

Bestimmung von (n n' γ)-Querschnitten für 14,4 MeV-Neutronen im Massebereich A=46–88

W. BREUNLICH und G. STENGEL

Institut für Radiumforschung und Kernphysik Wien

und H. VONACH

Physikdepartment der Technischen Universität München

(Z. Naturforsch. 26 a, 451–457 [1971]; eingegangen am 8. Dezember 1970)

Es wurde eine systematische Untersuchung der (n,n'γ)-Querschnitte für 14 MeV-Neutronen an gg-Kernen im Massenbereich A=46–88 durchgeführt und die Querschnitte für die Anregung des ersten 2⁺-Niveaus für 19 Kerne im genannten Massenbereich wurden gemessen. Die Ergebnisse können durch das statistische Modell der Kernreaktionen befriedigend erklärt werden.

1. Einleitung

Systematische Untersuchungen der (n,2n)-Querschnitte wurden bisher mehrfach durchgeführt und zeigen eine klare Abhängigkeit vom relativen Neutronenüberschuß $(N-Z)/A^{1-3}$. Für kleine Werte $(N-Z)/A$ werden äußerst niedrige (n,2n)-Querschnitte gefunden, mit wachsendem Neutronenüberschuß steigen die Querschnitte stark an und nähern sich jenem oberen Grenzwert, der durch die Abschätzung von WEISSKOPF⁴ gegeben ist. Die Frage, in wieweit dieses charakteristische Verhalten mit Hilfe des statistischen Modells zu verstehen ist, kann nicht als völlig beantwortet gelten, wenn nicht auch die wesentlichsten, zur Neutronenemission in Konkurrenz tretenden Zerfallsmöglichkeiten des 2. Zwischenkerns mit diesem Modell beschrieben werden können. Systematische Untersuchungen dieser Konkurrenzreaktionen sind aber bisher wegen der geringen Zahl von experimentellen Werten nicht möglich gewesen. In der vorliegenden Arbeit wird daher eine der wichtigsten Konkurrenzreaktionen, die (n,n'γ)-Reaktion im Bereich Z=22–38 experimentell untersucht.

Die Wirkungsquerschnitte für diese Reaktion sind in der Regel durch Untersuchung der emittierten γ-Strahlung sehr schwierig zu erhalten und durch Messung der Neutronenspektren nur indirekt (unter Zugrundelegung von Modellannahmen) zu bestimmen.

Sonderdruckanforderungen an Dr. H. VONACH, Physik-Department E 14 der Technischen Hochschule München, D-8000 München 2, Arcisstraße 21.

¹ M. BORMANN u. B. LAMMERS, Nucl. Phys. **A 130**, 195 [1969].

² P. HILLE, S.B. Österr. Akad. Wiss. **174**, 463 [1969].

Einfacher wird die Bestimmung des (n,n'γ)-Querschnittes im Falle von doppelt-geraden Kernen. Hier findet man in Übereinstimmung mit dem statistischen Modell, daß nahezu alle γ-Kaskaden nach der inelastischen Streuung eines Neutrons über das niedrigst liegende 2⁺-Niveau führen. Dieser 2⁺-Zustand ist im betrachteten Massenbereich der niedrigste angeregte Zustand (ausgenommen ⁷²Ge), so daß der Querschnitt für die Anregung des γ-Überganges vom 2⁺-Zustand zum Grundzustand (0⁺) nahezu gleich dem gesamten (n,n'γ)-Querschnitt ist. Diese γ-Übergänge, im folgenden nur noch kurz 2⁺ → 0⁺-Übergänge genannt, werden in der vorliegenden Arbeit für die meisten doppelt-geraden Isotope von Ti, Cr, Fe, Ni, Zn, Ge, Se und Sr untersucht.

2. Experimentelle Anordnung

Mit Hilfe der Reaktion ³H(d,n)⁴He wurden 14 MeV Neutronen erzeugt. Als Deuteronenbeschleuniger diente die gepulste Cockcroft-Walton-Maschine am Physikdepartment der Technischen Hochschule München (Deuteronenenergie 170 keV, Pulsdauer 3,5 ns)⁵. Abb. 1 zeigt schematisch den Versuchsaufbau: γ-Strahlung und Neutronen aus der Probe wurden mit Hilfe der Flugzeitmethode getrennt; die Flugstrecke zwischen Probe und Ge-Diode (Koaxial-Diode mit etwa 40 cm³ Volumen) betrug 1 m. Der 14 MeV-Neutronenfluß vom T-Target zur Ge-Diode wurde durch einen Abschirmkonus aus Eisen (Länge 18 cm) reduziert.

Das Start-Signal für den Zeit-Amplituden-Konverter (TAC) wurde mittels eines Constant-fraction of pulse-

³ W. BREUNLICH, P. HILLE, B. KARLIK u. S. TAGESEN, Int. Conf. on the Study of Nuclear Structure with Neutrons, Antwerp, Belgium (July 10–23, 1965).

⁴ J. M. BLATT u. V. F. WEISSKOPF, Theoretical Nuclear Physics, John Wiley & Sons, New York 1952.

