

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 39 (1966)
Heft: 2

Artikel: n'-Winkelkorrelationen für $^{24}\text{Mg}(n, n')$ bei 1,368 und $^{56}\text{Fe}(n, n')$ bei 0,845 MeV
Autor: Steiger, Max Paul
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-113678>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

Download PDF: 14.01.2026

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

**n' - γ -Winkelkorrelationen für ^{24}Mg ($n, n'\gamma$)_{1,368} und ^{56}Fe ($n, n'\gamma$)_{0,845}
bei 3,3 MeV und 3,5 MeV**

von **Max Paul Steiger**

(Laboratorium für Kernphysik, ETH, Zürich)

(11. I. 66)

Summary: Angular correlations between neutrons inelastically scattered to the first excited state and de-excitation γ -rays have been measured at 3.3 and 3.5 MeV for the reactions ^{24}Mg ($n, n'\gamma$)_{1,368} and ^{56}Fe ($n, n'\gamma$)_{0,845}. The experiments were undertaken with ring geometry using a fast-slow coincidence circuit. Each of the correlation functions $W(\theta_{n'}, \theta_\gamma, \Phi = 0)$ was determined at scattering angles $\theta_{n'} = 35^\circ$ and 50° (and at 65° for ^{24}Mg at 3.3 MeV) for γ -emission angles θ_γ between 155° and 100° as well as at the supplementary angles $\theta_{n'} = 145^\circ$ and 130° (and at 115°) for supplementary θ_γ -angles. Altogether 88 values (= 44 symmetric pairs) were measured as a basic test of symmetries inherent in the CN-theory. – In general the results show fair agreement with the predictions of the CN-model. In the case of ^{24}Mg at 3.3 MeV (maximum in the γ -excitation function) the rather marked departures from symmetry, as also the smaller deviations at 3.5 MeV have, despite their evincing systematic trend, been mainly attributed to fluctuation-effects arising from a failure of the statistical assumption. Slight asymmetries displayed by the results for ^{56}Fe are probably in part occasioned by similar fluctuations but indicate the likelihood of competition from the *DI*-mechanism.

Theoretical CN n' - γ -angular correlation surfaces have been calculated for both isotopes at 3.3 and 3.5 MeV using transmission coefficients from the PEREY and BUCK nonlocal optical potential. The calculations were carried out for two different partial wave cutoffs ($l \leq 2$ and $l \leq 6$) and in case of ^{56}Fe with and without inclusion of two additional competing neutron decay channels of the compound nucleus.

Einführung

Die Frage nach dem Reaktionsmechanismus bei Nukleonenstreuung im Energiebereich von 1 bis 20 MeV hat trotz der während der letzten Jahre sehr intensiven Forschung ihre Beantwortung noch nicht gefunden. Wohl waren dem Zwischenkernmodell bei Energien bis etwa 6 MeV bedeutende Erfolge beschieden, doch zeigte es sich immer deutlicher, dass viele Messergebnisse – besonders oberhalb etwa 10 MeV – mit dem Mechanismus der Direktanregung zu deuten sind. Hauptsächlich im dazwischenliegenden Energiebereich (6 bis 10 MeV) werden beide Reaktionsmechanismen abwechselnd, oft aber auch gleichzeitig [9, 16, 25]¹⁾ zur Interpretation der Messresultate herangezogen. Ein möglicher Ausweg aus dieser unbefriedigenden Situation des gleichzeitigen Auftretens zweier fundamental verschiedener Reaktionsmechanismen in ein und demselben Nukleonenstreuoprozess wird darin gesehen, die beiden

¹⁾ Die Zahlen in eckigen Klammern verweisen auf die Literatur, Seite 141.

Reaktionsmodelle als zwei Grenzfälle eines in der Natur tatsächlich intermediär ablaufenden Prozesses zu deuten [1, 7]. Diese Betrachtungsweise hat in dem von FESH-BACH [4, 5] jüngst entwickelten Reaktionsmodell (Unified Theory of Nuclear Reactions) eine Formulierung erhalten, deren Bestätigung durch Experimente aber weitgehend noch aussteht.

In den vorliegenden Messungen wurde für die Isotope ^{24}Mg und ^{56}Fe die $n'\gamma$ -Winkelkorrelation zwischen den am ersten Niveau gestreuten Neutronen und den zugehörigen γ -Quanten je bei den Energien 3,3 und 3,5 MeV ermittelt.

Messungen von Winkelkorrelationen stellen eine empfindliche Methode zur Untersuchung des Reaktionsablaufes bei der Nukleonestreuung dar, wogegen totale und differentielle Wirkungsquerschnitte diesbezüglich seltener klare Aussagen gestatten. Den ersten Korrelationsmessungen von GOVE und HEDGRAN [8] für ^{24}Mg ($\phi, p'\gamma$)_{1,37} im Jahre 1952 folgten viele ähnliche Experimente [9–26] mit geladenen Teilchen, meistens Protonen.

Die vorliegenden Messungen wurden dagegen mit Neutronen durchgeführt: Zufolge der für geladene Teilchen störenden Wirkung der Coulomb-Barriere enthalten mit Neutronen ermittelte Resultate vermehrte Aussagekraft. $n'\gamma$ -Korrelationsexperimente bei inelastischer Neutronenstreuung am ersten Niveau des Targetkerns sind bisher nur in spärlicher Anzahl bekannt geworden. Zwei Arbeiten von THEUS, AITKEN und BEACH [27] und von DECONNINCK und MARTEGANI [28] (beide für ^{12}C bei 14 MeV) sind hier neben Experimenten für ^{24}Mg und ^{56}Fe [29–35] zu erwähnen.

Die zu besprechenden Messungen sowie diesen vorausgegangene Arbeiten [29–35] sind als einzige Korrelationsexperimente für inelastische Nukleonestreuung bei Energien unterhalb 4 MeV durchgeführt worden. Im Reaktionsablauf ist Zwischenkernmechanismus zu erwarten. Es dürfte nun interessant sein zu untersuchen, ob bereits in diesem Energiebereich Anzeichen des Direktanregungsmechanismus auftreten oder ob Zwischenkernbildung in ungestörter Form vorliegt. Kaum wäre es zu erwarten, geringfügige Abweichungen vom Zwischenkernmechanismus überhaupt experimentell festzustellen, könnte nicht eine Betrachtung der Symmetrieeigenschaften zur Untersuchung der gemessenen Korrelationen herangezogen werden.

Diese Symmetriebetrachtungen, woraufhin die Messungen speziell geplant wurden, basieren einzig auf den Annahmen des Statistischen Modells [2, 6, 37, 38], sind also unabhängig von weiteren, in den theoretischen Berechnungen zusätzlich getroffenen Annahmen (Form des Kernpotentials, Vernachlässigung höherer Bahndrehimpulse).

Bemerkungen zur Theorie der $n'\gamma$ -Winkelkorrelation

Allgemeines

Die Winkelkorrelationsfunktion $W(\theta_{n'}, \theta_\gamma, \Phi)$ entsteht durch Differentiation der Neutronenwinkelverteilung nach dem Emissionswinkel der γ -Quanten (θ_γ), wobei die durch diese und die einfallenden Neutronen definierte Ebene ($\mathbf{k}_n, \mathbf{k}_\gamma$) mit der Streuebene ($\mathbf{k}_n, \mathbf{k}_{n'}$) den azimutalen Winkel Φ einschließt (die Vektoren $\mathbf{k}_n, \mathbf{k}_{n'}$ und \mathbf{k}_γ bezeichnen die Wellenvektoren des einfallenden, des inelastisch gestreuten Neutrons sowie des zugehörigen γ -Quants). Die Korrelationsfunktion entspricht also einem doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt. Liegen alle drei Strahlungen (n, n' und γ) in

derselben Ebene und sind beide, Neutronenstreuwinkel $\theta_{n'}$ sowie γ -Emissionswinkel θ_γ (gemessen bezüglich der Flugrichtung des einfallenden Neutrons), positiv und kleiner als π , dann ist $\Phi = 0$; liegen aber $\mathbf{k}_{n'}$ und \mathbf{k}_γ in verschiedenen Halbebenen, so gilt $\Phi = \pi$.

CN-Modell

Dem Zwischenkernmodell (CN-Modell) wird üblicherweise die Statistische Annahme [2, 6, 38] impliziert, indem angenommen wird, der Zwischenkern sei entsprechend der Energie des eingeschossenen Nukleons derart hoch angeregt, dass die verschiedenen Energieniveaux sich weit überlappend ein Kontinuum von Resonanzen bilden. Die Überlappung sei so weit fortgeschritten, dass bei einer festen Energie viele Resonanzen mit verschiedenen Quantenzuständen sich überlagern und eine statistische Mittelung über die Phasen der zugehörigen Wellenfunktionen ermöglichen, so dass Interferenzterme zwischen den einzelnen Zuständen sich gegenseitig aufheben²⁾.

Über die *Winkelverteilung* der Reaktionsprodukte macht das CN-Modell die wichtige Aussage, dass (im Schwerpunktsystem (CM) betrachtet) diese Winkelverteilung symmetrisch sein muss bezüglich einem Streuwinkel von 90° . Falls im Zwischenkern und überdies im Endkern Kontinua mit $(2J+1)$ -Spin-Verteilungen angeregt werden (Vollständiges Statistisches Modell), so wird die Winkelverteilung gar isotrop [2]. Der heutige Stand der von BIEDENHARN und ROSE [40], SATCHLER [42, 44, 45, 9] sowie von DEVONS und GOLDFARB [39] entwickelten *Winkelkorrelationstheorie* ist von SHELDON [50] dargestellt worden. Da die Theorie auf der quantenmechanischen Vektoraddition von Drehimpulsen basiert, treten die den Reaktionsablauf charakterisierenden Drehimpulse in einer Racah-Algebra auf. SATCHLER spezialisierte den Formalismus für die $n-\gamma$ -Winkelkorrelation bei inelastischer Neutronenstreuung, insbesonders für den Spezialfall der Spinfolge $0 + \xrightarrow{n} J_1 \pi_1 \xrightarrow{n'} 2 + \xrightarrow{E^2} 0 +$. In einer früheren Arbeit [30], welche die erste numerische Auswertung des Satchler-Formalismus enthält, sowie in Arbeiten von SHELDON [47, 48] wurden mehrere $(n, n' \gamma)$ - und $(p, p' \gamma)$ -Winkelkorrelationen für tiefe Energien der Geschosspartikel und für Bahndrehimpulse $l \leq 2$ explizite berechnet.

1962 stellten SATCHLER und SHELDON [46] fest, dass aus dem Zwischenkern auslaufende Teilchenwellen mit fest gegebenem Bahndrehimpuls l und den totalen Drehimpulsen $j^{(+)} = l + 1/2$ und $j^{(-)} = l - 1/2$ nicht interferieren. Die Korrelationsformel vereinfacht sich dadurch bedeutend (in der $(l \leq 2)$ -Näherung ist nur mehr über 59 Terme zu summieren, wogegen die Summe sich früher über 109 Glieder erstreckte); die Funktion hat aber – falls man von einer allgemeinen Glättung der Ondulationen absehen will – ihre Form im wesentlichen beibehalten [46, 50]. Für die oben angegebene Folge der Kernspins hat die $n'-\gamma$ -Winkelkorrelation die Form:

$$W(\theta_{n'}, \theta_\gamma, \Phi) = k \sum_{J_1 j_2 \mu \nu \lambda} \delta_{(\pm)} N C X \tau S_{\mu \nu \lambda}, \quad (1)$$

²⁾ Streng genommen müsste das so definierte Modell als Partielles Statistisches Modell bezeichnet werden [38], soll aber in Übereinstimmung mit dem Grossteil der Literatur auch in dieser Arbeit den Namen «CN-Modell» beibehalten. Das Vollständige Statistische Modell [2, 38] fordert überdies ein Kontinuum der Zustände im Endkern und die Abwesenheit compound-elastischer Streuung.

wobei

$$\begin{aligned}
 j^{(+)} &\equiv l + \frac{1}{2}; \quad j^{(-)} \equiv l - \frac{1}{2}, \\
 \hat{J} &\equiv (2 J + 1)^{1/2}, \\
 N &\equiv (-1)^{J_1+j_2(\pm)} (\hat{J}_1)^4 (\hat{j}_2(\pm))^2, \\
 C &\equiv \left\langle \mu 0 \mid J_1 J_1 \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \right\rangle \left\langle \nu 0 \mid j_2(\pm) j_2(\pm) \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \right\rangle \left\langle \lambda 0 \mid 2 2 1 - 1 \right\rangle, \\
 X &\equiv X (J_1 J_1 \mu; j_2(\pm) j_2(\pm) \nu; 2 2 \lambda),
 \end{aligned}$$

$$\tau \equiv \frac{T_{l_1}^{(\pm)}(E_1) \quad T_{l_2}^{(\pm)}(E_2)}{\sum'_{j \neq l, E} T_l^{(\pm)}(E)}.$$

Bedeutung der Symbole:

μ, ν, λ	Summationsindices,
J_1	Spin des Zwischenkerns,
j_2	totaler Drehimpuls des inelastisch gestreuten Neutrons,
$\langle j m \mid j_1 j_2 m_1 m_2 \rangle$	Clebsch-Gordan-Koeffizient,
$X (J_1 J_1 \mu; j_2 j_2 \nu; 2 2 \lambda)$	Fano-X-Koeffizient (Wigner-9j-Koeffizient),
$T_{l_1}^{(-)}(E_1)$	Transmissionskoeffizient für einfallende Neutronen der Energie E_1 und mit Bahndrehimpuls l_1 , wobei $j_1 = l_1 - 1/2$,
$T_{l_2}^{(+)}(E_2)$	Transmissionskoeffizient für inelastisch gestreute Neutronen der Energie E_2 und mit Bahndrehimpuls l_2 , wobei $j_2 = l_2 + 1/2$,
$\sum'_{j \neq l, E} T_l^{(\pm)}(E)$	Summation über alle möglichen Austrittskanäle (inkl. elastische Streuung),
$S_{\mu \nu \lambda}(\theta_{n'}, \theta_{\gamma}, \Phi)$	Legendre-Hyperpolynom (beschreibt die Winkelabhängigkeit von W ; siehe Abschnitt über Symmetrieeigenschaften).

Die Grösse k ist ein Normierungsfaktor, der üblicherweise derart festgelegt ist, dass $W(\pi/2, \pi/2, \Phi_0) = 1$ wird. Die n' - γ -Korrelationsfunktion geht in den entsprechenden doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt über, falls für k der folgende Wert gesetzt wird:

$$\begin{aligned}
 W(\theta_{n'}, \theta_{\gamma}, \Phi) &\longrightarrow \frac{\partial^2 \sigma}{\partial \Omega_{n'} \partial \Omega_{\gamma}} \text{ (in mb sr}^{-2}) \\
 k &\longrightarrow \frac{5 \lambda^2}{32 \pi} = \frac{10,315}{E_1 \text{ (in MeV}_{CM})}, \tag{2}
 \end{aligned}$$

wobei $\lambda \equiv 2 \pi \hat{\lambda}$ = Wellenlänge des Einschussnukleons (im Schwerpunktsystem).

Die ausführliche Herleitung der Korrelationsfunktion, weitere Beziehungen zwischen den auftretenden Grössen sowie Angaben über Summationsbereiche der Indices μ, ν, λ sind in Ref. 50 zu finden. Ebenso ist dort die für $l \leq 2$ numerisch ausgewertete Korrelationsformel angegeben, die sich bezüglich früher veröffentlichten analogen Formeln [35, 46] nur in der Normierung unterscheidet. – Die Korrelationsformel (1) hat auch für entsprechende inelastische $(p, p' \gamma)$ - $, (n, p \gamma)$ - $, (p, n \gamma)$ - und $(t, n \gamma)$ - $, (t, p \gamma)$ - $, ({}^3\text{He}, n \gamma)$ - $, ({}^3\text{He}, p \gamma)$ -Reaktionen Gültigkeit.

DI-Modell

Nach den Vorstellungen der Direktanregung (DI-Modell) [55, 56, 57, 59] sind nur wenige Freiheitsgrade des Nukleonensystems am sehr schnellen Reaktionsablauf (etwa 10^{-21} s) mitbeteiligt. Das Geschosspartikel tritt mit einem oder wenigen Nukleonen des Targetkerns in Wechselwirkung und hebt diesen in einen angeregten Zustand, oder das eingeschossene Nukleon regt im Targetkern einen Kollektivzustand (Vibrations- oder Rotationszustand) an.

Die Theorie benutzt das Optische Modell als erste Näherung, führt aber in Form einer weiteren Wechselwirkung eine zusätzliche Störung ein, welche die nicht-elastischen Prozesse verursacht.

Wirkungsquerschnitte und γ -*Anregungsfunktionen* sind im Gegensatz zum CN-Modell nur schwach energieabhängig und haben einen glatten Verlauf.

Für die *Winkelverteilung* der austretenden Spin-1/2-Teilchen wird keine Symmetrie gefordert; viele Verteilungen zeigen eine Begünstigung kleiner Streuwinkel, ein Verhalten, das sich als Indiz für das Vorhandensein von Direktanregung erwiesen hat, obschon es keine unmittelbare Folge der Theorie darstellt.

Wird bei inelastischer Streuung nur ein einzelner Drehimpuls l übertragen, so gilt in «Plane Wave Born Approximation» (PWBA) für den differentiellen Wirkungsquerschnitt die Beziehung:

$$\frac{\partial\sigma}{\partial\Omega} \sim [j_l(|\mathbf{k}_i - \mathbf{k}_f| R)]^2, \quad (3a)$$

wobei j_l die sphärische Bessel-Funktion der Ordnung l , \mathbf{k}_i und \mathbf{k}_f die Wellenvektoren des eingeschossenen bzw. des gestreuten Nukleons und R den Wechselwirkungsradius darstellen. Für Zustände des Targetkerns entsprechend dem Schalenmodell folgt noch allgemeiner [55]:

$$\frac{\partial\sigma}{\partial\Omega} = \sum_l A_l [j_l(|\mathbf{k}_i - \mathbf{k}_f| R)]^2. \quad (3b)$$

Die analytische Form der *Nukleon- γ -Winkelkorrelation* wurde für Direktanregung bisher nur für die Spinfolge $0+ / 2+ / 0+$ ausgearbeitet. Das Resultat der Berechnungen von BANERJEE und LEVINSON, denen «Distorted Wave Born Approximation» (DWBA) und ein Yukawa-Potential zugrunde liegen [53], lautet:

$$W(\theta_{n'}, \theta_\gamma, \Phi = 0) = a + b \sin^2[2(\theta_\gamma - \theta_0)]. \quad (4)$$

Der Symmetriewinkel θ_0 stimmt mit dem Rückstosswinkel θ_R des Endkerns praktisch überein, falls der zugehörige Partikelstreuwinkel $\theta_{n'}$, von dem auch a und b abhängig sind, nicht sehr klein ist.

In adiabatischer Näherung (die Anregungsenergie des Zwischenkerns wird dabei gegen die Partikel-Einschussenergie vernachlässigt) berechneten BLAIR und WILETS [58] die Beziehung

$$W(\theta_{n'}, \theta_\gamma, \Phi = 0) = \sin^2[2(\theta_\gamma - \theta_A)]. \quad (5)$$

Bei nicht sehr kleinen Streuwinkeln $\theta_{n'}$ fällt der adiabatische Winkel $\theta_A = 1/2(\pi - \theta_{n'})$ wiederum in die Nähe von θ_R . – Derselbe Ausdruck (5) ergibt sich bei PWBA in der Herleitung von SATCHLER [43], wobei aber an die Stelle von θ_A der Rückstosswinkel θ_R zu setzen ist.

