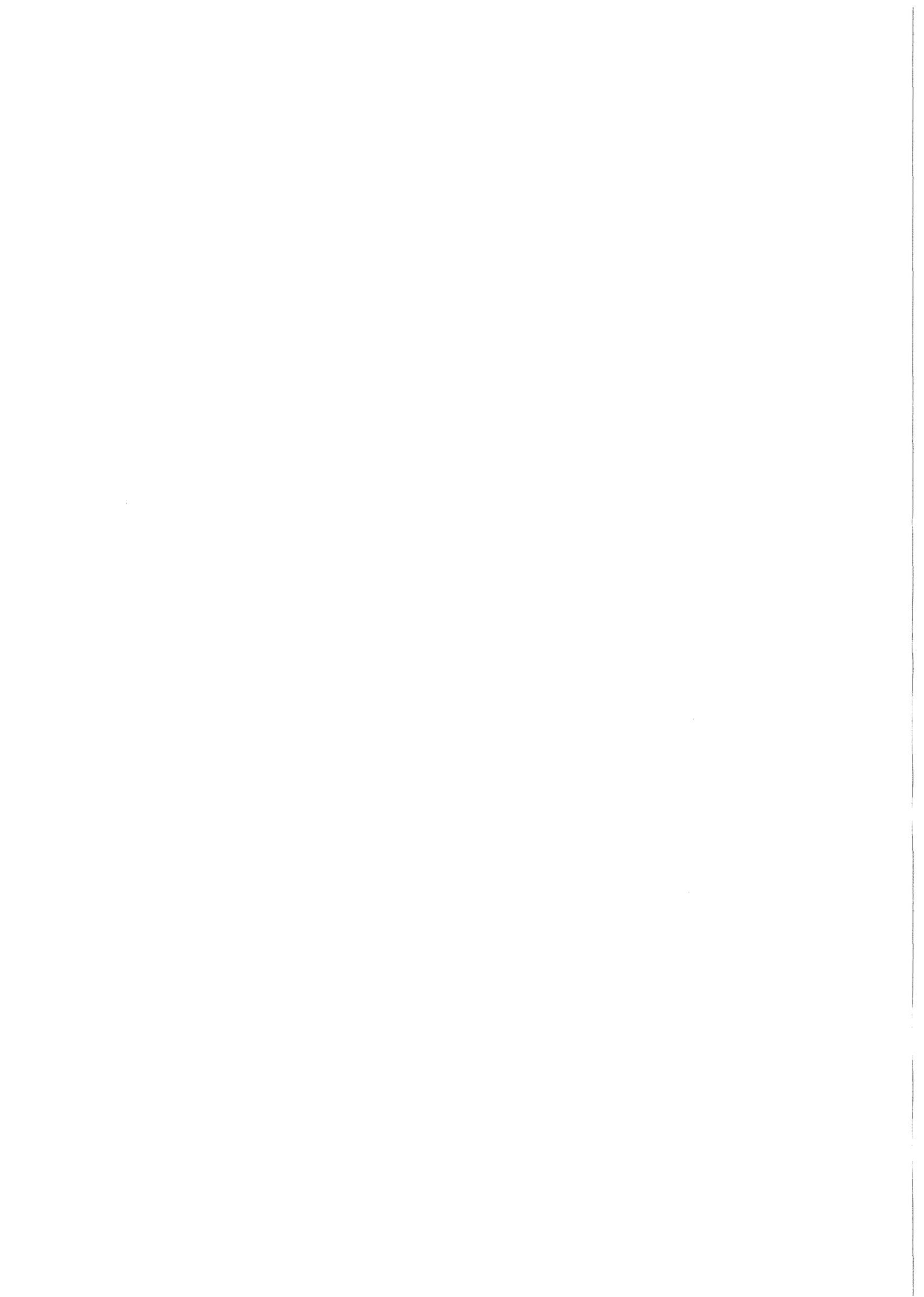


KfK 3396  
August 1982

**Messung des differentiellen  
Wirkungsquerschnitts der  
elastischen Neutron-Deuteron-  
Streuung im Energiebereich  
2,5-30 MeV**

K.-P. Schwarz  
Institut für Kern- und Teilchenphysik

**Kernforschungszentrum Karlsruhe**



KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE  
Institut für Kern- und Teilchenphysik

KfK 3396

MESSUNG DES DIFFERENTIELLEN WIRKUNGSQUERSCHNITTS DER  
ELASTISCHEN NEUTRON-DEUTERON-STREUUNG IM ENERGIEBEREICH  
2,5 - 30 MeV

K.-P. Schwarz

Von der Fakultät für Physik der Universität Karlsruhe (TH)  
genehmigte Dissertation

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

Als Manuskript vervielfältigt  
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH  
ISSN 0303-4003

## ZUSAMMENFASSUNG

Messung des differentiellen Wirkungsquerschnitts der elastischen Neutron-Deuteron-Streuung im Energiebereich 2,5 - 30 MeV

Die differentiellen Wirkungsquerschnitte der elastischen  $D(n,n)D$ -Streuung wurden für 20 verschiedene Neutronenenergien im Bereich von 2,5 bis 30 MeV gemessen. Ein gepulster, "weißer" Neutronenstrahl aus der Quellreaktion Deuteronen ( $E_d \approx 48$  MeV) auf natürliches Uran wurde unter dem Winkel  $\theta_{\text{Lab}} = 0^\circ$  in einem ca. 60 m langen Vakuumrohr durch mehrere Abschirmungssysteme kollimiert. Diese kollimierten Neutronen wurden an einem teilweise und einem vollständig deuterierten Szintillator gestreut. Die Verwendung des Mischstreuers, bestehend aus Kohlenstoff, Wasserstoff und Deuterium, ermöglichte die absolute Kalibrierung der  $(n,d)$ -Wirkungsquerschnitte mit Hilfe der bekannten  $(n,p)$ -Wirkungsquerschnitte.

Die gestreuten Neutronen wurden mit drei Szintillationsdetektoren unter 14 verschiedenen Laborwinkeln nachgewiesen. Die Verwendung eines Szintillators als Streuer ermöglichte eine mehrparametrische Datenaufnahme für jedes einzelne Ereignis, so daß einmal am Deuterium gestreute Neutronen exakt gegen Untergrundereignisse diskriminiert werden konnten. Die resultierenden Winkelverteilungen sind mit Unsicherheiten zwischen 2 und 6% behaftet. Ausnahmen bilden die Wirkungsquerschnitte für die Neutronenenergien 27,5 MeV und 30 MeV mit Unsicherheiten bis zu 13%.

Im Vergleich mit vorhandenen älteren Messungen verbessern die Ergebnisse dieser Arbeit die Präzision der Daten um Faktoren zwischen 2 und 10.

## DIFFERENTIAL CROSS SECTION MEASUREMENT OF THE ELASTIC NEUTRON-DEUTERON-SCATTERING IN THE ENERGY RANGE 2.5-30 MeV

The differential cross-section of the elastic  $D(n,n)D$  scattering has been measured in the energy range 2.5 - 30 MeV. A pulsed "white" neutron beam from deuterons ( $E_d \simeq 48$  MeV) on natural uranium was collimated by bulk metal shielding in a  $\sim 60$  m long vacuum tube in the  $\theta_{\text{Lab}} = 0^\circ$ -direction. The collimated neutrons were scattered from a partially and a totally deuterated scintillator. The mixed scatterer of hydrogen, deuterium and carbon provided the absolute calibration of the  $(n,d)$ -cross-section by the well-known  $(n,p)$ -cross-section.

The scattered neutrons were detected by two detectors at 14 laboratory angles. Five parameters for each event were measured in coincidence, so that background reduction could be done. Additional contributions from multiple-scattering were determined by Monte-Carlo calculations. Twenty angular distributions were obtained with uncertainties between 2 and 6%.

Some significant deviations from older measurements and from exact 3-body-calculations were found.

Much importance was attached to the determination of the properties of the neutron-detectors, especially of the so-called "black-detector".

# INHALTSVERZEICHNIS

	Seite
ABSTRACT	
1. EINLEITUNG	1
1.1 Experimentelle und theoretische Situation des 3-Nukleonen-Systems	3
2. THEORETISCHE DARSTELLUNG DER ELASTISCHEN (n,d)-STREUUNG	7
3. MESSUNGEN ZUR BESTIMMUNG DES DIFFERENTIELLEN WIRKUNGSQUERSCHNITTS DER ELASTISCHEN (n,d)- STREUUNG	11
3.1 Experimentaufbau	12
3.2 Elektronik und Datenaufnahme	15
3.3 Datenreduktion	19
4. NORMIERUNG UND KORREKTUR DER ROHDATEN	27
4.1 Monitorauswertung	28
4.2 Berücksichtigung der Mehrfachstreuung und der endlichen Geometrie	30
5. BESTIMMUNG DES DIFFERENTIELLEN UND DES PARTIELLEN WIRKUNGSQUERSCHNITTES	35
5.1 Ankopplung des (n,d)- an den (n,p)-Wir- kungsquerschnitt	35
5.2 Fehlerbetrachtung	40
5.3 Ergebnisse	42

	Seite
6. DISKUSSION DER ERGEBNISSE	52
6.1 Vergleich mit älteren Messungen	52
6.2 Vergleich mit exakten 3-Teilchen-Faddeev-Rechnungen	57
7. ANHANG	62
7.1 Eigenschaften der Seitendetektoren	62
7.2 Das Mehrfachstreuprogramm "MSCAT"	68
7.3 Die Meßergebnisse in Tabellenform	73
8. LITERATURVERZEICHNIS	78

## 1. EINLEITUNG

Seit fast 50 Jahren werden große Anstrengungen unternommen, die Eigenschaften der Kernkräfte zu verstehen. Das einfachste und zugleich grundlegende Problem ist die Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung (NNW). Das Wissen um diesen Teil der starken Wechselwirkung ist unerlässlich, will man Observable komplizierterer Nukleonensysteme mit exakten mikroskopischen Theorien berechnen. Beiträge zur Lösung des Problems können neben Untersuchungen im 2-Nukleonen-System auch Experimente in Mehr-Nukleonen-Systemen leisten. Die Messungen im 2-Nukleonen-System beschränken sich auf die Neutron-Proton-Streuung, die Proton-Proton-Streuung und Untersuchungen am einzigen stabilen gebundenen Zustand, dem Deuteron. Observable aus diesen Experimenten werden z.B. benutzt, um die Parameter phänomenologischer Potentiale anzupassen. Viele dieser so gewonnenen Potentiale (Reid, Hamada-Johnston, Yale, etc.) ähneln sich zwar bei größeren Abständen, weisen jedoch für Abstände  $r < 1$  fm große Unterschiede auf. Weitere Differenzen ergeben sich aus Vorhersagen für inelastische Prozesse, bei denen die Anteile des Potentials eine Rolle spielen, die die Verletzung der Energieerhaltung beschreiben ("off-shell"-Anteile). Dieses Problem ist im 2-Nukleonen-System ebenso wenig experimentell lösbar, wie die drei Fragen:

1. Spielen Mehrteilchenkräfte innerhalb der starken Wechselwirkung eine Rolle ?
2. Gibt es eine Verletzung der Ladungssymmetrie der Kernkräfte ?
3. Welche Rolle spielen nichtzentrale Anteile (Tensorkräfte) bei der NNW ?

Ein spezielles Problem, das mit der dritten Frage zusammenhängt, ist die Größe der D-Beimischung im Deuteron. Zur Beantwortung dieser offenen Fragen müssen Experimente mit mehr

als 2 Nukleonen durchgeführt werden.

Das einfachste Mehr-Teilchen-System ist das 3-Nukleonen-System. Es spielt bei der Untersuchung der Eigenschaften der NNW deshalb eine besondere Rolle, weil es mit Hilfe der Faddeev-Gleichungen /SIT71, SZI74/ auf der Grundlage der NNW exakt berechenbar ist. Dies bedeutet, daß man durch Messungen von Observablen des 3-Teilchen-Systems die Eingabe in die Faddeev-Rechnungen, d.h. das Potential, das die NNW beschreibt, testen kann. In Kapitel 1.1 wird in einem Überblick über die experimentelle und theoretische Situation des 3-Nukleonen-Systems gezeigt, daß der Vergleich der theoretischen Vorhersagen mit Experimenten keine endgültige Schlußfolgerung zuläßt. Einerseits müssen sich theoretische Rechnungen wegen der technischen Grenzen der heutigen Computer- generation auf die Berücksichtigung der Bahndrehimpulse  $l=0$  bis 2 beschränken, und andererseits sind die vorhandenen Meßdaten zum Teil lückenhaft, widersprüchlich, oder zu ungenau. Einen Beitrag zur Verbesserung dieser unbefriedigenden Situation soll diese Arbeit leisten, die sich mit der experimentellen Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnittes der elastischen Neutron-Deuteron-Streuung befaßt.

In Kapitel 2 werden die grundlegenden theoretischen Zusammenhänge dargestellt, die auf der Grundlage der NNW die analytische Lösung des 3-Teilchen-Systems ermöglichen.

In Kapitel 3 werden die durchgeführten Experimente zur Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnitts der elastischen (n,d)-Streuung beschrieben. Einzelheiten zu den Detektoren, der Meßelektronik, der Datenaufnahme und der Datenreduktion werden erläutert.

In Kapitel 4 wird die Normierung und Korrektur der Rohdaten beschrieben. Die Monitorauswertung und die Berücksichtigung der Mehrfachstreuung in der eigentlichen Messung werden erläutert.

Die Bestimmung der differentiellen und integralen Wirkungsquerschnitte aus den korrigierten und normierten Meß-

daten wird in Kapitel 5 beschrieben.

Kapitel 6 befaßt sich mit der Diskussion der erzielten Ergebnisse hinsichtlich älterer Messungen und exakter 3-Teilchen-Faddeev-Rechnungen.

Im Anhang werden anhand weiterer Messungen und Monte-Carlo-Rechnungen die Eigenschaften des als Seitendetektor eingesetzten "Black-Detektors" untersucht, das Mehrfachstreuprogramm "MSCAT" vorgestellt und die differentiellen Wirkungsquerschnitte in tabellarischer Form aufgelistet.

### 1.1 Experimentelle und theoretische Situation des 3-Nukleonen-Systems

Eine vollständige Übersicht über die bisher gemessenen Observablen im 3-Nukleonen-System hat W.Grüebler /GRU80/ auf der 9. Internationalen Tagung über Wenig-Teilchen-Probleme in Eugene 1980 gegeben. An gleicher Stelle leistete J.A.Tjon einen Beitrag /TJ080/, der die augenblickliche Situation in der theoretischen Behandlung des 3-Nukleonen-Systems zum Inhalt hatte. Zusammenfassend aus diesen beiden Tagungsbeiträgen und anderen Veröffentlichungen /REI68, KOI78, SEA72/ läßt sich der aktuelle Wissensstand folgendermaßen darstellen:

1. Die Massendifferenz zwischen  ${}^3\text{H}$  und  ${}^3\text{He}$  wird sogar unter Berücksichtigung von Effekten höherer Ordnung, wie z.B. Mesonenaustausch und innerer nukleonischer Freiheitsgrade, um mindestens 68 keV zu niedrig durch die Theorie berechnet /SAU80, ERK74, MOL75, FLE80/. Als Ursachen für diese Differenz zum Experiment wird die Möglichkeit der Ladungssymmetriebrechung und unkorrekte Berücksichtigung der Coulombkräfte diskutiert.
2. Dynamische Observable wie Wirkungsquerschnitte und Polarisationsobservable des 3-Nukleonen-Systems werden durch Faddeev-Rechnungen /DOL73/ in qualitativer Übereinstimmung mit experimentellen Ergebnissen /CHI80,

PRE76, FIS77/ wiedergegeben, weisen aber Abweichungen auf, deren Größenordnung im Prozentbereich liegt.

Die dynamischen Observablen lassen sich experimentell im p-d- und n-d-System ermitteln. Das p-d-System hat zwei Vorzüge:

1. die Präzision des Nachweises geladener Teilchen ist größer als die des Neutronennachweises,
2. im p-d-System lassen sich mehr Observable messen als im n-d-System, weil ein Neutronentarget technisch nicht realisierbar ist.

Der Nachteil des p-d-Systems äußert sich darin, daß bei allen Differenzen zwischen experimentellen Daten und exakten 3-Teilchen-Faddeev-Rechnungen von den Autoren die unzureichende Berücksichtigung der Coulomb-Wechselwirkung diskutiert wird. Die Frage, ob die Theorie die NNW hinreichend gut beschreibt, wird also von der Frage der korrekten Einbeziehung der Coulomb-Wechselwirkung überlagert. Um dieses Problem zu umgehen, müssen die Ergebnisse aus den Faddeev-Rechnungen mit Messungen im Neutron-Deuteron-System verglichen werden, in dem Coulombkräfte keine Rolle spielen.

Da Experimente mit Neutronen sehr aufwendig sind und alle bekannten Methoden des Neutronen-Nachweises in ihrer Präzision die Prozent-Grenze nicht unterschreiten können, liegen nur sehr wenige Daten aus Neutron-Deuteron-Streuexperimenten vor. Die einzige sehr genau bekannte Observable dieses Systems ist der totale Wirkungsquerschnitt mit einer Unsicherheit von weniger als 1% /BEN79/.

Von den Polarisationsobservablen ist allein die Vektorpolarisation der ( $\vec{n}, d$ )-Streuung bei mehreren Energien mit unterschiedlicher Genauigkeit gemessen worden /STN75, MOR74, BR075/. Einige Faddeev-Rechnungen bei 10 MeV, 14,1 MeV und 22,7 MeV /PIE73, DOL72/ stimmen im Rahmen der Unsicherheiten

der Messungen mit den Meßdaten überein. Vergleiche mit  $(\vec{p},d)$ -Daten ergeben teilweise signifikante Differenzen.

Für den differentiellen Wirkungsquerschnitt liegen Meßdaten vor für die Neutronenenergien 2,45 MeV und 3,27 MeV /SEA57/, 5,55 MeV, 7 MeV, 8 MeV, 9 MeV, 18,55 MeV, 20,5 MeV und 23 MeV /SEA72/, 5,64 MeV, 7,01 MeV und 9,04 MeV /BON69/, 14 MeV /ALL53, SEA54/, 8 MeV und 10 MeV /AMT77/. Diese Daten sind mit Unsicherheiten zwischen 3% und 50% behaftet und eignen sich daher nur bedingt als Test für Faddeev-Rechnungen. Die einzige Messung höherer Präzision ( $\sim 1,5\%$ ) bei der Neutronenenergie 10 MeV von L.Amtén liefert nur für wenige Streuwinkel ( $\theta_{\text{cm}} = 110^\circ - 130^\circ, \sim 170^\circ$ ) Werte des differentiellen Wirkungsquerschnittes. Diese Daten weichen um  $\sim 15\%$  von älteren Faddeev-Rechnungen /DOL73/ ab. Die Beantwortung der Frage, ob diese Diskrepanz ein Anzeichen für prinzipielle Schwierigkeiten der Theorie ist, bleibt neuen genaueren Experimenten vorbehalten, wie sie in dieser Arbeit beschrieben werden.



## 2. THEORETISCHE DARSTELLUNG DER ELASTISCHEN NEUTRON-DEUTERON-STREUUNG

Ausgangspunkt für die quantenmechanische Behandlung des Streuproblems /SZI74, SIT71/ ist die Lippmann-Schwinger-Gleichung:

$$\Psi_k = \phi_k + \frac{1}{E - H_0 + i\epsilon} V \left( 1 + \frac{1}{E - H + i\epsilon} V \right) \phi_k \quad (2a)$$

Hierbei sind  $\phi_k$  die Wellenfunktion des Teilchensystems im Eingangs- und  $\Psi_k$  im Ausgangskanal,  $E$  die Gesamtenergie des Systems,  $H$  der vollständige und  $H_0$  der ungestörte Hamilton-Operator und  $V$  ist das Wechselwirkungspotential zwischen den Teilchen.

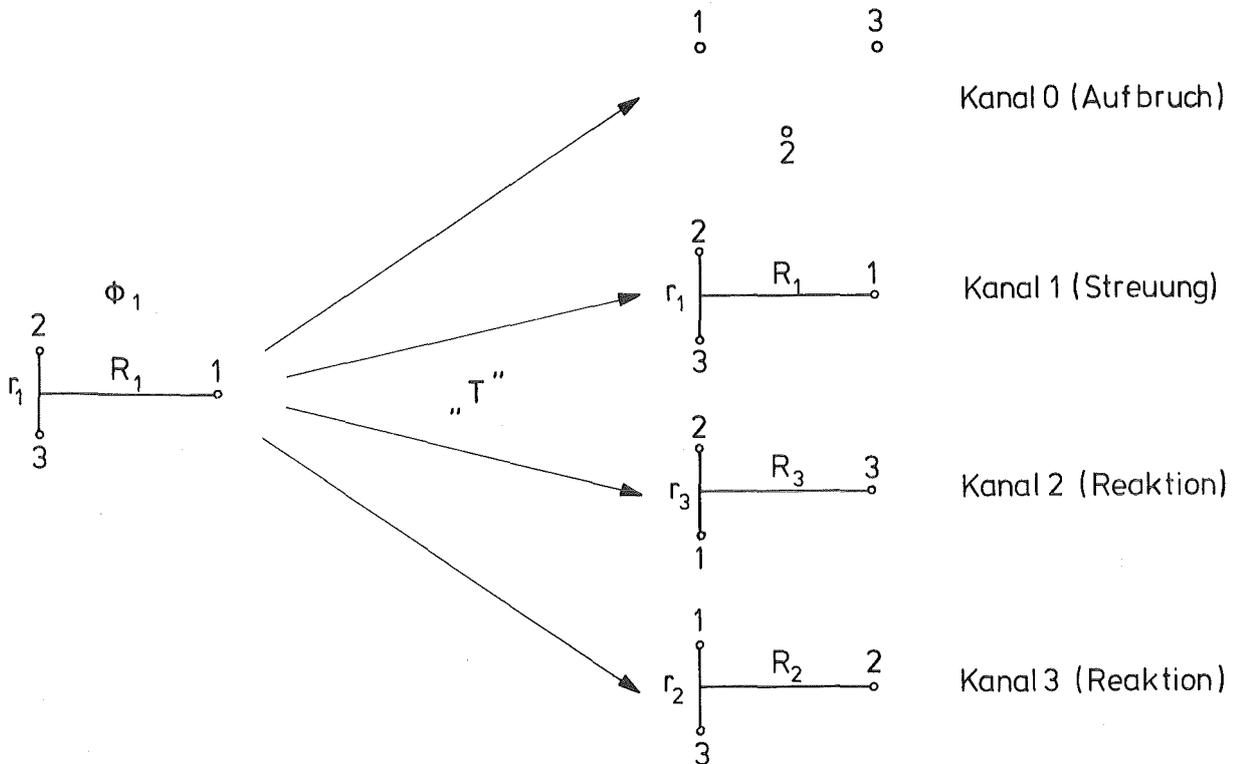


Fig.2.1: Schematische Darstellung des Streuproblems im 3-Teilchen-System bei festem Eingangskanal

Für einen wohldefinierten Zustand des 3-Teilchen-Systems im Eingangskanal ist diese Gleichung in Fig.2.1 zeichnerisch dargestellt. Der Term  $V(1 + \frac{1}{E-H+i\epsilon} V)$  ist dabei zusammengefaßt zu dem Übergangoperator  $T$  und gibt die Wahrscheinlichkeit an, das System in einem der 4 Ausgangskanäle zu finden. Eine formale Lösung der Lippmann-Schwinger-Gleichung ist die Wellenfunktion:

$$\Psi_i = i\epsilon G^{\pm}(E) \phi_i \quad (2b)$$

$$\text{mit der Resolventen } G^{\pm}(E) = \frac{1}{E-H+i\epsilon}$$

Es können nun für das 3-Teilchensystem Resolventen  $G_i(E)$  mit  $i=1,2,3$  so definiert werden, daß in ihnen nur noch 2-Teilchen-Wechselwirkungspotentiale auftreten. Man erhält für die  $G_i(E)$  die folgenden Bedingungsgleichungen:

$$\begin{aligned} \Psi_i &= \phi_i + G_i(V_j+V_k) \Psi_i \\ \Psi_i &= G_j(V_k+V_i) \Psi_i \\ \Psi_i &= G_k(V_i+V_j) \Psi_i \end{aligned} \quad (2c)$$

Da dieses Gleichungssystem nicht eindeutig lösbar ist, setzt man eine spezielle Form der Wellenfunktion  $\Psi_i$  an, in der der Eingangskanal als ebene Welle, d.h. der Zustand des Systems ist eindeutig definiert, und alle Ausgangskanäle als auslaufende Kugelwelle dargestellt werden. Für den Kanal der elastischen Streuung gilt somit:

$$\Psi_1 = \Psi_b(r_1) e^{i\vec{k}_1 \cdot \vec{r}_1} + T_{11} \frac{e^{i\sqrt{2M_1(E-E_{b1})} R_1}}{R_1} \Psi_b(r_1) \quad (2d)$$

In dieser Gleichung ist  $\Psi_b(r_1)$  der gebundene Zustand der Teilchen 2 und 3 aus Fig.2.1. Das Übergangsmatrixelement  $T_{11}$

für die elastische Streuung erhält man durch Koeffizientenvergleich mit Gl.2c zu:

$$T_{11} = \langle \phi_1 | V_2 + V_3 | \Psi_1 \rangle \quad (2e)$$

Führt man die hier gemachten Überlegungen allgemein für alle Ausgangskanäle durch, so kommt man auf die sogenannten Faddeev-Gleichungen für die Übergangsmatrixelemente oder Übergangsamplituden:

$$\begin{aligned} T_{ij}^+ &= \langle \phi_i | V^i (1 - G^+ V^j) G_j | \phi_j \rangle \\ T_{ij}^- &= \langle \phi_i | (1 + V^i G^-) V^j | \phi_j \rangle \end{aligned} \quad (2f)$$

mit  $V^i = V_j + V_k$ ,  $V^j = V_k + V_i$ ,  $V^k = V_i + V_j$

Dieses gekoppelte Integralgleichungssystem ist unter Vorgabe eines 2-Teilchen-Wechselwirkungspotentials eindeutig lösbar. Physikalische Amplituden, wie z.B. Wirkungsquerschnitte ergeben sich dann zu:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = (2\pi)^4 M^2 \sum_{ij} |T_{ij}|^2 \quad (2g)$$

Für den hier interessierenden Spezialfall der elastischen Streuung des Teilchens 1 an dem gebundenen Zustand der Teilchen 2 und 3 aus Fig.2.1 erhält man:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E, \theta) = \frac{1}{2} |M_{11}|^2 + \frac{1}{4} |M_{00}|^2 + \frac{1}{4} |M_{22}|^2 + \frac{1}{2} |M_{10}|^2 + \frac{1}{2} |M_{01}|^2 + \frac{1}{2} |M_{1-1}|^2 \quad (2h)$$

Die Lösung der Faddeev-Gleichungen (2f) wird durch 2 Eingriffe wesentlich erleichtert: 1. nimmt man eine Partialwellenzerlegung in den einzelnen Subsystemen vor und 2. wählt man ein separables Potential für die NNW, wie z.B. das

Yamaguchi-Potential /YAM54/. Wegen der kleinen Reichweite der NNW kann man sich bei niedrigen Energien auf wenige Drehimpulse beschränken, so daß man nur endlich viele gekoppelte 2-dimensionale Integralgleichungen zu lösen hat. Die Wahl eines separablen, d.h. nichtlokalen Potentials hat den Vorteil, daß die Übergangsmatrix T selbst separabel wird. Der Nachteil solcher Potentiale ist, daß sie aus dem Impulsraum nicht in den Ortsraum transformierbar sind, d.h. sie sind unrealistisch. In neueren Arbeiten /BEN76, ST078, PLE82/ werden sogenannte "realistische" Potentiale, wie das Reid-Soft-Core Potential, verwendet, deren Parameter an Meßdaten mit hinreichender Präzision angepaßt sind.

Die durch Gl.(2c) festgelegte Eingabe von 2-Nukleonen-Wechselwirkungspotentialen in die 3-Nukleonen-Rechnung bedeutet, daß man mit Hilfe von 3-Nukleonen-Messungen Eigenschaften der NNW untersuchen kann. Da die 2-Nukleonenpotentiale "off-shell" in die 3-Nukleonen-Rechnung eingehen, d.h. die Energieerhaltung muß nicht in jedem 2-Nukleonen-Subsystem erfüllt sein, können 3-Nukleonen-Messungen sogar mehr Informationen über die NNW liefern als 2-Nukleonen-Messungen selbst.

Wieweit der differentielle Wirkungsquerschnitt sensitiv ist auf "off-shell"-Eigenschaften der NNW wird mit sehr unterschiedlichen Standpunkten diskutiert /BRY76, HAF76/. Die gefundenen, bzw. vorhergesagten Sensitivitäten liegen zwischen 3 und 20%. Diese Tatsache ist ein ganz wesentlicher Grund für den Wunsch nach mehr und genaueren Messungen am Neutron-Deuteron-System.

