

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM
KARLSRUHE**

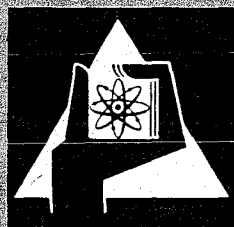
April 1972

KFK 1611

Institut für Angewandte Kernphysik
Projekt Schneller Brüter

Messung und Fluktuationsanalyse von γ -Produktionsquerschnitten nach
inelastischer Neutronenstreuung an ^{56}Fe und ^{27}Al zwischen 0,8 und
13 MeV

F. Voß



GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.
KARLSRUHE

Als Manuskript vervielfältigt

Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M.B.H.
KARLSRUHE

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

April 1972

KFK 1611

Institut für Angewandte Kernphysik
Projekt Schneller Brüter

Messung und Fluktuationsanalyse von γ -Produktionsquer-
schnitten nach inelastischer Neutronenstreuung an
 ^{56}Fe und ^{27}Al zwischen 0.8 und 13 MeV⁺)

von

F. Voß

Gesellschaft für Kernforschung mbH, Karlsruhe
+) von der Fakultät für Physik der Universität
Karlsruhe genehmigte Dissertation.

Abstract:

A new two-parameter-experiment for the measurement of high resolution γ -ray production cross sections from inelastic neutron scattering is described. The excitation functions of four γ -transitions in ^{56}Fe and five γ -transitions in ^{27}Al have been measured in the energy range from 0.8 to 13 MeV. A fluctuation analysis was carried out using an autocorrelation function and average level widths of the compound nuclei ^{57}Fe and ^{28}Al were determined. In the case of aluminum a significant dependence of the correlation widths on the exit channel was found. The excitation functions were investigated for intermediate structure. Some of the prominent structure appeared correlated in different inelastic channels suggesting the possible existence of doorway states.

Es wird eine neu erstellte Zwei-Parameter-Streuanordnung zur Messung hoch aufgelöster γ -Produktionsquerschnitte nach inelastischer Neutronenstreuung beschrieben. Mit dieser wurden die Anregungsfunktionen für vier γ -Übergänge in ^{56}Fe und fünf γ -Übergänge in ^{27}Al im Neutronenenergiebereich 0.8 - 13 MeV gemessen. Es wurde eine Fluktuationsanalyse der Daten durchgeführt, bei der mit Hilfe von Autokorrelationsrechnungen mittlere Niveaubreiten der Compoundkerne ^{57}Fe und ^{28}Al bestimmt wurden. Beim Aluminium wurde eine signifikante Abhängigkeit der Korrelationsbreiten vom Ausgangskanal gefunden. Ferner wurde in den Anregungsfunktionen nach Strukturen mit intermediären Breiten gesucht. Einige der ausgeprägten Strukturen wiesen Korrelationen zwischen verschiedenen Ausgangskanälen auf und lassen auf doorway-Zustände schließen.

Inhaltsverzeichnis

I.	Einleitung	1
II.	Theoretische Grundlagen	
II.1	Ericson-Fluktuationen	3
II.2	Doorway-Zustände	6
III.	Experimenteller Teil	
III.1	Allgemeines über das Experiment	9
III.2	Das Flugzeitspektrometer	9
III.3	Geometrie des Streuexperiments	11
III.4	Der Ge(Li)-Detektor	13
III.5	Der Flußdetektor	14
III.6	Elektronik	15
IV.	Meß- und Auswertverfahren	
IV.1	Datenerfassung	18
IV.2	Berechnung der Wirkungsquerschnitte	21
IV.3	Korrekturen	22
V.	Ergebnisse der Messungen	
V.1	γ -Produktionsquerschnitte in ^{56}Fe und ^{27}Al	24
V.2	Fehler	31
VI.	Fluktuationsanalyse der γ -Produktionsquerschnitte	
VI.1	Untersuchung der Feinstrukturschwankungen und Berechnung mittlerer Breiten	
VI.1.1	Durchführung der Analyse	33
VI.1.2	Ergebnisse und Diskussion	37
VI.1.3	Fehlerbetrachtung	41

VI.2 Untersuchung der intermediären Strukturen	
VI.2.1 Durchführung der Analyse	42
VI.2.2 Ergebnisse und Diskussion	45
VII. Zusammenfassung	57
Literaturverzeichnis	59

I. Einleitung

In den Anregungsfunktionen verschiedener Kernreaktionen beobachtet man drei Arten von schnell mit der Energie veränderlichen Wirkungsquerschnittsschwankungen: isolierte Resonanzen, Ericson-Fluktuationen, intermediäre Strukturen.

Bei niedrigen Energien findet man zunächst den Bereich isolierter Resonanzen. Dieser reicht bei neutroneninduzierten Reaktionen in mittelschweren Kernen bis zu Einschußenergien von einigen hundert keV. Mit wachsender Anregungsenergie im Zwischenkern verringern sich dann die mittleren Niveauabstände \bar{D} , während gleichzeitig die mittleren totalen Breiten $\bar{\Gamma}$ zunehmen, da sich immer mehr Zerfallskanäle öffnen. Man erreicht schließlich ein Gebiet, in dem sich die Niveaus sehr stark überlappen ($\bar{\Gamma} \gg \bar{D}$). Dort weist der Verlauf der Wirkungsquerschnitte, wenn sie mit ausreichender Energieauflösung $\Delta E < \bar{\Gamma}$ gemessen werden, starke Schwankungen mit Breiten der Größenordnung $\bar{\Gamma}$ auf, die sog. Ericson-Fluktuationen (1). Diese sind in verschiedenen Ausgangskanälen nicht korreliert. In diesem Bereich ist die Zuordnung von Breiten, Spins und Paritäten zu einzelnen Niveaus nicht mehr möglich. Man kann nur noch etwas über Mittelwerte wie $\bar{\Gamma}$ und \bar{D} aussagen.

In den letzten Jahren sind eine ganze Reihe von Fluktuationsanalysen für verschiedene Arten von Kernreaktionen durchgeführt worden (2-15), zum größten Teil jedoch nur in einem begrenzten Energiebereich oder in einem einzigen Reaktionskanal. In einigen experimentellen Untersuchungen fand man Hinweise auf eine Abhängigkeit der mittleren Breiten vom Ausgangskanal (3, 6, 15), wie sie in theoretischen Arbeiten z.B. von Vonach und Huizenga (16) oder Eberhard et al. (17) bereits vorausgesagt wurden.

Außer den Ericson-Fluktuationen findet man im Wirkungsquerschnittsverlauf bei reduzierter Energieauflösung Strukturen mit intermediären Breiten (ca. 50 bis einige 100 keV), die zwischen denen der Compoundkernresonanzen und der Riesenresonanzen des optischen Modells liegen. Diese lassen sich zum Teil aufgrund statistischer Schwankungen der Niveauabstände und -breiten verstehen. Block und Feshbach (18) haben jedoch gezeigt, daß resonanzartige Strukturen mit Breiten der gleichen Größenordnung auch durch sog. doorway-Zustände erklärt werden können. Ähnlich wie isolierte Zwischenkernresonanzen müssen sich die doorway-Zustände - im Gegensatz zu den zufälligen intermediären Struk-

turen - durch Korrelationen in den Winkelverteilungen oder zwischen verschiedenen Ausgangskanälen nachweisen lassen.

Es sind zwar viele Untersuchungen über intermediäre Strukturen veröffentlicht worden (5,7,8,10,12,14,19 - 23). Bisher war es jedoch nur in wenigen Fällen möglich, diese eindeutig als doorway-Zustände zu interpretieren (21,22,24).

Es war das Ziel dieser Arbeit, die genannten Strukturen in verschiedenen partiellen Wirkungsquerschnitten zu untersuchen. Zu diesem Zweck wurde eine neue Apparatur entwickelt, die es erlaubt, gleichzeitig mehrere γ -Produktionsquerschnitte neutroneninduzierter Reaktionen in einem großen Neutronenenergiebereich zu messen. Mit dieser Anlage wurden die Anregungsfunktionen der Reaktionen $^{56}\text{Fe} (n,n'\gamma) ^{56}\text{Fe}$ und $^{27}\text{Al} (n,n'\gamma) ^{27}\text{Al}$ von der jeweiligen Schwelle bis 13.5 MeV aufgenommen. Da die γ -Produktionsquerschnitte und die daraus mit Hilfe der Verzweigungsverhältnisse berechenbaren inelastischen Streuquerschnitte zur Zeit für die Berechnung schneller Reaktoren dringend benötigt werden, wurde zusätzlich Wert darauf gelegt, die Absolutwerte so genau wie möglich zu bestimmen.

Die Anregungsfunktionen sollten schließlich unter folgenden Gesichtspunkten analysiert werden:

1. Berechnung von $\bar{\Gamma}$ aus allen Anregungsfunktionen in mehreren Energiebereichen.
2. Untersuchung von $\bar{\Gamma}$ auf eine Kanalabhängigkeit.
3. Test auf Kanalquerkorrelationen in der Feinstruktur.
4. Suche nach phänomenologischen intermediären Strukturen.
5. Gegebenenfalls Untersuchung auf Kanalquerkorrelationen zwischen intermediären Strukturen als Hinweis auf doorway-Zustände.

II. Theoretische Grundlagen

II.1 Ericson-Fluktuationen

Die starken Fluktuationen in den Wirkungsquerschnitten im Bereich sich stark überlappender Resonanzen hat Ericson (1) auf Interferenzeffekte der Amplituden all dieser Resonanzen zurückgeführt. Die für diese Arbeit wesentlichen Ergebnisse werden im folgenden dargestellt.

Zur systematischen Untersuchung der Fluktuationen wird die Autokorrelationsfunktion

$$\begin{aligned} C_{\alpha\alpha'}(\varepsilon) &= \langle (\sigma_{\alpha\alpha'}(E + \varepsilon) - \langle \sigma_{\alpha\alpha'} \rangle) (\sigma_{\alpha\alpha'}(E) - \langle \sigma_{\alpha\alpha'} \rangle) \rangle \\ &= \langle \sigma_{\alpha\alpha'}(E + \varepsilon) \cdot \sigma_{\alpha\alpha'}(E) \rangle - \langle \sigma_{\alpha\alpha'} \rangle^2 \end{aligned} \quad (\text{II.1})$$

eingeführt.

$$\sigma_{\alpha\alpha'}(E) = \frac{\pi \cdot \lambda_{\alpha}^2}{(2j_1 + 1)(2j_2 + 1)} \cdot \sum (2J + 1) \cdot \left| S_{\alpha s_1, \alpha' s_1' l_1' J} \right|^2 \quad (\text{II.2})$$

ist der partielle Wirkungsquerschnitt bei der Energie E für die Streuung vom Eingangskanal α in den Ausgangskanal α' und $\langle \sigma_{\alpha\alpha'} \rangle$ dessen Mittelwert in einem Energieintervall $I \gg \bar{\Gamma}$.

Es bedeuten:

- λ_{α} = reduzierte Wellenlänge im Eingangskanal
- j_1 = Spin des einlaufenden Teilchens
- j_2 = Spin des Targetkerns
- s, s' = Kanalspin im Eingangs- bzw. Ausgangskanal
- l, l' = Bahndrehimpuls im Eingangs- bzw. Ausgangskanal
- J = Compoundkernspin

Die Summe erstreckt sich über alle Bahndrehimpulse, Compoundkern- und Kanal-spins.

Die Amplituden $S_{\alpha s l, \alpha' s' l' J}$ für die Streuung mit Gesamtdrehimpuls J vom Anfangszustand $(\alpha s l)$ zum Endzustand $(\alpha' s' l')$ werden nun in einen konstanten und einen stark energieabhängigen Teil zerlegt

$$S_{\mu}^{\alpha s l, \alpha' s' l' J}(E) = \langle S_{\mu} \rangle + i \sum_k \frac{a_{\mu}^k}{E - E_k} = \langle S_{\mu} \rangle + S_{\mu}^{fl}(E) \quad (\text{II.3})$$

(mit $\mu = (\alpha s l, \alpha' s' l', J)$). Der konstante Mittelwert beschreibt im wesentlichen die direkte Wechselwirkung, während der fluktuierende Anteil $S_{\mu}^{fl}(E)$ von den Compoundkernniveaus mit Spin J an der Stelle $E_k = \text{Re } E_k - i \cdot \Gamma_k/2$ verursacht wird. Von den komplexen Konstanten a_{μ}^k wird angenommen, daß sie bezüglich k zufällig um den Mittelwert $\langle a_{\mu} \rangle = 0$ verteilt und für $\mu_1 \neq \mu_2$ unkorreliert sind. Unter dieser Voraussetzung findet Ericson aus (II.2) und (II.3)

$$\langle \sigma_{\alpha \alpha'} \rangle = \frac{\pi \cdot \lambda_{\alpha}^2}{(2j_1 + 1)(2j_2 + 1)} \sum (2J + 1) \cdot (| \langle S_{\mu} \rangle |^2 + \langle | S_{\mu}^{fl} |^2 \rangle) \quad (\text{II.4})$$

da Terme, die linear in a_{μ}^k sind, bei der Mittelung verschwinden und quadratische Terme nur beitragen, wenn $\mu_1 = \mu_2$ ist. Die Energieabhängigkeit von λ_{α} wurde in (II.4) vernachlässigt.

Setzt man (II.2) und (II.4) in (II.1) ein, so erhält man Terme, welche a_{μ}^k maximal in vierter Potenz enthalten. Terme mit ungeraden Potenzen verschwinden wegen der zufällig verteilten Phasen wieder bei der Mittelung, Terme mit geraden Potenzen tragen nur bei, wenn die Indizes paarweise gleich sind ($\mu_1 = \mu_2, \mu_3 = \mu_4$ usw.), so daß sich schließlich als Resultat

$$C_{\alpha \alpha'}(\epsilon) = \left(\frac{\pi \cdot \lambda_{\alpha}^2}{(2j_1 + 1)(2j_2 + 1)} \right)^2 \cdot \sum (2J + 1) \frac{\Gamma_J^2}{\epsilon^2 + \Gamma_J^2} \times \langle | S_{\mu}^{fl} |^2 \rangle (2 | \langle S_{\mu} \rangle |^2 + \langle | S_{\mu}^{fl} |^2 \rangle) \quad (\text{II.5})$$

ergibt. Γ_J ist darin die mittlere Breite für Niveaus mit Spin J . $C_{\alpha \alpha'}(\epsilon)$ läßt

sich also als Summe über Lorentzkurven mit unterschiedlichen Breiten Γ_J darstellen, in der sich die Beiträge verschiedener Drehimpulse inkohärent überlagern.

Nimmt man an, daß die Abhängigkeit der Breiten Γ_J von J zu vernachlässigen ist ($\Gamma_J = \bar{\Gamma}$), so kann man in (II.5) einen gemeinsamen Lorentzfaktor vor die Summe ziehen. Ferner soll vorausgesetzt werden, daß die Reaktion ohne direkten Anteil, also rein statistisch verläuft, d.h. $\langle S_{\mu} \rangle = 0$. Für diesen Fall gibt Ericson folgendes Ergebnis an:

$$C_{\alpha\alpha'}(\epsilon) = \frac{\bar{\Gamma}^2}{\epsilon^2 + \bar{\Gamma}^2} \left(\frac{\pi \cdot \lambda_{\alpha}^2}{(2j_1 + 1)(2j_2 + 1)} \cdot \frac{D_0}{\pi \bar{\Gamma}} \right)^2 \Sigma T_1^2(\alpha) \cdot T_1^2(\alpha') \quad (\text{II.6})$$

D_0 ist der mittlere Abstand von Niveaus mit Spin 0. Die langsam mit der Energie veränderlichen Transmissionskoeffizienten $T_1(\alpha)$ wurden im Mittelungsintervall als konstant angenommen, ihre Abhängigkeit von s und J wurde vernachlässigt.

Unter den oben aufgeführten Annahmen ergibt sich der einfache Zusammenhang

$$C_{\alpha\alpha'}(\epsilon) = C_{\alpha\alpha'}(0) \cdot \frac{\bar{\Gamma}^2}{\epsilon^2 + \bar{\Gamma}^2} \quad (\text{II.7})$$

Man kann daraus ablesen, daß die Wirkungsquerschnitte für $\epsilon < \bar{\Gamma}$ stark korreliert sind, daß diese Korrelation mit wachsendem ϵ abnimmt und schließlich für $\epsilon \gg \bar{\Gamma}$ verschwindet. Die Halbwertsbreite (Korrelationsbreite) der Lorentzkurve ist durch die mittlere Niveaubreite gegeben

$$C_{\alpha\alpha'}(\bar{\Gamma}) = \frac{1}{2} C_{\alpha\alpha'}(0) \quad (\text{II.8})$$

Bisher wurden die Fluktuationen nur in einer einzigen Anregungsfunktion betrachtet. Zur Untersuchung von Korrelationen zwischen verschiedenen Reaktionen, bei denen derselbe Compoundkern gebildet wird, führt man analog zu (II.1) die Kreuzkorrelationsfunktion ein:

$$\begin{aligned}
 K_{c_1 c_2}(\epsilon) &= \langle (\sigma_{c_1}(E + \epsilon) - \langle \sigma_{c_1} \rangle) (\sigma_{c_2}(E) - \langle \sigma_{c_2} \rangle) \rangle \\
 &= \langle \sigma_{c_1}(E + \epsilon) \cdot \sigma_{c_2}(E) \rangle - \langle \sigma_{c_1} \rangle \langle \sigma_{c_2} \rangle
 \end{aligned}
 \tag{II.9}$$

Zur Berechnung von $K_{c_1 c_2}(\epsilon)$ geht man wie oben vor und setzt (II.2) und (II.4) in (II.9) ein. Die Nichtdiagonalelemente verschwinden bei der Mittelung, da unkorrelierte $\alpha_{s_1 l_1}, \alpha'_{s_1 l_1, J}$ für $(\alpha_1 s_1 l_1, \alpha'_1 s'_1 l'_1, J_1) + (\alpha_2 s_2 l_2, \alpha'_2 s'_2 l'_2, J_2)$ vorausgesetzt werden. Im Gegensatz zur Autokorrelation heben sich jetzt aber auch die Diagonalelemente heraus, so daß man für $c_1 \neq c_2$

$$K_{c_1 c_2}(\epsilon) = 0
 \tag{II.10}$$

erhält (25). D.h., die Ericson-Fluktuationen sind in verschiedenen Reaktionskanälen nicht korreliert.

II.1 Doorway-Zustände

Doorway-Zustände sind einfache Anregungszustände des aus dem Targetkern und dem einfallenden Teilchen gebildeten Zwischenkerns. Diese haben Block und Feshbach (18) im Rahmen des Schalenmodells theoretisch untersucht, indem sie die Wechselwirkung durch ein mittleres Potential plus eine Restwechselwirkung beschreiben, die sie als Summe von Zweiteilchenpotentialen darstellen. Unter dieser Voraussetzung erfolgt die Compoundkernbildung stufenweise, wobei im ersten Schritt das einlaufende Teilchen (z.B. ein Neutron) ein Nukleon im Targetkern auf einen unbesetzten gebundenen Zustand hebt, also ein Teilchen-Loch-Paar erzeugt, während es selbst auf ein weiteres gebundenes Niveau fällt. Diese Zweiteilchen-Einloch-Zustände (2p-1h) im Schalenmodell werden doorway-Zustände genannt. Durch weitere Zweiteilchenwechselwirkungen kann das System entweder wieder in den Eingangskanal zerfallen oder aber zusätzliche Teilchen-Loch-Paare erzeugen und in immer komplizierter werdende Zustände des Compoundkerns übergehen.

Eine ausführliche Darstellung der Theorie findet man z.B. in (26,27). Feshbach (27) zerlegt die Wellenfunktion Ψ des Systems Target-Projektile durch Projektionsoperatoren P, d und q in drei orthogonale Teile

$$\Psi = P\Psi + d\Psi + q\Psi \quad (\text{II.11})$$

$P\Psi$ enthält dabei zumindest alle offenen Kanäle, d.h. alle experimentell nachweisbaren Effekte, d projiziert auf alle doorway-Zustände und q auf den restlichen Teil der Wellenfunktion.

Die weitere Untersuchung beschränkt sich auf die Projektion $P\Psi$, für welche eine modifizierte Wellengleichung abgeleitet wird. Aus dem asymptotischen Verhalten von $P\Psi$ erhält man schließlich die Übergangsamplitude T_{fi} vom Anfangszustand i zum Endzustand f . Mittelt man T_{fi} in der Nähe eines isolierten doorway-Zustandes mit der Resonanzenergie E_d und der Breite Γ_d über ein Energieintervall, das kleiner als Γ_d aber groß gegen die Niveaubreiten und -abstände im Compoundkern ist, so findet man

$$\langle T_{fi} \rangle = (T_{\text{pot}})_{fi} + \frac{\langle \psi_f^{(-)} | H_{Pd} | \psi_d \rangle \langle \psi_d | H_{dP} | \psi_i^{(+)} \rangle}{E - E_d + i \cdot \Gamma_d/2} \quad (\text{II.12})$$

$(T_{\text{pot}})_{fi}$ ist die als näherungsweise konstant angenommene Übergangsamplitude für direkte Wechselwirkung. ψ_d ist die Wellenfunktion des doorway-Zustandes, $\psi_f^{(-)}$ und $\psi_i^{(+)}$ sind Lösungen der modifizierten Wellengleichung für $P\Psi$ bei Vernachlässigung des doorway-Zustandes. Die Operatoren $H_{Pd} = PH_d$ und $H_{dP} = dHP$ koppeln $\psi_f^{(-)}$ und $\psi_i^{(+)}$ an ψ_d . Die Gesamtbreite Γ_d setzt sich zusammen aus der Breite für den Übergang in kompliziertere Zustände Γ_d^{\downarrow} und der Breite für den Zerfall in den Eingangskanal oder andere Kanäle Γ_d^{\uparrow} : $\Gamma_d = \Gamma_d^{\downarrow} + \Gamma_d^{\uparrow}$

Γ_d^{\uparrow} läßt sich folgendermaßen darstellen

$$\Gamma_d^{\uparrow} = 2\pi \sum_f | \langle \psi_d | H_{dP} | \psi_f^{(+)} \rangle |^2 = \sum_f \Gamma_{fd}^{\uparrow} \quad (\text{II.13})$$

d.h. als Summe über Partialbreiten Γ_{fd}^{\uparrow} für den Zerfall in alle energetisch erlaubten Kanäle. Aus (II.12) erhält man im gemittelten Wirkungsquerschnitt einen Resonanzterm

$$\langle \sigma_{fi}^{\text{res}} \rangle \propto \frac{\Gamma_{fd}^{\uparrow} \cdot \Gamma_{id}^{\uparrow}}{(E - E_d)^2 + \Gamma_d^2/4} \quad (\text{II.14})$$

also eine typische Breit-Wigner Form.

Ein Spezialfall ist $\Gamma_d^\dagger = 0$. D.h., die doorway-Zustände sind die einzig möglichen Anregungszustände. Dieser Fall tritt bei niedrigen Einschußenergien in leichten und doppelt magischen Kernen auf, wo die Abstände der Schalenmodell-Einteilchenniveaus relativ groß und Übergänge in komplexe Mehrteilchen-Mehrlochzustände energetisch nicht möglich sind.