Eine Erweiterung der Beziehung (4) um einen Term wird durch die Berücksichtigung von Spin-Umklapp-Prozessen gefordert [53, 11]. Diese allgemeinste Form der DI-Korrelation lautet:

$$W(\theta_{n'}, \theta_\gamma, \Phi = 0) = a + b \sin^2[2(\theta_\gamma - \theta_0)] + c \sin^2(\theta_\gamma - \theta_0'). \quad (6)$$

Die Winkel θ_0 und θ_0' sind (wie auch die Parameter a , b und c) Funktionen von $\theta_{n'}$. Für das Schalenmodell wurde bei PWBA die Übereinstimmung von θ_0' mit θ_0 gezeigt [53]. – Eine Korrelationsformel von SAWICKI [60] für $0+/2+/0+$ ist von jeglicher Annahme spezieller Kernmodelle unabhängig und entspricht ebenfalls Gleichung (6).

Symmetrieeigenschaften der Winkelkorrelation

Die Korrelationsformel für das CN-Modell (1) enthält ihre Winkelabhängigkeit allein in den Legendre-Hyperpolynomen $S_{\mu\nu\lambda}$, die nach der folgenden Beziehung mit den Kugelfunktionen verknüpft sind [41, 48, 50]:

$$S_{\mu\nu\lambda}(\theta_{n'}, \theta_\gamma, \Phi) = 4\pi \left(\frac{2\mu+1}{2\lambda+1}\right)^{1/2} \sum_m (-1)^m \langle \lambda m | \mu \nu 0 m \rangle Y_\nu^{-m}(\theta_{n'}, 0) Y_\gamma^m(\theta_\gamma, \Phi). \quad (7)$$

Es ergibt sich daraus für die CN-Korrelationsfunktion (1) eine Zentralsymmetrie bezüglich dem Punkt $(\pi/2, \pi/2, 0)$ (vgl. Figur 1):

$$W(\theta_{n'}, \theta_\gamma, 0) = W(\pi - \theta_{n'}, \pi - \theta_\gamma, 0) \quad (8a)$$

oder in anderer Darstellung

$$W\left(\frac{\pi}{2} + \alpha, \frac{\pi}{2} + \beta, 0\right) = W\left(\frac{\pi}{2} - \alpha, \frac{\pi}{2} - \beta, 0\right), \text{ wobei } -\frac{\pi}{2} \leq \alpha, \beta \leq \frac{\pi}{2}. \quad (8b)$$

Somit ist sofort klar, dass sowohl die n' - wie auch die γ -Winkelverteilung als Integrale der Korrelationsfunktion über θ_γ bzw. $\theta_{n'}$ nach dem CN-Modell 90° -Symmetrien aufweisen. Die Nullpunkt-Zentralsymmetrie sowie die π -Periodizität in θ_γ ist eine den beiden Reaktionsmodellen (CN und DI) gemeinsame Eigenschaft [48]:

$$W(\theta_{n'}, \theta_\gamma, 0) = W(-\theta_{n'}, -\theta_\gamma, 0) \quad (9)$$

$$= W(\theta_{n'}, \theta_\gamma - \pi, 0). \quad (10)$$

Die DI-Korrelationen ohne Spin-Umklapp-Prozesse (Formeln (4) und (5)) weisen zusätzlich noch eine Periode von $\pi/2$ in θ_γ auf:

$$W(\theta_{n'}, \theta_\gamma, 0) = W\left(\theta_{n'}, \theta_\gamma \pm \frac{\pi}{2}, 0\right). \quad (11)$$

Den Übergang von $\Phi = 0$ zu $\Phi = \pi$ vermittelt Formel (12):

$$W(\theta_{n'}, \theta_\gamma, \pi) = W(\theta_{n'}, -\theta_\gamma, 0). \quad (12)$$

Entsprechend den Formeln (4) und (5) zeigt die DI-Korrelationsfunktion bei festgehaltenem Partikelstreuwinkel $\theta_{n'}$ einen symmetrischen Verlauf in der Variablen θ_γ

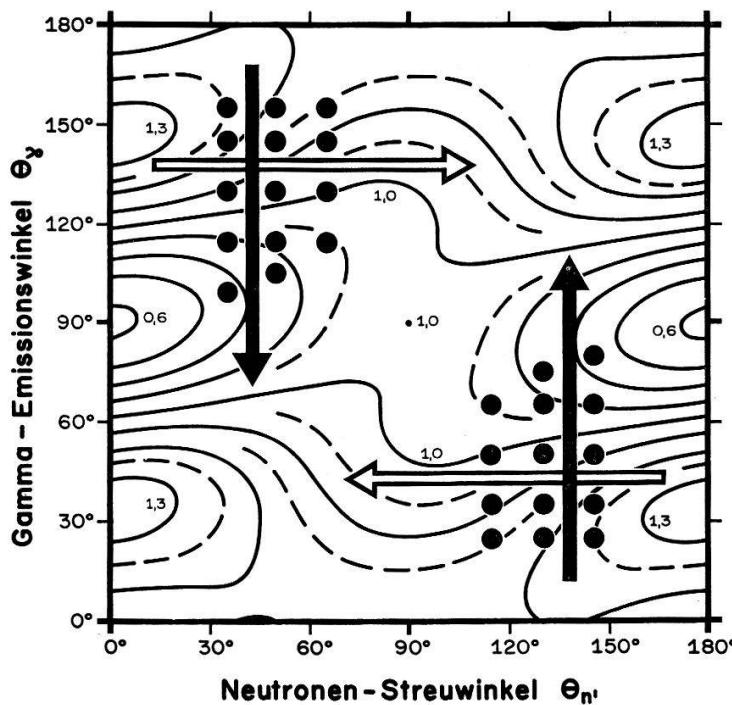
bezüglich dem Minimum θ_0 ($\approx \theta_R$); bei Übereinstimmung von θ_0 mit θ_0' gilt dies auch für Formel (6).

Verschiedene numerische Rechnungen für $0+ / 2+ / 0+$ haben gezeigt, dass in analoger Weise die CN-Korrelationsfunktion – wiederum bei festgehaltenem $\theta_{n'}$ – im allgemeinen in der Umgebung von $\theta_\gamma = 90^\circ$ ein Minimum aufweist; falls $\theta_{n'} = 0^\circ, 90^\circ$ oder 180° beträgt, liegt das Minimum exakt bei $\theta_\gamma = 90^\circ$.

Es soll hier nochmals darauf hingewiesen werden, dass die durch den CN-Mechanismus hervorgerufenen Symmetrieeigenschaften der Korrelationsfunktion unabhängig sind von den Werten der verwendeten Transmissionskoeffizienten bzw. von der Form des benützten Kernpotentials und ebenso unbeeinflusst bleiben von der Art der Näherung bei der Vernachlässigung höherer Bahndrehimpulse.

Berechnung der $n'\gamma$ -Winkelkorrelationsfunktionen nach dem CN-Modell für $^{56}\text{Fe}(n, n'\gamma)_{0,845}$ und $^{24}\text{Mg}(n, n'\gamma)_{1,368}$ bei 3,5 und 3,3 MeV_{Lab.}

Die CN-Korrelationsformel (1) wurde im Rechenzentrum der ETH durch die elektronische Anlage CDC 1604-A nach einem von SHELDON und GANTENBEIN kürzlich ausgearbeiteten Rechenprogramm numerisch ausgewertet. Das sehr erweiterte Programm ist fähig, beim Aufbau und Zerfall des Zwischenkerns selbständig alle mög-



Figur 1

$n'\gamma$ -Winkelkorrelationsfunktion $W(\theta_{n'}, \theta_\gamma, \Phi = 0)$ für $^{24}\text{Mg}(n, n'\gamma)_{1,368}$ bei $E_n = 3,3$ MeV_{Lab.}, berechnet nach dem CN-Modell unter Verwendung von Neutronen-Transmissionskoeffizienten nach dem Nichtlokalen Optischen Potential von PEREY und BUCK [61, 62] und unter Berücksichtigung der Bahndrehimpulse $l_1 \leq 5$, $l_2 \leq 4$. Die Funktion ist derart normiert, dass $W(90^\circ, 90^\circ, 0^\circ) = 1$. Je zwei sich entsprechende Pfeile veranschaulichen die durch Formel (8) gegebene Zentralsymmetrie. Man beachte die zusätzlichen Symmetrien bezüglich $\theta_{n'} = 90^\circ$ bzw. $\theta_\gamma = 90^\circ$ an den vier Randseiten des gegebenen quadratischen Bereiches. Die schwarzen Scheibchen markieren die gewählten Messpunkte. Alle Winkelvariablen sind im Schwerpunktsystem angegeben.

lichen Kanäle für beliebig hohe Bahndrehimpulse $l \leq l_{max}$ des ein- bzw. austretenden Nukleons (Neutrons) aufzusuchen, die diese Kanäle charakterisierenden Quantenzahlen zusammenzustellen und den Einfluss der die inelastische Streuung (über den ersten Endkernzustand) konkurrenzierenden Zerfallskanäle des Zwischenkerns (über höhere Endkernniveaux) mitzuberücksichtigen. Werden Bahndrehimpulse bis $l_{max} = 6$ in Rechnung gesetzt, so enthält die Korrelationsformel bereits 1063 Summanden [50].

In der Berechnung wurden die neuen von AUERBACH und PEREY gegebenen Neutronen-Transmissionskoeffizienten [61] verwendet. Sie basieren auf dem Nichtlokalen Optischen Potential von PEREY und BUCK [62], das gegenüber den in früheren Arbeiten [29, 30, 34] verwendeten Potentialen von BEYSTER et al. [63] und EMMERICH [64] allgemein bevorzugt wird.

Die berechneten Korrelationsfunktionen sollen auch hier nach der in einer früheren Arbeit [30] eingeführten, nun allgemein gebräuchlichen Art wiedergegeben werden: als Korrelationsflächen in Isohypsen-(Höhenkurven-)Darstellung, deren Wert im Zentrum ($\theta_{n'} = \theta_\gamma = \pi/2$) des gegebenen Bereiches willkürlich auf den Wert 1 normiert ist. Der Azimutalwinkel Φ beträgt in dieser Arbeit überall Null.

Figur 1 zeigt das Rechenergebnis für ^{24}Mg ($n, n' \gamma$) bei $E_n = 3,3 \text{ MeV}_{\text{Lab.}}$ unter Berücksichtigung aller Bahndrehimpulse l , deren zugehörige Transmissionskoeffizienten (Tabelle III) den Wert 0,00005 überschreiten, das heisst $l_1 \leq 5, l_2 \leq 4$. Die besprochenen Symmetrieeigenschaften der Funktion sind in der Figur deutlich erkennbar.

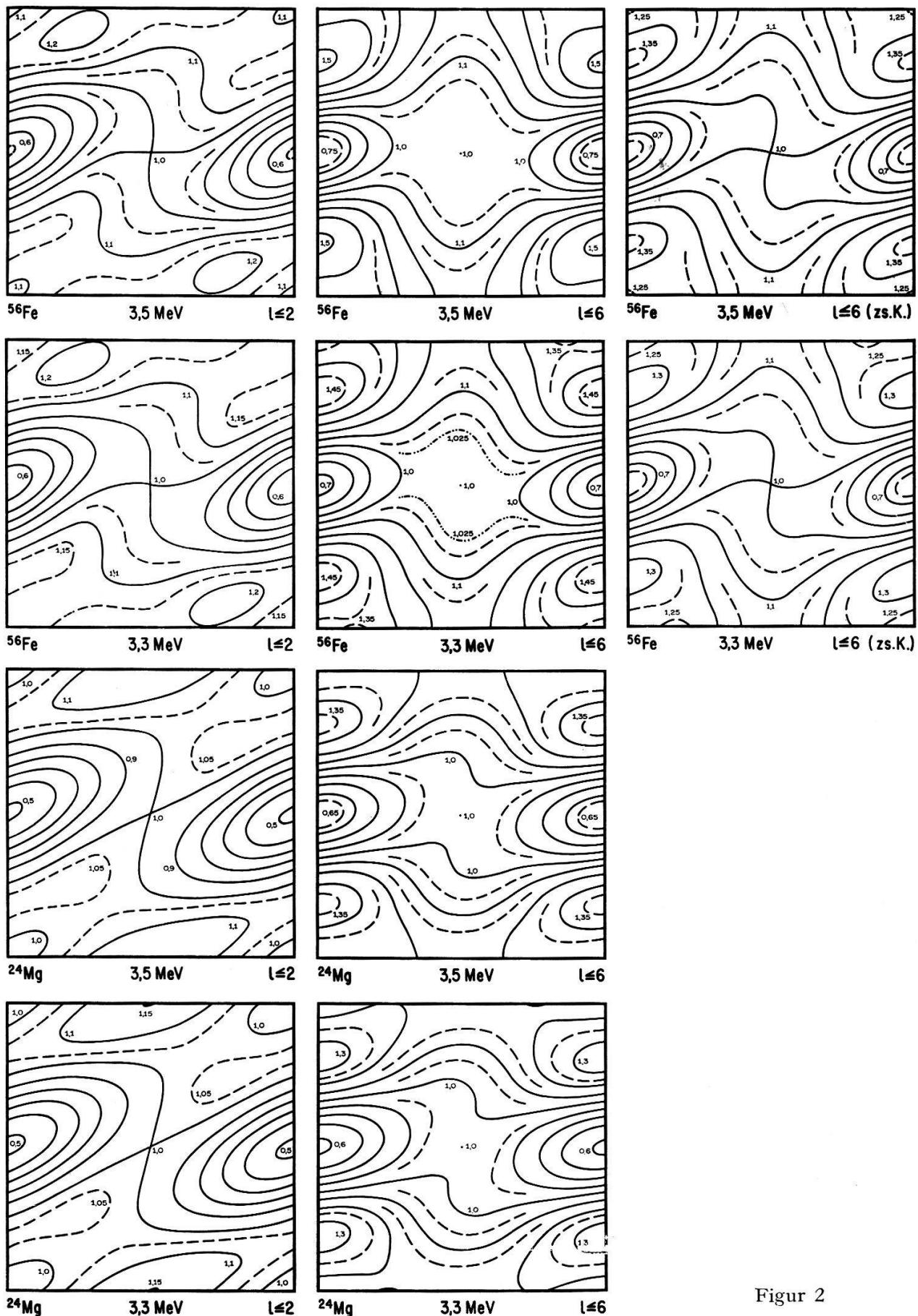
Im Gegensatz zu ^{24}Mg , dessen 2. Zustand bei 4,12 MeV in den Experimenten nicht angeregt wird, werden im ^{56}Fe -Endkern neben dem 1. Niveau auch mehrere höher liegende Zustände erreicht. Zufolge Konkurrenz der dadurch zusätzlich erschlossenen Zerfallskanäle des Zwischenkerns zeigt die Korrelationsfunktion der inelastischen Streuung über das 1. Niveau einen andern Verlauf, als dies (für dieselbe Neutronenenergie) bei Nichtexistenz des 2. und der höher liegenden Zustände im ^{56}Fe -Endkern der Fall wäre. Dieser Umstand ist in der numerischen Auswertung berücksichtigt, indem Übergänge über 2 zusätzliche Kanäle (2. und 3. Niveau bei 2,085 bzw. 2,660 MeV; Figur 6) in die Berechnung einbezogen wurden. Weitere zusätzliche Kanäle konnten nicht in Rechnung gesetzt werden, da Spin und Parität bereits des

Figur 2

$n' \gamma$ -Winkelkorrelationsfunktionen $W(\theta_{n'}, \theta_\gamma, \Phi = 0)$ für $^{56}\text{Fe}(n, n' \gamma)_{0,845}$ und $^{24}\text{Mg}(n, n' \gamma)_{1,368}$ bei $E_n = 3,5$ und $3,3 \text{ MeV}_{\text{Lab.}}$, berechnet nach dem CN-Modell unter Verwendung der in den Tabellen I, II und III zusammengestellten Perey-Buck-Neutronen-Transmissionskoeffizienten [61, 62] und unter Berücksichtigung der Bahndrehimpulse $l \leq 2$ oder $l \leq 6$ (sofern die zugehörigen $T_l > 0,00005$). Die beiden in Klammern mit zs. K. (zusätzliche Kanäle) bezeichneten ^{56}Fe -Korrelationen berücksichtigen beim Zerfall des Zwischenkerns das Auftreten von Konkurrenzkanälen über die Zustände bei 2,085 und 2,660 MeV im ^{56}Fe -Endkern.

Die Bedeutung der Achsen, deren Bezeichnung zur Erhöhung der Übersichtlichkeit hier überall weggelassen wurde, sowie die Normierung der Funktionen entsprechen den Angaben von Figur 1.

Korrelationsfunktionen nach dem CN-Modell



Figur 2

nächstfolgenden Zustandes bei 2,940 MeV noch nicht sicher feststehen. Die dadurch begangene Ungenauigkeit ist aber gering, nimmt doch die Anregungswahrscheinlichkeit höherer Zustände mit steigender Niveauenergie bekanntlich stark ab.

Figur 2 gibt eine Zusammenstellung der bei den jeweils angegebenen Neutronenenergien berechneten Winkelkorrelationsfunktionen für $^{56}\text{Fe}(n, n' \gamma)_{0,845}$ und $^{24}\text{Mg}(n, n' \gamma)_{1,368}$, wobei die bezeichneten Bahndrehimpulse soweit berücksichtigt sind, als die zugehörigen, bezüglich Energie graphisch interpolierten Transmissionskoeffizienten (Tabellen I, II und III) den Wert 0,00005 überschreiten. Die Unterschiede der Funktionen für einen leichten (^{24}Mg) gegenüber einem mittelschweren Kern (^{56}Fe), ihre Energieabhängigkeit (3,5 MeV und 3,3 MeV) und ihre Veränderung zufolge Berücksichtigung der Bahndrehimpulse $l \leq 2$ bzw. $l \leq 6$ sowie im Falle von ^{56}Fe zufolge Berücksichtigung zusätzlicher Kanäle beim Zerfall des Zwischenkerns, alle diese Auswirkungen sind durch Gegenüberstellung entsprechender Korrelationsflächen einzeln in Evidenz gesetzt.

Die schwache *Energieabhängigkeit* der CN-Korrelation kann durch einen Vergleich der hier wiedergegebenen Flächen für ^{56}Fe (3,5 und 3,3 MeV, $l \leq 2$) mit der entsprechenden Fläche bei 2,0 MeV (Figur 2 in Ref. 35) noch eindrücklicher demonstriert werden, als dies nach Figur 2 allein möglich ist. Man beachte, dass diese Feststellung nur die Form der Korrelationsfunktion, nicht aber die Absolutwerte der mit ihr verknüpften doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitte betrifft, da ja über die Energieabhängigkeit der Normierungskonstanten nichts ausgesagt wird.

Die relativ schwache Empfindlichkeit der CN-Korrelation auf die *Form der verwendeten Optischen Potentiale* (Kastenpotential [3], Potentiale nach BEYSTER et al. [63], EMMERICH [64] und PEREY-BUCK [62]) ist in früheren Arbeiten [30, 34] für ^{56}Fe und ^{24}Mg bei $l \leq 2$ gezeigt worden. Es dürfte schwierig sein, aus dem Vergleich dieser früheren Resultate mit den neuen, hier vorliegenden Berechnungen, Wesentliches auszusagen, da sich die Ergebnisse der beiden Arbeiten nicht nur durch das verwendete Optische Potential unterscheiden, sondern da die früheren Rechnungen auch noch die bereits erwähnten Interferenzterme enthalten. Obschon die Art des verwendeten Optischen Potentials nicht sehr wesentlich ist und das Verschwinden der Interferenzterme im grossen und ganzen nur eine Verflachung der Funktion hervorruft (siehe Demonstration dieses Effektes für $^{56}\text{Fe}(\rho, \rho' \gamma)$ bei $E_\rho = 4,22$ MeV in Ref. 46), so bewirken doch beide Effekte zusammen – besonders im Falle von ^{24}Mg – eine deutliche Formveränderung der Funktion. Ein Vergleich der Korrelationsflächen für ^{56}Fe bei 2,0 MeV, einerseits ohne Interferenzen nach dem Perey-Buck-Potential (Figur 2 in Ref. 35), andererseits mit Interferenzen nach dem Beyster-Potential (Figur 3 in Ref. 47), bestätigt diese Feststellung.