### 3. MESSUNGEN ZUR BESTIMMUNG DES DIFFERENTIELLEN WIRKUNGSQUERSCHNITTS DER ELASTISCHEN (n,d)-STREUUNG

Der differentielle Wirkungsquerschnitt der elastischen (n,d)-Streuung im Laborsystem ist durch folgende Gleichung vollständig bestimmt:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E_0, \theta) = \frac{N(E_0, \theta)}{\phi(E_0) \cdot \varepsilon(E_s) \cdot \rho_d \cdot \Delta\Omega} \quad (3a)$$

In dieser Gleichung sind:

- $E_0$  = Primärenergie der einfallenden Neutronen
- $\theta$  = Streuwinkel der Neutronen im Laborsystem
- $E_s$  = Sekundärenergie der gestreuten Neutronen
- $N(E_0, \theta)$  = Zählrate im Seitendetektor der unter  $\theta$  gestreuten Neutronen mit der Primärenergie  $E_0$
- $\phi(E_0)$  = Primärneutronenfluß der Energie  $E_0$
- $\varepsilon(E_s)$  = Ansprechvermögen (= Efficiency) des Seitendetektors für eine Sekundärenergie  $E_s$  der Neutronen
- $\rho_d$  = Flächenbelegungsdichte der Deuteronen im Streuer
- $\Delta\Omega$  = effektiver Raumwinkel, der durch den Seitendetektor vom Streuer aus gesehen abgedeckt wird.

Neben der Zählrate der in den Seitendetektor gestreuten Neutronen müssen also der primäre Neutronenfluß, die Efficiency des Seitendetektors und die Deuteronendichte im Streuer absolut bestimmt werden. Sowohl Neutronenfluß als auch Efficiency (Kap.7.1) sind mit den üblichen experimentellen Methoden bestenfalls auf  $\pm 2\%$  genau bestimmbar. Setzt man einen statistischen Fehler von  $\pm 1\%$  in der Streuzählrate und eine auf  $\pm 1\%$  genau bekannte Deuteronendichte im Streuer vor-

aus, so ist der differentielle Wirkungsquerschnitt nicht besser als auf  $\pm 4\%$  genau bestimmbar. Um diese prinzipielle Schranke zu durchbrechen, wurde die Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnitts der elastischen (n,d)-Streuung an den bekannten Wirkungsquerschnitt der elastischen (n,p)-Streuung angekoppelt.

Unter Verwendung eines Streuers, der sowohl Protonen als auch Deuteronen enthält, können beide Wirkungsquerschnitte gleichzeitig gemessen werden. Für die (n,p)-Streuung erhält man eine zu Gl.3a analoge Bestimmungsgleichung des Wirkungsquerschnitts. Verknüpft man beide Gleichungen über den identischen Primärneutronenfluß miteinander, so erhält man die Beziehung:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E_0, \theta)_d = \frac{d\sigma}{d\Omega}(E_0, \theta)_p \cdot \frac{N_d(E_0, \theta)}{N_p(E_0, \theta)} \cdot \frac{\varepsilon(E_{sp})}{\varepsilon(E_{sd})} \cdot \frac{\rho_p}{\rho_d} \quad (3b)$$

Die Indices p bzw. d bezeichnen die entsprechenden Größen aus Gl.3a für die (n,p)- bzw. (n,d)-Streuung. In dieser Gleichung taucht der Neutronenfluß nicht mehr auf und die Größen Ansprechvermögen und Streuerdichte müssen nicht mehr absolut, sondern nur noch relativ gemessen werden. Bei hinreichend guter Statistik in den beiden Streuzählraten und genauer Kenntnis des Wirkungsquerschnitts der elastischen (n,p)-Streuung kann nun die oben genannte Unsicherheit von  $\pm 4\%$  unterboten werden.

### 3.1 Experimentaufbau

Es wurden 2 Messungen am Karlsruher Neutronenflugzeit-Spektrometer von jeweils 3 Wochen Dauer durchgeführt. Da in der Literatur /CIE68, HIN81/ die Apparatur zur Erzeugung eines weißen Neutronenstrahles hinreichend beschrieben ist, sollen hier nur kurz die für die durchgeführten Messungen wichtigen Komponenten skizziert werden. In Fig.3.1.1 ist schematisch der Experimentaufbau der zweiten Meßperiode dargestellt.

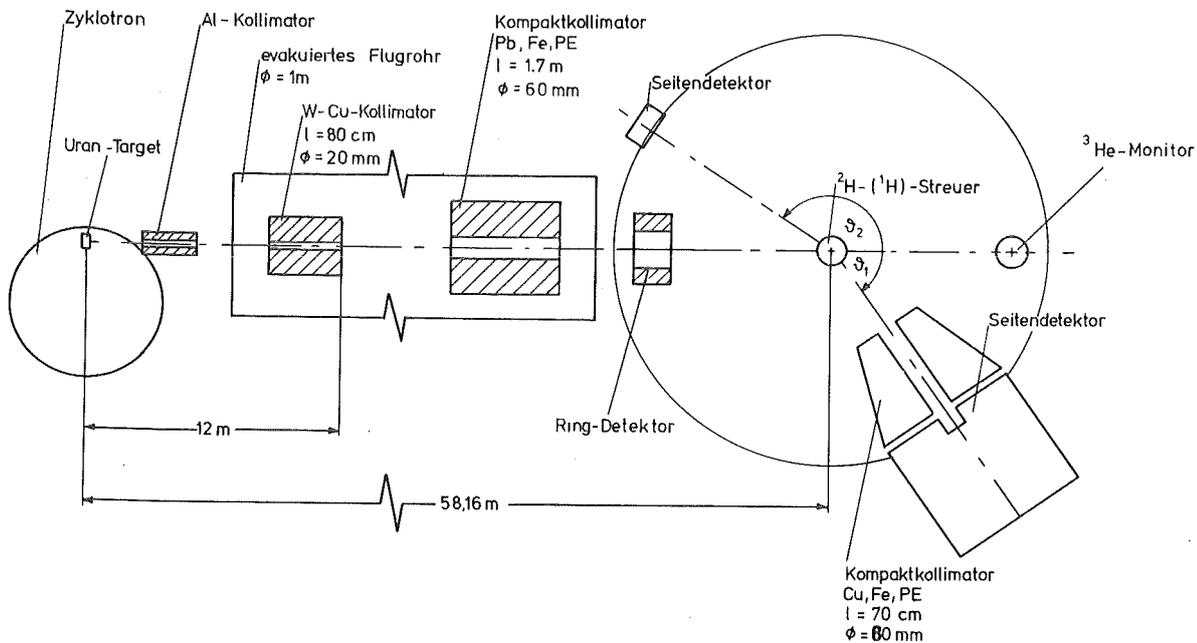


Fig.3.1.1: Schematischer Experimentaufbau der Streumessung

Im Zyklotron werden Deuteronen auf ca. 48 MeV beschleunigt. Mit einer Frequenz von 100 kHz werden 40 - 45 Bahnen der umlaufenden Deuteronen auf ein dickes Urantarget abgelenkt. Die Zeitschärfe dieser Pulsung beträgt typischerweise 1 ns. Die tangential den Beschleuniger verlassenden Neutronen aus den offenen Reaktionskanälen, dem Deuteronenaufbruch und den Spaltfragmenten des Urans haben Energien zwischen einigen hundert keV und 40 MeV. Auf ihrem Weg durch ein ca. 60 m langes, evakuiertes Flugrohr werden die Neutronen durch 3 Abschirmungssysteme auf einen Strahldurchmesser von 60 mm kollimiert. Am Austrittsfenster des Flugrohres befindet sich die eigentliche Experimentierstation.

Auf der Neutronenstrahlachse, ca. 2 m hinter dem Ende des Flugrohres, befindet sich der Streuerdetektor. Das eigentliche Streuvolumen ist ein senkrecht stehender Glaszylinder (3"  $\emptyset$  x 3"), der mit dem Kohlenwasserstoff-Flüssigszintillator NE 213 (Firma Nuclear Enterprise) gefüllt ist. An die untere Kreisfläche des Zylinders ist mit Lichtleitöl ein konischer Plexiglaslichtleiter angekoppelt, der das Szintillationslicht auf die Photokathode des Multipliers (Typ XP 2020, Firma VALVO) leitet. Die Wandung des Szintillators und des äußeren Messinggehäuses sind möglichst dünn gehalten, um die Neutronenstreuung am Umgebungsmaterial zu minimalisieren. Der Strahldurchmesser am Ort des Streuers ist um ca. 10 mm kleiner als dessen Ausdehnung senkrecht zur Strahlachse.

Während der ersten Meßperiode wurde ein Flüssigszintillator eingesetzt, in dem die Wasserstoffatome zu ca. 55% durch Deuteriumatome ersetzt waren. Dieser "Mischstreuer" ermöglichte die o.g. Anpassung des (n,d)- an den (n,p)-Wirkungsquerschnitt. Die entweder an Kohlenstoffkernen, Protonen oder Deuteronen gestreuten Neutronen wurden mit zwei Seitendetektoren nachgewiesen. Ein Standard-Szintillationsdetektor (NE 213,  $\phi = 17,8$  cm,  $l = 6,4$  cm) mit einer 4"  $\emptyset$ -Multiplirröhre (Typ XP 2040, Firma VALVO) und ein sogenannter "Black-Detektor", deren Eigenschaften in Kap.7.1 genau untersucht werden, wurden nacheinander auf 14 verschiedene Streuwinkel gestellt.

Zur relativen Normierung der einzelnen Winkelpositionen zueinander wurden in dieser ersten Meßperiode 2 dünne (10 mm) NE 213-Szintillatoren als Monitore für den relativen Neutronenfluß eingesetzt. Diese standen an einer Flugrohrunterbrechung bei 12 m und am Flugrohrende im Neutronenstrahl.

In der zweiten Meßperiode wurde ein vollständig deuterierter Szintillator als Streuer benutzt. Neben den beiden schon genannten Seitendetektoren wurde ein weiterer ringförmiger

Szintillationsdetektor eingesetzt, der während der gesamten Meßperiode fest am Austrittsfenster des Flugrohres montiert war und dem Nachweis der unter  $\theta_{\text{Lab}} = 178^\circ \pm 0,9^\circ$  gestreuten Neutronen diente. Die Maße dieses Detektors sind:

$\varnothing_{\text{innen}} = 8,5 \text{ cm}$ ,  $\varnothing_{\text{außen}} = 18,6 \text{ cm}$ ,  $l = 12 \text{ cm}$ . Der zylinderförmige Außenmantel besteht aus Quarzglas, auf das mit Lichtleitöl 2 Plexiglas-Lichtleiter geklebt sind, an deren Enden zwei Multiplier angebracht sind. Der Ring ist mit dem Szintillatormaterial NE 213 gefüllt. Da sein freier Innendurchmesser um ca. 2,5 cm größer ist als der Durchmesser des Neutronenstrahls, kann dieser ungehindert passieren.

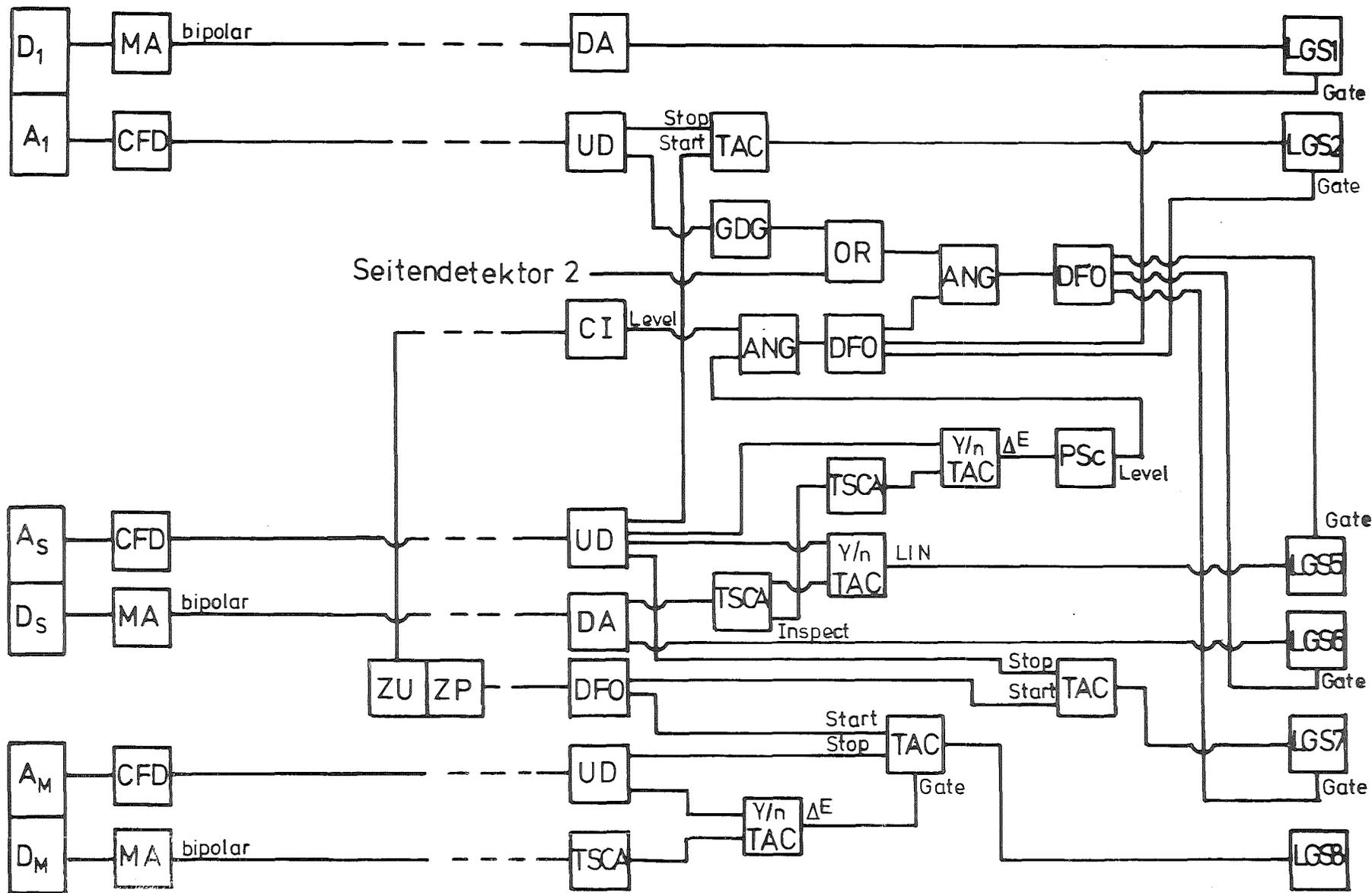
In der Neutronenstrahlachse, ca. 1,8 m hinter dem Streuer, wurde ein flüssig  $^3\text{He}$ -Szintillationsdetektor /STA76/ zur Überwachung der relativen Energieverteilung der Neutronen im Strahl eingesetzt. Die mit diesem Monitor erzielten Ergebnisse werden in Kap.4.1 diskutiert.

In den insgesamt 6 Wochen Meßzeit wurden ca. 400 Runs (= abgeschlossene Meßabschnitte) von ca. 90 min Dauer aufgenommen. Nach jeweils 6 Runs wurden die Seitendetektoren auf andere Streuwinkelpositionen gebracht. Da der Wirkungsquerschnitt unter 14 verschiedenen Laborwinkeln gemessen wurde, konnte jeder Winkel 3- bis 5-mal zu je 6 Runs eingestellt werden. Dieses Vorgehen ermöglicht eine Überprüfung der Monitore und der Stabilität der Seitendetektoren.

### 3.2 Elektronik und Datenaufnahme

Von allen verwendeten Detektoren - Streuer, Seitendetektoren, Monitore - wurden jeweils 2 elektronische Signale an den Photomultipliern abgenommen: 1. ein Anodensignal und 2. ein Signal von der vorletzten Dynode. Die Anodenimpulse werden für Zeitmessungen genutzt, während die der Lichtausbeute proportionalen Dynodenimpulse der Energiebestimmung dienen. Fig.3.2.1 gibt das Blockschaltbild eines Teils der Experimentelektronik wieder. Die Anodensignale ( $A_1$ -Black-Detektor,  $A_S$ -Streuer,  $A_M$ -Monitor) werden jeweils auf einen CFD (Constant-Fraction-Discriminator) gegeben, der unabhängig von der Im-

Fig.3.2.1: Blockschaltbild der Meßelektronik



pulshöhe ein zeitscharfes Ausgangssignal erzeugt. Die entsprechenden Dynodensignale ( $D_1$ ,  $D_S$ ,  $D_M$ ) werden jeweils in einem Hauptverstärker MA über 200 ns aufintegriert. Dieser Teil der Elektronik befindet sich direkt am Experimentierplatz, während der folgende Teil ca. 100 m entfernt im Meßraum des Zyklotrongebäudes betrieben wird. Der bipolare Ausgangsimpuls des Hauptverstärkers wird in einem Delay-Amplifier (DA) regeneriert und als Rückstoßenergiesignal auf die Pulsformerstufen LGS1 bzw. LGS6 (Linear Gate and Stretcher) gegeben. Soll eine Diskriminierung zwischen Gammas und Neutronen vorgenommen werden, wie im Falle des Streuers, so wird ein zweites DA-Ausgangssignal auf einen TSCA (Timing Single Channel Analyzer) gegeben. Dieser erzeugt zum Zeitpunkt des Nulldurchganges seines Eingangssignals eine Zeitmarke. Die Zeitdifferenz zwischen dieser Marke und dem CFD-Signal wird in einem  $\gamma/n$ -TAC (Time to Amplitude Converter) in eine Impulshöhe umgewandelt. Wegen der unterschiedlichen Szintillationsabklingzeiten der durch  $\gamma$ -Quanten bzw. Neutronen im NE 213 erzeugten Lichtsignale kann man sie in dem so erhaltenen Pulse-Shape-Spektrum gegeneinander diskriminieren. Das Pulse-Shape-Spektrum wird auf die Pulsformerstufe LGS5 gegeben.

Alle CFD-Ausgangssignale werden in Updating Discriminatoren (UD) ebenfalls regeneriert. Die Zeitsignale des Streuers und des Monitors werden jeweils mit Signalen, die von der Zyklotron-Pulsfolgefrequenz von 100 kHz (ZP) abgeleitet sind, auf TAC's gegeben. Diese messen die Flugzeit der Neutronen vom Zyklotron zum Streuer bzw. Monitor und wandeln sie in Impulshöhen, das sogenannte TOF-Spektrum (Time of Flight), um. Das Flugzeitspektrum des Streuers wird auf die Pulsformerstufe LGS7 und das des Monitors auf LGS8 gegeben.

Ein weiterer TAC mißt die Flugzeit der gestreuten Neutronen, also die Zeit zwischen den CFD-Signalen des Streuerdetektors und des Seitendetektors. Dieses TOF-Spektrum wird auf LGS2 gegeben.

Alle Signale der Detektoren, die an der Streuung beteiligt sind, erhalten über die Gate-Eingänge der Pulsformerstufen zusätzliche Bedingungen.

Die drei Meßgrößen des Streuers werden zusätzlich mit der Information verknüpft, daß einer der Seitendetektoren angesprochen hat, die zuvor in einem logischen "ODER" (OR) in Zusammenhang gebracht werden.

Zusatzbedingungen der fünf Streumeßgrößen bewirken, daß die Pulsformerstufen nur dann Signale weitergeben, wenn sowohl der Streuer als auch einer der Seitendetektoren angesprochen haben. Zufälliger Untergrund wird auf diese Weise schon frühzeitig weitgehend unterdrückt.

Für die beiden dünnen NE 213-Monitore der ersten Meßperiode wird nur das gammabereinigte Flugzeitspektrum gemessen. Von dem in der zweiten Meßperiode eingesetzten <sup>3</sup>He-Monitor wird dagegen wie beim Black-Detektor ein Rückstoßenergiespektrum und ein Flugzeitspektrum aufgenommen.

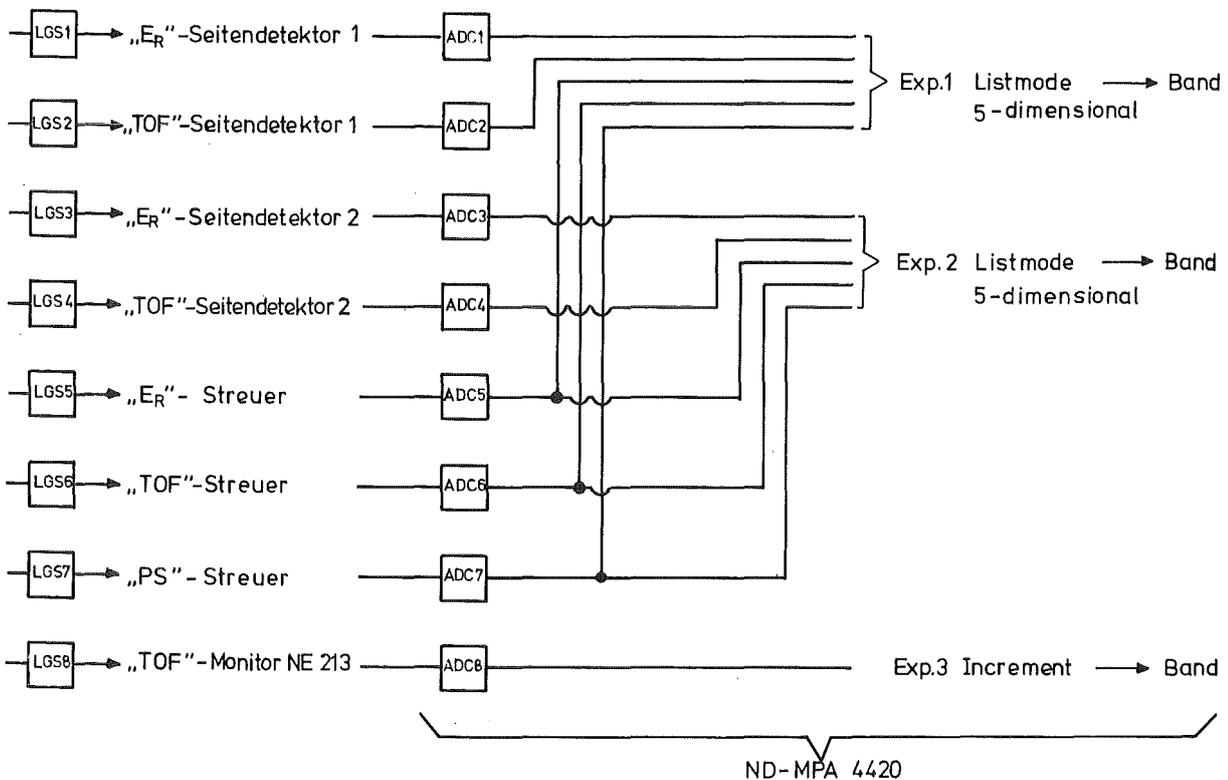


Fig.3.2.2: Prinzip der Datenaufnahme

Fig.3.2.2 zeigt schematisch die Zusammenfassung der einzelnen Meßgrößen zu Experimenten im ND-4420-MPA-Computer (Firma Nuclear Data). Für jeden Seitendetektor wird ein 5-dimensionales List-Mode-Experiment definiert. Die zwei Meßgrößen Rückstoßenergie " $E_R$ " im Seitendetektor und Flugzeit "TOF" der Neutronen zwischen Streuer und Seitendetektor werden zusammen mit den drei Streuerinformationen Rückstoßenergie, Pulse-Shape "PS" und Flugzeit zwischen Zyklotron und Streuer in einer Liste auf Magnetband geschrieben.

Von den beiden NE 213-Monitoren wird die Flugzeit der Neutronen zwischen Zyklotron und jeweiligem Monitor als eindimensionales Spektrum am Ende jedes Runs ebenfalls auf Magnetband gespeichert.

Für die beiden Informationen, die an dem in der zweiten Meßperiode eingesetzten  $^3\text{He}$ -Kryostat abgenommen werden, ist ein weiteres zweidimensionales List-Mode-Experiment definiert. Das Funktionsprinzip des Kryostaten und seine Verwendung als Neutronenfluß-Monitor sind in der Dissertationsarbeit von B.Haesner /HAE82/ ausführlich beschrieben.

### 3.3 Datenreduktion

Die beschriebene Datenaufnahmetechnik hat während der beiden 3-wöchigen Meßperioden ca. 200 vollbeschriebene Magnetbänder mit einer Schreibdichte von 800 bpi geliefert. Eine derartige Menge an Rohdaten erfordert standardisierte Computerroutinen, mit deren Hilfe man die gewünschte Information aus den Originallisten extrahieren kann. Zu diesem Zweck ist ein Fortran-IV-Programmpaket entwickelt worden, das an anderer Stelle /SCH81/ ausführlich beschrieben ist. Hier soll kurz der Gang der Auswertung skizziert werden, wobei besonders die Punkte erläutert werden, die für die Analyse der Meßdaten von Bedeutung sind.

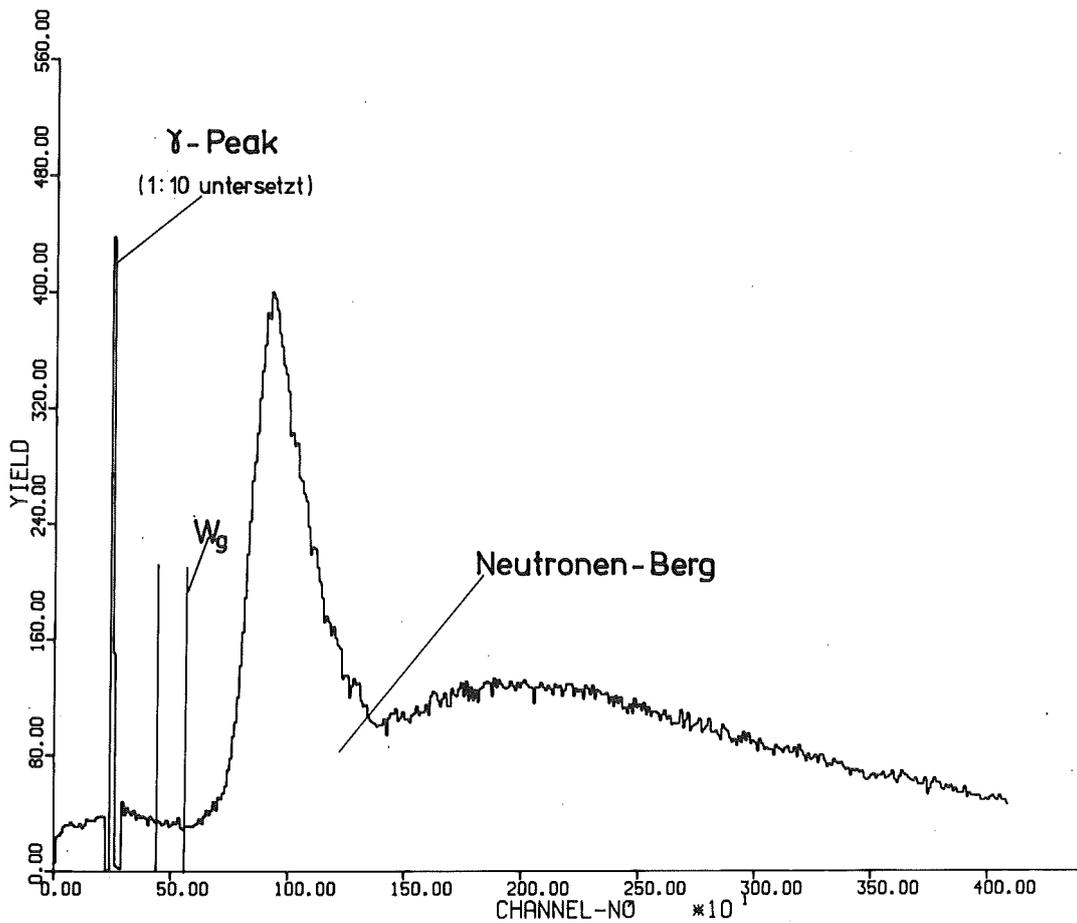


Fig.3.3.1 Flugzeitspektrum der Neutronen vom Zyklotron zu einem 58 m entfernten 10 mm dicken NE 213-Monitordetektor

In Fig.3.3.1 ist ein Flugzeitspektrum des weißen Neutronenstrahls dargestellt, das mit dem am Ende des Flugrohres bei 58 m angebrachten Monitor aufgenommen wurde. Bei genauer Kenntnis der Entfernung Urantarget - Monitor, der Zeitbreite eines MCA-Kanals und der Lage des  $\gamma$ -Peaks kann jedem Kanal des Spektrums eindeutig eine Neutronenenergie zugeordnet werden. Integriert man dieses Flugzeitspektrum nun abschnittsweise, so erhält man ein relatives Maß für den Neutronenfluß des durch das Integrationsfenster festgelegten Energieintervalls. Dieses Integral muß noch mit dem Untergrund korrigiert werden, der als gleichverteilt unter dem ge-

samten Spektrum angenommen werden kann, wie eine Messung mit ausgeschaltetem Zyklotron gezeigt hat. Der Untergrund wird aus den Flugzeitspektren in einem Bereich zwischen  $\gamma$ -Peak und Neutronenberg bestimmt, in dem kein "echtes" Neutron aus der Quellreaktion zu erwarten ist (Fig.3.3.1: Fenster  $W_g$ ). Diese Prozedur wird für die Monitorspektren aller Runs durchgeführt, so daß man ein relatives Maß für die Flußverteilung hinsichtlich der Neutronenenergie und ein relatives Maß für den gesamten Neutronenfluß von Run zu Run erhält. Die Schwellen- und Verstärkungsstabilität des Monitors kann durch Eichungen mit  $\gamma$ -Präparaten überprüft werden, die während der Meßzeit nach jeweils 6 Runs durchgeführt wurden.