⁵ H. GöBEL, E. FEICHT u. H. VONACH, Z. Physik **240**, 430 [1970].



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.

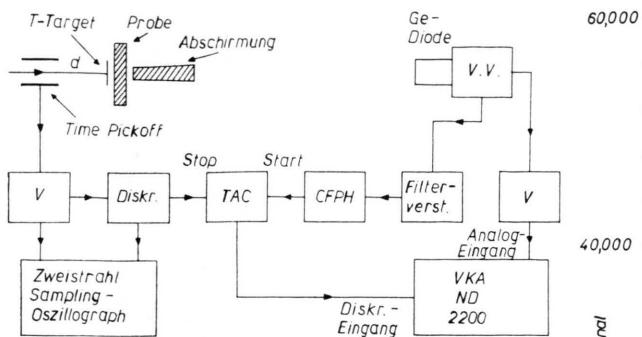


Abb. 1. Schematischer Versuchsaufbau

height-“Triggers (CFPH)⁶ aus den Impulsen der Ge-Diode gewonnen, das Stop-Signal vom „Time-pick-off“ des Beschleunigers. Abb. 2 zeigt das Flugzeitspektrum einer 4 mm dicken Ge-Probe für γ -Energien oberhalb 200 keV. Die Halbwertsbreite der γ -Linie beträgt 7 ns.

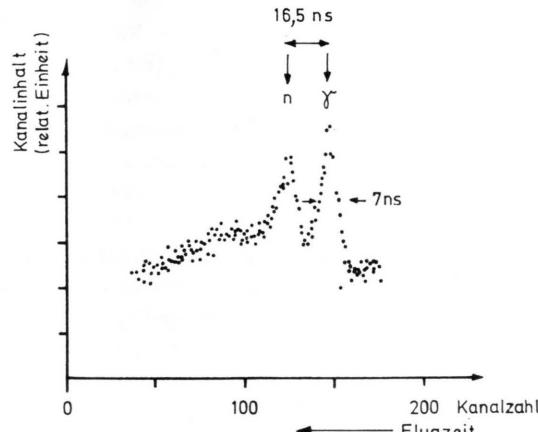


Abb. 2. Flugzeitspektrum einer 4 mm dicken Ge-Probe.

Für die Messung der γ -Energiespektren wurden die Diskriminatoren des Vielkanalanalysators (VKA) ND 2200 auf die γ -Linie des Flugzeitspektrums eingestellt, so daß nur solche Ereignisse gespeichert wurden, die im zugelassenen Flugzeitintervall liegen. Abb. 3 zeigt das γ -Spektrum einer Fe-Probe.

3. Durchführung der Messungen

Für die Messungen wurden zylindrische Probescheiben (Durchmesser 58 mm) aus natürlichem Ti, Cr, Fe, Ni, Zn, Ge, Se und Sr verwendet. Für alle Substanzen, ausgenommen Sr, wurden Proben mit mehreren Dicken hergestellt, um die Abschätzung des Einflusses von Mehrfachprozessen in den Proben experimentell kontrollieren zu können (Probendicke 2,4 und 10 mm für Ti, Fe, Ni; 4 und 10 mm für Zn, Ge, Se; 10 mm für Sr). Die Abstände der Proben vom Tritiumtarget lagen zwischen 1 mm und 7 mm.

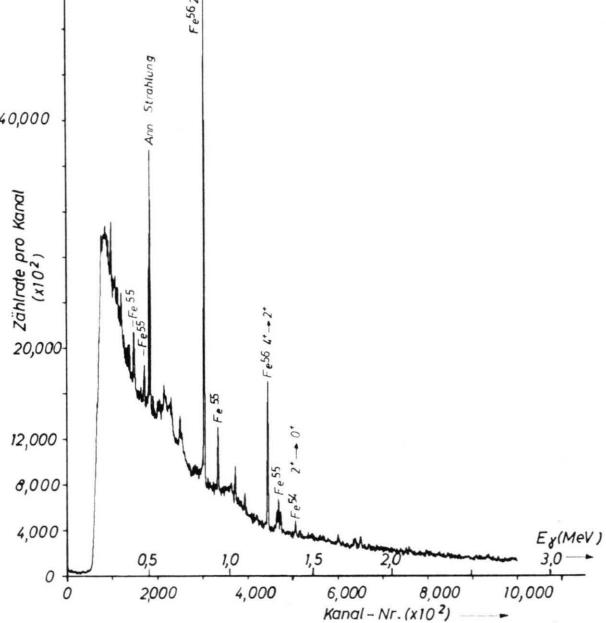


Abb. 3. γ -Spektrum einer 10 mm dicken Fe-Probe.