Die beträchtlichen Formunterschiede der Korrelationsfunktion bei Berücksichtigung von *Bahndrehimpulsen* $l > 2$ gegenüber $l \leq 2$ (Figur 2) beweisen die Unzulänglichkeit der Näherung $l \leq 2$. Darstellungen von Korrelationsflächen bei schrittweise verbesserten Approximationen $l \leq 1, 2, 3, 4, 5$ (Figuren 7, 8 und 13 von Ref. 50) zeigen, dass im interessierenden Energiebereich die Näherung $l \leq 3$ bereits ein gutes Resultat liefert. Die Unzulänglichkeit der Approximation $l \leq 2$ ist auch aus den berechneten Werten des totalen inelastischen Wirkungsquerschnitts (in Funktion der Transmissionskoeffizienten) nach der Beziehung von HAUSER und FESHBACH [2] mit der numerischen Lösung für $l_1 \leq 4, l_2 \leq 3$ von SEWARD [9] ersichtlich: Benutzt man

Tabelle I

Perey-Buck-Neutronen-Transmissionskoeffizienten für $^{56}\text{Fe}(n, n'\gamma)$ bei $E_n = 3,50 \text{ MeV}_{\text{Lab.}}$

Bildung eines CN		Zerfall des Zwischenkerns (CN) über		
$E_1 = 3,500 \text{ MeV}_{\text{Lab.}}$	$E_1 = 3,438 \text{ MeV}_{\text{CM}}$	0,845 MeV-Niveau	2,085 MeV-Niveau	2,660 MeV-Niveau
		$E_2 = 2,593 \text{ MeV}_{\text{CM}}$	$E'_2 = 1,353 \text{ MeV}_{\text{CM}}$	$E''_2 = 0,778 \text{ MeV}_{\text{CM}}$
T_0	0,9134	0,9343	0,9595	0,9478
$T_1^{(-)}$	0,5210	0,4718	0,3405	0,2300
$T_1^{(+)}$	0,5405	0,4877	0,3477	0,2315
$T_2^{(-)}$	0,9155	0,8527	0,4908	0,1872
$T_2^{(+)}$	0,7389	0,6883	0,4492	0,2100
$T_3^{(-)}$	0,1382	0,0668	0,0098	0,0017
$T_3^{(+)}$	0,2378	0,1070	0,0136	0,0021
$T_4^{(-)}$	0,0558	0,0181	0,0012	0,0001
$T_4^{(+)}$	0,0366	0,0138	0,0011	0,0001
$T_5^{(-)}$	0,0015	0,0003	0	0
$T_5^{(+)}$	0,0037	0,0008	0	0
$T_6^{(-)}$	0	0	0	0
$T_6^{(+)}$	0,0001	0	0	0

Tabelle II

Perey-Buck-Neutronen-Transmissionskoeffizienten für $^{56}\text{Fe}(n, n'\gamma)$ bei $E_n = 3,30 \text{ MeV}_{\text{Lab.}}$

Bildung eines CN		Zerfall des Zwischenkerns (CN) über		
$E_1 = 3,300 \text{ MeV}_{\text{Lab.}}$	$E_1 = 3,242 \text{ MeV}_{\text{CM}}$	0,845 MeV-Niveau	2,085 MeV-Niveau	2,660 MeV-Niveau
		$E_2 = 2,397 \text{ MeV}_{\text{CM}}$	$E'_2 = 1,157 \text{ MeV}_{\text{CM}}$	$E''_2 = 0,582 \text{ MeV}_{\text{CM}}$
T_0	0,9181	0,9393	0,9596	0,9287
$T_1^{(-)}$	0,5111	0,4566	0,3074	0,1792
$T_1^{(+)}$	0,5301	0,4718	0,3132	0,1791
$T_2^{(-)}$	0,9071	0,8240	0,3885	0,1005
$T_2^{(+)}$	0,7310	0,6681	0,3752	0,1220
$T_3^{(-)}$	0,1198	0,0538	0,0061	0,0006
$T_3^{(+)}$	0,2034	0,0844	0,0081	0,0008
$T_4^{(-)}$	0,0445	0,0131	0,0006	0
$T_4^{(+)}$	0,0301	0,0103	0,0006	0
$T_5^{(-)}$	0,0011	0,0002	0	0
$T_5^{(+)}$	0,0027	0,0005	0	0
$T_6^{(-)}$	0	0	0	0
$T_6^{(+)}$	0	0	0	0

Tabelle III
Perey-Buck-Neutronen-Transmissionskoeffizienten für $^{24}\text{Mg}(n, n'\gamma)$

bei $E_n = 3,50 \text{ MeV}_{\text{Lab.}}$		bei $E_n = 3,30 \text{ MeV}_{\text{Lab.}}$	
Bildung eines CN $E_1 = 3,500 \text{ MeV}_{\text{Lab.}}$ $= 3,359 \text{ MeV}_{\text{CM}}$	Zerfall des CN über $E_1 = 1,368 \text{ MeV-Niveau}$ $E_2 = 1,991 \text{ MeV}_{\text{CM}}$	Bildung eines CN $E_1 = 3,300 \text{ MeV}_{\text{Lab.}}$ $= 3,167 \text{ MeV}_{\text{CM}}$	Zerfall des CN über $E_1 = 1,368 \text{ MeV-Niveau}$ $E_2 = 1,799 \text{ MeV}_{\text{CM}}$
T_0	0,5735	0,5128	0,5674
$T_1^{(-)}$	0,9474	0,9486	0,9879
$T_1^{(+)}$	0,9657	0,9795	0,9702
$T_2^{(-)}$	0,2815	0,1380	0,2630
$T_2^{(+)}$	0,2845	0,1240	0,2627
$T_3^{(-)}$	0,1206	0,0214	0,0999
$T_3^{(+)}$	0,1760	0,0412	0,1527
$T_4^{(-)}$	0,0027	0,0003	0,0021
$T_4^{(+)}$	0,0052	0,0005	0,0040
$T_5^{(-)}$	0,0001	0	0,0001
$T_5^{(+)}$	0,0001	0	0,0001
$T_6^{(-)}$	0	0	0
$T_6^{(+)}$	0	0	0

diese Formel³⁾ in der Näherung $l \leq 2$ ($T_l = 0$ für $l > 2$), so erhält man einen Wirkungsquerschnitt, der im Falle von ^{56}Fe bei 3,5 MeV nur 74,5%, im Falle von ^{24}Mg bei 3,5 MeV nur 74,7% seines Betrages in der Näherung $l_1 \leq 4, l_2 \leq 3$ ergibt. Das gleiche Verhalten zeigt sich auch in der Normierung der entsprechenden Korrelationsflächen von Figur 2: Betrachtet man die in Tabelle IV zusammengestellten Werte der nach Formel (2) als doppelt differentielle Wirkungsquerschnitte normierten Korrelationsfunktionen für $\theta_{n'} = \theta_\gamma = \pi/2, \Phi = 0$, also jene Werte, die in den Darstellungen von Figur 2 auf 1 normiert wurden, so erkennt man, dass diese in der ($l \leq 2$)-Näherung bei 3,5 MeV im Falle von ^{56}Fe nur 79,9% (81,9% bei 3,3 MeV) und im Falle von ^{24}Mg nur 80,9% (82,6% bei 3,3 MeV) ihres Wertes in der Näherung $l \leq 6$ erreichen. Diese Prozentsätze sind gegenüber denjenigen für den totalen inelastischen Wirkungsquerschnitt nach SEWARD etwas höher, weil bereits die Mittelwerte der Korrelationsfläche (Figur 2) für $l \leq 2$ etwas tiefer liegen als diejenigen für $l \leq 6$.

Die Berücksichtigung zweier *zusätzlicher Zerfallskanäle* des Zwischenkerns bei der Korrelation für ^{56}Fe verursacht nebst einer schwachen Formveränderung der Funk-

³⁾ Zufolge eines Spin-Bahn-Kopplungsterms im Nichtlokalen Optischen Potential unterscheiden die Perey-Buck-Transmissionskoeffizienten bei gegebenem festem l zwischen $T_l^{(+)}$ für $j = l + 1/2$ und $T_l^{(-)}$ für $j = l - 1/2$. Zur Benützung dieser Transmissionskoeffizienten in der Formel von SEWARD (die sich dieser Unterscheidung nicht anschliesst) wurden deshalb folgende Mittelwerte verwendet:

$$T_l = \frac{(l+1) T_l^{(+)} + l T_l^{(-)}}{2l+1}.$$

Tabelle IV

Zusammenstellung der nach dem CN-Modell (Formel (1)) berechneten doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitte (Formel (2)) für $\theta_{n'} = \theta_\gamma = \pi/2$, $\Phi = 0$, die in den zugehörigen Korrelationsflächen von Figur 2 auf 1 normiert wurden.

	Normierung der CN-Korrelationsfunktionen		
	$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_{n'} d\Omega_\gamma} (\theta_{n'} = \pi/2, \theta_\gamma = \pi/2, \Phi = 0)$ in mb sr^{-2}	$l \leq 2$	$l \leq 6$
$^{56}\text{Fe} (n, n' \gamma)_{0,845}$			
$E_n = 3,5 \text{ MeV}_{\text{Lab.}}$	5,298	6,631	4,433
$E_n = 3,3 \text{ MeV}_{\text{Lab.}}$	5,525	6,744	4,773
$^{24}\text{Mg} (n, n' \gamma)_{1,368}$			
$E_n = 3,5 \text{ MeV}_{\text{Lab.}}$	4,013	4,961	
$E_n = 3,3 \text{ MeV}_{\text{Lab.}}$	4,139	5,013	
		$l \leq 6$ (zs. K.)	

tion (Figur 2) eine beträchtliche Abnahme des absoluten differentiellen Wirkungsquerschnitts (Tabelle IV). Dieser fällt für $\theta_{n'} = \theta_\gamma = \pi/2$, $\Phi = 0$ bei 3,5 MeV auf 66,8% (70,8% bei 3,3 MeV) seines Wertes in der Näherung $l \leq 6$ ohne zusätzliche Kanäle.

Experiment

Übersicht über vorhergegangene Untersuchungen

Die ersten Neutronen-Korrelationsexperimente bei tiefen Energien wurden für ^{24}Mg vorgenommen [29, 31, 32]. Die Untersuchungen erfolgten meistens bei einer Energie $E_n = 3,25 \text{ MeV}_{\text{CM}} = 3,53 \text{ MeV}_{\text{Lab.}}$, einem Minimum der γ -Anregungsfunktion (Figur 12). Die Apparatur gestattete nur Messungen für Neutronen-Rückwärts-Streuwinkel ($\theta_{n'} > 90^\circ$); die Ergebnisse konnten deshalb keiner Symmetriebetrachtung unterzogen werden, sodass es nicht möglich war, DI-Mechanismus – der meistens nur bei kleinen Streuwinkeln in Erscheinung tritt – nachweisen zu können. – Eine neu konstruierte Streuapparatur (Figuren 4 und 5), womit alle Messwerte vorliegender Arbeit ermittelt wurden, ermöglichte es, einen bedeutend grösseren Winkelbereich (besonders auch Streuwinkel $\theta_{n'} < 90^\circ$) zu erfassen [34, 36]. Die Resultate zeigen Abweichungen von der CN-Symmetrie.

Zum Studium des Reaktionsmechanismus bei einem mittelschweren Kern wurde mit einer weitern Apparatur die Winkelkorrelation für ^{56}Fe bei 2,0 MeV gemessen. Die Resultate weisen ähnliche Eigenschaften auf, wie diejenigen von ^{24}Mg [34, 35, 36, 50].

Weitere, hier zu besprechende Messergebnisse für ^{24}Mg bei 3,3 MeV (Maximum der γ -Anregungsfunktion; Figur 12) zeigen ein Verhalten, das im Zusammenhang mit den vorhergehenden Experimenten nicht leicht zu verstehen ist und gaben damit Anlass zu den übrigen Korrelationsmessungen dieser Arbeit.

Qualifikation der Targetkerne

Ihre spezielle Eignung der untersuchten Isotope ^{24}Mg und ^{56}Fe hinsichtlich der Theorie der inelastischen Nukleonensstreuung besteht darin, dass beide gg -Kerne sind

mit Grundzustand 0+ und erstem angeregten Zustand 2+, für welche Bedingungen besonders viele Auswertungen der Theorie vorliegen. Der erste Zustand von ^{24}Mg wird als Rotationsniveau interpretiert [65], weshalb Direktanregung mit Oberflächenwechselwirkung begünstigt sein könnte. Im Gegensatz zu ^{24}Mg lässt das hohe Atomgewicht von ^{56}Fe im Anregungsbereich des Zwischenkerns eine grosse, der statistischen Annahme entsprechende Niveaudichte erwarten.

Im Hinblick auf die Durchführbarkeit der Experimente erscheinen für beide Isotope die grossen Wirkungsquerschnitte für inelastische Streuung über den ersten Zustand als sehr wichtige Voraussetzungen. Ihre differentiellen Werte für γ -Emission unter 90° betragen bei 3,5 MeV für ^{24}Mg 38 mb/sr , für ^{56}Fe 89 mb/sr [95]. Günstig sind auch die Häufigkeiten in den natürlichen Isotopengemischen (78,8% ^{24}Mg und 91,64% ^{56}Fe). Die kurzen Lebensdauern ihrer ersten Zustände ($1,5 \cdot 10^{-12}\text{s}$ für ^{24}Mg [66, 67, 68] und $1,06 \cdot 10^{-11}\text{s}$ für ^{56}Fe [69]) verhindern eine störende Einwirkung extranuklearer Felder. Mit Ausnahme von $(n, n'\gamma)$ - und (n, α) -Reaktionen können von den zahlreichen neutroninduzierten Reaktionen nur (n, p) -Prozesse in den Eisenisotopen (Schwellenenergien bei 0 für ^{54}Fe , bei 2,98 für ^{56}Fe und bei 1,95 MeV_{Lab.} für ^{57}Fe) und im Isotop ^{25}Mg (Schwelle bei 3,14 MeV_{Lab.}) ablaufen.

In den Experimenten wird der 2. Zustand von ^{24}Mg bei 4,12 MeV nicht angeregt; die beiden andern Mg-Isotope ^{25}Mg (10,1%) und ^{26}Mg (11,1%) weisen in der Umgebung von 1,368 MeV (1. Zustand von ^{24}Mg) keine Niveaux auf. Mit einer Ausnahme sind auch keine Übergänge bekannt, die mit Emission von γ -Quanten benachbarter Energien von 1,368 MeV verbunden sind. Die Ausnahme betrifft den 1,38-MeV-Übergang vom 4. zum 1. Zustand von ^{25}Mg ; die Intensität des Überganges ist sehr gering [70], so dass deren Beitrag vernachlässigbar ist [32].

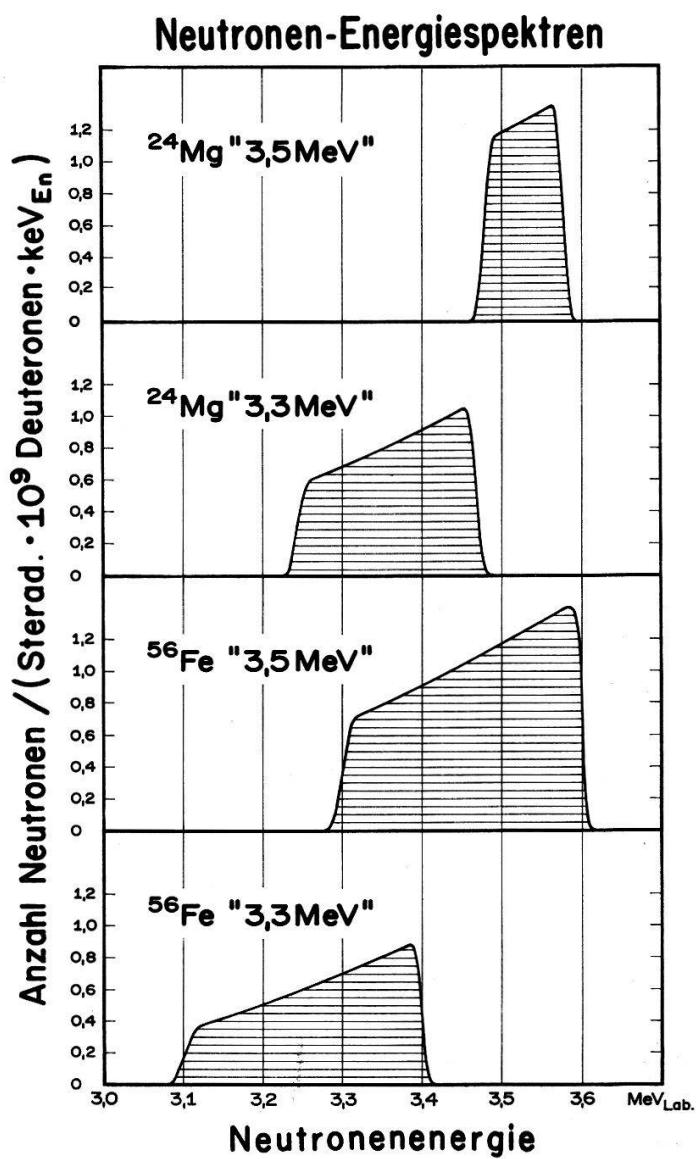
Anders liegen die Verhältnisse bei ^{56}Fe : Neben dem 1. Zustand (0,845 MeV) wird eine Reihe höherer Niveaux angeregt, die alle grösstenteils durch γ -Kaskaden über den 1. Zustand zerfallen (Figur 6), sodass im γ -Spektrum von ^{56}Fe ($n, n'\gamma$), das in Koinzidenz zu den inelastisch gestreuten Neutronen registriert wurde (Figur 7; vgl. auch Spektrum in Ref. 71), neben der γ -Linie bei 0,845 MeV weitere Linien mit fallender Intensität bei 1,24 MeV, 1,81 MeV, 2,1 MeV (2,3 und 2,6 MeV) auftreten, die (zufolge der zugehörigen 0,845 MeV-Kaskaden-Übergänge) die Auswertung der Spektren erschweren.

Von den γ -Übergängen der andern Fe-Isotope ist im Spektrum nur die Linie von ^{54}Fe (5,81%) bei 1,41 MeV (Übergang vom 1. Niveau zum Grundzustand) sichtbar. Zwei Linien bei 1,26 MeV des Isotops ^{57}Fe (2,21%) fallen praktisch mit der 1,24 MeV-Linie von ^{56}Fe zusammen, und zwei Linien nahe bei 0,8 MeV des Isotops ^{58}Fe (0,34%) fallen in die Hauptlinie von ^{56}Fe bei 0,845 MeV. Diese vier Linien der Isotope ^{57}Fe und ^{58}Fe sowie (mit Ausnahme der 1,41 MeV-Linie) auch alle andern bekannten γ -Übergänge der Isotope ^{54}Fe , ^{57}Fe und ^{58}Fe können zufolge ihrer geringen Intensität bei der Auswertung unberücksichtigt bleiben.