Die zweidimensionalen Listen, die für den  $^3\text{He}$ -Kryostaten aufgenommen wurden, werden zunächst auf den Parameter Flugzeit projiziert. Man erhält so eindimensionale TOF-Spektren, die dem in Fig.3.3.1 gezeigten entsprechen. Nach analoger Kanal-Energie-Transformation können Flugzeitfenster definiert werden, die den Neutronenenergie-Intervallen entsprechen, die auch zur Auswertung der Streumessung verwendet werden. Mit diesen Fenstern als Bedingung werden aus den Listen Projektionen auf die zweite Dimension, die Rückstoßenergie, gebildet. Für das Energieintervall 16 - 18 MeV ist solch ein Projektionsspektrum für einen Run in Fig.3.3.2 dargestellt.

Die Reaktion  $n+^3\text{He}$  hat die folgenden Ausgangskanäle:  
1. elastische Streuung, 2.  $n+^3\text{He} \rightarrow p+t$ , 3.  $n+^3\text{He} \rightarrow d+d$ ,  
4.  $n+^3\text{He} \rightarrow n+p+d$ , 5.  $n+^3\text{He} \rightarrow n+p+n+p$ . Da die Reaktion mit  $p+t$  im Ausgangskanal einen positiven Q-Wert hat, findet man einen vom übrigen Spektrum getrennten Peak in der Energieachse. Unter der Annahme, daß alle im flüssig  $^3\text{He}$ -Szintillator erzeugten Protonen und Tritonen vollständig im  $^3\text{He}$  abgebremst werden und der partielle Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion hinreichend genau bekannt ist, ist der Detektor ein idealer, schwellenunabhängiger Absolutflußmonitor für schnelle Neutronen. Für den verwendeten Kryo-

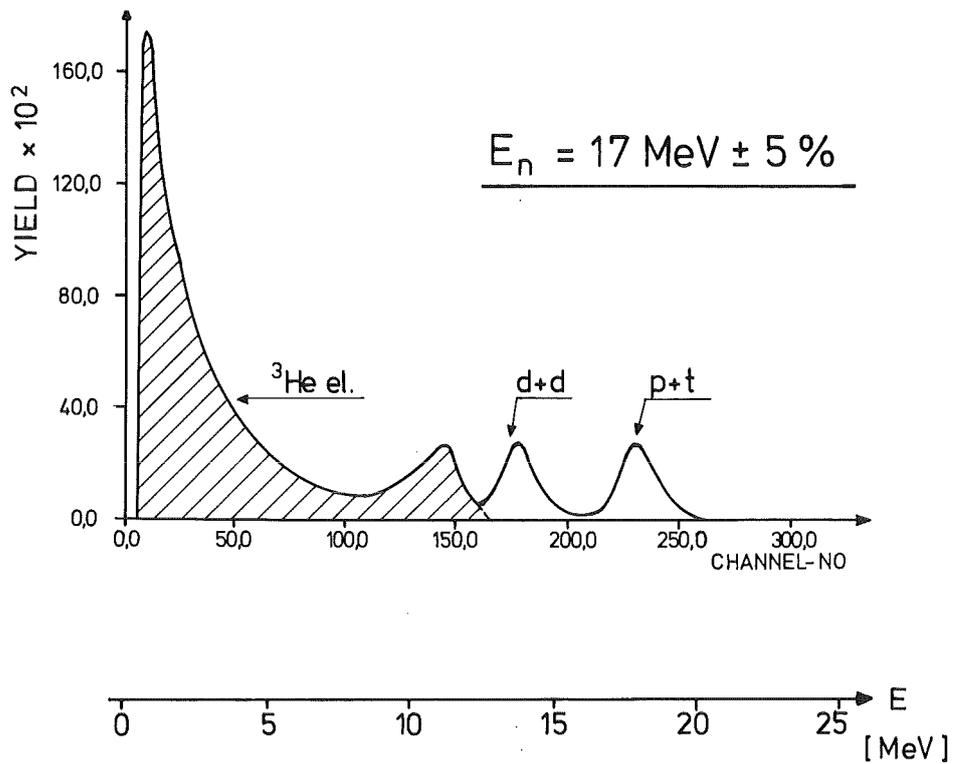


Fig.3.3.2: Energiespektrum des <sup>3</sup>He-Kryostaten für Neutronen der Energie  $(17 \pm 1)$  MeV

staten haben jedoch Rechnungen /HAE82/ ergeben, daß z.B. für Neutronen von 17 MeV durch Randeffekte ca. 32% aller (p,t)-Ereignisse außerhalb des in Fig.3.3.2 gekennzeichneten Peaks liegen. Da weder diese Korrektur noch der Wirkungsquerschnitt der (p,t)-Reaktion genau genug bekannt sind, ist der integrale Inhalt des (p,t)-Peak wiederum nur ein relatives Maß für die Energieverteilung der Neutronen im Strahl und den Gesamtfluß.

Die fünfparametrischen Listen der Streumessung werden zunächst daraufhin überprüft, ob es während der gesamten Meßperiode eine zeitliche Drift in dem Parameter Flugzeit Zyklotron-Streuer gegeben hat. Es werden Projektionen auf diese Dimension gebildet, so daß man Flugzeitspektren wie in Fig. 3.2.1 für alle Runs erhält. Die Lage des  $\gamma$ -Peaks in den Pro-

jektionen ist ein sehr exaktes Maß für eventuelle Verschiebungen in dieser Dimension. Bringt man in den Originallisten durch lineare Verschiebungen des gesamten Spektrums die  $\gamma$ -Peaks aller Runs auf den gleichen Kanal, so können für die ganze Meßperiode die gleichen Primärenergiefenster in der Quell-TOF definiert werden. Mit je einem Flugzeitintervall als Bedingung erzeugt man sich nun neue vierdimensionale Listen. Die gewählten Energieintervalle sind in Tabelle 3.3a aufgelistet.

Tabelle 3.3a: Energieintervalle in MeV für die Reduktion der List-Mode-Daten

2,25 - 2,75	6,5 - 7,5	17 - 19
2,75 - 3,25	7,5 - 8,5	19 - 21
3,25 - 3,75	8,5 - 9,5	21 - 24
3,75 - 4,25	9,5 - 11	23,5 - 26,5
4,25 - 4,75	11,0 - 13	26 - 29
4,75 - 5,25	13,0 - 15	28 - 32
5,5 - 6,5	15,0 - 17	

Die Zeitauflösung des Neutronenstrahles ( $\sim 1,0$  ns) und der Meßapparatur ermöglicht eine bedeutend feinere Unterteilung des weißen Neutronenspektrums. Um jedoch in angemessener Zeit eine gute Meßstatistik (1 - 3%) in den einzelnen Energiebereichen zu erzielen, müssen größere Fenster in der Quell-TOF gelegt werden. Die Wahl der Intervallbreiten bedeutet im Mittel eine Energieauflösung des Neutronenstrahls von 5 - 10% und liefert am Ende der Auswertung Winkelverteilungen bei 20 Neutronenenergien.

Im nächsten Schritt werden die vierdimensionalen Listen um den Parameter "Pulse-Shape im Streuer" reduziert. Dazu werden Matrizen gebildet, in denen die Pulse-Shape gegen die im Streuer deponierte Rückstoßenergie aufgetragen ist. Eine solche Matrix aus den Originallisten (incl. des Parameters "Quell-TOF"!) zeigt Fig.3.3.3.

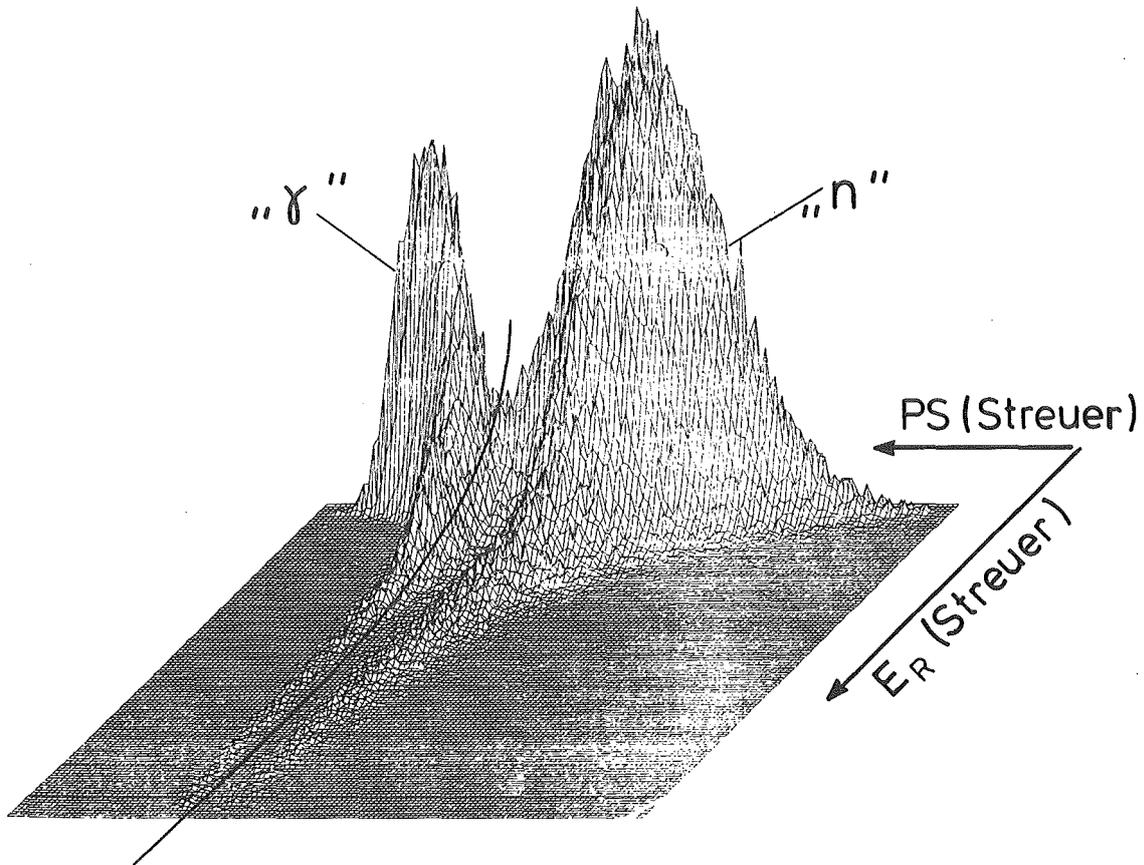


Fig.3.3.3 Zweidimensionales Pulse-Shape-Spektrum, aufgetragen ist die Pulsform der Lichtsignale im Streuer gegen die Impulshöhe

In der Pulse-Shape-Achse sieht man eine deutliche Trennung zwischen den Ereignissen "Gamma" und "Neutron", die mit dem unterschiedlichen Szintillationsabklingverhalten der initialisierten Prozesse zu erklären ist. Der dargestellte Impulshöhenbereich entspricht Protonenenergien von 0,1 bis 30 MeV, d.h. einem dynamischen Bereich von 1:300. Durch eine Treppenfunktion entlang der eingezeichneten Linie, die den  $\gamma$ -Bereich deutlich anschneidet, kann der größte Teil der  $\gamma$ -Ereignisse in den Listen abgetrennt werden. Die entsprechende Matrix aus den vierdimensionalen Listen enthält ohnehin viel weniger

Gammas, da durch die Quell-TOF-Fenster alle prompten Gammas eliminiert sind. Außerdem enthält sie nur Neutronen eines der o.g. Energieintervalle, wodurch die Trennung erheblich vereinfacht wird.

Wendet man die Bedingung, daß alle Ereignisse rechts von der Treppenfunktion in Fig.3.3.3 liegen müssen auf die vierdimensionalen Listen an, so erhält man neue Listen, in denen nur noch die drei Parameter Rückstoßenergie im Streuer, TOF Streuer-Seitendetektor und Rückstoßenergie im Seitendetektor enthalten sind. Im nächsten Schritt werden zwei der drei Eigenschaften, durch die jedes Ereignis jetzt noch gekennzeichnet ist, wiederum in einer Matrix dargestellt. Trägt man jeweils für ein Primärenergieintervall und einen Run die Impulshöhe im Streuer gegen die TOF Streuer-Seitendetektoren auf, so sind durch die Kinematik bei festem Streuwinkel, auf dem der Detektor in diesem Run stand, beide Parameter für die elastische Streuung eindeutig festgelegt. Man erhält also einen Peak der Streueignisse in dieser sogenannten kinematischen Matrix. Nach der Überprüfung der Dimension Rückstoßenergie im Streuer hinsichtlich der Schwellen- und Verstärkungsstabilität und der Dimension TOF Streuer-Seitendetektor hinsichtlich einer Zeitdrift, können für jede Primärenergie alle Runs aufsummiert werden, in denen der betreffende Seitendetektor auf dem gleichen Streuwinkel gestanden hat.

Fig.3.3.4 zeigt eine kinematische Matrix aus der Messung mit dem gemischten Streuer für das Primärenergieintervall 15 bis 17 MeV und den Streuwinkel  $\Theta = 45^\circ$ . In diesen Matrizen werden in beiden dargestellten Dimensionen die Grenzen für die Peaks der elastischen (n,d)- und (n,p)-Streuung festgelegt. Aus den Kanälen, die direkt den Peak umgeben, wird der Untergrund bestimmt. Dazu gehören: der zufällige und der Mehrfachstreuuntergrund, der Untergrund aus dem Deuteronenaufbruch und von einfachen Streuungen am Kohlenstoff. Ob diese Untergrund-Korrektur der Peakzählraten ausreichend ist, wird in den Kap.4.2 und 7.2 mit Hilfe von Monte-Carlo-Rechnungen diskutiert.

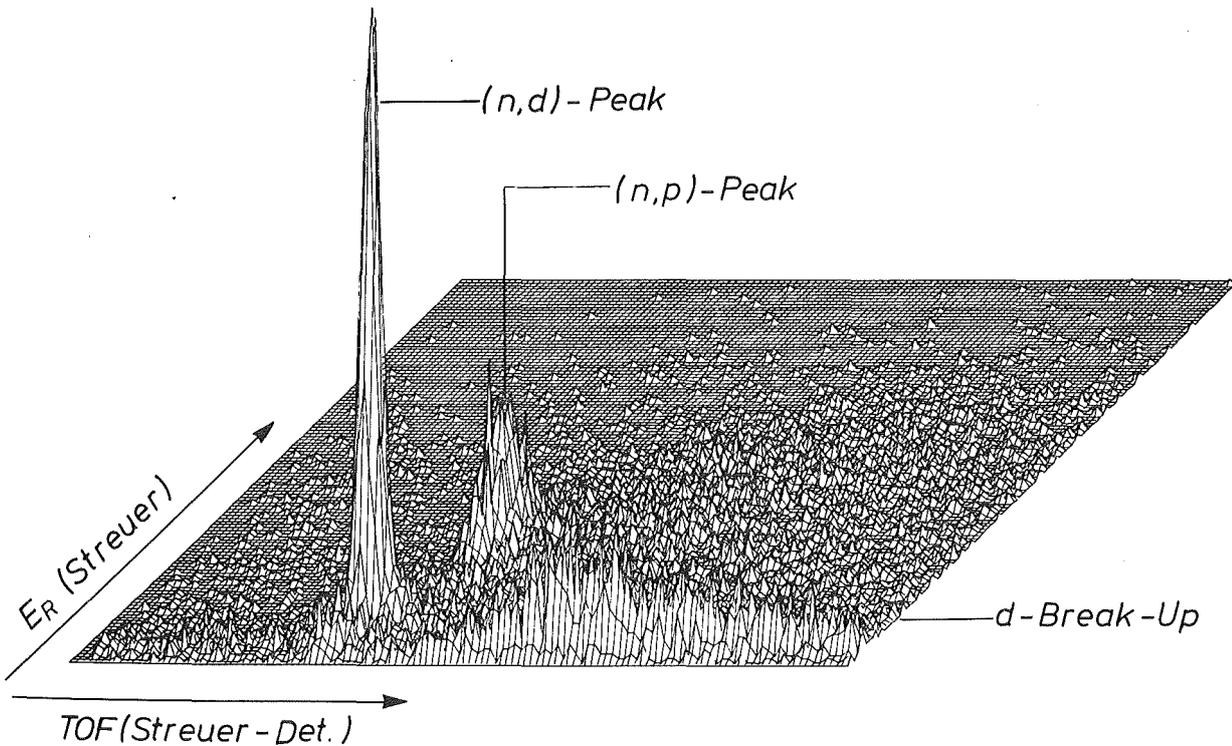


Fig.3.3.4: Kinematische Matrix für den teilweise deuterierten Streuer bei einer Neutronenenergie von 16 MeV und einem Streuwinkel von  $\theta_{\text{Lab}} = 45^\circ$

Aus den dreidimensionalen Listen wird mit den beiden Peakgrenzen als Zwangsbedingung die Projektion auf die Impulshöhen-Achse des Seitendetektors gebildet. Das Integral dieses eindimensionalen Spektrums von einer festen unteren Schwelle an ergibt nach Korrekturen und Normierungen (Kap.4) die Zählrate der elastisch gestreuten Neutronen, die über Gl.(3b) mit dem differentiellen Wirkungsquerschnitt zusammenhängt.

Mit Hilfe der Eichspektren, die nach jeder Winkeländerung während des Experimentes mit  $\gamma$ -Präparaten aufgenommen wurden,

kann die Verstärkungs- und Schwellenstabilität des Seitendetektors überprüft und falls notwendig korrigiert werden. Da nun für jeden Run Verstärkung und Schwelle gleich sind, können die elastischen Streupeaks in der kinematischen Matrix direkt integriert werden.

#### 4. NORMIERUNG UND KORREKTUR DER ROHDATEN

Die aus den kinematischen Matrizen gewonnenen Zählraten müssen mit einigen Korrekturen versehen werden. Als erstes wird die Totzeit der Meßapparatur berücksichtigt, die von der Verarbeitungszeit der elektronischen Module, der nachgewiesenen koinzidenten Zählrate und der Pulsfolgefrequenz von 100 kHz abhängt. Die weitaus größte Totzeit in der Elektronik weisen die TAC's mit 5  $\mu$ s auf. Da der TAC, der die Quell-TOF mißt, auf einen Meßbereich von 4  $\mu$ s und die TAC's für die Flugzeit der gestreuten Neutronen auf einen Meßbereich von 200 ns eingestellt waren, sind diese Module mit Sicherheit innerhalb einer Strahlperiode von 10  $\mu$ s wieder arbeitsbereit. Daher liefert nur das Datenaufnahmesystem einen Beitrag zur Gesamttotzeit. Durch Messen der Gesamtdauer eines Runs und der Zeit, in der der ND-4420-Computer aufnahmebereit war, konnte dieser Beitrag ständig überwacht werden. Die hieraus resultierenden Korrekturen betragen je nach der Koinzidenzzählrate zwischen 2 und 6%.

Die weiteren anzubringenden Korrekturen sind die relative Monitornormierung, die die Zählraten der einzelnen Streuwinkel in Beziehung zueinander bringt und die exakte Untergrundbestimmung in den kinematischen Matrizen.

#### 4.1 Monitorauswertung

Durch die Verwendung von 3 Monitorsystemen während der ersten Meßperiode - 2 Flüssigszintillatoren (Kap.3.1) und der Streuer selbst - können diese gegeneinander überprüft werden. Bildet man den Quotienten aus zwei Monitorzählraten für jeden Run, so erwartet man eine Konstante über die gesamte Meßzeit.

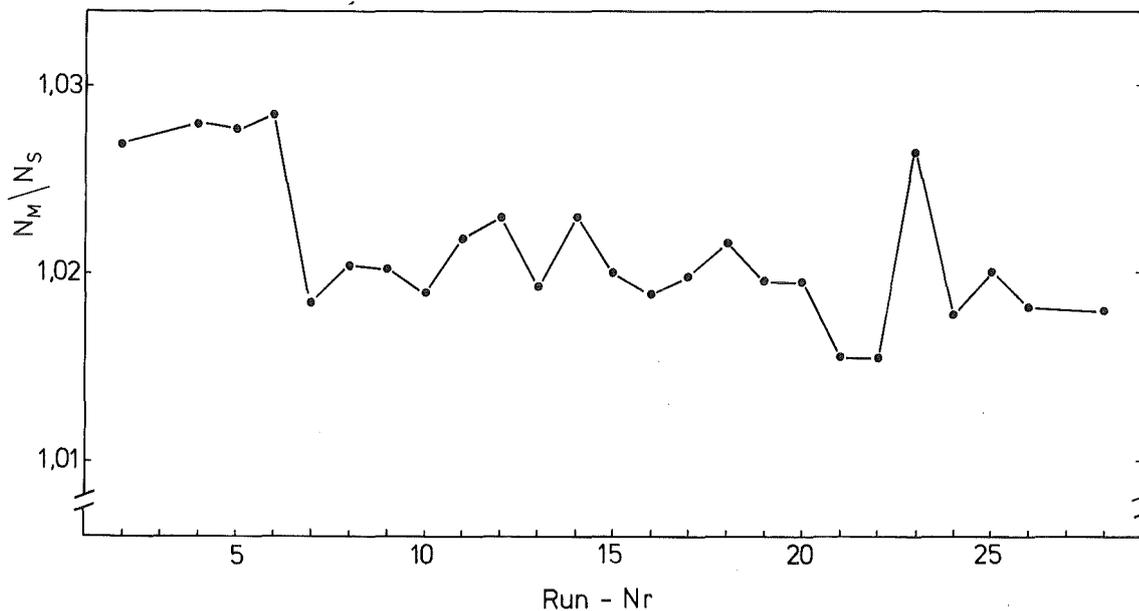


Fig.4.1.1: Quotient zweier Monitorzählraten für einzelne Runs

In Fig.4.1.1 ist das Verhältnis des am Ende des Flugrohres angebrachten Monitors zu der nichtkoinzidenten Streuerzählrate aufgetragen. Die mittlere Schwankung beträgt 0,3%. Diese muß in den Gesamtfehler der Messung eingehen.

Der analoge Vergleich des vorderen Monitors mit dem Streuer liefert Schwankungen bis zu 10%. Diese für Normierungszwecke untragbaren Unterschiede können damit erklärt werden, daß zwischen diesem Detektor und dem Streuer, im hinteren Teil des Flugrohres, der strahlbegrenzende Kollimator steht (Fig.3.1.1).

Durch Lageänderungen des Deuteronenstrahls im Zyklotron und damit Strahlfleckverschiebungen auf dem Urantarget, kann der Neutronenfluß vor und hinter dem Kollimator durchaus unterschiedlich beeinflußt werden. Daher werden nur die beiden in Fig.4.1.1 miteinander verglichenen Systeme zur Normierung der Streumessung herangezogen. Die Runs, bei denen der Quotient der Monitorzählraten um mehr als 0,5% vom Mittelwert abweichen, werden von der Auswertung ausgeschlossen.

Der in der zweiten Meßperiode eingesetzte  $^3\text{He}$ -Szintillator kann ebenfalls mit der nichtkoinzidenten Streuerzählrate verglichen werden. Die daraus resultierenden Unsicherheiten von 0,2 - 0,5% gehen entsprechend in den Gesamtfehler der 2. Meßperiode ein.

Einen weiteren Test der Monitorzuverlässigkeit gewinnt man aus dem Vergleich des Monitors mit dem Ringdetektor, dessen Position nicht verändert wurde. In Fig.4.1.2 sind die aus den kinematischen Matrizen bestimmten Zählraten des Ringes für 3 Primärenergien mit der Totzeit- und der Monitor-Korrektur gegen Run-Gruppen aufgetragen.

Im Rahmen der Statistik (strichpunktierte Linien) stimmen die korrigierten Zählraten der einzelnen Runs überein. Analoge Überprüfungen für alle restlichen Primärenergien liefern das gleiche Ergebnis. Dies bedeutet, daß die eingesetzten Monitorsysteme eine konsistente und zuverlässige Normierung auf den relativen Neutronenfluß gewährleisten.

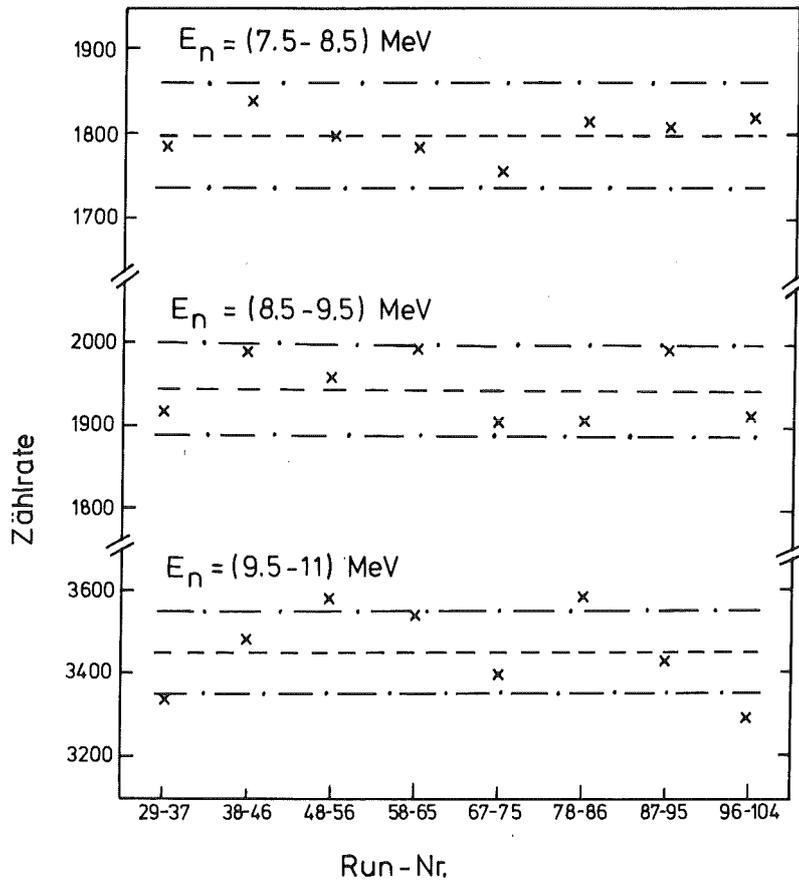


Fig.4.1.2: Korrigierte Zählraten des Ringdetektors für verschiedene Run-Gruppen

#### 4.2 Berücksichtigung der Mehrfachstreuung und der endlichen Geometrie

Die Bestimmung des Untergrundes unter dem Peak der elastischen Streuung in den kinematischen Matrizen ist schon in Kap.3.3 erläutert worden. Die aus der Peakumgebung ermittelte Zählrate gibt nur dann den wahren Untergrund wieder, wenn dieser unter dem Peak nicht strukturiert ist. Zufällige Koinzidenzen sollten in der Achse TOF Streuer-Seitendetektor gleichverteilt sein, können aber in der Achse Rückstoßenergie im Streuer strukturiert sein, wenn die Umgebung des Experimen-

tierplatzes durch den wochenlangen Neutronenbeschuß aktiviert ist und Gammas bestimmter Energie emittiert. Diese Abweichung von einer Gleichverteilung sollte aber nicht scharf strukturiert sein. Um dies zu überprüfen wird aus den fünfdimensionalen Original-Listen für jeden Streuwinkel eine kinematische Matrix gebildet, mit der Bedingung, daß die Ereignisse in der Quell-TOF-Achse zwischen  $\gamma$ -Peak und Neutronenberg liegen, d.h., daß sie zufällig sind (Fenster  $W_g$  in Fig.3.3.1). Die so gewonnenen Matrizen zeigen in der Flugzeitachse tatsächlich eine Gleichverteilung, während in Richtung der Rückstoßenergie im Streuer der Inhalt der Matrix zu kleinen Lichtausbeuten hin stetig ansteigt. Hier kann nun der zufällige Untergrund bestimmt werden, der je nach Primärenergie und Streuwinkel bei 0,5 bis 2% der integralen Peakzählrate bei dem kleinen Seitendetektor und bei 4 bis 10% bei dem Black-Detektor liegt.

Der Untergrund aus der Mehrfachstreuung wurde mit dem im Anhang beschriebenen Monte-Carlo-Programm "MSCAT" simuliert. Fig.4.2.1a und b zeigen berechnete kinematische Matrizen für die Primärenergie 16 MeV und den Streuwinkel  $145^\circ$ . Während in Fig.4.2.1a alle Neutronen akkumuliert sind, die durch einfache Streuung am Deuterium in den Seitendetektor gelangt sind, zeigt Fig.4.2.1b alle Neutronen, die mehrmals am Deuterium und/oder Kohlenstoff gestreut wurden oder aus dem Deuteronenaufbruch stammen und dann den Seitendetektor erreichen.

Die identischen Integrationsfenster  $\Delta T$  und  $\Delta E$  sind in beide Matrizen als achsenparallele Geraden eingetragen. Man sieht in der Mehrfachstrematrix (Fig.4.2.1b), daß im Integrationsbereich die Zählrate erhöht ist, diese Erhöhung aber im Rahmen der Statistik stetig aus dem Peakbereich herausläuft. Somit sollte die Methode der Untergrundmitteilung aus den benachbarten Matrixbereichen des Einfachstreupeaks realistische Ergebnisse liefern. Der Vergleich zwischen der angewandten Untergrundbestimmung und der Rechnung ist in Fig.4.2.2 für 5 Neutronenenergien dargestellt.