Der Neutronenfluß wurde mit Hilfe der Reaktion $^{27}\text{Al}(\text{n}, \alpha)^{24}\text{Na}$ bestimmt. Auf beiden Seiten der Probe wurden Al-Folien (58 mm Durchmesser; 0,1 mm Dicke) angebracht. Die ^{24}Na -Aktivität der dem T-Target näheren Folie diente zur Bestimmung des Neutronenflusses durch die Probe; das Aktivitätsverhältnis der beiden Folien hängt empfindlich vom Abstand Tritiumtarget-Probe und von der Probendicke ab und wurde zur Kontrolle für die Genauigkeit der Bestrahlungsgeometrie mit berechneten Werten verglichen. Die ^{24}Na -Aktivität der Al-Folien wurde in einem Bohrlochkristall gemessen, dessen totale Nachweiswahrscheinlichkeit $\varepsilon_{\text{Al}} = 0,821 \pm 0,004$ betrug.

Da die Zeitunschärfe für den Nachweis von Ereignissen in der Ge-Diode nicht klein gegen die Breite des zugelassenen Flugzeitintervales (etwa 20 ns) ist, mußte die Wahrscheinlichkeit \mathcal{E}_T bestimmt werden, mit der ein γ -Quant von der Probe innerhalb dieses Intervalls nachgewiesen wurde (\mathcal{E}_T wird im folgenden kurz „Zeitfensterefficiency“ genannt).

Dies geschah durch Messung der Wirkungsquerschnitte für einige prominente $2^+ \rightarrow 0^+$ Übergänge ohne Verwendung der Pulsung. Es ergab sich ein Wert von $\xi_T = 0.80 \pm 0.04$.

Der Hintergrund wurde durch Messungen ohne Proben bei sonst unveränderter Anordnung bestimmt und war vor allem für die Bestimmung der Fe- und Ge-Wirkungsquerschnitte von Bedeutung.

⁶ M. R. MAIER u. P. SPERR, Nucl. Instr. Meth. **87**, 13 [1970].

4. Auswertung der Messungen

Der Wirkungsquerschnitt für die Anregung des $2^+ \rightarrow 0^+$ -Überganges eines bestimmten Isotopes ergibt sich zu

$$\sigma_{2^+ \rightarrow 0^+} = \frac{N_s(E_{2^+ \rightarrow 0^+}) A_s M_{Al} \varepsilon_{Al} e^{-\lambda_{Al} t_w} \lambda_{Al} \sigma_{Al}}{I_{Al} A_{Al} M_s \varepsilon_{(2^+ \rightarrow 0^+)} \varepsilon_T p} G. \quad (1)$$

$N_s(E_{2^+ \rightarrow 0^+})$ Gesamtzahl der Ereignisse in der γ -Linie mit der Energie $E_{2^+ \rightarrow 0^+}$, korrigiert für Totzeit und Hintergrund,

I_{Al} Zählrate (Imp/s) der dem T-Target näheren AL-Scheibe,

A_s, A_{Al} Atomgewicht der Probensubstanz bzw. von Al,

M_s, M_{Al} Masse der Probe bzw. der AL-Folie (g),

$\varepsilon(E_{2^+ \rightarrow 0^+})$ Nachweiswahrscheinlichkeit der Ge-Diode für die Gesamtabsorptionslinie der Energie $E_{2^+ \rightarrow 0^+}$,

λ_{Al} Zerfallkonstante von ^{24}Na (s^{-1}),

t_w Zeitdifferenz zwischen Mitte der Bestrahlung und Mitte der Messung d. ^{24}Na -Aktivität (s),

p Häufigkeit des Isotops, das den betrachteten $2^+ \rightarrow 0^+$ -Übergang emittiert, im natürlichen Gemisch,

σ_{Al} Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $^{27}\text{Al}(n, \alpha)^{24}\text{Na}$ für die mittlere Neutronenenergie in der jeweiligen Bestrahlungsgeometrie⁷,

ε_T Zeitfenster efficiency,

G Korrekturfaktor der den unterschiedlichen Neutronenfluß in Probe und Al-Scheibe sowie die Gamma-Absorption in Probe und Abschirmkonus berücksichtigt. Für die verwendete Geometrie ist er gegeben durch

$$G = \frac{D \ln[1 + R^2/(E - B)^2]^{1/2} f_{Al}}{I k_{el}} \quad (2)$$

mit $I = \int_0^R dr \int_0^D dx \frac{r f_s(r) g(r)}{(E+x)^2 + r^2} \exp\left\{-\mu_n x \frac{[(E+x)^2 + r^2]^{1/2}}{E+x} - \mu_\gamma(E_{2^+ \rightarrow 0^+})(D-x)\right\}$.

R Probenradius (cm), D Probendicke (cm),

E Entfernung T-Target-Probe (cm), B Halbe Dicke der AL-Scheibe,

f_{Al} Korrektur für Vorabsorption der Neutronen vor Eintritt in die AL-Scheibe, gemittelt über die Fläche,

I Produkt von Aktivierungsdichte und γ -Austrittswahrscheinlichkeit, integriert über das Probenvolumen,

μ_n Neutronenabsorptionskoeffizient für nichtelastische Absorption,

$f_s(r)$ Korrekturfaktor für Neutronenabsorption vor Eintritt in die Probe,

$g(r)$ relative γ -Nachweiswahrscheinlichkeit (als Funktion der radialen Probenkoord.) auf Grund der Wirkung des Abschirmkonus,

k_{el} Korrektur für elastische Neutronen-Streuung in der Probe,

$\mu_\gamma(E_{2^+ \rightarrow 0^+})$ γ -Absorptionskoeffizient nach⁸.

