

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM
KARLSRUHE**

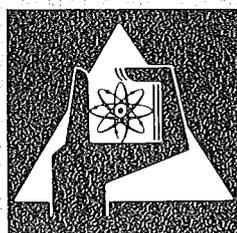
Dezember 1974

KFK 2122

Institut für Angewandte Kernphysik
Projekt Schneller Brüter

Messung und Resonanzanalyse von differentiellen
elastischen Streuquerschnitten an ^{40}Ca

R. Töpke



**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

KFK 2122

Institut für Angewandte Kernphysik
Projekt Schneller Brüter

Messung und Resonanzanalyse von differentiellen
elastischen Streuquerschnitten an $^{40}\text{Ca}^+$)

von
R. Töpke

Gesellschaft für Kernforschung mbH, Karlsruhe

⁺) von der Fakultät für Physik der Universität Karlsruhe
genehmigte Dissertation.

Zusammenfassung

Es wird der Aufbau eines 2-Parameter-Streuexperimentes am Neutronenflugspektrometer des Karlsruher Zyklotrons beschrieben. Hiermit ist es möglich, differentielle elastische Streuquerschnitte oberhalb der Schwelle für inelastische Streuung auch an einer Neutronenquelle mit kontinuierlichem Energiespektrum zu messen. Die Anregungsfunktionen können gleichzeitig unter mehreren Winkeln aufgenommen werden. Resultate werden für ^{40}Ca bei 10 Winkeln zwischen 20° und 150° im Energiebereich 1 bis 6 MeV vorgelegt und mit älteren Daten aus der Literatur verglichen. Aus der Resonanzform in Abhängigkeit vom Streuwinkel und dem Verlauf des totalen Wirkungsquerschnitts wurden Resonanzparameter für ca. 100 Niveaus im Compoundkern ^{41}Ca zugeordnet. Hieraus wurden die Stärkefunktionen für s-, p- und d-Wellen berechnet. Die Ergebnisse stimmen innerhalb der Fehlergrenzen mit Angaben anderer Autoren überein. Die Vorhersagen des statistischen Modells für die spinabhängige Niveaudichte werden mit den experimentell bestimmten Werten verglichen. Die für den Spin $J = 3/2$ gefundenen Abweichungen werden im Rahmen des Modells diskutiert.

Measurement and Resonance Analysis of Differential Elastic Scattering Cross Section of ^{40}Ca

Abstract

The set-up of a two-parameter scattering experiment at the neutron time-of-flight spectrometer of the Karlsruhe cyclotron is described. It enables the investigation of differential elastic scattering cross sections beyond the threshold for inelastic scattering using a neutron source with a continuous energy spectrum. Excitation functions at several angles can be measured simultaneously. Results are shown for ^{40}Ca in the energy range from 1 to 6 MeV for 10 angles between 20° and 150° . They are compared with data of other authors. Resonance parameters of about 100 levels in the compound nucleus ^{41}Ca were assigned by analysing the total cross section and the resonance shape as function of the scattering angle. Based on these results the strength functions for s-, p- and d-waves were calculated. Within the quoted errors the present results agree with those of other authors. The predictions of the statistical model for the spin dependent level density are compared with the experimentally determined values. The discrepancy found for spin $J = 3/2$ is discussed in the framework of the model.

INHALTSVERZEICHNIS

	Seite
1. Einleitung	1
2. Theoretische Grundlagen	3
2.1 R-Matrix-Theorie	3
2.2 Differentielle Streuquerschnitte	5
3. Beschreibung der Experimentieranordnung	
3.1 Das Flugzeitspektrometer	7
3.2 Geometrie des Streuexperiments	9
3.3 Die Streuprobe	10
3.4 Die Neutronendetektoren	10
3.5 Die Flußmessung	11
3.6 Elektronik	11
3.7 Methode zur Bestimmung der differentiellen elastischen Streuquerschnitte im Bereich oberhalb der inelastischen Schwelle	13
4. Meß- und Auswerteverfahren	
4.1 Durchführung der Experimente	16
4.2 Auswerteverfahren	17
4.3 Berechnung der differentiellen elastischen Neutronenwirkungsquerschnitte	19
4.4 Korrekturen	22
5. Ergebnisse der Messungen	23
6. Datenanalyse und Interpretation	
6.1 Zuordnung von Spins und Paritäten	26
6.2 Berechnung der Stärkefunktionen	38
6.3 Diskussion der Ergebnisse	43
7. Zusammenfassung	47
8. Anhang - Differentieller elastischer Streuquerschnitt für ^{40}Ca von 1 bis 6 MeV	48
9. Literaturverzeichnis	55

1. Einleitung

Die Messung von Neutronenwirkungsquerschnitten mit hoher Auflösung zeigt je nach Energiebereich mehr oder weniger Resonanzstrukturen, die Aufschluß über die Reaktionsmechanismen und die Kernstruktur geben. Ebenso ist die genaue Kenntnis des Wirkungsquerschnittsverlaufs für die Auslegung von Kernreaktoren, insbesondere für Abschirmberechnungen von Interesse. Während man bei niedrigen Anregungsenergien mit Hilfe hochauflösender Messungen die Compoundkernresonanzen noch einzeln auflösen kann und in der Lage ist, die Resonanzparameter - Niveaulage E , Breite Γ , Gesamtdrehimpuls (Spin) J , Parität π - zu bestimmen, ist dies bei höheren Anregungsenergien nicht mehr möglich. Ermittelte Parameter aus der Resonanzanalyse, wie Spins, Niveauabstände, Niveaubreiten und Stärkefunktionen, gestatten Vergleiche mit den theoretischen Vorhersagen geeigneter Kernmodelle.

Die bisherigen Untersuchungen von Niveaudichten und Stärkefunktionen an ^{40}Ca in Abhängigkeit von dem Gesamtdrehimpuls liegen überwiegend im keV-Bereich, wo hauptsächlich s-Wellen-Resonanzen zu finden sind. Newson et al. (26) und Wilenzick et al. (27) haben den totalen Neutronenwirkungsquerschnitt für ^{40}Ca gemessen und unterhalb von 600 keV die s-Wellen-Resonanzen analysiert. Die Arbeiten von Fowler et al. (28) und Nebe et al. (21) befassen sich mit der Untersuchung von Resonanzstrukturen bis 1 bzw. 1.5 MeV. In diesem Energiebereich werden neben s-Resonanzen auch eine zunehmende Anzahl von p- und d-Resonanzen erwartet. Während Fowler et al. (28) nur den totalen Wirkungsquerschnitt untersuchten, haben Nebe et al. (21) auch den differentiellen elastischen Neutronenquerschnitt für 3 Winkelpositionen (54° , 90° und 140°) analysiert. Von den 90 Resonanzstrukturen sind ca. 70 Niveaus im Compoundkern ^{41}Ca Spin J und Parität π zugeordnet worden.

Es war das Ziel dieser Arbeit, durch systematische Untersuchungen der Resonanzformen als Funktion des Streuwinkels im differentiellen elastischen Streuquerschnitt, die Resonanzparameter für die angeregten Niveaus im Compoundkern ^{41}Ca zu bestimmen. Dies sollte über den größtmöglichen Energiebereich erfolgen. Für eine gleichzeitige Messung des Streuquerschnitts für 10 Winkel und einen großen Energiebereich war der Aufbau eines 2-Parameter-Experiments notwendig. Zum ersten Mal wurde mit einem kontinuierlichen Neutronenspektrum und geeigneter Meßtechnik der differentielle elastische Neutronenwirkungsquerschnitt im Energiebereich ober-

halb der inelastischen Schwelle (3.35 MeV) gemessen. Die verbesserte Winkelauflösung gegenüber der Arbeit von Nebe et al. (21) sollte eine bessere Zuordnung der Resonanzparameter (E , Γ , J , π) gestatten. Die Resonanzanalyse ist in der vorliegenden Arbeit im Energiebereich von 1 bis 2.5 MeV durchgeführt worden, um die bisherige Niveaustatistik zu verbessern. Damit ist dann eine genauere Angabe über den Wert der Stärkefunktionen für s-, p- und d-Wellen möglich.

Die Untersuchungen der Niveaustuktur von ^{41}Ca unterhalb der Neutronenbindungsenergie (8.36 MeV) ist in vielen Experimenten (55, 61 - 65, 68) durchgeführt worden. Oberhalb von 6.8 MeV konnte kein experimenteller Nachweis von Einteilchenzuständen erbracht werden. Es wurde daher versucht, die in den s-, p- und d-Wellen Compoundkernresonanzen enthaltenen Anteile von Einteilchenniveaus oberhalb der Neutronenbindungsenergie mit Hilfe der intermediären Einteilchenkopplung von Lane et al. (60) zu untersuchen.

2. Theoretische Grundlagen

Für das Verständnis der gemessenen Wirkungsquerschnitte ist eine Zurückführung auf die inneren Eigenschaften des Kerns notwendig. Dabei lassen sich zwei unterschiedliche Eigenschaften aus dem Verlauf des totalen Wirkungsquerschnitts über größere Energiebereiche erkennen. Während zum Teil scharfe Resonanzen mit Breiten von hunderten eV als hochangeregte Zwischenkernzustände gedeutet werden (58), sind andererseits nur langsam mit der Energie veränderliche Strukturen sichtbar, deren Breiten in der Größenordnung von Einteilchen-Niveauabständen im Schalenmodell liegen. Diese Strukturen sind von Feshbach et al. (59) mit Hilfe des optischen Modells als Zustände der Einteilchen-Potentialstreuung beschrieben worden. Im Modell der intermediären Einteilchenkopplung von Lane et al. (60) wird eine Beziehung zwischen den genannten Fein- und Grobstrukturen hergestellt.

2.1 Die R-Matrix-Theorie

Nach der Arbeit von Breit und Wigner (34) wurden zahlreiche Versuche unternommen, eine theoretische Grundlage für die Berechnung der Resonanzwirkungsquerschnitte zu entwickeln. Von den vielen theoretischen Arbeiten (24, 35 - 39) sollen hier nur die wichtigsten kurz erläutert werden. Kapur und Peierls (36) sowie Wigner und Eisenbud (24) entwickelten eine umfangreiche Streutheorie, der noch kein spezielles Kernmodell zugrunde liegt. Während Kapur und Peierls komplexe, energieabhängige Randbedingungen und damit energieabhängige Resonanzparameter zulassen, verwenden Wigner und Eisenbud reelle, energieunabhängige Randbedingungen und erhalten damit reelle, energieunabhängige Parameter. Die hier benutzte R-Matrix-Methode entspricht der von Wigner und Eisenbud (24), da sie bei der Analyse von experimentellen Wirkungsquerschnitten am häufigsten verwendet wird.

In der R-Matrix-Theorie wird der Konfigurationsraum in einen inneren Bereich (das Kerninnere) und einen äußeren Bereich (die Kanäle) geteilt. Der Compoundkern entspricht einem kompakten Gebilde mit einem definierten Radius a_c . Der Index c kennzeichnet den Kanal, welcher durch die Quantenzahlen $c = (\alpha, l, s, J, m_J)$ definiert ist.

Die Wellenfunktionen dieses Systems sind praktisch innerhalb des Raums a_c beschränkt und die Resonanzen sind als virtuelle Niveaus zu betrachten. Informationen über die Resonanzen können über die diskreten Eigenzustände des Hamiltonoperators im Kerninnern mit bestimmten Randbedingungen erhalten werden.

$$Hx_\lambda = E_\lambda x_\lambda$$

Wie von Teichmann und Wigner (38) gezeigt wurde, sind die stationären Zustände x_λ durch die Grenzbedingung

$$|\text{grad } x_\lambda|_n + b_c x_\lambda = 0 \quad \text{II.1}$$

wiedergegeben. $|\text{grad } x_\lambda|_n$ ist die Normalkomponente des Gradienten und b_c sind reelle Zahlen, die für jeden Kanal einen anderen Wert haben können. Die Gesamtwellenfunktion wird nach den Eigenfunktionen x_λ entwickelt

$$\phi = \sum_{\lambda} A_{\lambda} x_{\lambda}$$

und durch Anwendung des Greenschen Theorems sowie der Randbedingung (II.1) ist es möglich, eine Beziehung zwischen der Gesamtwellenfunktion ϕ_c und der ersten Ableitung ϕ_c' an der Oberfläche S zu erhalten. Die Anwendung für den allgemeinen Fall wurde von Wigner und Eisenbud (24) in ihrer Arbeit betrachtet. Das Ergebnis lautet:

$$\phi_c = \sum_{c'} R_{cc'} \{ \phi_{c'}' + b_{c'} \phi_{c'} \} \quad \text{II.2}$$

wobei

$$R_{cc'} = \sum_{\lambda} \frac{\gamma_{\lambda c} \gamma_{\lambda c'}}{E_{\lambda} - E}$$

$R_{cc'}$ ist die R-Matrix deren Reihen c und Spalten c' sich auf die Kanäle beziehen.

$\gamma_{\lambda c}$ ist die Wurzel aus der reduzierten Breite für den Kanal c und das Niveau λ .

E_{λ} ist die Energie des stationären Zustandes χ_{λ} , und $\gamma_{\lambda c}$ sowie E_{λ} sind energieunabhängig, aber Funktionen von b_c .

Um die Wirkungsquerschnitte als eine Funktion der Energie für einen diskreten Satz von Resonanzparametern zu erhalten, müssen die Werte von ϕ und der ersten Ableitung ϕ' in dem Außenbereich an die Gleichung II.2 angepaßt werden, die an der Grenze zwischen den beiden Bereichen gültig ist. Dadurch wird die Verknüpfung zwischen der Streumatrix S und der R-Matrix erhalten (43):

$$S = \Omega P^{1/2} (1 - RL)^{-1} (1 - RL^*) P^{-1/2} \Omega \quad \text{II.3}$$

wobei Ω , P und L diagonale Matrizen sind.

Die schwierige Aufgabe in der R-Matrix-Theorie besteht in der Inversion der Matrix $(1 - RL)$ in Gleichung II.3 bei zunehmender Anzahl von Kanälen (44). Aus diesem Grund werden die Streumatrixelemente explizit für zwei Kanäle und beliebige Niveaus oder für viele Kanäle und wenige Niveaus berechnet.

2.2 Differentielle Streuquerschnitte

Die Berechnung der Wirkungsquerschnitte für neutroneninduzierte Reaktionen ist von verschiedenen Autoren (1 - 3) beschrieben worden. Die hier folgenden Annahmen entsprechen dem Formalismus von Blatt und Biedenharn (4).

Die Reaktions- oder Streuamplitude eines Reaktions- oder Streuprozesses ist $q_{\alpha' s' m s'}$, α , s , $m s$. Die Symbole α, α' kennzeichnen Eingangs- und Ausgangskanal; s, s' die Kanalspins; l, l' die relativen Bahndrehimpulse; i, i' die Spins des ein- und auslaufenden Teilchens; I, I' die Spins des

Target- und Restkerns; J den Compoundkern und m_s die Z-Komponente der magnetischen Quantenzahl m.

Das Quadrat dieser Amplitude ist die Übergangswahrscheinlichkeit für diesen Prozess, wobei eine einlaufende ebene Welle für ein Teilchen im Kanal α mit Kanalspin s und Z-Komponente m_s , nach der Reaktion oder Streuung in Richtung (θ, ϕ) eine auslaufende Welle für ein Teilchen im Kanal α' mit Kanalspin s' und Z-Komponente $m_{s'}$ beobachtet wird. Der differentielle Wirkungsquerschnitt für diesen Prozess ist dann:

$$d\sigma_{\alpha', s', m_{s'}; \alpha, s, m_s} = \kappa^2 \left| q_{\alpha', s', m_{s'}; \alpha, s, m_s}(\theta, \phi) \right|^2 d\Omega \quad \text{II.4}$$

$\kappa = \frac{\lambda}{2\pi}$, λ ist die de-Broglie-Wellenlänge der Relativbewegung im Eingangskanal α . Die Summation über die verschiedenen Spinrichtungen kann wegen geometrischer Betrachtungen umgangen werden (4), und der differentielle Wirkungsquerschnitt kann als Entwicklung von Legendre Polynomen $P_l(\cos\theta)$ beschrieben werden:

$$d\sigma_{\alpha', s', \alpha s} = \frac{\kappa^2 \alpha}{2s+1} \sum_{l=0}^{\infty} B_l(\alpha' s', \alpha s) P_l(\cos\theta) d\Omega \quad \text{II.5}$$

In der Gleichung II.5 sind in den $B_l(\alpha' s', \alpha s)$ die Z-Koeffizienten von Blatt, Biedenbarn und Rose (5, 6) enthalten sowie die Streumatrix $S_{\alpha' s' l'; \alpha s l}^J$. Der Amplitude dieser Matrix entspricht eine im Kanal $(\alpha', s', l', J, m_J)$ auslaufende Welle. Die Z-Koeffizienten sind mit den Racah Koeffizienten (13) verknüpft. Eine Phasenkorrektur nach Huby (7) wird durch die Faktoren $i^{l_1 - l_2 - L}$ bzw. $i^{l'_1 - l'_2 - L}$ wiedergegeben und ist auch in den Legendre Koeffizienten $B_l(\alpha' s', \alpha s)$ enthalten. Der Wert dieser Faktoren ist ± 1 auf Grund der Paritätserhaltung.

3. Beschreibung der Experimentieranordnung

3.1 Das Flugzeitspektrometer

Die Messungen der elastischen Neutronenwirkungsquerschnitte von Ca wurden mit dem Neutronen-Flugzeitspektrometer am Karlsruher Zyklotron durchgeführt. Über diesen Aufbau ist bereits an anderer Stelle ausführlich berichtet worden (8). Deshalb sollen hier nur die wesentlichen Eigenschaften der jetzigen Anlage angeführt werden.

Der geometrische Aufbau des Neutronenflugzeitspektrometers ist in Abb. 1 dargestellt. Der Neutronenstrahl wird in 10 m und 37 m Entfernung von dem Uran-Target kollimiert. Eine Detektorstation befindet sich im Abstand von ca. 58 m. Ein Neutronenmonitor zur Strahlüberwachung ist in einem Abstand von ca. 13 m, unter einem Winkel von 6° gegen die Strahlrichtung aufgestellt und auf das Urantarget ausgerichtet.