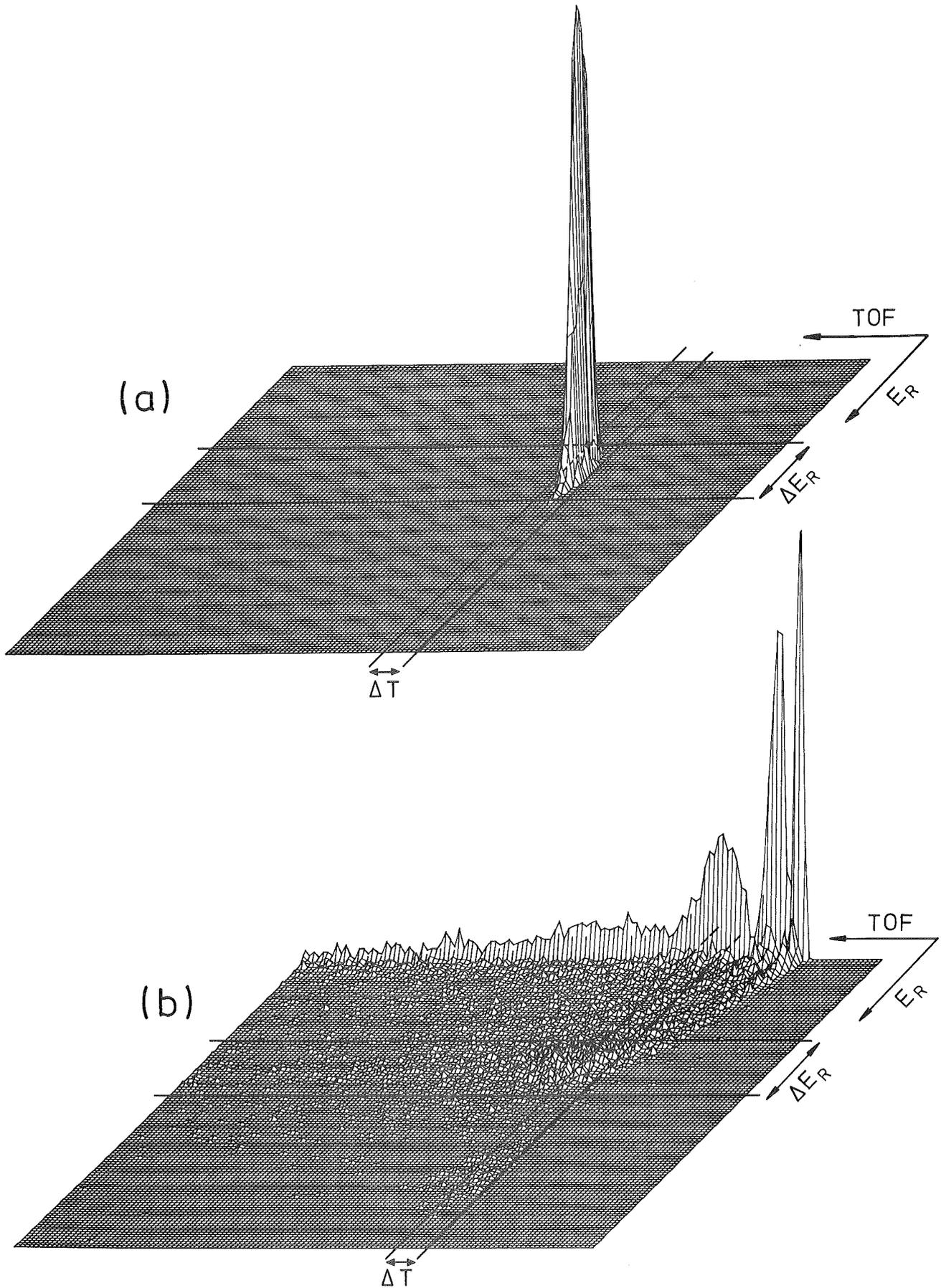


Fig.4.2.1: Berechnete kinematische Matrix der (a) Einfachstreuung und (b) Mehrfachstreuung von Neutronen der Energie 16 MeV an deuteriertem NE 213 unter  $\theta_L = 145^\circ$

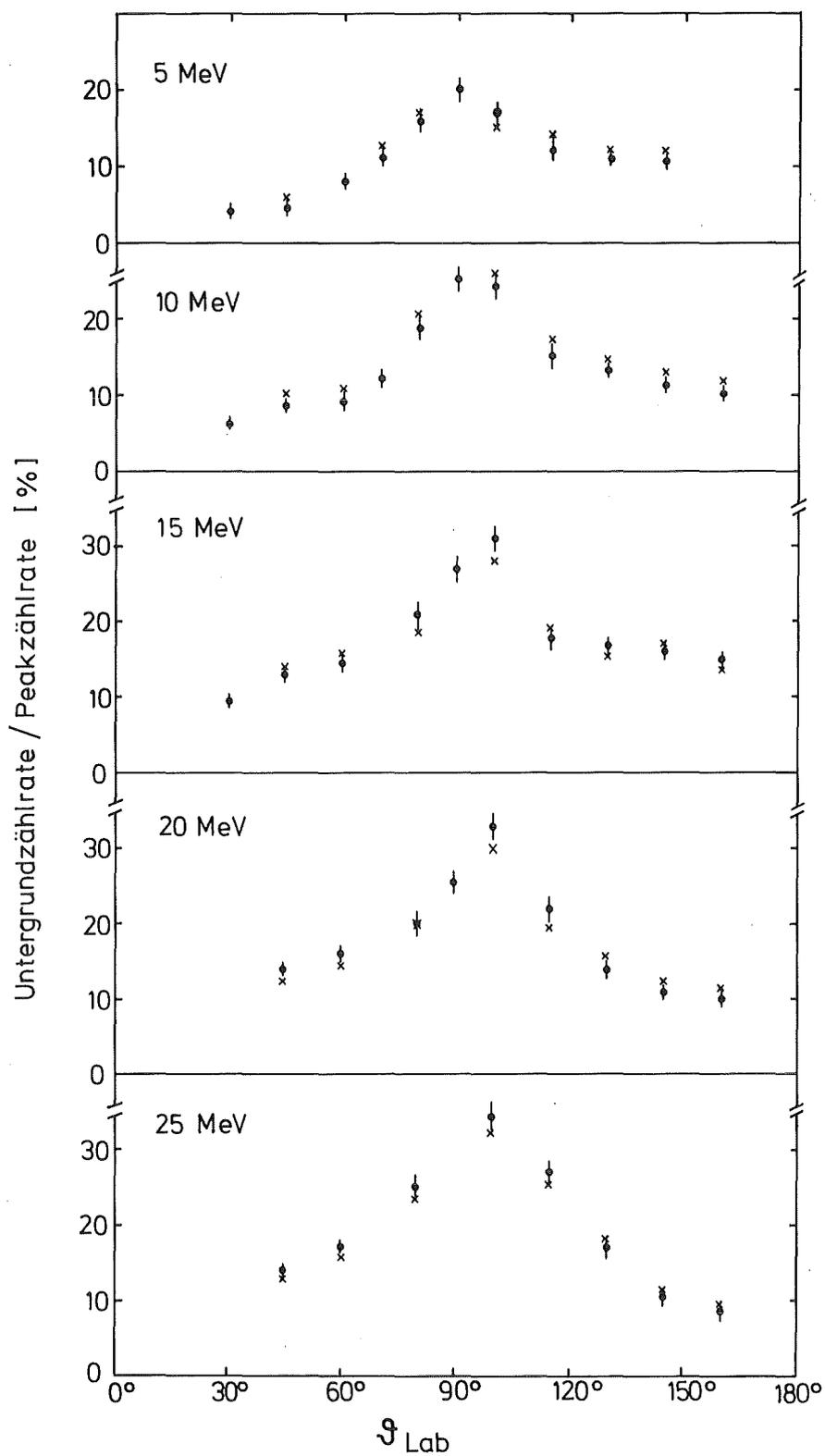


Fig.4.2.2: Relative Untergrundzählraten bestimmt aus den Meßdaten (Punkte) und aus der Monte-Carlo-Rechnung (Kreuze)

Aufgetragen sind die Untergrundzählraten bezogen auf den integralen Peakinhalt für die Primärenergien 5, 10, 15, 20 und 25 MeV in Abhängigkeit vom Laborstreuwinkel. Die Punkte mit Fehlerbalken stellen den aus den Messungen bestimmten Gesamtuntergrund dar, während die Kreuze die Addition aus der Mehrfachstreurechnung und dem aus dem Experiment ermittelten zufälligen Untergrund repräsentieren. Insgesamt ist der Untergrund bei 20 und 25 MeV höher als bei den kleineren Energien, weil für diese Primärenergien der Black-Detektor eingesetzt wurde, der wegen der fehlenden  $n$ - $\gamma$ -Diskriminierung einen zufälligen Untergrund bis zu 10% aufweist (Kap.7.1). Betrachtet man das Verhältnis: Untergrund bei  $\theta = 80^\circ - 100^\circ$  zu Untergrund bei  $\theta = 45^\circ$ , so stellt man fest, daß dieser Quotient von 5 bei  $E_n = 5$  MeV auf 2,5 bei  $E_n = 25$  MeV sinkt. Das bedeutet, daß mit zunehmender Energie die Wahrscheinlichkeit für Mehrfachstreuung speziell im Wirkungsquerschnittsminimum immer kleiner wird. Dieses Verhalten des Untergrundes ist zu erwarten, da für höhere Energien die kleiner werdenden Wirkungsquerschnitte multiplikativ in die Wahrscheinlichkeit für Mehrfachstreuung eingehen. Die gute Übereinstimmung der Monte-Carlo-Rechnung mit den aus den Daten gewonnenen Untergrundzählraten bestätigt die angewandte Auswertungsmethode.

Die in Fig.4.2.2 eingezeichneten statistischen Fehler von 0,6 bis 2,0% gehen in den Gesamtfehler der Messung ein.

Gleichzeitig mit den Einfach- und Mehrfachstreumatrizen liefert das Programm MSCAT unter Berücksichtigung der im Experiment gegebenen Geometrie eine Verteilung der wahren Streuwinkel. Der Schwerpunkt dieser Verteilung repräsentiert den wahren mittleren Laborwinkel. Der maximale Unterschied zwischen der Rechnung und dem im Experiment eingestellten Winkel ergibt sich zu  $0,16^\circ$ . Da diese Differenzen im Rahmen der Justiergenauigkeit im Experiment liegen, können sie bei der Darstellung der Ergebnisse vernachlässigt werden.

## 5. BERECHNUNG DES DIFFERENTIELLEN UND DES PARTIELLEN WIRKUNGSQUERSCHNITTES

Zur Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnitts der elastischen (n,d)-Streuung werden nach Gleichung (3b) neben den korrigierten Zählraten der Wirkungsquerschnitt der (n,p)-Streuung, das relative Ansprechvermögen  $\epsilon(E)$  der Seitendetektoren und das Verhältnis von Deuteronen zu Protonen im Mischstreuer benötigt.

Die Absolutkalibrierung der korrigierten Zählraten und die Überprüfung der Größen Ansprechvermögen und Energieverteilung im Neutronenstrahl mit Hilfe des (n,p)-Wirkungsquerschnittes werden im folgenden Kapitel diskutiert. Das Verhältnis Deuteronendichte zu Protonendichte  $\rho_d/\rho_p$  im Szintillatormaterial wurde mit Hilfe einer Massenanalyse zu  $1,3657 \pm 5,8 \cdot 10^{-3}$  bestimmt.

### 5.1 Ankopplung des (n,d)- an den (n,p)-Wirkungsquerschnitt

Die von Hopkins und Breit/HOP69, HOP71/ aus Phasensätzen /SEA68, MAC69/ berechneten (n,p)-Wirkungsquerschnitte gelten als Standard und werden in der Literatur sehr oft als Normierung für Neutronenexperimente angegeben. Eine Interpolation dieser Daten und ein Vergleich mit einer neueren Messung bei einer Neutronenenergie von 25,8 MeV /MON77/ zeigt im Rahmen der Meßgenauigkeit (1% - 3%) gute Übereinstimmung. Auch in dieser Arbeit wird der gleiche Standard verwendet. Um für alle Neutronenenergien zwischen 2,5 MeV und 30 MeV Anknüpfungspunkte zu gewinnen, müssen die vorhandenen Daten interpoliert werden.

Fig.5.1.1 zeigt den differentiellen Wirkungsquerschnitt der (n,p)-Streuung für  $\theta_{\text{Lab}} = 45^\circ$  in Abhängigkeit von der Neutronenenergie. Die eingezeichneten Kreuze bei  $E_n = 100$  keV, 5, 10, 20 und 30 MeV stellen die Breit-Hopkins-Daten dar, während die durchgezogene Linie einen Fit mit der angegebenen

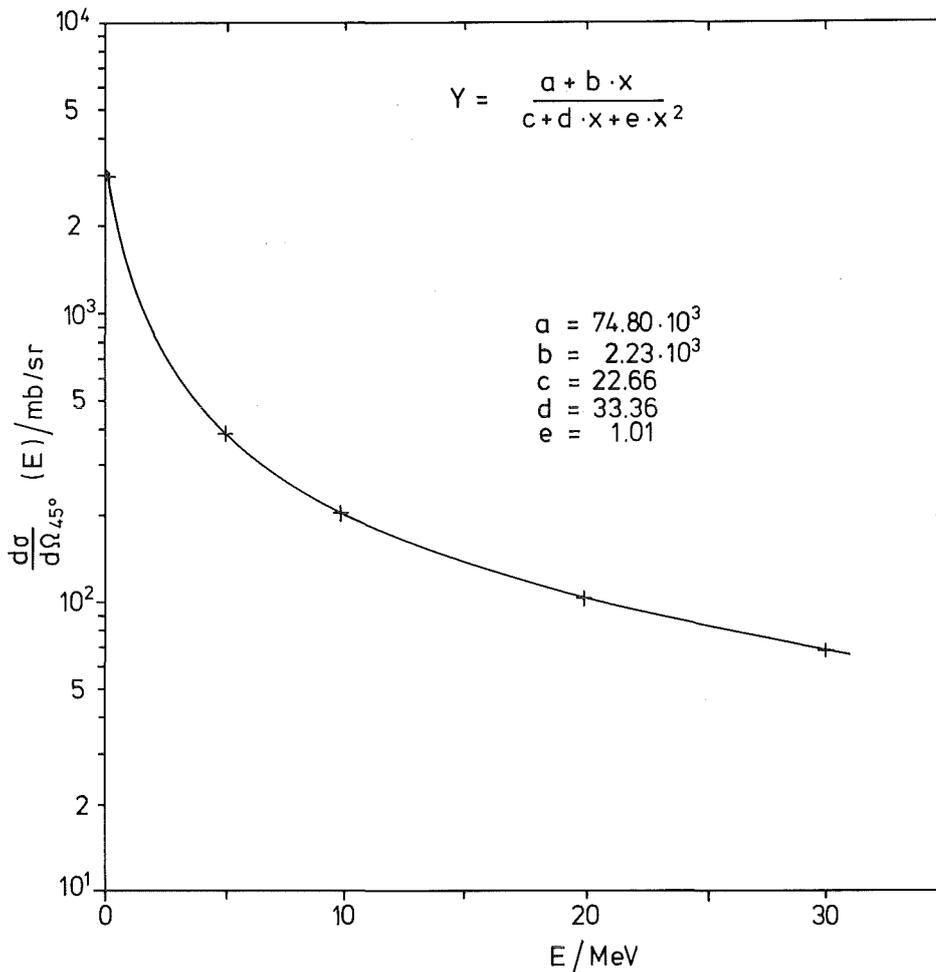


Fig.5.1.1: Der differentielle Wirkungsquerschnitt der (n,p)-Streuung bei  $\theta_{\text{Lab}} = 45^\circ$  in Abhängigkeit von der Energie

gebrochen rationalen Funktion repräsentiert. Diese Form wurde gewählt, weil eine solche Funktion den totalen Wirkungsquerschnitt der (n,p)-Streuung /BEN79/ mit einer Genauigkeit von  $\leq 0,5\%$  wiedergibt. Da in dem hier interessierenden Energiebereich nur die elastische Streuung im Neutron-Proton-System eine Rolle spielt und in den Wirkungsquerschnitten keine scharfen Strukturen existieren, sollte sich der differentielle Wirkungsquerschnitt für einen Streuwinkel ähnlich

verhalten wie der totale. Der Interpolationsfehler liegt ebenfalls unter 0,5%.

Die relativen Ansprechvermögen der eingesetzten Seitendetektoren sind mit den Programmen "HYCALC" und "BDCALC" (Kap.7.1) berechnet worden. Die Ergebnisse aus den Monte-Carlo-Rechnungen und verschiedenen Kalibrierungs- und Vergleichsmessungen zeigen relative Differenzen, die deutlich unter 2% liegen. Die so gewonnenen Efficiency-Kurven  $\varepsilon(E)$  können ebenfalls mit der (n,p)-Streuung überprüft werden. Existieren Messungen des (n,p)-Wirkungsquerschnitts für die beiden Laborstreuwinkel  $\theta_i$  und  $\theta_k$  bei einer Primärneutronenenergie  $E_0$ , so erhält man aus Gleichung (3a) die Beziehung:

$$\frac{\varepsilon(E_{si})}{\varepsilon(E_{sk})} = \frac{N_p(E_0, \theta_i)}{N_p(E_0, \theta_k)} \cdot \frac{\frac{d\sigma}{d\Omega}(E_0, \theta_k)}{\frac{d\sigma}{d\Omega}(E_0, \theta_i)} \quad (5.1a)$$

In dieser Gleichung sind die  $N_p(E_0, \theta)$  wieder die korrigierten Zählraten der elastischen Streupeaks und  $E_{si}$  bzw.  $E_{sk}$  die Energie der unter  $\theta_i$  bzw.  $\theta_k$  am Proton gestreuten Neutronen. Da während der Messung mit dem Mischstreuer die beiden Seitendetektoren auf den Streuwinkeln  $20^\circ$ ,  $30^\circ$  und  $45^\circ$  standen, können theoretisch für 20 Neutronenenergien 60 solcher Efficiency-Verhältnisse gebildet werden. Für die kleineren Primärenergien ist die im Streuer deponierte Rückstoßenergie jedoch so klein, daß diese Ereignisse unter die Nachweisschwelle des Streuers fallen. Daher können die berechneten und gemessenen Ansprechvermögen (Kap.7.1) der Seitendetektoren an insgesamt 28 Meßpunkten mit Hilfe der (n,p)-Streuung überprüft werden.

Dieser Vergleich ergibt relative Unterschiede über den gesamten Energiebereich von maximal 2%.

Auf ähnliche Weise kann das relative Energieprofil des weißen Neutronenstrahles überprüft werden. Wendet man Gleichung (3a) für 2 verschiedene Neutronenenergien auf die

(n,p)-Streuung an, so erhält man die Beziehung:

$$\frac{\phi(E_{01})}{\phi(E_{02})} = \frac{\varepsilon(E_{s2})}{\varepsilon(E_{s1})} \cdot \frac{N_{p1}(E_{01}, \theta)}{N_{p2}(E_{02}, \theta)} \cdot \frac{\frac{d\sigma}{d\Omega}(E_{02}, \theta)}{\frac{d\sigma}{d\Omega}(E_{01}, \theta)} \quad (5.1b)$$

Mit dem bekannten Wirkungsquerschnitt der (n,p)-Streuung, der relativen Efficiency des Seitendetektors und den korrigierten Peakzählraten der kinematischen Matrizen erhält man für alle 20 Neutronenenergie-Intervalle das Verhältnis der

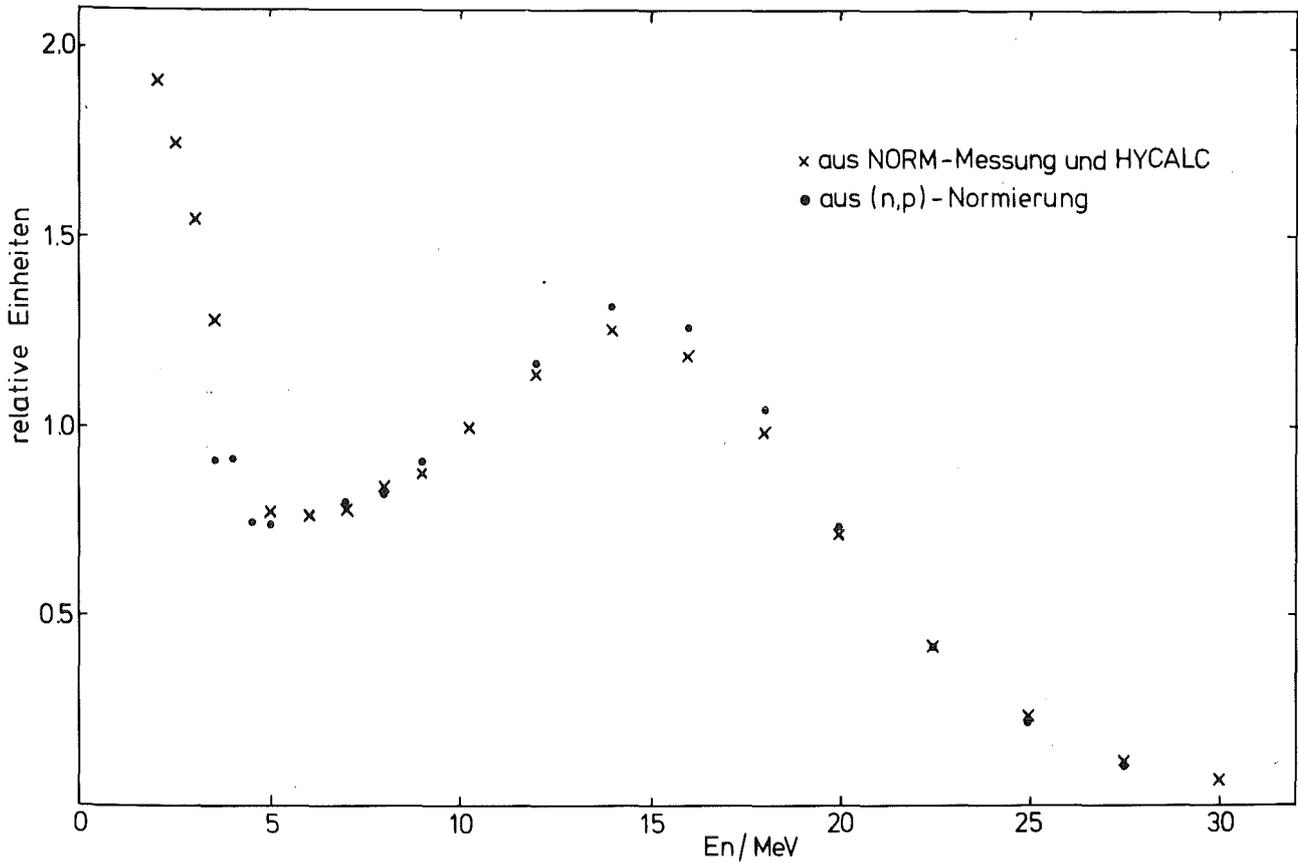


Fig.5.1.2: Relative Flußverteilung aus der (n,p)-Normierung (Punkte) und einer späteren Messung (Kreuze)

betreffenden Neutronenflüsse. Fig.5.1.2 zeigt die so gewonnene Energieverteilung im weißen Neutronenstrahl (Punkte), bei der der Fluß im Energieintervall 9,5 - 11 MeV willkürlich auf 1 gesetzt wurde. Die eingetragenen Kreuze stellen die Energieverteilung dar, die 3 Monate nach der Streumessung während der Untersuchung der Detektoreigenschaften (Kap.7.1) gemessen wurde. Die Unterschiede zwischen beiden Verteilungen liegen maximal bei 5%. Dies bedeutet, daß die oben beschriebene Überwachung des Neutronenflusses in jedem Energieintervall durch die verschiedenen Monitorsysteme für die Genauigkeit der Streumessung von großer Bedeutung ist.

Setzt man alle nunmehr bekannten Größen in Gleichung (3b) ein, so erhält man für die 3 Streuwinkel  $20^\circ$ ,  $30^\circ$  und  $45^\circ$  und die 20 Neutronenenergien die absoluten differentiellen Wirkungsquerschnitte der elastischen Neutron-Deuteron-Streuung.

Die Absolutkalibrierung der korrigierten Zählraten aus der zweiten Meßperiode, in der nur der vollständig deuteronierte Streuer eingesetzt wurde, wird vorgenommen über die aus Gleichung (5.1a) abgeleitete Beziehung:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E_0, \theta_i) = \frac{\varepsilon(E_{sk})}{\varepsilon(E_{si})} \cdot N_n(E_0, \theta_i) \cdot \frac{\frac{d\sigma}{d\Omega}(E_0, \theta_k)}{N_n(E_0, \theta_k)} \quad (5.1c)$$

Für  $\frac{d\sigma}{d\Omega}(E_0, \theta_k)$  können die Wirkungsquerschnitte für  $20^\circ$ ,  $30^\circ$  oder  $45^\circ$  aus der ersten Meßperiode eingesetzt werden, während  $N_n(E_0, \theta_k)$  die entsprechende korrigierte Zählrate aus der zweiten Meßperiode und  $N_n(E_0, \theta_i)$  die Zählrate für einen beliebigen anderen Streuwinkel darstellen.

Dieses Verfahren der absoluten Kalibrierung der Meßdaten kann auf die beiden eingesetzten Seitendetektoren angewendet werden, während der Ringdetektor, der in der zweiten Meßperiode die unter  $\theta_{\text{Lab}} = 178^\circ$  gestreuten Neutronen nachgewiesen hat, gesondert ausgewertet wird. Dazu wurde er

während der Messung in mehreren Runs auf den Streuwinkel  $170^\circ$  gestellt, um ihn so mit einem der beiden Seitendetektoren kalibrieren zu können. Wendet man Gleichung (3a) auf die  $170^\circ$ -Streuung für beide Detektoren an, so erhält man für die Efficiency des Ringes die Beziehung:

$$\epsilon_R(E) = \frac{\Delta\Omega_S \cdot N_S(E_0, 170^\circ)}{\Delta\Omega_R \cdot N_R(E_0, 170^\circ)} \cdot \epsilon_S(E) \quad (5.1d)$$

In dieser Gleichung kennzeichnen die Indices S bzw. R die entsprechenden Größen für den Seiten- bzw. Ring-Detektor. Gleichung (3a) auf die  $178^\circ$ -Streuung angewendet liefert wiederum Gleichung 5.1c, wobei die Indices i die  $178^\circ$ -Streuung und k die  $170^\circ$ -Streuung kennzeichnen. Man sieht, daß der Raumwinkelquotient entfällt und die Efficiency des Vergleichsdetektors nur relativ in den Wirkungsquerschnitt eingeht.

In Kapitel 5.3 werden alle so bestimmten Wirkungsquerschnitte in Plots dargestellt und im Anhang (Kap.7.3) in Tabellenform aufgelistet.

## 5.2 Fehlerbetrachtung

Die bei der Messung, der Datenreduktion und der Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnittes aufgetretenen Unsicherheiten sind in Tabelle 5.2a aufgelistet.

Die Unsicherheiten in den beiden Korrekturen sind schon in den Kapiteln 4.1 und 4.2 erläutert worden. Der statistische Fehler in den Peakzählraten der kinematischen Matrizen beträgt für mehr als 90% aller Meßdaten 1,0 - 3,5% je nach Neutronenenergie und Streuwinkel. Für die hohen Energien (27,5 und 30 MeV), die nach Fig.5.1.2 im weißen Neutronenstrahl deutlich unterrepräsentiert sind, kann der statistische Fehler besonders im Wirkungsquerschnittsminimum bis zu 11% anwachsen. Der Fehler, der durch die Anpassung der Mes-

sung an die (n,p)-Streuung /HOP71/ erzeugt wird, ist in Tabelle 5.2a mit  $\leq 2\%$  angegeben. In diesem Wert ist die Unsicherheit der Breit-Hopkins-Daten und der Interpolationsfehler (Fig.5.1.1) von 0,5% enthalten.

Da die Efficiency der Seitendetektoren mit drei voneinander unabhängigen Methoden (Kap.5.1 und 7.1) bestimmt wurde, die jeweils eine Unsicherheit von  $\pm 2\%$  aufweisen, kann die mittlere Ansprechwahrscheinlichkeit mit einer Genauigkeit von  $\pm 1,5\%$  angegeben werden.

Die Massenanalyse des teilweise deuterierten Szintillatormaterials wurde am Chemischen Institut der Universität Karlsruhe vorgenommen. Der Fehler von 0,6% enthält sowohl apparative Unsicherheiten als auch die Genauigkeit in der Auswertung der Analysatorspektren.

Tabelle 5.2a: Übersicht aller Unsicherheiten in Messung und Auswertung

Fehlerquelle	relativer Fehler in %
Monitorkorrektur	0,2 - 0,5
Untergrundkorrektur	0,6 - 2,0
Zählratenstatistik	1,0 - 3,5 ( $\leq 11$ )
(n,p)-Anpassung	$\leq 2$
Efficiency-Bestimmung	$\leq 1,5$
Massenanalyse des Streuers	$\sim 0,6$

Je nach Neutronenenergie und Streuwinkel liegt der Gesamtfehler der Wirkungsquerschnitte nach Maßgabe des Fehlerfortpflanzungsgesetzes zwischen 2 und 6%. Ausnahmen bilden die Ergebnisse für die beiden höchsten Primärenergien (27,5 und 30 MeV), bei denen die Gesamtunsicherheit speziell im Minimum des Wirkungsquerschnitts bis zu 13% beträgt.

