregungsfunktion steigt relativ schnell an und erreicht bei $E_n = 18,5$ MeV bereits ein Maximum von $\sigma_{n,2n} = 301 \text{ mb} \pm 11,7\%$.

Zn⁶⁴(n, p)Cu⁶⁴. Die Meßmethode war hier die gleiche wie im Falle der Reaktion Zn⁶⁴(n, 2n)Zn⁶³. Die Aktivität des Cu⁶⁴ klingt mit einer Halbwertszeit von $T = 13$ h ab. Die Bestimmung der Wirkungsquerschnitte erfolgte relativ zu dem Wirkungsquerschnitt für die Reaktion Cu⁶⁵(n, 2n)Cu⁶⁴ bei 14,1 MeV Neutronenenergie, für den der Wert $\sigma_{n,2n} = 930 \text{ mb} \pm 9\%$ zugrunde gelegt wurde. Fig. 3 zeigt die Meßergebnisse. Offensichtlich erreicht diese Reaktion schon wesentlich unterhalb 13 MeV Neutronenenergie ein Maximum im Wirkungsquerschnitt, so daß

im hier untersuchten Energiebereich nur noch der nachfolgende Abfall in der Anregungsfunktion erfaßt wurde.

$V^{51}(n, p)Ti^{51}$. Zur Untersuchung dieser Reaktion wurde V_2O_5 -Pulver bestrahlt. Die erzeugte Aktivität des Ti^{51} , die mit $T = 5,8$ m abklingt, wurde über die Messung des zeitlichen Intensitätsabfalls des gesamten

bei 50 keV diskriminierten γ -Spektrums bestimmt. Die Wirkungsquerschnitte wurden wieder relativ zum Wirkungsquerschnitt

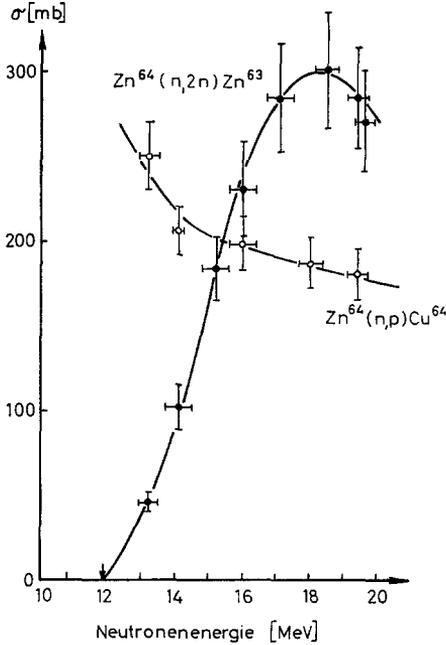


Fig. 3

Fig. 3. Energieabhängigkeit der Reaktionen $Zn^{64}(n, 2n)Zn^{63}$ und $Zn^{64}(n, p)Cu^{64}$. $Q_{n, 2n} = -11,85$ MeV, $Q_{n, p} = 0,21$ MeV

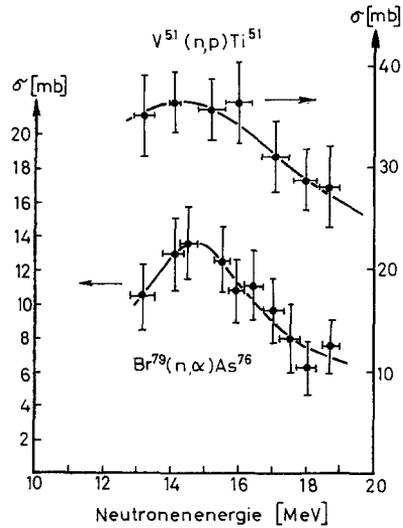


Fig. 4

Fig. 4. Energieabhängigkeit der Reaktionen $V^{51}(n, p)Ti^{51}$ und $Br^{79}(n, \alpha)As^{76}$. $Q_{n, p} = -1,69$ MeV, $Q_{n, \alpha} = 1,80$ MeV

der Reaktion $Cu^{63}(n, 2n)Cu^{62}$ bei 14,1 MeV ermittelt. In Fig. 4 sind die erhaltenen Meßwerte wiedergegeben. Bei 14,1 MeV Neutronenenergie erreicht der Wirkungsquerschnitt einen maximalen Wert von $\sigma_{np} = 36,3 \text{ mb} \pm 8,3\%$ und fällt nach höheren Einschußenergien wieder ab.

$Br^{79}(n, \alpha)As^{76}$. Es wurde hier kristallines NaBr bestrahlt. Die Ausmessung der Aktivität des As^{76} , die mit $T = 26$ h abklingt, erfolgte über die für As^{76} charakteristische γ -Linie von 555 keV. Die Wirkungsquerschnitte wurden relativ zum Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $Al^{27}(n, \alpha)Na^{24}$ bei 14,1 MeV bestimmt und sind gleichfalls in Fig. 4 wiedergegeben. Die Ungenauigkeit der einzelnen Meßwerte ist relativ

groß, da im ausgemessenen Photopeak auch noch ein γ -Untergrund aus einer 36 h-Aktivität enthalten war. Diese rührt wahrscheinlich von der Reaktion $\text{Br}^{81}(n, \gamma)\text{Br}^{82}$ her, da im γ -Spektrum außerdem auch eine für Br^{82} charakteristische γ -Linie von 777 keV auftrat. Die Anregungsfunktion zeigt ein Maximum bei $E_n = 14,4$ MeV mit einem Wirkungsquerschnitt von $\sigma_{n\alpha} = 13,6 \text{ mb} \pm 24\%$ und fällt nach höheren Einschüßenergien relativ schnell ab.