Die Natur der doorway-Zustände hängt vom Kernmodell ab. Z.B. können auch kollektive Zustände plus ein Teilchen intermediäre Resonanzen verursachen. Dagegen kann der Formalismus modellunabhängig durchgeführt werden. Entscheidend ist allein, daß die Compoundkernzustände nicht direkt oder höchstens schwach an den Eingangskanal gekoppelt sind, so daß ihre Bildung und ihr Zerfall nur über die doorway-Zustände erfolgen können.

Doorway-Zustände haben definierten Spin J und definierte Parität π , die sich aus Winkelverteilungen bestimmen lassen müssen. Wegen der Drehimpuls- und Paritätserhaltung können nur Compoundkernzustände mit gleichem J^π über den doorway-Zustand gebildet werden.

Aus Gleichung (II.14) erkennt man, daß isolierte doorway-Resonanzen je nach Größe der Partialbreiten Γ_{fd}^\dagger in allen Ausgangskanälen mehr oder weniger deutlich in Erscheinung treten. Die zugehörigen Wirkungsquerschnitte werden daher im allgemeinen stark korreliert sein.

Wenn die Abstände der doorway-Zustände D_d kleiner als ihre mittleren Breiten $\bar{\Gamma}_d$ werden, erwartet man Effekte analog zu den Ericson-Fluktuationen in der Feinstruktur (27-29), so daß in diesem Fall die Wirkungsquerschnitte für verschiedene Ausgangskanäle nicht mehr korreliert sind.

III. Experimenteller Teil

III.1 Allgemeines über das Experiment

Eine Fluktuationsanalyse ist nur möglich, wenn die Wirkungsquerschnitte mit sehr hoher Energieauflösung in einem großen Energiebereich vorliegen. Um solche Anregungsfunktionen in angemessener Zeit mit ausreichender Statistik aufnehmen zu können, benötigt man eine intensive Neutronenquelle. Mit dem Neutronenflugzeitspektrometer am Karlsruher Isochron-Zyklotron stand eine geeignete Anlage zur Verfügung. Die Quelle wird hierbei gepulst und besitzt ein kontinuierliches Energiespektrum. Die Bestimmung der Neutronenenergie erfolgt aus der Flugzeit. Voraussetzung für eine gute Energieauflösung ist in diesem Fall also eine gute Zeitauflösung. Diese erzielt man durch eine kleine Pulsbreite bei der Neutronenproduktion in Verbindung mit einem langen Flugweg sowie durch Verwendung von Detektoren mit einer Zeitauflösung von wenigen ns.

Zur Messung der γ -Produktionsquerschnitte benötigt man ferner einen γ -Strahldetektor mit hoher Energieauflösung (einige keV), um die Wirkungsquerschnitte für einzelne Übergänge getrennt messen zu können. Dafür eignete sich ein großvolumiger Ge(Li)-Detektor, der eine hohe Photopeakansprechwahrscheinlichkeit mit hoher Zeit- und Energieauflösung verbindet.

Zur Bestimmung der absoluten Wirkungsquerschnitte ist eine genaue Messung des Neutronenflusses erforderlich. Als Detektoren boten sich hierfür Rückstoßprotonenzähler an, da der (n,p)-Querschnitt im ganzen interessierenden Energiebereich glatt verläuft und z.Zt. der am genauesten bekannte Neutronenquerschnitt ist.

III.2 Das Flugzeitspektrometer

Der Aufbau des Neutronenflugzeitspektrometers am Karlsruher Isochron-Zyklotron ist an anderer Stelle bereits ausführlich beschrieben worden (8,30). Daher sollen hier nur die charakteristischen Merkmale der Anlage zusammengestellt werden.

Im Normalbetrieb liefert das Zyklotron Teilchenimpulse mit einer Folgefrequenz von 33 MHz. Diese ist für Flugzeitexperimente zu hoch und wird daher mit Hilfe eines elektrostatischen Ablenksystems auf Werte zwischen 20 kHz und 200 kHz herabgesetzt. Während dabei die Frequenz im Verhältnis 1650 : 1 bzw. 165 : 1 untersetzt wird, liegt die Reduktion der Intensität nur bei 30 : 1 bzw. 3 : 1 und die Breite der Feinstrukturimpulse (1 - 1,5ns) bleibt erhalten. Mit diesem System werden Deuteronen bei einer mittleren Energie von 45 MeV auf ein in der Vakuumkammer des Zyklotron angebrachtes dickes Urantarget geschossen, in dem sie vollständig abgebremst werden und ein intensives kontinuierliches Neutronenspektrum mit Energien zwischen einigen hundert keV und ca. 30 MeV erzeugen.

Der geometrische Aufbau des Spektrometers ist in Abb. 1 skizziert. Der Neutronenstrahl durchquert ein evakuiertes Flugrohr, wo er durch zwei Kollimatoren nach 10 m und 37 m begrenzt wird. Im Abstand von 58 m und 185 m befinden sich zwei Meßstationen. Aus Intensitätsgründen wurde für das hier beschriebene Streuexperiment der kürzere Flugweg gewählt. Unter einem Winkel von 6° gegen die Strahlrichtung ist in der Bunkerwand ein auf das Urantarget ausgerichteter Neutronenmonitor zur Strahlüberwachung montiert.

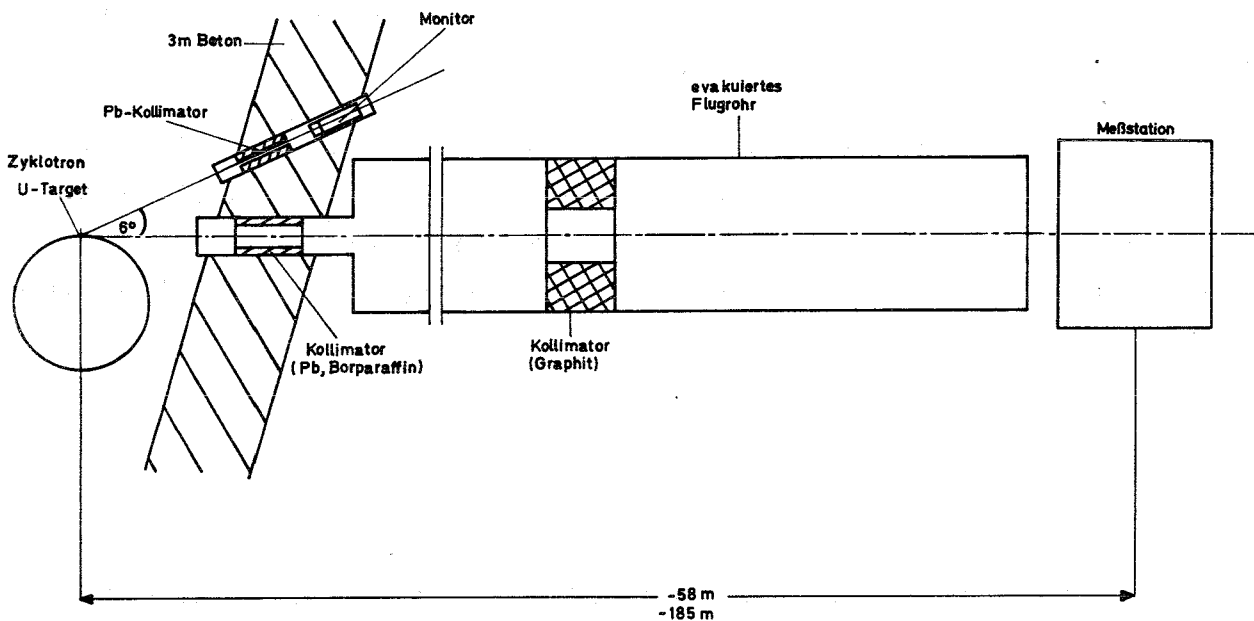


Abb. 1 Geometrischer Aufbau des Flugzeitspektrometers

Ein typisches Neutronenflugzeitspektrum zeigt Abb. 2. Auf den prompten γ -peak, der zur Zeiteichung dient, folgt nach einer Zeit von ungefähr $1 \mu\text{s}$ (bei einer Neutronenenergie von ca. 17 MeV) ein ausgeprägtes Maximum, das durch Neutronen aus dem Deuteronenaufbruch und aus Stripping-Reaktionen verursacht wird. Das zweite kleinere Maximum bei ca. 2 MeV kann durch Neutronen aus Spalt- und Verdampfungsprozessen erklärt werden.

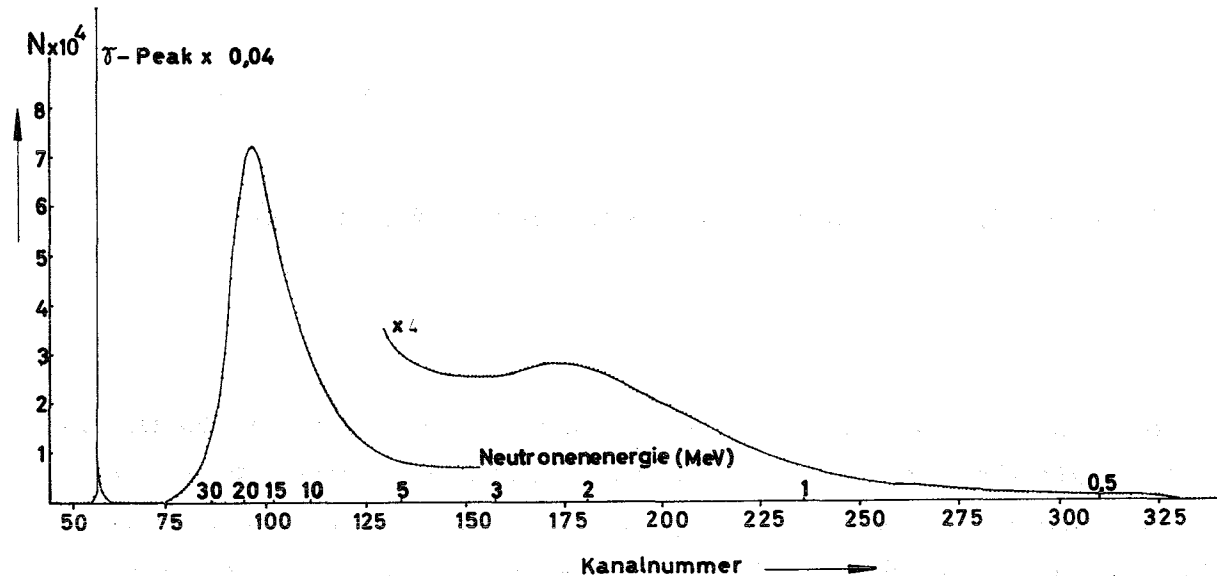


Abb. 2 Typisches Neutronenflugzeitspektrum

III.3 Geometrie des Streuexperiments

Für die Anordnung von Streuer, γ - und Neutronendetektor im Experiment, deren Geometrie in Abb. 3 wiedergegeben ist, waren folgende Überlegungen maßgebend:

Einerseits sollte zur Erleichterung der Auswertung (vgl. IV. 2) die γ -Strahlung unter einem Winkel von 125° gegen den einlaufenden Neutronenstrahl gemessen werden, andererseits benötigte man möglichst viel Streumaterial in der Nähe des Ge(Li)-Detektors, um eine möglichst hohe γ -Zähl-

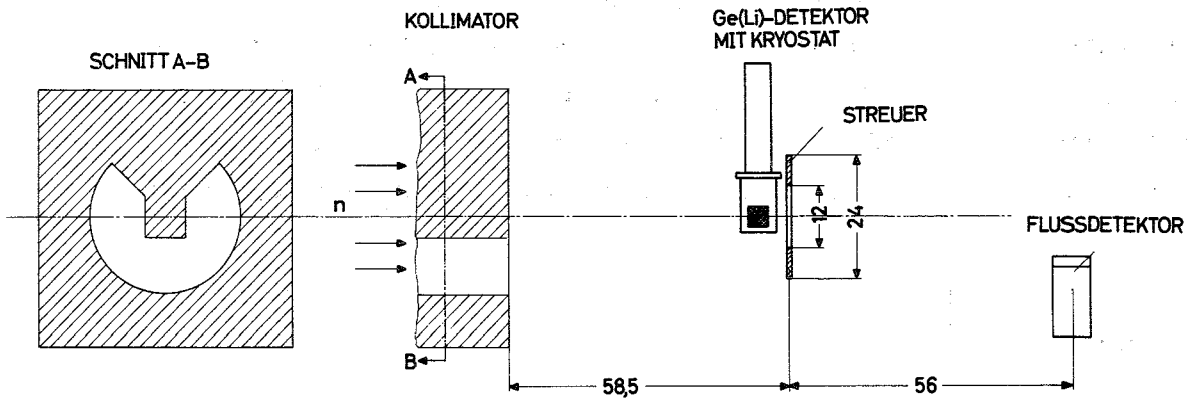


Abb. 3 Geometrischer Aufbau des Streuexperiment (Maße in cm)

rate zu erhalten. Unter diesen Voraussetzungen erwies sich eine Ringstreu-
anordnung als günstigste Lösung. Der äußere Durchmesser wurde durch das
Neutronenstrahlprofil auf 24 cm, der innere Durchmesser durch den Kryos-
taten des Ge(Li)-Detektors auf 12 cm begrenzt. Bei diesem Innendurch-
messer mußte allerdings auf eine zylindersymmetrische Anordnung verzich-
tet werden und die Zylinderachse des Germaniumkristalls senkrecht zur
Strahlrichtung gestellt werden. Aufgrund der Ausdehnung des Ringes wurde
ein Winkelbereich von ca. 40° erfaßt. Dadurch wurde über einen großen Be-
reich in den γ -Winkelverteilungen gemittelt, was für die Auswertung eben-
falls erwünscht war. Die Dicke des Ringes betrug 6,0 mm (Fe) bzw. 9,55 mm
(Al), die Reinheit 99,3 % (Fe) bzw. 97 % (Al). Er konnte für Untergrund-
messungen durch eine Probenwechselautomatik aus dem Strahl entfernt werden.

Der Flußdetektor, ein Szintillationszähler, wurde hinter dem Streuer ange-
ordnet. Eine genaue Flußbestimmung erfolgte daher bei "Messung ohne Probe".

Zur Abschirmung des Ge(Li)-Detektors und der Umgebung gegen den direkten
Neutronenstrahl diente ein dritter Kollimator aus 25 cm Pb und 75 cm Bor-
paraffin am Ende des Flugrohres.

Die Messungen wurden bei einem Flugweg von 57,925 m bis zum Streuer und
58,483 m bis zum Flußdetektor durchgeführt.

III.4 Der Ge(Li)-Detektor

Die γ -Strahlung wurde in einem zylindrischen coaxial gedrifteten Ge(Li)-Detektor mit 40 ccm empfindlichem Volumen registriert. Seine Zeitauflösung für eine ^{60}Co γ -Quelle wurde mit einem Constant Fraction Timing Diskriminator zu 4 ns bestimmt. Das ergab eine Neutronenenergieauflösung zwischen $\leq 1,4$ keV bei 0.8 MeV und ≤ 90 keV bei 13 MeV. Seine γ -Energieauflösung bei 1.33 MeV (^{60}Co) betrug 3 keV. Die Wirkungsquerschnittsmessungen wurden dagegen mit einer Auflösung von 7 keV durchgeführt, da der dabei verwendete Analog-zu-Digital-Converter (ADC) eine zusätzliche Verbreiterung der peaks verursachte.

Die absolute Photopeakansprechwahrscheinlichkeit ϵ_{γ} hängt außer von der Energie auch von der Geometrie der Anordnung ab, d.h. vom Raumwinkel und von der Richtung, unter der die γ -Strahlung auf den Detektor trifft. ϵ_{γ} läßt sich als Produkt zweier Anteile darstellen: $\epsilon_{\gamma} = \epsilon_1 \cdot (d\Omega/4\pi)$. Dabei ist ϵ_1 die Wahrscheinlichkeit, mit der ein γ -Quant, das in den Kristall eindringt, im Photopeak nachgewiesen wird, während der Faktor $(d\Omega/4\pi)$ angibt, welcher Prozentsatz aller isotropausgestrahlten γ -Quanten auf den Kristall trifft. Da die Dimensionen des Ringes und der Abstand Streuer-Detektor vergleichbar waren und da kein zylindersymmetrischer Aufbau vorlag, mußte ϵ_{γ} mit punktförmigen Quellen für ein Netz von Raumkoordinaten bestimmt werden. Die Messungen erfolgten in der Ebene, in der später der Ring montiert wurde, auf fünf Kreisen mit verschiedenen Radien zwischen 6 und 12 cm und auf jedem Umfang bei fünf Azimuthwinkeln. Zwischen 0.5 und 2 MeV γ -Energie stand ein Satz von 10 Eichquellen zur Verfügung. Für Energien bis 3 MeV, wurde ϵ_{γ} durch eine Relativmessung der beiden γ -Linien 1369 keV und 2754 keV aus dem Zerfall von ^{24}Na ermittelt.

Aus den Meßwerten wurde die über das ganze Ringvolumen gemittelte Ansprechwahrscheinlichkeit für alle nach der inelastischen Neutronenstreuung an ^{56}Fe und ^{27}Al beobachteten γ -Übergänge berechnet. Dabei wurde sowohl für die Flußdepression der Neutronen als auch für die Selbstabsorption der γ -Quanten im Streuer korrigiert. Die dafür benötigten γ -Absorptionsquerschnitte wurden (31) entnommen. Bei Berücksichtigung der Korrekturen war eine numerische Integration nicht möglich. Deshalb wurde zur Berechnung von ϵ_{γ} ein Monte-Carlo-Programm geschrieben.

III.5 Der Flußdetektor

Als Flußdetektor diente ein Szintillationszähler mit einem NE 102 $2'' \times 1/8''$ Plastikszintillator, dessen Dichte vom Hersteller (Nuclear Enterprises) mit $5,25 \cdot 10^{22}$ H-Atomen pro cm^3 bzw. $4,75 \cdot 10^{22}$ C-Atomen pro cm^3 angegeben wird, was einer Zusammensetzung von $\text{CH}_{1.11}$ entspricht. Die Nachweisschwelle lag bei einer Protonenenergie von 500 keV. Das Ansprechvermögen des Detektors für Neutronen ϵ_n wurde mit einem Monte-Carlo-Programm aus den bekannten Neutronenwirkungsquerschnitten und Lichtausbeutekurven unter Berücksichtigung von Vielfachstreuungseffekten unter folgenden Voraussetzungen berechnet:

- a) Für die beiden Hauptkomponenten Wasserstoff und Kohlenstoff wurden die totalen Wirkungsquerschnitte (32-34) eingegeben. Diese sind für Wasserstoff praktisch die totalen elastischen Streuquerschnitte σ_{el} , da die (n,γ) -Querschnitte zu vernachlässigen sind und andere Reaktionen nicht stattfinden. Beim Kohlenstoff liegt die Schwelle für inelastische Streuung bei 4.5 MeV. Unterhalb dieser Energie können totaler und elastischer Wirkungsquerschnitt ebenfalls gleichgesetzt werden. Oberhalb der Schwelle ist die Näherung noch bis ca. 7 MeV brauchbar, da erst dort der Wirkungsquerschnitt für nicht elastische Reaktionen vergleichbar mit σ_{el} wird (35). Die Streuung an anderen Elementen (Sauerstoff und Stickstoff) konnte vernachlässigt werden, da deren atomare Häufigkeit weniger als 0,1 % betrug.
- b) Es wurden isotrope Winkelverteilungen im Schwerpunktsystem angenommen. Diese Voraussetzung ist bei Wasserstoff bis ca. 10 MeV recht gut erfüllt. Beim Kohlenstoff führt die Annahme der Isotropie oberhalb von 2 MeV zu einem Fehler, der sich jedoch nicht wesentlich auf die Ansprechwahrscheinlichkeit auswirkt. Denn bei Einfachstreuungsprozessen am C und nicht zu hohen Energien bleibt der Lichtimpuls noch unter der Nachweisschwelle, und über Mehrfachstreuungsprozesse, die beim hier verwendeten Szintillator lediglich 10 - 20 % aller Ereignisse ausmachen, wird das Endergebnis nur dann durch die Annahme isotroper Winkelverteilung beeinflusst, wenn der dabei resultierende Lichtimpuls gerade in der Nähe der Schwelle liegt.
- c) Die Lichtausbeute für Protonen L_p wurde einer Arbeit von Craun und Smith (36) entnommen, die folgende semiempirische Formel dafür angeben:

$$L_p(E) = S \cdot \int_0^E \frac{dE'}{1 + a \cdot \frac{dE'}{dx} + b \left(\frac{dE'}{dx}\right)^2}$$

S ist eine Normierungskonstante; a und b sind Materialkonstanten, die durch Anpassung an experimentelle Daten gewonnen wurden:

$a = 1,29 \cdot 10^{-2} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{MeV}^{-1}$ und $b = 9,59 \cdot 10^{-2} \text{ g}^2 \cdot \text{cm}^{-4} \cdot \text{MeV}^{-2}$
für NE 102. Die spezifischen Energieverluste dE/dx sind in derselben Arbeit tabelliert.

- d) Für die Lichtausbeute der Kohlenstoffkerne L_c wurden die Werte von NE 213 (37) verwendet, das ähnlich wie NE 102 zusammengesetzt ist. Aus dem schon unter b) erwähnten Grund ($L_c \ll L_p$) begeht man dabei nur einen kleinen Fehler.

Das Programm wurde mit den Daten aus einer Arbeit von V.V. Verbinskii et al. (37) getestet. Diese Autoren haben mit monoenergetischen Neutronen zwischen 0.2 und 20 MeV Impulshöhenverteilungen eines NE 213-Szintillators gemessen und daraus durch Anpassung die Lichtausbeutefunktionen L_p und L_c bestimmt. Hiermit konnten sie dann die Ansprechwahrscheinlichkeit ihres Detektors bei gegebener Neutronenenergie und Nachweisschwelle ermitteln. Für denselben Szintillator wurde ϵ_n mit dem eigenen Programm berechnet und die Ergebnisse mit (37) verglichen. Die Übereinstimmung war bis $E_n = 8 \text{ MeV}$ besser als 5 %. Bei 12 MeV betrug sie nur noch 18 %, was auf die Vernachlässigung nicht elastischer Prozesse zurückzuführen ist.

III.6 Elektronik

Ein vereinfachtes Blockschaltbild des elektronischen Aufbaus ist in Abb. 4 wiedergegeben. Es sind drei Detektoren skizziert, von denen zwei (Ge(Li)- und Flußdetektor) die Meßwerte liefern, während der dritte (^6O -Monitor) den Meßablauf steuert, so daß ein weitgehend automatisierter Betrieb möglich ist.