Neutronenquelle

Die schnellen Neutronen wurden mit einem Linearbeschleuniger nach der ^2D (d, n)- ^3He -Reaktion erzeugt: Ein monochromatischer (magnetisch analysierter) Deuteronenstrahl (10–15 μA) trifft auf ein D_2O -Target aus schwerem Eis. Die Eichung der Be-

schleunigerspannung (300–650 kV) erfolgte durch Anregung der Resonanzen von ^{20}Ne nach der Reaktion $^{19}\text{F}(\phi, \alpha \gamma)^{16}\text{O}$ bei Bestrahlung eines dünnen AlF_3 -Target (Messung der Intensität der γ -Strahlung). Die Breite des Neutronen-Energiespektrums ergibt sich aus der Dicke des D_2O -Target, die während aller Messungen dauernd überprüft wurde (einerseits differentiell durch Vergleich des Deuteronenstromes mit der Impulsrate des Neutronenmonitors, andererseits integral über die einzelnen Messzyklen durch Vergleich der Gesamtladung der Deuteronen mit der Monitorstosszahl).



Figur 3

Berechnete Energiespektren der bei den vier Experimenten auf den Streukörper eingestrahlten Neutronen. Die Rechnungen basieren auf den Wirkungsquerschnitten von PRESTON et al. [72] und den Bremswirkungsquerschnitten von WHALING [73]. Weitere Angaben im Text.

In Figur 3 sind die berechneten Energiespektren der in den vier Experimenten auf den Streukörper eingestrahlten Neutronen zusammengestellt. Die Rechnungen basieren auf den Wirkungsquerschnitten der D - D -Reaktion $\sigma(E_D, \theta_n)$ von PRESTON et al.

[72], einem Reaktions- Q -Wert von 3,268 MeV sowie den von WHALING [73] gegebenen Bremswirkungsquerschnitten für Protonen in H_2O (umgerechnet für Deuteronen in D_2O). Als Neutronen-Emissionswinkel θ_n – die Deuteronenstrahlrichtung fällt mit der Achse der Streuapparatur zusammen – ist der (mittlere) halbe Öffnungswinkel des Kreiskegels durch den ringförmigen Streukörper (die Spitze des Kegels liegt im Target) einzusetzen: $\theta_n = 9,1^\circ$. Den Rechnungen sind ferner Energieschwankungen des Deuteronenstrahls von ± 5 keV und eine Energiebreite von ± 5 keV zugrundegelegt. Die zur Erzeugung der Neutronenspektren von Figur 3 verwendeten Deuteronenenergien und Sättigungsgrade des D_2O -Target (Sättigungsgrad eines dicken Target = 100%) haben folgende Werte:

Bezeichnung des Neutronen-Energie- spektrums	E_D	Sättigungsgrad des D_2O -Target	Breite des Neutronen-Energie- spektrums
^{24}Mg , $E_n = «3,5$ MeV»	570 keV	29%	100 keV
^{24}Mg , $E_n = «3,3$ MeV»	484 keV	62%	220 keV
^{56}Fe , $E_n = «3,5$ MeV»	580 keV	68%	300 keV
^{56}Fe , $E_n = «3,3$ MeV»	432 keV	77%	300 keV

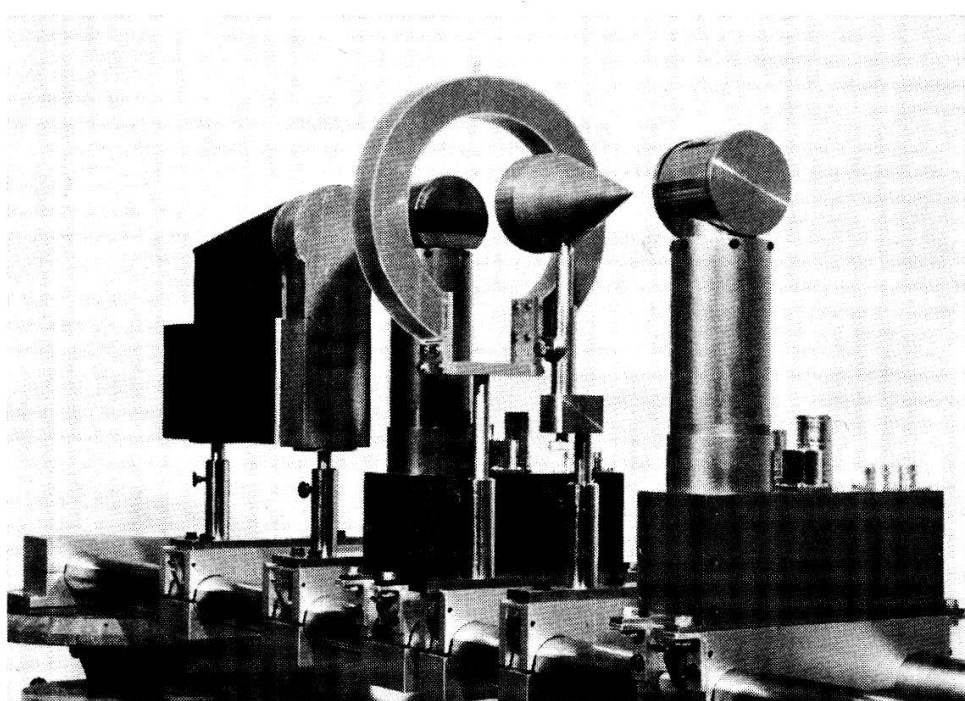
Streuapparatur

Die Korrelationsfunktion wird durch Messung der koinzidenten Impulse der inelastisch gestreuten Neutronen im n -Detektor und der zugehörigen γ -Quanten im γ -Detektor ermittelt. Zufolge der geringen Intensität der primären Neutronenstrahlung mussten die Versuche in Ringgeometrie durchgeführt werden.

Die dabei verwendete Streuapparatur ist in den Figuren 4 und 5 wiedergegeben. Die Achse der Apparatur fällt mit der Deuteronenstrahlrichtung zusammen und ist unter 45° zur Horizontalen nach unten geneigt. Im Experiment wurde eine Streuringbefestigung benutzt, die sich gegenüber der in Figur 4 gezeigten als praktischer erwiesen hat; die Streuringe (Streukörper) wurden an einem dünnen, mit Stahldraht verstreuten Aluminiumgestänge auswechselbar aufgehängt und festgeklemmt, sodass die freie Beweglichkeit der Detektoren nicht behindert ist (Figur 5). Die Symmetriearchsen sowohl des zylinderförmigen NaI(Tl)-Kristalls (Länge $2\frac{1}{4}''$, Durchmesser $2\frac{1}{2}''$) des γ -Detektors als auch des plastischen Szintillators «Pilot B» (gleiche Abmessungen) des n -Detektors fallen in die Achse der Apparatur, sodass deren Rotationssymmetrie erhalten bleibt (die Lichtausgänge der Szintillatoren zu den Photomultipliern (Philips 56 AVP) sind deshalb radial angebracht). Ein für jedes Winkelpaar speziell angefertigter, zwischen den beiden Detektoren einjustierter Bleikegel verhindert das Auftreten unerwünschter Koinzidenzereignisse. – Die Neutronenstreuwinkel wurden im Laborsystem derart gewählt, dass sie bei der Umrechnung ins Schwerpunktssystem ganzzähligen Multipla von 5 Winkelgraden entsprechen. Die Variation der Winkel θ_n und θ_γ wird durch Verschieben der Detektoren längs der Apparaturennachse erreicht. Die Positionen der Detektoren und des Streurings können mit einer Genauigkeit von $\pm 0,2$ mm reproduzierbar eingestellt werden.

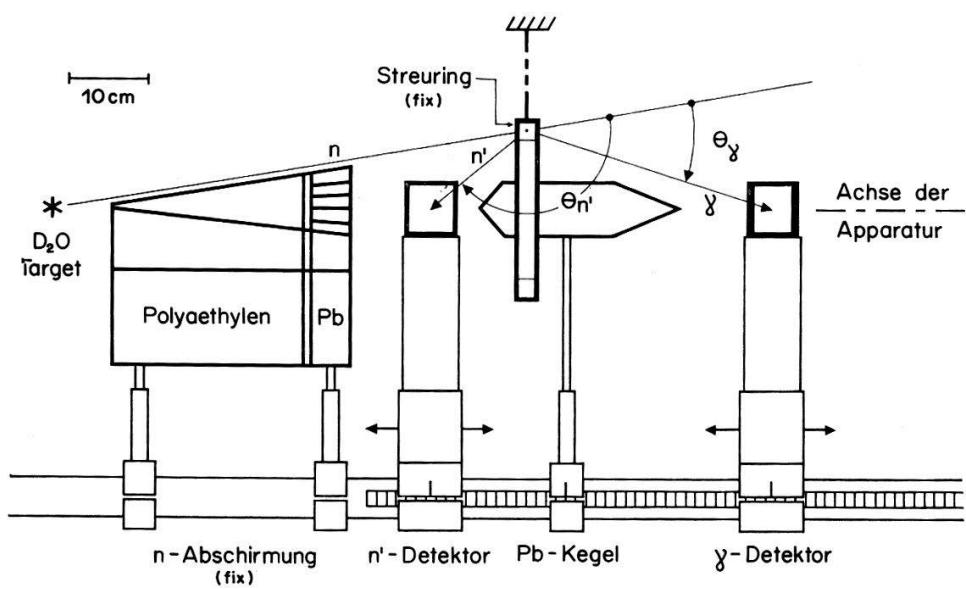
Als Streukörper wurde Magnesium- bzw. Eisenpulver [35] hoher chemischer Reinheit verwendet. Die diese enthaltenden, ringförmigen Plexiglasgefässe von 2 mm

Wandstärke haben einen mittleren Durchmesser von 200 mm und einen Innenquerschnitt von $30 \text{ mm} \times 30 \text{ mm}$. Durch eine 80 mm breite Unterbrechung des Streutringes wird die freie Verschiebbarkeit der Detektoren durch den Streuring hindurch ermöglicht. Im Magnesiumstreukörper der Dichte $\rho = 0,983 \text{ g/cm}^3$ ergibt sich für 3,5 MeV-Neutronen ($\sigma_{\text{tot.}} = 1,9 \text{ barn}$) eine mittlere freie Weglänge $\bar{\lambda} = 216 \text{ mm}$, im Eisenstreukörper ($\rho = 3,72 \text{ g/cm}^3$, $\sigma_{\text{tot.}} = 3,2 \text{ barn}$) eine solche von 78 mm.



Figur 4

STREU-APPARATUR



Figur 5

Elektronik

Der elektronische Aufbau des Experimentes ist nach der fast-slow-Koinzidenzordnung geschaltet. Die schnellen Ausgangsimpulse der beiden Detektoren gelangen über je eine Begrenzer- und Impulsformerstufe zur Schnellen Koinzidenzeinheit (Auflösungszeit $2\tau = 13$ ns). Die linearen Kathodenfolger-Ausgänge der Detektoren münden über Linearverstärker mit Diskriminatoren in die Tripelkoinzidenz-Einheit ($2\tau = 1\mu\text{s}$), mit welcher auch der Ausgang der Schnellen Koinzidenzstufe verbunden ist. Die Tripelkoinzidenz-Einheit betätigt ihrerseits ein Tor, durch welches die linear verstärkten und zeitlich verzögerten Impulse des γ -Detektors passieren und im Impulshöhen-Analysator das zu den inelastisch gestreuten Neutronen koinzidente γ -Spektrum (Figur 7) aufbauen.

Eine elektronische Programmeinheit zählt die verstärkten Impulse des Neutronenmonitors (BF_3 -LONG-COUNTER) und stoppt die Zählung selbsttätig beim Erreichen einer während aller Experimente festgehaltenen, vorgewählten Monitor-Gesamtimpulszahl. – Das Blockschema sowie eine eingehendere Besprechung der elektronischen Ausrüstung befinden sich in Ref. 35.

Dank der Schnellen Koinzidenzstufe kann im Experiment ein durch zufällige Koinzidenzen erzeugter, sehr störender Untergrund wirksam reduziert werden. Die Koinzidenz-Ansprechwahrscheinlichkeit der elektronischen Apparatur in Funktion der Zeitdifferenz Δt des Eintreffens der beiden Impulse am Eingang der Schnellen Koinzidenz zeigt im wesentlichen einen trapezförmigen Verlauf. Sie ist vom Vorzeichen der Zeitdifferenz Δt unabhängig und hat für ihren Höchstwert 100% (Ansprechwahrscheinlichkeit = 100%) eine Plateaubreite von ± 4 ns; bei 90% ihrer Höhe beträgt ihre Breite $\pm 4,7$ ns, bei $50\% \pm 6,5$ ns und bei $15\% \pm 8,0$ ns. Soll diese Schnelle Stufe sämtliche wirklich zusammengehörigen Impulspaare als koinzident akzeptieren, so muss sie eine Plateaubreite von mindestens $\pm 3,7$ ns aufweisen; diese Forderung ergibt sich gemeinsam zufolge der Flugzeitschwankungen der inelastisch gestreuten Neutronen und – in geringerem Ausmass – zufolge derjenigen der γ -Quanten. Bei fester Winkeleinstellung (θ_n , θ_γ) sind die Schwankungen der Neutronenflugzeit (vom streuenden Kern bis zum Detektionselement im Szintillator) sowohl durch die Breite des Neutronen-Energiespektrums als auch – wie die Flugzeitschwankungen der γ -Quanten – durch die endliche Ausdehnung des Streukörperquerschnitts und des Szintillators gegeben. Die Koinzidenzauflösung durfte deshalb nicht schärfer eingestellt werden. Bei einer zur Variation von θ_n bzw. θ_γ notwendigen Verschiebung eines Detektors musste durch geeignete Längenveränderung eines der Impulskabel zur Schnellen Stufe die Zeitdifferenz Δt des Eintreffens der beiden Impulspartner am Stufeneingang für die veränderte, neue mittlere Flugzeit wieder auf Null nachgestellt werden. Der Maximalwert dieser Komensation erreichte 16 ns.

Die oben beschriebene Kurve des Koinzidenz-Ansprechvermögens wurde durch Messung der Tripelkoinzidenz-Stossrate in Funktion von Δt für 0,511-MeV-1,277-MeV- γ - γ -Koinzidenzen einer ^{22}Na -Quelle ermittelt. Die Flugzeitdifferenzen schwanken in diesem Falle um weniger als 0,5 ns. Die 1,277-MeV- γ -Quanten wurden ausschliesslich im γ -Detektor, die 0,511-MeV- γ -Quanten (deren Comptonkante des Spektrums im plastischen Szintillator einer Neutronenenergie von 1,2 MeV entspricht) dagegen nur im n -Detektor registriert. Eine entsprechende, bei geringerer Zählstati-

stik durchgeführte Messung mit 3,5-MeV-Neutronen, die an ^{24}Mg inelastisch gestreut wurden, bestätigte das Ergebnis.

Die Berechnung der zur Kompensation der mittleren Flugzeitdifferenzen notwendigen Längenunterschiede der schnellen Impulskabel wurde in einer weiteren Testmessung bei inelastischer Streuung von 3,3-MeV-Neutronen an ^{56}Fe für den Messpunkt $\theta_{n'} = 35^\circ$, $\theta_\gamma = 100^\circ$ überprüft. Als Messgröße wurde dabei nicht die Tripelkoinzidenz-Stosszahl, sondern – wie bei der Auswertung der Korrelationsmessungen – die Anzahl der Impulse in der Photospitze des zu den inelastisch gestreuten Neutronen koinzidenten γ -Spektrums ermittelt. Die Messungen wurden mit drei verschiedenen, sich je um 3 ns unterscheidenden Flugzeitkompensationen, deren mittlerer Wert dem berechneten Betrag entspricht, vorgenommen. Setzt man das Ergebnis für den mittleren Kompensationswert gleich 100%, so ergeben sich für die beiden andern Resultate die Werte 93% und 91%; die Symmetrie dieser Ergebnisse bestätigt die Gültigkeit des berechneten mittleren Kompensationswertes.

Durchführung der Korrelationsmessungen

Die Messung eines jeden Korrelationswertes wurde in einzelne Zyklen, die je einer Stosszahl des Neutronenmonitors von $3 \cdot 10^6$ entsprechen, unterteilt. Stets vor Beginn eines Zyklus wurde die Verstärkung der γ -Impulse mit Hilfe von Eichquellen überprüft. Bei den Experimenten mit ^{56}Fe folgte jedem Effektzyklus ein Untergrundzyklus, bei welchem an Stelle des Eisenstreukörperpers ein leerer Plexiglasstreukörperbehälter gleicher Grösse eingesetzt war. Jeder Korrelationswert wurde im allgemeinen während so vieler Effektzyklen gemessen, bis die Gesamtimpulszahl in der Photospitze (oberhalb der Abschneidelinie; siehe Abschnitt Auswertung) bei den ^{24}Mg -Messungen 2000, bei den ^{56}Fe -Messungen 5000 erreichte; ein einzelner Wert wurde demzufolge während 3 bis 20, in einem Einzelfall sogar während 35 Effektzyklen gemessen. Nach jeder länger als 10 Minuten dauernden Messpause musste vor Wiederaufnahme der Messung der NaI(Tl)-Kristall während etwa 30 Minuten mit dem Neutronenstrahl aktiviert werden, damit sich im Kristall die stationäre ^{128}I -Aktivität wieder aufbauen konnte.

Bei fest gegebener geometrischer Anordnung wurde durch Messung der $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen einer ^{22}Na -Quelle das zuverlässige Funktionieren der Messapparatur periodisch überprüft. – Als weiterer, zuverlässigerer, aber zeitlich anspruchvoller Test wiederholte man jeweils nach 50 Zyklen die Messung des Punktes $\theta_{n'} = 50^\circ$, $\theta_\gamma = 115^\circ$ (zu 3 Zyklen). Die einzelnen Ergebnisse der erwähnten Prüfmethoden stimmen innerhalb der statistischen Schwankungen überein.

Jede der vier Messperioden der vier Teilexperimente (^{24}Mg und ^{56}Fe bei je 3,5 und 3,3 MeV) erstreckte sich über einen Zeitraum von etwa drei Wochen. Die totale Messdauer von 1000 Stunden ist zu ungefähr gleichen Anteilen auf die vier Experimente verteilt. In den Tabellen V und VI sind weitere Angaben zu den Experimenten zusammengestellt.