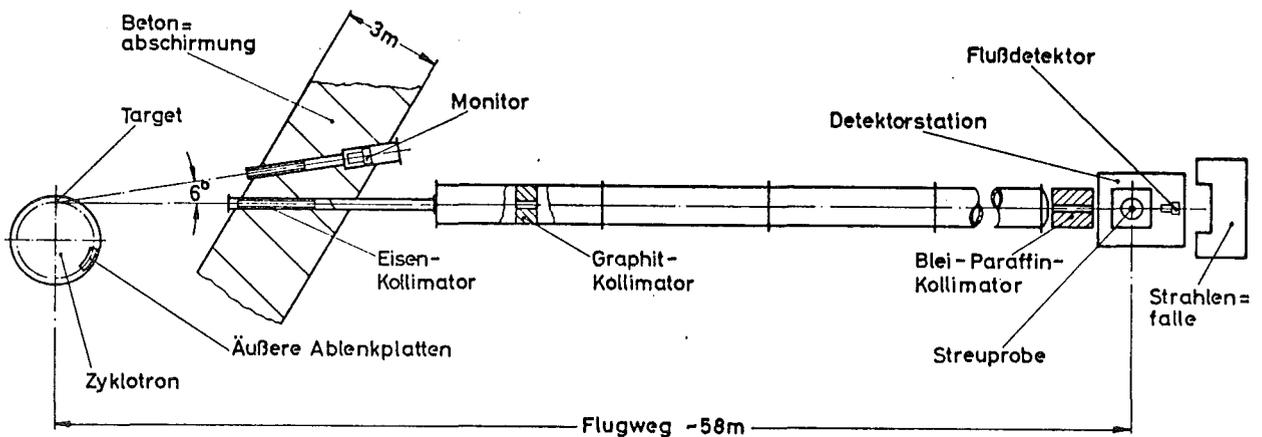


Abb. 1 Geometrischer Aufbau des Flugzeitspektrometers

Im Zyklotron werden im Normalbetrieb die Teilchen mit einer Frequenz von 33 MHz beschleunigt. Diese Folgefrequenz ist viel zu hoch, um Flugzeitexperimente durchführen zu können, da Überlagerungsprobleme auftreten und so eine eindeutige Flugzeitzuordnung unmöglich wird. Da die Pulsab-

stände 30 ns betragen ist es möglich, daß langsame Neutronen von vorhergehenden Impulsen von schnellen Neutronen der nachfolgenden Impulse überholt werden können.

Mit Hilfe eines besonderen elektrostatischen Ablenkensystems wird daher die natürliche Folgefrequenz der Teilchen (Deuteronen) im Zyklotron von 33 MHz auf 100 KHz herabgesetzt, um eine Überlagerung von Neutronenspektren der nacheinander folgenden Pulse zu vermeiden. Bei diesem Verfahren bleibt die ursprüngliche Breite der Deuteronenimpulse von ca. 1 ns erhalten. Während die Frequenz im Verhältnis 330 : 1 untersetzt wird, ergibt sich eine Reduktion der Intensität von nur 6 : 1. Damit ist es noch möglich einen mittleren Neutronenfluß von ca. $2 \times 10^5 \text{ n/cm}^2 \cdot \text{s}$ am Ende des 58 m langen Flugweges bei 10 μA Deuteronenstrom auf dem Urantarget zu erreichen.

Die für das Experiment benötigten Neutronen werden durch vollständiges Abbremsen von Deuteronen mit einer mittleren Energie von 45 MeV in einem Urantarget (3 mm Dicke) erzeugt. Dabei entstehen Neutronen mit einem kontinuierlichen Energiespektrum, das im Bereich von 0.3 bis ca. 32 MeV für Messungen von Neutronenwirkungsquerschnitten ausgenutzt werden kann (Abb. 2). Auf den prompten γ -peak, der bei der Neutronenenergiebestimmung als Bezugspunkt dient, folgt nach ca. 1 μs ein Maximum (17 MeV).

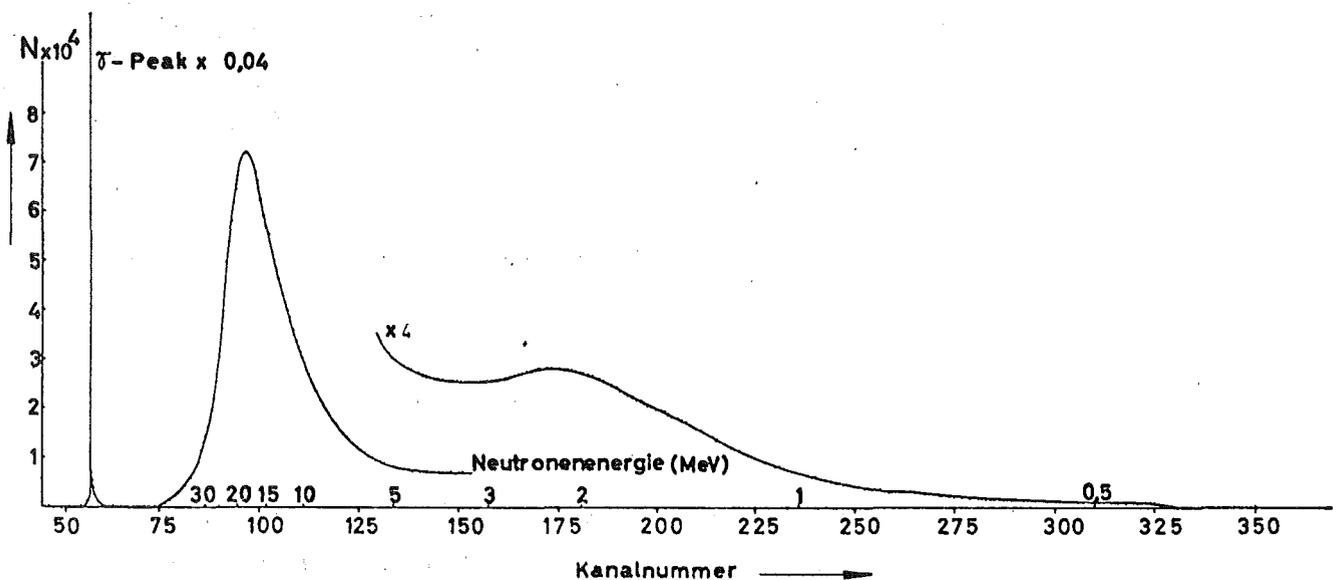


Abb. 2 Typisches Neutronenflugzeitspektrum

Dies ist auf Neutronen zurückzuführen, die durch das Aufbrechen des Deuterons im Coulomb- und/oder im Kernfeld sowie aus Stripping-Reaktionen entstehen. Für eine feste Neutronenenergie erhält man eine symmetrische Verteilung, die ein Maximum bei etwa der Hälfte der Deuteroneneinschubenergie besitzt (9). Die Verschiebung des Maximums in der experimentellen Verteilung ist auf die Verwendung eines dicken Targets zurückzuführen, bei dem Deuteronen aller Energien wegen der Abbremsung im Target zu der Neutronenausbeute beitragen.

Das flache Plateau zwischen 1.5 und 6 MeV stellt die Neutronenverteilung von Verdampfungs- und Spaltprozessen dar. Diese Verteilungen bestehen im wesentlichen aus überlagerten Kernverdampfungsspektren verschiedener Kerntemperaturen, welche im Bereich der hier untersuchten Anregungsenergien zwischen 0.5 und 3 MeV ein Maximum besitzen.

3.2 Geometrie des Streuexperimentes

Die Geometrie der experimentellen Anordnung, wie sie zur Messung der differentiellen elastischen Wirkungsquerschnitte am Ende des ca. 58 m langen Flugweges aufgebaut wurde, ist in Abb. 3 skizziert.

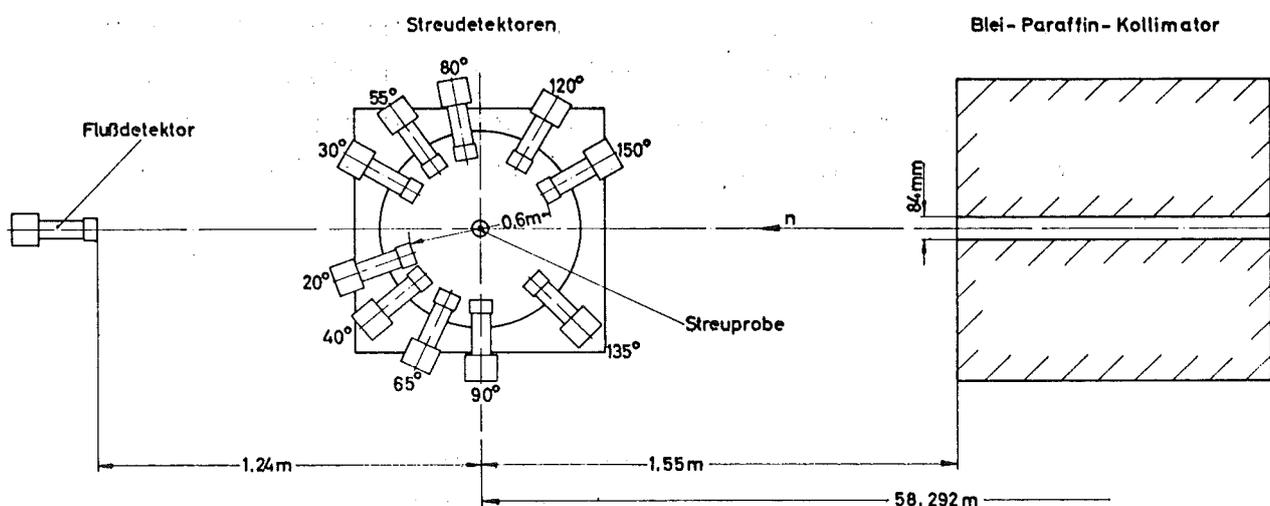


Abb. 3 Geometrischer Aufbau des Streuexperimentes

Um die Streudetektoren gegen direkte Neutronen abzuschirmen, wurde im Anschluß an das Flugrohr ein zusätzlicher Kollimator aufgestellt.

Die zylindrische Streuprobe ist an einer Probenwechseleinrichtung befestigt und 1.55 m von dem letzten Kollimator entfernt. Die Symmetrieachse der Probe ist senkrecht zum einfallenden Neutronenstrahl ausgerichtet. 10 Neutronendetektoren mit einem Raumwinkel von ca. 2×10^{-2} sterad wurden 30 cm von der Streuprobe entfernt aufgebaut. Die Winkel betragen 20° , 30° , 40° , 55° , 65° , 80° , 90° , 120° , 135° und 150° relativ zur Einschußrichtung der Neutronen. Ein Detektor, der als Flußdetektor benutzt wurde, befand sich im Abstand von 1.24 m von der Streuprobe und wurde nur für die Flußmessung verwendet, wenn die Probe aus dem Strahl entfernt war.

3.3 Die Streuprobe

Die verwendete Ca-Probe besteht aus natürlichem Kalzium mit einer Reinheit von 99.5 %. Durchmesser und Höhe der zylinderförmigen Probe betragen 50 mm. Diese geometrischen Maße wurden gewählt, um die Vielfachstreuungskorrekturen so klein wie möglich zu halten (45), aber gleichzeitig eine ausreichende Zählrate für die Datenverarbeitung zu gewährleisten.

Die Probe ist durch eine 0.1 mm starke Aluminiumhülse gegen Oxydation geschützt. Gleichzeitig wurde eine Leerprobe mit denselben Maßen wie die Schutzhülse aus Aluminium angefertigt. Wegen der technischen Schwierigkeiten wurde die Probe im Euratom Probenlabor (Geel) hergestellt.

3.4 Die Neutronendetektoren

Für den Nachweis der an der Probe elastisch gestreuten Neutronen wurden Detektoren verwendet, die aus Plastikszintillatoren NE 102 A (\emptyset 50 x 15 mm) und 56 AVP Fotovervielfachern zusammengesetzt wurden. Die benutzten Zeitsignale werden über Impulstransformer vom Fotovervielfacher direkt auf einen Zeitmarkengeber übertragen, der nach dem Nulldurchgangstriggerungsprinzip arbeitet (10). In einem Amplituden-

bereich von 1 : 45 wurde mit einer ^{60}Co -Quelle die Zeitauflösung für diese Detektoren bestimmt. Der mittlere Wert betrug 1.8 ± 0.3 ns. Für die Flußmessung wurde ebenfalls ein Plastiksintillator (NE 102 A) mit den gleichen Maßen wie die Streudetektoren verwendet. Der Neutronenmonitor besteht aus einem Flüssigkeitssintillator (NE 213) der auf einen 56AVP Fotovervielfacher montiert ist und einen Pulsdiskriminator nach der Methode von Owen (11) benutzt.

Die Energieauflösung für diese Detektoren wurde aus dem Verlauf der Rückstoßprotonenspektren ermittelt. Sie beträgt im Mittel ca. 12 %. Es war möglich, die Trennung der elastischen und inelastischen Streuprozesse bis zum dreifachen Wert der Energiedifferenz zwischen dem Grundzustand und dem ersten angeregten Niveau des Targetkerns zu erreichen.

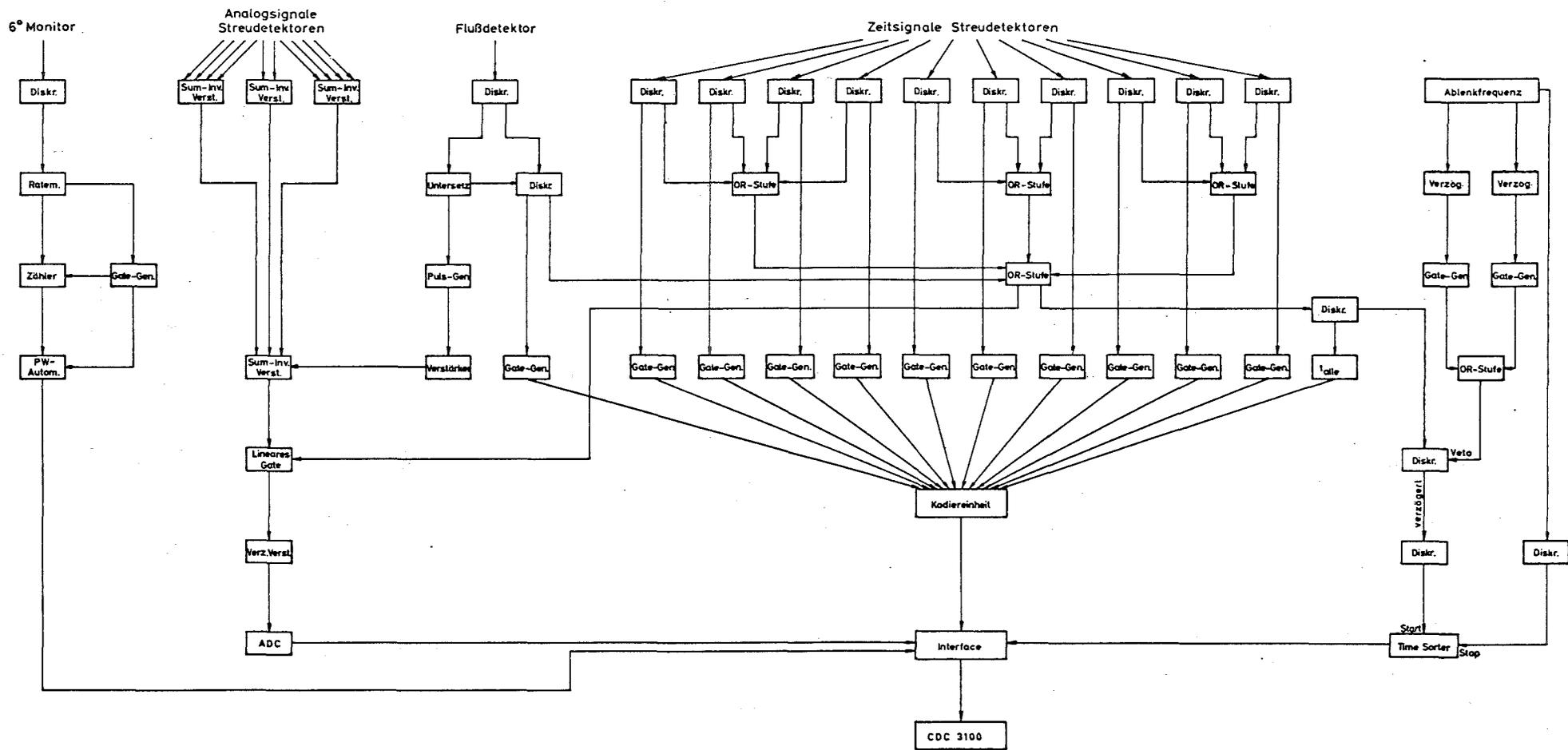
3.5 Die Flußmessung

Für die Flußmessung wurde ein Szintillationszähler vom Typ NE 102 A (\emptyset 50 x 15 mm) verwendet. Die Nachweisschwelle lag bei einer Protonenenergie von ca. 250 keV. Die Anregungsfunktion für die Flußmessung wurde relativ zu dem bekannten n - p Streuquerschnitt gemessen. Die Berechnung der Ansprechwahrscheinlichkeit des Flußdetektors wurde mit dem Rechenprogramm DETEFF (12) durchgeführt.

3.6 Elektronik

Das Blockschaltbild der Meßelektronik ist in Abb. 5 wiedergegeben. Die Neutronen treffen auf die Streuprobe und werden unter dem Winkel θ_i gestreut. Die um die Streuprobe angeordneten Detektoren liefern die eigentlichen Meßwerte, während der Monitor den Meßablauf steuert.

Jeder Szintillationszähler liefert zwei Ausgangssignale: ein Analog- und ein Zeitsignal. Alle Zeitsignale werden über Diskriminatoren in einer OR-Stufe zusammengefügt und der Zeitkodiereinheit (Laben Time Sorter UC-KB) als Startsignal angeboten. Das Zeitsignal des Flußdetektors wurde 1000 : 1 untersetzt, um die Totzeit der nachfolgenden Elektronik zu verringern. Es wurde auch in der OR-Stufe gemischt



PW-Autom. = Probenwechselautomatik
 Diskr. = Diskriminator
 Gate-Gen. = Gate-Generator

Abb. 4 Blockschaltbild der Elektronik

und als Start für den Timesorter verwendet. Mit der Ablenkfrequenz von 100 KHz wird die Zeitkodiereinheit gestoppt. Die Zeitsignale von den Neutronenzählern und dem Flußdetektor werden über Diskriminatoren der Detektorkodiereinheit zugeführt.

Die in der Impulshöhe, Flugzeit und Kodierung enthaltenen Informationen werden über eine Interface-Einheit in den on-line Rechner CDC 3100 übertragen.

Der Neutronenmonitor (6^0 zur Strahlrichtung) steuert bei Erreichen einer vorgegebenen Zahl von Quellneutronen eine Probenwechselautomatik. Wenn die Streuprobe im Strahl ist - Status "Mit Probe" - werden die (n,n) - Anregungsfunktionen verarbeitet. Beim Status "Ohne Probe" (Streuprobe aus dem Strahl) werden der Untergrund und der Neutronenfluß bestimmt.