Das Ausgangssignal des Ge(Li)-Detektors, das die Energie- und Zeitinformation enthält, wird am Ausgang des Vorverstärkers verzweigt. Im Energiezweig wird es über einen Linearen Verstärker und ein Lineares Gate auf einen Impulshöhenanalysator (ADC) gegeben. Im Zeitzweig wird daraus mit Hilfe eines Timing

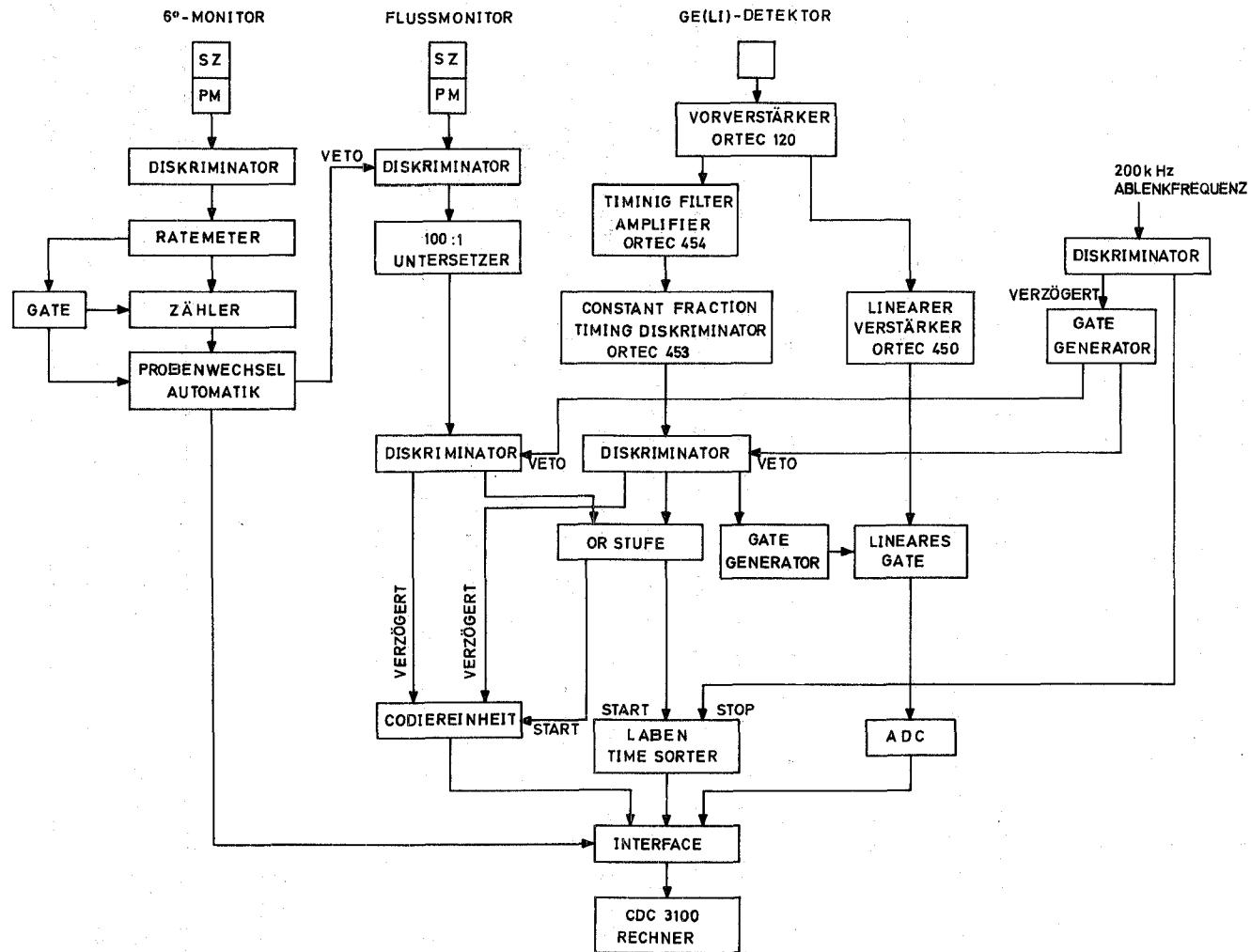


Abb. 4 Blockschatbild der Elektronik

Filter Amplifiers (Ortec 454) und eines Constant Fraction Timing Diskriminators (CFTD, Ortec 453) ein schnelles normiertes Signal abgeleitet, das über eine Or-Stufe die Zeitkodiereinheit (Laben Time Sorter UC-KB) startet. Das Zeitsignal des Flußdetektors wird 100 : 1 untersetzt, um die Totzeit der nachfolgenden Elektronik zu reduzieren, und gelangt ebenfalls über die Or-Stufe auf den Start des Time Sorters. Dieser wird mit den 200 kHz der Ablenkfrequenz gestoppt.

Zur Unterscheidung, in welchem Detektor ein Ereignis stattfand, wird das Zeitsignal außerdem verzögert auf eine Codiereinheit gegeben, die durch das direkte Flugzeitsignal freigegeben wird.

Alle drei Informationen (γ -Energie, Flugzeit, Codierung) werden über eine Interface-Einheit dem on-line-Rechner CDC 3100 zugeführt.

Der Neutronenmonitor unter 6° besteht aus einem Szintillationszähler mit (n, γ)-pulse-shape-Diskriminierung. Er löst bei Erreichen einer vorgegebenen Zählrate jeweils einen Wechsel zwischen der Messung mit und ohne Streuprobe aus. Der jeweilige Status wird ebenfalls über die Interface-Einheit dem Rechner mitgeteilt. Mit Probe werden die (n,n' γ)-Anregungsfunktionen aufgenommen; die Messung ohne Probe dient zur Bestimmung des Neutronenflusses und des γ -Untergrundes im Ge(Li)-Detektor.

Um unnötige Totzeitverluste- vor allem im relativ langsamen ADC - zu vermeiden, sind mehrere Vorkehrungen getroffen worden, die nicht interessierende Ereignisse schon vor ihrer Analyse im Time Sorter oder ADC verwerfen:

- a) Mit der Ablenkfrequenz 200 kHz wird durch einen Gate Generator ein Zeitfenster erzeugt, welches nur den interessierenden Meßbereich freigibt.
- b) Das Lineare Gate wird nur dann für ein Analogsignal des Ge(Li)-Detektors geöffnet, wenn das zugehörige Zeitsignal über der Schwelle des Constant Fraction Timing Diskriminators und im Meßbereich lag.
- c) Da der Flußdetektor bei Messung mit Probe im Schatten des Streuers stand, seine Zählrate also nicht zur Flußbestimmung geeignet war, wurde in diesem Fall der Ausgang des ersten Diskriminators durch ein Veto-Signal der Probenwechselautomatik gesperrt.

IV. Meß- und Auswertverfahren

IV.1 Datenerfassung

Die Messungen wurden mit je 2048 Kanälen für die Erfassung der γ -Energien und Flugzeiten durchgeführt. Das ergab für die γ -Spektren bei 2.2 keV/Kanal (Fe) bzw. 1.8 keV/Kanal (Al) einen Energiebereich von 0 bis 4.4 bzw. 3.6 MeV und für die Flugzeitspektren bei 2 ns/Kanal einen Zeitbereich von 4.096 μ s. Dieser wurde so gelegt, daß er alle Neutronenenergien von der Schwelle für inelastische Streuung bis 13.5 MeV umfaßte. Da es nicht möglich war, alle einlaufenden Daten im Rechner zweidimensional zu speichern und ihre sofortige Ausgabe auf Magnetband keine hohen Zählraten erlaubt hätte, mußten die interessierenden Ereignisse on-line ausgewählt und zusammengefaßt werden. Zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte benötigte man lediglich die Fläche unter denjenigen Photopeaks, die der inelastischen Neutronenstreuung zugeordnet werden konnten. Nachdem eine Energieeichung des ADC mit bekannten γ -Quellen durchgeführt und die interessierenden Linien identifiziert worden waren, wurden bei der Messung der Anregungsfunktionen nur noch solche Ereignisse registriert, die in die Bereiche der Photopeaks selbst oder in die Untergrundbereiche rechts und links davon fielen, und im entsprechenden Flugzeitkanal addiert. Unter der Annahme, daß sich der Comptonuntergrund in kleinen Intervallen linear annähern läßt, wurden die Untergrundbereiche dabei automatisch aus der Breite der Photolinien berechnet. Alle übrigen Ereignisse wurden verworfen. Die Flugzeitspektren wurden getrennt für Messung mit und ohne Probe aufgenommen, um die Untergrundstrahlung aus der Umgebung, insbesondere aus dem Eisenmantel des dritten Kollimators, erfassen zu können.

Das Flugzeitspektrum des Flußdetektors mußte wegen der begrenzten Speicherkapazität des Rechners von 2048 auf 256 Kanäle reduziert werden. Diese Maßnahme war vertretbar, da sowohl das Flußspektrum als auch der (n,p)-Streuquerschnitt glatt verlaufen.

Für Eich- und Kontrollzwecke konnte man die zweidimensionalen Spektren des Ge(Li)-Detektors auf die Zeit- oder Energieachse projizieren. Entsprechend über alle Flugzeiten integrierte γ -Energiespektren aus dem Beschuß von Eisen und Aluminium mit Neutronen zwischen 800 keV und 13.5 MeV zeigt Abb. 5.

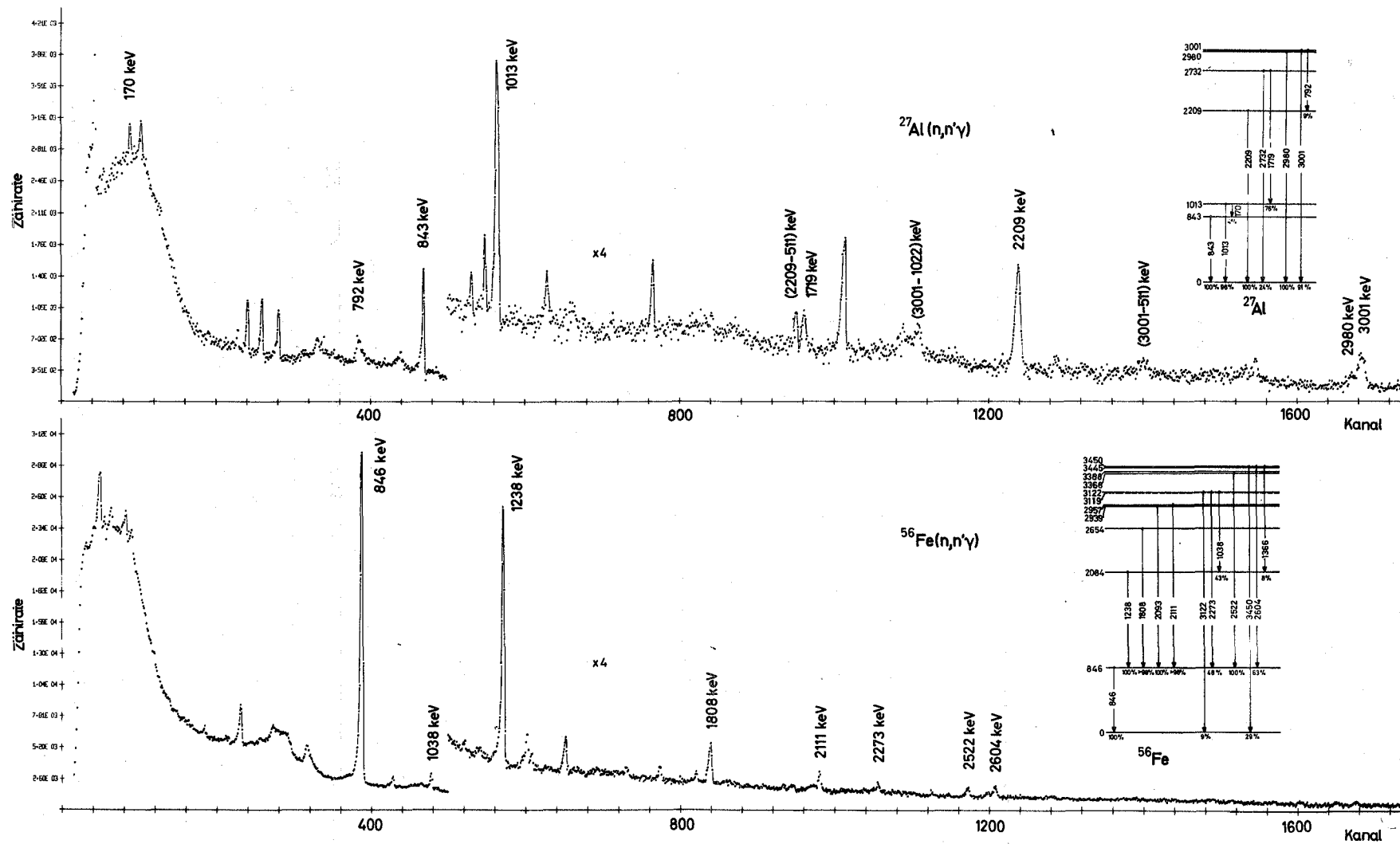


Abb. 5 Über alle Neutronenenergien integrierte γ -Energiespektren aus den Reaktionen $^{56}\text{Fe}(n,n'\gamma)$ und $^{27}\text{Al}(n,n'\gamma)$ und Zerfallsschemata von ^{56}Fe und ^{27}Al

Es sind nur solche γ -Linien beschriftet, die Übergängen nach der inelastischen Neutronenstreuung in Fe und Al zugeordnet werden können. Ihr Ursprung ist aus den eingefügten Niveauschemata (38-40) zu ersehen. Die übrigen γ -peaks stammen aus der Untergrundstrahlung (u.a. Aktivierung der Streuer, Neutronenreaktionen im Ge(Li)-Detektor). Eine Übersicht über die Übergänge, die intensiv genug waren, um deren Anregungsfunktionen zu messen, gibt Tabelle 1:

Tabelle 1: γ -Übergänge in ^{56}Fe und ^{27}Al

^{56}Fe		^{27}Al	
E_γ (keV)	Übergang	E_γ (keV)	Übergang
846	846 \rightarrow 0	843	843 \rightarrow 0
1035 } 1038 }	3119 \rightarrow 2084 3122 \rightarrow 2084	1013	1013 \rightarrow 0
1238	2084 \rightarrow 846	1719	2732 \rightarrow 1013
1808	2654 \rightarrow 846	2209	2209 \rightarrow 0
		2980 } 3001 }	2980 \rightarrow 0 3001 \rightarrow 0

Einige Linien konnten nicht getrennt beobachtet werden, oder sie lagen zumindest zu dicht nebeneinander, als daß zwischen ihnen der Untergrund hätte bestimmt werden können. Das gilt beim Eisen für 1035 und 1038 keV, beim Aluminium für 2980 und 3001 keV sowie für 1719 keV und den 2209 keV single-escape-peak. In diesen Fällen wurde für beide zusammen das Flugzeitspektrum aufgenommen.

Die Daten wurden für jeden Probenwechsel getrennt auf Magnetband ausgegeben, im Anschluß an die Messung gesichtet und zur Weiterverarbeitung auf der IBM 360/65 und 360/85 aufbereitet.

IV.2 Berechnung der Wirkungsquerschnitte

Mit einer Ringstreuanordnung, wie sie im vorangegangenen Kapitel beschrieben wurde, mißt man die Ausbeute der γ -Quanten unter einem festen Winkel, woraus die differentiellen Wirkungsquerschnitte ermittelt werden können. Zur Berechnung der totalen Wirkungsquerschnitte benötigt man die zugehörigen Winkelverteilungen. Lassen sich diese durch die beiden niedrigsten geraden Legendre Polynome $P_0(\cos \vartheta)$ und $P_2(\cos \vartheta)$ beschreiben und mißt man bei einer der beiden Nullstellen von P_2 ($\vartheta = 55^\circ$ und 125°), so erhält man die totalen Wirkungsquerschnitte aus den differentiellen durch Multiplikation mit 4π .

Soweit für ^{27}Al und ^{56}Fe Winkelverteilungen der γ -Quanten vorliegen (38,41-44), erfüllen diese weitgehend die genannte Voraussetzung. Für das Experiment wurde 125° gewählt, da unter Rückwärtswinkeln geringere Störungen im Ge(Li)-Detektor durch gestreute Neutronen als unter Vorwärtswinkeln zu erwarten waren. Mit der großen Winkelauflösung von $\approx 40^\circ$, bei der die Raumwinkel für verschiedene Punkte des Streurings zwischen 0,7 und 2 % von 4π liegen und bei der in den γ -Winkelverteilungen über den Bereich $-0.8 \leq \cos \vartheta \leq -0.25$ gemittelt wird, erhält man mit dem oben genannten Verfahren auch noch gute Ergebnisse, wenn geringe Anteile höherer Legendre Polynome zu Beschreibung der Winkelverteilungen nötig sind.

Die Berechnung der Wirkungsquerschnitte erfolgte mit der Gleichung

$$\sigma = \frac{Y_\gamma}{\epsilon_\gamma} \cdot \frac{\epsilon_n \cdot F_{Sz}}{Y_n} \cdot \frac{1}{N_T \cdot F_T} \quad (\text{IV.1})$$

Y_γ, Y_n = Zählrate im γ - bzw. Neutronenflußdetektor

$\epsilon_\gamma, \epsilon_n$ = Ansprechwahrscheinlichkeiten der beiden Detektoren

F_{Sz}, F_T = Querschnittsfläche des Szintillationskristalls bzw. Targets

N_T = Targetkerne pro Flächeneinheit

Mit der im Abschnitt III.4 eingeführten Definition von ϵ_γ , erhält man aus (IV.1) die totalen γ -Produktionsquerschnitte.

Wegen der verschieden langen Flugwege mußte der Fluß vom Ort des Detektors auf den Ort des Streuers umgerechnet werden. Zwischen den Kanälen des achtfach reduzierten Flugzeitspektrums wurde linear interpoliert.

Die Neutronenenergien wurden aus der bekannten Beziehung zwischen Energie und Flugzeit unter Berücksichtigung relativistischer Effekte (45) berechnet.

IV.3 Korrekturen

Zur Berechnung der absoluten Wirkungsquerschnitte mußte für verschiedene Effekte korrigiert werden:

- a) Die Flußdepression im Streuer und die Vielfachstreuung erfordern Korrekturen gleicher Größenordnung in entgegengesetzter Richtung, so daß sie sich teilweise kompensieren. Aus den bekannten totalen Neutronenquerschnitten (33) wurde die Absorption und daraus der mittlere Fluß im Streuring berechnet. Dieser war durchschnittlich 7-8 % niedriger als der ungeschwächte Fluß, wobei im Bereich starker Wirkungsquerschnittsschwankungen 0.8-3 MeV Unterschiede zwischen 5 und 14 % auftraten. - Die Vielfachstreckkorrektur ist eine komplizierte Funktion der Energie, der Streugeometrie und der Wirkungsquerschnitte aller offenen Kanäle und läßt sich daher nicht allgemein angeben. Sie wurde mit Hilfe ausführlicher Monte-Carlo-Rechnungen bestimmt, in denen das Experiment simuliert wurde. Die für die Rechnungen benötigten inelastischen Streuquerschnitte wurden in erster Näherung aus den gemessenen unkorrigierten γ -Produktionsquerschnitten und den Verzweigungsverhältnissen ermittelt. Inelastische Kanäle, für die wegen zu geringer Intensität keine Anregungsfunktionen gemessen werden konnten, wurden nicht berücksichtigt. Es wurde ferner vorausgesetzt, daß auch die Wirkungsquerschnitte anderer nicht elastischer Reaktionen zu vernachlässigen sind, so daß die Differenz aus den totalen und den inelastischen Wirkungsquerschnitten die elastischen Streuquerschnitte ergibt. Die elastischen Winkelverteilungen wurden verschiedenen Arbeiten (46-53) entnommen. Für die inelastische Streuung wurden isotrope Winkelverteilungen angenommen. Der Abstand der Punkte, bei denen die Vielfachstreuung berechnet wurde, variierte zwischen 30 keV bei niedrigen Energien, wo die Wirkungsquerschnitte stark fluktuieren, und 1 MeV bei hohen Energien. Die Korrekturen waren durchschnittlich am größten, wenn auch die Absorption in Streuer relativ

groß war. Die größten Schwankungen der Korrekturen traten bei niedrigen Energien auf. Im allgemeinen lagen die Korrekturen beim Eisen für alle Übergänge zwischen 10 und 15 %, bei Aluminium für $E_{\gamma} = 843$ und 1013 keV zwischen 15 und 20 %, für $E_{\gamma} = 1719$ und 2209 keV zwischen 10 und 13 % und für $E_{\gamma} = 3001$ keV um 10 %. In wenigen ungünstigen Fällen, wenn der Wirkungsquerschnitt in einem einzigen Kanal in einem kleinen Energiebereich besonders klein war, betrug die Korrekturen in diesem Kanal bis zu 35 %.

- b) Bei der Berechnung der Totzeit der gesamten Elektronik brauchte lediglich die Totzeit des ADC berücksichtigt zu werden. Diese lag je nach Größe des Analogsignals zwischen 10 und 260 μ s pro Ereignis, die des Time-Sorters dagegen nur bei 9 μ s für alle analysierten Impulse. Die Totzeitkorrektur wurde aus der bekannten Totzeitfunktion des ADC und der Form der γ -Energiespektren berechnet. Sie betrug ca. 15 % bei Messung mit Probe und ca. 5 % bei Messung ohne Probe.
- c) Die Flußmessung wurde durch zwei ebenfalls entgegengesetzt gerichtete Effekte beeinflusst, erstens die Absorption von Neutronen im Detektorgehäuse und zweitens die Einstreuung aus allen im Strahl befindlichen Teilen des Gehäuses in den Kristall. Die Summe aus beiden Effekten wurde berechnet. Es ergab sich, daß der gemessene Fluß um ca. 15 % zu reduzieren war.
- d) Außerdem mußten an den Flugzeitspektren mehrerer γ -Linien verschiedene individuelle Korrekturen für Beiträge aus anderen Reaktionen angebracht werden. Dabei handelte es sich um γ -Strahlung aus der Aktivierung der Streuer und aus Neutronenreaktionen im Germaniumkristall. Ferner wurden beim Aluminium off-line die Zählraten im 2209 keV single-escape-peak von den 1719 keV Photopeakzählraten getrennt, die bei der Datenerfassung zusammen gemessen worden waren (vgl. IV.1).

V. Ergebnisse der Messungen

V.1 γ -Produktionsquerschnitte in ^{56}Fe und ^{27}Al

Abb. 6 und 7 zeigen in logarithmischer Darstellung an je einem Beispiel den Verlauf der γ -Produktionsquerschnitte im Eisen und Aluminium zwischen 0.8 und 13.5 MeV. In der 846 keV Anregungsfunktion des Eisen findet man bei niedrigen Neutronenenergien, wo sich die Niveaus nur wenig überlappen, sehr starke Fluktuationen zwischen 0 und 1 b, die z.T. Korrelationen mit dem totalen Wirkungsquerschnitt aufweisen und daher noch einzelnen Resonanzen zugeordnet werden können. Mit wachsender Energie werden die Feinstrukturschwankungen kleiner und verschwinden schließlich ganz. Dieses Verhalten erwartet man, da sich immer mehr Kanäle öffnen, die über das 846 keV Niveau zerfallen und da die Reaktion in wachsendem Maße auch über größere Bahndrehimpulse verläuft, deren Beiträge sich inkohärent überlagern. Ähnliches gilt für die 843 keV Anregungsfunktion des Aluminium. Jedoch sind hier die Breiten der Feinstrukturschwankungen größer und die starke Überlappung der Niveaus beginnt erst bei höheren Energien.