Mit Hilfe eines Computerprogrammes wurde das Aktivitätsverhältnis der beiden AL-Folien für jede Bestrahlung berechnet, wobei sich befriedigende Übereinstimmung mit den Meßwerten ergab. Weiter wurde der Geometriefaktor G nach (2) für alle ausgewerteten γ -Übergänge ermittelt. Die Neutronenabsorptionskoeffizienten wurden mit Hilfe der non-elastischen Querschnitte nach^{9,10} ermittelt. Elastische Streuung wurde nach⁷ als Verlängerung des mittleren Weges für Neutronen durch die Probe berücksichtigt. Der Korrekturfaktor k_{el} betrug je nach Probenmaterial und -dicke zwischen 1,00 und 1,05. Die Wirkung des Abschirmkonus auf die γ -Nachweiswahrscheinlichkeit wurde durch $g(r)$ berücksichtigt. Für $r \leqq 3$ mm ist $g(r) = 0$, nimmt mit

wachsendem Radius stetig zu und ist für $11 \leqq r \leqq 29$ gleich 1.

Die allein auf Grund der Bestrahlungsgeometrie und der Deuteronenergie berechnete mittlere Neutronenenergie liegt für alle Bestrahlungen zwischen 14,38 und 14,45 MeV. Nach dem statistischen Modell ist zu erwarten, daß die Anregungsfunktion für den $(n, n' \gamma)$ -Prozeß im betrachteten Energienetz mit wachsender Energie mehr oder weniger steil abfallen und somit die mittlere Aktivierungsenergie zwischen 14,1 MeV und dem oben angegebenen geometrischen Mittelwert liegen muß. Da die Abschätzung der mittleren Aktivierungsenergie jedoch nur auf Grund von theoretischen Anregungsfunktionen möglich wäre, wird für die Meßwerte

⁷ H. VONACH, M. HILLE, G. STENGL, W. BREUNLICH u. E. WERNER, Z. Physik **237**, 155 [1970].

⁸ α -, β -, γ -Ray Spectroscopy, Ed. K. SIEGBAHN, North. Holl. Publ. Comp., Amsterdam 1966.

⁹ Fast Neutrons Physics II, Ed. J. B. MARION u. J. L. FOWLER, Interscience Publ., New York, London 1963.

¹⁰ R. J. HOWERTON, UCRL-5351.

eine Neutronenenergie von $14,4 \pm 0,3$ MeV angegeben.

Für die Anregung des $2^+ \rightarrow 0^+$ -Überganges am untersuchten Isotop müssen außer der inelastischen Streuung von 14 MeV Neutronen noch folgende Ursachen in Betracht gezogen werden:

1. Mehrfachprozesse: Die mittlere Energie von Neutronen, die in $(n, n' \gamma)$ -, $(n, 2n)$ -, (n, np) - und (n, pn) -Reaktionen erzeugt werden, liegt für Neutronen, die vom ersten Zwischenkern emittiert werden, zwischen 2 und 3 MeV, für solche, die vom zweiten Zwischenkern emittiert werden, etwa zwischen 1 und 2 MeV. Es ergibt sich somit ein hoher Produktionsquerschnitt Σ für Neutronen im Energiebereich von einigen MeV über der Schwelle $E_{2^+ \rightarrow 0^+}$ für den inelastischen Prozeß:

$$\sum \lesssim \sigma(n, n' \gamma) + 2\sigma(n, 2n) + \sigma(n, np) + \sigma(n, pn).$$

Da der inelastische Querschnitt oberhalb der Schwelle stark ansteigt und nahezu den Wert von σ_{non} erreicht, besteht bei den gegebenen Probenabmessungen eine hohe Wahrscheinlichkeit, daß bei obigen Reaktionen erzeugte Neutronen nochmals einen inelastischen Prozeß auslösen. Der Beitrag der Mehrfachstreuung zur Anregung des $2^+ \rightarrow 0^+$ -Überganges wurde folgendermaßen abgeschätzt:

$$\Delta\sigma = N \bar{d} \sigma_{2^+ \rightarrow 0^+}^E \bar{\Sigma}^i. \quad (3)$$

N	Zahl der Kerne pro cm^3 in der Probe,
d	mittlerer Weg der in der 1. Reaktion erzeugten Neutronen in der Probe,
$\bar{\Sigma}^i$	über alle Isotope gemittelter Neutronenproduktionsquerschnitt,
$\sigma_{2^+ \rightarrow 0^+}^E$	über die Energieverteilung der in der 1. Reaktion erzeugten Neutronen gemittelter inelastischer Querschnitt.

Wegen der von Isotop verschiedenen Schwellen für die unelastische Streuung zeigen die Korrekturen $\Delta\sigma$ für die einzelnen Isotope eines untersuchten Elementes kleine Unterschiede.