Um den Meßbereich einzuschränken wurde durch die Ablenkfrequenz von 100 KHz mit einem Gate Generator ein Zeitfenster erzeugt.

3.7 Methode zur Bestimmung der differentiellen elastischen Streuquerschnitte im Bereich oberhalb der inelastischen Schwelle.

Während des Streuexperiments wurden von allen Detektoren neben den Zeitsignalen auch Analogsignale abgeleitet und in einem Impulshöhenanalysator untersucht. Diese Informationen wurden einem CDC-3100 Rechner zugeführt. Die Rückstoßprotonenspektren konnten außerdem für insgesamt 16 wählbare Neutronenenergien zweidimensional (Flugzeit gegen Impulshöhe) gespeichert werden.

Die Rückstoßprotonenspektren wurden, nachdem eine ausreichende Statistik erhalten wurde, auf einem Datensichtgerät untersucht. Die Kanallage des Maximums der Impulshöhenverteilung wurde für jedes Rückstoßprotonenspektrum abgelesen (Abb. 5). Die Neutronenenergie konnte aus der Flugzeit berechnet und damit die Abhängigkeit der Neutronenenergie von der Kanallage bestimmt werden.

Im Bereich oberhalb der inelastischen Schwelle wurde die Kanallage für die Ereignisse mit Energien $E_g = E_n - E_{Sch}$ bestimmt, wobei E_n die Energie

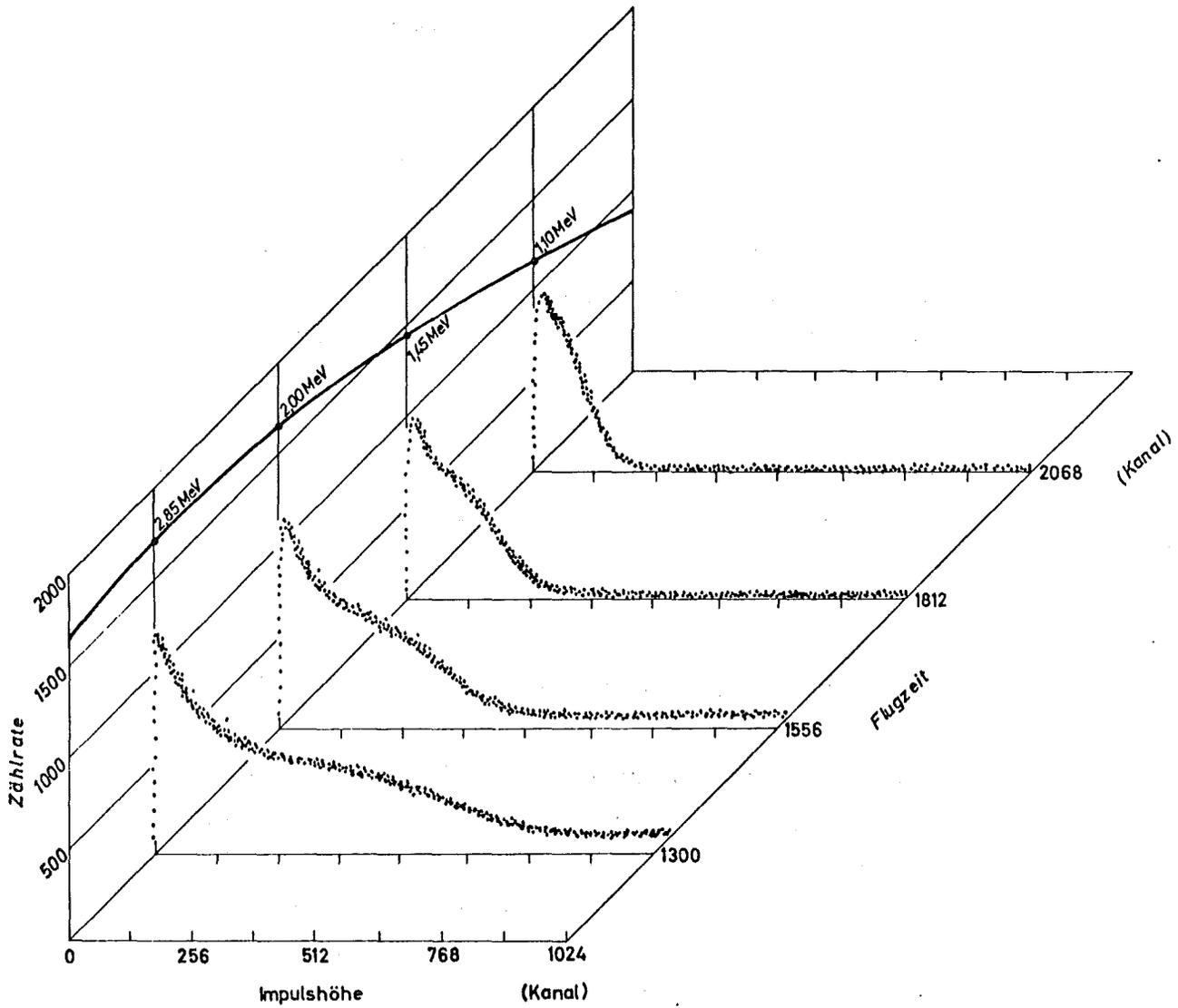


Abb. 5 Dreidimensionale Darstellung der Rückstoßprotonenspektren in Abhängigkeit von der Neutronenflugzeit

der auf das Target treffenden Neutronen und E_{Sch} die Energie der inelastischen Schwelle für den Targetkern ist. Die berechneten Werte für E_g wurden dann in die Eichroutine des Rechenprogramms eingegeben.

Schon bei der Datenannahme wurden die Ereignisse unterhalb von E_g on-line verworfen. In den Flugzeitspektren der Streudetektoren sind dann nur Anregungsfunktionen für die elastischen Ereignisse gespeichert. Die Trennung der elastischen und inelastischen Streuprozesse bis zu einem dreifachen Wert der Energiedifferenz zwischen dem Grundzustand und dem ersten angeregten Niveau des Targetkerns ist mit dieser Experimentieranordnung möglich gewesen.

4. Meß- und Auswerteverfahren

4.1 Durchführung der Experimente

Für die Bestimmung der differentiellen Streuquerschnitte wurden im wesentlichen folgende Größen gemessen: die Flugzeiten (t_f) der Neutronen, die Impulshöhenverteilung $N(E_f)$, die Zählrate der direkt vom Urantarget erzeugten Neutronen sowie der Zählrate des Untergrundes.

Zur Bestimmung dieser Größen unter möglichst identischen Bedingungen wurde ständig zwischen Messung "Mit und Ohne Probe" gewechselt. Mögliche langzeitige Änderungen des Neutronenflusses wurden damit experimentell kompensiert. Die Zählrate des Neutronenstrahlmonitors (Abb. 4) steuert die Wechselautomatik über einen Vorwählzähler. Für das Streuexperiment wurden Probenwechselzeiten von ca. 10 Minuten bei "Mit und Ohne Probe" verwendet.

Die Daten wurden gleichzeitig in jedem Zyklus für die Winkel von 20° , 30° , 40° , 55° , 65° , 80° , 90° , 120° , 135° , 150° und zur Flußbestimmung bei 0° aufgenommen. Für jeden Detektor wurde das Flugzeitspektrum in einem Zeitbereich von $8 \mu\text{s}$ mit einer Kanalbreite von 2 ns sowie die Impulshöhenspektren in 1024 Kanälen gemessen.

Alle Rückstoßprotonenzähler wurden vor Beginn der Messung mit einer ^{60}Co -Quelle durch Überlagerung der Spektren auf gleiche Verstärkung eingestellt.

Wegen der großen Anzahl von Detektoren und des begrenzenden Kernspeichers der Rechananlage CDC 3100 mußte die Messung auf den Energiebereich von 0.3 bis 10 MeV eingeschränkt werden.

Für die on-line Sortierung der elastischen und inelastischen Ereignisse wurden die Impulshöhenspektren der Streudetektoren verwendet. Die Impulshöhenspektren wurden in 16 wählbaren Energiebereichen pro Detektor aufgenommen. Nach einer Meßzeit von ca. 12 Stunden konnte für die 160 Rückstoßprotonenspektren eine ausreichende Statistik erzielt werden.

Auf einem Datensichtgerät wurden diese Spektren (Abb. 5) untersucht und für jedes Spektrum die Kanallage des Maximums der Impulshöhenverteilung abgelesen. Damit konnte die Abhängigkeit zwischen Lichtausbeute und Kanallage bestimmt werden. Da bei ^{40}Ca der erste angeregte Zustand bei 3.35 MeV auftritt, werden bis zu dieser Neutroneneinschussenergie nur elastische Ereignisse nachgewiesen. Für Neutronenenergien größer als 3.35 MeV werden auch inelastische Ereignisse stattfinden und im Detektor nachgewiesen. Dieses wurde berücksichtigt und aus der Eichkurve (Lichtausbeute-Kanallage) konnten dann Grenzwerte für die inelastischen Ereignisse für die entsprechenden Energiebereiche ausgerechnet werden.

Nach Eingabe dieser Eichwerte in das verwendete Rechenprogramm wurden dann die inelastischen Ereignisse on-line verworfen. Die gespeicherten Anregungsfunktionen entsprechen ausschließlich Ereignissen elastischer Streuung.

Die Flugzeit und Rückstoßprotonenspektren wurden für die Messung "Mit und Ohne Probe" getrennt aufgenommen. Nach jedem Probenwechsel wurden die Daten getrennt auf Magnetband ausgegeben.

4.2 Auswerteverfahren

Die Rohspektren wurden an einem Datensichtgerät daraufhin untersucht, ob keine experimentellen Fehler (z.B. schlechte Ablenkbedingungen, Datenübertragungsfehler) in den Spektren vorhanden sind. Nach dieser Kontrolle wurden nur die einwandfreien Meßzyklen aufsummiert und die Summe als endgültiges Meßergebnis auf Magnetband geschrieben (Abb. 6).

Der Fluß und die Ansprechwahrscheinlichkeiten der Streudetektoren werden berechnet und auf Platte abgelegt. Nach der Berechnung des zeitunabhängigen Untergrunds werden dann die endgültigen Zählraten pro Kanal in den jeweiligen Flugzeitspektren ermittelt.

Der berechnete differentielle elastische Wirkungsquerschnitt wurde dann einer Formanalyse unterzogen, um Spin und Parität der Resonanz zu bestimmen.

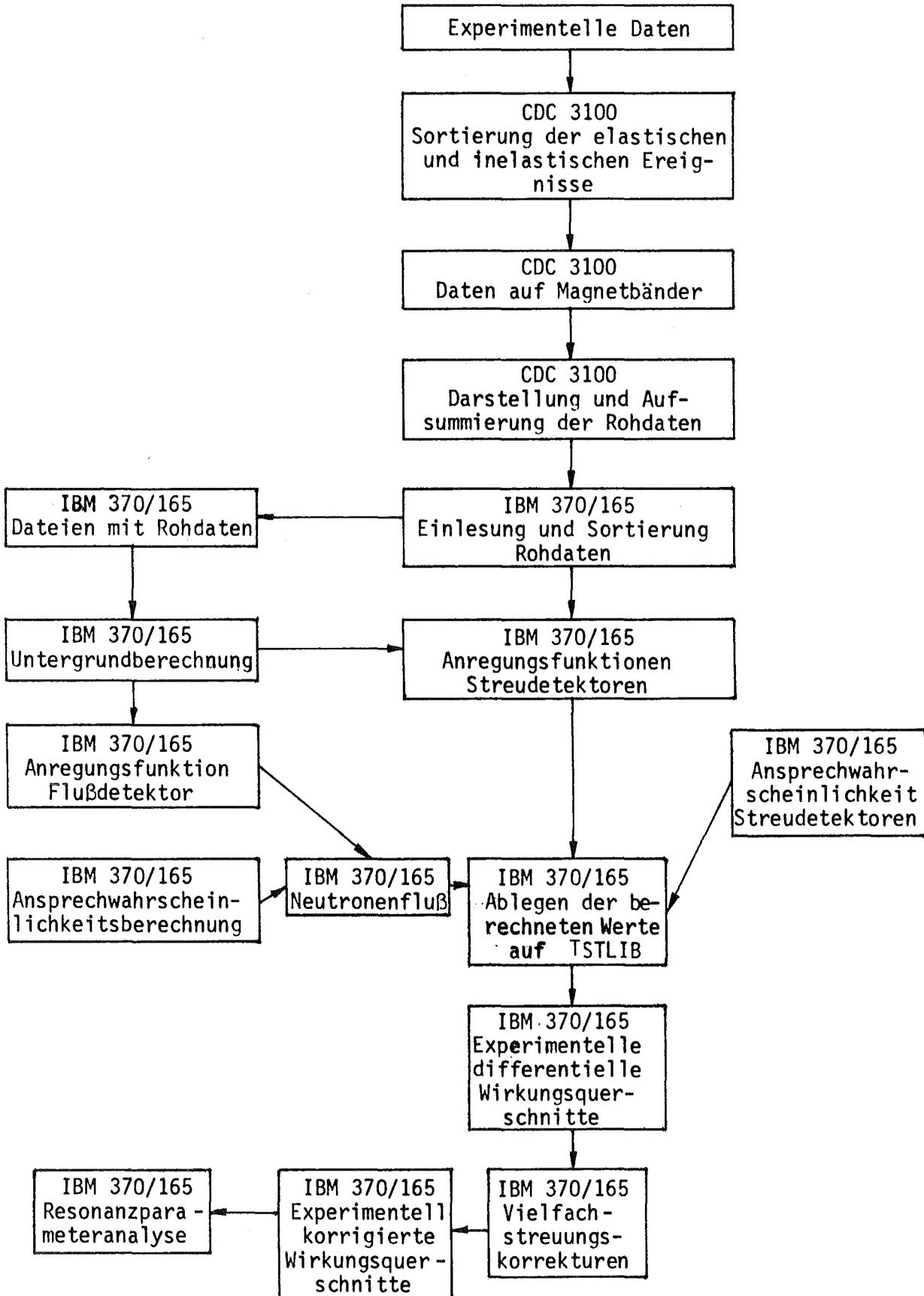


Abb. 6 Datenanalyse

4.3 Berechnung der differentiellen elastischen Wirkungsquerschnitte

Für die Berechnung des differentiellen elastischen Streuquerschnitts wurde die Ausbeute benutzt:

$$Y(I) = \frac{C(I) - B(I)}{Z(I)} \frac{F_m}{F_p} \frac{\epsilon_m(I)}{\epsilon_d(I)}$$

- $C(I)$ = Zählrate im Streudetektor im Kanal I
 $B(I)$ = Zählrate von Untergrundneutronen im Kanal I
 $Z(I)$ = Gesamtzahl der Neutronen mit Energie $E(I)$, die auf die Streuprobe treffen
 F_m, F_p = Querschnittsfläche des Flußdetektors bzw. der Streuprobe
 $\epsilon_m(I), \epsilon_d(I)$ = Ansprechwahrscheinlichkeit des Flußdetektors bzw. des Streudetektors.

und

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\sigma_t(E_i)}{1 - e^{-N\bar{S}\sigma_t(E_i)}} \frac{R^2}{F_d} Y(I) \quad (A)$$

- $\sigma_t(E_i)$ Totaler Wirkungsquerschnitt
 N Anzahl der Atome pro cm^3
 \bar{S} Mittlere Dicke der Probe
 R Abstand Detektor-Streuprobe
 F_d Querschnittsfläche des Streudetektors

Die mittlere Probendicke \bar{S} wurde durch eine räumlich gemittelte Probendicke angenähert.

Da der Neutronenfluß mit einem Szintillationszähler aufgenommen wurde, welcher 1.24 m hinter der Streuprobe stand, mußte der Fluß vom Ort des Detektors auf den Ort des Streuers umgerechnet werden.

Die Neutronenenergiebestimmung wurde unter Berücksichtigung relativistischer Effekte kanalweise nach der bekannten Flugzeit-Energiebeziehung berechnet (15):

$$E_n(\text{MeV}) = 52.268 V_1^2 + 4.3617 V_1^4 + 0.4044 V_1^6 + 0.394 V_1^8 + 0.0039 V_1^{10}$$

$$V_1 = \frac{10}{\tau} \quad \tau \text{ in } \frac{\text{ns}}{\text{m}}$$

Die Ansprechwahrscheinlichkeit des Flußdetektor und der Streudetektoren für Neutronen mit einer Energie E_i wurde mit einem analytischen Programm DETEFF (12) bestimmt. Die Berechnung des Ansprechvermögens für einen Detektor wird unter Berücksichtigung folgender Voraussetzungen berechnet:

- a) Die Geometrie des Detektors entspricht der eines Zylinders, dessen Achse parallel zur Einschubrichtung der Neutronen liegt.
- b) Für die beiden Hauptkomponenten Kohlenstoff und Wasserstoff wurden die partiellen Ansprechwahrscheinlichkeiten mit den Lichtausbeutekurven von Craun und Smith (46) für Protonen und α -Teilchen ausgerechnet. Die Daten für den $H(n,p)$ -Wirkungsquerschnitt entsprechen denen von Gammel (47), während für den $C(n,n)$ -Wirkungsquerschnitt die Werte von Hughes et al. (48) benutzt wurden.

Die Berechnung der Ansprechwahrscheinlichkeit eines Streudetektors für den Energiebereich von 0.4 bis 6 MeV ist in Abb. 7 wiedergegeben. Dieses Ergebnis wurde mit einem umfangreichen Monte-Carlo Programm (14) verglichen. Die Übereinstimmung im Bereich von 1 bis 6 MeV ist besser als 10 %.

Die durch die Gleichung A errechneten Wirkungsquerschnitte wurden mit den Wirkungsquerschnitten verglichen, die durch eine Normierung auf den Kohlenstoff im Energiebereich bis 2 MeV ermittelt wurden. Die Daten für den totalen Wirkungsquerschnitt wurden aus der Arbeit (49) entnommen. Da auch eine Messung des differentiellen elastischen Streuquerschnitts für Kohlenstoff durchgeführt wurde, konnten die Ergebnisse nach einer Flußnormierung für diese Rechnung verwendet werden.