$\text{O}^{16}(n, \alpha)\text{C}^{13}$. Die Untersuchungen über die Reaktion $\text{O}^{16}(n, \alpha)\text{C}^{13}$ wurden am CaWO_4 und am ZnO durchgeführt. Beide Substanzen lagen vor in Form von Leuchtstoffpulvern. Frühere Untersuchungen hatten gezeigt, daß beide Stoffe günstige Szintillationseigenschaften für α -Teilchen aufweisen, wenn sie in geeigneten dünnen Schichten verwendet werden. Darüber hinaus hatten Beobachtungen des zeitlichen Verlaufs der Einzelszintillationen ergeben, daß eine Diskriminierung zwischen α -Teilchen und Protonen möglich ist (pulse-shape-Diskriminierung²⁷). γ -Strahlung ist mit den üblicherweise verwendeten geringen Schichtdicken kaum nachzuweisen. Es wurde daher daran gedacht, diese Eigenschaften zum Nachweis der obigen Reaktion so auszunutzen, daß eine Bestrahlung der dünnen Szintillatorschichten mit Neutronen zur Emission von α -Teilchen aus (n, α) -Prozessen führt, die im Szintillator selbst direkt nachgewiesen werden. Die Diskriminierungseigenschaften sollten dabei dazu dienen, die α -Teilchen zu unterscheiden von Protonen, die aus gleichzeitig ablaufenden (n, p) -Reaktionen gebildet werden. Es zeigte sich aber, daß das Impulsdiskriminierungsverfahren wegen der relativ großen Reichweite der Protonen derart große Schichtdicken erforderte, daß die Szintillationseigenschaften dieser Schichten für α -Teilchen bereits so schlecht waren, daß sich eine quantitative Anwendung der Methode als unmöglich erwies. Es war aber möglich, eine Diskriminierung allein auf Grund geeigneter Schichtdickenwahl zu erzielen. Denn da die α -Teilchen eine sehr geringe Reichweite in den Leuchtstoffschichten haben, konnte man sich auf so dünne, jedoch für die Untersuchung der (n, α) -Reaktionen noch brauchbare Schichtdicken beschränken, daß die Protonen in diesen Schichten wegen ihrer größeren Reichweite nur einen geringen Teil ihrer Energie abgeben und daher praktisch alle über einer gewissen Impulshöhenschwelle liegenden Impulse den α -Teilchen zugeschrieben werden konnten. Diese optimalen Schichtdicken wurden durch eine Reihe von Vorversuchen ermittelt. In der praktischen Ausführung wurden für beide Substanzen Schichtdicken von 35 bis 65 mg/cm² auf einem nicht Tl-aktivierten CsJ-Kristall (20 mm $\varnothing \times 2$ mm) aufgetragen, der zugleich als Lichtleiter für den Anschluß an einen RCA 6810 A-

²⁷ BORMANN, M., R. LANGKAU, G. ANDERSSON-LINDSTRÖM, H. NEUERT u. J. WARNCHE: Nukleonik 3, 85 (1961).

Multiplifier diene. Vorversuche mit 14 MeV-Neutronen unter Verwendung der pulse-shape-Diskriminierungsmethode hatten gezeigt, daß die Impulshöhen von Protonen aus (n, p) -Reaktionen gegenüber den Impulsen von α -Teilchen bei Schichten bis zu 65 mg/cm^2 vernachlässigt werden konnten. Es mußte bei den Messungen wegen der geringen Anzahl an Targetkernen mit einem beträchtlichen Untergrund an α -Teilchen aus der Umgebung und den Unterlagen gerechnet werden. Es wurden daher alle Blenden und Lichtabschirmungen aus Tantal gemacht, das einen kleinen Wirkungsquerschnitt für den (n, α) -Prozeß aufweist, außerdem wurde das Luftvolumen vor dem Szintillator auf ein Minimum reduziert.

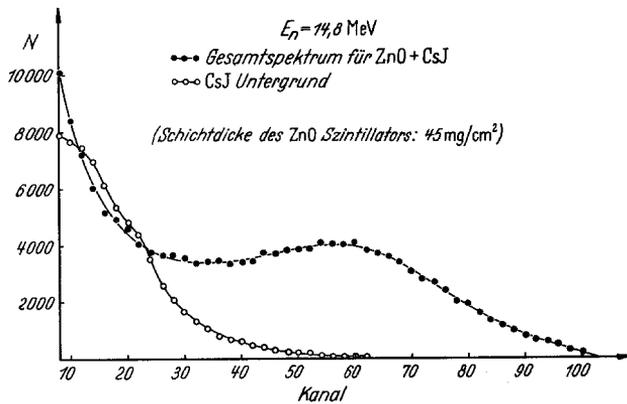


Fig. 5. Impulshöhenspektrum eines ZnO-Leuchtstoffsintillators auf CsJ-Unterlage und der CsJ-Unterlage allein bei Beschuß mit Neutronen von 14,8 MeV