2. $(n, 2n\gamma)$ -Reaktion am nächst höheren Isotop (falls dieses stabil ist): In Abhängigkeit vom Q -Wert der in Frage kommenden $(n, 2n)$ -Reaktion verläuft ein bestimmter Teil dieser Reaktion über den $2^+ \rightarrow 0^+$ -Übergang. Der nach dem statistischen Modell abgeschätzte Querschnitt $\sigma_{2^+ \rightarrow 0^+}(n, 2n\gamma)$ ergibt, mit Häufigkeitsverhältnis p'/p multipliziert, den entsprechenden Beitrag zum Wirkungsquerschnitt $\sigma_{2^+ \rightarrow 0^+}$ nach (1) (p' Häufigkeit des nächst höheren A-ungeraden Isotops im natürlichen Gemisch).

Damit ergibt sich der gesuchte inelastische Querschnitt für die Anregung des betrachteten $2^+ \rightarrow 0^+$ -Übergangs $\sigma_{2^+ \rightarrow 0^+}(n, n' \gamma)$ zu

$$\sigma_{2^+ \rightarrow 0^+}(n, n' \gamma) = \sigma_{2^+ \rightarrow 0^+} - \Delta\sigma - \frac{p'}{p} \sigma_{2^+ \rightarrow 0^+}(n, 2n\gamma). \quad (4)$$

Die Korrekturen nach 1. betragen je nach Element und Probendicke zwischen 0 und 165 mb (> 100 mb für die Isotope von Fe, Ni, Zn und Ge). Wegen der groben Abschätzung wurden für diese Korrekturen Maximalfehler von $\pm 50\%$ angenommen.

Zur Abschätzung der Korrekturen nach 2. standen von UHL¹¹ berechnete Werte für $\sigma(n, 2n)$ und $\sigma_{2^+ \rightarrow 0^+}(n, 2n\gamma)$ zur Verfügung. Zur Kontrolle wurden diese mit Hilfe des statistischen Modells (unter Berücksichtigung aller Konkurrenzreaktionen) berechneten Werte für $\sigma(n, 2n)$ mit den Vorhersagen der Systematik von BORMANN¹ verglichen, wobei sich ausgezeichnete Übereinstimmung ergab. $\sigma_{2^+ \rightarrow 0^+}(n, n' \gamma)$ liegt zwischen 84 und 95% von $\sigma(n, 2n)$. Für die Korrekturen $p'/p \sigma_{2^+ \rightarrow 0^+}(n, 2n\gamma)$ wurden Maximalfehler von $\pm 20\%$ angenommen.

In Tab. 1 sind die für Mehrfachstreuung korrigierten Querschnitte für die Anregung des $2^+ \rightarrow 0^+$ -Überganges $\sigma_{2^+ \rightarrow 0^+} - \Delta\sigma$ angegeben. Bis auf Sr, für das nur eine Messung durchgeführt wurde, sind die angeführten Querschnitte Mittelwerte aus 3 oder 4 unabhängigen Messungen.

Tab. 1. Bezeichnungen wie in Formel (4). Alle angegebenen Fehler sind 3σ -Fehler.

	$\sigma_{2^+ \rightarrow 0^+} - \Delta\sigma$ [mb]	$\frac{p'}{p} \sigma_{2^+ \rightarrow 0^+}(n, 2n)$ [mb]	$\sigma_{2^+ \rightarrow 0^+}(n, n' \gamma)$ [mb]
Ti ⁴⁶	1016 ± 231	414 ± 83	602 ± 245
Ti ⁴⁸	650 ± 77	59 ± 12	591 ± 78
Ti ⁵⁰	488 ± 254	—	488 ± 254
Cr ⁵²	842 ± 97	115 ± 23	727 ± 100
Fe ⁵⁴	480 ± 176	—	480 ± 176
Fe ⁵⁶	606 ± 82	22 ± 4	584 ± 82
Ni ⁵⁶	218 ± 41	—	218 ± 41
Ni ⁶⁰	552 ± 81	37 ± 7	515 ± 81
Zn ⁶⁴	451 ± 70	—	451 ± 70
Zn ⁶⁶	835 ± 109	162 ± 32	673 ± 114
Zn ⁶⁸	440 ± 79	—	440 ± 79
Ge ⁷⁰	800 ± 147	—	800 ± 147
Ge ⁷²	762 ± 119	342 ± 68	420 ± 137
Ge ⁷⁴	477 ± 85	—	477 ± 85
Ge ⁷⁶	204 ± 217 204	—	204 ± 217 204
Se ⁷⁶	1420 ± 347	947 ± 189	483 ± 396
Se ⁷⁸	617 ± 162	—	617 ± 162
Se ⁸⁰	444 ± 81	—	444 ± 81
Sr ⁸⁸	814 ± 253	—	814 ± 253

¹¹ M. UHL, private Mitteilung.