Um die Strukturen bei niedrigen Energien besser erkennen zu können, sind der Bereich von 0.8 bis 1.5 MeV für den 846 keV Übergang im Eisen in Abb. 8 und der Bereich von 0.9 bis 3.0 MeV für den 843 keV Übergang im Aluminium in Abb. 9 noch einmal mit linearer Energieskala dargestellt. Die eingetragenen Fehlerbalken geben die statistischen Fehler an. Andere Fehlerquellen werden in Abschnitt V.2 diskutiert.

Da der 846 keV γ -Produktionsquerschnitt im Eisen von allen untersuchten der größte war, konnte er mit der besten statistischen Genauigkeit gemessen werden. Diese lag bei niedrigen Energien durchschnittlich bei 7 %, stieg dort in den Wirkungsquerschnittsmaxima auf 4 % und erreichte oberhalb 10 MeV 2 %. Die Abnahme des mittleren statistischen Fehlers mit zunehmender Energie läßt sich anhand der Form der Flugzeitspektren (Abb. 2) verstehen. In den gleichzeitig gemessenen übrigen Anregungsfunktionen des Eisen liegen die mittleren statistischen Fehler zwischen 40 und 20 % (1038 keV), 19 und 4 % (1238 keV) sowie 33 und 23 % (1808 keV). Daß dann die Fluktuationen weniger deutlich zu erkennen sind und eventuell vorhandene schwache Strukturen nicht mehr beobachtet werden können, zeigt Abb. 10 am Beispiel des 1238 keV Übergangs zwischen der Schwelle und 4 MeV.

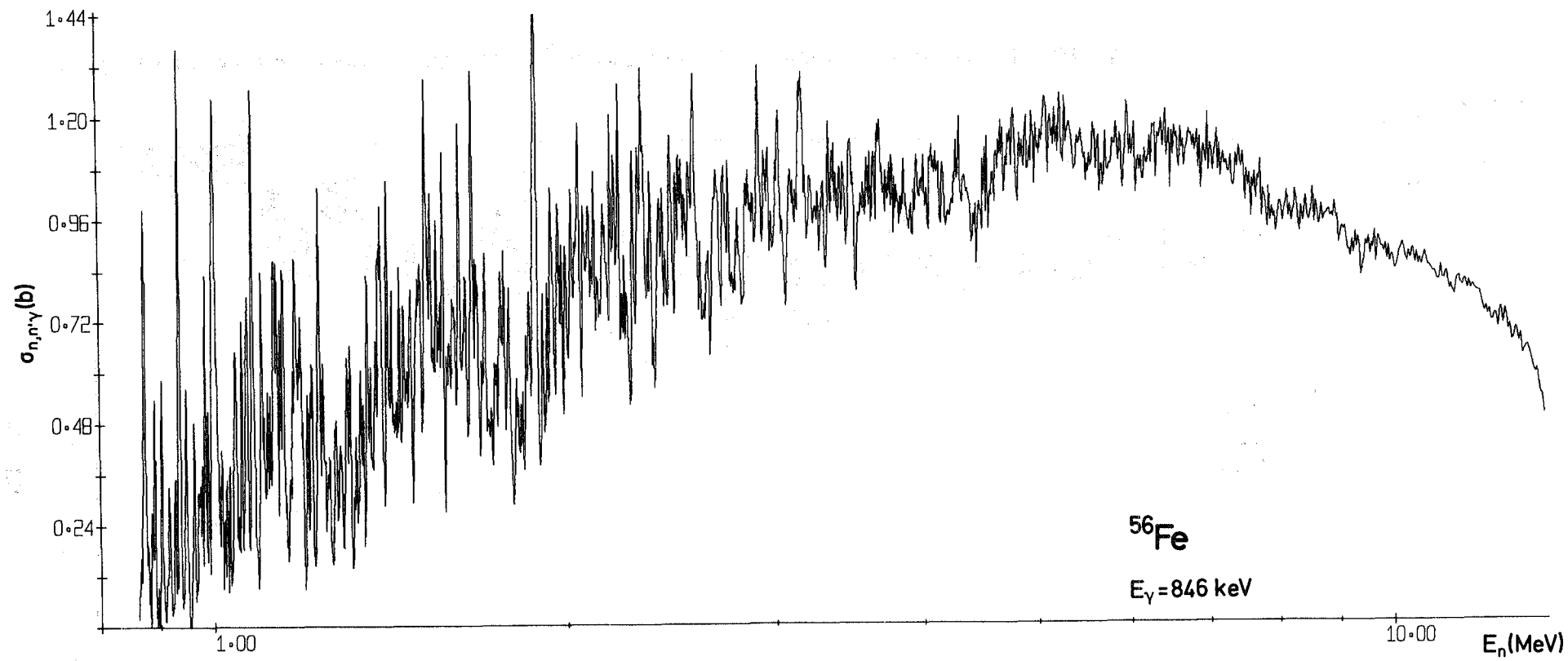


Abb. 6 γ -Produktionsquerschnitte für $E_\gamma = 846 \text{ keV}$ in Eisen zwischen 0.8 und 13 MeV

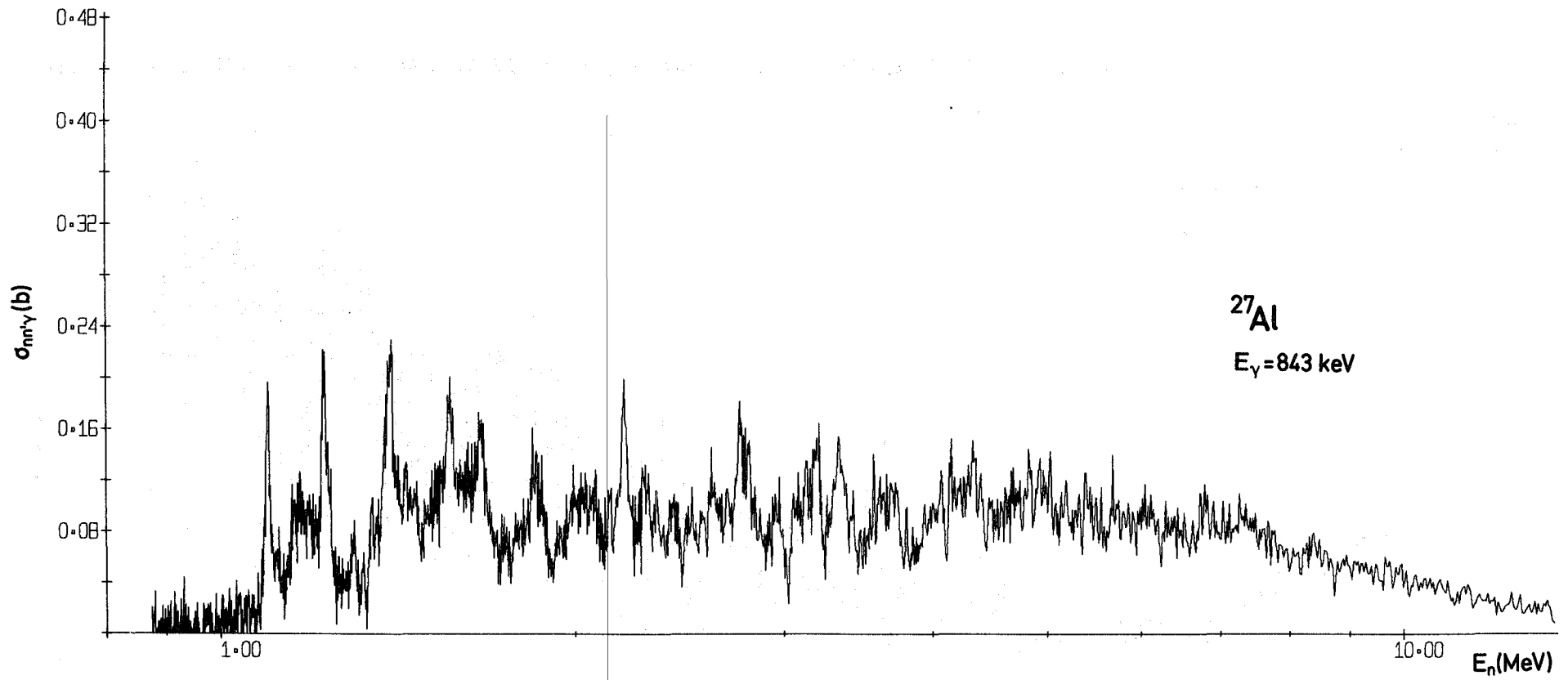


Abb. 7 γ -Produktionsquerschnitte für $E_\gamma = 843 \text{ keV}$ in Aluminium zwischen 0.8 und 13 MeV

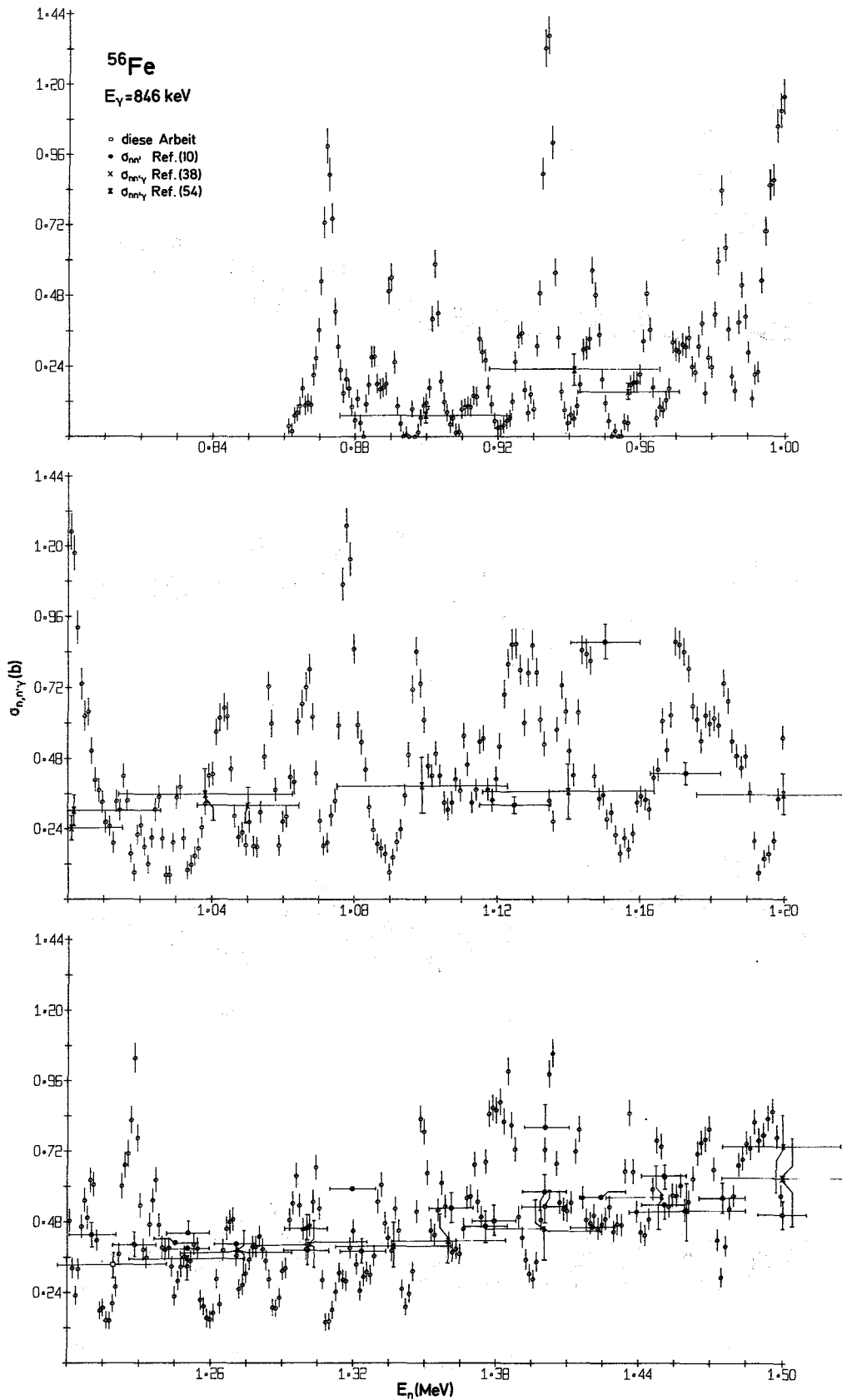


Abb. 8 γ -Produktionsquerschnitte für $E_\gamma = 846 \text{ keV}$ in Eisen zwischen 0.8 und 1.5 MeV, Vergleich mit den Ergebnissen anderer Autoren

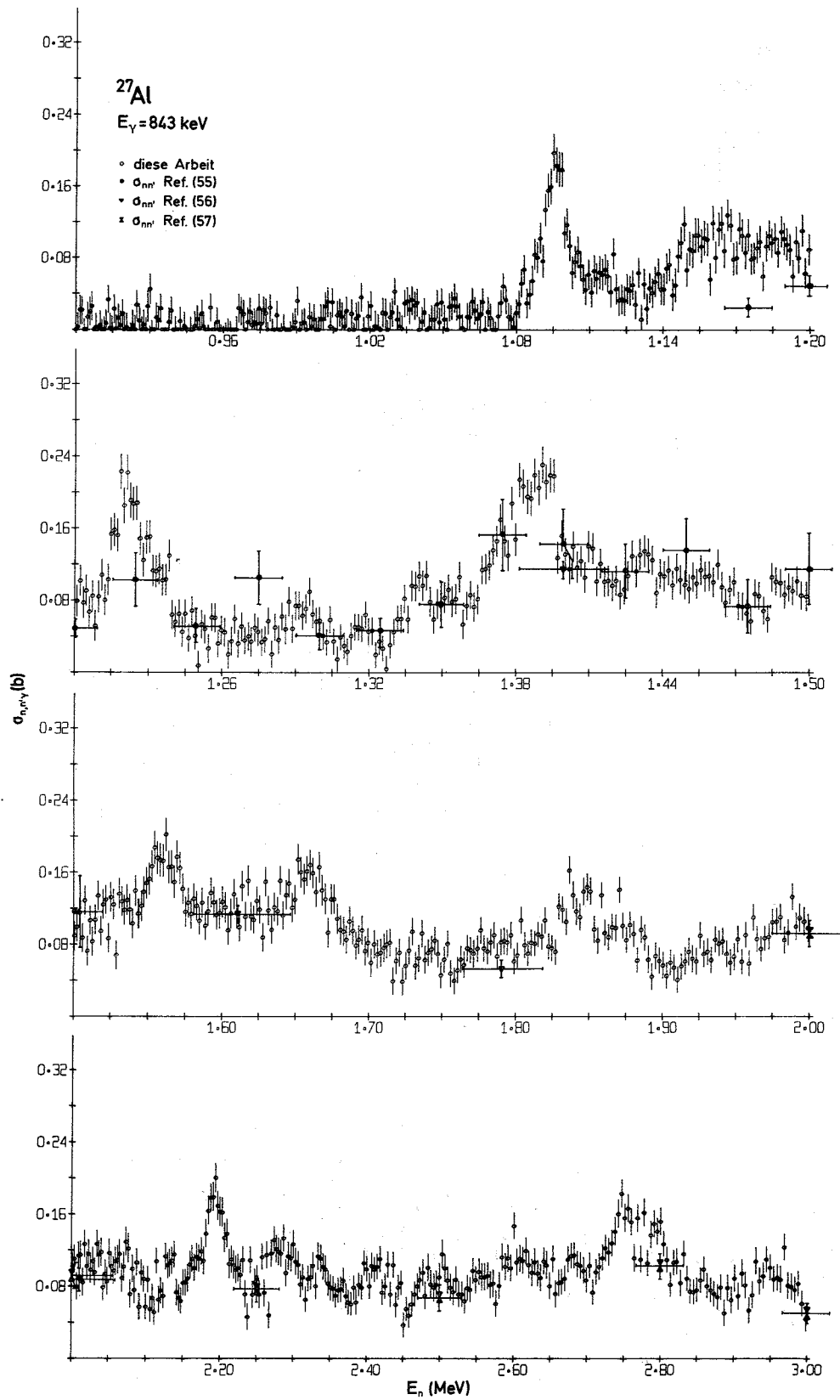


Abb. 9 γ -Produktionsquerschnitte für $E_\gamma = 843 \text{ keV}$ in Aluminium zwischen 0.9 und 3.0 MeV, Vergleich mit den Ergebnissen anderer Autoren

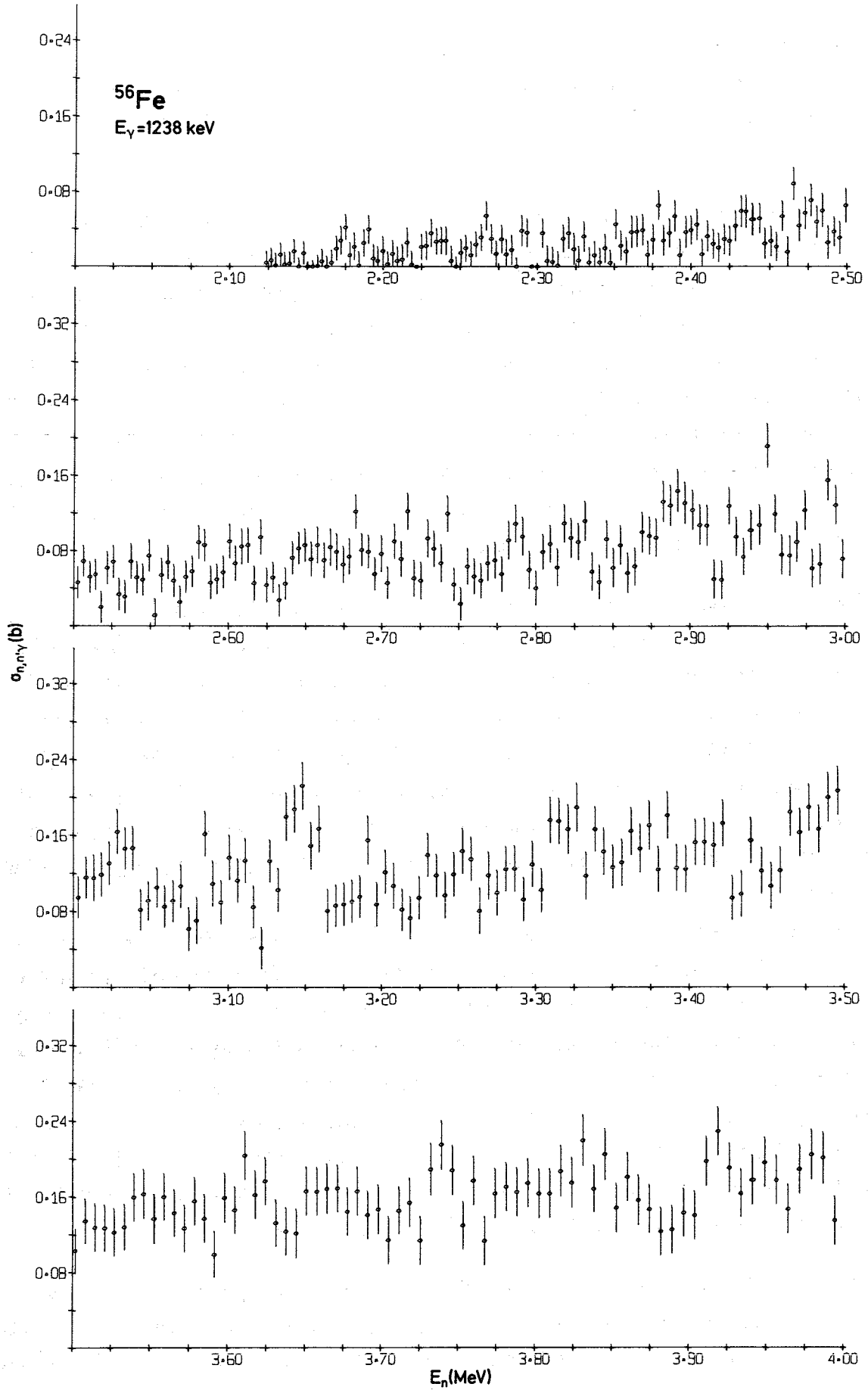


Abb. 10 γ -Produktionsquerschnitte für $E_\gamma = 1238$ keV in Eisen zwischen 2 und 4 MeV

Beim Aluminium sind die Unterschiede in den statistischen Fehlern zwischen den verschiedenen Übergängen nicht ganz so groß. Sie liegen bei 16-14 % (843 keV), 12-6 % (1013 keV), 29-20 % (1719 keV), 11-7 % (2209 keV) und 16-11 % (3001 keV).

Die hier gezeigten Anregungsfunktionen wurden mit sehr hoher Energieauflösung, wie sie für die Fluktuationsanalyse benötigt wird, gemessen. Alle älteren vergleichbaren Arbeiten wurden mit geringerer Energieauflösung durchgeführt. Zum Vergleich mit den Ergebnissen der vorliegenden Arbeit sind einige der älteren Daten (10,38,54-57) in Abb. 8 und 9 eingetragen, darunter auch inelastische Streuquerschnitte $\sigma_{nn'}$. Diese können beim Eisen bis zur Schwelle für die Anregung des zweiten Niveaus bei 2.1 MeV direkt mit den 846 keV γ -Produktionsquerschnitten verglichen werden. Beim Aluminium tragen unterhalb 3 MeV keine Kaskaden von höheren Niveaus wesentlich zum 843 keV γ -Produktionsquerschnitt bei (vgl. das Zerfallschema, Abb. 5).

Die Übereinstimmung ist für den 846 keV γ -Produktionsquerschnitt des Eisen innerhalb der Fehler im großen und ganzen recht gut (Abb. 8). Dies wird wegen der starken Fluktuationen nicht ganz so deutlich wie beim Vergleich mit den hier nicht eingetragenen gemittelten Wirkungsquerschnitten dieser Arbeit. Abweichungen findet man in dem peak bei 1 MeV gegenüber den Daten aus Ref. (38,54) sowie bei 1.15, 1.17 und 1.32 MeV gegenüber einigen Werten aus Ref. (10). Es gibt drei neuere Arbeiten über inelastische Neutronenstreuung an ^{56}Fe , die mit ähnlich guter Energieauflösung wie die vorliegenden Messungen durchgeführt wurden:

Erstens die differentiellen Streuquerschnitte $\sigma_{nn'}$ unter 90° zwischen 0.93 und 1.5 MeV von Barnard et al. (10), zweitens die vorläufigen 846 keV γ -Produktionsquerschnitte zwischen der Schwelle und 2.1 MeV von Perey et al. (59) und drittens die ebenfalls noch vorläufigen 846 keV γ -Produktionsquerschnitte zwischen der Schwelle und 16 MeV von Hoot et al. (60). Abgesehen von einer Verschiebung der Energieskala (≈ 10 keV) in Ref. (10), ist die Übereinstimmung in den größeren Strukturen zufriedenstellend. Differenzen im Absolutwert sind z.T. eine Folge der unterschiedlichen Energieauflösung und z.T. durch noch fehlende Korrekturen in den vorläufigen Daten aus Ref. (59,60) bedingt.