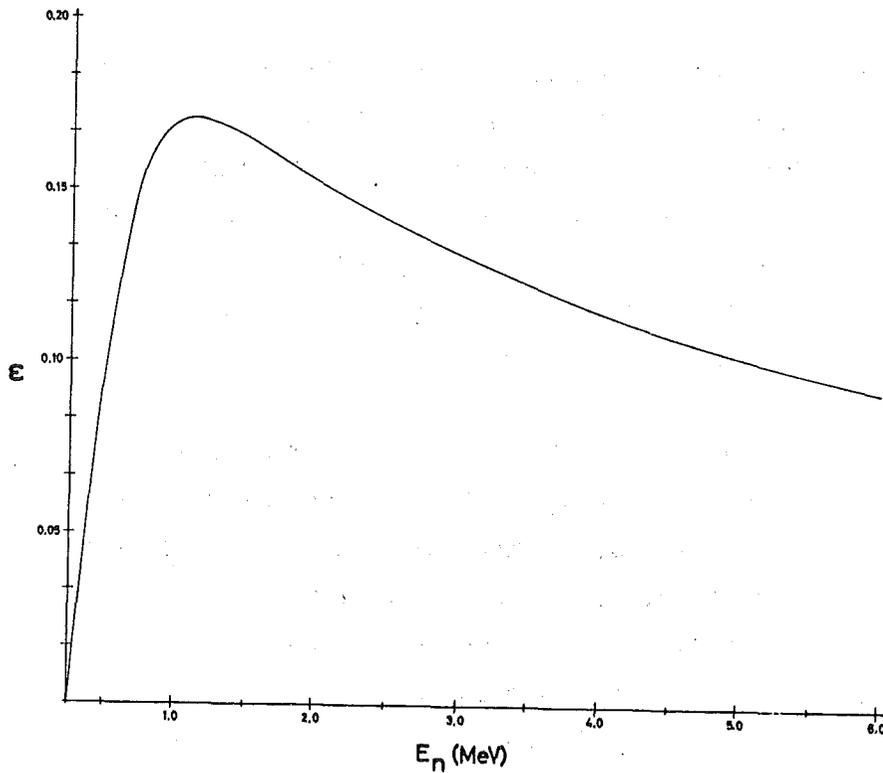


Abb. 6 Ansprechwahrscheinlichkeit eines Streudetektors

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{ca} = \sigma_t \Big|_c * \frac{T(\theta)}{4\pi} * \frac{N_c}{N_{ca}} * \frac{Y_{ca}}{Y_c} * R$$

$$\sigma_t \Big|_c = 4.305 - 2.040 * E(I) + 0.312 * E^2(I) + 0.028 * E^3(I) \quad (49)$$

$$T(\theta) = \frac{\left[\sqrt{1 - k^2 \sin^2 \theta_1} + k \cos \theta_1 \right]^2}{1 - k^2 \sin^2 \theta_1}$$

Umrechnungsfaktor vom Schwerpunktsystem in das Laborsystem.

$k = \frac{m_1}{m_2}$ Verhältnis der Massen von Neutron und Ca

N_c, N_{ca} Anzahl der Kerne pro cm^3 für C und Ca

R Flußnormierungsfaktor

4.4 Korrekturen

Für das Streuexperiment wurde eine massive zylindrische Probe mit einem Durchmesser von 50 mm verwendet. Da die mittlere freie Weglänge direkt vom totalen Wirkungsquerschnitt der Streuprobe abhängt, ergibt sich für den Energiebereich zwischen 0.5 bis 2.0 MeV ein mittlerer Wert von 17 cm während im Bereich zwischen 2.0 bis 6 MeV dieser mittlere Wert 12 cm beträgt. Die erwarteten Korrekturen für die Vielfachstreuung sollten also klein sein.

Die Vielfachstreuungsrechnungen für Ca wurden mit dem Monte-Carlo Programm MULTISCAT IV (16) durchgeführt. Dieses Programm verwendet eine zylindrische Geometrie für die Streuprobe und benutzt als Eingabewert die experimentellen differentiellen elastischen Wirkungsquerschnitte für einen Energiewert. Der totale Wirkungsquerschnitt und der Reaktionswirkungsquerschnitt werden auch für jeden Energiepunkt eingegeben. Die gemessenen differentiellen elastischen Streuquerschnitte wurden über 200 keV Bereiche gemittelt im Energieintervall von 1 bis 6 MeV und als Winkelverteilungen für eine mittlere Neutronenenergie E_n verwendet. Nach der Berechnung für Vielfachstreuung wird die experimentelle Winkelverteilung für die Neutronenenergie E_n entsprechend korrigiert. Die korrigierten Winkelverteilungen werden dann an Legendre Polynome angepaßt. Diese Winkelverteilung wird an 40 Punkten zwischen 0° und 180° berechnet. Danach ist es möglich, Korrekturwerte für die gemessenen experimentellen Wirkungsquerschnitte zu erhalten.

5. Ergebnisse der Messungen

In Abb. 7 ist der differentielle Streuquerschnitt für natürliches Kalzium im Energiebereich von 1 MeV bis 1.9 MeV für Laborwinkel von 20° , 30° , 40° , 55° , 65° , 80° , 90° , 120° , 135° und 150° dargestellt. Daraus ist die Winkelabhängigkeit des Streuquerschnitts ersichtlich wie z.B. die ausgeprägten Maxima der Resonanzen bei Vorwärts- und Rückwärtswinkeln. Das Ergebnis für den differentiellen elastischen Streuquerschnitt im gesamten Energiebereich von 1 MeV bis 6 MeV wird im Anhang wiedergegeben. Die mittlere statistische Genauigkeit der Kalziumdaten beträgt von 1 bis 3 MeV ca. 10 %, im Bereich von 3 bis 6 MeV dagegen ca. 6 %. Der Fehler in der Berechnung des Neutronenflusses sowie des Ansprechvermögens der Streudetektoren beträgt für jede dieser Rechnungen 10 %. Unter Berücksichtigung aller Fehlerquellen ist die absolute Genauigkeit für die Kalziumstreuquerschnitte ≤ 20 %.

Die Messungen von differentiellen Streuquerschnitten an Kalzium im Energiebereich von 1 MeV bis 6 MeV wurden bisher von Lovchikova (17), Seagrave et al. (18), Lane et al. (19), Reber et al. (20), Nebe et al. (21), Abramson et al. (22) und Crawford et al. (23) durchgeführt. Dabei handelt es sich meistens um Winkelverteilungen für einzelne Energiewerte. Ein direkter Vergleich mit diesen Werten ist wegen der unterschiedlichen Energieauflösung schwierig. Im Energiebereich von 0.55 bis 2.05 MeV ist eine befriedigende Übereinstimmung der vorliegenden Daten mit den Werten aus der Arbeit von Nebe et al. (21) innerhalb von 15 % festzustellen.

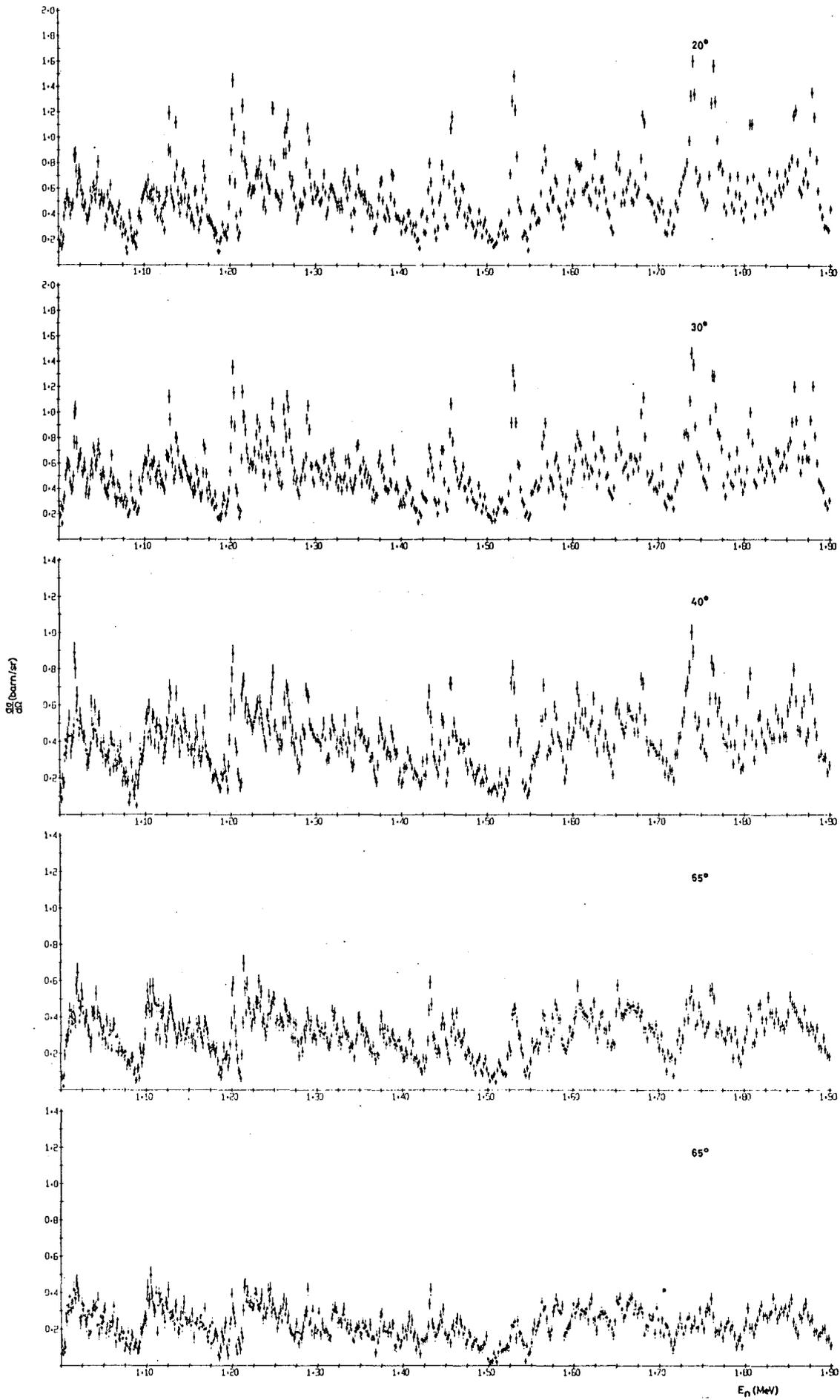


Abb. 7 Differentieller Neutronenstreuquerschnitt für ^{40}Ca von 1 bis 1.9 MeV

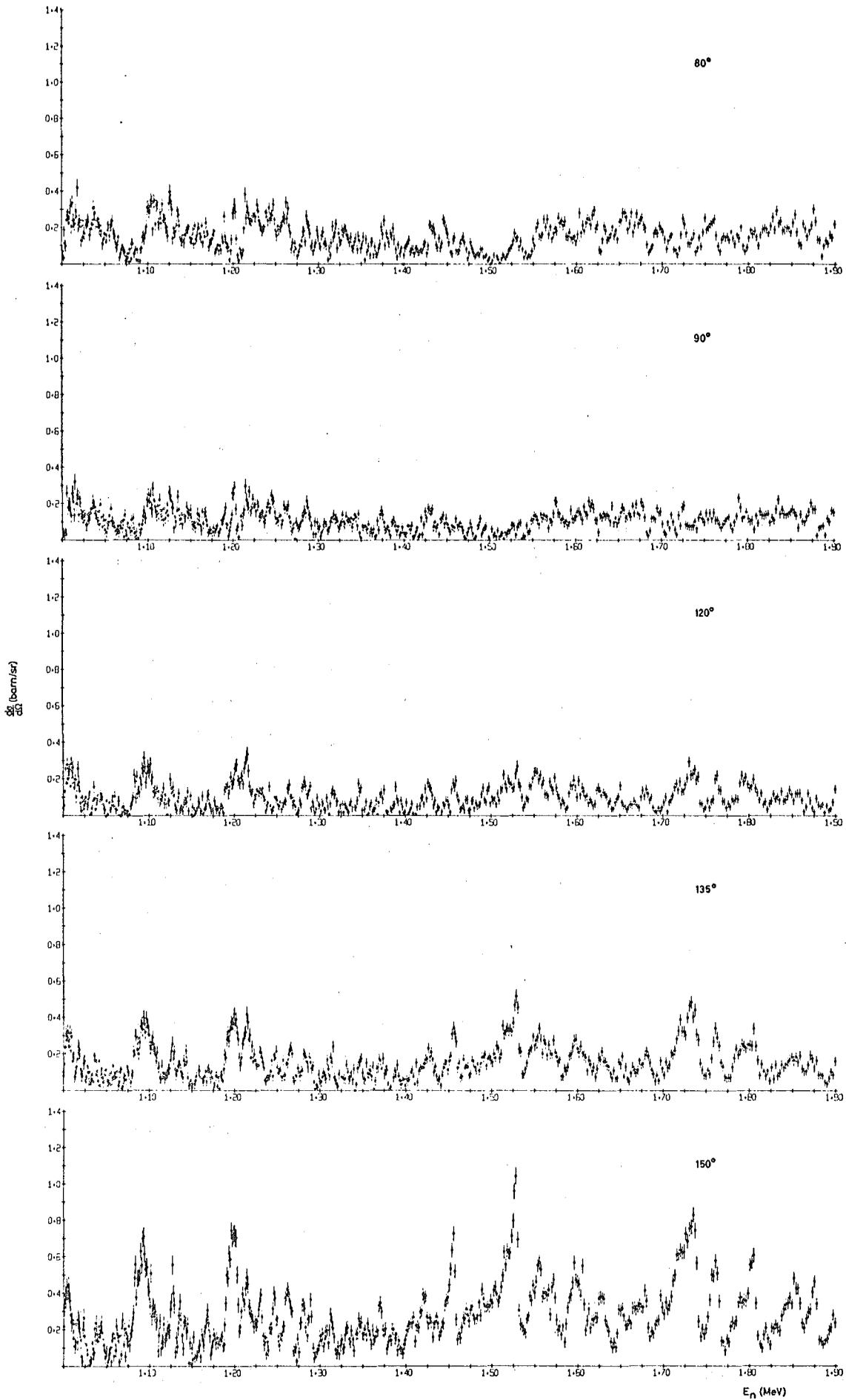


Abb. 7 Differentieller Neutronenstreuquerschnitt für ^{40}Ca von 1 bis 1.9 MeV

6. Datenanalyse und Interpretation

6.1 Zuordnung von Spins und Paritäten

Die Grundlage der Analyse ist die Tatsache, daß die Form der Resonanz im differentiellen elastischen Wirkungsquerschnitt hauptsächlich durch die Interferenz zwischen Potential- und Resonanzstreuung bestimmt wird. Diese hängt sowohl vom Streuwinkel als auch von Spin und Parität der Resonanz ab. Die Formänderung ist in der Nähe der Nullstellen des entsprechenden Legendre-Polynoms am stärksten ausgeprägt. Das ist eine Folge der Vorzeichenänderung der Interferenzterme im differentiellen elastischen Streuquerschnitt. Für die Fälle, in denen kein charakteristisches Verhalten sichtbar ist, kann eine Messung an zusätzlichen Winkelpositionen für die Identifikation der Kernniveauquantenzahlen hilfreich sein.

Um Information über die Kernzustände aus den differentiellen elastischen Streuquerschnitten zu erhalten, wurde die R-Matrix Multi-niveaubeschreibung mit einem offenen Kanal für elastische Streuung angewandt.

Die Niveaulage E_λ , seine Breite Γ_λ sowie der Spin J und die Parität π bestimmen einen Kernzustand. Aus den totalen Wirkungsquerschnitten können die Lage und Breite der Resonanzen ermittelt werden. Durch eine ausführliche Untersuchung der Resonanzformen im differentiellen elastischen Streuquerschnitt ist eine Zuordnung von Spin und Parität durch den Vergleich der experimentell gefundenen Resonanzform mit den entsprechend berechneten Standardformen möglich.

Zur Aufstellung von Kriterien zur Spin- und Paritätsbestimmung wurde der winkelabhängige Streuquerschnitt (vgl. 2.2) nach den Formeln von Blatt und Biedenharn programmiert (4). Für die Berechnung der Streufunktion in den Streuquerschnittsformeln wurde der R-Matrix-Formalismus von Wigner und Eisenbud (24) verwendet. Die Z-Koeffizienten sind von den Tabellen von Biedenharn entnommen (6). Multiniveaueffekte werden berücksichtigt. In Abb. 8 sind die Formen der isolierten s-, p- und d-Wellen Resonanzen für fünf Laborwinkel 30° , 55° , 90° , 120° ,

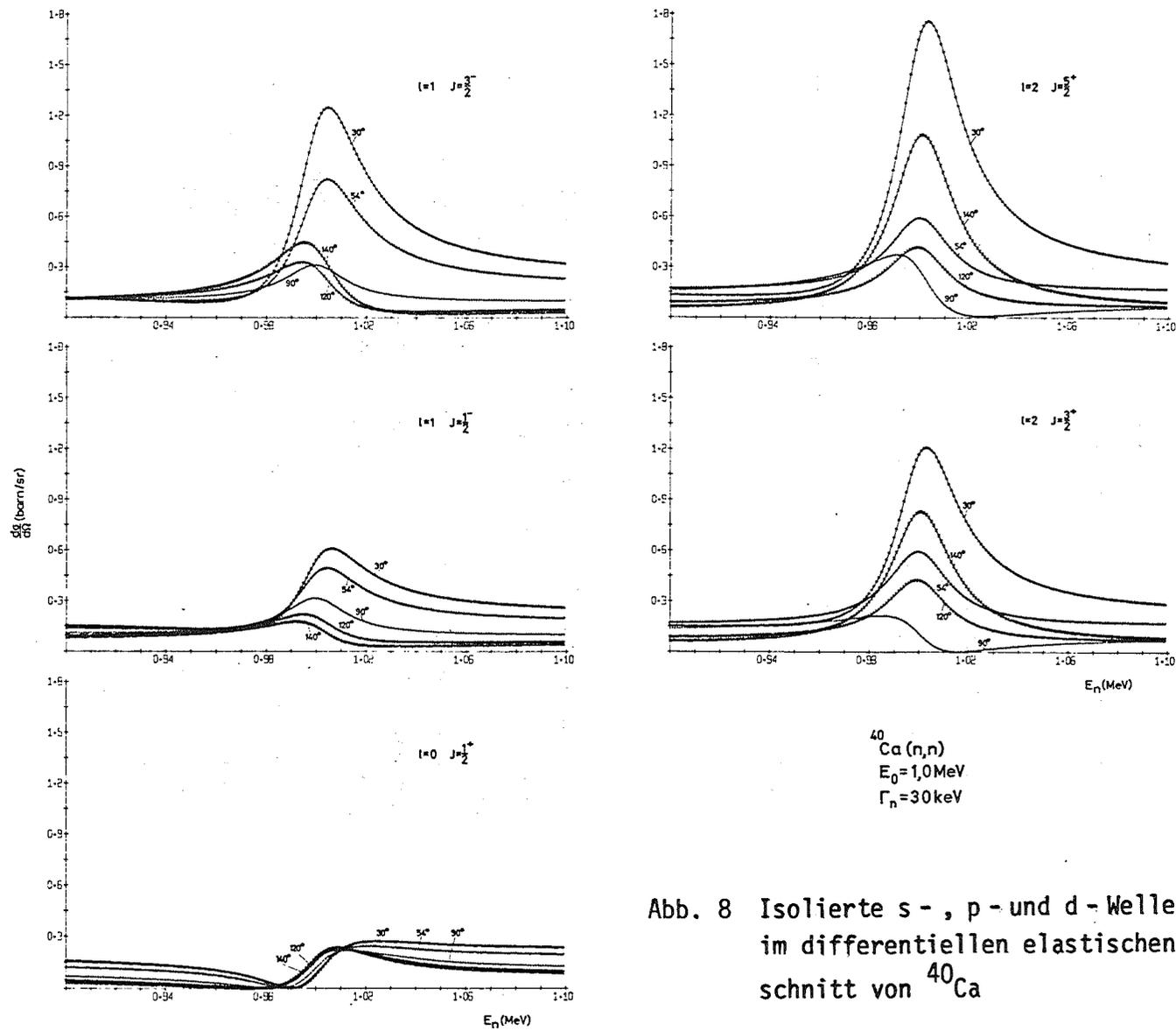


Abb. 8 Isolierte s-, p- und d-Wellen-Resonanzen im differentiellen elastischen Streuquerschnitt von ^{40}Ca

140⁰ dargestellt. Die Rechnungen wurden jeweils für eine fiktive Resonanz bei 1 MeV mit einer Breite von 30 keV durchgeführt. Die Breite sowie die Energie der Resonanz sind aber keine bestimmenden Parameter für diese Formänderungen.