Des weiteren sind in Tab. 1 die Korrekturen $(p';p)_{2^+ \rightarrow 0^+} (n, 2n\gamma)$ angeführt und die damit bestimmten Werte für die gesuchten Querschnitte $\sigma_{2^+ \rightarrow 0^+} (n, n'\gamma)$. Die angegebenen Fehler wurden unter Berücksichtigung der in die Auswertung eingehenden systematischen Fehler als 3σ -Fehler berechnet. 3-fache Standardabweichungen (für statist. Fehler von Zählraten) und geschätzte Maximalfehler (für systemat. Fehlerquellen) wurden quadratisch addiert.

5. Diskussion der Ergebnisse

Die in der verwendeten Bestrahlungsgeometrie erhaltenen Wirkungsquerschnitte $\sigma_{2^+ \rightarrow 0^+} (n, n'\gamma)$ sind Mittelwerte über einen Winkelbereich von etwa 40° bis 88° für den Winkel zwischen einfallendem Neutron und nachgewiesener γ -Strahlung. Falls die betrachteten $(n, n'\gamma)$ -Reaktionen vorwiegend über Zwischenkernprozesse ablaufen, lässt das statistische Modell eine annähernd isotrope Winkelverteilung der emittierten $2^+ \rightarrow 0^+$ - γ -Strahlung erwarten.

Messungen der Winkelverteilungen des hochenergetischen Neutronenspektrums zeigen jedoch wesentliche Beiträge, die kollektiven Anregungen zugeschrieben werden^{12, 13}. Es werden starke Neutronenübergänge an den niedrigsten 2^+ - und 3^- -Zuständen beobachtet, deren Winkelverteilungen mit Hilfe der DWBA gut beschrieben werden können¹⁴.

Vor einer Diskussion der $(n, n'\gamma)$ -Querschnitte im Rahmen des statistischen Modells müssen die Wirkungsquerschnitte für diese Übergänge abgezogen werden. Untersuchungen dieser beiden direkten Neutronenübergänge liegen für das natürliche Gemisch von Cr, Ni, Zn¹² und Sr¹³ vor. Mangels einzelner Werte für die untersuchten Isotope wurde eine Korrektur von (100 ± 50) mb (über den betrachteten Winkelbereich gemittelt) abgeschätzt; die Resultate der zitierten Experimente liegen innerhalb des angegebenen Fehlerintervalls. Möglicherweise ist diese Korrektur für direkte Reaktionen zu klein, da auch nicht aufgelöste Übergänge noch wesentlich zum Wirkungsquerschnitt beitragen können¹⁵.

Mit der oben angegebenen Korrektur ergibt sich der Wirkungsquerschnitt für die über Zwischenkern-

prozesse ablaufende Anregung des $2^+ \rightarrow 0^+$ -Überganges

$$\sigma_{2^+ \rightarrow 0^+}^{\text{statist}} (n, n'\gamma) = \sigma_{2^+ \rightarrow 0^+} (n, n'\gamma) - (100 \pm 50) \text{ mb}. \quad (5)$$

Die so erhaltenen Werte sind Tab. 2 zu entnehmen und dürfen wegen der zu erwartenden Isotropie in guter Näherung als totale Querschnitte betrachtet werden. Da sich die Mittelwerte der direkten

Tab. 2. Alle angegebenen Fehler sind 3σ -Fehler.

	$\sigma_{2^+ \rightarrow 0^+}^{\text{statist}} (n, n'\gamma)$ nach Formel (5)	$\sigma (n, n'\gamma)$ nach Formel (6) [mb]
Ti ⁴⁶	502 ± 250	652 ± 250
Ti ⁴⁸	491 ± 93	640 ± 93
Ti ⁵⁰	388 ± 259	527 ± 259
Cr ⁵²	627 ± 112	790 ± 112
Fe ⁵⁴	380 ± 183	518 ± 183
Fe ⁵⁶	484 ± 96	628 ± 96
Ni ⁵⁸	118 ± 65	230 ± 65
Ni ⁶⁰	415 ± 95	557 ± 95
Zn ⁶⁴	351 ± 86	486 ± 86
Zn ⁶⁶	573 ± 124	$73t \pm 124$
Zn ⁶⁸	340 ± 94	474 ± 94
Ge ⁷⁰	700 ± 155	870 ± 155
Ge ⁷²	320 ± 146	500 ± 146
Ge ⁷⁴	377 ± 99	515 ± 99
Ge ⁷⁶	104 ± 223 104	214 ± 223 214
Se ⁷⁶	383 ± 398	521 ± 398
Se ⁷⁸	517 ± 170	669 ± 170
Se ⁸⁰	344 ± 95	478 ± 95
Sr ⁸⁸	714 ± 258	885 ± 258

Beiträge von $40^\circ - 88^\circ$ nur unwesentlich von den über den ganzen Raumwinkelbereich integrierten Querschnitten unterscheiden, kann auch $\sigma_{2^+ \rightarrow 0^+} (n, n'\gamma)$ als totaler Querschnitt angesehen werden.