### 5.3 Ergebnisse

Die resultierenden differentiellen Wirkungsquerschnitte sind in das c.m.-System (center of mass) umgerechnet und für alle Neutronenenergien in Fig.5.3.1 a-t gegen den c.m.-Streuwinkel aufgetragen.

Die eingezeichneten Punkte mit Fehlerbalken stellen die Meßergebnisse dar, während die durchgezogenen Kurven einen Fit an die Daten mit Legendre-Polynomen repräsentieren. Sowohl die Meßergebnisse als auch die Koeffizienten der Polynome sind im Anhang (Kap.7.3) tabellarisch aufgelistet. Aus Fig.5.3.1 lassen sich drei Tendenzen ablesen:

1. die Grobstruktur der Winkelverteilung bleibt über den gesamten Energiebereich erhalten,
2. der differentielle Wirkungsquerschnitt wird zu höheren Energien insgesamt kleiner und
3. das Wirkungsquerschnittsminimum verschiebt sich mit zunehmender Neutronenenergie zu größeren Streuwinkeln.

Aus dem differentiellen Wirkungsquerschnitt erhält man durch Integration den partiellen Wirkungsquerschnitt der elastischen Neutron-Deuteron-Streuung:

$$\sigma_{e1}(E) = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \frac{d\sigma}{d\Omega}(E, \theta) \sin\theta \, d\theta \, d\varphi \quad (5.3a)$$

Setzt man für  $\frac{d\sigma}{d\Omega}(E, \theta)$  die in Fig.5.3.1 angepaßten Legendre-Polynome ein, so liefert die Integration über  $\varphi$  einen Faktor  $2\pi$  und bei der Integration über  $\theta$  entfallen die ungeraden Legendre-Funktionen, die geraden ergeben einen Faktor 2, und der erste Koeffizient  $A_0$  bleibt erhalten. Somit kann der partielle Wirkungsquerschnitt nach folgender Beziehung berechnet werden:

$$\sigma_{e1}(E) = 4\pi A_0(E) \quad (5.3b)$$

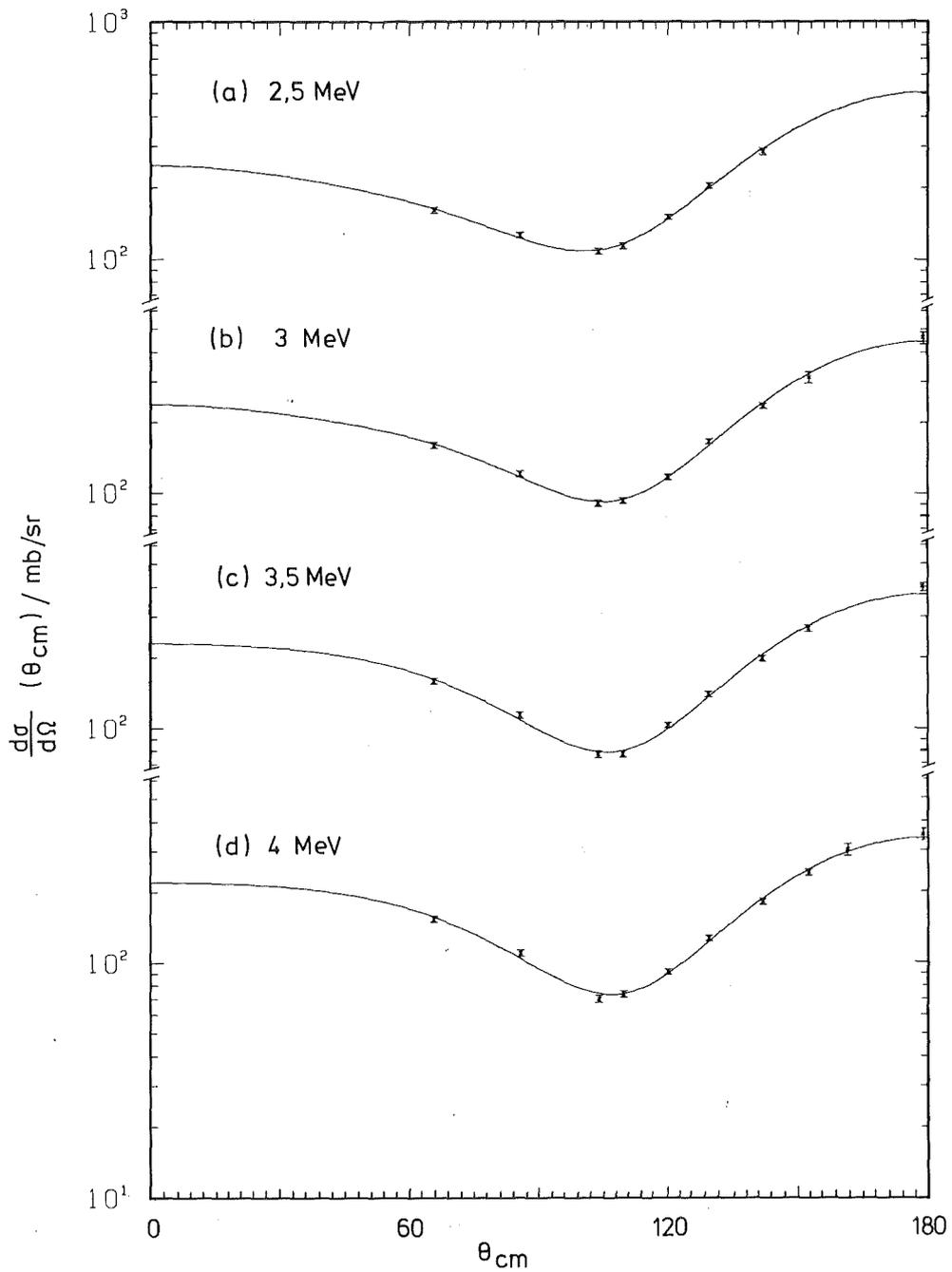


Fig. 5.3.1: Differentieller Wirkungsquerschnitt der elastischen (n,d)-Streuung für die Neutronenenergien (a) 2,5 MeV bis (d) 4 MeV in Abhängigkeit vom c.m.-Streuwinkel

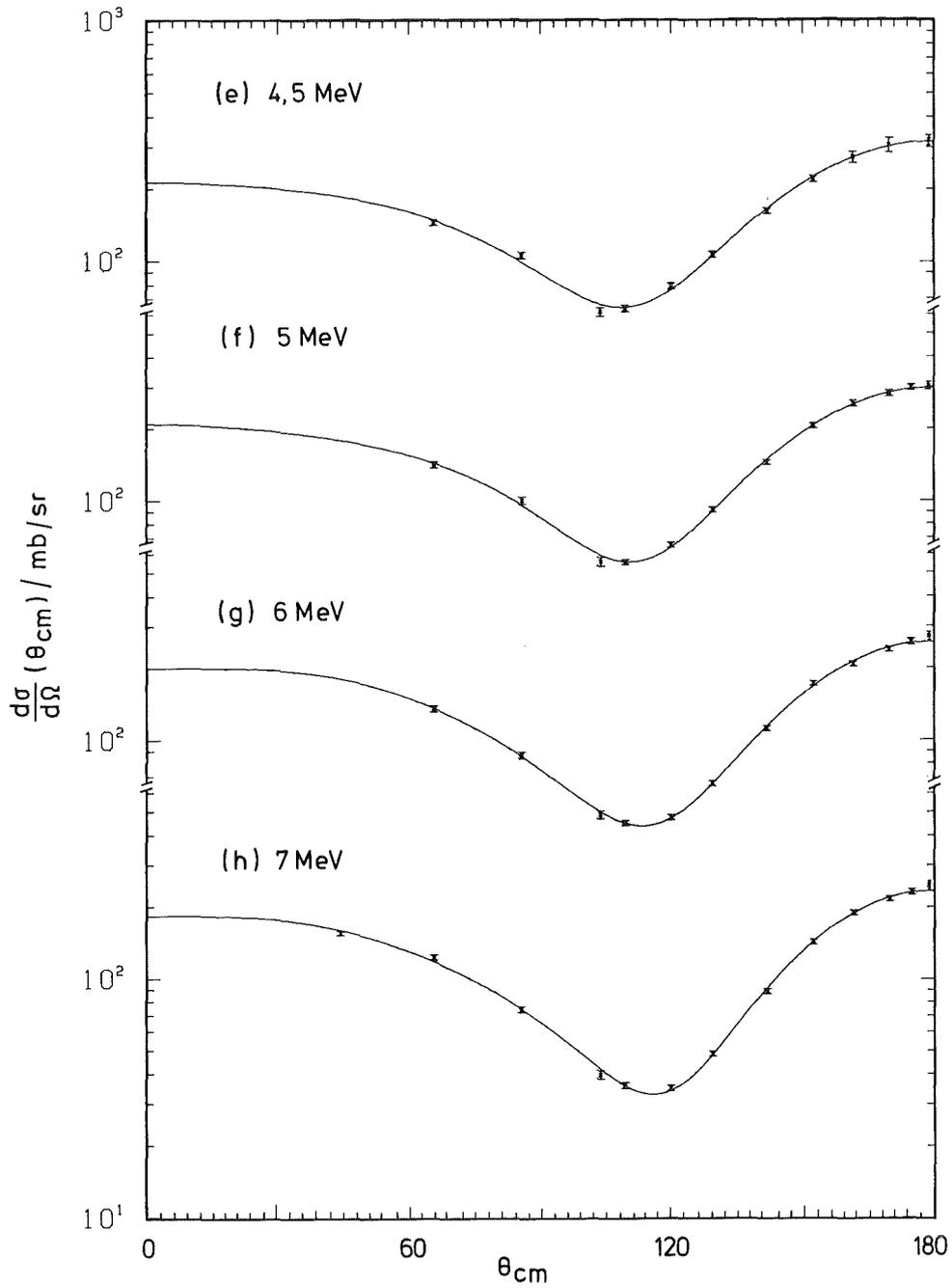


Fig. 5.3.1: Differentieller Wirkungsquerschnitt der elastischen (n,d)-Streuung für die Neutronenenergien (e) 4,5 MeV bis (h) 7 MeV in Abhängigkeit vom c.m.-Streuwinkel

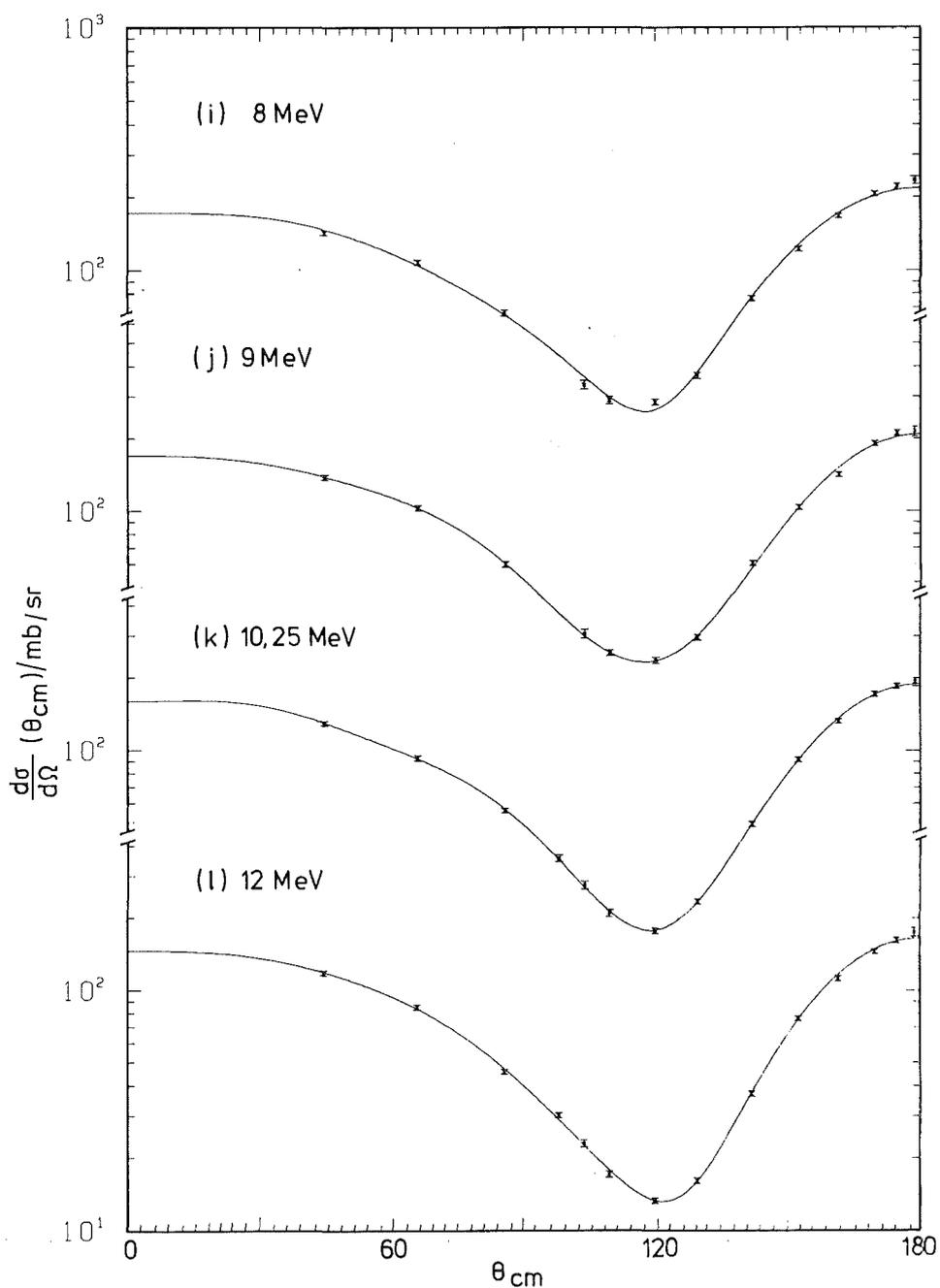


Fig. 5.3.1: Differentieller Wirkungsquerschnitt der elastischen (n,d)-Streuung für die Neutronenenergien (i) 8 MeV bis (l) 12 MeV in Abhängigkeit vom c.m.-Streuwinkel

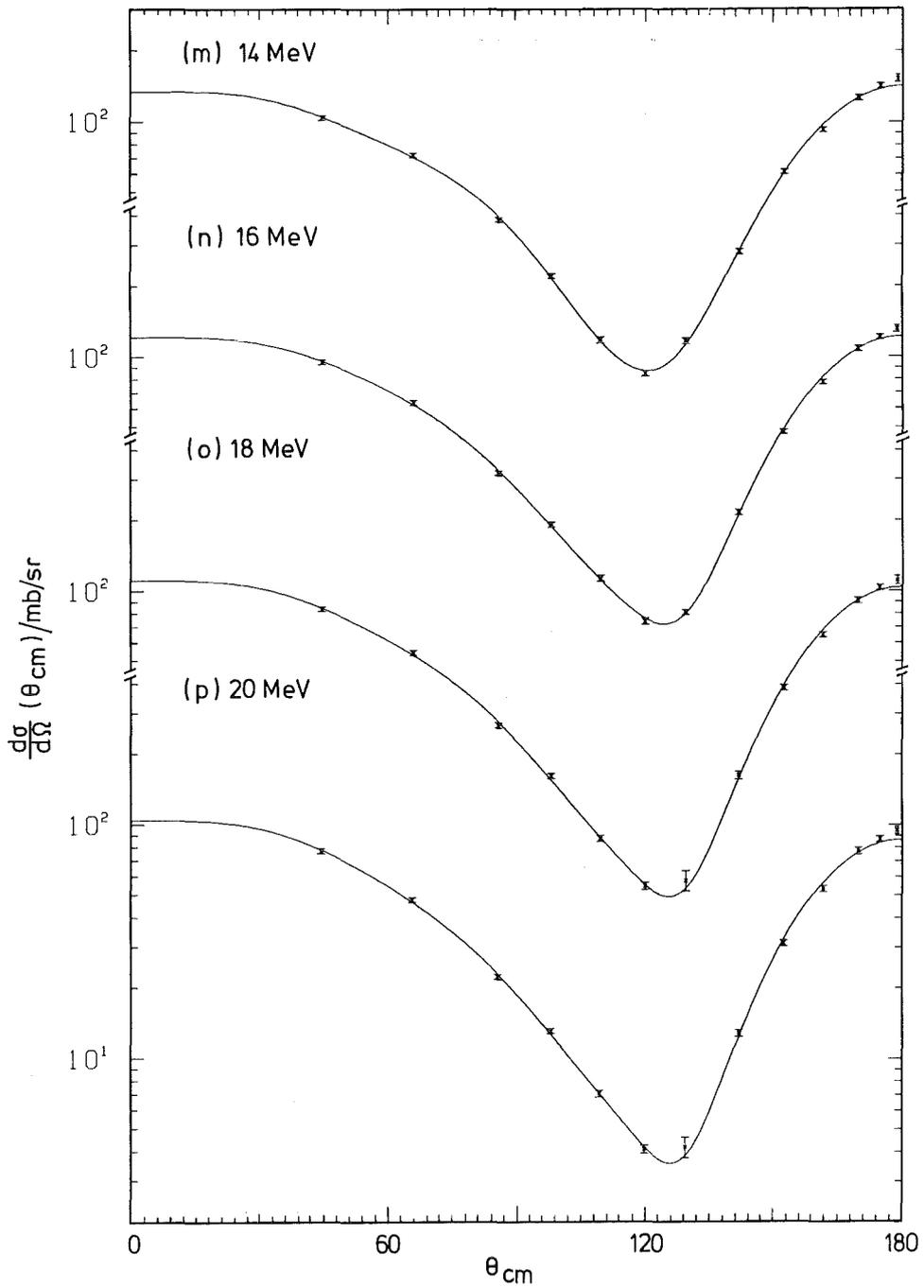


Fig. 5.3.1: Differentieller Wirkungsquerschnitt der elastischen (n,d)-Streuung für die Neutronenenergien (m) 14 MeV bis (p) 20 MeV in Abhängigkeit vom c.m.-Streuwinkel

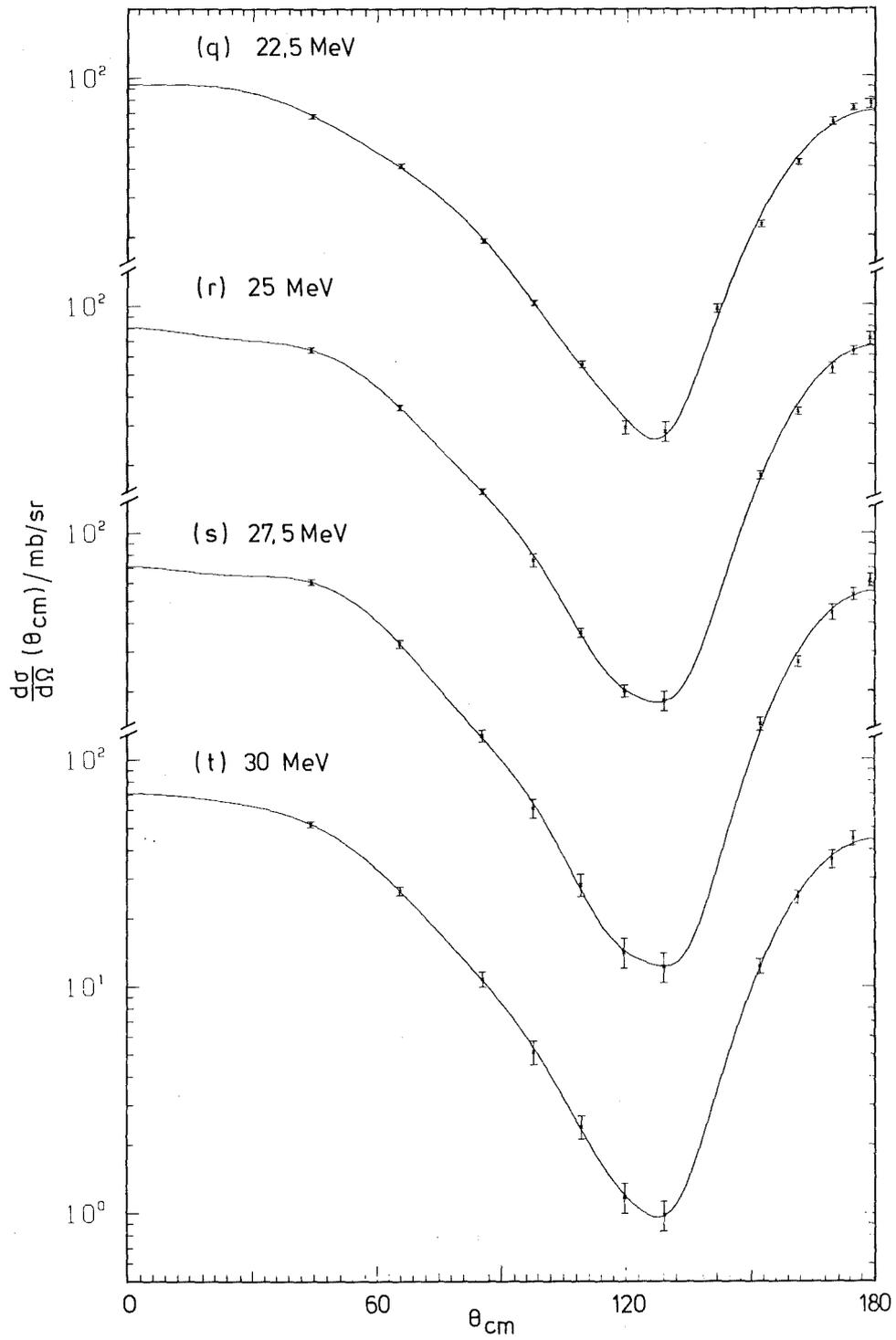


Fig. 5.3.1: Differentieller Wirkungsquerschnitt der elastischen (n,d)-Streuung für die Neutronenenergien (q) 22,5 MeV bis (t) 30 MeV in Abhängigkeit vom c.m.-Streuwinkel

Die Bestimmung der Koeffizienten  $A_0(E)$  aus einer Anpassung an die Meßdaten mit Hilfe des  $\chi^2$ -Testes, bei dem alle  $A_i(E)$  frei variiert werden, hat sich als undurchführbar erwiesen. Das Fehlen von Meßpunkten im Winkelbereich von  $\theta_{cm} = 0^\circ$  bis  $\theta_{cm} = 65^\circ$  bzw.  $45^\circ$  erlaubt den Legendre-Polynomen in diesem Bereich völlig unphysikalische Oszillationen. Um dies zu verhindern, müssen den gemessenen Wirkungsquerschnitten Stützpunkte bei  $\theta_{cm} = 0^\circ$  hinzugefügt werden, die aus vorhandenen Daten /HOR66/ älterer Messungen stammen.

Im einzelnen wurden folgende Schritte für jede Winkelverteilung unternommen:

1. Eine erste Anpassung von Legendre-Polynomen an die Meßpunkte wurde durchgeführt, bei der der Koeffizient  $A_0$  nur um  $\pm 10\%$  um den Startwert aus der Literatur variiert werden durfte. Dies bedeutet, daß der integrale Wirkungsquerschnitt innerhalb der Bandbreite von  $\pm 10\%$  festgehalten wird und nur die Form der Verteilung angepaßt wird.
2. Die aus diesen Fits bestimmte Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes bei  $\theta_{cm} = 0^\circ$  von der Neutronenenergie wurde mit Hilfe einer stetig fallenden Kurve (analog zu Fig. 5.1.1) geglättet.
3. Die so erhaltenen Werte  $\frac{d\sigma}{d\Omega}(0^\circ, E)$  wurden den gemessenen Winkelverteilungen als zusätzliche Punkte mit einem willkürlichen Fehler von 10 - 20% hinzugefügt. Aufgrund der Wichtung der einzelnen Punkte mit ihren Unsicherheiten beeinflussen diese Stützstellen die Anpassung nur dahingehend, daß unphysikalische Ergebnisse im vorderen Winkelbereich vermieden werden.

Der Effekt dieses Verfahrens wird in Fig.5.3.2 deutlich sichtbar. Die gemessene Winkelverteilung (Kreuze) ist zusammen mit dem Fit ohne Stützpunkt (gestrichelte Linie) und dem Fit mit Stützpunkt (durchgezogene Linie) eingezeichnet.

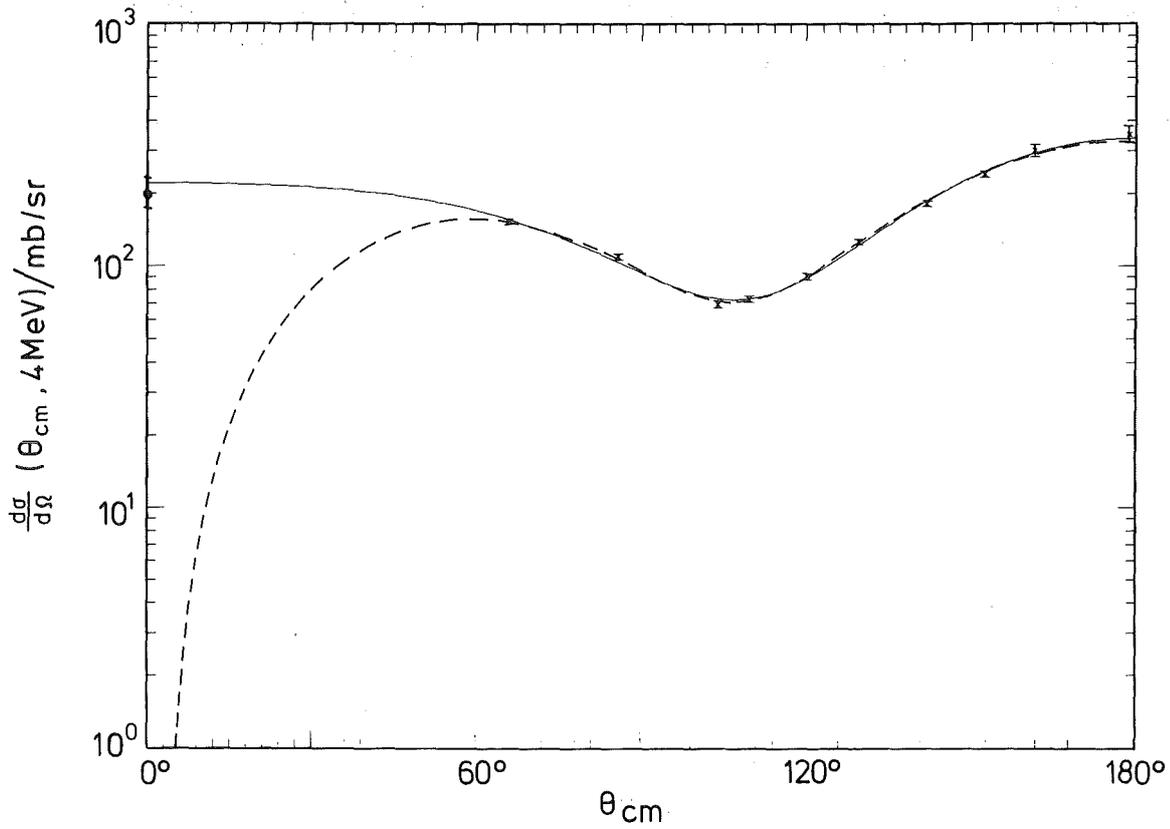


Fig.5.3.2: Gemessener Wirkungsquerschnitt (Kreuze) mit angepaßten Legendre-Polynomen und Stützpunkt bei  $\theta_{\text{cm}} = 0^\circ$

Der eingegebene Wert für  $\frac{d\sigma}{d\Omega}(0^\circ)$  wird ebenfalls dargestellt. Die Ordnung der Legendre-Polynome wurde so lange erhöht, bis das  $\chi^2$  pro Freiheitsgrad aus der Anpassung nicht mehr wesentlich kleiner wurde. Die Koeffizienten der resultierenden Polynome sind mit dem Zahlenwert für  $\chi^2$  bei allen Neutronenenergien in Kapitel 7.3 in einer Tabelle zusammengefaßt. Aus diesen neuen Anpassungen an die Meßpunkte wurden nach Gleichung (5.3b) die integralen Wirkungsquerschnitte  $\sigma_{e1}(E)$  aus den Koeffizienten  $A_0(E)$  berechnet. Das Ergebnis (Punkte) ist in Fig.5.3.3 zusammen mit dem totalen Wirkungsquerschnitt (Kreuze) /BEN79/ gegen

die Neutronenenergie aufgetragen. Die Messungen von Bente, die am 200m langen Flugzeitspektrometer in Karlsruhe durchgeführt wurden, weisen eine Genauigkeit von 1% über den

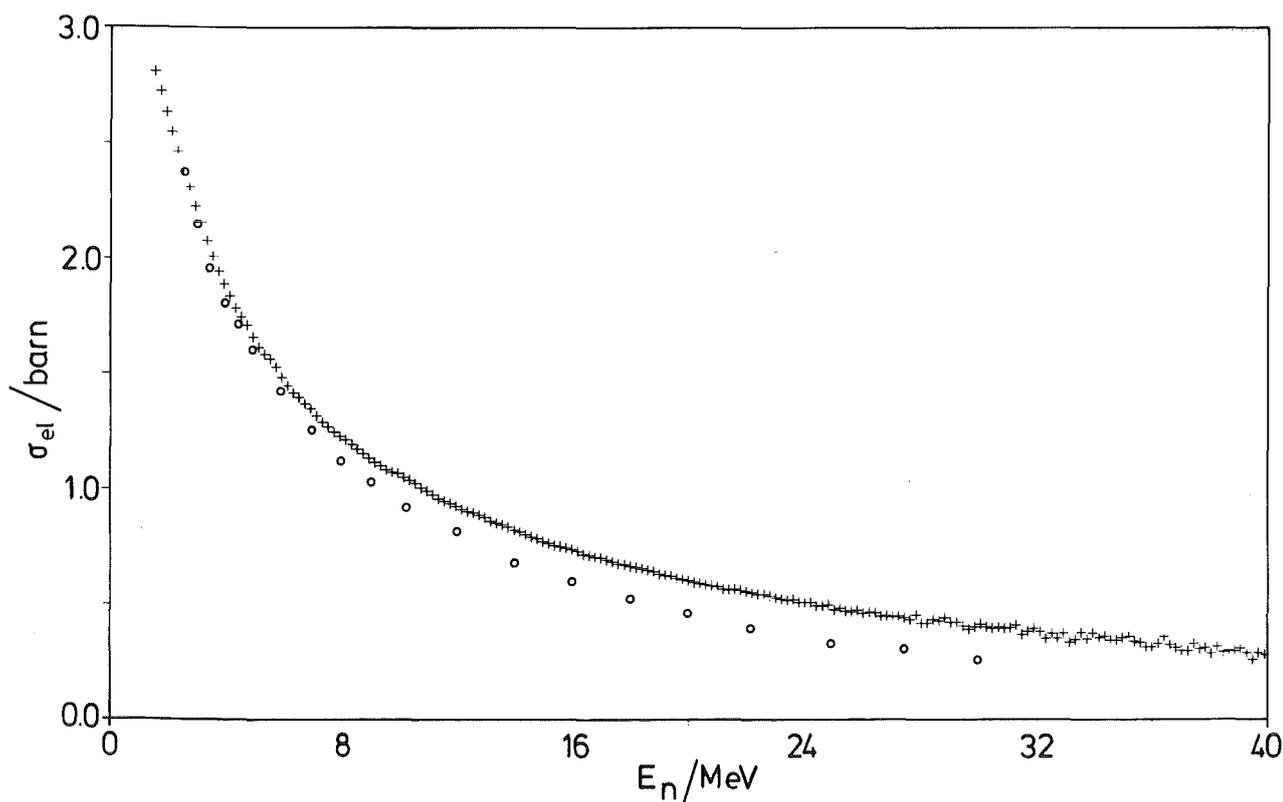


Fig.5.3.3: Totaler n-d-Wirkungsquerschnitt (Kreuze) und elastischer Wirkungsquerschnitt (Punkte) der (n,d)-Streuung als Funktion der Neutronenenergie  $E_n$

gesamten Energiebereich auf. Der elastische und der totale Wirkungsquerschnitt bei 2,5 und 3,0 MeV stimmen noch überein, da der Kanal des Deuteronen-Aufbruchs noch nicht offen ist. Ab 3,5 MeV nimmt der partielle Wirkungsquerschnitt der elastischen Streuung stärker ab als der totale, d.h. die

Wahrscheinlichkeit für den Deuteronenaufbruch wird mit steigender Energie größer.