In der Arbeit von Kirouac und Nebe (25) wurden außerdem Rechnungen durchgeführt, um den Einfluß der Abweichungen von den Standardresonanzformen durch:

- a) Multiniveau-Effekte
- b) Resonanz-Resonanz Kohärenz Effekte

zu untersuchen. Aus den charakteristischen Merkmalen können folgende Kriterien abgeleitet werden:

A. s - Wellen

Die Winkelabhängigkeit der Form einer s - Wellen Resonanz ist in erheblichem Maße durch den $l = 0$ Beitrag der Legendre Polynom-Entwicklung des differentiellen Streuquerschnitts gekennzeichnet. Der Wert für $P_0(\cos\theta)$ ist konstant und so verhält sich auch die Resonanzamplitude. Durch eine Interferenz zwischen der s - Wellen Resonanz und der p - Wellen Potentialstreuung läßt sich eine Amplitudenabnahme bei 90⁰ sowie eine Verschiebung des Resonanzpeaks zu niedrigen Energien bei Winkel größer als 90⁰ erklären.

B. p - Wellen

Die p - Wellen werden durch Formveränderungen gekennzeichnet, welche auf eine Interferenz dieser Wellen mit der s - Wellen Potentialstreuung zurückzuführen ist. Der Term $P_1(\cos\theta) = \cos\theta$ wechselt sein Vorzeichen bei 90⁰. Eine destruktive Interferenz unterhalb der

Resonanzenergie sowie eine konstruktive Interferenz oberhalb derselben Energie bei Vorwärtswinkeln ist das bedeutendste Merkmal. Bei Winkel größer als 90° ist der umgekehrte Effekt festzustellen. Die Amplitude für den Spin $J = 1/2$ wird mit zunehmendem Streuwinkel kleiner; bei $J = 3/2$ ist für Winkel größer als 90° eine kleine Amplitudenzunahme zu beobachten.

C. d - Wellen

Die Interferenz zwischen der d-Wellen Resonanz und der s-Wellen Potentialstreuung bestimmt die Winkelabhängigkeit der d-Resonanzen. Der letzte Anteil verhält sich wie der Wert des Legendre Polynoms für $L = 2(3 \cos^2 \theta - 1)$. Die Interferenz wechselt bei den Nullstellen 54.7° und 125.3° im Schwerpunktsystem ihr Vorzeichen. Kennzeichnend für d-Wellen Resonanzen ist die bedeutende Amplitudenzunahme für Rückwärtswinkel sowie keine Peakverschiebung zwischen unterschiedlichen Vorwärts und Rückwärtswinkeln.

Diese allgemeinen Eigenschaften der Resonanzformen können durch Resonanz-Resonanz Kohärenzeffekte geändert werden. Im Bereich von 1 bis 2.5 MeV konnten von den 130 Niveaustrukturen ca. 100 Resonanzen identifiziert werden. In der Tabelle 1 sind die Werte für die Resonanzparameter E_λ , Γ_λ , l , J für die Reaktion $^{40}\text{Ca}(n,n)$ im Energiebereich von 88 keV bis 2.5 MeV aufgestellt. Unsichere Ergebnisse sind in Klammern angegeben. Unterhalb von 550 keV sind die Daten für die Neutronenparameter aus der Arbeit von Newson et al. (26), Wilenzick et al. (27) entnommen worden. Zwischen 550 keV und 1 MeV wurden die Werte von Nebe et al. (21) verwendet.

In der vorliegenden Arbeit wurden die Resonanzparameter im Energiebereich von 1 bis 2.5 MeV bestimmt. Die exakte Bestimmung der Niveaulage E_λ erfolgte aus dem gemessenen totalen Wirkungsquerschnitt (53), ebenso die Berechnung der Resonanzbreiten. Es wird davon ausgegangen, daß sich

die Resonanzform durch eine Gaußverteilung annähern läßt und daß sie eine Halbwertsbreite $\Gamma_{\text{theor.}}$ besitzt. Die Energieauflösungsfunktion entspricht auch einer Gaußverteilung mit einer Breite ΔE . Die beobachtete Resonanzbreite entspricht der Faltung dieser beiden Gaußverteilungen:

$$\Gamma_{\text{beob.}} = \sqrt{\Gamma_{\text{theor.}}^2 + \Delta E^2} \quad \text{VI.1}$$

Aus der Gleichung VI.1 kann die Resonanzbreite $\Gamma_{\text{theor.}}$ bestimmt werden.

Unter Berücksichtigung der charakteristischen Merkmale für s-, p- und d-Wellenresonanzen werden die experimentellen Streuquerschnitte untersucht, um primäre Zuordnungen von Bahndrehimpulsen und Spins der Resonanzen zu ermöglichen. Die erhaltenen Resonanzparameter werden dann als Eingabewerte für die Berechnung der theoretischen Streuquerschnitte verwendet. Die Berechnungen wurden in Energieintervalle von 500 keV unterteilt. Für jeden Energiebereich werden die berechneten differentiellen elastischen Streuquerschnitte für drei unterschiedliche Winkel gegen die Neutronenresonanzenergie aufgetragen. Die beste Zuordnung von Bahndrehimpulsen l und Compoundkernspin J wird für alle Resonanzen dadurch erreicht, daß jede Berechnung mit den experimentellen Streuquerschnitten verglichen wird.

Der maximale theoretische Resonanzwirkungsquerschnitt $\sigma_0(\text{theor})$ ist nach der Breit-Wigner Formel

$$\sigma_0(\text{theor}) = 4\pi\lambda^2 g \frac{\Gamma_n}{\Gamma} = 4\pi\lambda^2 g \quad \text{für } \Gamma_n \gg \Gamma_\gamma$$

$$\text{Wo } g = \frac{2J + 1}{2(I + 1)}$$

J - Spin des Compoundkernzustands

I - Spin des Targetkerns

Das Verhältnis des theoretischen zu dem beobachteten Resonanzquerschnitts lautet:

$$\frac{\sigma_0(\text{theor})}{\sigma_0(\text{beob})} = \frac{\Gamma_{\text{beob}}}{\Gamma_{\text{theor}}}$$

Aus diesem Verhältnis kann die Breite r_{theor} berechnet werden, die im wesentlichen von dem Faktor g abhängig ist. Der Vergleich mit der Breite Γ_{theor} , die aus dem totalen Wirkungsquerschnitt nach Gleichung VI.1 ermittelt wurde, liefert eine zusätzliche Bestätigung für die Spinzuordnung bei annähernd isolierten Resonanzen.

Tabelle 1 Resonanzparameter ^{a)} für ⁴⁰Ca (n,n)

E (keV)		E _{41Ca} (MeV)	l	J	Γ _{λlJ} (keV)	D _{lJ} (keV)
88.	b)	8.450	0	1/2	.148	
132.	b)	8.493	0	1/2	2.54	44.
144.	b)	8.505	0	1/2	.19	12.
167.	b)	8.527	0	1/2	2.49	23.
220.	b)	8.579	0	1/2	5.65	53.
250.	b)	8.608	0	1/2	20.	30.
299.	b)	8.656	0	1/2	2.19	49.
337.5	c)	8.693	0	1/2	13.65	38.5
360.	c)	8.715	0	1/2	1.5	22.5
447.5	c)	8.801	0	1/2	13.38	87.5
504.	c)	8.856	0	1/2	10.65	56.5
558.5	*	8.909	≠1			
570.1	d	8.920	1	3/2	.2	
591.3	d	8.941	0	1/2	55.	87.3
594.2	d	8.944	2	5/2	≤.1	
615.	*	8.964	(2)	(3/2)		
623.5	d	8.972	2	5/2	<.1	29.3
635.5	d	8.984	0	1/2	2.	44.2
638.4	d	8.987	2	5/2	<.1	14.9
640.9	d	8.989	1	1/2	1.3	
652.	*	9.000				
668.1	d	9.016	2	(5/2)	<.1	29.7
675.	d	9.023	0	1/2	2.7	39.5
694.6	d	9.042	1	1/2	.9	53.7
713.2	d	9.060	1	3/2	.1	14.31
728.	d	9.074	1	3/2	<.1	14.81
738.2	d	9.084	0	1/2	3.2	63.2
742.8	d	9.089	0	1/2	4.4	4.6
747.3	d	9.093	1	1/2	.3	52.7
758.	d	9.104	2	(3/2)	.6	143.
764.8	d	9.110	1	3/2	<.1	36.8
771.5	d	9.117	0	1/2	12.	28.7
792.5	d	9.137	0	1/2	2.4	21.
800.2	d	9.145	2	5/2	<.1	132.1

Tabelle 1 Fortsetzung

E (keV)		$E_{41\text{Ca}}$ (MeV)	I	J	$\Gamma_{\lambda 1J}$ (keV)	D_{1J} (keV)
823.	d	9.167	0	1/2	3.5	30.5
826.	d	9.170	(1)	(1/2)	.4	78.7
830.	d	9.174	2	(5/2)	.1	29.8
842.2	d	9.186	2	3/2	.9	84.2
857.2	d	9.200	2	(3/2)	.3	15.
861.8	d	9.205	0	1/2	29.	38.8
867.6	d	9.210	1	(1/2)	.3	41.6
878.7	d	9.221	0	1/2	31.	16.9
884.8	d	9.227	1	3/2	.3	120.
908.1	d	9.250	1	1/2	1.5	40.5
924.6	d	9.266	2	5/2	.2	94.6
940.5	d	9.282	1	1/2	.6	32.4
945.1	d	9.286	2	3/2	.5	87.9
958.8	d	9.299	1	3/2	.4	74.
970.	d	9.310	0	1/2	7.2	91.3
983.	*	9.323				
993.	d	9.333	(2)	(3/2)	1.10	47.9
1003.9		9.343	0	1/2	12.	33.9
1019.1		9.358	1	1/2	1.6	78.6
1025.1		9.364	(1)	(1/2)	0.8	6.0
1038.0		9.376	1	1/2	1.53	12.9
1041.0	*	9.380				
1046.0	*	9.384				
1058.2		9.396	1	1/2	0.7	20.2
1061.1		9.399	1	1/2	0.7	2.9
1083.2		9.420	1	3/2	1.2	124.4
1089.3	*	9.426				
1094.6		9.431	2	3/2	0.8	101.3
1096.0		9.433	0	1/2	12.	92.1
1098.5		9.435	2	5/2	<.1	173.9
1101.3	*					
1126.2		9.462	1	1/2	1.3	65.1
1129.4		9.465	1	1/2	2.	3.2
1137.6		9.473	1	1/2	1.5	8.2

Tabelle 1 Fortsetzung

E(keV)	$E_{41\text{Ca}}$ (MeV)	I	J	$\Gamma_{\lambda IJ}$ (keV)	D_{IJ} (keV)	
1142.6	*	9.478				
1145.5		9.481	1	1/2	.6	7.9
1160.5		9.496	1	1/2	<.1	15.
1169.9		9.505	1	3/2	1.4	86.7
1179.1	*	9.514				
1183.1	*	9.518				
1191.5		9.526	1	3/2	1.9	21.6
1203.2		9.537	1	3/2	4.1	11.7
1210.8		9.544	0	1/2	12.	114.8
1215.4		9.549	1	3/2	1.5	12.2
1231.8		9.565	2	3/2	0.9	137.4
1243.7		9.577	1	1/2	<.1	83.2
1249.8		9.583	2	5/2	.6	151.3
1263.4		9.596	1	3/2	<.1	48.
1267.5		9.600	1	3/2	<.1	4.1
1284.0		9.616	0	1/2	12.	73.2
1290.6		9.623	2	3/2	3.	58.8
1302.0	*	9.634				
1309.9		9.641	1	3/2	<.1	42.4
1318.2		9.650	1	1/2	4.	74.5
1328.9		9.660				
1334.1		9.665	1	1/2	<.1	15.9
1338.6		9.670	1	1/2	<.1	4.5
1348.7		9.679	1	3/2	1.6	38.8
1355.9		9.687	1	1/2	<.1	17.3
1375.0		9.705	0	1/2	3.8	91.2
1390.2		9.720	1	3/2	1.3	41.5
1408.5		9.738	1	1/2	1.3	52.6
1425.6		9.754	1	3/2	<.1	35.4
1433.0		9.762	1	1/2	3.5	25.1
1447.2		9.776	1	1/2	2.5	13.6
1458.2		9.786	2	3/2	2.6	167.6
1471.0		9.799	1	1/2	2.7	24.1
1479.7		9.807	1	1/2	<.1	8.2

Tabelle 1 Fortsetzung

E(keV)	$E_{41\text{Ca}}$ (MeV)	I	J	$\Gamma_{\lambda I J}$ (keV)	$D_{I J}$ (keV)
1491.0	9.818	1	1/2	<.1	11.3
1497.2	* 9.824				
1516.0	9.843	0	1/2	2.	140.8
1530.5	9.857	2	5/2	3.9	280.7
1554.5	9.880	(1)			
1566.8	9.892	1	3/2	2.9	141.2
1575.0	9.900	(1)	(3/2)	<.1	8.8
1581.1	9.906	(1)	(1/2)	<.1	90.1
1597.5	9.922	0	1/2	3.4	82.5
1605.3	9.930	(1)	(1/2)	1.6	24.2
1608.8	* 9.933				
1615.2	9.940	1	1/2	1.6	9.9
1625.7	9.950	1	1/2	<.1	10.5
1633.2	9.957	0	1/2	4.3	35.7
1650.0	9.974	0	1/2	30.	17.
1652.0	9.976	1	3/2	1.7	77.
1681.6	10.004	1	3/2	1.8	29.
1690.6	* 10.013				
1704.0	10.026	1	3/2	4.2	23.
1713.7	* 10.035				
1726.7	10.048	0	1/2	4.2	76.5
1731.5	* 10.053				
1739.5	10.061	2	5/2	4.4	209.
1747.8	10.069	(1)			
1763.5	10.084	2	3/2	4.8	305.3
1782.9	10.103	1	1/2	<.1	35.1
1792.1	10.112	0	1/2	4.	65.4
1807.3	10.127	2	3/2	3.6	43.8
1819.0	10.139	1	1/2	1.8	36.3
1829.8	10.149	1	1/2	1.8	10.6
1839.4	10.159	1	1/2	1.3	9.6
1857.6	10.176	1	3/2	.3	153.
1871.1	10.189	(1)	(1/2)	<.1	31.7
1878.5	10.197	1	1/2	<.1	7.4

Tabelle 1 Fortsetzung

E(keV)	$E_{41\text{Ca}}$ (MeV)	I	J	$\Gamma_{\lambda 1J}$ (keV)	D_{1J} (keV)
1902.0	10.220	0	1/2	16.	109.9
1903.6	10.221	1	3/2	<.1	46.
1925.4	* 10.242				
1930.6	10.248	1	3/2	<.1	27.
1939.7	10.256	1	3/2	<.1	9.1
1950.2	10.267	1	3/2	4.1	10.5
1964.7	10.281	1	3/2	2.2	14.5
1974.0	10.290	(1)	(1/2)	<.1	96.2
1989.5	10.305	2	3/2	4.3	182.2
2012.1	* 10.327				
2017.6	* 10.332				
2025.0	10.340	0	1/2	20.	123.
2037.1	* 10.352				
2048.4	10.363	2	3/2	4.6	58.9
2062.0	10.376	1	3/2	<.1	97.9
2083.5	10.397	1	1/2	6.3	109.1
2097.4	10.411	2	5/2	3.4	358.3
2113.7	* 10.426				
2127.1	10.439	(1)	(1/2)	4.7	43.6
2139.5	* 10.452				
2149.0	10.461	1	1/2	1.1	21.9
2154.3	10.466	1	3/2	1.9	91.7
2168.1	10.479	(1)			
2183.0	10.494	0	1/2	14.	158.
2189.9	10.501	2	3/2	3.1	141.5
2197.0	* 10.508				
2230.0	* 10.540				
2243.3	10.553	(1)			
2275.0	10.584	0	1/2	30.	92.
2278.6	10.587	2	3/2	<.1	88.7
2290.3	10.599	2	3/2	<.1	11.7
2298.7	10.607	1	3/2	<.1	144.4
2315.6	10.623	1	(1/2)	<.1	166.1
2332.7	* 10.640				

Tabelle 1. Fortsetzung

E(keV)		$E_{41\text{Ca}}$ (MeV)	l	J	$\Gamma_{\lambda l J}$ (keV)	$D_{l J}$ (keV)
2353.5	*	10.660	(1)			
2378.2	*	10.684				
2401.4		10.707	(1)	(3/2)	<.1	102.7
2421.3		10.727	2	5/2	2.	323.7
2430.0		10.735	0	1/2	20.	155.
2441.4		10.746	1	1/2	1.8	126.3
2448.0		10.753	2	3/2	1.8	158.1
2456.2		10.760				
2463.7	*	10.768				
2477.0	*	10.781				
2500.5	*	10.804	(1)			

a) Für die Analyse wurde ein Kanalradius von 3.6 fm verwendet. Die Genauigkeit für Neutronenbreiten $< .5$ keV wird auf 30 % abgeschätzt. Während bei größeren Breiten die Genauigkeit ca. 10 % beträgt.

b) Daten aus Referenz 26 und 57

c) Daten aus Referenz 27

d) Daten aus Referenz 21

* Diese Resonanzen werden im wesentlichen im totalen Wirkungsquerschnitt nachgewiesen.