Die Versuche wurden so durchgeführt, daß als eigentliche Messung das gesamte von der Leuchtstoffschicht und der CsJ-Unterlage ausgehende Impulshöhenspektrum bei Verwendung der obengenannten Leuchtstoffschichtdicken mit einem Vielkanalanalysator unter genauer Kontrolle des Neutronenflusses aufgenommen wurde. Zusätzlich wurde vor und nach einer solchen Messung unter Einhaltung der gleichen Registrierbedingungen für die gleiche Zahl der einfallenden Neutronen das Impulshöhenspektrum des Untergrundes allein, der im wesentlichen vom CsJ herrührte, aufgenommen. Fig. 5 zeigt das Gesamtspektrum für ZnO als Leuchtstoff (45 mg/cm^2) bei einer Neutronenenergie von 14,8 MeV und das CsJ-Untergrundspektrum; das Differenzspektrum der Fig. 6 gibt dann die spektrale Verteilung der aus dem Zink und dem Sauerstoff stammenden α -Teilchen wieder.

Bei der Auswertung wurden alle α -Teilchen mit einer Energie größer als 4 MeV berücksichtigt. Diese Schwelle wurde mit Hilfe von Eichpräparaten festgelegt.

Entsprechende Messungen beim CaWO_4 ergaben α -Spektren, die praktisch nur dem Sauerstoff und dem Calcium entstammten. Die Messungen bei 14,8 MeV, die mit einer 150 kV-Anlage durchgeführt wurden, ergaben bei gleichzeitiger Bestimmung des absoluten Neutronen-

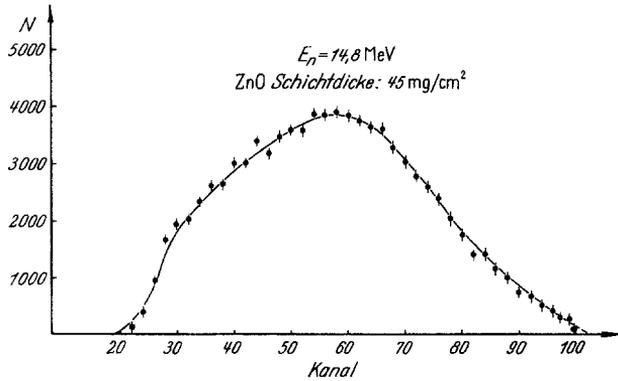


Fig. 6. Spektrum der α -Teilchen aus (n, α) -Reaktionen im ZnO bei Beschuss einer ZnO -Leuchtstoffschicht mit Neutronen von 14,8 MeV (Differenz der Spektren aus Fig. 5)

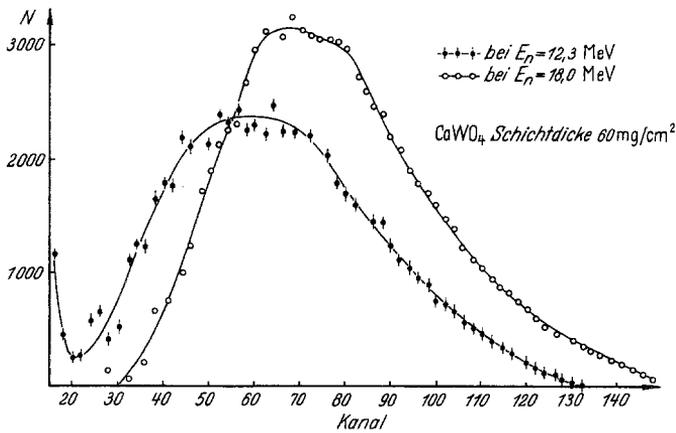


Fig. 7. Spektren der α -Teilchen aus (n, α) -Reaktionen im CaWO_4 bei Beschuss einer CaWO_4 -Leuchtstoffschicht mit Neutronen von 12,3 und 18,0 MeV

flusses mit Hilfe eines $\text{Li}^6\text{J}(\text{Eu})$ -Szintillationsspektrometers einen absoluten Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $\text{O}^{16}(n, \alpha)\text{C}^{13}$ von 328 ± 25 mb. Eine Differenzbildung ergibt für den (n, α) -Gesamtwirkungsquerschnitt von Zn im natürlichen Isotopengemisch einen Wert von 130 ± 30 mb. Die Messungen bei anderen Energien wurden dann am CaWO_4 relativ zu dem Wert bei 14,8 MeV durchgeführt, wovon Fig. 7 zwei Beispiele zeigt. Eine nähere Beschreibung der Messungen, Resultate und

Auswertungen hat GIESECKE in einer besonderen Arbeit gegeben²⁸. Die Auswertung ergab für die Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes der Reaktion $O^{16}(n,\alpha)C^{13}$ den Verlauf nach Fig. 8 mit einem Maximum bei 16 MeV.