Die Einstellung des n -Diskriminators im n -Linear kanal ermöglichte bei den Experimenten mit ^{24}Mg sämtliche mehr als einmal inelastisch gestreuten Neutronen von der Messung auszuschliessen. Eine Erhöhung der Schwellenenergie des n -Diskriminators ist stets mit einem Intensitätsverlust verbunden (monochromatische Neutro-

Tabelle V
Ergänzende Angaben zu den n' - γ -Korrelationsmessungen für ^{24}Mg

	$E_n = 3,5 \text{ MeV}$		$E_n = 3,3 \text{ MeV}$	
Schwellenenergie des n -Diskriminators	$E_n = 0,75 \text{ MeV}$		$E_n = 0,65 \text{ MeV}$	
Anzahl γ -Impulse in der 1,368-MeV-Photospitze (oberhalb der Abschneidelinie) pro Messzyklus	Minimum	58	Minimum	51
	Maximum	627	Maximum	905
	Mittelwert	300	Mittelwert	547
Höhe der Abschneidelinie in der Mitte der 1,368-MeV-Photospitze in Prozenten der Höhe der Photospitze	Minimum	11%	Minimum	13%
	Maximum	40%	Maximum	39%
	Mittelwert	18%	Mittelwert	22%
Messgenauigkeit	Maximum	5,8%	Maximum	5,2%
	Minimum	12,4%	Minimum	11,9%
	Mittelwert	8,3%	Mittelwert	8,5%
Mittlere Messdauer pro Zyklus	60 min		40 min	
Anzahl gemessener Korrelationswerte	20		28	

Tabelle VI
Ergänzende Angaben zu den n' - γ -Korrelationsmessungen für ^{56}Fe

	$E_n = 3,5 \text{ MeV}$		$E_n = 3,3 \text{ MeV}$	
Schwellenenergie des n -Diskriminators	$E_n = 0,75 \text{ MeV}$		$E_n = 0,75 \text{ MeV}$	
Anzahl γ -Impulse in der 0,845-MeV-Photospitze (oberhalb der Abschneidelinie) pro Messzyklus (nach Subtraktion der Untergrundmessung und der Korrektur zufolge des 1,24-MeV- γ -Überganges)	Minimum	166	Minimum	166
	Maximum	2750	Maximum	2400
	Mittelwert	1110	Mittelwert	1060
Höhe des Untergrundes an der Stelle der 0,845-MeV-Photospitze in Prozenten der Höhe der vom Untergrund befreiten Photospitze	Minimum	6%	Minimum	4%
	Maximum	32%	Maximum	40%
	Mittelwert	16%	Mittelwert	11%
Messgenauigkeit	Maximum	4,3%	Maximum	5,0%
	Minimum	11,4%	Minimum	9,2%
	Mittelwert	7,2%	Mittelwert	6,7%
Mittlere Messdauer pro Zyklus	30 min		47 min	
Anzahl gemessener Korrelationswerte	20		20	

nen erzeugen via Rückstossprotonen im Plasticszintillator ein kontinuierliches Impulsspektrum). Zufolge des weit geringeren Energieverlustes eines Neutrons bei inelastischer Streuung am 1. Zustand von ^{56}Fe im Vergleich zu demjenigen von ^{24}Mg konnte bei den ^{56}Fe -Experimenten die Diskriminierung mehrfach inelastisch gestreuter Neutronen nicht vollständig erreicht werden, da die dazu erforderliche Erhöhung der Diskriminatorschwelle mit einem untragbar hohen Intensitätsverlust verbunden ist. Die

gewählte Diskriminatorstellung entspricht einer Kompromisslösung: Die meisten am 1. Zustand dreifach sowie die meisten an den höheren ^{56}Fe -Zuständen einfach inelastisch gestreuten Neutronen gehen nicht mehr in die Messung ein, und der dadurch verursachte Intensitätsverlust (etwa 50%) ist noch tragbar. Im Gegensatz zu ^{24}Mg mussten bei den Experimenten mit ^{56}Fe nebst Effektmessungen auch Untergrundbestimmungen erfolgen, da die Untergrund- γ -Spektren einzelner Messpunkte schwache, durch Eisenteile in der Umgebung der Apparatur erzeugte Linien aufweisen.

Auswertung der Messergebnisse (γ -Spektren)

Als Mass für die einzelnen Korrelationswerte ist im koinzidenten γ -Spektrum die Anzahl der Impulse der nach der «Abschneidemethode» vom Spektrum separierten Photospitze benutzt worden. Die Abschneidemethode trennt die Photospitze vom übrigen Teil des γ -Spektrums durch eine glatte, geschwungene Linie in Verlängerung und Verbindung einerseits der anschliessenden Comptonverteilung und andererseits des folgenden Untergrundes (Figur 7). Somit wird ein durch zufällige Tripelkoinzidenzen vorgetäuschter Effekt praktisch vollständig eliminiert, und ein im Bereich der Photospitze glatt verlaufender Untergrund – wie er bei den Versuchen mit ^{24}Mg auftritt – wird bereits durch dieses Verfahren aus der Messung ausgeschieden, wogegen aber bei den Experimenten mit ^{56}Fe Untergrund- γ -Linien erst durch Subtraktion der koinzidenten Untergrund- γ -Spektren beseitigt werden. Die so ermittelte Anzahl der γ -Impulse (bzw. Tripelkoinzidenzen) wird durch die wirksamen Raumwinkel des Streukörpers für n - und γ -Szintillator sowie durch die Monitorstosszahl dividiert; das Ergebnis entspricht dem unnormierten Korrelationswert des betreffenden Messpunktes.

Die wirksamen Raumwinkel sind mit Hilfe von ringförmigen, radioaktiven Quellen gleicher Dimensionen wie die Streukörper, nach der früher beschriebenen, die Absorption der Strahlung in den Szintillatoren berücksichtigenden Methode [32, 35] ermittelt worden. Aus Ref. 32 ist ersichtlich, dass die so gemessenen Werte mit den nach umfangreichen Auswertungen mit einem Rechenautomaten erhaltenen sehr gut übereinstimmen (Abweichungen im Mittel 1,5%, wobei die Rechenmaschinenergebnisse selbst noch mit einer Unsicherheit von etwa 1% behaftet sind).

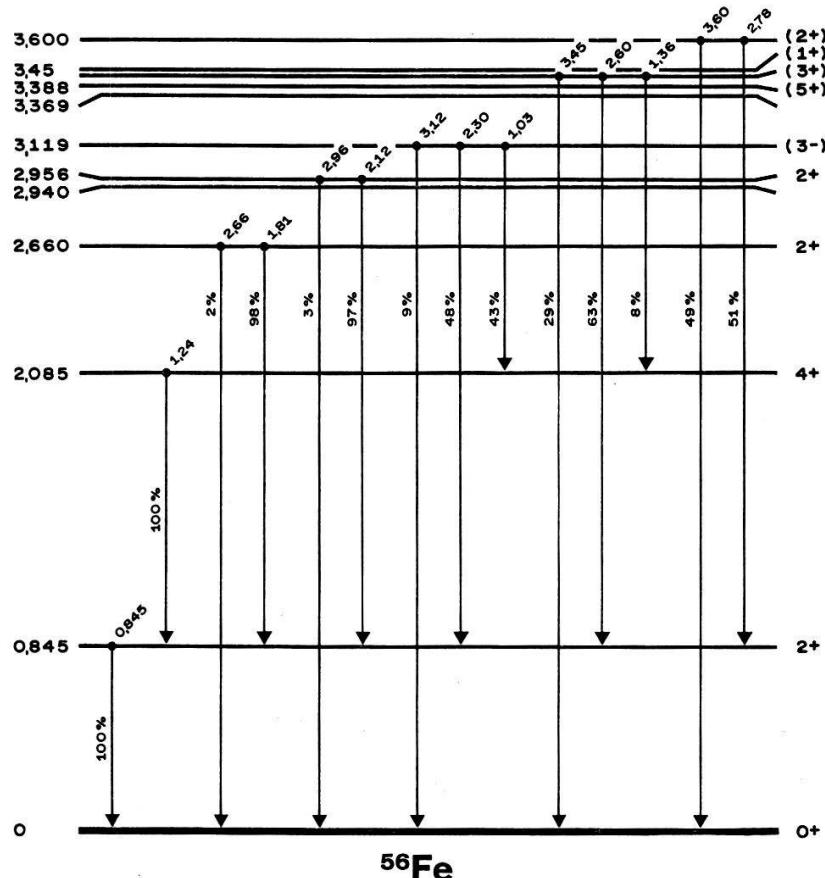
Im Gegensatz zu den Auswertungen der ^{24}Mg -Experimente ergeben sich bei denjenigen der ^{56}Fe -Messungen zwei besondere Schwierigkeiten:

A. $n'-\gamma$ -Koinzidenzen beim Zerfall höherer Endkernzustände. Befindet sich der Endkern nach der inelastischen Streuung eines Neutrons im 2. angeregten Zustand bei 2,085 MeV, so wird er durch Emission zweier γ -Quanten in Kaskade über den 1. Zustand in den Grundzustand übergehen (Figur 6). Falls nun das 0,845-MeV- γ -Quant im γ -Detektor und das inelastisch gestreute Neutron im n -Detektor registriert werden, geht dieses Ereignis in die Messung ein, als ob die inelastische Streuung am 1. Zustand stattgefunden hätte. In analoger Art tritt dieser Störeffekt auch für den 2,660-MeV-Zustand auf, der mit 98% Wahrscheinlichkeit über die entsprechende γ -Kaskade zerfällt. Weitere Endkernzustände werden von diesem Störeffekt nicht mehr betroffen, da die Impulse der an ihnen inelastisch gestreuten Neutronen den Diskriminator nicht mehr überschreiten.

B. γ - γ -Koinzidenzen beim Zerfall höherer Endkernzustände. Zufolge des breiten Energiespektrums des Neutronenprimärstrahles sowie zufolge der gegebenen geometrischen Dimensionen von Streukörper und Szintillatoren war es für die Streuwinkel $\theta_{n'} = 50^\circ, 130^\circ$ und 145° – unter Beibehaltung der geforderten Plateaubreite des Ansprechvermögens der Schnellen Koinzidenzstufe ($\pm 3,7$ ns) – nicht möglich, sämtliche γ - γ -Koinzidenzen zu eliminieren: Somit wurden im γ -Spektrum einzelne Ereignisse registriert, wobei zum Beispiel beim Zerfall des 2,085-MeV-Zustandes das 1,24-MeV- γ -Quant in den n -Detektor und das zugehörige 0,845-MeV-Kaskaden- γ -Quant in den γ -Detektor gelangten. Derselbe Störeffekt zeigt sich für alle weiteren, energetisch erreichbaren Zustände, die in Kaskade über das 1. Niveau zerfallen.

Es soll hier bemerkt werden, dass diesen Störeffekten A und B durch die Einbeziehung zusätzlicher Kanäle bei den theoretischen Berechnungen der n' - γ -Winkelkorrelationen (nach dem CN-Modell) keineswegs Rechnung getragen wurde. In den genannten Berechnungen ist durch zusätzlich einbezogene Zerfallskanäle einzig die Tatsache berücksichtigt worden, dass die interessierende Korrelationsfunktion der am 1. Zustand inelastisch gestreuten Neutronen infolge Eröffnung dieser zusätzlichen Kanäle verändert wird.

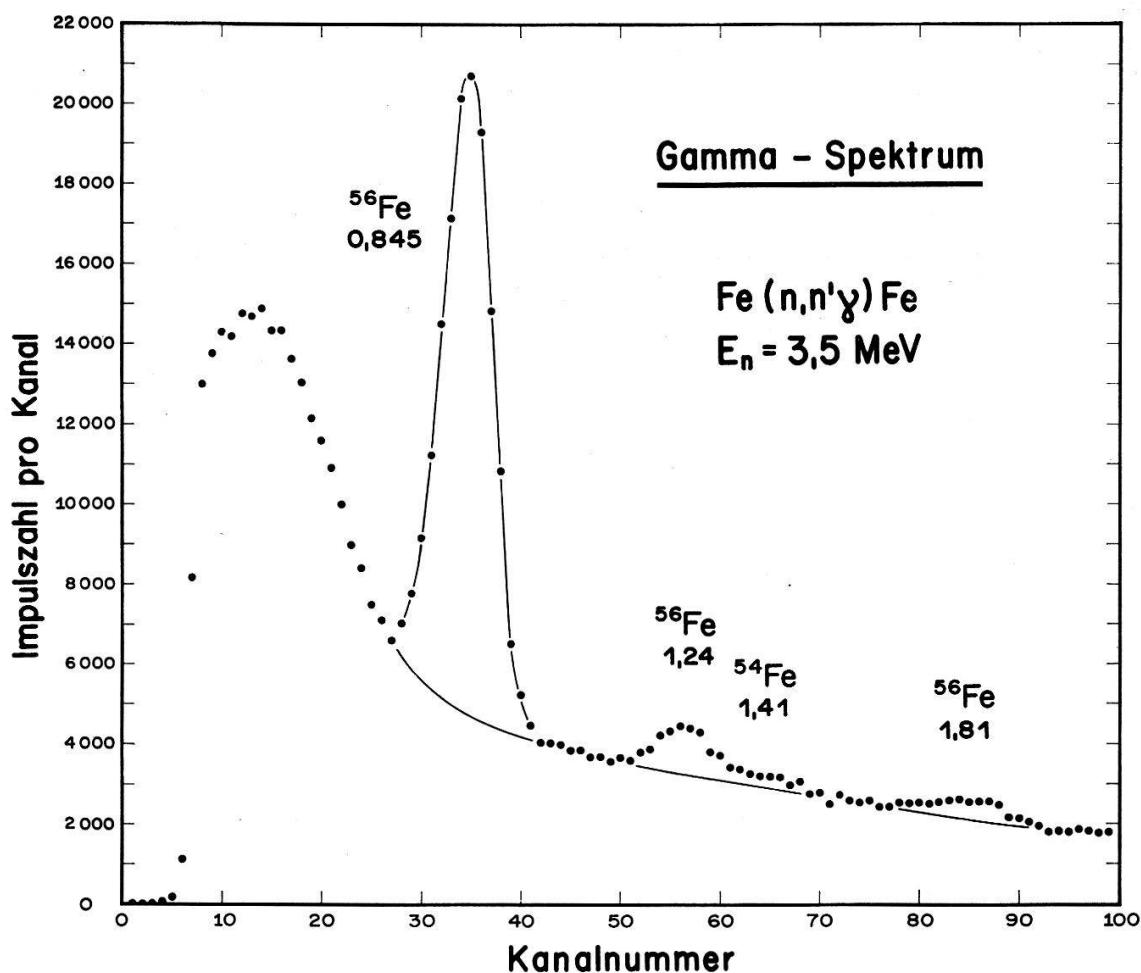
Im folgenden soll nun das *Korrekturverfahren der Störeffekte A und B* bezüglich dem 2,085-MeV-Zustand dargelegt werden: Für den Effekt A ist sofort einzusehen,



Figur 6

Niveauschema von ^{56}Fe [91].

dass jedes der beiden γ -Quanten (1,24 und 0,845 MeV) der Kaskade – unter Berücksichtigung der Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts für Photoeffekt – mit der gleichen Wahrscheinlichkeit in die entsprechende Photospitze des γ -Spektrums eingeht. Dieselbe Feststellung hat auch für den Effekt *B* Gültigkeit, da durch geeignete Einstellung des Neutronendiskriminators auch im Neutronenkanal für beide Partner der γ -Kaskade dieselbe Registrierwahrscheinlichkeit erreicht werden konnte; das primär höhere Ansprechvermögen des n -Szintillators für 0,845-MeV- γ -Quanten wird zufolge ihrer geringeren Impulshöhen im Comptonspektrum und der dadurch gegenüber den 1,24-MeV- γ -Quanten erhöhten Wirksamkeit des Diskriminators exakt kompensiert. Diesbezügliche Berechnungen basieren auf den Ergebnissen von Ref. 74. Durch Subtraktion der Impulszahl der 1,24-MeV-Photospitze von derjenigen der 0,845-MeV-Photolinie wird somit gleichzeitig die Korrektur der Effekte *A* und *B* für das 2,085-MeV-Niveau vorgenommen; die 1,24-MeV-Linie ist dabei vorerst von dem in sie hineingreifenden Anteil der 1,41-MeV-Linie (Übergang vom 1. Zustand in den Grundzustand im ^{54}Fe) zu befreien (Figur 7). – Die Richtigkeit dieser Korrekturmethode für das 2,085-MeV-Niveau ist selbstverständlich an die zusätzliche



Figur 7

Bei den $n'-\gamma$ -Korrelationsmessungen für $^{56}\text{Fe}(n, n'\gamma)_{0,845}$ bei 3,5 MeV registriertes, koinzidentes γ -Impulsspektrum. Die Darstellung ist eine Überlagerung von Spektren verschiedener Messpunkte (Gesamtmeßdauer etwa 75 Stunden). Die entsprechenden Untergrundspektren sind nicht subtrahiert.

Bedingung geknüpft, dass die $n'\gamma$ -Winkelkorrelationen der am 2,085-MeV-Zustand inelastisch gestreuten Neutronen mit den 1,24-MeV-Kaskaden- γ -Quanten einerseits und mit den 0,845-MeV-Kaskaden- γ -Quanten andererseits identisch sind. Da beide γ -Übergänge der Kaskade reine und gleiche Multipolarität (E2) aufweisen und da der Spin des Endkern-Grundzustandes Null beträgt, liegt aber – unter der approximierenden Annahme eines CN-Mechanismus – im gegebenen Falle die erwünschte Identität der beiden Korrelationen tatsächlich vor [51].

Eine weitere erwünschte Identität zwischen den entsprechenden $n'\gamma$ -Winkelkorrelationen für das 2,660-MeV-Niveau (1,81 und 0,845-MeV- γ -Linien) ist aber nicht mehr gegeben; ebensowenig für den nächsthöheren Zustand. Auch ist die Berechnung dieser Korrelationen nicht möglich, da – falls überhaupt Spin und Parität der entsprechenden Zustände feststehen – die von ihnen ausgehenden γ -Kaskaden gemischte Multipolordnungen unbekannter Mischungsverhältnisse aufweisen. Es konnten somit bei der Auswertung der γ -Spektren die Störeffekte A und B einzig bezüglich dem 2,085-MeV-Zustand eliminiert werden. Der nicht korrigierte Anteil des Störeffektes A wirkt sich aber nur sehr schwach auf die Resultate aus (siehe Abschnitt «*Messgenauigkeit und Korrekturen*»), da die Mehrzahl der am 3. Zustand inelastisch gestreuten Neutronen durch den Diskriminatator ausgeschieden wird; an noch höheren Zuständen gestreute Neutronen werden aus der Messung gänzlich eliminiert. – Die Vernachlässigung einer Korrektur für den Störeffekt B bezüglich dem 3. und höheren Zuständen verursacht dagegen – mit Ausnahme der Messungen bei $\theta_{n'} = 35^\circ$ – eine unerwünschte, aber ziemlich gleichmässige Erhöhung der Messwerte. Zufolge der einheitlichen Normierung aller Messpunkte eines Experimentes wird dieser Fehler für die Symmetriebetrachtungen der Resultate grösstenteils unbedeutend. In den beiden Darstellungen der Messergebnisse für ^{56}Fe liegen die Korrelationswerte bei $\theta_{n'} = 35^\circ$ somit um ca. 11% zu tief. Eine entsprechende Erhöhung dieser Messwerte könnte aber den von der CN-Symmetrie abweichenden Kurvenverlauf keineswegs symmetrisieren, sondern hätte im Gegenteil eine Verstärkung der interessierenden Asymmetrie zur Folge. Aus diesem Grunde wurde es vorgezogen, den soeben diskutierten Störungsanteil eher unberücksichtigt zu belassen, als eine unexakte Korrektur einzuführen.

Messgenauigkeiten und Korrekturen

Die *Messgenauigkeiten* der einzelnen Korrelationswerte sind hauptsächlich bestimmt durch die mittleren statistischen Unsicherheiten zufolge beschränkter *Zählstatistik*, durch Unsicherheiten der *Abschneidemethode* (bei den γ -Spektren von ^{56}Fe für zwei γ -Linien bei 0,845 und 1,24 MeV) und durch Unsicherheiten in den Messwerten der wirksamen *Raumwinkel*. Letztere betragen für beide Raumwinkel zusammen 2,3 bis 4,5%. Die beiden erstgenannten, voneinander abhängigen Unsicherheiten bilden mit derjenigen der Raumwinkel zusammen die in den Tabellen V und VI angegebenen Werte der Messgenauigkeit (6,7 bis 8,5%).

Zufällige Tripelkoinzidenzen, denen zufolge unerwünschte γ -Quanten in die Photospitze gelangen, können durch zufällige Schnelle Koinzidenzen (maximaler Fehler = 3%) oder durch wahre Schnelle Koinzidenzen (maximaler Fehler = 2%) erzeugt werden [32, 75]. Der so entstandene Beitrag hat stets dasselbe Vorzeichen und wird deshalb zufolge der Abschneidemethode und der gemeinsamen Normierung aller

Messpunkte weitgehend eliminiert. Werden die Messwerte nur bezüglich ihrer Symmetrieeigenschaften untersucht, so bleibt die Unsicherheit unterhalb 2%.

Zufolge der *Totzeit* der gesamten elektronischen Apparatur [32, 76] könnte ein Fehler von 2% entstehen, der aber wiederum, wie auch die meisten im folgenden zu besprechenden Unsicherheiten, dank seines konstanten Vorzeichens und der Normierung bezüglich der Symmetriebetrachtungen der Ergebnisse höchstens 1% erreicht.

