

Untersuchungen von (n,p)- und (n, α)-Reaktionen in CsJ mit Neutronen von 12,1 bis 19,6 MeV*

Von M. BORMANN und R. LANGKAU

I. Institut für Experimentalphysik, Hamburg

(Z. Naturforsch. 16 a, 444–445 [1961]; eingegangen am 25. März 1961)

In den letzten Jahren sind in großer Zahl (n,p)-Reaktionen mit schnellen Neutronen an Targetelementen aus dem gesamten Massenbereich untersucht worden¹. Die Analyse dieser Experimente zeigt, daß neben Verdampfungsprozessen auch direkte Wechselwirkungsvorgänge beteiligt sind. Entsprechende Untersuchungen von (n, α)-Reaktionen mit schnellen Neutronen liegen dagegen bisher nur für wenige Targetelemente im Massenbereich $A \lesssim 50$ vor, da derartige Experimente erhebliche experimentelle Schwierigkeiten bereiten².

Die vorliegende Notiz gibt einen vorläufigen Bericht über neuere Untersuchungen von (n,p)- und (n, α)-Reaktionen an CsJ mit Neutronen im Energiebereich von 12,1 bis 19,6 MeV. Die Eigenschaft der Teilchendifferenzierung von CsJ(Tl)-Szintillationskristallen³ ermöglicht die Registrierung von Protonen und α -Teilchen auch bei Vorhandensein eines starken γ -Untergrundes⁴. Es gelang so, mit einer geeigneten elektronischen Apparatur und einer Anordnung, bei der der CsJ-Detektorkristall gleichzeitig als Target diente, mit guter Statistik die Energieverteilungen der Protonen und α -Teilchen zu registrieren, die während des Neutronenbeschusses im Kristall selbst emittiert wurden.

Der benutzte CsJ-Kristall hatte einen Durchmesser von 1 Zoll und war ebenso hoch. Die Energieeichung erfolgte mit den Protonengruppen aus der Reaktion $B^{10}(d,p)B^{11}$ und den α -Teilchen aus der Reaktion $Li^6(d,\alpha)He^4$. Gemäß den Messungen von QUINTON⁵ wurden die Eichkurven nach höheren Energien extrapoliert. Die Neutronen wurden durch die Reaktion $H^3(d,n)He^4$ in einem dünnen Zirkon-Tritium-Target mit 3 MeV-Deutronen am VAN DE GRAFF-Beschleuniger des II. Instituts für Experimentalphysik, Hamburg, erzeugt. Durch entsprechende Wahl des Beobachtungswinkels wurde der CsJ-Kristall mit Neutronen von 12,1 14,1; 16,0; 18,0 und 19,6 MeV beschossen. Die jeweilige Neutronenintensität wurde mit einem $Li^6J(Eu)$ -Kristall-Spektrometer unter Benutzung des bekannten Wirkungsquerschnitts für die Reaktion $Li^6(n,\alpha)H^3$ bei 14,1 MeV-Neutronen⁶ und des bekannten relativen differentiellen Wirkungsquerschnitts für die Reaktion $H^3(d,n)He^4$ absolut bestimmt. So war es auch möglich, absolute Wirkungsquerschnitte für die (n,p)- und (n, α)-Reaktionen zu messen.

Als Beispiele zeigen die Abb. 1 und 2 die α -Spektren für zwei verschiedene Neutronenenergien. Der hier im

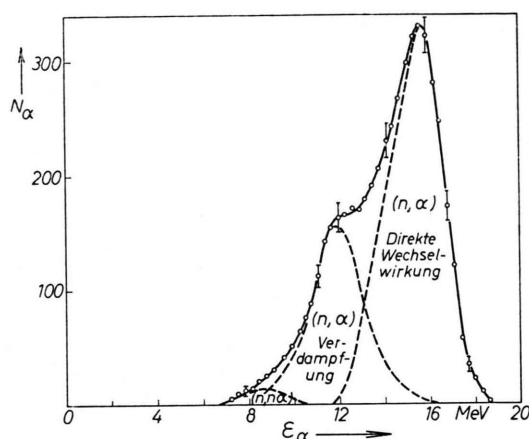


Abb. 1. Spektrum der α -Teilchen aus der Reaktion von 14,1 MeV-Neutronen mit CsJ.