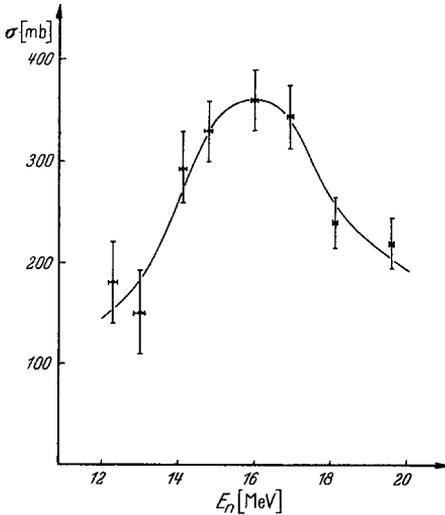


Fig. 8. Energieabhängigkeit der Reaktion $O^{16}(n,\alpha)C^{13}$.
 $Q_{n,\alpha} = -2,20$ MeV

Die Hauptfehlerquelle für die angegebenen Wirkungsquerschnitte ist der unbekanntes Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $Ca^{40}(n,\alpha)A^{37}$, der mit ein Viertel seines Wertes an der Gesamtausbeute der registrierten α -Teilchen beteiligt ist. Auf Grund eines Vergleiches mit (n,α) -Reaktionen an Nachbarkernen mit ähnlichen Q -Werten wurde für diese Reaktion ein Wirkungsquerschnitt von höchstens 100 mb mitberücksichtigt.

Aus den gemessenen α -Spektren kann keine weitere Aussage entnommen werden, da festgestellt wurde, daß die Energieauflösung bei den benützten Schichtdicken zu gering ist.

Diskussion

Ein charakteristisches Merkmal aller bisher veröffentlichten Anregungsfunktionen von (n,p) - und (n,α) -Reaktionen an Targetelementen aus dem Massenbereich bis etwa $A = 100$ ist das Auftreten eines ausgeprägten Maximums im Neutronenenergiebereich unterhalb etwa 17 MeV. Die $(n, 2n)$ -Wirkungsquerschnitte für die gleichen Targetelemente dagegen erreichen nicht einmal in dem Bereich bis zu 20 MeV Neutronenenergie in allen Fällen ein Maximum. Die oben wiedergegebenen neuen Meßergebnisse über entsprechende Anregungsfunktionen ordnen sich völlig in dieses allgemeine Bild ein.

Es soll im folgenden näher untersucht werden, inwieweit diese experimentellen Tatbestände mit den Voraussagen der statistischen Theorie der Kernreaktionen in Übereinstimmung stehen. In dieser Theorie hängen die Wirkungsquerschnitte der Kernreaktionen wesentlich von den zugehörigen Q -Werten und Paarungsenergien δ und bei Prozessen, in denen geladene Teilchen emittiert werden, auch noch von der Höhe der Coulomb-Barriere ab (die näheren quantitativen Zusammen-

²⁸ GIESECKE, K.-J.: Diplomarbeit, Hamburg, 1963.

hänge folgen weiter unten). Die Wirkungsquerschnitte erreichen dabei allgemein ihre maximalen Werte bei um so kleineren Einschußenergien, je günstiger, d. h. je positiver die Werte für $Q - \delta$ sind, dagegen verursacht eine Erhöhung der Coulomb-Barriere, also ein Fortschreiten mit den Targetelementen im periodischen System, eine Verschiebung der Wirkungsquerschnittsmaxima nach größeren Einschußenergien. In Fig. 9 und 10 ist für (n, p) - und (n, α) -Reaktionen an Targetelementen aus dem Massenbereich bis etwa $A = 100$, für die geeignete Messungen über die Energieabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte vorliegen, jeweils die Neutronenenergie, bei der die entsprechenden Anregungsfunktionen ihr Maximum erreichen, als Funktion der Kernladungszahl Z der in den Reaktionen verbleibenden Restkerne aufgetragen. Gleichzeitig sind auch die zu den verschiedenen Reaktionen gehörenden Werte für $Q - \delta$ miteingezeichnet. Man erkennt deutlich die Abhängigkeit der Lage der

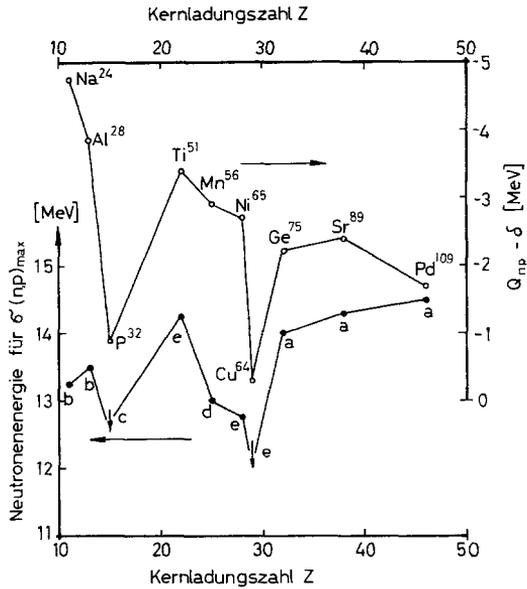


Fig. 9. Neutronenenergie für $\sigma(n, p)_{\max}$ und $Q_{np} - \delta$ als Funktion der Kernladungszahl Z des Restkerns aus verschiedenen (n, p) -Reaktionen. *a* BAYHURST und PRESTWOOD⁸, *b* COHEN und WHITE¹, *c* ALLEN jr. et al.², *d* BORMANN et al.¹¹, *e* vorliegende Arbeit