Untergrund und störende γ -Linien. Ein im Bereich der auszuwertenden Photospitze linear oder wenigstens glatt verlaufender Untergrund wird durch die Abschneidemethode eliminiert; ebenso werden schwache, im Untergrund der Fe-Messungen auftretende γ -Linien, die durch γ -Übergänge von Fe-Kernen ausserhalb des Streukörpers stammen, durch Subtraktion der Untergrund- γ -Spektren ausgeschieden. Restliche, nicht eliminierbare Unsicherheiten zufolge störender γ -Linien betragen bei den ^{24}Mg -Messungen (1,61- und 1,83-MeV-Übergänge von ^{25}Mg bzw. ^{26}Mg) maximal 2%, bei den ^{56}Fe -Experimenten (1,24- und 1,41-MeV-Übergänge von ^{56}Fe bzw. ^{54}Fe) höchstens 3%.

Instabilität der Elektronik. Durch Schwankungen der Impulsverstärkung (besonders im Neutronenkanal) sowie durch Veränderungen der Schwellenenergie des Neutronendiskriminators hervorgerufene Messunsicherheiten betragen maximal 2%.

Energieabhängigkeit des n -Diskriminators. Monochromatische Neutronen erzeugen im Szintillator des n -Detektors ein kontinuierliches, annähernd rechteckförmiges Impulshöhenspektrum. Nur jene Impulse gelangen aber zur Tripelkoinzidenzstufe, deren Höhe die auf einen konstanten Wert eingestellte Diskriminatorschwelle überschreiten, wodurch eine energieabhängige Ansprechwahrscheinlichkeit entsteht. Um Korrelationsmesswerte verschiedener Neutronenstreuwinkel und somit verschiedener Neutronenenergien miteinander vergleichen zu können, ist diese Abhängigkeit vorerst zu kompensieren. Die Höchstwerte der verwendeten Korrekturen (sie wurden für rechteckförmige Spektren der Neutronenimpulshöhen berechnet) ergeben sich für die extremen Streuwinkel $\theta_{n'} = 145^\circ$ und 35° für die ^{24}Mg -Messungen zu $\pm 3,5\%$ (bei 3,5 MeV) bzw. $\pm 3,2\%$ (bei 3,3 MeV), für die ^{56}Fe -Experimente zu $\pm 1,4\%$ (bei 3,5 MeV) bzw. $\pm 1,6\%$ (bei 3,3 MeV).

n' - γ -Koinzidenzen beim Zerfall höherer Endkernzustände. Der bei den ^{56}Fe -Messungen auftretende Störeffekt A erfordert zufolge des 2,085-MeV-Zustandes bei der Neutronenenergie von 3,5 MeV eine Korrektur von 7,5%, bei 3,3 MeV eine solche von 3%. Der restliche, infolge Anregung des 2,660-MeV-Zustandes, in der Auswertung nicht korrigierte Anteil des Effektes beträgt bei 3,5 MeV etwa 2,5%, bei 3,3 MeV etwa 1%.

γ - γ -Koinzidenzen beim Zerfall höherer Endkernzustände. Die Korrektur zur Beseitigung des den ^{56}Fe -Messungen anhaftenden Störeffektes B bezüglich dem 2,085-MeV-Niveau beträgt 8,5%. Zusätzliche, in der Auswertung nicht angebrachte Korrekturen, zufolge Anregung des 2,660-MeV-Zustandes (1,81-MeV- γ -Linie), sowie zufolge der beiden Zustände bei 2,940 und 2,956 MeV (2,1-MeV- γ -Linie) und des 3,119-MeV-Zustandes (2,3-MeV- γ -Linie) betragen bei beiden Neutronenenergien total etwa 11%. Da die Messwerte bei $\theta_{n'} = 35^\circ$ frei sind von diesem Fehler, erscheinen sie nach vollzogener Normierung in bezug auf Symmetriebetrachtungen im Mittel um diesen Prozentsatz zu tief. Ein Vergleich dieser nicht korrigierten Fehleranteile für die Mess-

werte bei $\theta_{n'} = 130^\circ$ einerseits und bei 50° andererseits zeigt, dass sie im Mittel tatsächlich denselben Betrag erreichen und somit für Symmetriebetrachtungen unbedeutend sind; trotzdem soll eine restliche Unsicherheit von 3% in Rechnung gesetzt werden.

Mehrfachstreuung. Die anlässlich einer früheren Arbeit [32] für ^{24}Mg unter ähnlichen Bedingungen durchgeführte Monte-Carlo-Rechnung zeigte für die Verhältnisse der Neutronen-Mehrfachstreuung folgendes Bild: 17,5% der registrierten, genau einmal inelastisch gestreuten Neutronen erleiden zusätzlich noch einen elastischen Stoss und 2,9% zusätzlich noch deren zwei. Bei einer Streukörperdicke $a \approx 0,2 \bar{\lambda}$ ($\bar{\lambda}$ = mittlere freie Weglänge der Neutronen im Streukörper) zählte man somit 20,4% mehrfach gestreute Neutronen, wofür aber nur eine relativ kleine Korrektur der Resultate (maximal 4%) notwendig wurde. – In den vorliegenden ^{24}Mg -Experimenten ($a = 0,14 \bar{\lambda}$) wird der Anteil mehrfach gestreuter Neutronen auf 15% und die mittlere notwendige Korrektur der Resultate auf höchstens 3% geschätzt.

Für ähnliche Experimente mit ^{56}Fe bei 2,0 MeV [35] ergab eine Monte-Carlo-Analyse 22,5% mehrfach gestreute Neutronen ($a = 0,32 \bar{\lambda}$), wofür eine mittlere Korrektur von 2% erforderlich wurde. Für die hier zu besprechenden ^{56}Fe -Experimente ($a = 0,38 \bar{\lambda}$) wird der Anteil mehrfach gestreuter Neutronen auf 25% bis 30% (auch einige zweifach und einzelne dreifach inelastisch gestreute Neutronen gehen in die Messung ein) und der dadurch hervorgerufene mittlere Fehler der Resultate auf 4% geschätzt.

Die bezüglich der Symmetriebetrachtung der Resultate sich auswirkenden Anteile dieser Unsicherheiten betragen bei den ^{24}Mg -Experimenten maximal etwa 2%, bei denjenigen für ^{56}Fe höchstens etwa 3%. In Erwägung dieser relativ geringen Unbestimmtheiten gegenüber dem bekanntlich sehr grossen Aufwand einer exakten Behandlung der Mehrfachstreuung, wurde von einer Monte-Carlo-Analyse abgesehen.

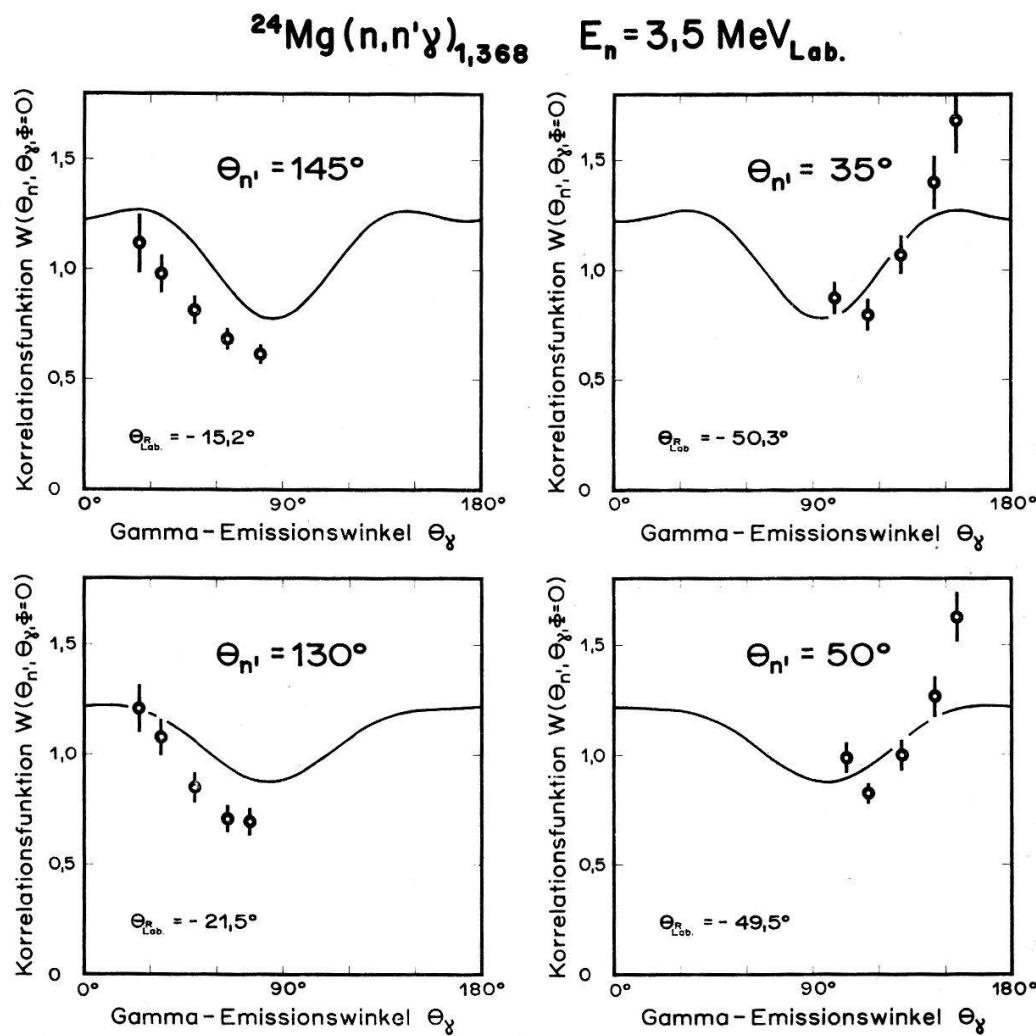
Endliche Geometrie. Die endliche Ausdehnung des Streukörperquerschnittes und der Szintillatoren bestimmen die Winkelauflösung für die beiden Funktionsargumente $\theta_{n'}$ und θ_{γ} . Die Winkelunschärfen betragen maximal $\pm 39^\circ$ (bei $\theta = 100^\circ$) und minimal $\pm 8^\circ$ (bei $\theta = 25^\circ$); die gemessenen Korrelationswerte stellen Mittelungen über diese Winkelbereiche dar.

Geometrische Justierung. Bei den gegebenen Justierungstoleranzen der Streuapparatur können Ungenauigkeiten in den Positionen von Streukörper und Detektoren im ungünstigsten Falle eine Unsicherheit von total 0,3% hervorrufen.

Resultate

Die Ergebnisse der vier Korrelationsexperimente sind in den Figuren 8 bis 11 dargestellt. Die Messwerte in den Teilfiguren rechts und links gehören stets zu supplementären Neutronenstreuwinkeln; durch diese Darstellung soll die Existenz einer CN-Symmetrie, bei welcher die eine Teilfigur als Spiegelbild der andern erscheinen muss (Formel (8)), in Evidenz gesetzt werden. Die über den gegebenen Variationsbereich paarweise zentralesymmetrisch angeordneten Winkelargumente der in Figur 9 wiedergegebenen Korrelationsmesswerte sind in Figur 1 übersichtlich dargestellt. Die in den Figuren 8 bis 11 eingezeichneten Kurven sind die nach der CN-Theorie für $l \leq 6$ berechneten Korrelationsfunktionen von Figur 2. Die Darstellungen der Resul-

tate für ^{56}Fe enthalten jeweils zwei Kurven: die ausgezogenen sind im Gegensatz zu den gestrichelten unter Berücksichtigung zusätzlicher Zerfallskanäle des Zwischenkerns berechnet (entsprechend Figur 2). In jedem der vier Experimente sind sämtliche Werte nach der Methode der Kleinsten Quadrate durch einen einzigen Normierungsfaktor an die theoretische CN-Korrelationsfunktion (ausgezogene Kurven) an-



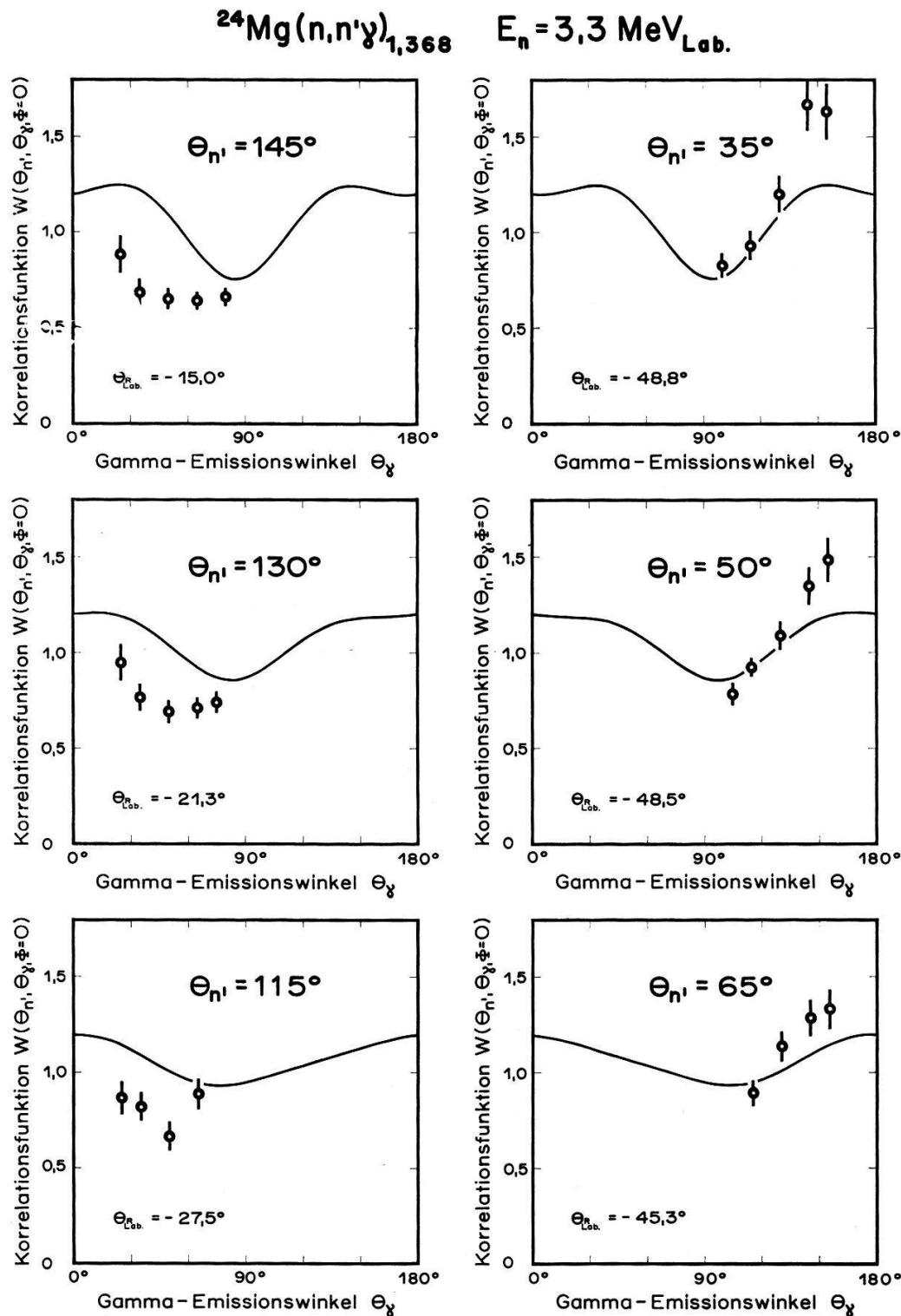
Figur 8

$n'-\gamma$ -Winkelkorrelation für $^{24}\text{Mg}(n, n'\gamma)_{1,368}$ bei $E_n = 3,5 \text{ MeV}$ (Figur 3). Das CN-Modell fordert Spiegelsymmetrie zwischen rechts und links einander gegenübergestellten Teilfiguren. Die eingezeichneten Kurven sind die nach dem CN-Modell für $l \leq 6$ berechneten Korrelationsfunktionen von Figur 2. Die Fehlerschranken entsprechen der Zählstatistik sowie den Unsicherheiten der Abschneidemethode und der Raumwinkelmessung. Der Rückstosswinkel des Endkerns θ_R ist in jeder Teilfigur speziell angegeben.

angepasst. Dabei wurde dem Umstand, dass die Werte von ^{56}Fe bei $\theta_{n'} = 35^\circ$ gegenüber denjenigen bei andern Streuwinkeln im Mittel um etwa 11% zu tief liegen, keine Beachtung geschenkt.

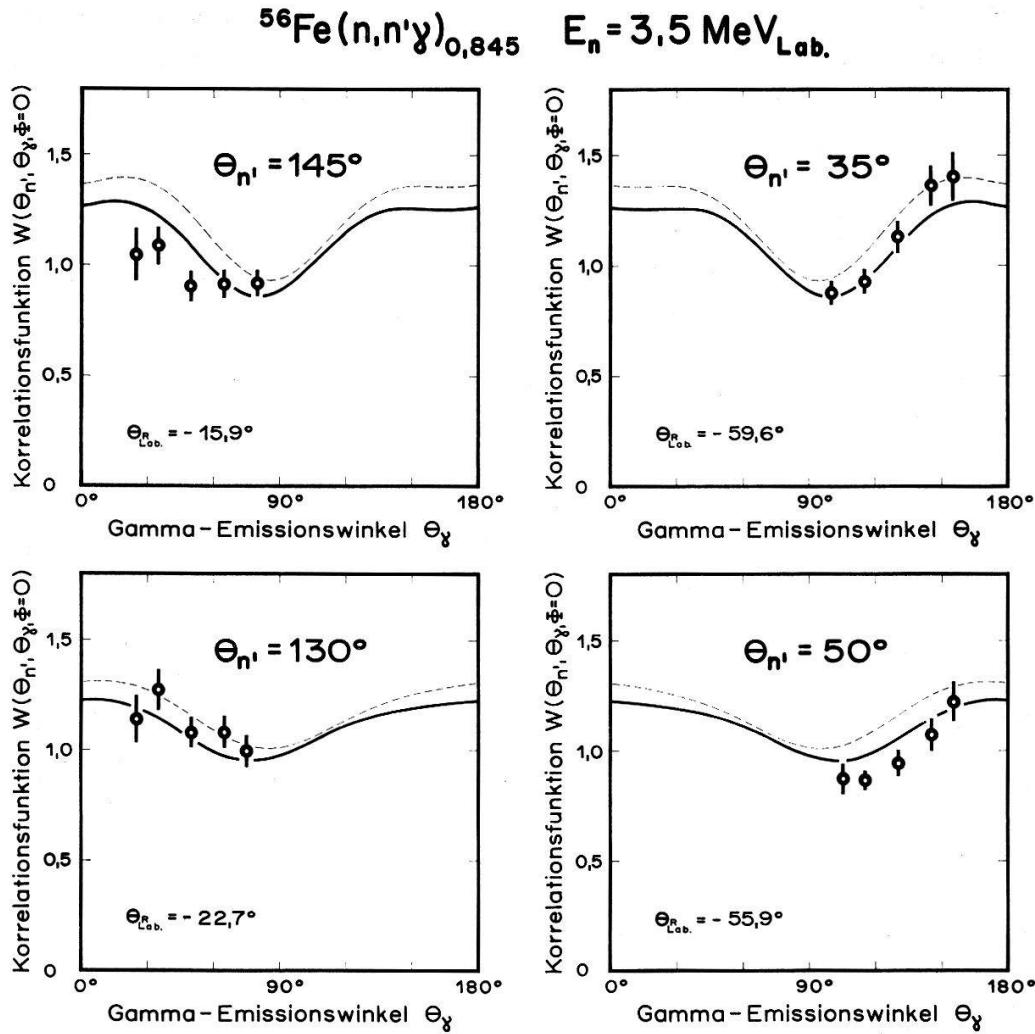
Die angegebenen Fehlerschranken entsprechen der Zählstatistik sowie den Unsicherheiten der Abschneidemethode und der Raumwinkelmessung. Fügt man diesen

Unbestimmtheiten noch die weitern diskutierten, die Symmetriebetrachtung störenden statistischen Unsicherheiten hinzu, so ergibt sich als mittlere statistische Unsicherheit für alle vier Experimente ein Wert zwischen 9% und 10%.