In Abb. 9 werden die 843 keV γ -Produktionsquerschnitte für Al dieser Arbeit mit den Ergebnissen anderer Autoren verglichen. Die Übereinstimmung ist in fast allen Punkten sehr gut. Nur bei 1.175 und 1.275 MeV besteht eine Diskrepanz zwischen

den eigenen Daten und den Werten aus Ref. (55). Die einzigen vergleichbaren hochaufgelösten γ -Produktionsquerschnitte für Aluminium im Energiebereich 0.8 bis 16 MeV veröffentlichte Hoot et al. (60) auf der Knoxville Konferenz (1971). Diese stimmen unter denselben Einschränkungen wie beim Eisen (unterschiedliche Energieauflösung, fehlende Korrekturen) mit den Wirkungsquerschnitten dieser Arbeit recht gut überein.

Ein ausführlicherer Vergleich der eigenen γ -Produktionsquerschnitte mit den Daten anderer Autoren wurde auf der Knoxville Konferenz vorgetragen (58).

V.2 Fehler

Die verschiedenen Fehler, die in die Berechnung der absoluten Wirkungsquerschnitte eingehen, können z.T. allgemein für alle Datenpunkte angegeben werden, z.T. unterscheiden sie sich jedoch für jeden Flugzeitkanal und für jede Anregungsfunktion.

Der größte Fehler entsteht bei der Berechnung der Wirkungsquerschnitte durch die Flußbestimmung, deren Genauigkeit durch die einfachen Voraussetzungen bei der Berechnung der Ansprechwahrscheinlichkeit ϵ_n , durch die Schwellenmessung und die Korrektur für die Einstreuung gegeben ist. Die Vergleichsrechnungen (s. III.5) haben gezeigt, daß die berechneten Werte ϵ_n mit zunehmender Neutronenenergie ungenauer wurden, wie wegen der vereinfachenden Annahmen auch zu erwarten war. Hierfür wurde ein Fehler zwischen 5 % bei 850 keV und 20 % bei 13 MeV angenommen. Andererseits wirkt sich die 10 %-ige Unsicherheit in der Bestimmung der Schwelle stärker bei niedrigen Energien aus - sie verursacht bei 850 keV einen Fehler von 11 % für ϵ_n - und wird bei hohen Energien vernachlässigbar. Der Fehler durch die Einstreuung wurde mit 5 % angenommen. Zusammen ergibt sich für den Fluß ein Fehler von 13 % bei 850 keV, der mit wachsender Energie zunächst abnimmt und zwischen 1 und 8 MeV noch 10 % beträgt. Anschließend steigt er wieder über 13 % bei 10 MeV auf 20 % bei 13 MeV an.

Ein ebenfalls großer Beitrag zum Fehler wird durch die Vielfachstreu Korrektur verursacht, für die eine Genauigkeit < 25 % angenommen wird. Damit ergeben sich aus den in Abschnitt IV.3 angegebenen Korrekturen folgende Fehler in den γ -Produktionsquerschnitten: im Eisen $< 3,5$ % für alle Übergänge, im Aluminium < 5 % für $E_\gamma = 843$ und 1013 keV, < 3 % für $E_\gamma = 1719$ und 2209 keV sowie $< 2,5$ % für $E_\gamma = 3001$ keV.

Die Flußdepression im Streuer wurde aus den totalen Wirkungsquerschnitten genauer als 5 % berechnet, so daß sich daraus selbst in den Fällen starker Absorption (14 %) für die γ -Produktionsquerschnitte nur ein Fehler von $0,05 \cdot 0,14/0,86 < 1 \%$ ergibt.

Andere kleine Fehlerquellen, die sich auf alle Daten in gleicher Weise auswirken, sind die Photopeakansprehwahrscheinlichkeit ϵ_γ (3 %), die Zahl der Targetkerne (1 %) und die Totzeitkorrektur (1 %).

Aus allen Fehlern zusammen resultiert eine Genauigkeit von 14 % bei 850 keV, von 12 % zwischen 1 und 8 MeV und von 20 % bei 13 MeV.

Der Fehler in der Angabe der Neutronenenergie ist durch den Fehler bei der Bestimmung des Flugweges (± 5 mm) gegeben. Das bedeutet bei einer Länge von 58 m nur 0.1 %. Dagegen ist die relative Unsicherheit von 10^{-5} , mit der die Kanalbreite der Zeitkodiereinheit bekannt ist, zu vernachlässigen.

VI. Fluktuationsanalyse der γ -Produktionsquerschnitte

VI.1 Untersuchung der Feinstrukturschwankungen und Berechnung mittlerer Breiten

VI.1.1 Durchführung der Analyse

Die Analyse wurde mit der von Pappalardo (61) vorgeschlagenen gegenüber Gleichung (II.1) abgewandelten Autokorrelationsfunktion

$$C(\varepsilon, I) = \langle (\sigma(E + \varepsilon) - \sigma_I(E + \varepsilon)) (\sigma(E) - \sigma_I(E)) \rangle$$

durchgeführt. Hierin bedeutet $\sigma_I(E)$ den über ein Intervall I um die Stelle E gemittelten Wirkungsquerschnitt. Man ersetzt also den bei Ericson im ganzen untersuchten Bereich als konstant angenommenen Mittelwert durch einen energieabhängigen Mittelwert, um breite Strukturen im Wirkungsquerschnitt zu berücksichtigen. Für die Berechnung von $\bar{\Gamma}$ muß I viele Feinstrukturschwankungen enthalten, es muß aber noch so klein sein, daß $\sigma_I(E)$ eventuell auftretende intermediäre Strukturen richtig wiedergibt. Unter dieser Voraussetzung behalten die Gleichungen (II.7) und (II.8) für die modifizierte Autokorrelationsfunktion ihre Gültigkeit.

Wegen der Energieabhängigkeit von $\bar{\Gamma}$ mußte die Analyse in einzelnen Unterintervallen des gesamten untersuchten Energiebereichs durchgeführt werden, deren Breite nach unten durch die Forderung begrenzt wird, daß sie eine große Anzahl von Feinstrukturschwankungen enthalten. Der Bereich zwischen 2 und 12 MeV wurde in 2 MeV breite Unterintervalle aufgeteilt. Das Intervall bis 4 MeV mußte allerdings bei einigen Anregungsfunktionen verkürzt werden, wenn die Schwelle für den entsprechenden inelastischen Kanal oberhalb 2 MeV lag. Außerdem konnten die niedrigsten Übergänge noch zwischen 1 und 2 MeV (846 keV im ^{56}Fe) bzw. 1.2 und 2 MeV (843 keV und 1013 keV im ^{27}Al) untersucht werden. Bei dieser Einteilung war ein direkter Vergleich mit den Ergebnissen von Kopsch (14) möglich, der u.a. in denselben Kernen und im selben Energiebereich mittlere Breiten in den totalen Neutronenquerschnitten berechnet hat.

Zur Bestimmung der geeigneten Mittelungsintervalle wurde zunächst die Varianz $C(0, I)$ aus den gemessenen Wirkungsquerschnitten als Funktion von I berechnet. Die so erhaltenen Kurven wurden noch für den statistischen Fehler $\Delta\sigma$ korrigiert, der die Varianz um den Wert $\langle \Delta\sigma^2 \rangle$ vergrößert. Abb. 11 zeigt an einigen Beispielen den Verlauf von $C(0, I)$. Dort sind die Varianzen der $(n, n'\gamma)$ -Wirkungsquerschnitte für $E_\gamma = 846$ keV im ^{56}Fe sowie 843 keV und 1013 keV im ^{27}Al wiedergegeben. Die eingetragenen Fehler sind FRD-Fehler (finite range of data), auf die in VI.1.3 eingegangen wird. Für kleine I steigen die Korrelationsfunktionen zunächst stark an, bis über die Feinstruktur gemittelt worden ist, und werden danach annähernd konstant. Beim Eisen, in dem die Breiten der Feinstruktur kleiner als beim Aluminium sind, wird das Plateau schon früher erreicht.

Zur Ermittlung von $\bar{\Gamma}$ wurde $C(\epsilon, I_f)$ mit einem Wert I_f aus dem vorderen Teil des Bereichs berechnet, in dem innerhalb der FRD-Fehler kein Anstieg der Varianz mehr zu verzeichnen war. Unter Umständen wurden dabei für verschiedene Anregungsfunktionen desselben Kerns im selben Energiebereich unterschiedliche Mittelungsintervalle I_f gewählt. In Abb. 12 sind als Beispiele die Autokorrelationsfunktionen für die in Abb. 11 gezeigten Fälle dargestellt. Für $C(0, I_f)$ wurde der für Zählratenstatistik korrigierte Wert eingetragen, während eine entsprechende Korrektur für $\epsilon \neq 0$ nicht nötig war, da die statistischen Fehler der Meßwerte unkorreliert sind. Die Kurven fallen für kleine ϵ wie eine Lorentzfunktion ab, gehen aber nicht asymptotisch gegen Null, sondern oszillieren um die ϵ -Achse. Dieses Verhalten ist bei dem hier gewählten Maßstab allerdings nur in der Autokorrelationsfunktion des Eisen zu erkennen. Die Abweichung von der Vorhersage ($C(\epsilon, I_f) \rightarrow 0$ für $\epsilon \rightarrow 0$) ist eine Folge des endlichen Mittelungsintervalls. $\bar{\Gamma}$ wurde für alle Anregungsfunktionen und in allen Analysierbereichen mit verschiedenen Mittelungsintervallen aus dem Plateau berechnet; die Breiten stimmten innerhalb der FRD-Fehler überein.

Die aus den Kurven $C(\epsilon, I_f)$ entnommenen Breiten $\bar{\Gamma}_{\text{exp}}$ waren noch für die Energieauflösung ΔE_n zu korrigieren, die zu einer Verbreiterung der Lorentzkurven führt. Es wurde angenommen, daß die Energieauflösungsfunktion durch eine Gaußverteilung beschrieben werden kann, und die Korrekturfaktoren den Kurven von Lang (62) entnommen, wobei für ΔE_n jeweils der Mittelwert im Analysierbereich eingesetzt wurde.

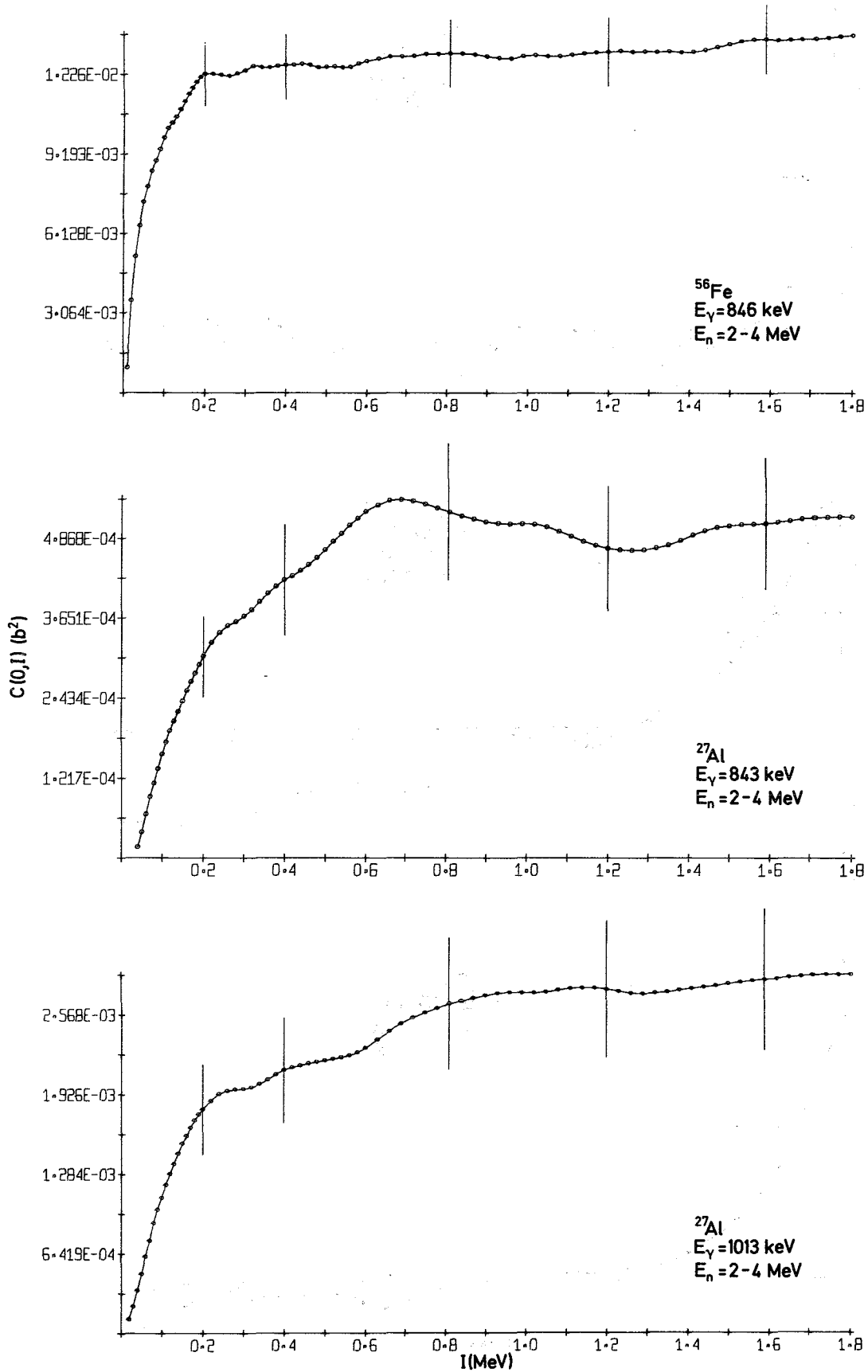


Abb. 11 Varianz für $E_\gamma = 846 \text{ keV}$ (Fe), 843 keV (Al) und 1013 keV (Al) zwischen 2 und 4 MeV

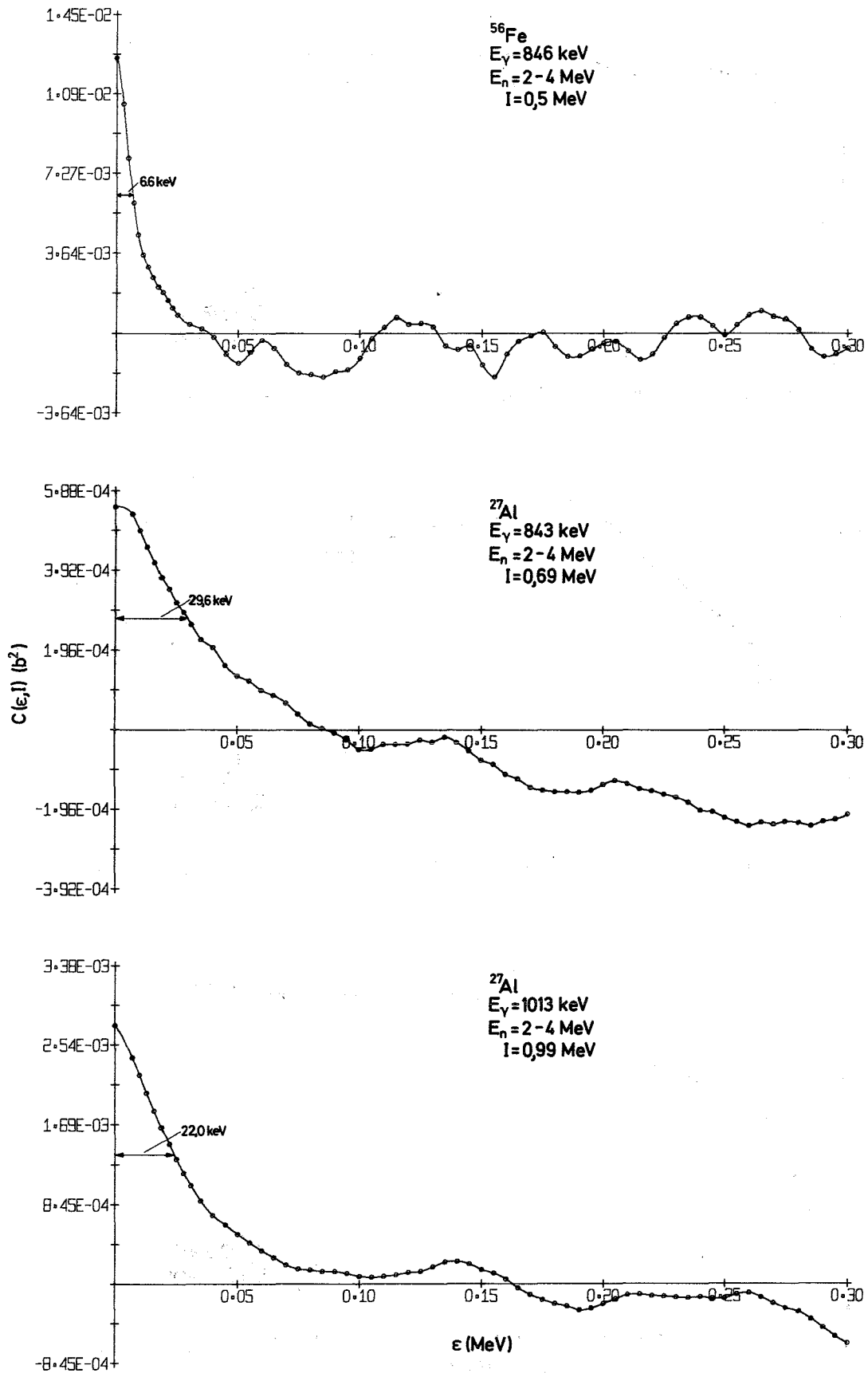


Abb. 12 Autokorrelationsfunktion für $E_\gamma = 846 \text{ keV}$ (Fe), 843 keV (Al) und 1013 keV (Al) zwischen 2 und 4 MeV

Schließlich wurde nach Kanalquerkorrelationen in der Feinstruktur gesucht, um zu prüfen, ob die Voraussetzungen der Ericson-Theorie erfüllt sind. Für die Analyse wurde die Kreuzkorrelationsfunktion $K_{c_1 c_2}(\epsilon)$ analog zu $C_{\infty}(\epsilon)$ durch Einführung lokaler Mittelwerte $\sigma_{c_1 I}(E)$ und $\sigma_{c_2 I}(E)$ modifiziert. Das Auftreten von Kreuzkorrelationen mit gleichen Breiten $\bar{\Gamma}$ wie in den Autokorrelationsfunktionen würde zeigen, daß sich die Niveaus noch nicht stark genug überlappen. Findet man dagegen keine Korrelationen, so kann die Analyse als in sich konsistent betrachtet werden, denn im Bereich geringer Überlappung sind zwar auch kleine Intervalle denkbar, in denen verschiedene Ausgangskanäle nicht korreliert sind, in großen Intervallen, die viele Resonanzen enthalten, wird man jedoch Korrelationen erwarten.

VI.1.2 Ergebnisse und Diskussion

Die experimentellen und für die Energieauflösung korrigierten Breiten sind in Tabelle 2 und 3 für alle untersuchten γ -Übergänge zusammengefaßt. Die angegebenen Fehler werden im folgenden Abschnitt diskutiert. Zum Vergleich sind die Werte von Kopsch eingetragen. In einigen Fällen betragen die Korrekturen für den statistischen Fehler der Zählraten mehr als 50 %, so daß diese Ergebnisse nur mit Vorbehalt zu betrachten sind. Sie sind daher in den Tabellen nur in Klammern aufgeführt. Bei höheren Energien wurden die Feinstrukturschwankungen schließlich von den statistischen Fehlern verdeckt (s. V.1). Deshalb konnten oberhalb 6 MeV aus den Autokorrelationsfunktionen keine mittleren Breiten mehr bestimmt werden.

Diskussion der Ergebnisse:

1. Eisen

Es können nur für den 846 keV Übergang zuverlässige Werte für die mittleren Breiten angegeben werden. In allen drei Analysierbereichen ist die Übereinstimmung zwischen den Breiten in den 846 keV γ -Produktionsquerschnitten und den Breiten in den totalen Wirkungsquerschnitten innerhalb der angegebenen Fehlergrenzen recht gut. Dies trifft im Intervall bis 4 MeV auch noch für die weniger gesicherten Werte zu. Eine Kanalabhängigkeit der Breiten kann nicht nachgewiesen werden. Der erwartete Effekt liegt bei mittelschweren Kernen in der Größenordnung von 10 % (16) und damit innerhalb der

Tabelle 2: Mittlere Breiten in ^{57}Fe

E_n (MeV)	E_γ (keV)	Γ_{exp} (keV)	$\bar{\Gamma}_{\text{korr}}$ (keV)	$\bar{\Gamma}$ (keV) ⁺	$\bar{\Gamma}_{\text{korr}}/\bar{D}$
1 - 2	846	3,2	$1,9 \pm 0,25$	$2,2 \pm 0,1$ ($E_n=0,8-2\text{MeV}$)	40
2 - 4	846	6,6	$3,2 \pm 0,4$	$3,7 \pm 0,3$ ($E_n=2-4 \text{ MeV}$)	90
2,6 - 4	1238	(7,5)	$(3,5 \pm 0,5)$		
3 - 4	1808	(6,6)	$(2,65 \pm 0,35)$		
4 - 6	846	17,1	$9,3 \pm 1,4$	$8,1 \pm 0,8$ ($E_n=4-6 \text{ MeV}$)	450
4 - 6	1238	(27,4)	$(19,3 \pm 2,9)$		

⁺) Ref. (14)

Tabelle 3: Mittlere Breiten in ^{28}Al

E_n (MeV)	E_γ (keV)	Γ_{exp} (keV)	$\bar{\Gamma}_{\text{korr}}$ (keV)	$\bar{\Gamma}$ (keV) ⁺	$\bar{\Gamma}_{\text{korr}}/\bar{D}$
1,2 - 2	843	18,1	$17,4 \pm 3,0$	$8,1 \pm 1,0$ ($E_n=0,8-2\text{MeV}$)	7
1,2 - 2	1013	11,3	$10,3 \pm 1,8$		
Mittelwert			$13,4 \pm 1,7$		
2 - 4	843	29,6	$26,9 \pm 4,0$	$14,3 \pm 1,9$ ($E_n=2-4 \text{ MeV}$)	17
2 - 4	1013	24,0	$21,1 \pm 3,2$		
2,8 - 4	2209	18,7	$14,4 \pm 2,5$		
Mittelwert			$20,8 \pm 1,9$		
4 - 6	843	(20,3)	$(12,2 \pm 1,8)$	$16,5 \pm 2,3$ ($E_n=4-6 \text{ MeV}$)	36
4 - 6	1013	21,4	$13,2 \pm 2,0$		
4 - 6	1719	(20,4)	$(12,3 \pm 1,8)$		
4 - 6	2209	30,5	$22,6 \pm 3,4$		
4 - 6	3001	(17,7)	$(9,8 \pm 1,5)$		
Mittelwert 1013/2209 Mittelwert über alle			$18,0 \pm 2,0$ $14,0 \pm 1,0$		

FRD-Fehler der aus dem Experiment ermittelten Breiten. $\bar{\Gamma}$ nimmt, wie erwartet, mit wachsender Anregungsenergie des Compoundkerns zu.

