

**Zeitschrift:** Helvetica Physica Acta  
**Band:** 37 (1964)  
**Heft:** IV-V

**Artikel:** Messung der differentiellen Streuquerschnitte von  $^{18}\text{O}$  für Neutronen im Energiebereich 2,9-4,1 MeV  
**Autor:** Extermann, P. / Baumgartner, E. / Huber, P.  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-113498>

#### Nutzungsbedingungen

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

#### Conditions d'utilisation

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

#### Terms of use

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

**Download PDF:** 18.01.2026

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

# Messung der differentiellen Streuquerschnitte von $^{18}\text{O}$ für Neutronen im Energiebereich 2,9–4,1 MeV

von P. Extermann, E. Baumgartner und P. Huber

Physikalisches Institut der Universität Basel

(29. V. 64)

*Summary.* We have measured the neutron differential cross-sections of  $^{18}\text{O}$  detecting the recoils in an ionization chamber. The neutrons produced by the  $d-d$  reaction were monitored by a calibrated Hornyak scintillator. Some of the recoil spectra show a superposition of elastic and inelastic scattering due to the ( $2^+$ , 1.98 MeV) level of  $^{18}\text{O}$ . At 3.4 MeV an inelastic cross-section of  $0.9 \pm 0.2$  b is observed. The nuclear optical model with the parameter of PEREY and BUCK gives a reasonable fit for the 4 MeV data.

## 1. Einleitung

Die Streuung schneller Neutronen an  $^{18}\text{O}$  erlaubt, die Struktur des Zwischenkerns  $^{19}\text{O}$  zu untersuchen. Den totalen Streuquerschnitt des  $^{18}\text{O}$  für Neutronen haben SCHELLENBERG et al.<sup>1)</sup> im Energiebereich von 2,82–4,17 MeV gemessen. Neuerdings haben SALISBURY et al.<sup>2)</sup> diese Messung in einem grösseren Energieintervall wiederholt. Die Resultate für die Resonanzenergien sind in Tabelle 1 verglichen. In der dritten Kolonne sind die Resonanzen eingetragen, die YAGI et al.<sup>3)</sup> durch Analyse der  $^{18}\text{O}(d, p)^{19}\text{O}$ -Reaktion festgestellt haben.

Tabelle 1

Resonanzenergien  $E^*$  (in MeV) des  $^{19}\text{O}$ .  $E_n$  ist die entsprechende Neutronenenergie im Laborsystem für die Bildung dieser Zustände aus  $^{18}\text{O} + n$ .

SCHELLENBERG <sup>1)</sup>		SALISBURY <sup>2)</sup>		YAGI <sup>3)</sup>
$E_n$	$E^*$	$E_n$	$E^*$	$E^*$
3,05	6,84	2,99	2,58	6,39
				6,480 6,560
3,20	6,98	3,34	6,78	6,899
				6,997
3,50	7,27	3,47	7,11	7,117
			7,24	7,248
4,00	7,74	3,80	7,55	

Die Resonanzenergien hängen von den Annahmen ab, die man der Analyse des totalen Querschnittes zugrunde legt. Die in Tabelle 1 auftretenden Unterschiede können sowohl aus experimentellen Ungenauigkeiten als auch aus der Interpretation entstehen. Die Bestimmung der anderen Resonanzparameter (Drehimpuls, Parität, reduzierte Breite) erfordert die Kenntnis des differentiellen Streuquerschnittes und wenn möglich des Polarisationsvermögens.

In der vorliegenden Arbeit wird der differentielle Streuquerschnitt absolut gemessen. Es zeigt sich, dass die inelastische Streuung einen wesentlichen Beitrag liefert. Bei den höheren Energien werden die Messresultate mit den aus dem optischen Modell berechneten Querschnitten verglichen.

## 2. Messmethode

Die differentiellen Wirkungsquerschnitte werden mit Hilfe der Gasrückstossmethode gemessen. Das in einer Ionisationskammer enthaltene  $^{18}\text{O}_2$ -Gas wirkt gleichzeitig als Streukörper und als Detektor.