Es erhebt sich nun die Frage, inwieweit die großen Werte der gemessenen Wirkungsquerschnitte nach dem statistischen Modell zu erklären sind. Theoretische Untersuchungen der $n, n'\gamma$ -Reaktionen für die hier gemessenen Fälle wurden von UHL¹⁶ auf der Basis des statistischen Modells durchgeführt, wobei sich gute Übereinstimmung mit den Werten $\sigma_{2^+ \rightarrow 0^+}^{\text{statist}} (n, n'\gamma)$ nach (5) ergibt. Dabei wurde keinerlei Versuch gemacht, durch Variieren der Niveaudickeparameter und γ -Breiten bessere Übereinstimmung zu erzielen.

¹² P. H. STELSON, R. L. ROBINSON, H. J. KIM, J. RAPPAPORT u. G. R. SATCHLER, Nucl. Phys. **55**, 1 [1964].

¹³ P. KUJPER, Dissertation, Universität Amsterdam 1968.

¹⁴ G. R. SATCHLER, Nucl. Phys. **55**, 1 [1964].

¹⁵ P. KUJPER, Dissertation, Universität Amsterdam 1968.

¹⁶ M. UHL, wird veröffentlicht im Anzeiger d. Österr. Akad. d. Wiss.

Die verwendeten Niveaudictheparameter sind, soweit möglich, durch Niveauabzählung bestimmte Werte aus einer Arbeit von VONACH und HILLE¹⁷, ansonsten wurden sie mit Hilfe der dort angegebenen Interpolationsformeln bestimmt. Die Variation des Trägheitsmomentes zwischen $I_0/2$ und I_0 (I_0 = Trägheitsmoment der starren Kugel) liefert nur kleine Änderungen von $\sigma_{2^+ \rightarrow 0^+}^{\text{theor}}$. Auch die Änderung der γ -Breiten zeigt nur schwachen Einfluß auf $\sigma_{2^+ \rightarrow 0^+}$, was mit der Tatsache in Einklang steht, daß im 2. Zwischenkern oberhalb der Teilchenemissionsschwellen nur schwache γ -Konkurrenz auftritt. (Exakt gilt dies nur für Neutronenemission; für Protonenemission müßte hier in Abhängigkeit von der Höhe des Coulomb-Walles eine effektive Schwelle verstanden werden.) Den wichtigsten Beitrag zu $\sigma_{2^+ \rightarrow 0^+}(n, n' \gamma)$ liefert die Besetzung der Niveaus unterhalb der Teilchenemissionsschwellen. Die wichtigsten konkurrierenden Zerfallsmöglichkeiten im 2. Zwischenkern sind n-, p- und γ -Emission, α -Emission ist in der Regel vernachlässigbar (bei den Berechnungen von Uhl werden in der totalen Zerfallsbreite eines Zwischenkerns sämtliche wichtigen Konkurrenzreaktionen berücksichtigt). Nach den theoretischen Ergebnissen ist die γ -Konkurrenz oberhalb der Neutronenemissionsschwelle bei $A \approx 50$ vernachlässigbar und gewinnt erst bei $A \approx 80$ an Bedeutung.

Wie schon eingangs erwähnt, zeigten verschiedene Autoren^{1, 2, 3}, daß $\sigma_{n,2n}$ bzw. $\sigma_{n,2n}/\sigma_{\text{non}}$ eine charakteristische Abhängigkeit $(N-Z)/A$ aufweisen. Von Bormann und Lammers wurde weiter gezeigt, daß der Trend mit $(N-Z)/A$ wesentlich deutlicher ausgeprägt ist, wenn nicht die Größen für konstante Einschüßenergie sondern diejenigen für gleiche Reaktionsenergie $E_n - |Q_{n,2n}|$ aufgetragen werden.

Für $0,03 < (N-Z)/A < 0,10$ ergibt sich ein relativ steiler Anstieg von $\sigma_{n,2n}/\sigma_{\text{non}}$, für $(N-Z)/A > 0,10$ steigt das außerordentlich schmale Band der Werte nur noch schwach und nahezu linear an.

Im Gegensatz zu den $(n, 2n)$ -Querschnitten zeigen nun die inelastischen Querschnitte $\sigma(n, n' \gamma)$ für 14,4 MeV keine so einfache Abhängigkeit mit $(N-Z)/A$ (Abb. 4). Dabei wurde $\sigma(n, n' \gamma)$ folgendermaßen abgeschätzt:

$$\begin{aligned} \sigma(n, n' \gamma) = (1,1 \pm 0,05) \sigma_{2^+ \rightarrow 0^+}^{\text{statist}}(n, n' \gamma) \\ + (100 \pm 50) \text{ mb}. \end{aligned} \quad (6)$$

Der Faktor $1,1 \pm 0,05$ ergibt sich als Mittelwert aus den Berechnungen von UHL¹⁶ und korrigiert für γ -Übergänge von höheren Niveaus zum Grundzustand. Ausgenommen ist hier ^{72}Ge , bei dem der niedrigste angeregte Zustand $J^\pi = 0^+$ hat und somit 2 Zustände mit 0^+ unter dem niedrigsten 2^+ -Niveau liegen. Dadurch ergibt sich ein höherer Korrekturfaktor von $(1,25 \pm 0,10)$. Für die direkten Beiträge wurde wieder ein Beitrag von (100 ± 50) mb angenommen.