Der Vergleich mit älteren Daten /HOR66/ ergibt bis zu der Neutronenenergie 14 MeV gute Übereinstimmung, während diese Arbeit zu höheren Energien einen integralen Wirkungsquerschnitt liefert, der systematisch bis zu 12% größer ist.

Da im Streuwinkelbereich bis  $\Theta_{cm} = 45^\circ$  keine Meßwerte vorliegen, mußten wie beschrieben Stützstellen bei  $\Theta_{cm} = 0^\circ$  beschafft werden. Aus den angepaßten Polynomen kann man jedoch den differentiellen Wirkungsquerschnitt in diesem vorderen Winkelbereich nicht exakt vorhersagen. Der Verlauf dieses Teils der Winkelverteilung ist wegen der hohen benötigten Polynom-Ordnung mit einer großen Unsicherheit behaftet, trägt aber zum integralen Wirkungsquerschnitt nur wenig bei. Eine Veränderung der Winkelverteilung bei  $\Theta_{cm} = 0^\circ$  um z.B. 10% bewirkt eine Änderung des integralen Wirkungsquerschnittes von ca. 2%.

Der Vergleich der Winkelverteilungen mit älteren Experimenten und 3-Teilchen-Faddeev-Rechnungen wird im folgenden Kapitel durchgeführt.

## 6. DISKUSSION DER ERGEBNISSE

### 6.1 Vergleich mit älteren Messungen

Die Gegenüberstellung aller in der Einleitung aufgeführten Messungen mit den Ergebnissen dieser Arbeit ergibt über den gesamten Energiebereich von 2,5 MeV bis 30 MeV eine Verbesserung der Genauigkeit der Daten bis zu einem Faktor 10 durch die neuen Wirkungsquerschnitte. Diese große Genauigkeitsverbesserung ist hauptsächlich darauf zurückzuführen, daß in dieser Arbeit im Gegensatz zu allen anderen Messungen ein szintillierender Streuer benutzt wurde. Die dadurch ermöglichte mehr-parametrische Datenaufnahme hat bewirkt, daß elastisch an Deuteronen gestreute Neutronen sehr exakt gegen alle Untergrundereignisse diskriminiert werden konnten.

Bis auf eine Ausnahme hat diese Arbeit die Form der vorhandenen Winkelverteilungen im Rahmen der Unsicherheiten bestätigt. Diese eine Ausnahme (Fig.6.1.1) ist die Messung von B.E.Bonner et al. /BON69/ bei einer Neutronenenergie von 7 MeV. Im Minimum des Wirkungsquerschnittes liegen die von den Autoren bestimmten Werte um ca. 50% höher. Eine weitere Messung von J.D.Seagrave /SEA72/ bei der gleichen Neutronenenergie stimmt jedoch im Rahmen der angegebenen Fehler mit den Ergebnissen dieser Arbeit überein. Diese Übereinstimmung deutet darauf hin, daß die Winkelverteilung von B.E.Bonner einen nicht erkannten systematischen Fehler beinhaltet.

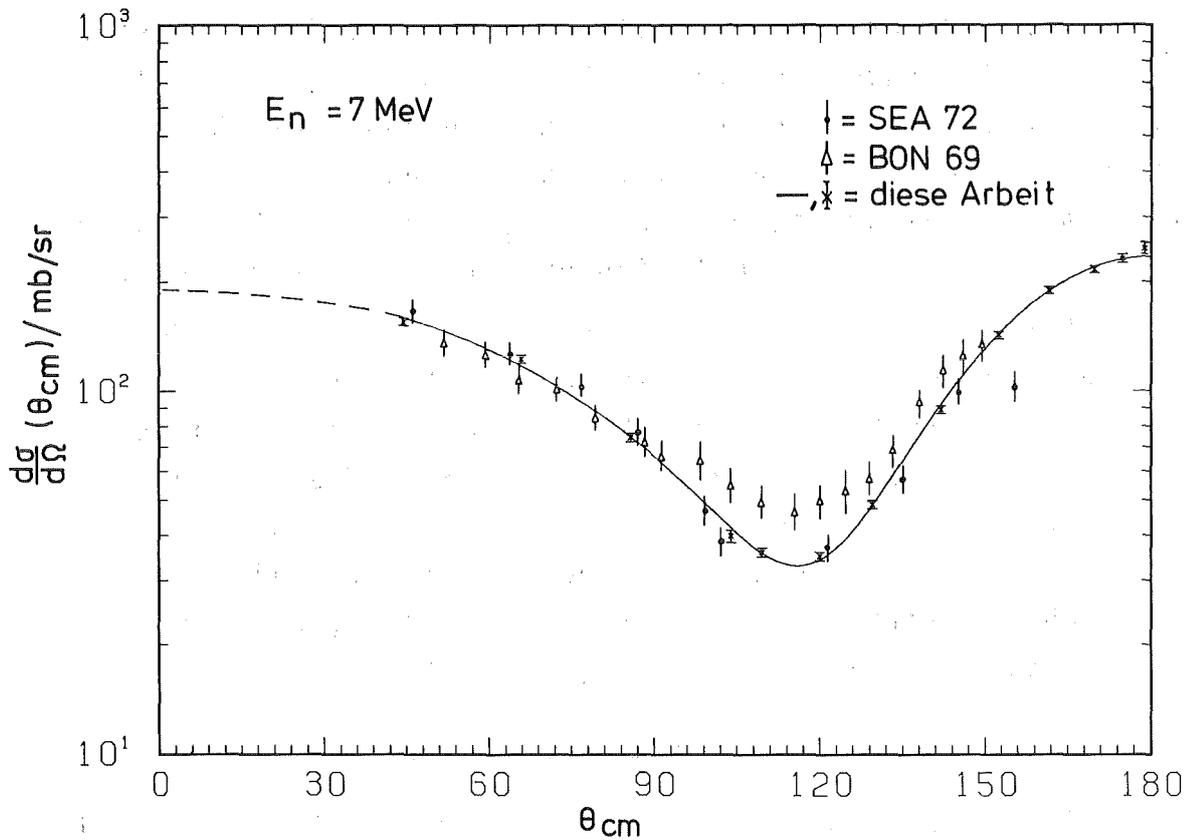


Fig.6.1.1: Differentieller Wirkungsquerschnitt dieser Arbeit und aus zwei älteren Messungen /BON69, SEA72/ für eine Neutronenenergie von 7 MeV

Sofern in den älteren Veröffentlichungen die Wirkungsquerschnitte für Streuwinkel  $\theta_{cm} > 160^\circ$  gemessen wurden, liegen diese um 5 - 11% niedriger als die Ergebnisse dieser Arbeit. Die einzige Ausnahme bildet die Messung von L.Amtén /AMT77/ bei den Neutronenenergien 8 MeV und 10 MeV. In diesen Experimenten wurden die Wirkungsquerschnitte bei  $\theta_{cm} = 170^\circ$  bestimmt, indem die Deuteronen nachgewiesen wurden. Da auf diese Weise die Probleme des Neutronennachweises umgangen

wurden und der statistische Fehler dieser Messung unter 1% gedrückt werden konnte, gibt der Autor seine Ergebnisse mit einer Präzision von ca. 1,5% an. Im Rahmen dieser Fehler und der Unsicherheit dieser Arbeit (ca. 3%) stimmen beide Wirkungsquerschnitte überein. Die gegenüber allen anderen Autoren höheren Werte für den rückwärtigen Winkelbereich können die in Kapitel 5.3 beschriebene Diskrepanz im integralen Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{e1}(E)$  nicht erklären, da sie eine Änderung des Koeffizienten  $A_0(E)$  um nur 2% bewirken.

In Fig.6.1.2 werden die Ergebnisse dieser Arbeit für die Neutronenenergie 14 MeV mit den Resultaten drei anderer Autoren /ALL53, SEA54, GUL79/ verglichen. Die durchgezogene Linie ab  $\theta_{cm} = 40^\circ$  repräsentiert das an diese Arbeit angepaßte Legendre-Polynom. Im Winkelbereich  $45^\circ < \theta_{cm} < 90^\circ$  liegen alle älteren Daten unterhalb der Kurve, ohne Überlappung mit dem Polynom. Das gleiche gilt für die Meßpunkte oberhalb von  $\theta_{cm} = 160^\circ$ .

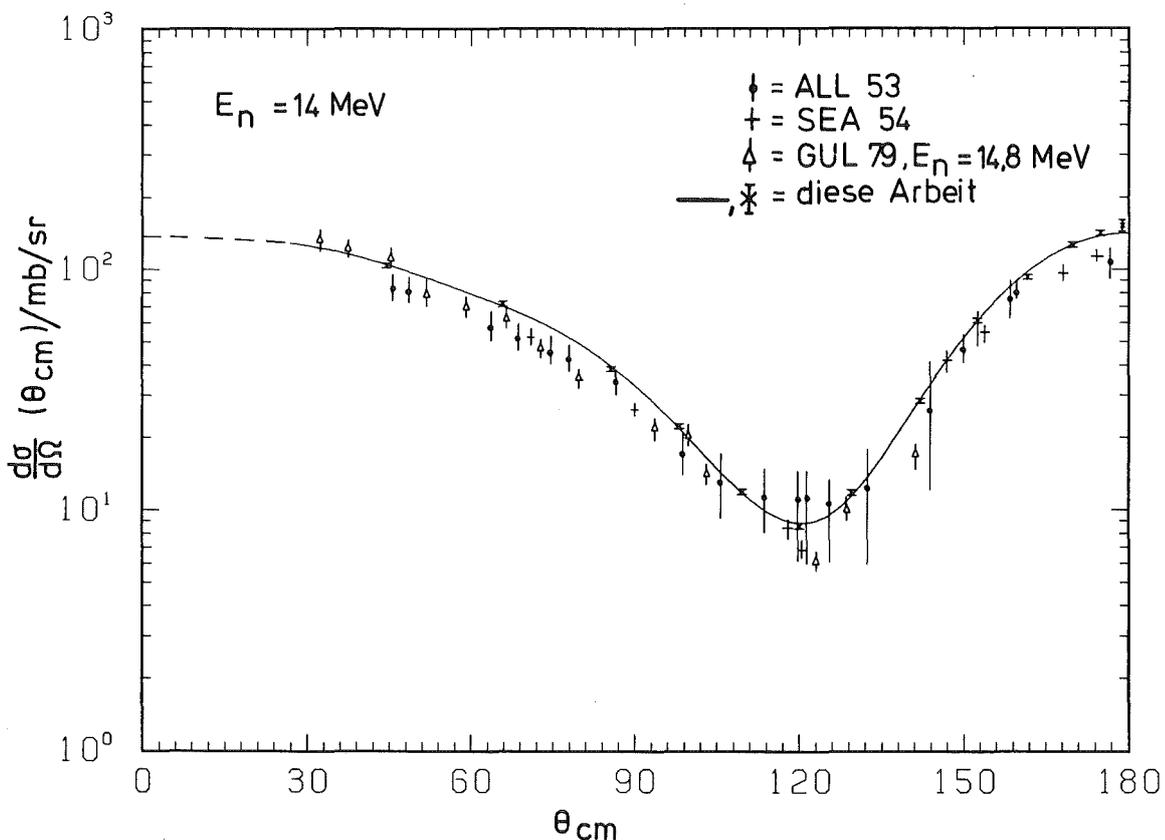


Fig.6.1.2: Differentieller Wirkungsquerschnitt aus dieser Arbeit und anderer Autoren /ALL53, SEA54, GUL79/ für eine Neutronenenergie von 14 MeV

Bei der Einzelanalyse der drei älteren Messungen müssen folgende Feststellungen getroffen werden:

1. Die Messung von K.Gul et al. ("Δ") wurde bei der Neutronenenergie 14,8 MeV durchgeführt. Interpoliert man die differentiellen Wirkungsquerschnitte dieser Arbeit für  $E_n = 14$  MeV und  $E_n = 16$  MeV, so erhält man ein Polynom, das mit der Messung von Gul et al. gute Übereinstimmung zeigt. Der Wert des  $\chi^2$  für diese Anpassung ist allerdings sehr groß, da einige Punkte um ca. 2 Standardabweichungen außerhalb der Kurve liegen.
2. Die beiden anderen Autoren /ALL53, SEA54/ haben zusammen mit der (n,d)-Messung Wirkungsquerschnitte der (n,p)-Streuung veröffentlicht. Vergleicht man diese mit den als Standard geltenden Daten /HOP71/, so stellt man fest, daß die neueren (n,p)-Daten bis  $\theta_{cm} = 100^\circ$  um 5 - 7% höher sind und ab  $\theta_{cm} = 100^\circ$  um bis zu 10%.

Korrigiert man die (n,d)-Daten dieser beiden Gruppen entsprechend, so ergibt sich im Rahmen der Unsicherheiten Übereinstimmung mit den Resultaten dieser Arbeit.

Fig.6.1.3 zeigt die differentiellen Wirkungsquerschnitte dieser Arbeit für Neutronen der Energie 22,5 MeV im Vergleich mit einer älteren Messung bei 23 MeV /SEA72/. Interpoliert man die Resultate dieser Arbeit bei 22,5 MeV und 25 MeV, so ergibt sich im Rahmen der Unsicherheiten befriedigende Übereinstimmung.

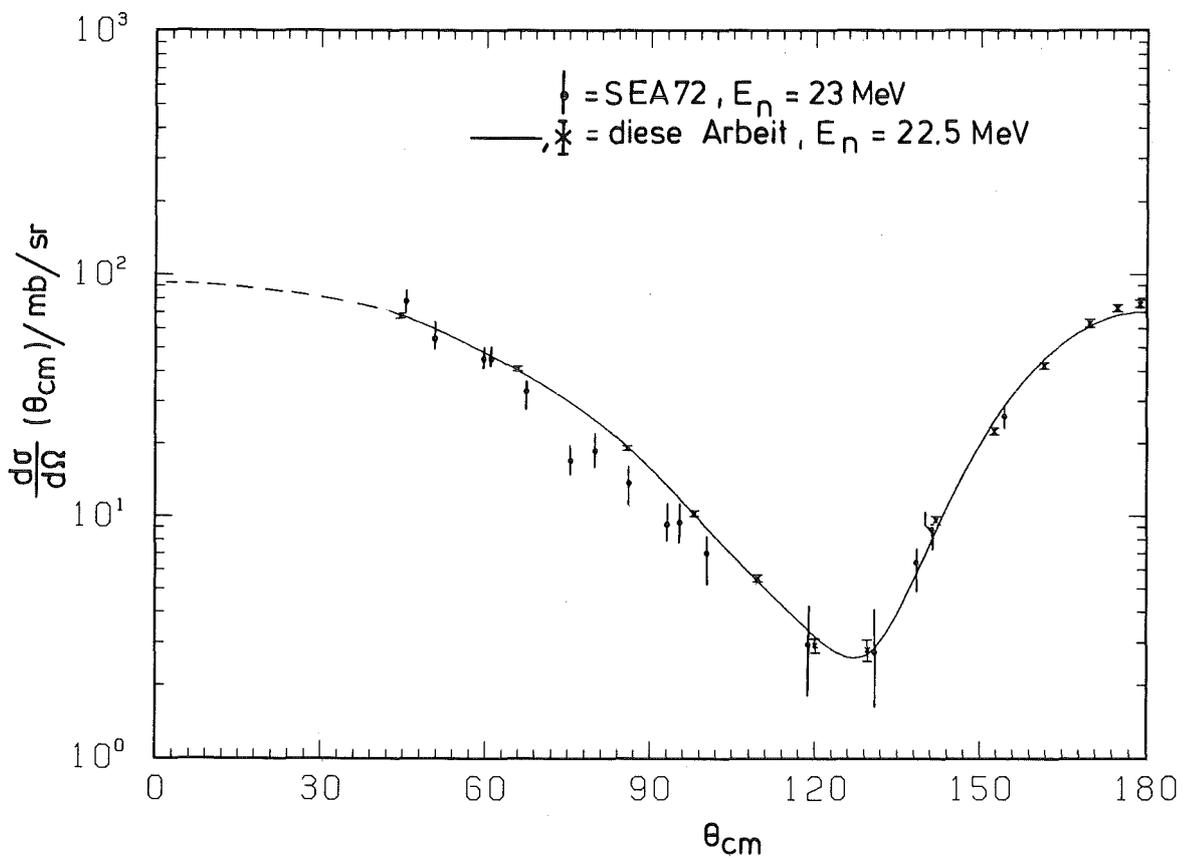


Fig.6.1.3: Differentieller Wirkungsquerschnitt aus dieser Arbeit und einer älteren Messung /SEA72/ für Neutronen der Energie 22,5 MeV bzw. 23 MeV

Die erwähnte Diskrepanz zwischen älteren Messungen und dem neuen Datenmaterial für Streuwinkel  $\theta_{cm} > 160^\circ$  kann möglicherweise mit der Nachweiswahrscheinlichkeit der verwendeten Neutronendetektoren erklärt werden. Einer der Autoren /SEA72/ gibt eine Efficiency-Kurve für eine Neutronen-Nachweisschwelle von 1,9 MeV an. Neutronen der Primärenergie 22,5 MeV z.B. haben aber nach der Streuung um  $170^\circ$  an einem Deuteron nur noch eine Energie von 2,5 MeV. Dies bedeutet,

daß das Ansprechvermögen des Detektors aus dem steilen Anstieg der erwähnten Kurve entnommen werden muß (siehe Kap. 7.1). Ist nun die Nachweisschwelle des Detektors um lediglich 2% falsch bestimmt worden, so ergibt sich ein Fehler in der Ansprechwahrscheinlichkeit von ca. 20%. Aus diesem Grund ist in dieser Arbeit im Gegensatz zu der genannten Messung eine Nachweisschwelle des Neutronendetektors von 200 keV gewählt worden.

## 6.2 Vergleich mit exakten 3-Teilchen-Faddeev-Rechnungen

Der Vergleich der Meßergebnisse mit exakten 3-Teilchen-Faddeev-Rechnungen ist deshalb interessant, weil man Aussagen über das in der Theorie verwendete 2-Nukleonen-Potential gewinnt (Kap.1 und 2). Seit den ersten mikroskopischen Rechnungen mit den Faddeev-Gleichungen /DOL72, PIE72/ ist die Leistungsfähigkeit der Computer gewachsen und die Theoretiker haben Erfahrungen sammeln können, die notwendig sind, um realistische Ergebnisse zu erzielen. Daher sollen hier nur einige der neuesten Rechnungen /DOL72, ST078/ mit den Daten dieser Arbeit verglichen werden.

In Fig.6.2.1 ist die Vorhersage einer 3-Teilchen-Rechnung /DOL82/ für 6,5 MeV dargestellt (durchgezogene Linie). Die eingetragenen Datenpunkte sind aus den Meßwerten für 6 MeV und 7 MeV dieser Arbeit interpoliert. Die Rechnung wurde mit einem separablen Potential unter Berücksichtigung von 2-Teilchen-Zentralkräften der Bahndrehimpulskomponenten  $l = 0$ ,  $l = 1$  und  $l = 2$ , sowie einer nichtzentralen Tensorkraft durchgeführt. Da in der Streutheorie die M-Matrix in eine Summe aus Legendre-Polynomen und -Funktionen, deren Koeffizienten Drehimpulsfunktionen und kinematische Größen enthalten, entwickelt werden kann, gibt es über Gl.(2h) einen direkten Zusammenhang zwischen dem höchsten in der Theorie berücksichtigten Drehimpuls und der Ordnung der an die Messung angepaßten Polynome. Für die in Fig.5.3.1 ebenfalls

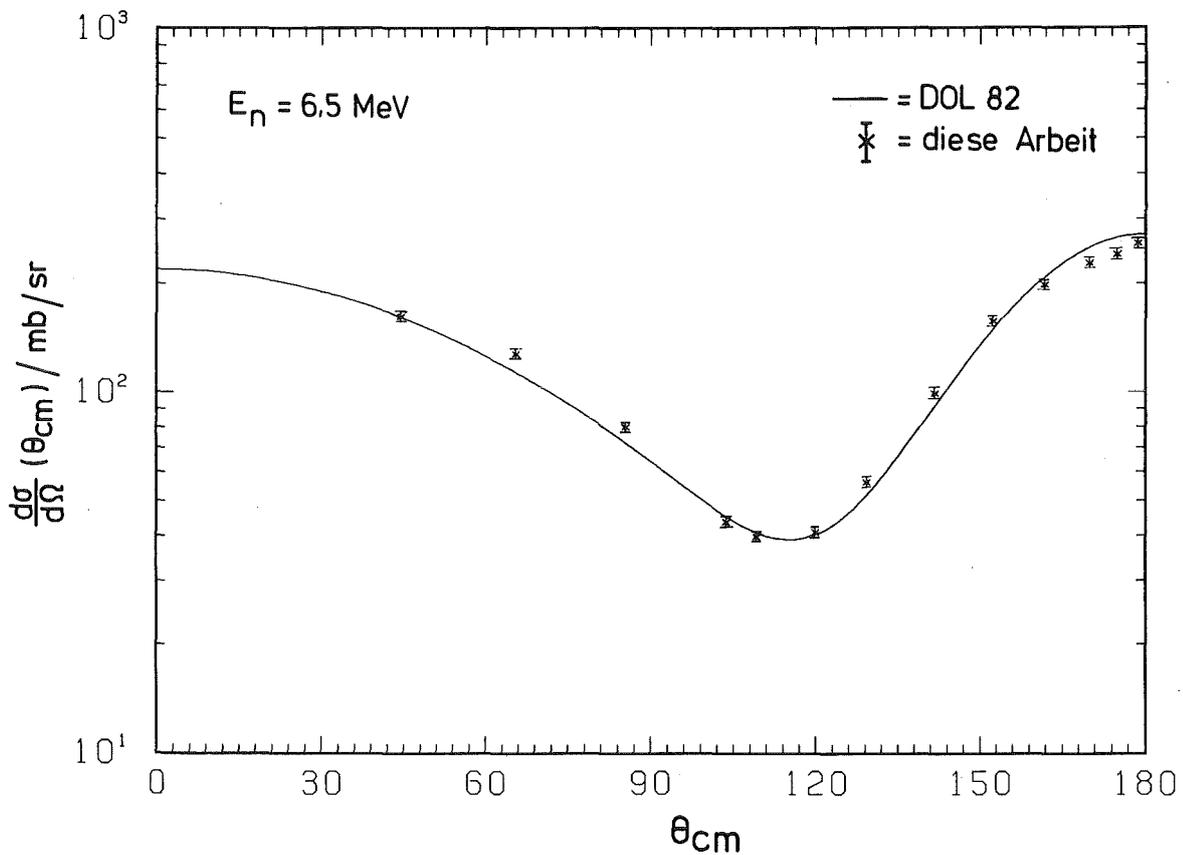


Fig.6.2.1: Die differentiellen Wirkungsquerschnitte dieser Arbeit im Vergleich mit einer Faddeev-Rechnung /DOL82/ bei  $E_n = 6,5$  MeV

dargestellten Anpassungen (durchgezogene Linien) wurden bei den benachbarten Energien Legendre-Polynome bis zur 5. Ordnung verwendet. Polynome niedrigerer Ordnung können besonders den rückwärtigen Streuwinkelbereich ab  $\theta_{cm} = 150^\circ$  der gemessenen Wirkungsquerschnitte nicht reproduzieren. Trotz dieser prinzipiellen Schwierigkeiten gibt die Theorie den Wirkungsquerschnitt besonders im Minimum recht gut wieder.

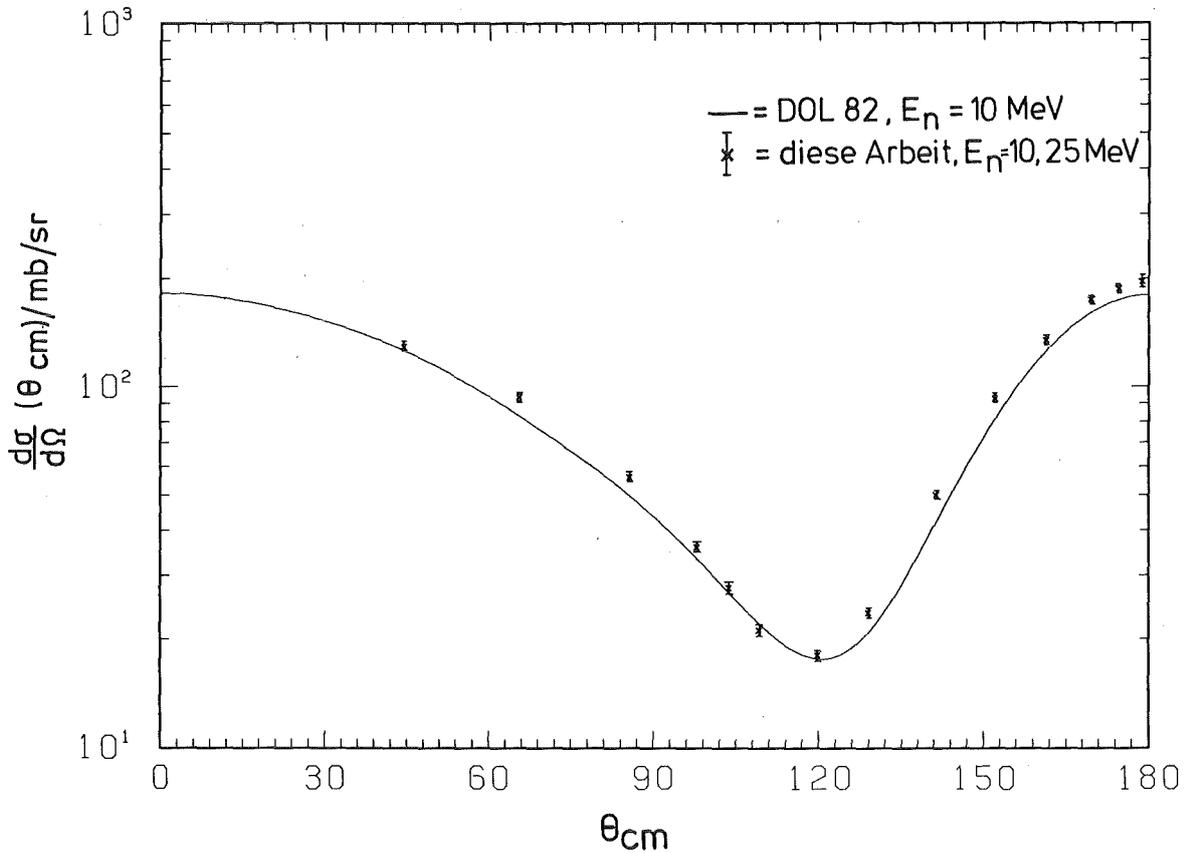


Fig.6.2.2: Der differentielle Wirkungsquerschnitt dieser Arbeit für  $E_n = 10,25$  MeV im Vergleich mit einer Faddeev-Rechnung /DOL82/ für  $E_n = 10$  MeV

Fig.6.2.2 zeigt den Vergleich des gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnittes für  $E_n = 10,25$  MeV mit einer Faddeev-Rechnung /DOL82/ für  $E_n = 10$  MeV. Auch unter Berücksichtigung der Tatsache, daß die beiden Winkelverteilungen für Neutronenenergien gelten, die sich um 250 keV unterscheiden, herrscht im Minimum zwischen  $\theta_{cm} = 100^\circ$  und  $\theta_{cm} = 130^\circ$  gute Übereinstimmung zwischen Rechnung und Experiment. Die auch hier zu beobachtende geringere Steilheit der Flanken rechts und links des Minimums in der theoretischen

schen Winkelverteilung kann mit den fehlenden höheren Bahndrehimpulsanteilen in der Rechnung erklärt werden. Eine Anpassung der Meßdaten mit einem Legendre-Polynom niedrigerer Ordnung zeigt ebenfalls dieses Verhalten.