2. Aluminium

Die Breiten im Intervall 1.2-2 MeV unterscheiden sich erheblich. Nur die für das zweite Anregungsniveau stimmt mit dem Wert aus Ref. (14) überein. Zwischen 2 und 4 MeV stimmen die Breiten für $E_\gamma = 843$ keV und 1013 keV und der Mittelwert untereinander recht gut überein; sie liegen jedoch wesentlich über dem Wert für 2209 keV zwischen 2.8 und 4 MeV und dem gleich großen Vergleichswert aus den totalen Wirkungsquerschnitten.

Ähnlich ist die Situation zwischen 4 und 6 MeV. Hier wurden Breiten zwischen 9.8 und 22.6 keV gefunden, von denen sich nur die ersten drei ($E_\gamma = 843, 1013$ und 1719 keV) sowie die Mittelwerte innerhalb der Fehler mit dem Wert von 16.5 keV aus Ref. (14) vereinbaren lassen. Aber auch, wenn man die eingeklammerten Werte von der Betrachtung ausschließt, bleibt die Diskrepanz zwischen den Breiten für 1013 keV und 2209 keV.

Beim Aluminium wurden also sehr unterschiedliche Korrelationsbreiten aus den verschiedenen Anregungsfunktionen berechnet. Eine Systematik, die theoretischen Vorhersagen entspricht, kann daraus nicht abgelesen werden. Es gibt jedoch einige Trends, die man qualitativ verstehen kann. So wird z.B. von Eberhard et al. (17) für Γ_J folgende Beziehung angegeben:

$$\Gamma_J = \Gamma_0 \cdot \exp(-J \cdot (J + 1)/\text{const.})$$

Da Zwischenzustände mit verschiedenem J in denselben Endzustand des Restkerns zerfallen können, ist die mittlere Breite in der zugehörigen Anregungsfunktion ein gewichteter Mittelwert über alle beitragenden Γ_J . Man erwartet daher für Endzustände mit kleinem Spin j_2^i große Breiten $\bar{\Gamma}$ und umgekehrt. Denn Compoundkernniveaus mit kleinem J und großem Γ_J werden vorwiegend in Endzustände mit kleinem j_2^i zerfallen, da die Transmissionskoeffizienten für kleine Bahndrehimpulse l besonders groß sind. Vergleicht man die Spins der niedrigsten Anregungsniveaus im ^{27}Al (40) $j_2^i(843) = 1/2$, $j_2^i(1013) = 3/2$ und $j_2^i(2209) = 7/2$ mit den Breiten in den Intervallen 1.2-2 MeV und 2-4 MeV, so findet man diese Erwartung bestätigt. - Ferner tragen bei niedrigen Energien nur wenige

Bahndrehimpulse wesentlich zur Reaktion bei. D.h., es ist nur über eine geringe Anzahl von Γ_J zu ermitteln, so daß sich hier Unterschiede in den Γ_J auch stärker als bei höheren Energien in den experimentellen Breiten Γ_{exp} widerspiegeln, wo viele Partialwellen zu berücksichtigen sind. Hinzu kommt, daß mit wachsender Einschußenergie die niedrig liegenden Niveaus im Restkern in zunehmendem Maße durch Übergänge von höheren Niveaus gespeist werden, was zu einer weiteren Mittelung über viele Γ_J führt. Dieser Trend läßt sich in den Breiten für $E_\gamma = 843$ keV und 1013 keV verfolgen, wo das Verhältnis der Breiten von 1.7 über 1.3 auf ungefähr 1 abnimmt. - Die erwartete Zunahme der Breiten mit wachsender Energie findet man bei $E_\gamma = 2209$ keV bestätigt, jedoch nicht in den anderen Übergängen, bei denen $\bar{\Gamma}$ im obersten Analysierbereich 4-6 MeV wieder abnimmt.

Um zu prüfen, wie weit die Voraussetzung der Ericson-Theorie $\bar{\Gamma} \gg \bar{D}$ erfüllt ist, wurde $\bar{\Gamma}_{\text{korr}}/\bar{D}$ berechnet. Die dazu benötigten Niveaudichten $\rho = 1/\bar{D}$ wurden der Arbeit von Kopsch entnommen, in der ρ aus den totalen Neutronenquerschnitten ermittelt wurde. Die damit erhaltenen Werte $\bar{\Gamma}_{\text{korr}}/\bar{D}$ sind ebenfalls in Tab. 2 und 3 eingetragen. Wenn man berücksichtigt, daß für ρ ein Fehler von 40 % (hauptsächlich FRD-Fehler) angegeben wird und daß die berechneten Niveaudichten sehr empfindlich von verschiedenen Parametern abhängen, so können die Verhältnisse $\bar{\Gamma}_{\text{korr}}/\bar{D}$ allerdings nur größenordnungsmäßig als richtig angesehen werden.

Zumindest bei niedrigen Neutronenenergien sind im Aluminium $\bar{\Gamma}_{\text{korr}}$ und \bar{D} von gleicher Größenordnung. Es gibt jedoch Modellrechnungen, die gezeigt haben, daß die Voraussetzung $\bar{\Gamma} \gg \bar{D}$ nicht streng erfüllt sein muß. Dallimore und Hall (63) haben mit Monte-Carlo-Rechnungen synthetische Anregungsfunktionen unter Annahme statistisch verteilter Phasen der Streuamplituden erzeugt und diese mit der Ericson-Theorie verglichen. Sie fanden noch mindestens bis $\bar{\Gamma}/\bar{D} = 2$ gute Übereinstimmung zwischen Theorie und "Experiment".

Zusätzlich wurden zur Prüfung der Voraussetzung $\bar{\Gamma} \gg \bar{D}$ Kreuzkorrelationsrechnungen durchgeführt. Dabei wurden zwar Korrelationen zwischen dem 1013 keV und 1719 keV γ -Produktionsquerschnitt nachgewiesen, die aber zu erwarten waren, da der 1719 keV Übergang vom 2732 keV zum 1013 keV Niveau führt. Dagegen wurden trotz der relativ kleinen Werte $\bar{\Gamma}_{\text{korr}}/\bar{D}$ selbst bei niedrigen Einschußenergien im leichteren Kern Aluminium keine weiteren signifikanten Korrelationen gefunden, wie Abb. 13 für $E_\gamma = 843$ keV und 1013 keV zwischen 2 und 4 MeV zeigt.

Die Oszillationen werden wieder auf die FRD-Fehler zurückgeführt.

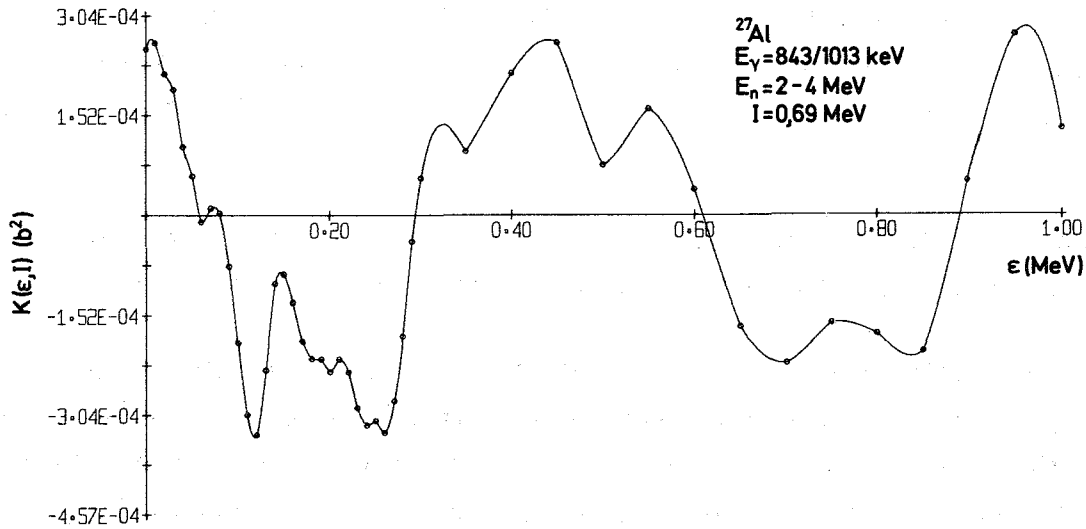


Abb. 13 Kreuzkorrelationsfunktion für $E_{\gamma} = 843$ und 1013 keV (Al) zwischen 2 und 4 MeV

VI.1.3 Fehlerbetrachtung

In die Bestimmung von $\bar{\Gamma}$ gehen verschiedene Fehler ein. Die beiden größten sind die FRD-Fehler und die mit der Energieauflösung verbundenen Korrekturen.

Über die Auswirkungen des endlichen Mittelungsintervalls auf die Ergebnisse der Korrelationsrechnungen sind verschiedene Arbeiten veröffentlicht worden (25,64,65). Unter Berücksichtigung von Korrelationen zwischen Punkten in den Anregungsfunktionen, deren Abstand $\leq \bar{\Gamma}$ ist, werden folgende Standardabweichungen angegeben:

$$\Delta C_{\alpha\alpha'} (\epsilon = 0) = \pm C_{\alpha\alpha'} (\epsilon = 0) \cdot \sqrt{\frac{\pi(N+1)}{nN}}$$

$$\Delta \bar{\Gamma} = \pm \bar{\Gamma} \cdot \sqrt{\frac{3(N+1)}{4nN}}$$

Hierbei ist $n = I/\bar{\Gamma}$ und N die effektive Anzahl zur Reaktion beitragender Kanäle. Der relative Fehler von $\bar{\Gamma}$ ist nur etwa halb so groß wie der von C_{Ox} ($\epsilon = 0$), weil benachbarte Punkte stark korreliert sind und die Form der Autokorrelationskurve dadurch relativ stabil wird. Bei den hier untersuchten Anregungsfunktionen lag $\Delta\bar{\Gamma}/\bar{\Gamma}$ zwischen 5 und 10 % (Fe) bzw. 10 und 13 % (Al).

Der Fehler, der sich aus der Energieauflösung und dem Korrekturverfahren nach Lang für die mittlere Breite ergibt, wurde auf ≤ 10 % geschätzt.

Eine weitere Fehlerquelle ist die Korrektur der Varianz für die Zählratenstatistik, da $C(\epsilon = 0)$ Ausgangspunkt für die Bestimmung der Halbwertsbreite ist. Sie fällt jedoch nur ins Gewicht, wenn die Größe der Feinstrukturschwankungen mit den statistischen Fehlern vergleichbar ist. Bei maximal 10 % Fehler für $C(\epsilon = 0)$ bedeutet das aus den oben erwähnten Gründen für $\bar{\Gamma}$ maximal 5 % Ungenauigkeit.

Der Ablesefehler der experimentellen Werte $\bar{\Gamma}_{\text{exp}}$ war im allgemeinen zu vernachlässigen. Er betrug bei sehr kleinen Breiten (3 keV im Fe zwischen $E_n = 1$ und 2 MeV) nur 2 %.

Der aus allen vier Beiträgen resultierende Gesamtfehler lag beim Eisen zwischen 13 und 15 % und beim Aluminium zwischen 15 und 17 %.

VI.2 Untersuchung der intermediären Strukturen

VI.2.1 Durchführung der Analyse

Bei der Analyse wurde zunächst mit zwei Methoden nach intermediären Strukturen gesucht.

Einerseits wurden die hochaufgelösten γ -Produktionsquerschnitte über wachsende Energieintervalle I numerisch gemittelt. Intermediäre Strukturen müssen dabei im wesentlichen unabhängig von I mit unveränderter Breite auftreten, solange diese noch größer als I ist.

Andererseits wurden umfangreiche Korrelationsrechnungen in denselben Unterintervallen wie bei der Untersuchung der Feinstruktur durchgeführt. Hinweise

auf das Vorhandensein intermediärer Strukturen liefert zunächst der Verlauf der Varianz $C(0,I)$ (61). Im vorigen Abschnitt wurde an einigen Beispielen gezeigt, daß $C(0,I)$ sich asymptotisch einem konstanten Wert nähert, wenn über die Ericson-Fluktuationen gemittelt worden ist. Dies gilt jedoch nur, falls keine breiteren Strukturen dem Wirkungsquerschnitt überlagert sind. Andernfalls erwartet man ein erneutes Ansteigen der Varianz (Abb. 14a), bis auch über die breiteren Strukturen gemittelt worden ist und ein zweites Plateau erreicht wird.

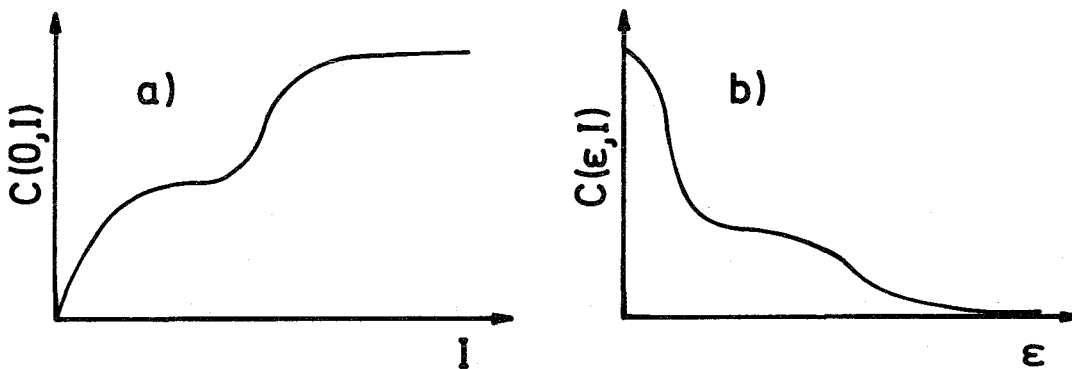


Abb. 14 Verlauf der Varianz (a) und der Autokorrelationsfunktion (b) bei Vorhandensein intermediärer Strukturen

Berechnet man dann die Autokorrelationsfunktion $C(\epsilon, I_f)$ mit I_f aus dem ersten konstanten Bereich, so erhält man eine Lorentzkurve mit der Breite $\bar{\Gamma}$ (s. IV.1). Wählt man dagegen I_f aus dem zweiten Plateau, dann erhält man die Überlagerung zweier Lorentzkurven mit unterschiedlichen Breiten (Abb. 14b), von denen die größere durch die intermediären Strukturen verursacht wird.

Voraussetzung für den geschilderten Verlauf der Autokorrelationskurven ist jedoch, daß im Wirkungsquerschnitt Strukturen mit zwei deutlich unterschiedlichen Breiten vorhanden sind. Ist dagegen der Übergang von der Feinstruktur zu den intermediären Strukturen fließend, geht die Varianz kontinuierlich gegen den konstanten Grenzwert und die Halbwertsbreite von $C(\epsilon, I_f)$ nimmt mit wachsendem I_f zu.

Schließlich wurde nach Kanalquerkorrelationen in den breiten Strukturen gesucht, und zwar sowohl durch Vergleiche der gemittelten γ -Produktionsquerschnitte untereinander und mit den gemittelten totalen Neutronenquerschnitten σ_t (33) als auch durch Kreuzkorrelationsrechnungen. Diese zusätzliche Untersuchung ist notwendig, um intermediäre Strukturen als doorway-Resonanzen interpretieren zu können, denn daß die Breite allein kein ausreichendes Kriterium für eine derartige Zuordnung ist, haben Singh et al. (66) gezeigt. In Modellrechnungen konnten sie nachweisen, daß Strukturen mit intermediären Breiten relativ häufig durch statistische Schwankungen der Niveauabstände und -breiten verursacht werden. Ähnliche Resultate haben kürzlich Moldauer und Smith (67) veröffentlicht.

Singh et al. geben an, daß man bei einer mittleren Niveaubreite $\bar{\Gamma} = 10$ keV bzw. 20 keV - dies sind typische Werte für Eisen und Aluminium - in einem einzigen Ausgangskanal und in einem Intervall von $I = 250$ keV mit ca. 5 % bzw. 20 % Wahrscheinlichkeit eine 100 keV breite Struktur findet, deren Wirkungsquerschnitt im Maximum $\sigma_{\max} = 1.4 \cdot \langle \sigma \rangle$ beträgt. Diese Angabe gilt für den Fall, daß der langsam mit der Energie veränderliche Anteil aus direkten Reaktionen bereits vom Wirkungsquerschnitt absepariert worden ist. Optische Modellrechnungen haben ergeben, daß dieser Anteil bei den hier untersuchten Kernen im Neutronenenergiebereich von einigen MeV im totalen Wirkungsquerschnitt ca. 50 % des gemittelten Wirkungsquerschnitts $\langle \sigma_t \rangle$ ausmacht (68). Für die $(n, n'\gamma)$ -Wirkungsquerschnitte liegen keine entsprechenden Ergebnisse vor. Es gibt einige Angaben für andere Reaktionen (u.a. (p, p') -Reaktionen), die zeigen, daß man auch in partiellen Wirkungsquerschnitten ungefähr mit einem 50 %-igen Anteil direkter Reaktionen rechnen kann (69). Diese Annahme ist konsistent mit dem experimentellen Befund, daß die Wirkungsquerschnitte in den Minima der hier analysierten Anregungsfunktionen oberhalb 2 MeV bzw. einige 100 keV oberhalb der Schwelle größer als $0.5 \cdot \langle \sigma_{n, n'\gamma} \rangle$ sind. Unter der Voraussetzung, daß 50 % des gesamten Wirkungsquerschnitts direkten Reaktionen zugeschrieben werden können, gelten die oben angeführten Wahrscheinlichkeiten auch noch für $\sigma_{\max} = 1.2 \cdot \langle \sigma \rangle$. Da die Wahrscheinlichkeit, stark ausgeprägte zufällige intermediäre Strukturen gleichzeitig in mehreren Ausgangskanälen zu finden, durch das Produkt der Einzelwahrscheinlichkeiten gegeben ist, erkennt man, daß diese Wahrscheinlichkeit nur einige Prozent oder weniger beträgt. Für die genannten Beispiele und für Korrelationen zwischen zwei Ausgangskanälen sind diese Wahrscheinlichkeiten ca. 0,25 % bzw. 4 %. Eine Halbierung von $\bar{\Gamma}$ verkleinert also

in diesem Fall die Wahrscheinlichkeit auf den sechzehnten Teil. Diese Beispiele zeigen, daß Korrelationen zwischen intermediären Strukturen ein signifikantes Kriterium für eine Interpretation intermediärer Strukturen als doorway-Zustände sind.

VI.2.2 Ergebnisse und Diskussion

Bevor auf Einzelheiten eingegangen wird, seien einige allgemeine Bemerkungen vorangestellt.

In allen gemittelten Wirkungsquerschnitten wurden mehr oder weniger stark ausgeprägte Maxima mit Breiten zwischen 100 und 200 keV gefunden. Diese wiesen jedoch nur in wenigen Fällen Korrelationen zwischen verschiedenen Anregungsfunktionen auf.

Die Korrelationsrechnungen erwiesen sich als relativ unempfindlich. Typische Kurven wie in Abb. 14 konnten nicht berechnet werden. Strukturen, die in den gemittelten Wirkungsquerschnitten deutlich zu erkennen waren, wurden in den Rechnungen nicht wiedergefunden, wie weiter unten an einigen Beispielen gezeigt wird. Die Gründe hierfür sind sowohl in den FRD-Fehlern als auch in der Zählratenstatistik zu suchen.

Einen Überblick über korrelierte intermediäre Strukturen in den gemittelten und totalen Wirkungsquerschnitten von Eisen gibt Tab. 4. Deutlich ausgeprägte Maxima sind durch "xx", weniger deutlich ausgeprägte durch "x" gekennzeichnet.

Tabelle 4: Korrelationen im Eisen

E_n (MeV)	σ_t	$\sigma_{n,n'\gamma}$			
		846	1038	1238	1808
2.5	xx	xx			
4.1	xx	xx			
4.3	xx	xx	x		
4.35	x		x	x	x
4.55	x			xx	x

In den gemittelten Anregungsfunktionen $\sigma(846)$ des 846 keV Übergangs findet man bei 2.5 MeV ein breites Maximum, dessen Lage und Breite ($\Gamma_1 \approx 140$ keV) nur wenig vom Mittelungsintervall I abhängt (Abb. 15). Ungefähr an derselben Stelle liegt auch im totalen Wirkungsquerschnitt σ_t ein Maximum gleicher Breite, während der Wirkungsquerschnitt für den zweiten offenen Kanal ($E_\gamma = 1238$ keV) dort monoton ansteigt. Da alle partiellen Wirkungsquerschnitte im totalen enthalten sind, muß zwar mit Korrelationen zwischen σ_t und $\sigma(846)$ gerechnet werden. Die Struktur bei 2.5 MeV in σ_t mit einer Amplitude von ca. 500 mb kann jedoch nicht allein dem 846 keV γ -Produktionsquerschnitt zugeschrieben werden, in dem die Amplitude nur ca. 200 mb beträgt. Vielmehr müssen noch weitere Reaktionskanäle dazu beitragen. Das Signifikanzkriterium der oben angeführten Beispiele kann in diesem Fall nicht direkt herangezogen werden, da einerseits in beiden Anregungsfunktionen das Verhältnis $\sigma_{\max}/\langle\sigma\rangle \approx 1.15$ statt 1.2 beträgt und andererseits $\Gamma_1/\bar{\Gamma} \approx 140/3 \approx 45$ ist (statt 10 bzw. 5). Die beiden Unterschiede beeinflussen die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten zufälliger Korrelationen jedoch in entgegengesetzter Richtung. Es wird angenommen, daß sich beide Effekte kompensieren, so daß man bei 2.5 MeV mit großer Wahrscheinlichkeit auf einen doorway-Zustand schließen kann.