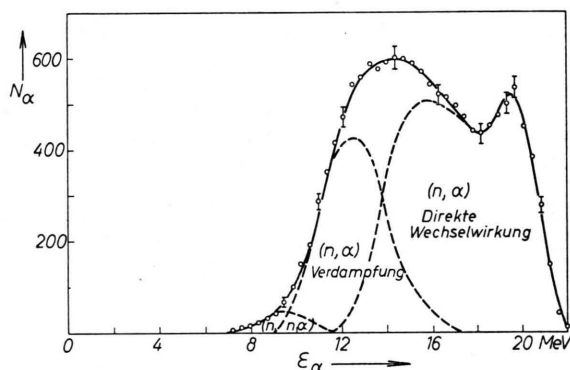


Abb. 2. Spektrum der α -Teilchen aus der Reaktion von 18,0 MeV-Neutronen mit CsJ.

hochenergetischen Bereich jeweils auftretende intensive Teil ist charakteristisch für alle von uns gemessenen α -Spektren, und er tritt in vermindertem Maße auch bei den Protonenspektren auf. Fernerhin ist Merkmal aller Spektren ein mehr oder weniger starker niederenergetischer Ausläufer. Als Wirkungsquerschnitt für die totale α -Teilchen-Ausbeute ergab sich $2,2 \pm 0,3$ mb für 14,1-MeV-Neutronen und $5,6 \pm 0,8$ mb für 18,0-MeV-Neutronen; für die totale Protonenausbeute sind die entsprechenden Wirkungsquerschnitte zu $33,8 \pm 4$ mb und $67,6 \pm 8$ mb bestimmt worden. Da Cs_{55}^{133} und J_{53}^{137} fast benachbarte Kerne sind und sich die Q -Werte für die (n,p)- und (n, α)-Reaktionen kaum unterscheiden, kann angenommen werden, daß die Reaktionsausbeuten zu gleichen Teilen vom Cs und J herrühren.

Als Ausgangspunkt einer Diskussion der Spektren

* Auszugsweise vorgetragen auf der Tagung des Fachausschusses Kernphysik des Verb. Deutsch. Physikal. Ges., Bad Nauheim 1961.

¹ Siehe z. B. L. COLLI et al., Nuovo Cim. 13, 730 [1959].

² J. KUMABE et al., Phys. Rev. 106, 155 [1957]; J. Phys. Soc. Japan 13, 325 [1958].

³ M. BORMANN et al., Z. Naturforsch. 14 a, 681 [1959].

⁴ M. BORMANN, R. LANGKAU u. H. NEUERT, Beitrag G 3/1 zur Karlsruher Photonuclear Conference 1960; M. BORMANN et al., Nukleonik (im Druck).

⁵ A. R. QUINTON et al., Phys. Rev. 115, 886 [1959].

⁶ F. L. RIBE, Phys. Rev. 103, 741 [1956].

⁷ S. J. BAME u. J. E. PERRY JR., Bull. Amer. Phys. Soc. II 1, 93 [1956].



wurde in üblicher Weise die statistische Verdampfungstheorie von WEISSKOPF und EWING⁸ in der Darstellung von BLATT und WEISSKOPF⁹ gewählt. Diese sagt ein Verdampfungsspektrum der Form

$$N(\varepsilon) d\varepsilon = \text{const} \cdot \varepsilon \sigma_c(\varepsilon) \omega(E) \quad (1)$$

voraus. Eine gute Näherung der im FERMI-Gas-Modell hergeleiteten Niveaudichte ist⁹

$$\omega(E) = c \exp\{2\sqrt{aE}\}. \quad (2)$$

Ein anderer, häufig auftretender Niveaudichtesatz ist¹

$$\omega(E) = c e^{E/\theta} \quad (3)$$

mit der „Kerntemperatur“ θ .

Die gemessenen Spektren wurden entsprechend den beiden Niveaudichteansätzen in der Form

$$\ln \frac{N}{\varepsilon \sigma_c} = f(\sqrt{E}) \quad (4)$$

und

$$\ln \frac{N}{\varepsilon \sigma_c} = f(E) \quad (5)$$

aufgetragen, wobei zunächst für σ_c die nach der Kontinuumstheorie berechneten Werte benutzt wurden⁹. Jedes Spektrum ergibt in beiden Darstellungen jeweils 2 Geraden mit verschiedenen Anstiegen; im hochenergetischen Bereich jedoch liegen die Meßpunkte systematisch über der entsprechenden Geraden. Dieses Ergebnis legt die Deutung nahe, daß sich jedes Spektrum aus zwei Verdampfungsanteilen gemäß den Reaktionen (n, np) und (n, p) bzw. $(n, n\alpha)$ und (n, α) und einem hochenergetischen Anteil aus direkten Wechselwirkungsprozessen zusammensetzt. Da die Darstellung der Spektren gemäß (4) und (5) stets Geraden liefert, kann aus