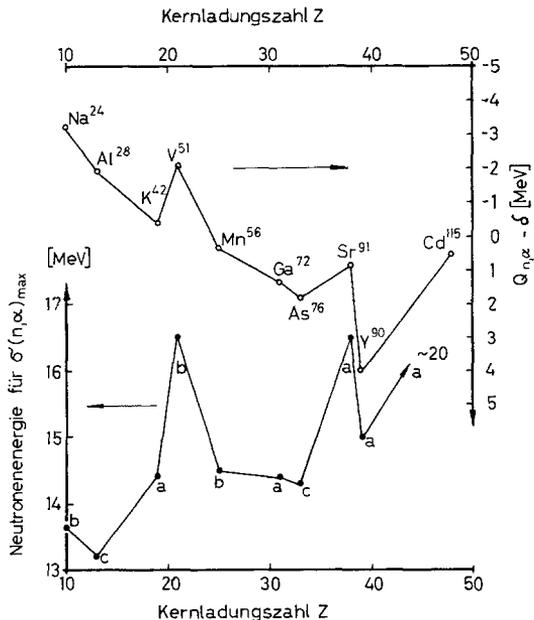


Fig. 10. Neutronenenergie für $\sigma(n, \alpha)_{\max}$ und $Q_{n\alpha} - \delta$ als Funktion der Kernladungszahl Z des Restkerns aus verschiedenen (n, α) -Reaktionen. *a* BAYHURST und PRESTWOOD⁸, *b* BORMANN et al.¹¹, *c* vorliegende Arbeit

Maxima von den Werten für $Q - \delta$ und der Höhe der Coulomb-Barriere, die ja in direktem Zusammenhang mit der Kernladungszahl Z steht. Die Coulomb-Barriere vergrößert sich mit wachsendem Z (in dem in Fig. 9 und 10 betrachteten Bereich der Kernladungszahlen für Protonen von etwa 2 bis 8 MeV und für α -Teilchen von etwa 4 bis 14 MeV), gleichzeitig werden im Mittel die Werte für $Q - \delta$ positiver. Der Einfluß beider Größen kompensiert sich weitgehend derart, daß sich die Maxima der Wirkungsquerschnitte mit größer werdender Kernladungszahl Z nur geringfügig nach größeren Neutronenenergien verschieben, wobei extreme Schwankungen der Werte für $Q - \delta$ sich deutlich in gleichzeitigen Schwankungen der Lage der Maxima der Anregungsfunktionen widerspiegeln.

Für einige der von uns gemessenen Anregungsfunktionen wurden nunmehr die entsprechenden Voraussagen der statistischen Theorie berechnet. Bei den nach der Aktivierungsmethode bestimmten (n, p) - und (n, α) -Wirkungsquerschnitten handelt es sich genauer um die Wirkungsquerschnitte für $(n, p\gamma)$ - bzw. $(n, \alpha\gamma)$ -Reaktionen, d. h. es werden solche Prozesse betrachtet, bei denen nach der Emission des geladenen Teilchens aus dem Compound-Kern der verbleibende angeregte Restkern nur noch durch γ -Emission weiterzerfällt, aber keine weiteren Teilchen mehr aussendet. Diese Teilchenemission stellt jedoch, sobald sie energetisch möglich ist, einen Konkurrenzprozeß für die Aussendung von γ -Strahlung dar. Als Zerfall unter Teilchenemission tritt an erster Stelle die Aussendung eines Neutrons auf, die Emission eines geladenen Teilchens durch den Restkern ist dagegen in dem hier betrachteten Energiebereich wegen des Einflusses der Coulomb-Barriere stärker behindert. Bei der Berechnung von $(n, p\gamma)$ - und $(n, \alpha\gamma)$ -Wirkungsquerschnitten müssen also in erster Linie die (n, pn) - bzw. $(n, \alpha n)$ -Reaktionen als Konkurrenzprozesse berücksichtigt werden. In diesem Zusammenhang wird allgemein die Annahme gemacht, daß der Zerfall eines angeregten Kerns über γ -Strahlung immer dann vernachlässigbar ist, wenn dieser Kern auch über Neutronenemission zerfallen kann. Dann ist nach der statistischen Theorie der Wirkungsquerschnitt $\sigma(n, i\gamma)$ für die Reaktion $A + n \rightarrow C \rightarrow B + i + \gamma$, wobei i für Proton, Neutron oder α -Teilchen steht, zu berechnen nach

$$\sigma(n, i\gamma) = \sigma_C(\varepsilon_n) \frac{F_{i\gamma}}{\sum_i F_i}. \quad (1)$$

Hierin ist $\sigma_C(\varepsilon_n)$ der Wirkungsquerschnitt für die Bildung des Compound-Kerns C aus dem Targetkern A und dem einfallenden Neutron n mit der Energie ε_n . Die Größen F_i werden von der Theorie gegeben zu

$$F_i = m_i g_i \int_0^{\varepsilon_i^{\max} - \delta} \varepsilon_i \sigma_C(\varepsilon_i) \omega(E_i - \delta) d\varepsilon_i. \quad (2)$$