6.2 Berechnung der Stärkefunktionen

Die Stärkefunktion ist ein Maß für die im optischen Modell pauschal als Absorptionsprozesse erfaßten Compoundkernreaktionen und ist dem Absorptionswirkungsquerschnitt proportional. Ein Ausdruck für die Stärkefunktion lautet:

$$S_{1J} = \frac{\overline{\gamma_{\lambda 1J}^2}}{\overline{D}_{1J}}$$

wobei $\overline{\gamma_{\lambda 1J}^2}$ die mittleren reduzierten Breiten und \overline{D}_{1J} die mittleren Niveauabstände im Wirkungsquerschnitt sind. Die reduzierte Breite ist mit der beobachteten Breite einer Resonanz über folgende Relation verknüpft (2):

$$\gamma_{\lambda 1J}^2 = \frac{\Gamma_{\lambda 1J}}{2P_1}$$

P_1 ist dem Transmissionskoeffizienten proportional, der die beobachtete Breite für den Effekt der Zentrifugalbarriere und für die Reflexion der Welle an der Unstetigkeit des Potentials am Kernrand korrigiert. Der Faktor P_1 hängt für einen bestimmten Bahndrehimpuls l von der einfallenden Neutronenenergie und dem Kernradius a_c ab.

Für unterschiedliche l -Werte erhält man:

$$\begin{array}{ll} l = 0 & P_0 = k a_c \\ l = 1 & P_1 = \frac{(k a_c)^3}{[1 + (k a_c)^2]} \\ l = 2 & P_2 = \frac{(k a_c)^5}{9 + 3(k a_c)^2 + (k a_c)^4} \end{array}$$

In der Literatur sind viele Analysen durchgeführt worden, in denen die beobachteten Breiten auf 1 eV normiert werden (40). Diese Normierung

stammt aus früheren Arbeiten mit s - Wellen - Neutronen im eV-Bereich. Dieser Ausdruck lautet:

$$\Gamma_{\lambda 1J}^{1 \text{ eV}} = \Gamma_{\lambda 1J} * \frac{k a_c}{p_1} * \frac{1}{\sqrt{E_{\lambda 1J}(\text{eV})}}$$

Damit erhält man den Ausdruck der in der Literatur üblichen Stärkefunktion:

$$S_{1J} = \frac{\Gamma_{\lambda 1J}^{1 \text{ eV}}}{D_{1J}}$$

Die spinunabhängige Stärkefunktion eines Targetkerns mit $I = 0$ wird durch

$$S_1 = \frac{2}{2l+1} \sum_{J = |1-s|}^{J = |1+s|} g_J S_{1J}$$

definiert (40).

Bei der Resonanzanalyse ist es möglich, daß schmale Resonanzen nicht beobachtet werden. Diese nicht berücksichtigten Niveaus würden aber den Wert der berechneten Stärkefunktion nur unwesentlich erhöhen. Slavinskas und Kennett (41) haben den wahrscheinlichsten Wert für die Stärkefunktionen berechnet. Ihre Fehlergrenzen entsprechen einem Konfidenzintervall, innerhalb dessen die Stärkefunktion mit 68 % Wahrscheinlichkeit liegt. Sie gehen davon aus, daß die Niveaubreiten und Niveaubstände einer Porter-Thomas-Verteilung bzw. einer Wigner-Verteilung folgen. Muradyn und Adamschuk (42) führten ähnliche Rechnungen aus. Bei einer Anzahl von mehr als 22 Resonanzen besteht eine gute Übereinstimmung zwischen den beiden Arbeiten. Die wahrscheinlichsten Stärkefunktionen und entsprechende Fehler (41) für s-, p- und d-Wellen wurden für den Compoundkern ^{41}Ca aus den Resonanzparametern der Tabelle 1 berechnet. Die Ergebnisse sind in Tabelle 2 aufgeführt. Der zugrundeliegende Energiebereich betrug 88 keV bis 2 MeV für s-Wellen und 550 keV bis 2 MeV für p- und d-Wellen.

Tabelle 2 : Stärkefunktionen

Anzahl der Resonanzen	Bahndrehimpuls	Compound-spin	Stärkefunktion
	l	J	$S_{lJ} \times 10^{-4}$
34	0	1/2	+ 0.90 2.13 - 0.43
39	1	1/2	+ 0.19 0.48 - 0.09
27	1	3/2	+ 0.16 0.36 - 0.08
66	1	-	+ 0.10 0.40 - 0.06
12	2	3/2	+ 1.90 2.57 - 0.72
11	2	5/2	- 0.91 1.14 - 0.34
23	2	-	+ 0.82 1.70 - 0.39

Ein Vergleich der experimentell bestimmten Stärkefunktionen ist für s-Wellen mit der Arbeit von Bowman et al. (57) möglich, während die Arbeit von Nebe et al. (21) Vergleichswerte für s-, p- und d-Wellen liefert. Die s-Wellen-Stärkefunktion ist innerhalb der Fehlergrenzen in Übereinstimmung mit den Werten von Bowman et al. (57) $(2.8 \pm 1.1) \times 10^{-4}$ sowie Nebe et al. (21) $(2.92 \pm 1.25) \times 10^{-4}$ $(2.92 \pm 0.67) \times 10^{-4}$.

Die p- und d-Wellenstärkefunktionen, die im Energiebereich von 550 keV bis 2 MeV bestimmt wurden, sind in guter Übereinstimmung mit den Werten von Nebe et al. (21) $(S_p = 0.35 \pm .15) \times 10^{-4}$ $(S_d = 1.9 \pm 1.0) \times 10^{-4}$ $(S_d = 1.9 \pm 0.5) \times 10^{-4}$.

In Abb. 9 sind die integralen Niveauanzahlen für s-, p- und d-Wellen dargestellt. Für p- und d-Wellen ist außer der spinabhängigen Anzahl auch noch die spinunabhängige Anzahl aufgetragen worden.

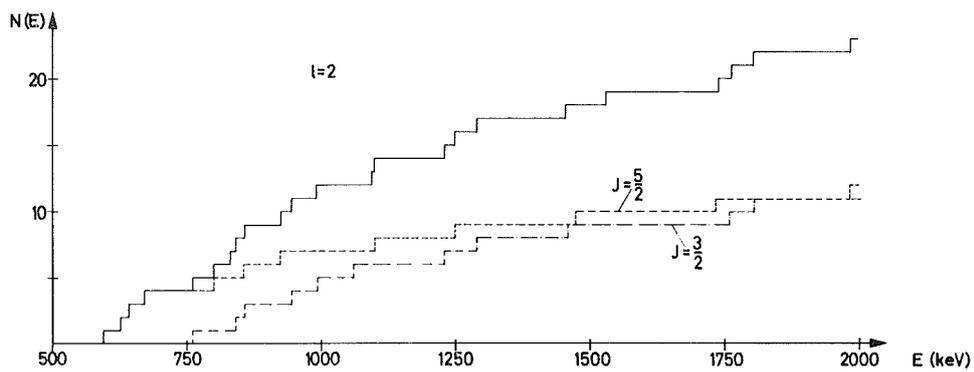
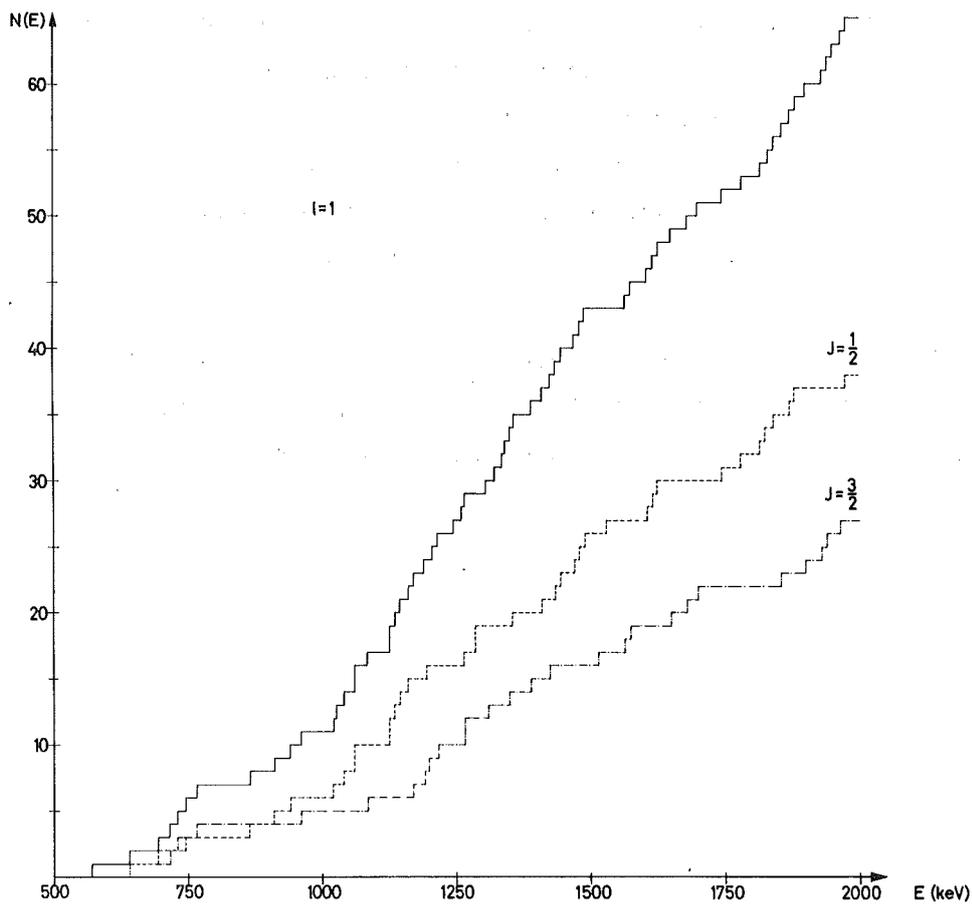
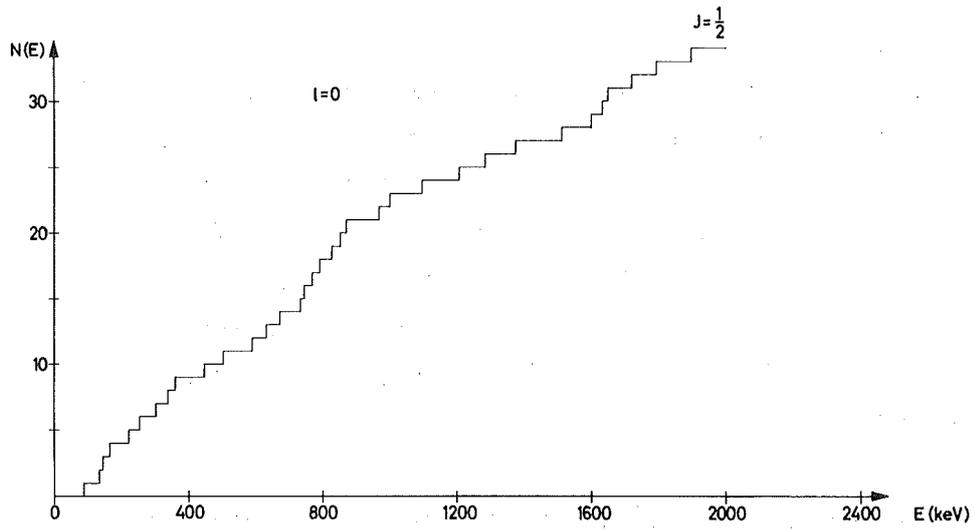


Abb. 9 Integrale Niveaunumzahlen der analysierten Resonanzen

Für s - Wellen ist zu bemerken, daß die Niveauabstände zwischen 400 und 560 keV von dem Mittelwert abweichen. Dies kann auf unberücksichtigte Niveaus zurückzuführen sein, die als Folge der abnehmenden Energieauflösung in der Messung von Wilenzick et al. (27) nicht beobachtet werden konnten. Dasselbe ist oberhalb von 1 MeV zu beobachten. Im Energiebereich von 1 bis 2 MeV sind in den Meßergebnissen der Tabelle 1 ca. 17 Niveaus enthalten, denen keine Resonanzparameter zugeordnet werden konnten.

Die Stärkefunktionen für p - und d - Wellen werden an Niveaus im Energiebereich von 550 keV und 2 MeV berechnet. Aus dem Verlauf der integralen Niveauanzahl in Abb. 9 kann angenommen werden, daß unberücksichtigte p - Wellen Resonanzen sich ziemlich gleichmäßig über den gesamten Analysierbereich verteilen. Besonders schwierig wird die Analyse im Energiebereich oberhalb von 2.0 MeV, wo eine immer größer werdende Überlagerung von Resonanzen auftritt.

Von den ca. 100 identifizierten Resonanzen im Energiebereich von 1 bis 2.5 MeV konnten in dieser Arbeit 16 s - Wellen, 65 p - Wellen Resonanzen sowie 17 d - Wellen Resonanzen zugeordnet werden.

6.3 Diskussion der Ergebnisse

Die Resonanzanalyse der vorliegenden Arbeit ermöglichte die Bestimmung der Parameter E_λ , Γ_λ , l , J für 88 Resonanzen zwischen 1 und 2.5 MeV. Im Energiebereich von 2.0 bis 2.5 MeV wird die Zuordnung der Bahndrehimpulse und Spinwerte durch die abnehmende Energieauflösung sowie die Überlagerung der Resonanzen erschwert.

Ein Ausdruck für die Niveaudichte auf der Grundlage des statistischen Modells wurde von Gilbert et al. (50) angegeben. Die Niveaudichte lautet für einen bestimmten Spin J und beide Paritäten:

$$\rho(U, J) = \frac{1}{24\sqrt{2} \sigma^3} \frac{\exp(2\sqrt{aU})}{a^{1/4} U^{5/4}} (2J + 1) \exp\left[-(J + 1/2)^2 / 2\sigma^2\right] \quad \text{VI.2}$$

Die über alle Spins summierte Gesamtniveaudichte ist dann:

$$\rho(U) = \frac{1}{12\sqrt{2} \sigma} \frac{\exp(2\sqrt{aU})}{a^{1/4} U^{5/4}} \quad \text{VI.3}$$

wobei U die in Ref. (50) definierte Anregungsenergie ist.

Der Parameter σ^2 ist: $\sigma^2 = 0.0888 (aU)^{1/2} A^{2/3}$ wo A die Atommasse und a ein Niveaudichteparameter ist (56).

Für eine Parität wäre dann:

$$\rho(U, J^\pi) = \frac{1}{2} \rho(U, J)$$

Es ist also die gleiche Anzahl von Niveaus mit demselben Spin aber unterschiedlicher Parität zu erwarten. Diese Voraussage wird durch die experimentellen Ergebnisse für den Spin 1/2 gut bestätigt. Die Anzahl der $s_{1/2}$ -Niveaus ($1/2^+$) beträgt 34, die Anzahl der $p_{1/2}$ -Niveaus ($1/2^-$) 39, wie aus der Abb. 9 ersichtlich ist.

Aus der Formel VI.2 für die Niveaudichte würde man beim ^{41}Ca für den Spin $J = 3/2$ eine 1.6 mal größere Niveaudichte erwarten wie für den Spin $J = 1/2$. Wie aus den experimentellen Daten ersichtlich, ist ein solches Verhalten nicht festzustellen, da die Anzahl der Niveaus für den Spin $J = 3/2$ nur 39 beträgt, während 73 Niveaus mit dem Spin $J = 1/2$ gefunden wurden. Abweichungen von der nach dem statistischen Modell erwarteten Niveaudichte für $J = 3/2$ wurden auch nach einer Analyse der experimentellen Ergebnisse anderer Autoren gefunden, z.B. Marinov et al. (29), Prochnow et al. (51), Moses et al. (52), und Lindstrom et al. (30), welche die elastische Protonenstreuung an ^{40}Ca , ^{48}Ti , ^{52}Cr und ^{56}Fe untersucht haben.

Von diesen Arbeiten befaßt sich die Arbeit von Prochnow et al. (51) mit der Niveaudichte für unterschiedliche Spinwerte. Für den Spin $3/2^-$ wurden beim ^{48}Ti 40 Resonanzen beobachtet und für den Spin $3/2^+$ nur 11 Resonanzen. Eine Begründung der nicht beobachteten d $3/2$ Resonanzen auf Grund kleiner Transmissionskoeffizienten für d-Wellen läßt sich am Beispiel für die Reaktion $^{56}\text{Fe}(p,p)$ widerlegen. Die Anzahl der beobachteten Niveaus bei der Protonenstreuung an ^{56}Fe ist aber größer (23 Niveaus), während der Transmissionskoeffizient kleiner ist als für ^{48}Ti (69).

Es ist sinnvoll, das Fermi-Gas-Modell hier kurz zu erläutern, um zu verstehen, unter welchen Annahmen die Niveaudichten VI.1 und VI.2 abgeleitet wurden. Das sehr vereinfachte Modell behandelt die Nukleonen als voneinander unabhängige Teilchen ohne Restwechselwirkung, die sich in einem Rechteckpotential bewegen. Außerdem wird für die Berechnung der Niveaudichte ein gleichmäßiger Abstand der Einteilchenzustände in der Nähe der Fermikante angenommen. Das reale physikalische Problem wird aber durch diese vereinfachten Annahmen nicht beschrieben, wie aus vielen Kernstrukturuntersuchungen hervorgeht. Es ist anzunehmen, daß für Kerne, die sich ähnlich wie ein Fermi-Gas verhalten, die Niveaudichten VI.2 und VI.3 noch gültig sind. In der Nähe der Schalenabschlüsse aber sind bereits in der Arbeit von Gilbert et al. (50) Abweichungen festgestellt worden. Es ist also nicht überraschend, Abweichungen zu erhalten, wie sie in dieser Arbeit gefunden wurden. In letzter Zeit wurden zahlreiche Versuche unternommen, die gesamte Niveaudichte VI.3 unter Berücksichtigung der Kernstruktur besser an die experimentellen Daten anzupassen. Bei diesen Anstrengungen ist aber die spinabhängige Niveaudichte VI.2 unverändert geblieben (31 - 33, 66).

Aus dem Modell der intermediären Einteilchenkopplung (60) folgt, daß die Summe der reduzierten Resonanzbreiten über den Bereich eines Einteilchenniveaus gleich der reduzierten Einteilchenbreite ist. Für ein Rechteckpotential ist die reduzierte Breite eines Einteilchenniveaus (Wigner Limit):

$$\gamma_p^2 = \frac{h^2}{\mu a_c^2}$$

wobei μ die reduzierte Masse von Neutron und Kern und a_c der Kernradius sind.