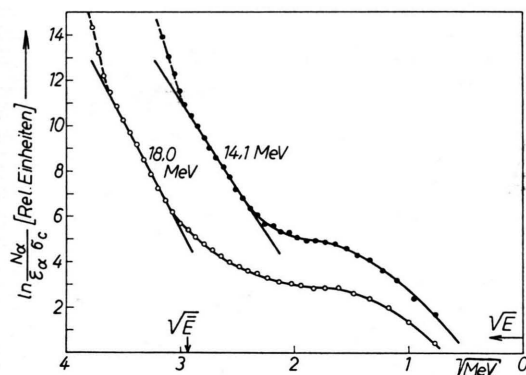


Abb. 3. Auftragung der Spektren aus Abb. 1 und Abb. 2 nach der statistischen Theorie. E ist die Anregungsenergie des Restkerns.

dem Experiment nicht entschieden werden, welchem der beiden Niveaudichteansätze (2) und (3) der Vorzug zu geben ist. Aber eine Diskrepanz tritt insofern auf, als die sich aus dem Anstieg der jeweiligen Geraden ergebenden Werte für a bzw. θ stark mit der Neutronenenergie variieren, obwohl die jeweiligen Bereiche der Anregungsenergie des Restkerns sich nicht stark gegeneinander verschieben (siehe auch¹). Diese Diskrepanz verschwindet im Falle der α -Spektren, wenn man hier die im optischen Modell berechneten Werte für σ_c von Igo¹⁰ benutzt. Abb. 3 zeigt die α -Spektren der Abb. 1 und 2 in der Darstellung gemäß (4). Wiederum ergeben sich Bereiche der Anregungsenergie, in denen die Meßpunkte auf einer Geraden liegen. Der Anstieg dieser Geraden ist für beide Spektren jetzt aber jedoch nahezu gleich. Aus dem mittleren Anstieg folgt für die Niveaudichte der Form (2) ein Koeffizient $\bar{a} = 17,5 \text{ MeV}^{-1}$. Mit diesem Wert wurden nach (1) unter Verwendung der σ_c -Werte von Igo die Verdampfungsspektren berechnet und in Abb. 1 und 2 eingetragen. Der dann verbleibende Rest der Spektren im niederenergetischen Bereich könnte wiederum $(n, n\alpha)$ Prozessen entstammen, während der übrige hochenergetische Teil von direkten Wechselwirkungsvorgängen herrührt. Auch die Darstellung der α -Spektren gemäß (5) mit den σ_c -Werten von Igo ergeben in einem gewissen Bereich der Anregungsenergien nahezu parallele Geraden, deren mittlerer Anstieg eine Kerntemperatur von $\theta = 0,7 \text{ MeV}$ liefert. Diese Kerntemperatur ist mit dem oben genannten Wert für \bar{a} verknüpft durch die Beziehung

$$\bar{E} = \bar{a} \theta^2, \quad (6)$$

wobei \bar{E} etwa die Mitte des gesamten Bereiches der Anregungsenergie ist, in dem der Restkern bei den verschiedenen Einschußenergien nach Verdampfung eines α -Teilchens bevorzugt zurückbleibt, nämlich $\bar{E} = 8,6 \text{ MeV}$.

Für Protonen sind bisher σ_c -Werte nach dem optischen Modell noch nicht bekannt. Die gezeigte Auswirkung der Benutzung der σ_c -Werte für α -Teilchen nach dem optischen Modell statt nach der Kontinuumstheorie läßt aber vermuten, daß auch im Fall der Protonenspektren die oben genannte Diskrepanz bei Verwendung entsprechender σ_c -Werte nach dem optischen Modell aufgehoben wird.

Eine ausführliche Darstellung und Diskussion der Messungen soll an anderer Stelle erfolgen.

⁸ V. F. WEISSKOPF u. D. H. EWING, Phys. Rev. **57**, 472 [1940].

⁹ J. M. BLATT u. V. F. WEISSKOPF, Theoretical Nuclear Physics, J. Wiley, New York 1952.

¹⁰ G. Igo, Phys. Rev. **115**, 1665 [1959].