In Abb. 4 ist nun das Verhältnis der so abgeschätzten Querschnitte $\sigma(n, n' \gamma)$ zu σ_{non} aufgetragen. Das Verhalten für $(N-Z)/A < 0,08$ dürfte wesentlich durch die Konkurrenz der Protonenemis-

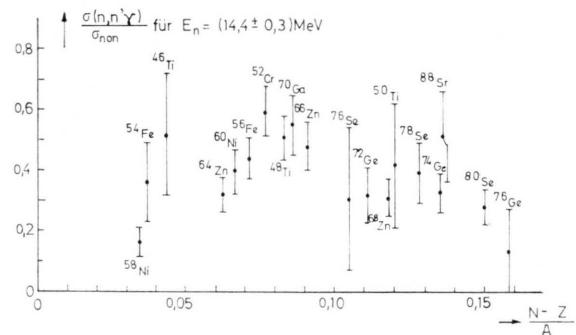


Abb. 4. $\sigma(n, n' \gamma)/\sigma_{\text{non}}$ für 14,4 MeV in Abhängigkeit von $(N-Z)/A$.

sion bestimmt sein. Für die untersuchten Kerne mit $(N-Z)/A > 0,08$ macht die Summe $\sigma(n, n' \gamma) + \sigma(n, 2n)$ den größten Teil des nonelastischen Querschnittes aus, so daß $\sigma(n, n' \gamma)$ im wesentlichen durch die Größe des Q -Wertes für die $(n, 2n)$ -Reaktion bestimmt wird.

Um den Einfluß der $(n, 2n)$ -Schwellen zu eliminieren, wird $\sigma(n, n' \gamma)/\sigma_{\text{non}}$ für $E_n = |Q_{n,2n}| + 3,4$ MeV folgendermaßen abgeschätzt: Die Änderung von $\sigma(n, n' \gamma)$ für die jeweilige Energiedifferenz wird gleich dem Negativen der Änderung von $\sigma(n, 2n)$ angenommen, wobei letztere entweder nach experimentellen Anregungsfunktionen, welche in¹ verwendet wurden, oder aus den Mittelwertkurven der systematischen Darstellung in¹ bestimmt wurden.

Abb. 5 zeigt, daß die so korrigierten Werte für $(N-Z)/A > 0,008$ im Rahmen der Fehlergrenzen mit der $(N-Z)/A$ -Abhängigkeit der $(n, 2n)$ -Querschnitte in Einklang stehen, d. h. dem dort beobachteten schwachen Anstieg mit $(N-Z)/A$ steht bei den $(n, n' \gamma)$ -Reaktionen eine entsprechende Verminderung des Querschnittes gegenüber.

¹⁷ H. VONACH u. M. HILLE, Nucl. Phys. A 127, 289 [1969].

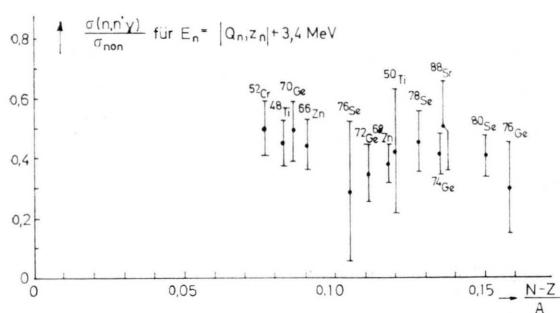


Abb. 5. $\sigma(n, n'\gamma)/\sigma_{\text{non}}$ für $E_n = |Q_{n,2n}| + 3,4 \text{ MeV}$ in Abhängigkeit von $(N-Z)/A$.

Die Aussagekraft dieses Befundes wird allerdings dadurch beeinträchtigt, daß die Änderung von $\sigma(n, 2n)$ für eine Reihe von Kernen aus dem systematischen Verhalten geschätzt werden mußte.

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß die

Meßwerte für $\sigma_{2+ \rightarrow 0+}(n, n'\gamma)$ im untersuchten Bereich $46 \leq A \leq 88$ mit den Erwartungen des statistischen Modells gut übereinstimmen, woraus sich die Berechtigung für eine Abschätzung der gesamten Querschnitte $\sigma(n, n'\gamma)$ nach (6) ergibt. Im Gegensatz zu den $(n, 2n)$ -Querschnitten ergibt sich jedoch keine so einfache Abhängigkeit vom relativen Neutronenüberschuß, was auf den starken Einfluß der Protonenkonkurrenz schließen läßt.

Es ist uns ein Bedürfnis, Frau Prof. KARLIK für die Förderung dieser Arbeit und ihr Interesse am Fortgang zu danken. Herrn Dr. M. UHL danken wir aufrichtig für viele wertvolle Diskussionen und die Überlassung seiner Ergebnisse vor der Publikation. Einer der Autoren (W. B.) dankt dem Physikdepartment der Technischen Hochschule München herzlichst für die Gastfreundschaft während der Durchführung der Experimente.