Figur 9

$n'\gamma$ -Winkelkorrelation für $^{24}\text{Mg}(n, n'\gamma)_{1,368}$ bei $E_n = 3,3 \text{ MeV}$ (Figur 3). Im weitern siehe Erläuterungen zu Figur 8.



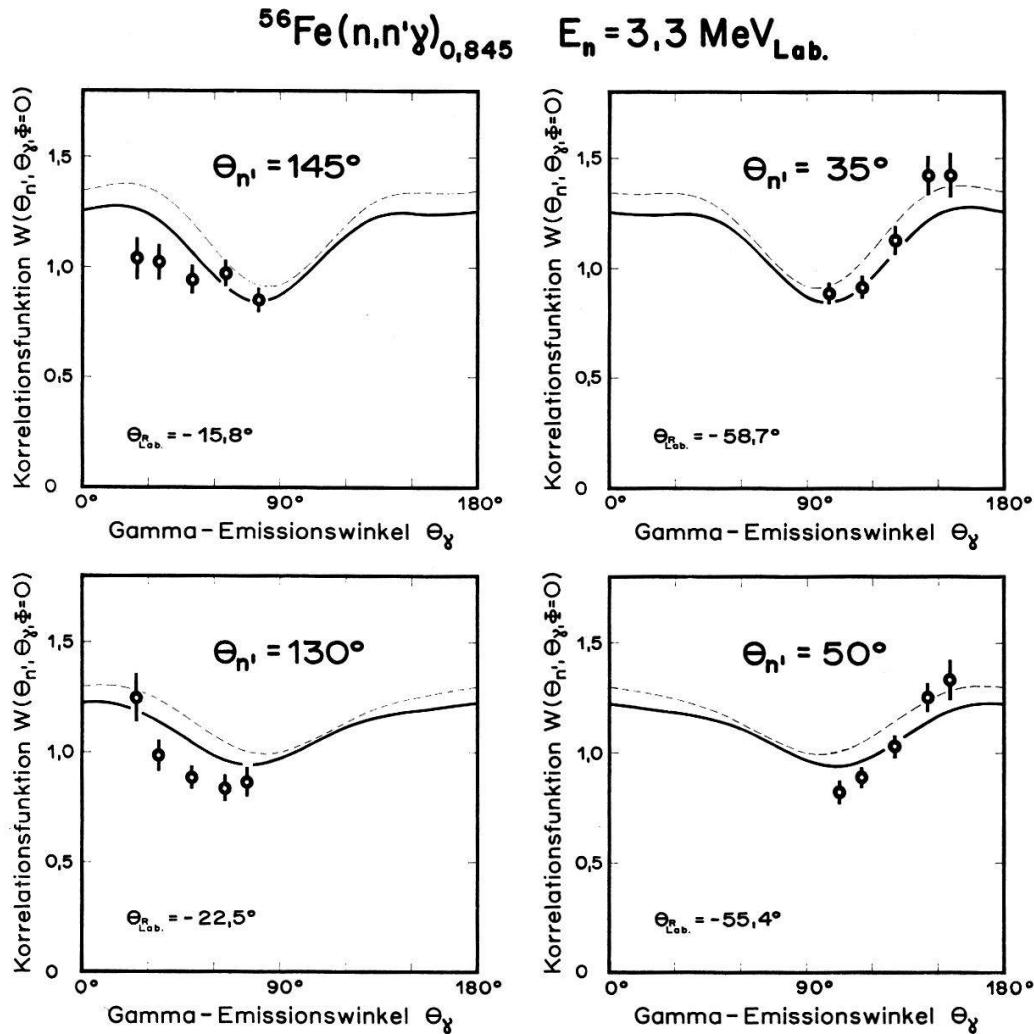
Figur 10

$n'-\gamma$ -Winkelkorrelation für $^{56}\text{Fe}(n, n'\gamma)_{0,845}$ bei $E_n = 3,5 \text{ MeV}$ (Figur 3). Die eingezeichneten Kurven sind die nach dem CN-Modell für $l \leq 6$ berechneten Korrelationsfunktionen von Figur 2; die ausgezogenen Kurven sind im Gegensatz zu den gestrichelten unter Berücksichtigung zusätzlicher Zerfallskanäle des Zwischenkerns berechnet. Alle Messwerte der Teilfigur mit $\theta_{n'} = 35^\circ$ liegen gegenüber den übrigen Werten im Mittel um etwa 11% zu tief (siehe Text).

Diskussion und Interpretation der Resultate

^{24}Mg

Während die Messwerte bei 3,5 MeV in ihrem allgemeinen Verhalten mit den Voraussagen des CN-Modells übereinstimmen, zeigen sie bei 3,3 MeV recht beträchtliche Abweichungen von der durch dieses Modell geforderten Symmetrieeigenschaften (Gleichung (8)). Die Interpretation der Ergebnisse ist insofern schwierig, als im Zwischenkern ^{25}Mg einerseits mehr als ein Niveau angeregt wird, andererseits aber die Zahl der angeregten Zustände zur Rechtfertigung der Statistischen Annahme ungenügend ist. Nach LANG und LE COUTEUR (surface-oscillation-model [77]) betragen die Abstände der Niveaux mit Spin Null im Zwischenkern ^{25}Mg 59 keV (bei Anregung mit 3,4-MeV-Neutronen). Entsprechend den Energiespektren der verwendeten Neutronen wurde somit in den Experimenten bei 3,5 MeV etwa 2, in denjenigen bei 3,3 MeV etwa 4 Niveaux mit Spin Null angeregt.



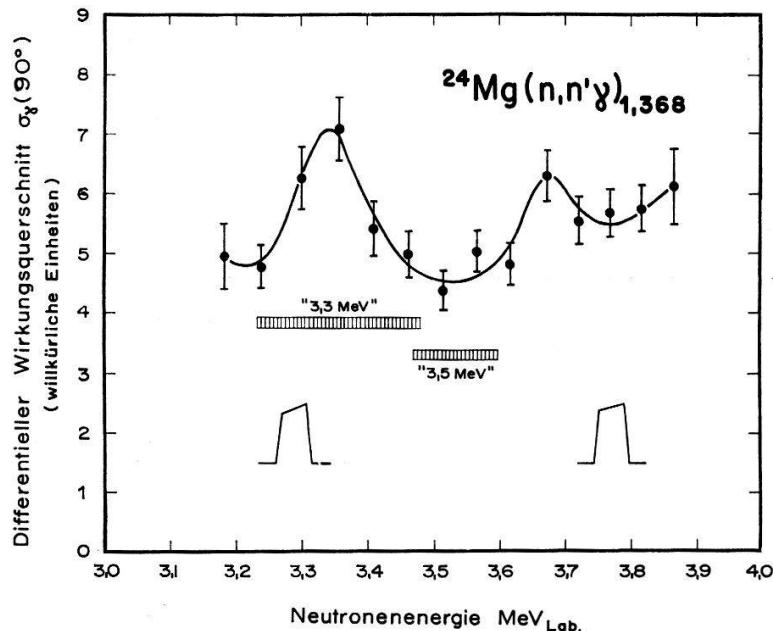
Figur 11

$n'\gamma$ -Winkelkorrelation für $^{56}\text{Fe}(n, n'\gamma)_{0,845}$ bei $E_n = 3,3 \text{ MeV}$ (Figur 3). Im weiteren siehe Erläuterungen zu den Figuren 8 und 10.

In Figur 12 ist die Anregungsfunktion für Erzeugung von 1,368-MeV- γ -Quanten [32] dargestellt. Es ist nicht anzunehmen, dass jedes Maximum durch eine einzelne Resonanz hervorgerufen wird; vielmehr kommen die Maxima durch Interferenzeffekte bzw. Schwankungen der lokalen Niveaudichten zustande: So ist das Maximum bei 3,35 MeV sehr wahrscheinlich durch das Dominieren einzelner Resonanzen oder Resonanzgruppen verursacht, was auf besonders ungenügende Erfüllung der statistischen Annahme in diesem Energiebereich hinweist und für die starken CN-Symmetrieabweichungen der Korrelationsmesswerte bei 3,3 MeV verantwortlich gemacht wird (trotz der bedeutend grösseren Energieunschärfe des Neutronenstrahls gegenüber den Messungen bei 3,5 MeV).

Eine genauere Betrachtung der CN-Symmetrieabweichungen zeigt, dass bei beiden Energien jeweils alle 5 Messwerte mit $\theta_{n'} = 35^\circ$ bzw. 50° gegenüber den entsprechenden Funktionswerten zentrale symmetrischer Winkelargumente ($\theta_{n'} = 145^\circ$ bzw. 130°) höhere Beträge erreichen, was einer Bevorzugung der Neutronen-Vorwärtsstreuwinkel entspricht. Dieselbe Feststellung gilt auch bei 3,3 MeV für drei Werte mit $\theta_{n'} = 65^\circ$ und $\theta_{n'} = 115^\circ$, wogegen einzig ein vierter Wertepaar Übereinstimmung

aufweist. Dieser Asymmetrieffekt tritt im allgemeinen um so ausgeprägter in Erscheinung, je mehr $\theta_{n'}$ und θ_γ von 90° abweichen. Es mag deshalb nicht ganz ausgeschlossen sein, dass ein Beitrag von Direktanregung im Reaktionsablauf solche systematische Abweichungen hervorrufen könnte.



Figur 12

Differentieller Wirkungsquerschnitt für Erzeugung von 1,368-MeV- γ -Quanten von ^{24}Mg bei inelastischer Neutronenstreuung mit mittlerem γ -Emissionswinkel von 90° [32]. Die zur Messung dieser Anregungsfunktion verwendeten Neutronen-Energiespektren sind unten in der Figur angegeben. Die schraffiert eingezeichneten Bereiche bei 3,3 und 3,5 MeV stellen die Breiten der in den Korrelationsexperimenten verwendeten Neutronen-Energiespektren dar.

Die Messergebnisse bei 3,5 MeV stehen in guter Übereinstimmung mit Korrelationsresultaten früherer Experimente bei gleicher Energie [32]. Ein Vergleich dieser früheren Ergebnisse mit der CN-Theorie (ohne Interferenzterme) in Figur 13 von Ref. 50 ($\theta_{n'}$ als Variable) entwirft aber ein einseitiges Bild von der Nichtübereinstimmung mit der CN-Theorie, da die Korrelationswerte der zugehörigen symmetrischen Messpunkte – die ein in umgekehrter Richtung abweichendes Verhalten aufweisen – nicht gemessen wurden.

Auch die von THOMSON, CRANBERG und LEVIN [81] bei 2,84, 3,79 und 4,76 MeV gemessenen Winkelverteilungen am 1. Niveau von ^{24}Mg inelastisch gestreuter Neutronen, stehen im wesentlichen mit dem CN-Modell im Einklang [52]; jedenfalls zeigen sie keine systematische Abweichungen von der geforderten Symmetrie bezüglich 90° . Die kleinsten der als Fluktuationen gedeuteten Abweichungen wurden bei der höchsten verwendeten Energie (~ 5 MeV) beobachtet, wobei im Zwischenkern die grösste Niveaudichte erreicht wurde (Dicke des Gastarget = 288 keV).

Neutronen-Winkelverteilungsmessungen bei inelastischer Streuung an Nachbarisotopen von ^{24}Mg wurden für ^{19}F [82], ^{23}Na [83, 84] und ^{27}Al [85] durchgeführt. Die nicht leicht interpretierbaren Ergebnisse sollen hier nicht näher besprochen werden, da sie von Isotopen mit ungerader Nukleonenzahl stammen und deshalb zum Vergleich mit den ^{24}Mg -Resultaten wenig geeignet sind.

Die Korrelations- und Winkelverteilungsexperimente an ^{24}Mg inelastisch gestreuter Protonen von SEWARD [9] und die Winkelverteilungsmessungen von JOYNER [86] lassen den grossen Einfluss der Coulomb-Barriere (bei 4 MeV) auf den Reaktionsmechanismus deutlich erkennen: Liegt die Protonenenergie unterhalb der Barriere – gleichgültig, ob auf einer Resonanz oder zwischen zwei Resonanzen [86] – so läuft die Reaktion nach einem CN-Mechanismus ab; DI tritt erst in Erscheinung, wenn beide, die Protonenprimärenergie und die Energie der inelastisch gestreuten Protonen die Coulomb-Barriere überschreiten. Weitere Experimente bei 10,7 MeV [13, 14] und bei 16,6 MeV [11] zeigen, dass bei diesen höheren Energien Direktanregung überwiegt.

In $\rho'\gamma$ -Korrelationsexperimenten für Nachbarisotope von ^{24}Mg wurde (soweit einigermassen zuverlässige Resultate vorliegen) bei Protonenenergien zwischen 5,6 und 6,7 MeV für ^{28}Si [10, 17] sowie für ^{32}S [22] Direktanregung beobachtet.

Da die γ -Winkelverteilung bei inelastischer Nukleonentreuung sowohl nach der CN- als auch nach der DI-Theorie einen bezüglich 90° symmetrischen Kurvenverlauf zeigt und somit zur Unterscheidung von Reaktionsmechanismen ungeeignet ist [50], soll hier einzig festgestellt werden, dass im interessierenden Energiebereich unter den für ^{24}Mg [92–95] und für ^{56}Fe [78, 87–95] gemessenen Verteilungen nur eine einzige [93] von der geforderten Symmetrie abweicht.

Im Zusammenhang mit den zitierten Ergebnissen werden die vorliegenden $n'\gamma$ -Korrelationsmessungen für ^{24}Mg wie folgt interpretiert: Der Reaktionsablauf der inelastischen Neutronentreuung entspricht grösstenteils einem durch Fluktuationen gestörten CN-Mechanismus. Bei 3,3 MeV (Maximum der γ -Anregungsfunktion) treten diese Fluktuationen besonders ausgeprägt in Erscheinung. Nur als Vermutung kann es gewertet werden, die systematische Bevorzugung kleiner Neutronentreuwinkel als Folge eines schwachen DI-Reaktionsbeitrages zu deuten.

^{56}Fe

Bei beiden Energien tragen die Ergebnisse deutlich den Charakter eines CN-Mechanismus, sodass sich die Diskussion auf die Interpretation der Abweichungen von der CN-Theorie zu konzentrieren hat.

Nach LANG und LE COUTEUR (surface-oscillaton-model [77]) betragen die Abstände der Niveaux mit Spin Null im Zwischenkern ^{57}Fe 1,47 keV (bei Anregung mit 3,4-MeV-Neutronen). Entsprechend der Spektrumbreite der verwendeten Neutronen (300 keV) wurden bei beiden Energien etwa 20 Niveaux mit Spin Null angeregt. Im gegebenen Fall stehen die folgenden Feststellungen trotzdem nicht im Einklang mit der Erfüllung der Statistischen Annahme:

THOMSON et al. [81] interpretieren bei Messungen inelastisch gestreuter Neutronen unterhalb 5 MeV Symmetrieabweichungen nicht nur für ^{24}Mg , sondern auch für ^{56}Fe als Fluktuationseffekte. Ebenso stellt CRANBERG [80] bei Anregung mit Neutronen von 2,0 bis 2,5 MeV die Erfüllung der Statistischen Annahme für Eisen und für Atomkerne im Bereich von Fe in Frage. SHELDON [50] kommt zum Schluss – allerdings für Nukleonenergien von etwa 6 MeV –, dass die Statistische Annahme erst für Targetkerne mit $A \gtrsim 40$ erfüllt sei. Die Schwankungen des Wirkungsquerschnitts für Erzeugung von 0,845-MeV- γ -Quanten bei inelastischer Neutronentreuung für

^{56}Fe im Energiebereich von 2 bis 4 MeV [96, 97, 71] deuten ebenfalls auf ungenügende Erfüllung der Statistischen Annahme hin.

Diesen Ausführungen entsprechend wäre es durchaus begründbar, die Symmetrieabweichungen als Fluktuationseffekte zu deuten, zeigten diese nicht – wenn auch in geringerem Ausmaße – das gleiche systematische Verhalten wie die ^{24}Mg -Resultate (Bevorzugung der Neutronen-Vorwärtsstreuwinkel). Damit stellt sich erneut die Frage, ob solche systematische Abweichungen durch einen Beitrag von DI hervorgerufen sein könnten.

Einzig die 3,5-MeV-Werte bei $\theta_{n'} = 50^\circ$ weichen von diesem Verhalten ab, indem 4 der 5 Messwerte tiefer liegen als ihre der Symmetrie entsprechenden Werte bei $\theta_{n'} = 130^\circ$. Damit ist aber die Möglichkeit der Mitwirkung eines DI-Mechanismus nicht ausgeschlossen, denn einerseits kann ein Streuwinkel von 50° nicht mehr als ausgesprochener Vorwärtsstreuwinkel (bei welchen DI meistens in Erscheinung tritt) bezeichnet werden, und andererseits könnte der Effekt trotz eines DI-Beitrages dennoch durch möglicherweise erhöhte Fluktuationen zufolge des von MORGAN [96] bei 3,5 MeV beobachteten Maximums der γ -Anregungsfunktion (für das erste Niveau) begründet werden. Der Anstieg zu diesem Maximum wird dem γ -Zerfall des 3,1-MeV-Zustandes in Kaskade über den ersten Zustand zugeschrieben [96], doch weist der gegen höhere Energien abfallende Verlauf der Anregungsfunktion auf Fluktuationseffekte hin. Ebenso kann die im vorliegenden Experiment beobachtete Bevorzugung des Streuwinkels 130° als Bestätigung für das Vorhandensein von Fluktuationen interpretiert werden.

Die vorliegenden Messergebnisse (beider Energien) stehen sowohl in bezug auf ihren allgemeinen CN-Charakter, als auch bezüglich der systematischen Bevorzugung kleiner Neutronenstreuwinkel – trotz des grossen Energieunterschiedes – mit den entsprechenden Korrelationsmessungen bei 2,0 MeV [35] im Einklang. Diese Übereinstimmung stützt wiederum die Annahme, dass die Vorwärtsbegünstigung nicht allein durch Fluktuationseffekte hervorgerufen wird, sondern dass im Reaktionsablauf ein Beitrag von Direktanregung enthalten ist, erscheint es doch als wenig wahrscheinlich, dass statistische Fluktuationen – von der erwähnten Ausnahme abgesehen – stets Vorwärtsbevorzugung erzeugen sollten.

Praktisch alle Winkelverteilungen bei inelastischer Neutronenstreuung für ^{56}Fe im Energiebereich von 2 bis 5,1 MeV zeigen einen bezüglich 90° symmetrischen Verlauf oder sind gar isotrop und stehen insofern mit dem CN-Modell in Übereinstimmung [78, 98–101]. Einzig die Messungen bei 2,45 MeV von CRANBERG und LEVIN [78] und diejenigen bei 3,0 MeV von CRANBERG und GLENDENNING [79] weisen schwache Abweichungen von der CN-Symmetrie auf. Experimente mit 14-MeV-Neutronen [102] zeigen, dass inelastische Streuung am ^{56}Fe -Kern nach einem CN-Mechanismus abläuft, solange die Energie der gestreuten Neutronen unterhalb 5 MeV liegt, während bei höheren Energien DI auftritt. – Ein Vergleich der von SHELDON [52] berechneten Wirkungsquerschnitte für inelastische Neutronenstreuung am ersten Niveau von ^{56}Fe zeigt, dass bei 2,0 MeV der Wert für DI (56,3 mb) 4,6% desjenigen für CN (1217 mb) erreicht.