Hierin ist ε_i die kinetische Energie des emittierten Teilchens i im Schwerpunktsystem, m_i dessen reduzierte Masse und E_i die Anregungsenergie des Restkerns B . Es gilt der Zusammenhang $\varepsilon_n + Q_{ni} = E_i + \varepsilon_i$, wobei Q_{ni} der Q -Wert der betrachteten Reaktion $A(n, i\gamma)B$ und ε_n die Energie des hereingeschossenen Neutrons sind. Der jeweils größtmögliche Wert für ε_i ist $\varepsilon_i^{\max} = \varepsilon_n + Q_{ni}$. Mit $\sigma_C(\varepsilon_i)$ wird der Wirkungsquerschnitt für die Bildung des Compound-Kerns aus dem Teilchen i mit der Energie ε_i und dem mit der Energie E_i angeregten Restkern B bezeichnet. Diese Wirkungsquerschnitte σ_C stellen im wesentlichen Transmissionskoeffizienten dar, d. h. in ihnen wird unter anderem der Einfluß der Coulomb- und Zentrifugalbarriere auf den Ablauf der Reaktion berücksichtigt. $\omega(E_i - \delta)$ ist die Niveaudichte des Restkerns B bei der Anregungsenergie E_i . Bei der Ermittlung von Kernniveaudichten an Hand theoretischer Niveaudichteansätze ist der Tatsache Rechnung zu tragen, daß Kerne mit gleicher Massenzahl A bei der gleichen Anregungsenergie E_i doch noch unterschiedliche Niveaudichten besitzen können, da diese auch noch davon abhängen, ob es sich um gg -, uu - oder ug - bzw. gu -Kerne handelt. Diese Abhängigkeit kann dadurch berücksichtigt werden¹⁸⁻²², daß in den Niveaudichtebeziehungen nicht die wahre Anregungsenergie E_i sondern eine effektive Anregungsenergie $E_i - \delta$ eingesetzt wird. Hierin ist ϑ wie oben die Paarungsenergie. Ferner ist $g_i = (2s_i + 1)$ mit dem Spin s_i des emittierten Teilchens i . Die Summation \sum_i in Gl. (1) ist über alle Teilchensorten i zu erstrecken, über deren Emission der Compound-Kern zerfallen kann.

Die Größe $F_{i\gamma}$ in Gl. (1) ist mit der oben erörterten Annahme, daß die γ -Emission immer dann vernachlässigt werden kann, wenn die Aussendung eines Neutrons möglich ist, gegeben zu

$$F_{i\gamma} = m_i g_i \int_{\varepsilon_i^{\max} - \delta - S_n}^{\varepsilon_i^{\max} - \delta} \varepsilon_i \sigma_C(\varepsilon_i) \omega(E_i - \delta) d\varepsilon_i. \quad (3)$$

S_n bedeutet hierin die Bindungsenergie eines Neutrons im Restkern B .

Eine quantitative Berechnung der Wirkungsquerschnitte nach obigen Beziehungen verlangt bestimmte Angaben über die σ_C -Werte und die Kernniveaudichte. Wir haben σ_C -Werte verwendet, die im optischen Modell berechnet worden sind, und zwar für Neutronen und Protonen von LINDNER²⁴ und für α -Teilchen von IGO²⁹. Diese Wirkungsquerschnitte gelten für Kerne im Grundzustand, nach der Theorie werden jedoch in Gl. (2) und (3) σ_C -Werte für angeregte Kerne verlangt. Nach LANE und PARKER³⁰ aber unterscheiden sich diese Wirkungsquerschnitte

²⁹ IGO, G.: Phys. Rev. **115**, 1665 (1959).

³⁰ LANE, A.M., and K. PARKER: Nuclear Phys. **16**, 690 (1960).

erst bei Anregungsenergien oberhalb etwa 50 MeV wesentlich voneinander. Als Niveaudichte wurde der Ansatz $\omega(E) = \text{const} \cdot E^{-2} \cdot \exp(2\sqrt{aE})$ benutzt, mit dem das statistische Modell die beste Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen zeigt¹⁷. Dabei wurde der Parameter a für die verschiedenen Kernmassen jeweils im Einklang mit dem Ergebnis der diesbezüglichen Untersuchungen von ERBA, FACCHINI und SAETTA-MENICHELLA¹⁷ gewählt. Die Werte für die Paarungsenergie δ schließlich wurden der Arbeit von CAMERON²⁰ entnommen.

Die so berechneten Wirkungsquerschnitte $\sigma(n, i\gamma)$ zeigen im allgemeinen ein schlechte Übereinstimmung mit den experimentellen Werten hinsichtlich der Lage und der absoluten Höhe des Maximums der Anregungsfunktionen (vgl. in den weiter unten folgenden Fig. 11 und 12 die durch $\eta = 0$ gekennzeichneten Anregungsfunktionen). Der wesentliche Grund für diese Diskrepanz scheint in der der Beziehung Gl. (3) zugrunde liegenden Annahme zu bestehen, daß der Zerfall des Restkerns B durch γ -Emission vernachlässigt werden kann, wenn dieser Kern auch durch die Aussendung eines Neutrons zerfallen kann. Tatsächlich aber ist diese Neutronenemission auch dann noch mehr oder weniger stark behindert und somit die γ -Emission entsprechend begünstigt, wenn die Anregungsenergie des Restkerns nur wenige MeV oberhalb der Bindungsenergie S_n des Neutrons liegt³¹ *. Die Ursache hierfür ist die Tatsache, daß der in einer Reaktion verbliebene Restkern B im allgemeinen nicht nur eine Verteilung der Anregungsenergie sondern auch eine solche hinsichtlich der Drehimpulse und Paritäten aufweist. In dem Fall aber, in dem die Anregungsenergie E nur wenig über der Neutronenbindungsenergie S_n liegt, können auch nur wenige Niveaus durch Neutronenemission in dem dann verbleibenden Restkern D angeregt werden ($A + n \rightarrow C \rightarrow B^* + i \rightarrow D^* + i + n$). Dann wird die Wahrscheinlichkeit für den Zerfall des Kerns B durch Neutronenemission wesentlich durch die Zentrifugalbarriere bestimmt, d.h. der Zerfall wird eingeschränkt auf solche Fälle, wo die Drehimpulse von Anfangs- und Endzustand nicht sehr unterschiedlich voneinander sind. Die γ -Emission unterliegt nicht dieser starken Einschränkung. Erst wenn die Anregungsenergie des Kerns B wesentlich größer als die Neutronenbindungsenergie S_n ist und damit sehr viele Zerfallskanäle durch Neutronenemission möglich werden, ist die obige Annahme gerechtfertigt, daß diese Neutronenemission die γ -Emission stark überwiegt.