Andere breite korrelierte Strukturen lassen sich im totalen und 846 keV γ -Produktionsquerschnitt bei 4.1 und 4.3 MeV nachweisen (Abb. 16). Weniger stark ausgeprägt findet man bei 4.3 MeV auch in den drei anderen Anregungsfunktionen Maxima, allerdings um etwa 50 keV verschoben. Ein weiteres Maximum erkennt man bei 4.55 MeV deutlich in $\sigma(1238)$ und weniger deutlich in $\sigma(1808)$ und σ_t , nicht dagegen in $\sigma(846)$, obgleich sowohl der 1238 keV als auch der 1808 keV Übergang zum 846 keV Niveau führen. Man sieht an diesem Beispiel, wie durch die Überlagerung von Beiträgen verschiedener Ausgangskanäle die Fluktuationen u.U. so stark gedämpft werden, daß zu erwartende Korrelationen nicht mehr beobachtet werden können. Abgesehen von $E_\gamma = 1038$ keV, findet man in allen Anregungsfunktionen und bei allen drei Energien wiederum $\sigma_{\max}/\langle\sigma\rangle < 1.2$. Die Strukturen bei 4.3 MeV und bei 4.55 MeV treten jedoch in mindestens drei Anregungsfunktionen auf, wodurch sich die Wahrscheinlichkeit für zufällige Korrelationen erheblich verringert, so daß man bei beiden Energien mit mindestens 90 % Wahrscheinlichkeit einen doorway-Zustand zuordnen kann. Obwohl eindeutige Korrelationen vorhanden sind, konnten diese Ergebnisse nicht durch die Korrelationsrechnungen bestätigt werden. Zwischen 4 und 6 MeV ergaben weder der Verlauf der Varianz noch die Autokorrelationskurve Hinweise auf intermedi-

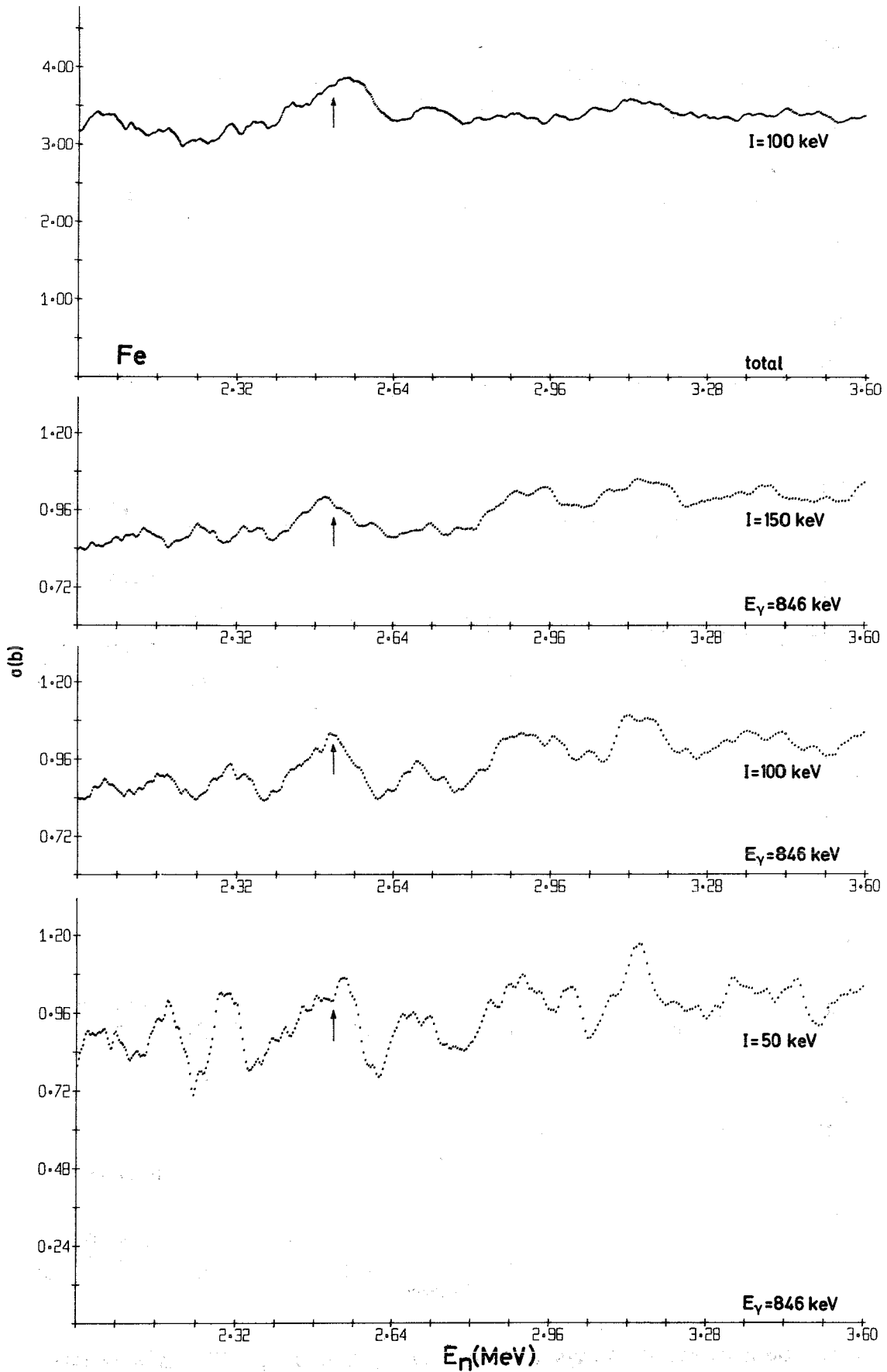


Abb. 15 Gemittelte Wirkungsquerschnitte σ_t und $\sigma_{nn'\gamma}$ für $E_\gamma = 846$ keV in Eisen zwischen 2.0 und 3.6 MeV

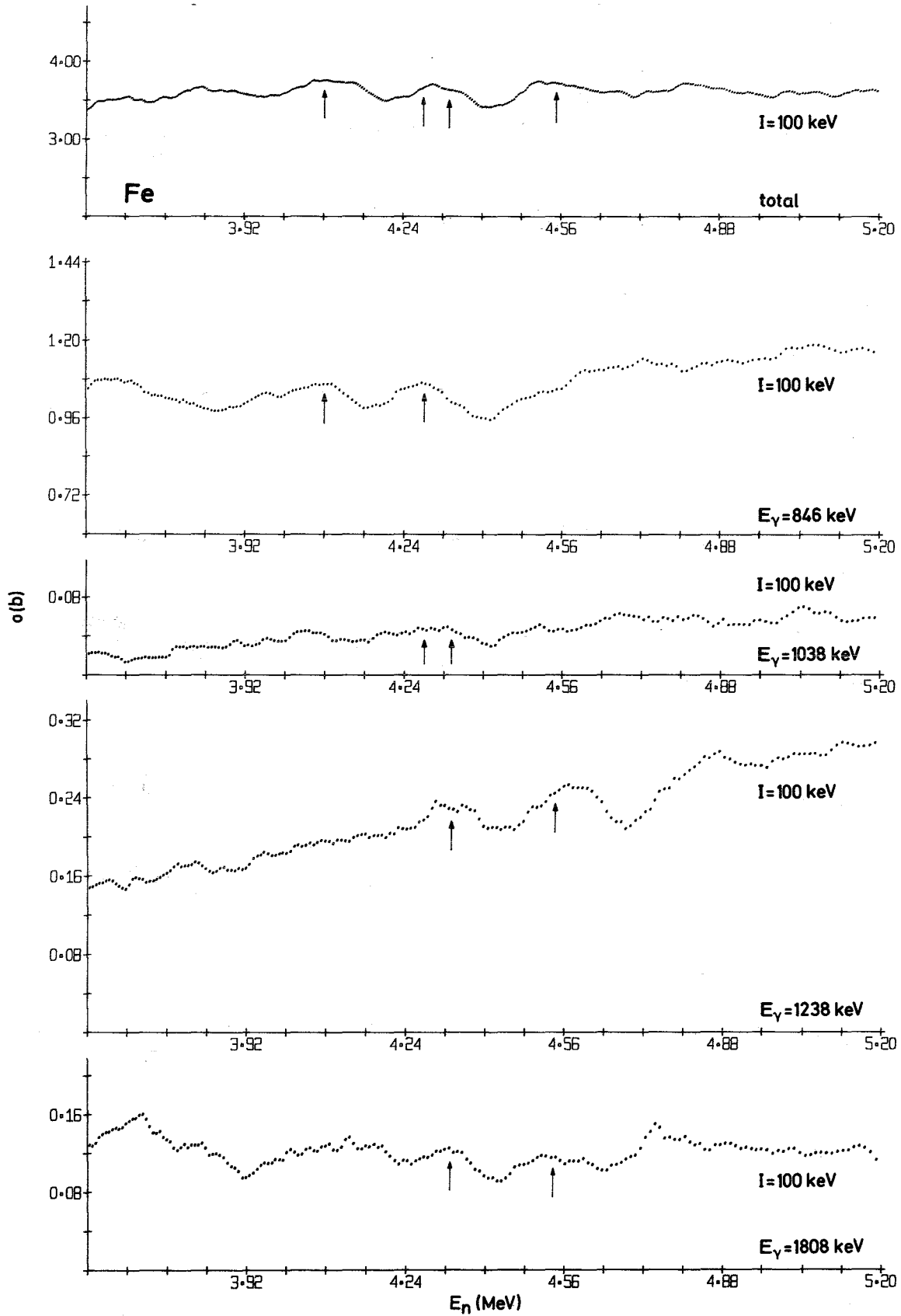


Abb. 16 Gemittelte Wirkungsquerschnitte σ_t und $\sigma_{nn'\gamma}$ für alle untersuchten γ -Übergänge in Eisen zwischen 3.6 und 5.2 MeV

äre Strukturen, und genausowenig konnten Kreuzkorrelationen nachgewiesen werden, wie Abb. 17 für $E_\gamma = 846$ keV und 1238 keV zeigt.

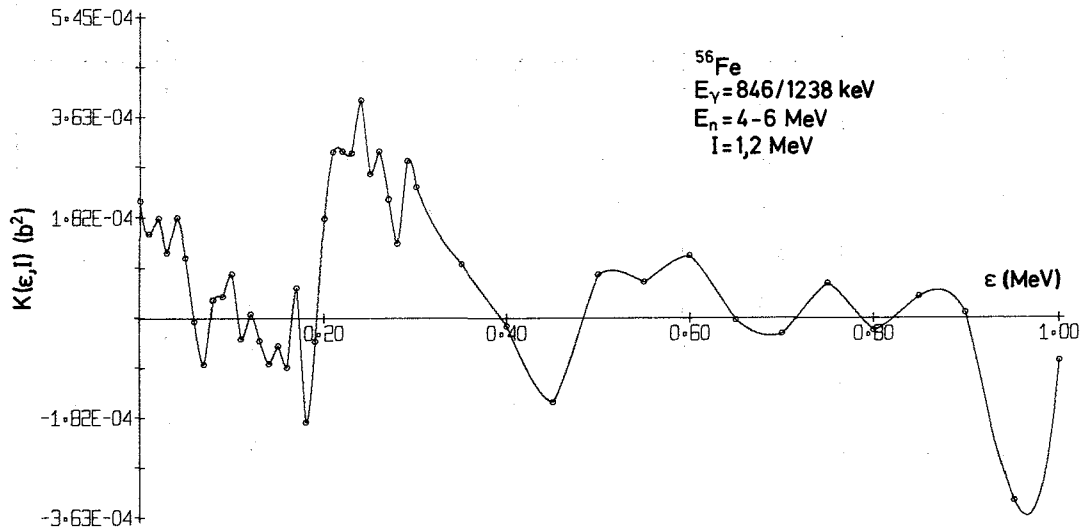


Abb. 17 Kreuzkorrelationsfunktion für $E_\gamma = 846$ und 1238 keV (Fe) zwischen 4 und 6 MeV

Bisher sind beim Eisen zwei intermediäre Resonanzen im totalen Wirkungsquerschnitt und im elastischen Streuquerschnitt bei ca. 400 und 800 keV als doorway-Zustände interpretiert worden (21,22). Weitere Hinweise fanden Baglan et al. (23) in der Reaktion $^{57}\text{Fe}(\gamma, n)$ 50 und 250 keV über der Schwelle für Neutronenemission. All diese Energien liegen jedoch unterhalb der Schwelle für inelastische Streuung und konnten daher in dieser Arbeit nicht untersucht werden. Bei höheren Energien lagen keine mit den eigenen Ergebnissen vergleichbaren Werte vor.

In Tabelle 5 ist für Aluminium zusammengestellt, bei welchen Energien und zwischen welchen Anregungsfunktionen Korrelationen gefunden wurden.

Abb. 18 zeigt die über 100 keV gemittelten totalen und $(n, n'\gamma)$ -Wirkungsquerschnitte für $E_\gamma = 843$ und 1013 keV zwischen 0.8 und 2 MeV. In allen drei Anregungsfunktionen befindet sich bei 1.2 MeV ein ca. 150 keV breites Maximum.

Tabelle 5: Korrelationen in Aluminium

E_n (MeV)	σ_t	$\sigma_{n,n'\gamma}$				
		843	1013	1719	2209	3001
1.2	xx	xx	xx			
2.75	xx	xx	x			
3.15		xx	xx	x		
3.3		xx			xx	xx
3.65		xx			xx	
4.1			xx		xx	
4.5	x					xx
4.65	x				x	xx
4.75	x		xx			
4.85					x	xx
5.1			xx	x		
5.15		x			xx	
5.35	xx	x	x		xx	x
5.9	xx		xx		xx	
6.65					x	x
7.6	x				xx	
7.8					x	x

Die Amplitude von ca. 1 bin σ_t kann wiederum nicht allein durch die $(n,n'\gamma)$ -Wirkungsquerschnitte erklärt werden, so daß an dieser Stelle in mindestens drei Ausgangskanälen intermediäre Strukturen auftreten. Das Verhältnis $\sigma_{\max}/\langle\sigma\rangle$ beträgt ca. 1.2 im totalen Wirkungsquerschnitt und ist größer als 2 in den γ -Produktionsquerschnitten. Also ist das Signifikanzkriterium hier sicherlich anwendbar. Es liefert eine obere Schranke für die Wahrscheinlichkeit zufällig korrelierter intermediärer Strukturen von $< 1\%$.

Monahan (19) hatte schon darauf hingewiesen, daß die breiten Strukturen im totalen Wirkungsquerschnitt bei 1.2 MeV und bei 0.8 MeV, deren Ausläufer man am linken Rand noch erkennt, möglicherweise durch doorway-Zustände erklärt werden können.

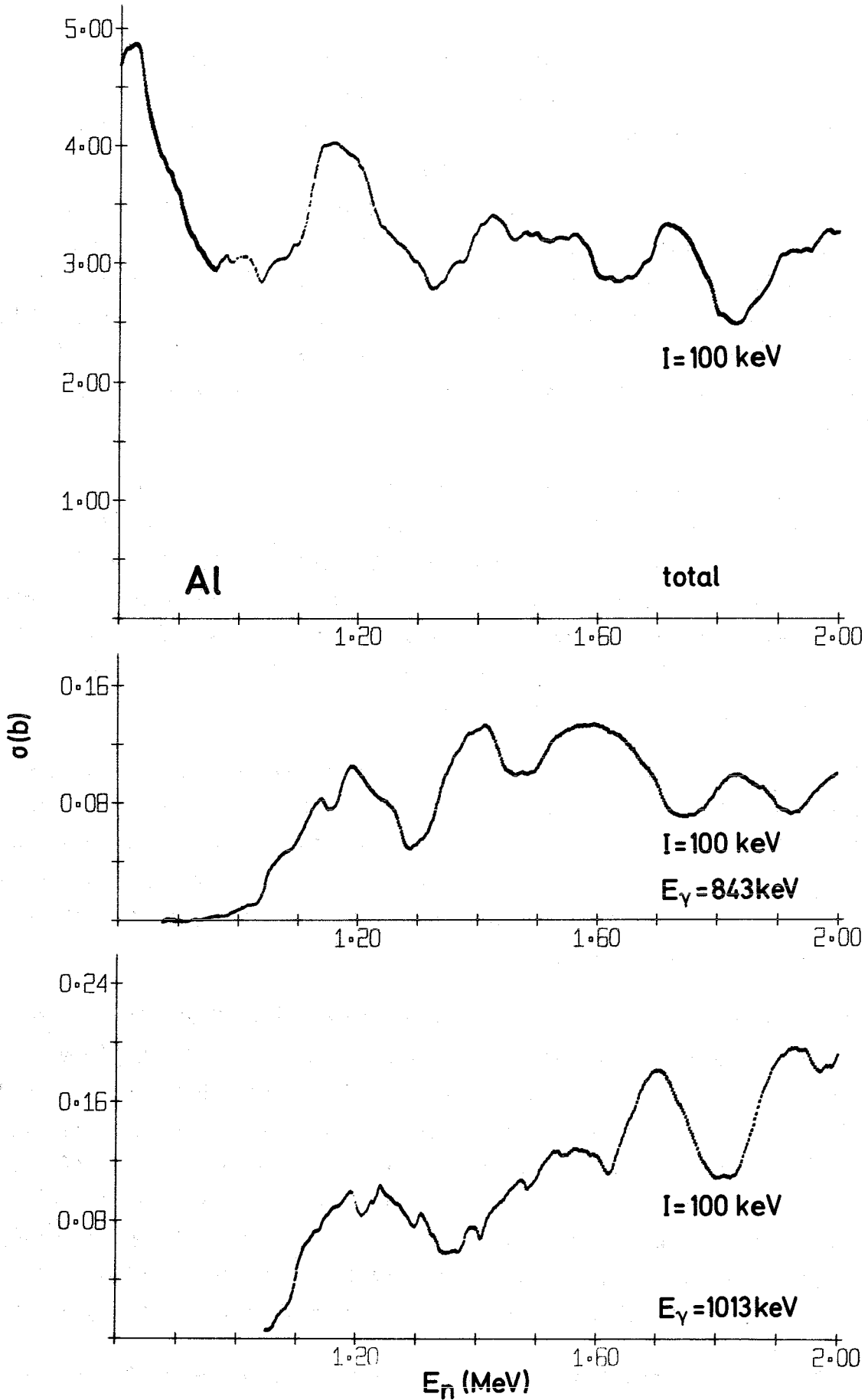


Abb. 18 Gemittelte Wirkungsquerschnitte σ_t und $\sigma_{nn'\gamma}$ für $E_\gamma = 843$ und 1013 keV (Al) zwischen 0.8 und 2.0 MeV

In Abb. 19 sind alle untersuchten Wirkungsquerschnitte im Bereich 4 bis 6 MeV, dem Intervall mit den meisten Korrelationen, für $I = 100$ keV dargestellt. Ein Teil der korrelierten Strukturen konnte von der weiteren Betrachtung ausgeschlossen werden, da deren Breite bei $I = 50$ keV kleiner als 100 keV ist und sich damit nicht genügend von der mittleren Breite der Feinstrukturschwankungen $\Gamma_{\text{exp}} \approx 20-30$ keV unterscheidet. Bei einigen der übrig bleibenden Energien findet man die Strukturen nur in den partiellen, nicht jedoch in den totalen Wirkungsquerschnitten. Das liegt wiederum daran, daß intermediäre Strukturen in σ_t durch die Überlagerung aller partiellen Wirkungsquerschnitte stark gedämpft werden und sich nicht genügend vom Untergrund abheben.

Berücksichtigt man das Verhalten der intermediären Strukturen bei einer Änderung des Mittelungsintervalls, das Verhältnis $\sigma_{\text{max}} / \langle \sigma \rangle$ und die Anzahl der Anregungsfunktionen, in denen bei derselben Energie breite Strukturen auftreten, so können im Aluminium bei folgenden Energien mit mehr als 90 % Wahrscheinlichkeit doorway-Zustände zugeordnet werden: 1.2, 3.15, 3.65, 5.1, 5.35 und 5.9 MeV. Mit geringerer Wahrscheinlichkeit liegen auch noch bei 4.1, 4.85, 6.65, 7.6 und 7.8 doorway-Zustände.

Obwohl aus Abb. 19 hervorgeht, daß z.T. sehr große intermediäre Strukturen vorhanden sind ($E_\gamma = 1013, 2209$ und 3001 keV), findet man in den Varianzen keinen stufenförmigen Verlauf, allenfalls eine schwache nicht signifikante Andeutung der zweiten Stufe wie z.B. in Abb. 20 für 2209 keV bei $I = 0.9$ MeV. Ebenso weisen die Autokorrelationsfunktionen nicht den erwarteten Verlauf auf, wie Abb. 21 ebenfalls für 2209 keV zeigt.

Bei noch höheren Energien werden die intermediären Strukturen erwartungsgemäß flacher. Da aber gleichzeitig die statistischen Fehler der Wirkungsquerschnitte abnehmen, wird es möglich, diese Strukturen in einigen Anregungsfunktionen mit Hilfe von Autokorrelationsrechnungen nachzuweisen. Zwischen 8 und 10 MeV wo schon Kopsch (14) starke Hinweise auf 200 keV breite Strukturen fand, ist dies für $E_\gamma = 1013$ und 2209 keV der Fall (Abb. 22). Allerdings sind die Form der Kurven und die Breiten (ca. 100 und 200 keV) sehr unterschiedlich. Doorway-Zustände konnten in diesem Energiebereich nicht mehr nachgewiesen werden, da hier keine Korrelationen zwischen intermediären Strukturen vorlagen.