Für Atomkerne im Bereich von ^{56}Fe (^{48}Ti [78], ^{52}Cr [103], ^{58}Ni und ^{60}Ni [78]) weisen verschiedene Messungen der Neutronenwinkelverteilung bei Energien zwischen 2,2 und 2,5 MeV für inelastische Streuung CN-Mechanismus nach.

Die Korrelations- und Winkelverteilungsmessungen von GOBBI et al. [25] für ^{56}Fe bei inelastischer Streuung von 5,8 MeV-Protonen stellen einen CN-Reaktionsmechanismus fest, dem ein geringer DI-Beitrag überlagert ist, wogegen bei 4,3 MeV [24] keine Direktanregung beobachtet wurde.

In weiteren Protonenkorrelations- und Winkelverteilungsexperimenten für Nachbarisotope von ^{56}Fe bei Protonenenergien zwischen 4,7 und 7,5 MeV wird Zwischenkernbildung als ausschliesslicher oder stark dominierender Reaktionsmechanismus festgestellt, nämlich für die Isotope ^{48}Ti [10, 50], ^{52}Cr [9, 16, 25], ^{58}Ni und ^{60}Ni [10] sowie ^{64}Zn und ^{66}Zn [26]. – Bei der Interpretation der Winkelverteilungen ist allerdings grosse Vorsicht geboten, da diese in einzelnen Fällen – wie aus Berechnungen [52] ersichtlich ist – auch bei DI-Mechanismus Symmetrie bezüglich 90° aufweisen können: Praktisch vollständige Symmetrie ergibt sich bei 5,5 MeV für ^{52}Cr ; für ^{56}Fe bei 4,3 MeV ist die Asymmetrie geringer als $\pm 10\%$. – Wie die Experimente zeigen, beginnt Direktanregung im allgemeinen erst bei Energien von 6 bis 7 MeV (oberhalb der Coulomb-Barriere) aufzutreten: So wurden für ^{48}Ti bei 7,02 MeV [9] (Winkelverteilung), für ^{52}Cr bei 7,02 MeV [9, vgl. 50] und bei 5,8 MeV [25] (Korrelationen) Abweichungen vom CN-Mechanismus beobachtet, die wahrscheinlich einsetzender Direktanregung zuzuschreiben sind. Die Winkelverteilungen für ^{58}Ni und ^{60}Ni [10, vgl. 50] weisen bereits bei 6,7 MeV sowie bei allen höheren Energien kräftige, kleine Streuwinkel begünstigende Asymmetrien auf. Als Ausnahme konstatieren SZOSTAK und GOBBI [26] für ^{68}Zn (wahrscheinlich zufolge der tief liegenden (p, n) -Schwellenenergie) bereits bei 5,8 MeV vorwiegende Direktanregung.

In Ergänzung der zitierten Messergebnisse werden die vorliegenden n' - γ -Korrelationsmessungen für ^{56}Fe wie folgt interpretiert: Die inelastische Neutronenstreuung läuft stark überwiegend nach einem CN-Mechanismus ab. Nur teilweise können Abweichungen von diesem Reaktionsmodell Fluktuationseffekten zugeschrieben werden, da diese Asymmetrien ein systematisches, praktisch energieunabhängiges Verhalten zeigen (wie es beim Vergleich mit den Ergebnissen bei 2,0 MeV [35] ausgeprägt in Erscheinung tritt), wofür die Mitwirkung von Direktanregung verantwortlich gemacht wird. Andererseits wird ein gleichzeitiges Vorhandensein von Fluktuationen dadurch offenbar, dass eine Vorwärtsbegünstigung ($\theta_{n'} = 50^\circ$) bei 3,3 MeV bereits durch eine Energieerhöhung von nur 0,2 MeV (auf 3,5 MeV) in eine Bevorzugung des entsprechenden Rückwärtsstreuwinkels ($\theta_{n'} = 130^\circ$) übergeht.

Herrn Prof. Dr. P. E. MARMIER danke ich herzlich für alle Unterstützung und das Interesse, das er dieser Arbeit entgegengebracht hat.

Herrn Prof. Dr. P. SCHERRER, der mir die Tätigkeit am Physikalischen Institut der ETH ermöglichte, spreche ich ebenfalls meinen verbindlichen Dank aus.

Für viele Diskussionen theoretischer Fragen, sowie für die Berechnung der Korrelationsflächen bin ich Herrn Prof. Dr. E. SHELDON zu besonderem Dank verpflichtet.

Herrn Dr. TOMASZ NIEWODNICZANSKI gebührt mein herzlicher Dank für wertvolle Mitarbeit während eines grossen Teils der Experimente.

In Anerkennung seiner massgebenden Beiträge in der Entwicklung der Korrelationsmessmethode möchte ich Herrn Dr. HANS RUDOLF BRUGGER auch an dieser Stelle erneut meinen Dank zum Ausdruck bringen.

Mein aufrichtiger Dank gebührt ebenso den Herren JEAN-FREDERIC MOSER, HANSPETER BRÄNDLI und ULI MATTER für aktive Mitarbeit beim Bau der Streuapparatur bzw. bei der Durchführung der Messungen, sowie den Herren MAX BRÜLLMANN, DIETER MEIER und HANS JUNG für wertvolle Ratschläge und Hinweise.

Die Durchführung vorliegender Arbeit wurde durch einen Kredit der Kommission für Atomwissenschaften des Schweizerischen Nationalfonds ermöglicht.

Literatur

- [1] T. ERICSON, in *Proceedings of the International Conference on Nuclear Structure, Kingston*, herausgegeben von D. A. BROMLEY und E. W. VOGT (University of Toronto Press, Toronto, Canada, 1960), p. 697.
- [2] W. HAUSER und H. FESHBACH, Phys. Rev. 87, 366 (1952).
- [3] H. FESHBACH, C. E. PORTER und V. F. WEISSKOPF, Phys. Rev. 96, 448 (1954).
- [4] H. FESHBACH, Ann. Phys. (N.Y.) 5, 357 (1958).
- [5] H. FESHBACH, Ann. Phys. (N.Y.) 19, 287 (1962).
- [6] H. FESHBACH, in *Nuclear Spectroscopy*, herausgegeben von F. AJZENBERG-SELOVE (Academic Press, New York, 1960), Part B, p. 625.
- [7] H. FESHBACH, in *Proceedings of the Conference on Direct Interactions and Nuclear Reaction Mechanisms*, herausgegeben von E. CLEMENTEL und C. VILLI (Gordon and Breach, Science Publishers, New York, 1963), p. 215.
- [8] H. E. GOVE und A. HEDGRAN, Phys. Rev. 86, 574 (1952).
- [9] F. D. SEWARD, Phys. Rev. 114, 514 (1959).
- [10] H. TAKETANI und W. P. ALFORD, Nucl. Phys. 32, 430 (1962).
- [11] H. YOSHIKI, Phys. Rev. 117, 773 (1960).
- [12] H. YOSHIKI und N. M. NIKOLIC, Nucl. Phys. 19, 442 (1960).
- [13] T. H. BRAID, J. L. YNTEMA und B. ZEIDMAN, Bull. Am. Phys. Soc. 6, 37 (1961).
- [14] T. H. BRAID, J. L. YNTEMA und B. ZEIDMAN, in *Proceedings of the Rutherford Jubilee International Conference*, herausgegeben von J. E. BIRKO (Heywood and Company, Ltd., Manchester, England, 1961), p. 519.
- [15] H. A. LACKNER, G. F. DELL und H. J. HAUSMAN, Phys. Rev. 114, 560 (1959).
- [16] H. J. HAUSMAN, G. F. DELL und H. F. BOWSHER, Phys. Rev. 118, 1237 (1960).
- [17] H. F. BOWSHER, G. F. DELL und H. J. HAUSMAN, Phys. Rev. 121, 1504 (1961).
- [18] G. B. SHOOK, Phys. Rev. 114, 310 (1959).
- [19] F. H. SCHMIDT, R. E. BROWN, J. B. GERHART und W. A. KOLASINSKI, Nucl. Phys. 52, 353 (1964).
- [20] A. M. BAXTER, K. G. MCINTYRE, G. G. SHUTE und D. ROBSON, Nucl. Phys. 52, 385 (1964).
- [21] V. JUNG und U. SCHMIDT-ROHR, Nucl. Phys. 53, 264 (1964).
- [22] H. HULUBEI, N. MARTALOGU, J. FRANTZ, M. IVASCU, N. SCÎNTEI, A. BERINDE und I. NEAMU, Phys. Rev. 126, 2174 (1962).
- [23] H. HULUBEI, N. MARTALOGU, M. IVASCU, N. SCÎNTEI, A. BERINDE, I. NEAMU und J. FRANTZ, Phys. Rev. 132, 796 (1963).
- [24] B. GOBBI und R. E. PIXLEY, Helv. phys. Acta 34, 802 (1961).
- [25] B. GOBBI, R. E. PIXLEY und E. SHELDON, Nucl. Phys. 49, 353 (1963).
- [26] R. SZOSTAK und B. GOBBI, Helv. phys. Acta 37, 30 (1964).
- [27] R. B. THEUS, A. H. AITKEN und L. A. BEACH, Bull. Am. Phys. Soc. 5, 45 (1960).
- [28] G. DECONNINCK und A. MARTEGANI, Nucl. Phys. 21, 33 (1960).
- [29] H. R. BRUGGER, T. NIEWODNICZANSKI und M. P. STEIGER, Helv. phys. Acta 33, 576 (1960).
- [30] S. PRÊTRE, H. R. BRUGGER und M. P. STEIGER, Helv. phys. Acta 33, 583 (1960).
- [31] H. R. BRUGGER, T. NIEWODNICZANSKI und M. P. STEIGER, Helv. phys. Acta 34, 487 (1961).
- [32] H. R. BRUGGER, T. NIEWODNICZANSKI und M. P. STEIGER, Helv. phys. Acta 35, 3 (1962).
- [33] T. NIEWODNICZANSKI, P. SCHÜRMANN und M. P. STEIGER, Helv. phys. Acta 35, 295 (1962).

- [34] T. NIEWODNICZANSKI und M. P. STEIGER, in Proceedings of the Conference on *Direct Interactions and Nuclear Reaction Mechanisms*, herausgegeben von E. CLEMENTEL und C. VILLI (Gordon and Breach, Science Publishers, New York, 1963), p. 828.
- [35] T. NIEWODNICZANSKI und M. P. STEIGER, *Helv. phys. Acta* 36, 707 (1963).
- [36] R. M. WILLIAMSON, in Proceedings of the Conference on *Direct Interactions and Nuclear Reaction Mechanisms*, herausgegeben von E. CLEMENTEL und C. VILLI (Gordon and Breach, Science Publishers, New York, 1963), p. 695.
- [37] L. WOLFENSTEIN, *Phys. Rev.* 82, 690 (1951).
- [38] H. GOLDSTEIN, in *Fast Neutron Physics*, herausgegeben von J. B. MARION und J. L. FOWLER (Interscience Publishers, New York-London, 1963), p. 1525.
- [39] S. DEVONS und L. J. B. GOLDFARB, in *Handbuch der Physik*, herausgegeben von S. FLÜGGE (Springer-Verlag, Berlin, 1957), Bd. 42, p. 362.
- [40] L. C. BIEDENHARN und M. E. ROSE, *Rev. Mod. Phys.* 25, 729 (1953).
- [41] M. E. ROSE, Oak Ridge Report ORNL-2516 (1958).
- [42] G. R. SATCHLER, *Phys. Rev.* 94, 1304 (1954).
- [43] G. R. SATCHLER, *Proc. Phys. Soc. (London) A* 68, 1037 (1955).
- [44] G. R. SATCHLER, *Phys. Rev.* 104, 1198 (1956).
- [45] G. R. SATCHLER, *Phys. Rev.* 111, 1747 (1958).
- [46] G. R. SATCHLER und E. SHELDON, in Proceedings of the Conference on *Direct Interactions and Nuclear Reaction Mechanisms*, herausgegeben von E. CLEMENTEL und C. VILLI (Gordon and Breach, Science Publishers, New York, 1963), p. 832.
- [47] E. SHELDON, *Helv. phys. Acta* 34, 803 (1961).
- [48] E. SHELDON, *Physics Letters* 2, 187 (1962).
- [49] E. SHELDON, *Nucl. Phys.* 37, 302 (1962).
- [50] E. SHELDON, *Rev. Mod. Phys.* 35, 795 (1963).
- [51] E. SHELDON, *Phys. Rev.* 133, B732 (1964), p. B736 und p. B744, Fig. 7.
- [52] E. SHELDON, private Mitteilung.
- [53] M. K. BANERJEE und C. A. LEVINSON, *Ann. Phys. (N.Y.)* 2, 499 (1957).
- [54] C. A. LEVINSON und M. K. BANERJEE, *Ann. Phys. (N.Y.)* 2, 471 (1957).
- [55] C. A. LEVINSON, in *Nuclear Spectroscopy*, herausgegeben von F. AJZENBERG-SELOVE (Academic Press, New York, 1960), Part B, p. 670.
- [56] N. AUSTERN, in *Fast Neutron Physics*, herausgegeben von J. B. MARION und J. L. FOWLER (Interscience Publishers, New York-London, 1963), Part B, p. 1113.
- [57] N. AUSTERN, in *Selected Topics in Nuclear Theory*, herausgegeben von F. JANOUCH (International Atomic Energy Agency, Vienna, 1963), p. 17.
- [58] J. S. BLAIR und L. WILETS, *Phys. Rev.* 121, 1493 (1961).
- [59] W. TOBOCMAN, *Theory of Direct Nuclear Reactions* (Oxford University Press, London, 1961).
- [60] J. SAWICKI, *Nucl. Phys.* 7, 503 (1958).
- [61] E. H. AUERBACH und F. G. J. PEREY, Brookhaven National Laboratory Report BNL 765 (T-286) (1962).
- [62] F. PEREY und B. BUCK, *Nucl. Phys.* 32, 353 (1962).
- [63] J. R. BEYSTER, R. G. SCHRANDT, M. WALT und E. W. SALMI, Los Alamos Report LA-2099 (1957).
- [64] W. S. EMMERICH, Westinghouse Research Report 6-94511-R 19 (1958).
- [65] G. RAKAVY, *Nucl. Phys.* 4, 375 (1957).
- [66] N. N. DELYAGIN und V. S. SHPINEL, *Izv. Akad. Nauk SSSR (Ser. Fiz.)* 22, 861 (1958).
- [67] D. OFER und A. SCHWARZSCHILD, *Phys. Rev. Letters* 3, 384 (1959).
- [68] D. S. ANDREYEV, A. P. GRINBERG, K. I. EROKHINA und I. KH. LEMBERG, *Nucl. Phys.* 19, 400 (1960).
- [69] F. R. METZGER, *Nucl. Phys.* 27, 612 (1961).
- [70] H. E. GOVE, G. A. BARTHOLOMEW, E. B. PAUL und A. E. LITHERLAND, *Nucl. Phys.* 2, 132 (1956).
- [71] J. H. MONTAGUE und E. B. PAUL, *Nucl. Phys.* 30, 93 (1962).
- [72] G. PRESTON, P. F. D. SHAW und S. A. YOUNG, *Proc. Roy. Soc. A*, 226, 206 (1954).
- [73] W. WHALING, in *Handbuch der Physik*, herausgegeben von S. FLÜGGE (Springer Verlag, Berlin, 1958), Bd. 34, p. 193.

- [74] D. MAEDER, R. MÜLLER und V. WINTERSTEIGER, Helv. phys. Acta 27, 3 (1954).
- [75] H. PAUL, Nuclear Instr. and Meth. 9, 131 (1960).
- [76] J. BENVENISTE, A. C. MITCHELL, C. D. SCHRADER und J. H. ZENGER, Univ. of California Report UCRL-5596 (1959).
- [77] J. M. B. LANG und K. J. LEROUTEUR, Proc. Phys. Soc. (London) A 67, 586 (1954).
- [78] L. CRANBERG und J. S. LEVIN, Phys. Rev. 103, 343 (1956).
- [79] L. CRANBERG und N. K. GLENDENNING, in *Proceedings of the International Conference on Nuclear Structure, Kingston*, herausgegeben von D. A. BROMLEY und E. W. VOGT (University of Toronto Press, Toronto, Canada, 1960), p. 357.
- [80] L. CRANBERG, in *Proceedings of the International Conference on Nuclear Structure, Kingston*, herausgegeben von D. A. BROMLEY und E. W. VOGT (University of Toronto Press, Toronto, Canada, 1960), p. 194.
- [81] D. B. THOMSON, L. CRANBERG und J. S. LEVIN, Phys. Rev. 125, 2049 (1962).
- [82] R. GARBER und E. F. SHRADER, Bull. Am. Phys. Soc. 6, 61 (1961).
- [83] E. N. SHIPLEY, G. E. OWEN und L. MADANSKY, Phys. Rev. 115, 122 (1959).
- [84] J. H. TOWLE und W. B. GILBOY, Nucl. Phys. 32, 610 (1962).
- [85] D. WINTERHALTER, Nucl. Phys. 43, 339 (1962).
- [86] W. T. JOYNER, Phys. Rev. 128, 2261 (1962).
- [87] J. J. VAN LOEF und D. A. LIND, Phys. Rev. 101, 103 (1956).
- [88] C. O. MUEHLHAUSE, S. D. BLOOM, H. E. WEGNER und G. N. GLASOE, Phys. Rev. 103, 720 (1956).
- [89] N. A. BOSTROM, I. L. MORGAN, J. T. PRUD'HOMME, P. L. OKHUYSEN und O. M. HUDSON, WADC TN 59-107 und WADC TR 59-31 (1959).
- [90] R. B. DAY und M. WALT, Phys. Rev. 177, 1330 (1960).
- [91] R. W. BENJAMIN, Thesis, University of Texas (1965).
- [92] M. HOSOE und S. SUZUKI, J. Phys. Soc. Japan 14, 699 (1959).
- [93] J. W. BORING und M. T. McELLISTREM, Phys. Rev. 124, 1531 (1961).
- [94] D. J. DONAHUE und R. D. ROBERTS, Nucl. Phys. 50, 641 (1964).
- [95] I. L. MORGAN, J. B. ASHE, D. O. NELLIS, R. W. BENJAMIN, S. C. MATHUR, W. E. TUCKER, O. M. HUDSON, Jr., P. S. BUCHANAN, Texas Nuclear Corporation, Annual Progress Report, Contract AT-(40-1)-2791 (15. August 1964).
- [96] I. L. MORGAN, Phys. Rev. 103, 1031 (1956).
- [97] R. M. KIEHN und C. GOODMAN, Phys. Rev. 93, 177 (1954).
- [98] H. H. LANDON, A. J. ELWYN, G. N. GLASOE und S. OLEKSA, Phys. Rev. 112, 1192 (1958).
- [99] V. I. POPOV, Atomnaya Energiya 3, 498 (1957), [J. Nuc. Energy II 9, 9 (1959)].
- [100] V. NAGGIAR, M. CONJEAUD und D. SZTEINSZNAIDER, J. Phys. Radium 21, 384 (1960).
- [101] D. ABRAMSON-SZTEINSZNAIDER, Centre d'études nucléaires de Saclay, Rapport CEA No 2083 (1961).
- [102] G. C. BONAZZOLA, T. BRESSANI und P. BROVETTO, Nucl. Phys. 51, 353 (1964).
- [103] O. SALNIKOV, Atomnaya Energiya 3, 106 (1957), [J. Nuc. Energy II 8, 119 (1958)].