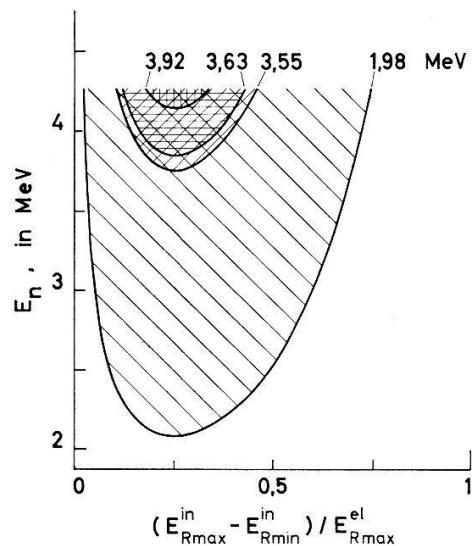
Die Laborrückstossenergie  $E_R^{el}$  des Kerns nach einer elastischen Streuung ist

$$E_R^{el} = E_n \frac{2mM}{(m+M)^2} (1 - \cos \theta) = E_{Rmax}^{el} \frac{1 - \cos \theta}{2} , \quad (1a)$$

wobei  $m$  und  $M$  die Massen des Neutrons und des Kerns sind und  $E_n$  die Energie des einfallenden Neutrons im Laborsystem.  $\theta$  ist der Winkel des gestreuten Neutrons im Schwerpunktsystem.

Im Falle der inelastischen Streuung variiert die Laborrückstossenergie  $E_R^{in}$  zwischen zwei Grenzen,  $E_{Rmin}^{in}$  und  $E_{Rmax}^{in}$ , die einen Energiebereich

$$E_{Rmax}^{in} - E_{Rmin}^{in} = E_{Rmax}^{el} \sqrt{1 - \frac{m+M}{M} \frac{E_i^*}{E_n}} \quad (1b)$$



Figur 1

Die schraffierten Flächen stellen den relativen Bereich dar, in dem die Rückstossenergie der angeregten  $^{18}\text{O}$ -Kerne liegen kann. Die Energie der einfallenden Neutronen ist als Ordinate aufgetragen. Die Anregungsenergien der vier ersten Niveaus des  $^{18}\text{O}$  sind oben angegeben<sup>4).</sup>

festlegen, wobei  $E_i^*$  die Anregungsenergie des  $i$ -ten Niveaus im Restkern ist. Für die vier ersten Niveaux des  $^{18}\text{O}$  ist dieser Bereich als Funktion von  $E_n$  in Figur 1 aufgetragen.

Für monoenergetische Neutronen ist der differentielle elastische oder inelastische Streuquerschnitt  $\sigma(\theta)$  im Schwerpunktsystem proportional zu dem im Laborsystem gemessenen Rückstoßspektrum  $f(E_R)$ . Dies wird durch die Beziehungen<sup>5)6)7)</sup>