Eine exakte Berücksichtigung des genannten Tatbestandes bei der theoretischen Berechnung von Wirkungsquerschnitten würde nun eine

* Auf diesen Umstand hat auch VONACH in einer Betrachtung über die $n, 2n$ -Wirkungsquerschnitte bei 14 MeV hingewiesen³².

³¹ GROVER, J. R.: Phys. Rev. **123**, 267 (1961).

³² VONACH, H.: Private Mitteilung.

genaue Kenntnis des Verhältnisses der Wahrscheinlichkeiten für Neutronen- und γ -Emission bei Anregungsenergien oberhalb S_n erfordern. Derartige Angaben sind jedoch nicht bekannt. Es wurde daher versucht, in Gl. (3) S_n durch eine effektive Schwelle $S_n^{\text{eff}} = S_n + \eta$ zu ersetzen, um näherungsweise die Konkurrenz zwischen Neutronen- und γ -Emission wenig oberhalb S_n zu berücksichtigen. Für η sind Werte von einigen MeV zu erwarten. Um eine genauere Kenntnis hierüber zu gewinnen, wurde die Anregungsfunktion für die Reaktion $\text{Br}^{79}(n, \alpha)$ unter Variation von η

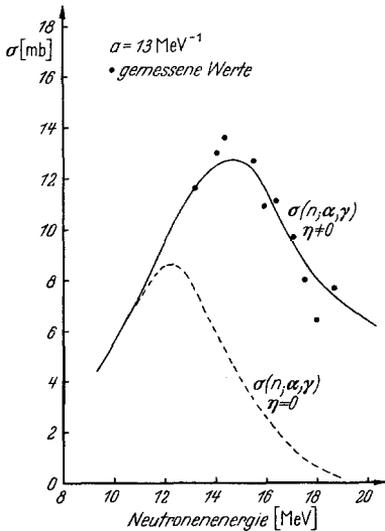


Fig. 11. Vergleich der Anregungsfunktion für $\text{Br}^{79}(n, \alpha)\text{As}^{76}$ mit den Voraussagen der statistischen Theorie

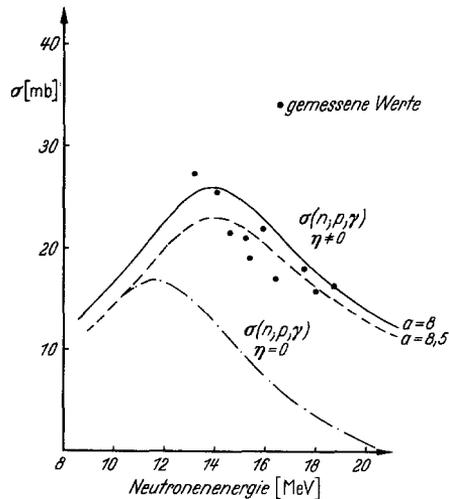


Fig. 12. Vergleich der Anregungsfunktion für $\text{Cu}^{65}(n, p)\text{Ni}^{65}$ mit den Voraussagen der statistischen Theorie

berechnet. Es ergab sich dann, daß die beste Übereinstimmung mit der gemessenen Anregungsfunktion erzielt werden konnte, vgl. Fig. 11, wenn η als von der Neutroneneinschußenergie ε_n abhängig angesetzt wurde, und zwar ergab sich beste Übereinstimmung mit $\eta = 0,4 \varepsilon_n - 4$ (MeV) für ε_n zwischen 10 und 20 MeV. Diese Energieabhängigkeit von η hat ihre Ursache wahrscheinlich in der Tatsache, daß mit zunehmender Einschußenergie ε_n im Compound-Kern immer mehr Niveaus mit höheren Drehimpulsen angeregt werden und demzufolge auch im Restkern B sich die Verteilung der Drehimpulse immer mehr zu höheren Drehimpulswerten verschiebt. Dadurch wird der Einfluß der Zentrifugalbarriere auf den Zerfall des Restkerns B durch Neutronenemission bei Anregungsenergien nur wenig oberhalb S_n mit zunehmender Einschußenergie ε_n immer größer.

Mit den so gewonnenen η -Werten wurde dann die Anregungsfunktion für die Reaktion $\text{Cu}^{65}(n, p)\gamma$ berechnet. Fig. 12 zeigt diese theoretische

Anregungsfunktion mit den experimentellen Meßwerten. Es ergibt sich eine gute Übereinstimmung im Gegensatz zu der für $\eta=0$, also für $S_n^{\text{eff}} = S_n$ gleichfalls miteingezeichneten Anregungsfunktion.