Die Summe des Verhältnisses γ_{1J}^2/γ_p^2 über den analysierten Energiebereich liefert den Anteil vom Wigner-Limit für s-, p- und d-Wellen. Die Berechnung dieser Summe wurde für den Anregungsenergiebereich von 8.363 MeV (Neutronenbindungsenergie) bis 10.315 MeV ($E_n = 2.0$ MeV) durchgeführt. Das Ergebnis liefert einen Summenwert von 8.2 % der Breite eines Einteilchenniveaus für s-Wellen. Für Neutronenenergien zwischen 550 keV und 2.0 MeV liefert der Summenwert für d-Wellen 9.9 %, während dieser Wert für p-Wellen nur 2.8 % beträgt. Nach Schalenmodellrechnungen (67) liegen die Niveaus $2d_{5/2}$, $3s_{1/2}$ und $2d_{3/2}$ oberhalb der Neutronenbindungsenergie. Dies macht verständlich, daß die Summe der reduzierten Breiten bei s- und d-Wellen einen wesentlich größeren Bruchteil des Wigner Limits ausmacht als bei p-Wellen. Die Summenwerte für p-Wellen können mit den Ergebnissen der (d,p)-Messungen an ^{41}Ca unterhalb der

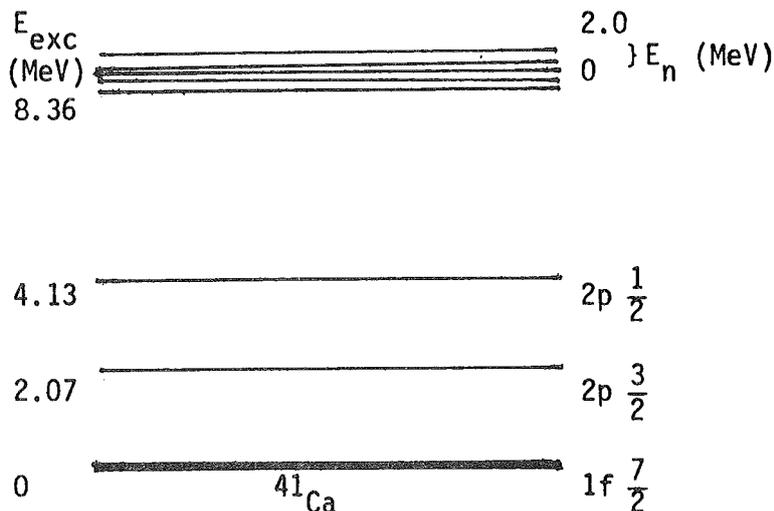


Abb. 10 Niveaustuktur von ^{41}Ca (52)

Neutronenbindungsenergie von Belote et al. (55) verglichen werden. Belote et al. erhielten eine Schwerpunktslage für das $2p\ 3/2$ -Niveau bei 2.07 MeV und für die $2p\ 1/2$ -Niveau bei 4.13 MeV. Nach diesem Ergebnis ist es zu erwarten, daß nur ein kleiner Anteil der p-Wellen-Stärke in dem hier betrachteten Energiebereich zu beobachten ist (s. Abb. 10).

7. Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit werden Untersuchungen der elastischen Neutronenstreuung an ^{40}Ca mit dem Flugzeitspektrometer am Karlsruher Zyklotron beschrieben. Diese Untersuchungen sind nicht nur für Abschirmberechnungen von Interesse, sondern ermöglichen auch Vergleiche mit theoretischen Vorhersagen des statistischen Modells und des Schalenmodells. Die Messung des differentiellen elastischen Streuquerschnitts wurde zum ersten Mal mit einem kontinuierlichen Neutronenspektrum und einem 2-Parameter Experiment im Energiebereich oberhalb der inelastischen Schwelle (3.35 MeV) durchgeführt. Die Bestimmung des Streuquerschnitts erfolgte gleichzeitig für 10 Winkel von 20° bis 150° für Neutronenenergien zwischen 1 und 6 MeV.

Die Untersuchung der Resonanzformen als Funktion des Streuwinkels ermöglichte es, im Energiebereich von 1 bis 2.5 MeV Neutronenenergie ca. 100 Niveaus des Compoundkerns ^{41}Ca l- und J-Werte zuzuordnen. Die Stärkefunktionen für s-Wellen $(2.13^{+.90}) \times 10^{-4}$, p-Wellen $(0.40^{+.10}) \times 10^{-4}$ und d-Wellen $(1.70^{+.82}) \times 10^{-4}$ sind innerhalb der Fehlergrenzen in Übereinstimmung mit den Werten von Arbeiten anderer Autoren.

Die Vorhersagen des statistischen Modells für die spinabhängige Niveaudichte wurden mit den Daten dieser Arbeit untersucht. Die Abweichungen für den Spin $J = 3/2$ wurden mit anderen experimentellen Daten verglichen und im Rahmen des Modells diskutiert.

Die Niveaustuktur von ^{41}Ca oberhalb der Neutronenbindungsenergie von 8.36 MeV wurde mit Hilfe der Vorstellung der intermediären Einteilchenkopplung von Lane, Thomas und Wigner untersucht. Die Anteile des Wigner Limits für s-, p- und d-Wellen wurden in einem Energieintervall von 2 MeV berechnet. Die Ergebnisse entsprechen den Vorhersagen des Schalenmodells.

8. Anhang

Differentieller elastischer Streuquerschnitt für ^{40}Ca von 1 bis 6 MeV

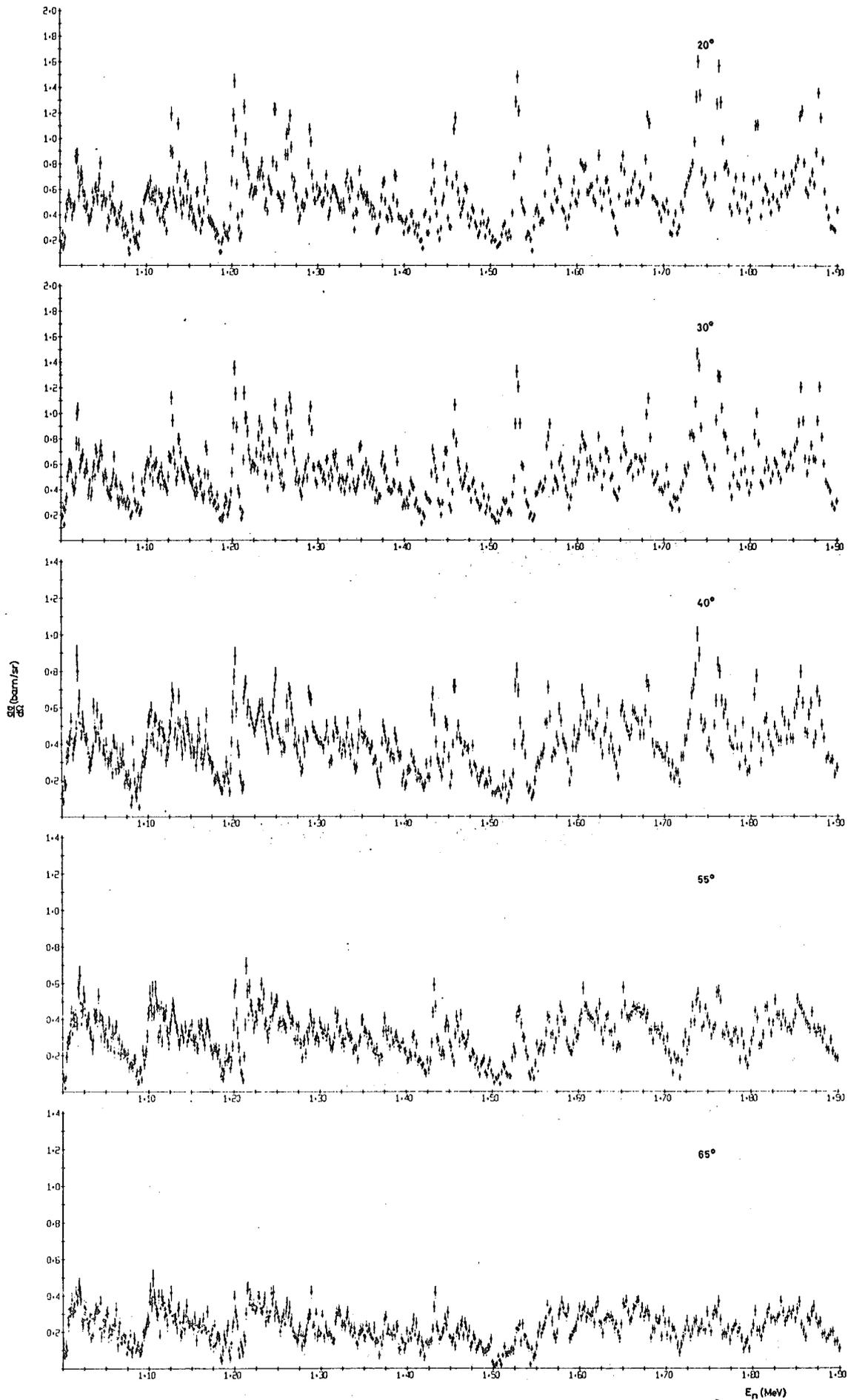


Abb. 11 Differentieller Neutronenstreuquerschnitt für ^{40}Ca von 1 bis 1.9 MeV

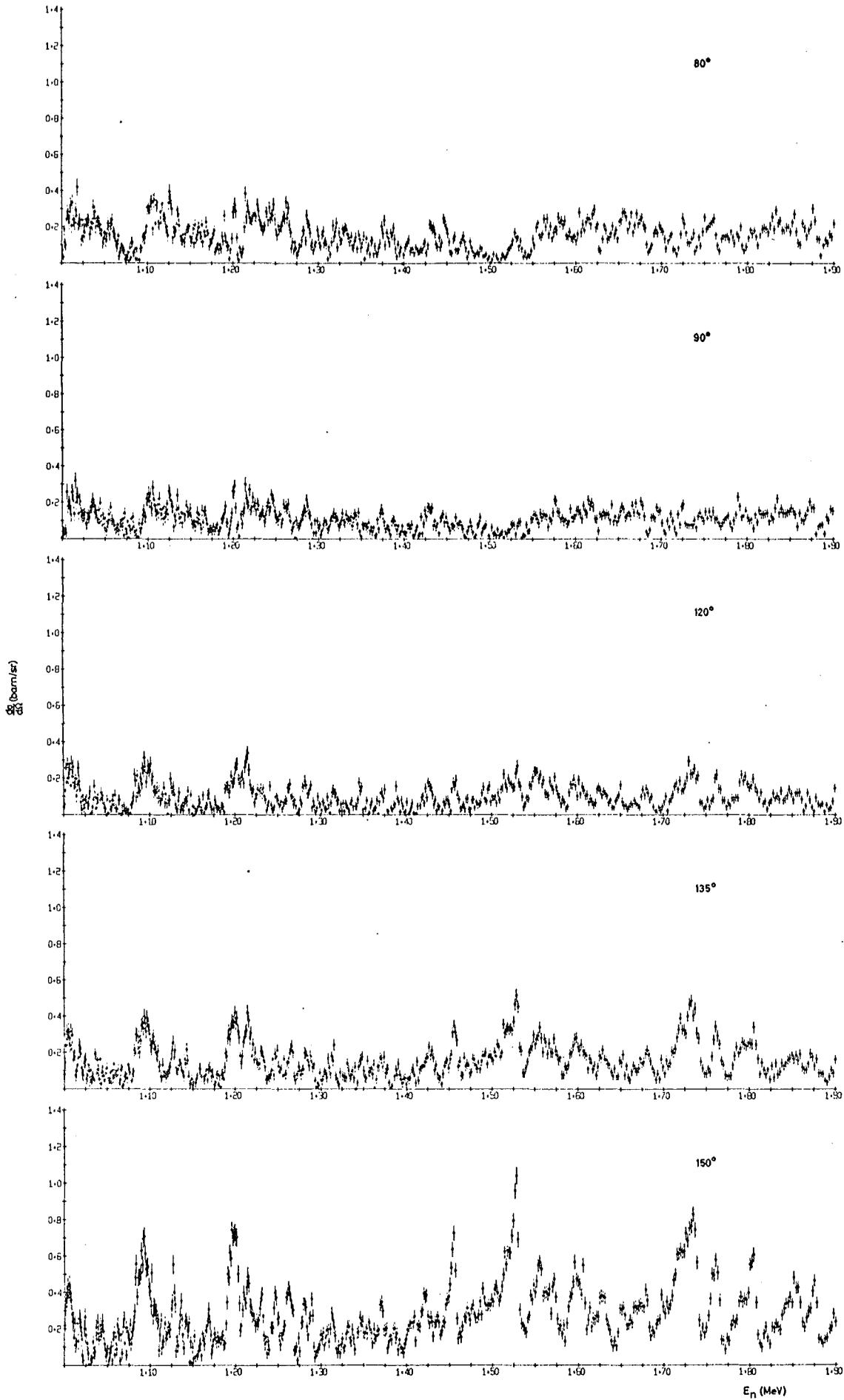


Abb. 11 Differentieller Neutronenstreuquerschnitt für ^{40}Ca von 1 bis 1.9 MeV

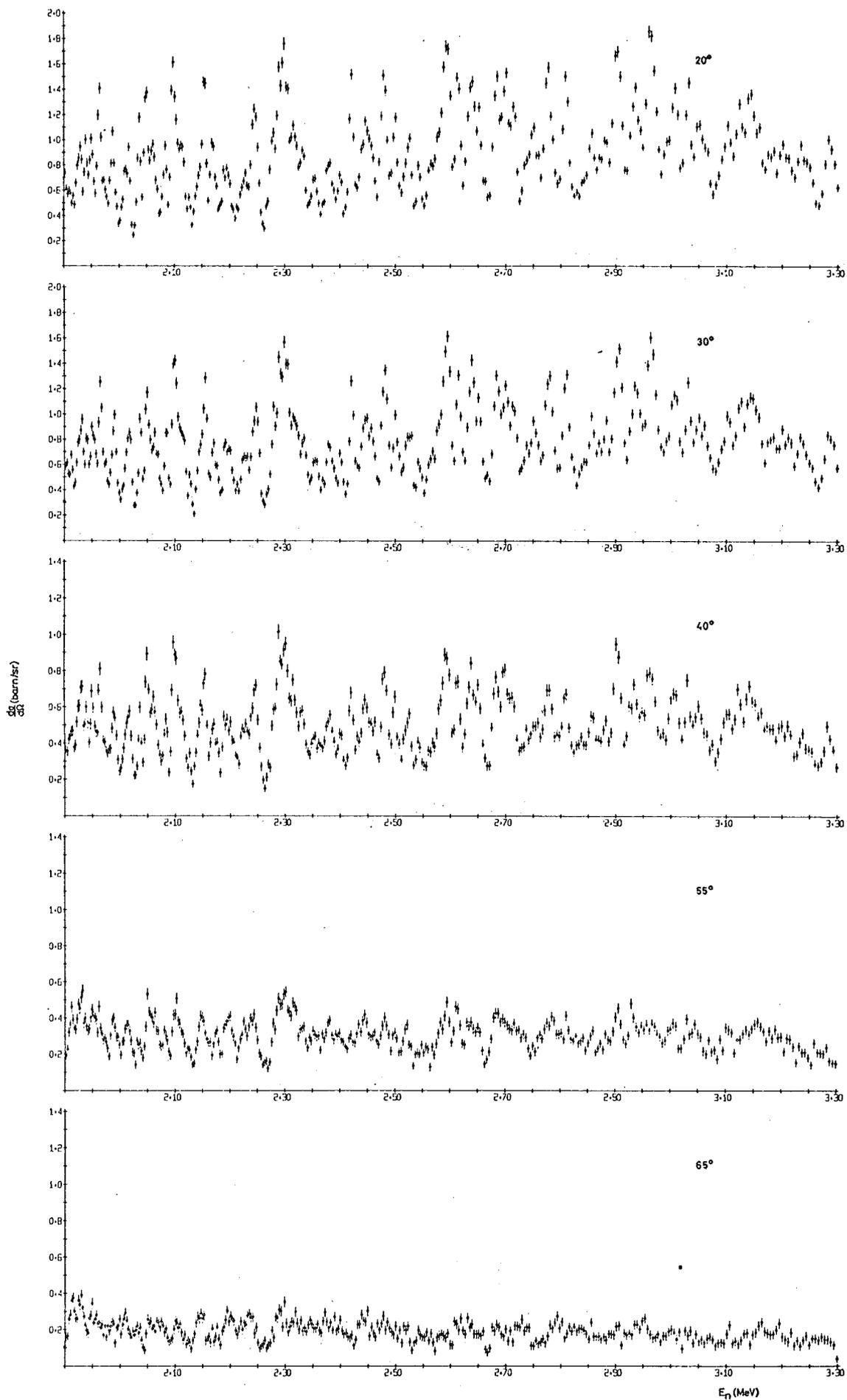


Abb. 12 Differentieller Neutronenstreuquerschnitt für ^{40}Ca von 1.9 bis 3.3 MeV