Obwohl in allen Anregungsfunktionen und in allen Energiebereichen intermediäre Strukturen vorhanden sind, konnten diese nur in wenigen Fällen bei niedrigen

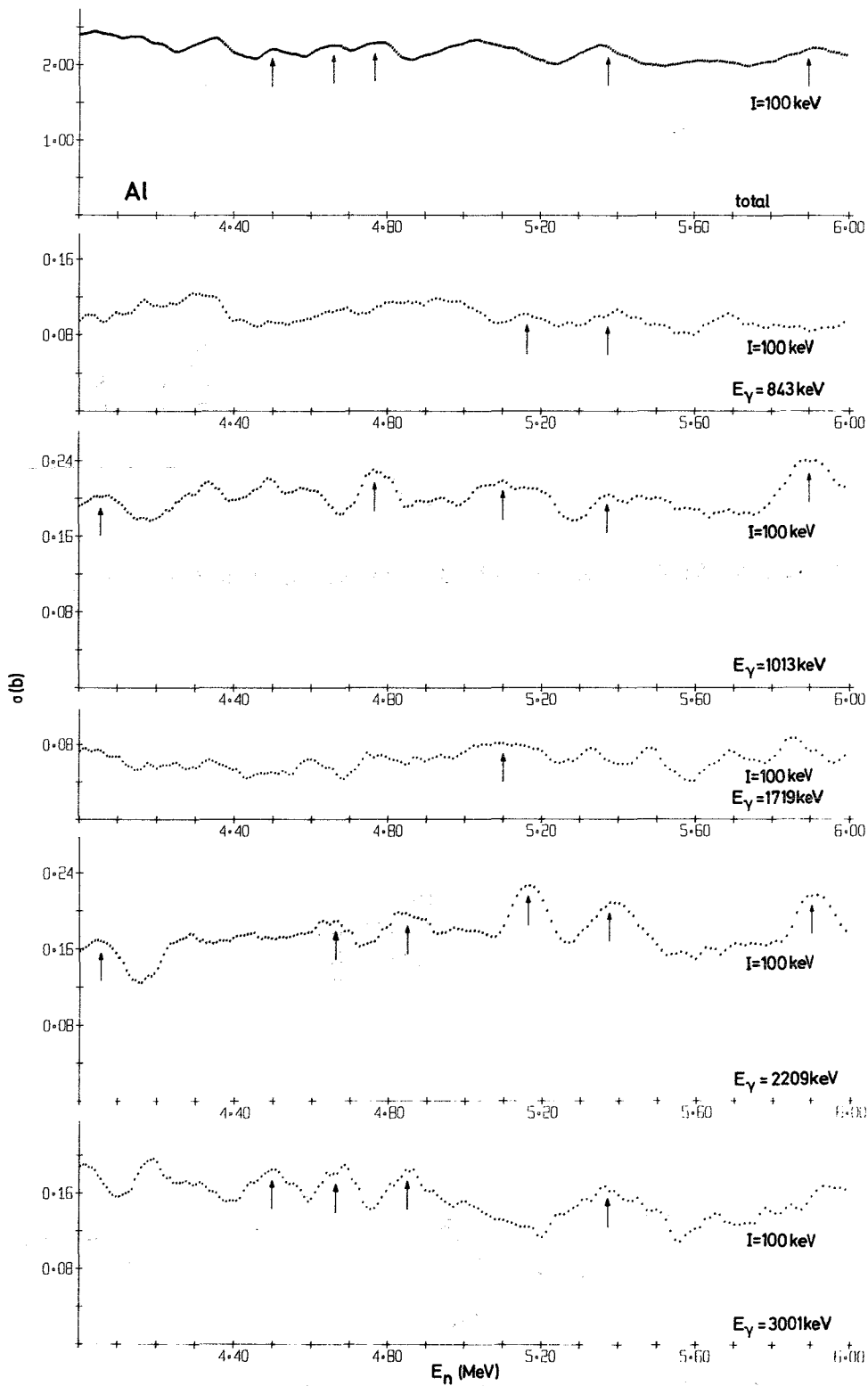


Abb. 19 Gemittelte Wirkungsquerschnitte σ_t und $\sigma_{nn'\gamma}$ für alle untersuchten γ -Übergänge in Aluminium zwischen 4 und 6 MeV

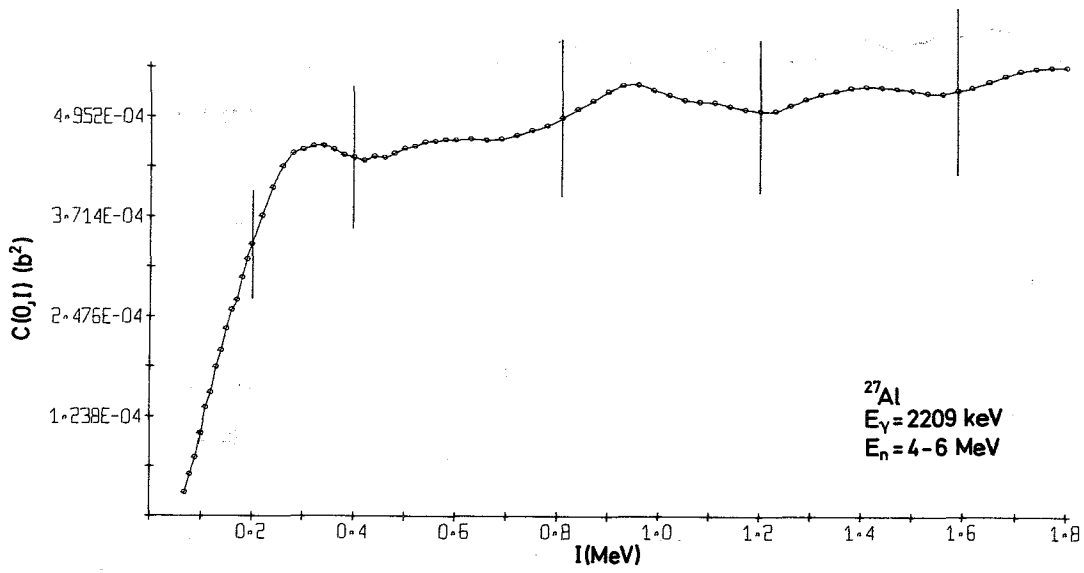


Abb. 20 Varianz für $E_\gamma = 2209 \text{ keV}$ (Al) zwischen 4 und 6 MeV

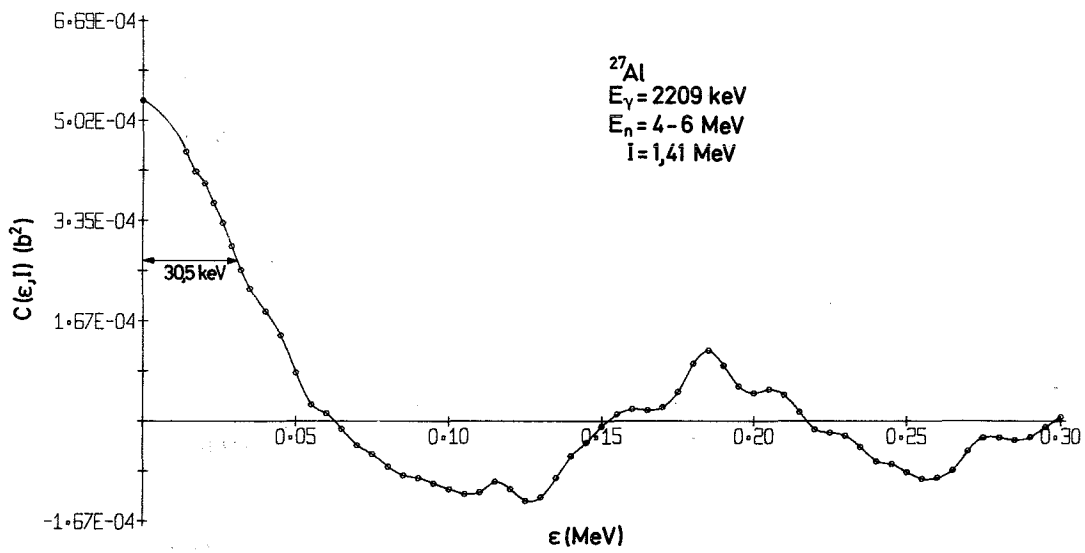


Abb. 21 Autokorrelationsfunktion für $E_\gamma = 2209 \text{ keV}$ (Al) zwischen 4 und 6 MeV

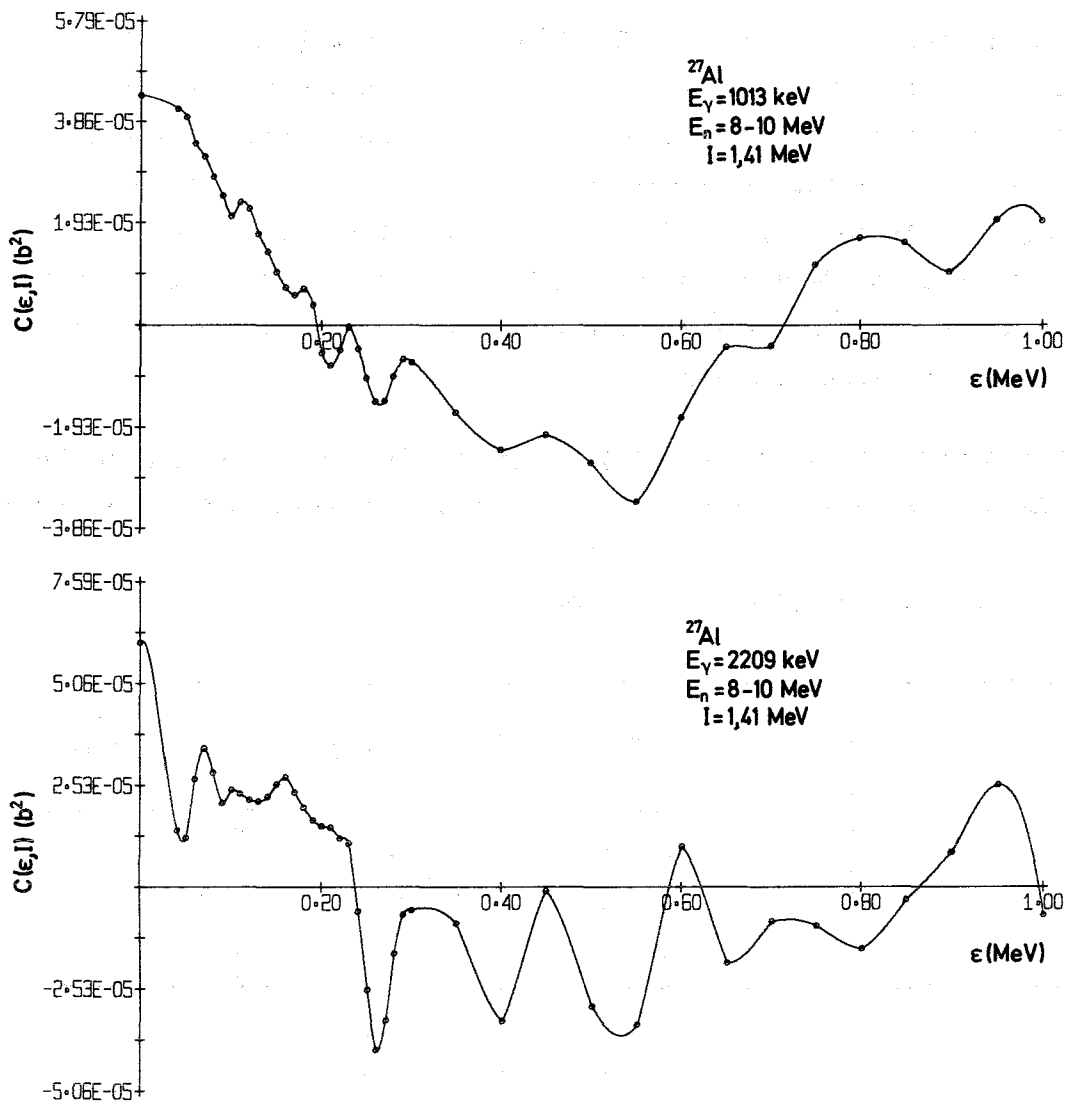


Abb. 22 Autokorrelationsfunktion für $E_\gamma = 1013$ und 2209 keV (Al) zwischen 8 und 10 MeV

Energien als doorway-Zustände gedeutet werden. Bei Anregungsenergien über 12-13 MeV war eine solche Zuordnung nicht mehr möglich. Diese Grenze stimmt recht gut mit der Vorhersage für (2p-1h)-Zustände von Payne (70) überein, der berechnet hat, daß diese bei leichten und doppelt magischen Kernen nur bis zu Neutronenenergien von 2-3 MeV, das entspricht Anregungsenergien um 10 MeV, isoliert liegen. Bei schweren Kernen ($A \geq 60$) und höheren Energien liegen dagegen die doorway-Zustände schon so dicht und die Kopplung an kompliziertere Zustände wird so stark ($\Gamma_d^\downarrow \gg \Gamma_d^\uparrow$), daß wegen der zunehmenden Überlappung und der kleiner werdenden Amplituden keine isolierten doorway-Zustände mehr zu beobachten sind.

Berechnungen des mittleren Abstandes \bar{D} bzw. der Dichte n von (2p-1h)-Zuständen im Schalenmodell von Cierjacks (8) haben folgende Resultate ergeben:

Tabelle 6: Dichte von (2p-1h)-Zuständen

	E_n (MeV)	\bar{D} (keV)	n (MeV ⁻¹)
Eisen	0.5 - 2	330	3
	2 - 4	280	3.5
	4 - 6	140	7
Aluminium	1 - 2	250	4
	2 - 4	120	8.5
	4 - 6	130	7.5

Ein Vergleich der Anzahl beobachteter doorway-Zustände N_{exp} mit der theoretisch vorausgesagten Anzahl von (2p-1h)-Zuständen N_{th} zeigt, daß $N_{exp} < N_{th}$ ist, wie man es auch erwartet. Dagegen sind genaue Vorhersagen über die Lage einzelner (2p-1h)-Zustände nicht möglich, da die berechneten Energien sehr empfindlich von den Annahmen über die Wechselwirkung zwischen den auf Einteilchenniveaus befindlichen zwei Nukleonen und dem dadurch hervorgerufenen Lochzustand abhängen, wobei in den Resonanzenergien Unterschiede bis zu 1 MeV auftreten können (71-73). Das bedeutet, daß sich die Lage von (2p-1h)-Zuständen noch wesentlich ungenauer theoretisch vorhersagen läßt als diejenige von Einteilchenzuständen.

VII. Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurden die γ -Produktionsquerschnitte nach inelastischer Neutronenstreuung an ^{56}Fe für 4 γ -Übergänge und an ^{27}Al für 5 γ -Übergänge im Neutronenenergiebereich von 0.8 bis 13 MeV bestimmt. Dazu wurde am Karlsruher Neutronen-Flugzeitspektrometer eine neue Zwei-Parameter-Anordnung aufgebaut. Mit dieser konnten die γ -Produktionsquerschnitte mit einer Energieauflösung von 0.07 ns/m gemessen werden, so daß alle wesentlichen physikalischen Strukturen aufgelöst wurden. Damit waren besonders günstige Voraussetzungen für eine Fluktuationsanalyse dieser Daten gegeben. Vor der Auswertung der Daten wurden sorgfältige Korrekturrechnungen, insbesondere für Vielfachstreueffekte, durchgeführt.

Mit Hilfe von Autokorrelationsrechnungen wurden zunächst die mittleren Niveaubreiten der Compoundkerne ^{57}Fe und ^{28}Al aus den Feinstrukturschwankungen in den verschiedenen Anregungsfunktionen und in drei Energiebereichen zwischen 1 und 6 MeV bestimmt. Dabei wurde für den schweren Kern ^{57}Fe gute Übereinstimmung zwischen den Breiten des 846 keV γ -Produktionsquerschnitts und des totalen Wirkungsquerschnitts gefunden. Eine theoretisch vorausgesagte Kanalabhängigkeit, die in derselben Größenordnung wie die bei der Analyse der experimentellen Daten auftretenden Fehler liegt, ließ sich nicht nachweisen. Die Niveaubreiten nahmen, wie erwartet, mit wachsender Neutronenenergie zu. Dagegen traten beim leichteren Kern ^{28}Al , in dem sich die Niveaus noch nicht sehr stark überlappen, z.T. erhebliche Unterschiede zwischen den Breiten in verschiedenen Ausgangskanälen auf. Die Differenzen wurden anhand theoretischer Voraussagen über die Spinabhängigkeit der Breiten qualitativ diskutiert. Eine systematische Energieabhängigkeit der Breiten wurde beim Aluminium nicht gefunden.

Im zweiten Teil der Analyse wurde im Verlauf der γ -Produktionsquerschnitte und der totalen Wirkungsquerschnitte nach Strukturen mit intermediären Breiten gesucht. Einige der beobachteten ausgeprägten Strukturen wiesen Korrelationen zwischen verschiedenen Ausgangskanälen auf. Diese korrelierten Strukturen werden im Eisen bei drei Neutronenenergien bis 4.5 MeV und im Aluminium bei sechs Neutronenenergien bis 6 MeV doorway-Zuständen zugeordnet. Oberhalb dieser Energien fehlten ausgeprägte kanalkorrelierte Strukturen. Die vorliegenden experimentellen Ergebnisse sind in qualitativer Übereinstimmung mit theoretischen

Vorhersagen über die Beobachtbarkeit von (2p-1h)-Zuständen in leichten Kernen und in mittelschweren Kernen im Bereich doppelt abgeschlossener Schalen.

The text in this section is extremely faint and largely illegible. It appears to be a detailed scientific discussion or report, likely containing theoretical predictions and experimental considerations regarding the observability of (2p-1h) states in light and medium-heavy nuclei within the region of doubly magic shells. The text is organized into several paragraphs, but the specific content cannot be accurately transcribed due to the low contrast and resolution of the scan.

Literaturverzeichnis

- (1) T. Ericson; Ann. Phys. 23 (1963), 390
- (2) K. Tsukada, O. Tanaka; J. Phys. Soc. Jap. 18 (1963), 610
- (3) H.K. Vonach, A. Katsanos, J.R. Huizenga; Phys. Rev. Lett. 13 (1964), 88
- (4) E. Gadioli, I. Iori, M. Mangialaio, G. Pappalardo; Nuov. Ci. Ser. X, 38 (1965), 1105
- (5) A. Richter; Dissertation, Heidelberg (1966)
- (6) A. Richter, A. Bamberger, P. v. Brentano, T. Mayer-Kuckuk, W. v. Witsch; Z. f. Naturf. 21 A (1966), 1002
- (7) "Recent Progress in Nuclear Physics with Tandems", ed. by W. Hering, Heidelberg (1966)
- (8) S. Cierjacks; Dissertation, Karlsruhe (1967)
- (9) A.D. Carlson, H.H. Barshall; Phys. Rev. 158 (1967), 1142
- (10) E. Barnard, J.A.M. de Villiers, C.A. Engelbrecht, D. Reitmann; Nucl. Phys. A 118 (1968), 321
- (11) J.M. Ferguson; Nucl Phys. A 117 (1968), 472
- (12) F. Manero, M.A. Vigon; Nucl. Phys. A 119 (1968), 356
- (13) S.M. Grimes; Nucl. Phys. A 124 (1969), 369
- (14) D. Kopsch; Dissertation, Karlsruhe (1970)
- (15) M. Corti, G.M. Macazzan, L. Milazzo Colli, M. Milazzo; Beitrag in Ref. (7)
- (16) H.K. Vonach, J.R. Huizenga; Phys. Rev. B 138 (1965), 1375
- (17) K. Eberhard, P. v. Brentano, R.O. Stephen; private Mitteilung an A. Richter (5)
- (18) B. Block, H. Feshbach; Ann. Phys. 23 (1963), 47

- (19) J.E. Monahan; APS Summer Meeting (1966), Minneapolis, Minnesota
- (20) J.E. Monahan, A.J. Elwyn; Nucl. Phys. A 93 (1967), 683
- (21) J. Cabé, M. Laurat, P. Yvon, G. Bardolle; Nucl. Phys. A 102 (1967), 92
- (22) A.J. Elwyn, J.E. Monahan; Nucl. Phys. A 123 (1969), 33
- (23) R.J. Baglan, C.D. Bowman, B.L. Berman; Phys. Rev. C 3 (1971), 2475
- (24) C. Levi, M. Mermaid, L. Papineau; Beitrag in Ref. (7)
- (25) P.J. Dallimore, I. Hall; Phys. Lett. 18 (1965), 138
- (26) "Intermediate Structure in Nuclear Reactions",
ed. by H.P. Kennedy and R. Schriels, University of Kentucky Press,
Lexington, Kentucky (1968)
- (27) H. Feshbach, A.K. Kerman, R.H. Lemmer; Ann. Phys. 41 (1967), 230
- (28) K.J. Le Couteur; Beitrag in Ref. (7)
- (29) L.S. Rodberg; Beitrag in Ref. (26)
- (30) S. Cierjacks, B. Duelli, P. Forti, D. Kopsch, L. Kropp, M. Lösel,
J. Nebe, H. Schweickert, H. Unseld; Rev. Sci. Instr. 39 (1968), 1279
- (31) G. White Grodstein; NBS Circular 583 (1957)
- (32) A. Horsley; Nuclear Data A 2 (1966), 243
- (33) S. Cierjacks, P. Forti, D. Kopsch, L. Kropp, J. Nebe, H. Unseld;
KFK 1000, EUR 3963e, EANDC (E)-111 "U" (1968)
- (34) S. Cierjacks, P. Forti, G.J. Kirouac, D. Kopsch, L. Kropp, J. Nebe;
Phys. Rev. Lett. 23 (1969), 866
- (35) D.J. Hughes, R.B. Schwartz; BNL 325 (1958)
- (36) R.L. Craun, D.L. Smith; Nucl. Inst. Meth. 80 (1970), 239
- (37) V.V. Verbinskii, W.R. Burrus, T.A. Love, W. Zobel, N.W. Hills;
Nucl. Inst. Meth. 65 (1968), 8
- (38) R.W. Benjamin, P.S. Buchanan, I.L. Morgan; Nucl. Phys. 79 (1966), 241

- (39) J.R. Mc Donald, M.A. Grace; Nucl. Phys. A 92 (1967), 593
- (40) C. v. d. Leun, D.M. Sheppard, P.M. Endt; Nucl. Phys. A 100 (1967), 316
- (41) C.O. Muehlhause, S.D. Bloom, H.E. Wegner, G.N. Glasve; Phys. Rev. 103 (1956), 720
- (42) R.D. Day, M. Walt; Phys. Rev. 117 (1960), 1330
- (43) S.C. Mathur, W.E. Tucker, R.W. Benjamin, I.L. Morgan; Nucl. Phys. 73 (1965), 561
- (44) K.C. Chung, D.E. Velkley, J.D. Brandenberger, M.T. Mc Ellistrem; Nucl. Phys. A 115 (1968) 476
- (45) B.V. Rybakov, V.A. Sidorov; Fast Neutron Spectroscopy, New York (1960)
- (46) M.D. Goldberg, V.M. May, J.R. Stehn; BNL 400, nnd Ed., Vol. II (1962)
- (47) D.I. Garber, L.G. Strömberg, M.D. Goldberg, D.E. Cullen, V.A. May; BNL 400, 3rd Ed., Vol. I (1970)
- (48) J.H. Coon, R.W. Davis, H.E. Felthouser, D.B. Nicodemus; Phys. Rev. 111 (1958), 250
- (49) R.W. Hill; Phys. Rev. 109 (1958), 2105
- (50) R.M. Wilenzick, K.K. Seth, P.R. Bevington, H.W. Lewis; Nucl. Phys. 62 (1965), 511
- (51) M.V. Pasechnik, V.A. Batalin, I.A. Korzh, I.A. Totzkii; Atom. Energ. 16 (1964), 207; übersetzt in Sov. At. Energ. 16 (1964), 246
- (52) S.A. Cox; Bull. Am. Phys. Soc. 8 (1963), 478
- (53) B. Holmquist, T. Wiedling; AE-366 (1969)
- (54) J.H. Montague, E.B. Paul; Nucl. Phys. 30 (1962), 93
- (55) J.P. Chien, A.B. Smith; Nucl. Sci. Eng. 26 (1966), 500
- (56) J.H. Towle, W.B. Gilboay; Nucl. Phys. 39 (1962) 300
- (57) T. Wiedling; private Mitteilung

- (58) F. Voß, S. Cierjacks, L. Kropp; Proc. of the 3rd Conf. on Neutron Cross Sections and Technology, 1971, Knoxville, Tennessee; Report KFK 1494 (1971)
- (59) F.G. Perey, W.E. Kinney, R.L. Macklin; Proc. of the 3rd Conf. on Neutron Cross Sections and Technology, 1971, Knoxville, Tennessee
- (60) C.G. Hoot, V.J. Orphan, J. John; Proc. of the 3rd Conf. on Neutron Cross Sections and Technology, 1971, Knoxville, Tennessee
- (61) G. Pappalardo; Phys. Lett. 13 (1964), 320
- (62) D.W. Lang; Nucl. Phys. 72 (1965), 461
- (63) P.J. Dallimore, I. Hall; Nucl. Phys. 88 (1966), 193
- (64) I. Hall; Phys. Lett. 10 (1964), 19
- (65) M. Böhning; MPI Jahresbericht, Heidelberg (1965), 105
- (66) P.P. Singh, P. Hoffman-Pinther, D.W. Lang; Phys. Lett. 23 (1966), 255
- (67) P.A. Moldauer, A.B. Smith; Proc. of the 3rd Conf. on Neutron Cross Sections and Technology, 1971, Knoxville, Tennessee
- (68) T. Tsien; Diplomarbeit, Karlsruhe (1969)
- (69) T. Mayer-Kuckuk; Proc. of the 9th Summer Meeting of Nuclear Physicists, 1964, Hercegnovi, Jugoslawien
- (70) G.L. Payne; Phys. Rev. 174 (1968), 1227
- (71) W.W. True, K.W. Food; Phys. Rev. 109 (1958), 1675
- (72) N. Newby Jr., E. Konopinski; Phys. Rev. 115 (1959), 434
- (73) J.C. Carter, W.T. Pinkstone, W.W. True; Phys. Rev. 120 (1960), 504