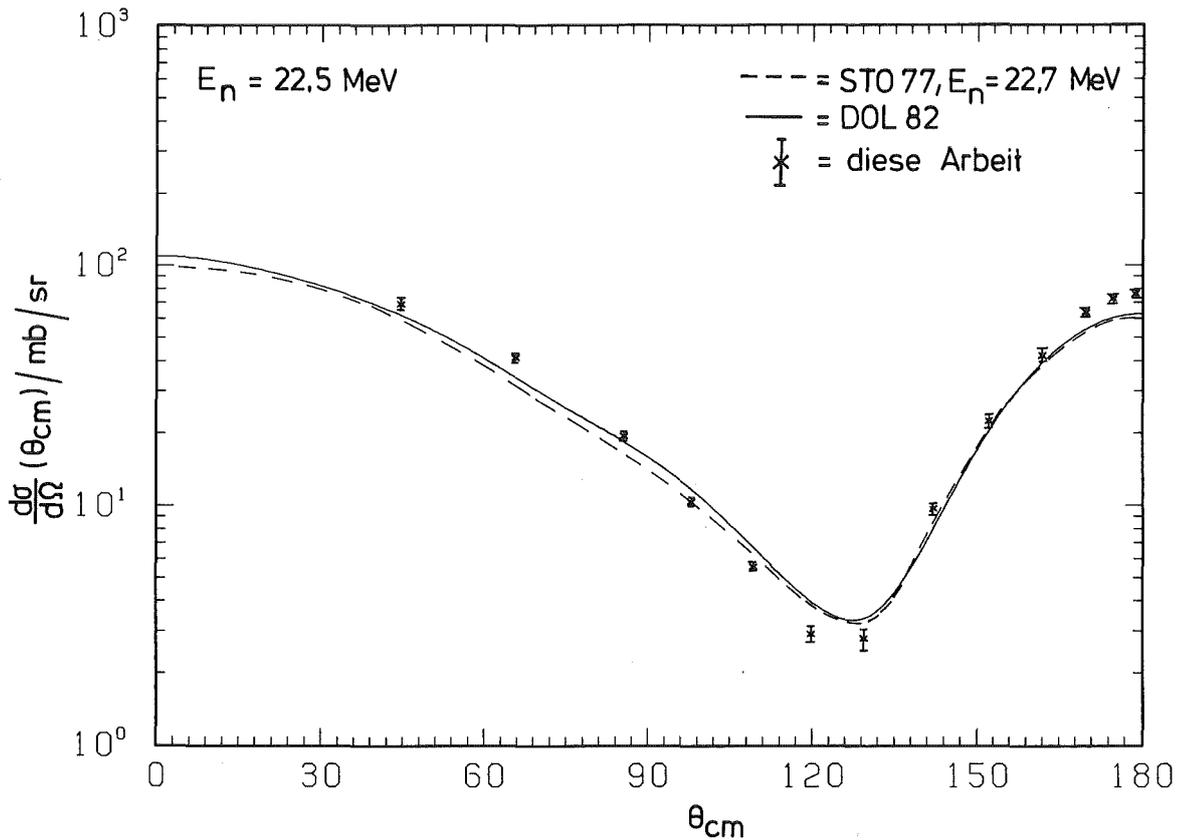


Fig.6.2.3: Gemessener differentieller Wirkungsquerschnitt für  $E_n = 22,5$  MeV und berechnete Winkelverteilungen /ST078, DOL82/

In Fig.6.2.3 wird der gemessene Wirkungsquerschnitt für  $E_n = 22,5$  MeV verglichen mit einer Faddeev-Rechnung mit separablem Potential /DOL82/ und einer Rechnung mit dem Reid soft-core Potential /ST078/ bei  $E_n = 22,7$  MeV. Die Rechnung

von Stolk und Tjon berücksichtigt die reinen s-Wellenanteile der 2-Nukleonen-T-Matrix korrekt, während die höheren Partialwellenkomponenten in einer Störungsrechnung erster Ordnung in die Faddeev-Rechnungen eingehen. Diese Rechnung (gestrichelte Linie) zeigt eine etwa gleich gute Übereinstimmung mit dem Experiment wie die von P. Doleschall (durchgezogene Linie). Das Minimum ist nicht tief genug und die Steigungen der Kurven rechts und links des Minimums sind kleiner als die der Messung. Beide Effekte treten bei einer älteren Rechnung /DOL72/ in deutlich stärkerem Maße auf.

Eine unterschiedliche Berücksichtigung der Nukleon-Nukleon-T-Matrix-Anteile für die Bahndrehimpulse  $l = 0$  und  $l = 1$  /ST078/, sowie die Wahl anderer lokaler Potentiale /BEN76/ bewirkt keine Verbesserung in der theoretischen Beschreibung der experimentellen Daten.

Die aufgezeigten Unterschiede zwischen den theoretischen Vorhersagen und den Meßergebnissen betragen zwar im gesamten Energiebereich zwischen 2,5 MeV und 30 MeV nur wenige Prozent, sind aber deutlicher Hinweis darauf, daß bei der exakten Berechnung von Observablen im n-d-System höhere Bahndrehimpulse berücksichtigt werden müssen. Auch die Größe des Deuterons ( $\sqrt{\langle r^2 \rangle} = 4,45$  fm) läßt darauf schließen, daß im n-d-System höhere Bahndrehimpulse eine Rolle spielen. Leider kann diese Forderung nicht erfüllt werden, da Rechnungen mit höheren  $l$ -Werten die Leistungsgrenzen der heutigen Computer-Generation weit überschreiten.

Weitergehende Aussagen über das n-d-System und die NNW sollten mit Hilfe der Ergebnisse dieser Arbeit und noch durchzuführender Polarisationsmessungen im gleichen Energieintervall in einer Phasenanalyse möglich sein.

## 7. ANHANG

### 7.1 Eigenschaften der Seitendetektoren

Die Eigenschaften der in dieser Arbeit verwendeten Seitendetektoren sind im Zusammenhang mit der Untersuchung großvolumiger Szintillationsdetektoren sehr genau bestimmt worden. Das Prinzip sogenannter Black-Detektoren besteht darin, ein Neutron im Szintillator vollständig abzubremesen und damit die Messung seiner Energie zu ermöglichen. Außerdem wird durch das große Volumen das Ansprechvermögen des Detektors für Neutronen deutlich erhöht, d.h. theoretisch bis zu 100%. Die Messungen am weißen Neutronenstrahl des Karlsruher Zyklotrons und die Kalibrierung an monoenergetischen Neutronenstrahlen der PTB in Braunschweig, sowie Monte-Carlo-Rechnungen sind ausführlich an anderer Stelle /SCH82/ beschrieben.

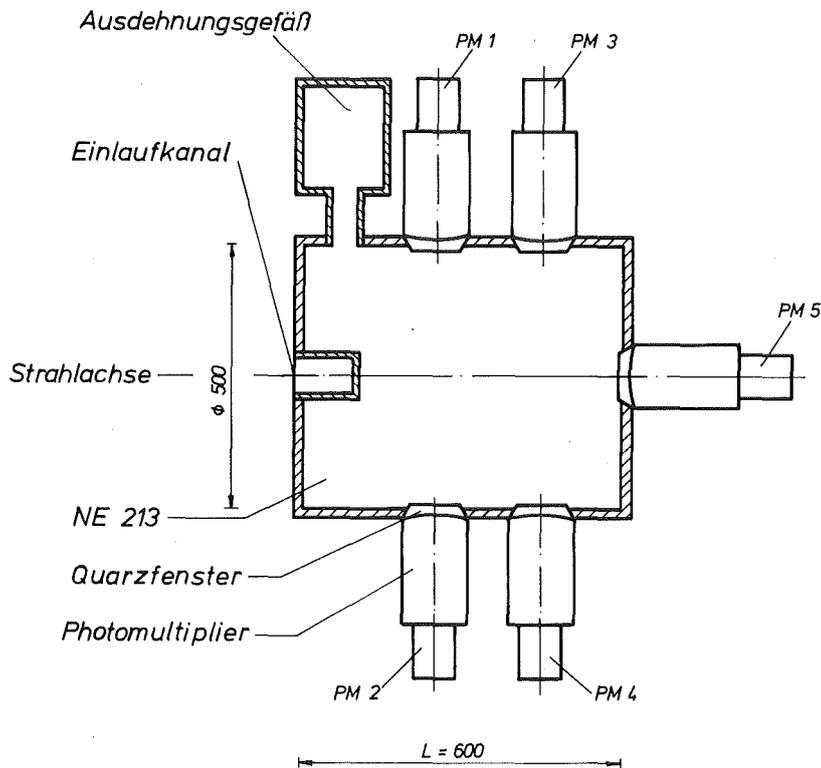
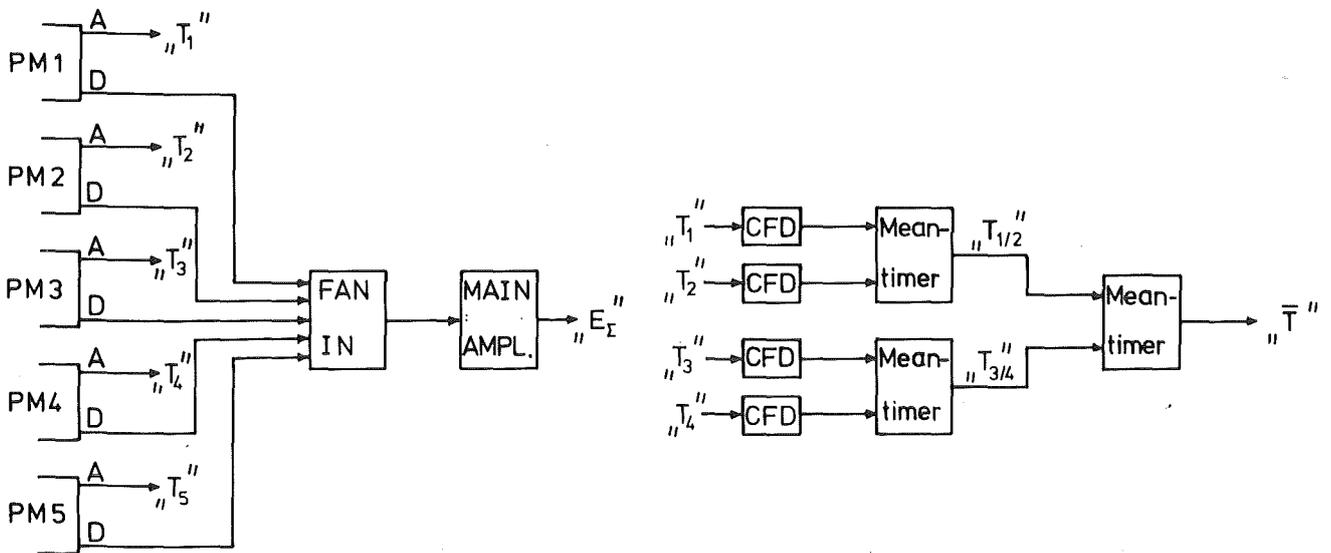


Fig.7.1.1: Längsschnitt durch den Black-Detektor

Daher sollen hier nur die prinzipielle Funktionsweise des verwendeten Black-Detektors und die Ergebnisse aus den genannten Untersuchungen kurz skizziert werden.

Fig.7.1.1 zeigt einen Längsschnitt durch den Black-Detektor, der mit dem Flüssigszintillator NE 213 gefüllt ist. Fünf Photomultiplier (PM1 - PM5) sammeln das im Tank erzeugte Szintillationslicht und transformieren es in einen Ladungsimpuls. An der Anode jeder Röhre wird ein Signal für die Zeitmessung und an der Dynode ein Signal zur Energiebestimmung abgenommen. Fig.7.1.2 zeigt schematisch die elektronische Verarbeitung dieser Signale. Während zur Bildung des Energiesignals " $E_{\Sigma}$ " die Dynodenimpulse aller Multiplier in einem Fan-Insummiert und in einem Main-Amplifier über 200 ns aufintegriert werden, benutzt man für die Zeitmessung (" $\bar{T}$ ") nur die Anodenimpulse der ersten vier Röhren. Das Zeitmittlungsverfahren mit Hilfe der Meantimer bewirkt, daß nur Ereignisse



(a)

(b)

Fig.7.1.2: Logisches Schaltbild (a) zur Erzeugung des Energiesignals " $E_{\Sigma}$ " und (b) zur Erzeugung der Timing-Signale " $T_{1/2}$ ", " $T_{3/4}$ " und " $\bar{T}$ "

registriert werden, die gleichzeitig in diesen vier Multipliern ein Signal erzeugen. Das Röhrenrauschen und lichtschwache Ereignisse werden dadurch unterdrückt. Der Black-Detektor ist daher bei Verwendung dieser Viererkoinzidenz nur zum Nachweis von Neutronen höherer Energie (ab  $E_n = 5$  MeV) einsetzbar. Da einerseits wegen der großen Anzahl von Streuungen pro einfallendem Neutron ( $\sim 10 - 20$ ) die Wahrscheinlichkeit für die gleichzeitige Existenz von Neutronen und Gammas im Szintillator sehr groß ist und andererseits die Impulsform der Lichtblitze durch Selbstabsorption im Szintillator stark verwaschen wird, ist eine  $n/\gamma$ -Diskriminierung mit Hilfe des Pulse-Shape-Verfahrens nicht möglich. Zur Untergrundreduktion muß daher immer die Flugzeit der Neutronen in Koinzidenz mit der Impulshöhe gemessen werden. Durch geeignete Wahl eines Flugzeitbereiches (Fenster  $W_g$  in Fig.3.3.1) kann der Anteil des Impulshöhenspektrums bestimmt werden, der durch Untergrundereignisse erzeugt wurde.

Der zweite Detektor, der in der Messung des differentiellen Wirkungsquerschnitts der elastischen  $(n,d)$ -Streuung eingesetzt wurde, ist ein kommerzieller Szintillationsdetektor, bestehend aus Szintillator (NE 213,  $\emptyset$  178 mm x 64 mm), Lichtleiter, Photomultiplier (XP 2040, Firma VALVO) und Spannungsteiler. Die Nachweiswahrscheinlichkeit dieses Detektors wurde in einer Vergleichsmessung mit dem Black-Detektor bestimmt und mit dem modifizierten Monte-Carlo-Programm HYCALC /KAN76, SCH82/ berechnet. Für eine untere Nachweisschwelle von 700 keV Protonenenergie ist die so bestimmte Efficiency in Abhängigkeit von der Neutronenenergie in Fig.7.1.3 dargestellt.

Die eingezeichneten Punkte mit Fehlerbalken stellen die Ergebnisse der Vergleichsmessung dar, die sowohl von der Monte-Carlo-Rechnung als auch von der Anpassung an die  $(n,p)$ -Streuung (Kap.5.1) mit einer maximalen relativen Abweichung von  $\pm 2\%$  reproduziert wurden.

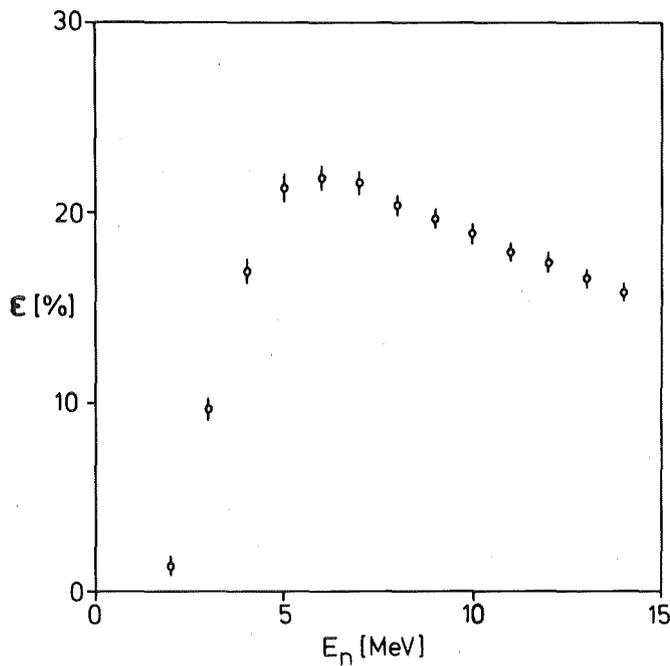


Fig.7.1.3: Efficiency  $\epsilon$  des kleinen Seitendetektors in Abhängigkeit von der Neutronenenergie  $E_n$

Das Ansprechvermögen des Black-Detektors für eine wohldefinierte Schwelleneinstellung der 4 Multiplier (PM1 und PM2: 750 keV, PM3 und PM4: 400 keV) unter Verwendung der verschiedenen Koinzidenzbedingungen ( $T_{1/2}$ ,  $T_{3/4}$ ,  $\bar{T}$ ) aus Fig.7.1.2 ist in Fig.7.1.4 dargestellt. Die Punkte und Kreuze geben die Ergebnisse aus der Vergleichsmessung wieder, während die gestrichelten Bänder die Monte-Carlo-Rechnungen mit einer relativen Unsicherheit von 2% repräsentieren. Die gute Übereinstimmung zwischen der Messung und den mit dem Programm BDCALC/SCH82/ berechneten Ansprechwahrscheinlichkeiten ist damit zu erklären, daß hier mit Energieintervallen eines weißen Neutronenstrahles und nicht mit monoenergetischen Neutronen gearbeitet wurde. Die teilweise sehr scharfen Resonanzen (einige keV) im  $(n, {}^{12}\text{C})$ -Wirkungsquerschnitt üben dadurch nur einen schwachen Einfluß auf die Efficiency-Kurven aus, solange man

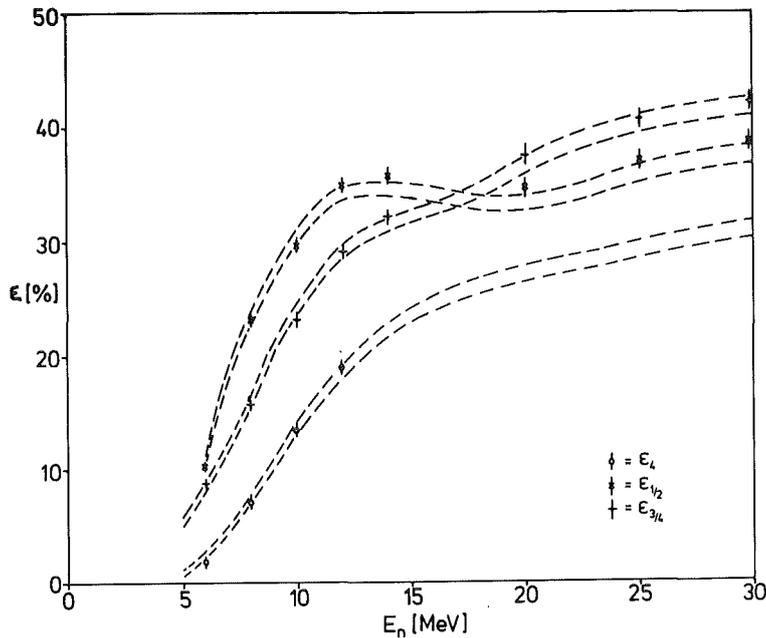


Fig.7.1.4: Efficiency des Black-Detektors bei Verwendung der Viererkoinzidenz  $\bar{T}$  ( $\epsilon_4$ ) und der Zweierkoinzidenzen  $T_{1/2}$  ( $\epsilon_{1/2}$ ) und  $T_{3/4}$  ( $\epsilon_{3/4}$ ) als Funktion der Neutronenenergie  $E_n$

die einmal gewählten Energieintervalle beibehält. Außerdem wird über Strukturen in den nur ungenau bekannten partiellen Wirkungsquerschnitten der offenen ( $n, {}^{12}\text{C}$ )-Reaktionskanäle gemittelt.

Da die mittlere freie Weglänge von Neutronen in Materie mit steigender Energie zunimmt, werden solche mit niedriger Energie bevorzugt von den beiden vorderen Multipliern (PM1, PM2) aus Fig.7.1.1 nachgewiesen, während höherenergetische bevorzugt von den hinteren Röhren (PM3, PM4) nachgewiesen werden. Daher kreuzen sich die beiden Kurven  $\epsilon_{1/2}$  und  $\epsilon_{3/4}$  bei einer Energie von ca. 16 MeV.

Der relativ große Unterschied im Ansprechvermögen bei Verwendung der Zweierkoinzidenzen  $T_{1/2}$  bzw.  $T_{3/4}$  und der Viererkoinzidenz  $\bar{T}$  für die Flugzeitmessung ist, wie das Programm BDCALC zeigt, mit der Unterdrückung kleiner Lichtsignale von  $^{12}\text{C}$ -Streuungen durch die schärfere Zwangsbedingung der Vierfachkoinzidenz zu erklären. Diese Aussage wird durch die in Fig.7.1.5 (a) und (b) dargestellten Energie- oder Lichtausbeutespektren bestätigt. Für Neutronen der Energie 12 MeV zeigt das Energiespektrum (a) bei Verwendung der Zweierkoinzidenz  $T_{1/2}$  zu kleinen Lichtausbeuten hin eine starke Überhöhung der Zählraten gegenüber Spektrum (b), das mit der Viererkoinzidenz erzeugt wurde. Der Umstand, daß die Differenz der beiden Spektren zu ca. 80% von inelastischen  $^{12}\text{C}$ -Ereignissen herrührt, bewirkt eine Genauigkeitsverbesserung in den Monte-Carlo-Rechnungen für die Viererkoinzidenz  $\bar{T}$ , da die unzureichend bekannten Wirkungsquerschnitte mit entsprechend geringem Einfluß in die Efficiency eingehen. Aus diesem Grund wurde trotz des geringeren Ansprechvermögens während der Neutron-Deuteron-Streumessungen der Black-Detektor mit der Zwangsbedingung der Viererkoinzidenz  $\bar{T}$  eingesetzt.

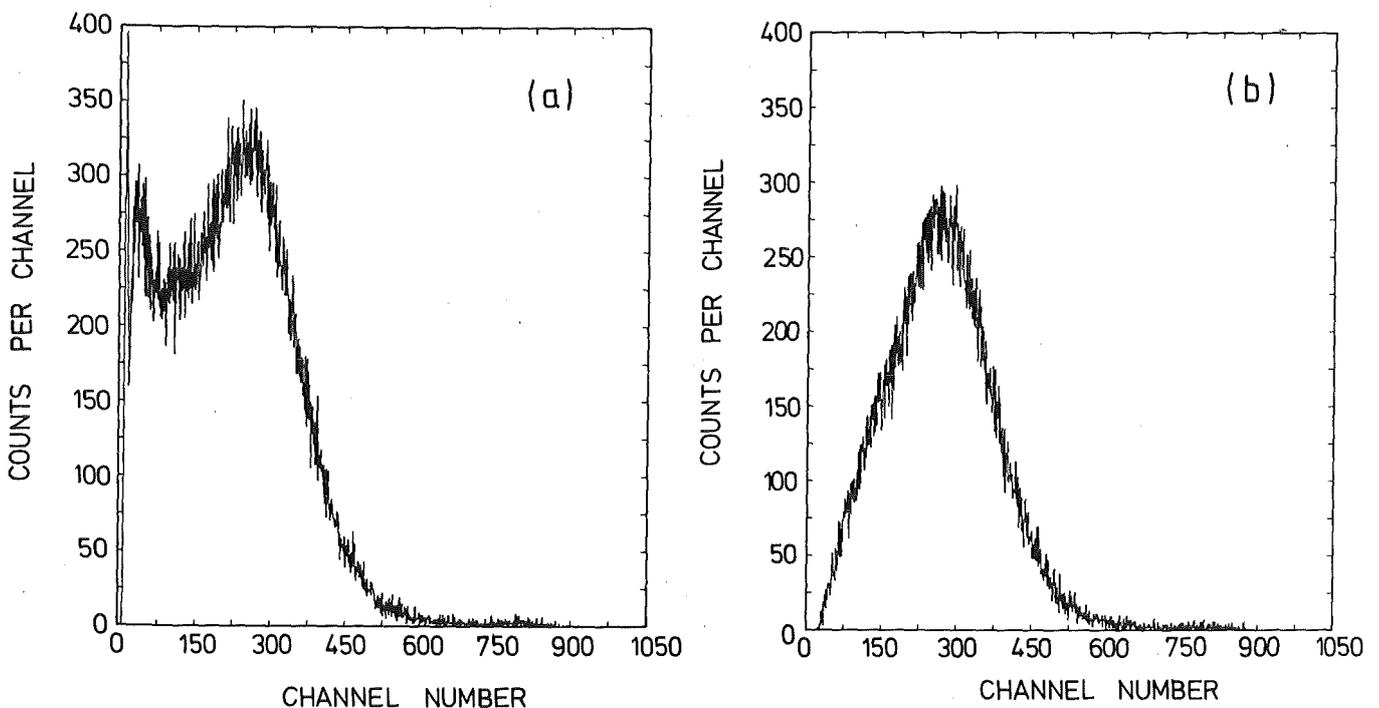


Fig.7.1.5: Lichtausbeutespektren für Neutronen der Energie 12 MeV (a) bei Verwendung der Zweierkoinzidenz  $T_{1/2}$  und (b) bei Verwendung der Viererkoinzidenz  $\bar{T}$

## 7.2 Das Mehrfachstreuprogramm "MSCAT"

Das Monte-Carlo-Programm MSCAT berechnet die Mehrfachstreuung von Neutronen in einem deuterierten Szintillationsstreuer unter Berücksichtigung der vollständigen Experimentgeometrie. In Fig.7.2.1 wird der Weg eines Neutrons aus dem kollimierten Neutronenstrahl verfolgt, das nach zwei Streuungen am Deuterium und/oder am Kohlenstoff in den unter dem Winkel  $\theta$  stehenden Seitendetektor gelangt. Die Ortsverteilung der Primärneutronen wird als gleichverteilt über den Strahlquerschnitt angesehen, wobei ihre Flugrichtung immer parallel zur Strahlachse verläuft.