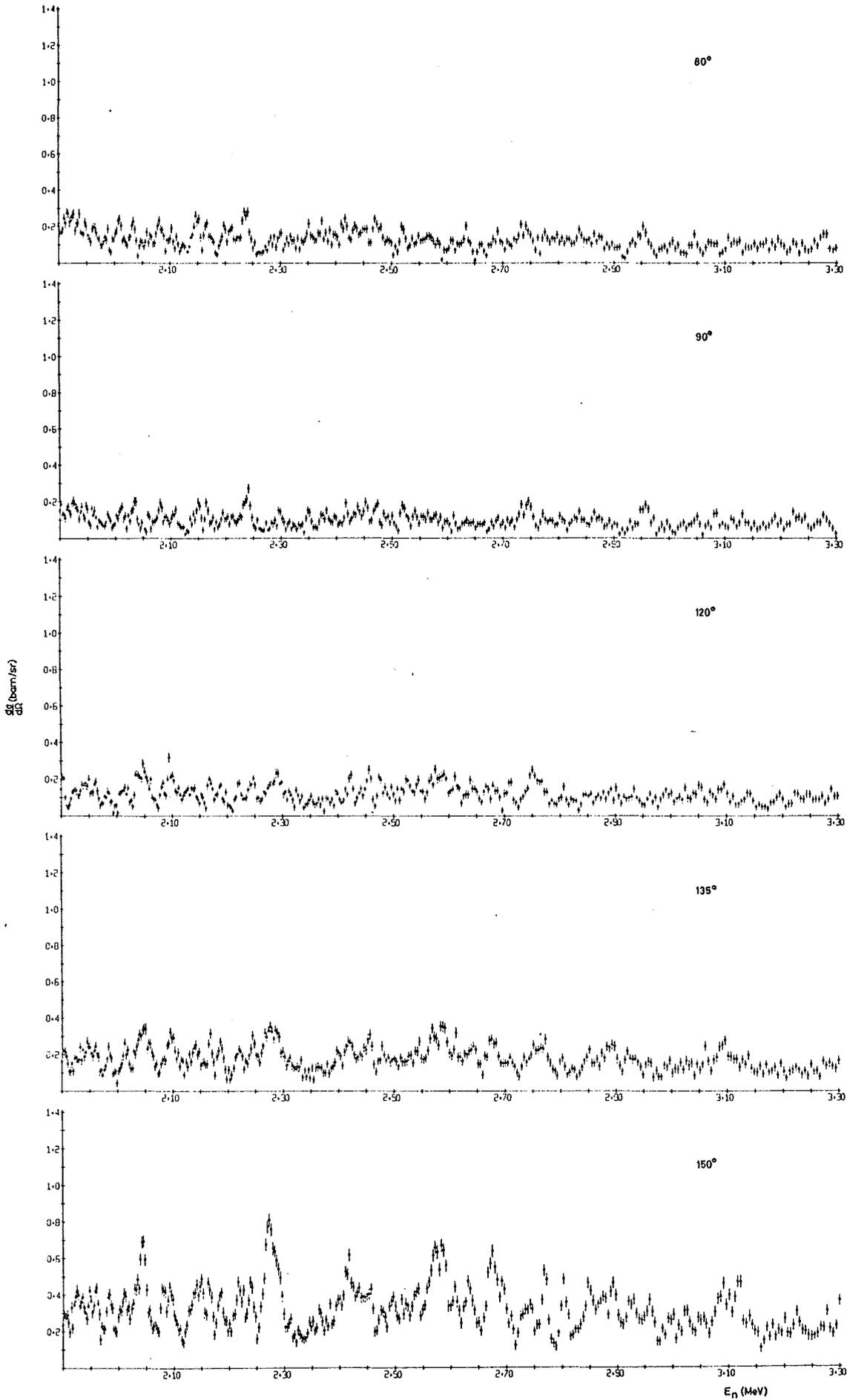


Abb. 12 Differentieller Neutronenstreuquerschnitt für ^{40}Ca von 1.9 bis 3.3 MeV

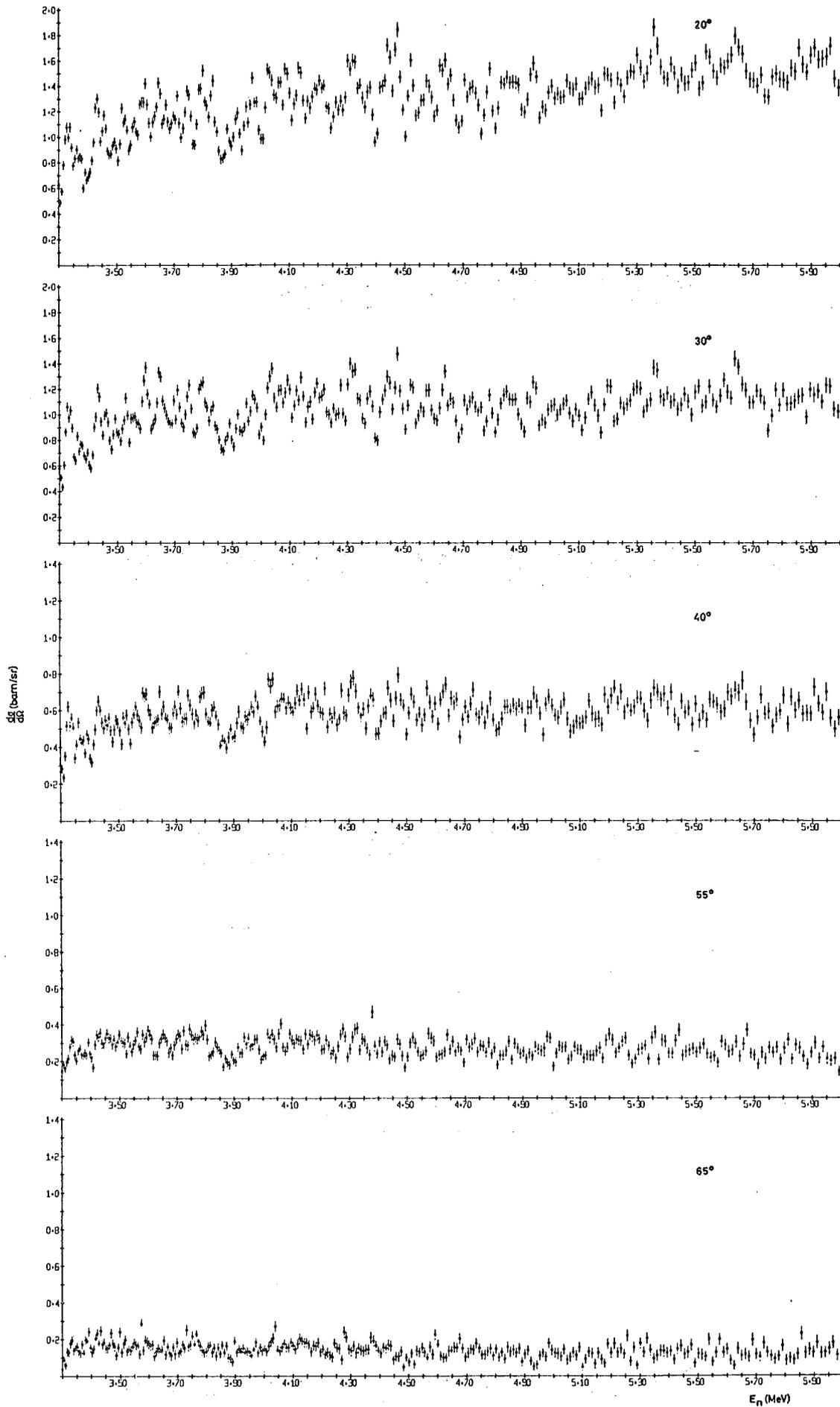


Abb. 13 Differentieller Neutronenstreuquerschnitt für ^{40}Ca von 3.3 bis 6 MeV

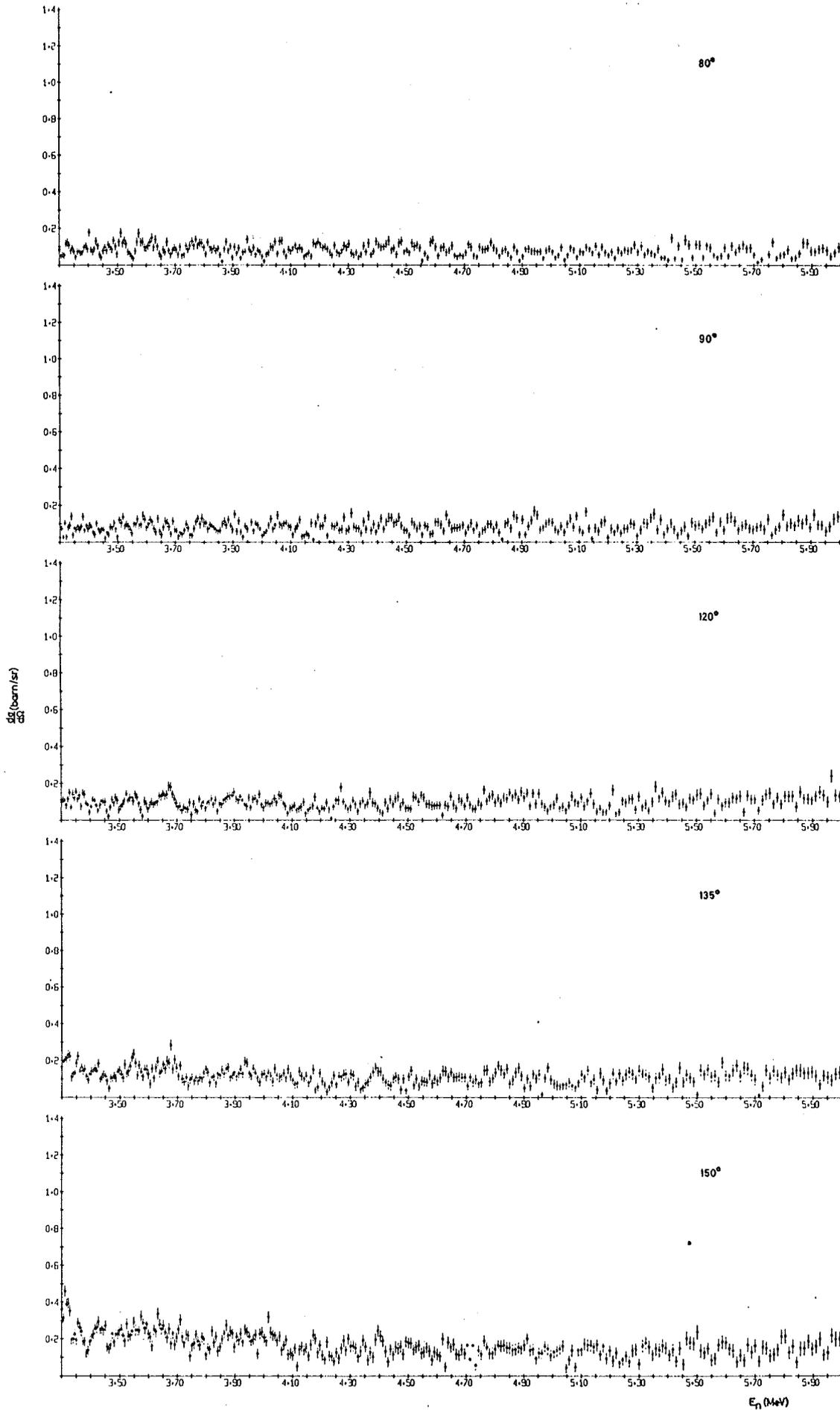


Abb. 13 Differentieller Neutronenstreuquerschnitt für ^{40}Ca von 3.3 bis 6 MeV

9. LITERATURVERZEICHNIS

- (1) G. BREIT, Handbuch der Physik, Band 41.1, 1. Springer-Verlag (1959)
- (2) A. M. LANE, R. G. THOMAS, Rev. Mod. Phys. 30 (1958) 257
- (3) J. M. BLATT, V. F. WEISSKOPF, Theoretical Nuclear Physics, New York, John Wiley and Sons (1952)
- (4) J. M. BLATT, L. S. BIEDENHARN, Rev. Mod. Phys. 24 (1952) 258
- (5) L. C. BIEDENHARN, J. M. BLATT, M. E. ROSE, Rev. Mod. Phys. 24 (1952) 249
- (6) L. C. BIEDENHARN, ORNL-1501 (1953)
- (7) R. HUBY, Proc. Phys. Soc. A67 (1954) 1103
- (8) S. CIERJACKS, B. DUELLI, D. KOPSCH, L. KROPP, M. LÖSEL, J. NEBE, H. SCHWEICKERT, H. UNSELD, Rev. Sci. Instr. 39 (1968) 1279
- (9) R. SERBER, Phys. Rev. 72 (1947) 1008
- (10) H. BRÜCKMANN, E. L. HAASE, W. KLUGE, L. SCHÄNZLER, Nucl. Instr. Meth. 67 (1969) 29
- (11) R. B. OWEN, Nucleonics 17 (1959) 92
- (12) S. T. THORNTON, J. R. SMITH, Nucl. Instr. Meth. 96 (1971), 551
- (13) G. RACAH, Phys. Rev. 61 (1942) 186; 62 (1942) 438
- (14) R. - E. TEXTOR, V. V. VERBINSKI, ORNL-4160(1968)
- (15) B. V. RYBAKOV, V. A. SIDEROV, Fast Neutron Spectroscopy, New York (1960)
- (16) B. HOLMQUIST, B. GUSTAVSSON, T. WIEDLING, Ark. f. Fysik 30 (1967) 481
- (17) G. N. LOVCHIKOVA, Soviet J. of Atomic Energy 12 (1962) 46
- (18) I. D. SEAGRAVE, L. CRANBERG, J. E. SIMMONS, Phys. Rev. 119 (1960) 1981
- (19) R. O. LANE, A. S. LANGDORF, J. E. MONAHAN, A. J. ELWYN, Ann.Phys. 12(1961) 135
- (20) J. D. REBER, J. D. BRANDENBERGER, Phys. Rev. 163 (1967) 1077
- (21) J. NEBE, G. J. KIROUAC, Nucl. Phys. A185 (1972) 113
- (22) D. ABRAMSON, A. ARNAUD, J. C. BLUET, G. FILIPPI, C. LAVELAINE, C. le RIGOLEUR, Rapport EANDC (E) 149 U
- (23) G. I. CRAWFORD, S. J. HALL, J. McKEOWN, J. D. KELLIE, D. B. C. SYME, Nucl. Instr. Meth. 109 (1973) 479, EANDC (UK) 151 L
- (24) E. P. WIGNER, L. EISENBUD, Phys. Rev. 72 (1947) 29

- (25) G. J. KIROUAC, J. NEBE, KFK 1069 (1969)
- (26) H. W. NEWSON, E. G. BILPUCH et al., Ann. Phys. 14 (1961) 365:
Ann. Phys. 14 (1961) 387
- (27) R. M. WILENZICK, G. E. MITCHELL, K. K. SETH, H. M. LEWIS, Phys. Rev. 121
(1961), 1150
- (28) J. L. FOWLER, ORNL Progress Report (1973)
- (29) A. MARINOV, Ch. DRORY, E. NAVON, J. BURDE, G. ENGLER, Nucl. Phys. A145
(1970) 534
- (30) D. P. LINDSTROM, H. W. NEWSON, E. G. BILPUCH, Nucl. Phys. A168 (1971) 37
- (31) H. VONACH, M. HILLE, Nucl. Phys. A 127 (1969) 289
- (32) F. C. WILLIAMS Jr., G. CHAN, J. R. HUIZENGA, Nucl. Phys. A187 (1972) 225
- (33) W. DILG, W. SCHANTL, H. VONACH, Nucl. Phys. A217 (1973) 269
- (34) G. BREIT, E. P. WIGNER, Phys. Rev. 49 (1936) 519
- (35) H. A. BETHE, G. PLACZEK, Phys. Rev. 51 (1937) 450
- (36) P. L. KAPUR, R. E. PEIERLS, Proc. Roy. Soc. A166 (1938) 277
- (37) G. BREIT, Phys. Rev. 58 (1940) 1068, Phys. Rev. 69 (1946) 472
- (38) T. TEICHMANN, E. P. WIGNER, Phys. Rev. 87 (1952) 529
- (39) J. HUMBLET, L. ROSENFELD, Nucl. Phys. 26 (1961) 529
- (40) J. E. LYNN, The Theory of Neutron Resonance Reactions, Oxford
Clarendon Press, 1968
- (41) J. D. SLAVINSKAS, T. J. KENNETT, Nucl. Phys. 85 (1966) 641
- (42) H. V. MURADYAN, Yu. V. ADAMCHUK, Nucl. Phys. 68 (1968) 549
- (43) E. VOGT, Nuclear Reactions Vol. I, North Holland Publishing
Company (1959)
- (44) H. B. WILLARD, L. C. BIEDENHARN, P. HUBER, E. BAUMGARTNER, Fast
Neutron Physics II, Interscience Publ. New York (1963)
- (45) J. B. PARKER, J. H. TOWLE, D. SAMS, W. B. GILBOY, A. D. PURNELL,
H. J. STEVENS, Nucl. Instr. Meth. 30 (1964) 77
- (46) R. L. CRAUN, D. L. SMITH, Nucl. Instr. Meth. 80 (1970) 239
- (47) J. L. GAMMEL, Fast Neutron Physics II, Interscience Publ., New York (1963)
- (48) D. J. HUGHES, R. B. SCHWARTZ, BNL-325 Suppl. 1 (1957)
- (49) S. CIERJACKS, Neutron Standards and Flux normalization, Proceedings
of Symposium, Argonne (1970) 190

- (50) A. GILBERT, A. G. W. CAMERON, *Can. J. of Phys.* 43 (1965) 1446
- (51) N. H. PROCHNOW, H. W. NEWSON, E. G. BILPUCH, *Nucl. Phys.* A194 (1972) 353
- (52) J. D. MOSES, H. W. NEWSON, E. G. BILPUCH, G. E. MITCHELL, *Nucl. Phys.* A175 (1971) 556
- (53) S. CIERJACKS, P. FORTI, D. KOPSCH, K. KROPP, J. NEBE, H. UNSELD, KFK 1000 (1968)
- (54) M. A. PRESTON, *Physics of the Nucleus*, Addison-Wesley Publishing Company (1965)
- (55) T. A. BELOTE, A. SPERDUTO, W. W. BUECHNER, *Phys. Rev.* 139 (1965) B80
- (56) H. BABA, *Nucl. Phys.* A159 (1970) 625
- (57) C. D. BOWMAN, E. G. BILPUCH, H. W. NEWSON, *Ann. Phys.* 17 (1962) 319
- (58) N. BOHR, *Nature* 137 (1936) 344
- (59) H. FESHBACH, C. E. PORTER, V. F. WEISSKOPF, *Phys. Rev.* 96 (1954) 448
- (60) A. M. LANE, R. G. THOMAS, E. P. WIGNER, *Phys. Rev.* 98 (1955) 693
- (61) M. BOLSTERLI, W. R. GIBBS, A. K. KERMAN, J. E. YONG, *Phys. Rev. Lett.* 17 (1966) 878
- (62) T. A. BELOTE, Fu TAK DAE, W. E. DORENBUSCH, J. KUPERUS, J. RAPAPORT, *Phys. Lett.* 23 (1966) 480
- (63) K. K. SETH, R. G. COUCH, J. A. BIGGERSTAFF, P. D. MILLER, *Phys. Rev. Lett.* 17 (1966) 1294
- (64) L. L. LEE, J. P. SCHIFFER, B. ZEIDMAN, G. R. STACHLER, R. M. DRISKO, R. H. BASSEL. *Phys. Rev.* 136 (1964) B971
- (65) U. LYNEN, R. BOCK, R. SANTO, R. STOCK, *Phys. Lett.* 25B (1967) 9
- (66) S. K. GHOSH, A. CHATTERJEE, *Phys. Rev. C* Vol. 7 (1973) 840
- (67) B. E. CHI, *Nucl. Phys.* 83 (1966) 97
- (68) J. C. CORNELL, W. R. McMURRAY, *Z. Physik* 269 (1974) 315
- (69) G. S. MANI, M. A. MELKANOFF, I. IORI, CEA 2379 (1963)