Die Berechnung der $(n, 2n)$ -Wirkungsquerschnitte nach der statischen Theorie erfolgt entsprechend Gl. (4) nach

$$\sigma(n, 2n) = \sigma_C(\varepsilon_n) \frac{E_{n',n''}}{\sum_i E_i} \quad (4)$$

mit

$$E_{n',n''} = m_n g_n \int_0^{\varepsilon_n^{\text{max}} - \delta - S_{n''}} \varepsilon_{n'} \sigma_C(\varepsilon_{n'}) \omega(E_{n'} - \delta) d\varepsilon_{n'} \quad (5)$$

in Gl. (5) ist wieder vorausgesetzt, daß immer ein Neutron n'' aus dem Restkern emittiert wird, wenn dessen Anregungsenergie größer als die Neutronenbindungsenergie $S_{n''}$ ist. Die auf diese Weise theoretisch be-

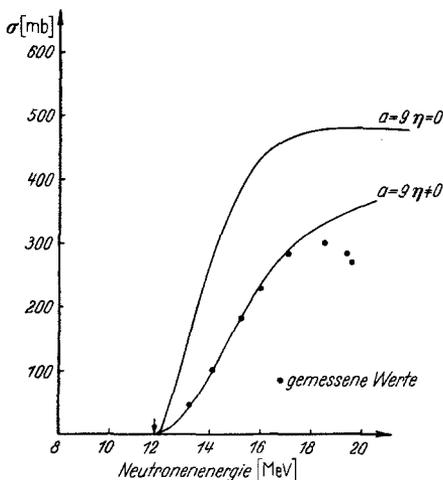


Fig. 13. Vergleich der Anregungsfunktion für $Zn^{64}(n, 2n)Zn^{63}$ mit den Voraussagen der statistischen Theorie

rechneten Anregungsfunktionen für $(n, 2n)$ -Reaktionen zeigen gleichfalls keine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Meßergebnissen. Der Grund hierfür liegt wieder in der nicht voll berechtigten Annahme, daß immer Neutronenemission erfolgt, sobald sie möglich ist. Bei Anregungsenergien wenig oberhalb $S_{n''}$ ist vielmehr, wie oben ausführlich erörtert wurde, die Neutronenemission noch behindert und die γ -Emission daher entsprechend begünstigt.

Diesem Sachverhalt wurde wieder durch Einführung einer effektiven Bindungsenergie $S_{n''}^{\text{eff}} = S_{n''} + \eta$ an Stelle der wirklichen Bindungsenergie $S_{n''}$ in Gl. (5) versuchsweise Rechnung getragen. Als η -Werte wurden die schon oben herangezogenen Werte $\eta = 0,4\varepsilon_n - 4$ (MeV) eingesetzt. Fig. 13 zeigt für den Fall $Zn^{64}(n, 2n)$ die sich dann ergebende Anregungsfunktion. Man erkennt wiederum eine gute Übereinstimmung mit den Meßwerten bis etwa 18 MeV Neutroneneinschußenergie. Für $\eta=0$ dagegen treten beträchtliche Abweichungen auf. Die Abweichung der theoretischen Anregungsfunktion für $\eta \neq 0$ von den Meßwerten oberhalb etwa 18 MeV Neutronenenergie könnte darauf zurückzuführen sein, daß hier als Konkurrenz für die Emission des zweiten Neutrons nicht nur die Aussendung von γ -Strahlung, sondern wegen der günstigen Q -Werte

der (n, np) - und $(n, n\alpha)$ -Reaktionen auch die Emission eines Protons oder α -Teilchens von Bedeutung ist*. Diese letzteren Möglichkeiten sind jedoch in den obigen Berechnungen nicht berücksichtigt worden. Die Einführung effektiver Bindungsenergien zur Berücksichtigung der Tatsache, daß die Neutronenemission zunächst noch behindert ist, wenn die Anregungsenergie eines Kerns nur wenig oberhalb der Neutronenbindungsenergie liegt, und daß auch dann noch der Zerfall über die Aussendung von γ -Strahlung wesentlich ist, hat also in den gezeigten Beispielen die Übereinstimmung der gemessenen Anregungsfunktionen mit den nach der statistischen Theorie berechneten wesentlich verbessert. Dabei konnten für Kerne im Massenbereich zwischen etwa $A = 60$ und 80 die gleichen η -Werte herangezogen werden, woraus zu schließen ist, daß zumindest in diesem Massenbereich der Einfluß der Konkurrenz zwischen γ - und Neutronenemission bei Anregungsenergien wenig oberhalb der Neutronenbindungsenergie auf den Verlauf der Anregungsfunktionen von neutroneninduzierten Kernreaktionen annähernd gleich ist.

Dem Bundesministerium für wissenschaftliche Forschung sowie der Deutschen Forschungsgemeinschaft danken wir für die Unterstützung dieser Arbeit. — Herrn Dr. SKORKA danken wir für die Bereitstellung des 3 MeV-Generators.

* ($Q_{n,2n} = -11,85$ MeV, $Q_{n,np} = -7,71$ MeV, $Q_{n,n\alpha} = -3,93$ MeV).