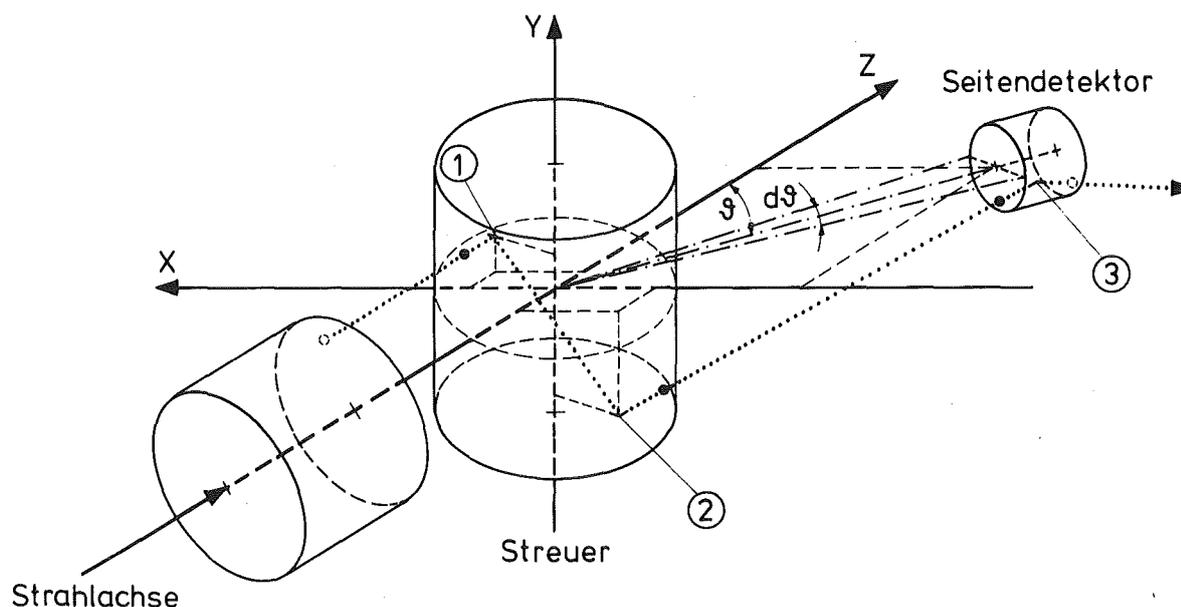


Fig.7.2.1: Der Weg eines Neutrons aus dem kollimierten Neutronenstrahl, das nach zwei Streuungen in den Seitendetektor gelangt

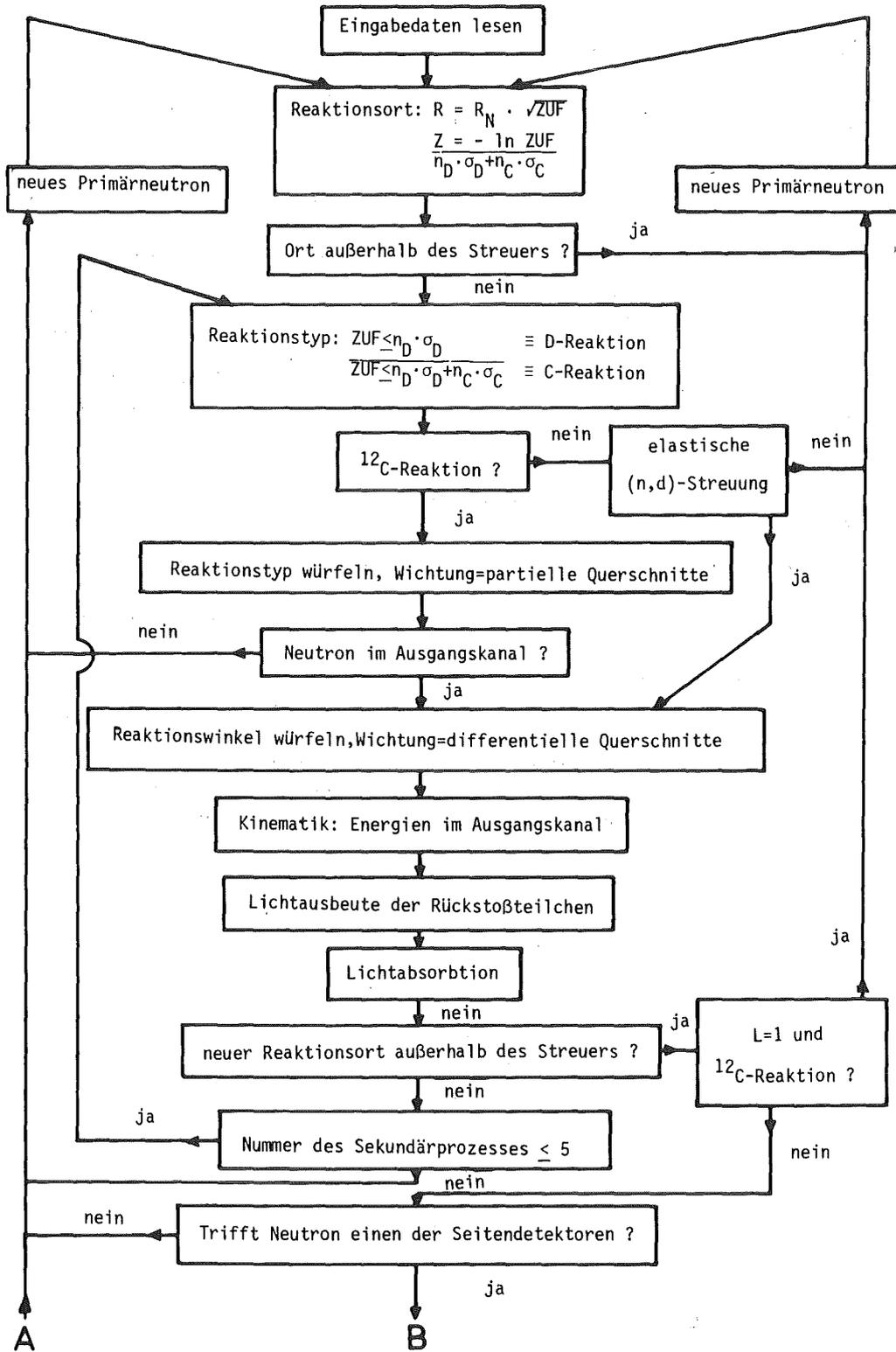
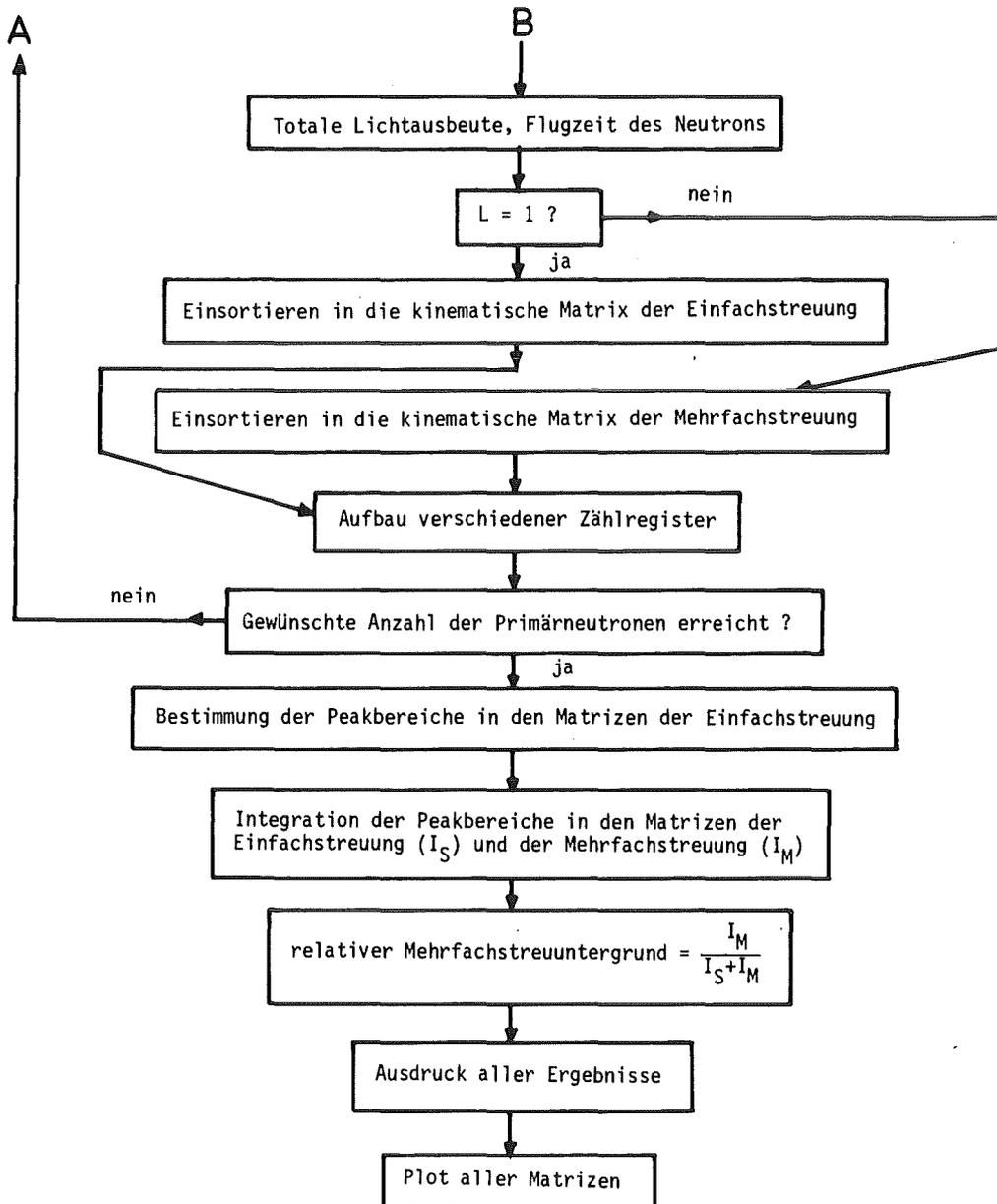


Fig.7.2.2: Flußdiagramm des Programms MSCAT



Fortsetzung Fig.7.2.2

In Fig.7.2.2 ist anhand eines Flußdiagramms der Programmablauf dargestellt. Zu den Eingabedaten gehören das Primärenergieintervall der Neutronen, der Strahldurchmesser, acht Positionen für Seitendetektoren, die Dichte der Deuteronen und des Kohlenstoffs im Streuer, die Energieauflösung des Streuer-Detektors und verschiedene Steuergrößen, die die Ausgabe des Programms beeinflussen. Zunächst wird mit Hilfe der totalen  $(n,d)$ -,  $(n,^{12}\text{C})$ -Wirkungsquerschnitte, der Teilchendichten im Streuer und eines Zufallszahlengenerators (ZUF) ein erster Reaktionsort bestimmt. Liegt dieser Ort innerhalb des Streuers, wird mit Hilfe des Zufallszahlengenerators, der Teilchendichten und der totalen Wirkungsquerschnitte zwischen  $^{12}\text{C}$ - und d-Streuung unterschieden. Im Falle eines Kohlenstoffereignisses werden auf analoge Weise die Reaktionen aussortiert, bei denen kein Neutron im Ausgangskanal vorhanden ist. Im Falle einer Deuteronenstreuung wird zwischen elastischer Streuung und dem Aufbruch unterschieden, bei dem nur ein Neutron weiter verfolgt wird. Nach dem Würfeln des Reaktionswinkels, wobei der differentielle Wirkungsquerschnitt der ausgelosten Reaktion als Wichtung dient, werden die Teilchenenergien im Ausgangskanal und die Lichtausbeuten der geladenen Rückstoßteilchen berechnet. Wie zu Beginn des Programms wird nun für das Ausgangsneutron ein neuer Reaktionsort bestimmt. Liegt dieser Ort innerhalb des Streuers, und wird das Neutron schon zum sechsten mal gestreut, so wird dieses Neutron verworfen. Ist die Anzahl der Streuungen kleiner als 6, wird wieder bei der Auslösung des neuen Reaktionstyps fortgefahren. Liegt aber der Reaktionsort außerhalb des Streuers, d.h. das Neutron hat diesen ohne weitere Reaktion verlassen, wird überprüft, ob dieses Neutron einen der acht Seitendetektoren trifft. Solche Neutronen, die nur eine Streuung am Kohlenstoff erlitten haben, werden verworfen, da sie durch ihre "falsche" Energie und die geringe Lichtausbeute im Streuer leicht gegen einfach am Deuterium gestreute Neutronen zu diskriminieren sind.

Trifft das gestreute Neutron keinen Seitendetektor, wird ein neuer Monte-Carlo-Lauf begonnen. Jedes Neutron, das einen

Seitendetektor erreicht, wird von diesem auch nachgewiesen, d.h. er erhält ein Ansprechvermögen von 100%. Diese unphysikalische Annahme beeinflusst das gewünschte Ergebnis nicht und bewirkt eine erhebliche Ersparnis an Computerzeit. Nach der Berechnung der Rückstoßenergie im Streuer und der Flugzeit der gestreuten Neutronen wird das Ereignis je nach der Anzahl der Streuungen in die Einfach- oder Mehrfachstrematrix einsortiert. Außerdem werden verschiedene Kontrollregister aufgebaut und der wahre Streuwinkel abgespeichert. Dieses Verfahren wird solange wiederholt, bis die gewünschte Anzahl der zu verfolgenden Primärneutronen erreicht ist.

Nach der Monte-Carlo-Rechnung wird in jeder Einfachstrematrix der Peakbereich der elastischen (n,d)-Streuung ermittelt und integriert ( $I_S$ ). Das Integral ( $I_M$ ) im gleichen Bereich der entsprechenden Mehrfachstrematrix wird bestimmt und liefert nach der Beziehung  $I_M/(I_S+I_M)$  den relativen Mehrfachstreuntergrund.

An der Großrechneranlage IBM 3033 benötigt das Programm MSCAT für die Verfolgung von 200 000 Neutronen einer bestimmten Einschußenergie ca. 120 min reine Rechenzeit. Damit ist der statistische Fehler des berechneten Mehrfachstreuntergrundes kleiner als 5%. Im Minimum der Winkelverteilung der elastischen (n,d)-Streuung hat diese Unsicherheit in der Untergrundbestimmung einen Fehler von weniger als 1% im Wirkungsquerschnitt zur Folge. Außerhalb des Minimums sinkt diese Unsicherheit unter 0,1%.

### 7.3 Die Meßergebnisse in Tabellenform

Für jede Neutronenenergie  $E_n$  sind die Streuwinkel im c.m.-System  $\theta_{cm}$  in Grad, die dazugehörigen differentiellen Wirkungsquerschnitte  $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_{cm})$  in mb/sr und deren Unsicherheit in mb/sr aufgelistet. Die letzte Tabelle enthält die durch Anpassung erhaltenen Koeffizienten  $A_j$  der Legendre-Funktionen in Abhängigkeit von der Neutronenenergie  $E_n$ , sowie das jeweilige  $\chi^2$  aus der Anpassung.

$\theta_{cm}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_{cm})$	$\Delta \frac{d\sigma}{d\Omega}$	$\theta_{cm}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_{cm})$	$\Delta \frac{d\sigma}{d\Omega}$
$E_n = 2.5 \text{ MeV}$			$E_n = 3.0 \text{ MeV}$		
65.75	160.92	4.51	65.75	159.94	4.48
85.71	126.36	3.54	85.71	120.99	3.39
103.94	107.84	3.13	103.94	90.69	2.72
109.56	113.88	3.19	109.56	93.20	2.61
120.06	150.81	3.62	120.06	117.21	3.05
129.56	203.83	5.30	129.56	166.53	4.16
142.00	284.91	9.12	142.00	237.06	5.64
			152.57	312.44	17.18
			179.00	462.66	30.54
$E_n = 3.5 \text{ MeV}$			$E_n = 4.0 \text{ MeV}$		
65.75	159.25	4.46	65.75	153.04	4.44
85.71	114.15	3.31	85.71	109.78	3.29
103.94	77.61	2.56	103.94	69.73	2.51
109.56	77.98	2.26	109.56	73.26	2.20
120.06	103.26	2.68	120.06	91.01	2.55
129.56	139.69	3.63	129.56	126.52	3.29
142.00	198.96	5.57	142.00	181.39	5.08
152.57	266.23	9.05	152.57	241.16	7.48
179.00	401.36	20.47	161.70	301.46	17.79
			179.00	349.20	15.36

$\Theta_{cm}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\Theta_{cm})$	$\Delta \frac{d\sigma}{d\Omega}$	$\Theta_{cm}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\Theta_{cm})$	$\Delta \frac{d\sigma}{d\Omega}$
$E_n = 4.5 \text{ MeV}$			$E_n = 5 \text{ MeV}$		
65.75	145.46	4.07	65.75	141.08	4.09
85.71	105.68	3.28	85.71	99.57	3.39
103.94	61.51	2.46	103.94	55.36	2.38
109.56	63.32	2.03	109.56	55.07	1.38
120.06	78.65	2.28	120.06	64.83	1.62
129.56	106.69	2.99	129.56	90.71	2.18
142.00	161.91	4.53	142.00	143.47	3.30
152.57	220.38	6.39	152.57	204.28	4.70
161.70	271.36	14.65	161.70	253.60	7.35
169.87	304.84	21.03	169.87	279.64	8.11
179.00	320.72	10.26	174.99	295.60	8.28
			179.00	301.54	10.55

$E_n = 6 \text{ MeV}$			$E_n = 7 \text{ MeV}$		
65.75	134.71	3.64	44.51	155.74	3.58
85.71	86.08	2.58	65.75	122.90	3.20
103.94	48.53	1.80	85.71	74.52	2.16
109.56	44.78	1.07	103.94	39.81	1.55
120.06	47.20	1.18	109.56	35.90	1.01
129.56	65.59	1.57	120.06	34.95	0.91
142.00	111.39	2.56	129.56	48.60	1.21
152.57	171.34	3.94	142.00	88.92	2.05
161.70	207.04	5.18	152.57	142.80	3.28
169.87	238.36	5.48	161.70	189.01	4.35
174.99	255.78	7.16	169.87	215.69	4.96
179.00	271.05	9.76	174.99	230.80	6.46
			179.00	246.01	6.40

$E_n = 8 \text{ MeV}$			$E_n = 9 \text{ MeV}$		
44.51	143.00	3.29	44.51	138.44	3.46
65.75	108.13	2.60	65.75	103.28	2.48
85.71	66.93	1.87	85.71	60.00	1.62
103.94	33.68	1.41	103.94	30.97	1.27
109.56	29.06	0.99	109.56	25.75	0.70
120.06	28.59	0.80	120.06	24.07	0.67
129.56	36.86	1.03	129.56	29.92	0.61
142.00	76.89	1.92	142.00	60.71	1.58
152.57	122.79	2.82	152.57	103.70	2.38
161.70	167.80	3.86	161.70	141.59	3.26
169.87	206.61	4.75	169.87	191.02	4.58
174.99	221.47	6.20	174.99	211.30	5.71
179.00	235.30	7.29	179.00	215.20	6.03

$\Theta_{\text{cm}}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\Theta_{\text{cm}})$	$\Delta \frac{d\sigma}{d\Omega}$	$\Theta_{\text{cm}}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\Theta_{\text{cm}})$	$\Delta \frac{d\sigma}{d\Omega}$
$E_n = 10.25 \text{ MeV}$			$E_n = 12 \text{ MeV}$		
44.51	129.65	2.98	44.51	118.49	2.73
65.75	92.93	2.14	65.75	85.44	1.97
85.71	56.16	1.29	85.71	46.08	1.01
98.08	35.62	1.07	98.08	30.29	0.76
103.94	27.50	1.02	103.94	23.14	0.79
109.56	21.00	0.67	109.56	17.33	0.55
120.06	17.81	0.48	120.06	13.40	0.35
129.56	23.55	0.61	129.56	16.19	0.44
142.00	49.51	1.14	142.00	37.29	0.86
152.57	92.03	2.02	152.57	76.76	1.69
161.70	132.81	3.05	161.70	112.55	3.15
169.87	172.00	3.96	169.87	145.53	3.20
174.99	185.23	4.82	174.99	161.94	4.05
179.00	192.90	5.59	179.00	174.92	4.90

$\Theta_{\text{cm}}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\Theta_{\text{cm}})$	$\Delta \frac{d\sigma}{d\Omega}$	$\Theta_{\text{cm}}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\Theta_{\text{cm}})$	$\Delta \frac{d\sigma}{d\Omega}$
$E_n = 14 \text{ MeV}$			$E_n = 16 \text{ MeV}$		
44.51	103.99	2.39	44.51	95.17	2.19
65.75	72.23	1.66	65.75	63.73	1.47
85.71	38.60	0.85	85.71	31.79	0.70
98.08	22.27	0.53	98.08	19.15	0.46
109.56	11.90	0.32	109.56	11.28	0.32
120.06	8.56	0.23	120.06	7.39	0.24
129.56	11.81	0.32	129.56	8.10	0.21
142.00	28.37	0.65	142.00	21.53	0.56
152.57	61.34	1.35	152.57	47.53	1.09
161.70	92.73	2.04	161.70	77.62	1.79
169.87	126.40	3.16	169.87	107.57	2.90
174.99	141.58	3.68	174.99	120.58	3.14
179.00	152.17	4.57	179.00	130.75	3.27

$\Theta_{\text{cm}}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\Theta_{\text{cm}})$	$\Delta \frac{d\sigma}{d\Omega}$	$\Theta_{\text{cm}}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\Theta_{\text{cm}})$	$\Delta \frac{d\sigma}{d\Omega}$
$E_n = 18 \text{ MeV}$			$E_n = 20 \text{ MeV}$		
44.51	84.00	1.93	44.51	77.44	1.86
65.75	54.59	1.26	65.75	47.93	1.10
85.71	26.63	0.61	85.71	22.42	0.52
98.08	16.23	0.41	98.08	13.18	0.34
109.56	8.77	0.25	109.56	7.10	0.23
120.06	5.50	0.19	120.06	4.10	0.16
129.56	5.80	0.58	129.56	4.20	0.42
142.00	16.34	0.60	142.00	12.90	0.45
152.57	38.57	1.08	152.57	31.22	0.91
161.70	64.93	1.49	161.70	53.40	1.44
169.87	90.82	2.63	169.87	77.49	2.63
174.99	103.17	2.79	174.99	86.86	2.61
179.00	110.73	3.10	179.00	94.84	3.32

$\theta_{cm}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_{cm})$	$\Delta \frac{d\sigma}{d\Omega}$	$\theta_{cm}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_{cm})$	$\Delta \frac{d\sigma}{d\Omega}$
$E_n = 22.5 \text{ MeV}$			$E_n = 25 \text{ MeV}$		
44.51	67.72	1.56	44.51	63.96	1.73
65.75	41.05	0.99	65.75	35.56	0.96
85.71	19.15	0.44	85.71	15.19	0.43
98.08	10.27	0.29	98.08	7.54	0.49
109.56	5.51	0.18	109.56	3.62	0.16
120.06	2.92	0.20	120.06	2.01	0.12
129.56	2.80	0.28	129.56	1.82	0.18
142.00	9.64	0.40	152.57	17.92	0.73
152.57	22.52	0.72	161.70	34.16	1.33
161.70	42.08	1.22	169.87	52.78	2.90
169.87	63.16	2.34	174.99	62.79	2.76
174.99	72.68	2.33	179.00	71.17	2.42
179.00	75.63	2.57			

$\theta_{cm}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_{cm})$	$\Delta \frac{d\sigma}{d\Omega}$	$\theta_{cm}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_{cm})$	$\Delta \frac{d\sigma}{d\Omega}$
$E_n = 27.5 \text{ MeV}$			$E_n = 30 \text{ MeV}$		
44.51	60.66	1.70	44.51	52.08	1.51
65.75	32.35	1.26	65.75	26.41	1.08
85.71	12.75	0.78	85.71	10.78	0.81
98.08	6.13	0.59	98.08	5.13	0.61
109.56	2.83	0.32	109.56	2.40	0.28
120.06	1.43	0.21	120.06	1.18	0.18
129.56	1.23	0.19	129.56	0.98	0.15
152.57	14.40	0.96	152.57	12.28	0.93
161.70	27.10	1.38	161.70	24.73	1.56
169.87	44.70	3.58	169.87	36.36	3.27
174.99	53.53	3.32	174.99	44.87	3.28
179.00	61.74	3.33			

$E_n/\text{MeV}$	$A_0$	$A_1$	$A_2$	$A_3$	$A_4$	$A_5$	$A_6$	$A_7$	$A_8$	$\chi^2$
2.50	188.97	-46.10	163.92	-83.05	24.65	0.0	0.0	0.0	0.0	1.95
3.00	171.01	-17.50	144.48	-85.09	26.10	0.0	0.0	0.0	0.0	1.52
3.50	157.95	8.04	128.60	-78.64	14.31	0.0	0.0	0.0	0.0	2.46
4.00	148.22	15.68	118.16	-74.18	12.32	0.0	0.0	0.0	0.0	1.73
4.50	137.13	21.90	109.50	-72.49	17.45	0.0	0.0	0.0	0.0	1.63
5.00	128.00	28.52	103.17	-71.45	21.53	0.0	0.0	0.0	0.0	1.04
6.00	115.23	46.51	94.51	-65.83	18.54	-9.22	0.0	0.0	0.0	0.91
7.00	99.82	46.12	85.18	-59.75	23.68	-11.45	0.0	0.0	0.0	1.82
8.00	89.15	45.72	80.74	-54.10	25.14	-14.44	0.0	0.0	0.0	4.06
9.00	81.84	50.94	73.06	-49.96	24.73	-13.94	9.51	-6.12	0.0	3.39
10.25	74.66	51.44	68.72	-43.94	26.56	-14.60	4.32	-7.49	0.0	0.66
12.00	55.17	50.32	60.91	-40.10	21.68	-15.62	7.88	-3.86	0.0	2.45
14.00	55.24	48.17	56.43	-32.06	20.43	-13.08	5.71	-7.18	0.0	3.55
16.00	48.32	45.89	50.19	-26.13	16.23	-14.69	6.80	-5.16	0.0	4.30
18.00	41.58	42.57	44.91	-20.56	14.77	-13.34	5.63	-5.10	0.0	4.21
20.00	36.82	41.04	41.85	-15.72	12.12	-12.15	4.54	-4.33	0.0	4.41
22.50	31.40	37.70	36.34	-11.55	10.16	-9.49	3.87	-4.66	0.0	6.59
25.00	26.59	33.93	30.52	-12.90	4.59	-12.13	6.51	-1.67	4.96	4.04
27.50	23.81	32.47	27.58	-11.40	1.33	-12.11	5.47	-0.99	5.03	3.54
30.00	20.98	29.76	27.15	-5.54	3.93	-8.85	3.17	-1.94	2.54	0.55

## 8. LITERATURVERZEICHNIS

- /ALL53/ J.C.Allred et al., Phys.Rev. 91 (1953) 90
- /AMT77/ L.Amtén, Dissertation, Universität Uppsala (1977)
- /BEN76/ J.J.Benayoun et al., Phys.Rev.Lett. 36 (1976) 1438
- /BEN79/ H.Bente, Diplomarbeit, Kernforschungszentrum Karlsruhe (1979)
- /BON69/ B.E.Bonner et al., Nucl.Phys. A128 (1969) 183
- /BR075/ J.E.Brock et al., 4.ISPPNR (1975) 473 <sup>+</sup>
- /CHI80/ A.Chisholm et al., "Proceedings of the 9.International Conference on the Few Body Problem", Eugene, Oregon, USA (1980)
- /CIE68/ S.Cierjacks et al., Rev.of Sci.Instr. 39 (1968) 1279
- /DOL72/ P.Doleschall, Phys.Lett. B40 (1972) 443
- /DOL73/ P.Doleschall, Nucl.Phys. A201 (1973) 264
- /DOL82/ P.Doleschall, private Mitteilung
- /ELW62/ A.J.Elwyn, Phys.Rev. 128 (1962) 779
- /ERK74/ K.Erkelenz et al., Phys.Lett. 49B (1974) 209
- /FAB78/ M.Fabre de la Ripelle, Fizika 4 (1972) 1
- /FIS77/ R.Fischer et al., Nucl.Phys. A282 (1977) 189
- /FLE80/ J.Fleischer et al., Phys.Rev. D21 (1980) 87
- /GRU80/ W.Grüebler, "Proceedings of the 9.International Conference on the Few Body Problem", Eugene, Oregon, USA (1980)
- /GUL79/ K.Gul et al., "Proceedings of the International Conference on Nuclear Cross Sections for Technology", University of Tennessee, Knoxville, USA (1979)
- /HAE82/ B.Haesner, Dissertation, Kernforschungszentrum Karlsruhe (1982)

<sup>+</sup>4th International Symposium on Polarization Phenomena in Nuclear Reactions, Zürich 1975

- /HIN81/ F.Hinterberger et al., Nucl.Phys. A352 (1981) 93
- /HOL75/ K.Holinde et al., Nucl.Phys. A247 (1975) 495
- /HOP69/ J.C.Hopkins, "Proceedings of the Symposium on Few Body Problems, Light Nuclei and Nuclear Interactions", Brela, Jugoslawien (1967)
- /HOP71/ J.C.Hopkins und G.Breit, Nucl.Data Tables A9 (1971) 137
- /HOR66/ A.Horsley, Nucl.Data Tables A4 (1966) 321
- /KAN76/ G.Kanisch, Diplomarbeit, Universität Hamburg (1976)
- /KOI78/ Y.Koike et al., Prog.Theor.Phys. 59 (1978) 87
- /MAC69/ M.H.Mac Gregor et al., Phys.Rev. 182 (1969) 1714
- /MON77/ T.C.Montgomery et al., Phys.Rev. C16 (1977) 499
- /MOR74/ C.L.Morris et al., Phys.Rev. C9 (1974) 1687
- /PIE72/ S.C.Pieper, Nucl.Phys. A193 (1972) 529
- /PIE73/ S.C.Pieper, Phys.Rev. C8 (1973) 1702
- /PRE76/ M.Preiswerk et al., Nucl.Phys. A263 (1976) 276
- /REI68/ R.V.Reid, Ann.Phys. 50 (1968) 411
- /SAU80/ P.U.Sauer, "Proceedings of the 9.International Conference on the Few Body Problem", Eugene, Oregon, USA (1980)
- /SCH81/ P.Schwarz et al., unveröffentlicher Bericht 1981
- /SCH82/ P.Schwarz et al., unveröffentlicher Bericht 1981
- /SEA54/ J.D.Seagrave, Phys.Rev. 97 (1954) 757
- /SEA57/ J.D.Seagrave et al., Phys.Rev. 105 (1957) 1816
- /SEA68/ R.E.Seamon et al., Phys.Rev. 165 (1968) 1579
- /SEA72/ J.D.Seagrave et al., Ann.of Phys. 74 (1972) 250

- /SIT71/ A.G.Sitenko, "Lectures in Scattering Theory",  
(1971)
- /STA76/ R.van Staa et al., NIM 136 (1976) 241
- /STN75/ M.Steinbock et al., 4.ISPPNR (1975) 471 <sup>+</sup>
- /STO78/ C.Stolk et al., Nucl.Phys. A295 (1978) 384
- /SZI74/ E.W.Schmid und H.Ziegelmann, "The Quantum  
Mechanical 3-Body-Problem", (1974) Braunschweig
- /TJ080/ J.A.Tjon, "Proceedings of the 9.International  
Conference on the Few Body Problem", Eugene,  
Oregon, USA, (1980)

<sup>+</sup>4th International Symposium on Polarization Phenomena  
in Nuclear Reactions, Zürich 1975