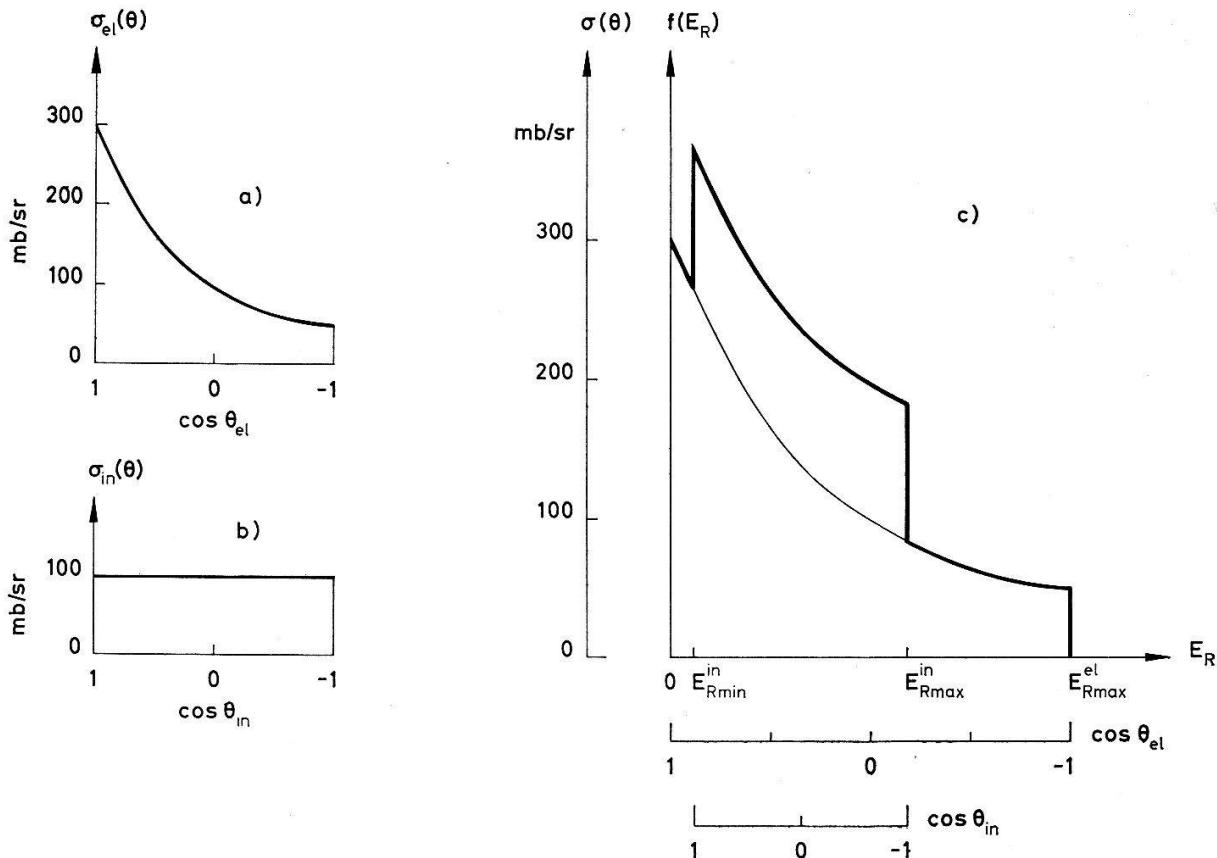
$$\sigma_{el}(\theta) = \frac{1}{4\pi n I_k} E_{Rmax}^{el} f_{el}(E_R) , \quad (2a)$$

$$\sigma_{in}(\theta) = \frac{1}{4\pi n I_k} (E_{Rmax}^{in} - E_{Rmin}^{in}) f_{in}(E_R) \quad (2b)$$

wiedergegeben, wobei  $n$  die Anzahl der Kerne im Registriervolumen der Kammer,  $I_k$  der zeitlich integrierte Neutronenfluss am Ort der Kammer und  $f(E_R)$  die Energieverteilung der Rückstöße im Laborsystem sind.

Um diese zwei Wirkungsquerschnitte unabhängig voneinander zu messen, benötigt man eine  $(n, \gamma)$ -Koinzidenzanordnung oder ein Neutronenspektrometer zum Nachweis der gestreuten Neutronen. Mit einer Ionisationskammer allein ist die Diskriminierung zwischen elastischen und inelastischen Rückstößen unmöglich.

Falls inelastische Streuung vorhanden ist, besteht also das registrierte Rückstoßspektrum aus einer Überlagerung von  $f_{el}(E_R)$  und  $f_{in}(E_R)$ , wie in Figur 2 an einem



Figur 2

Überlagerung elastischer und inelastischer Streuprozesse. a) und b) zeigen die angenommenen Streuquerschnitte, c) das resultierende Rückstoßspektrum.

einfachen Beispiel gezeigt ist. Die mit den differentiellen Streuquerschnitten 2a) und 2b) verbundenen Rückstoßspektren bilden zusammen die Energieverteilung 2c). In 2c) gilt dieselbe Skala der Ordinate in mb/sr sowohl für den elastischen wie für den inelastischen Anteil. Bei diesem Beispiel haben wir das Rauschen des Detektors vernachlässigt.

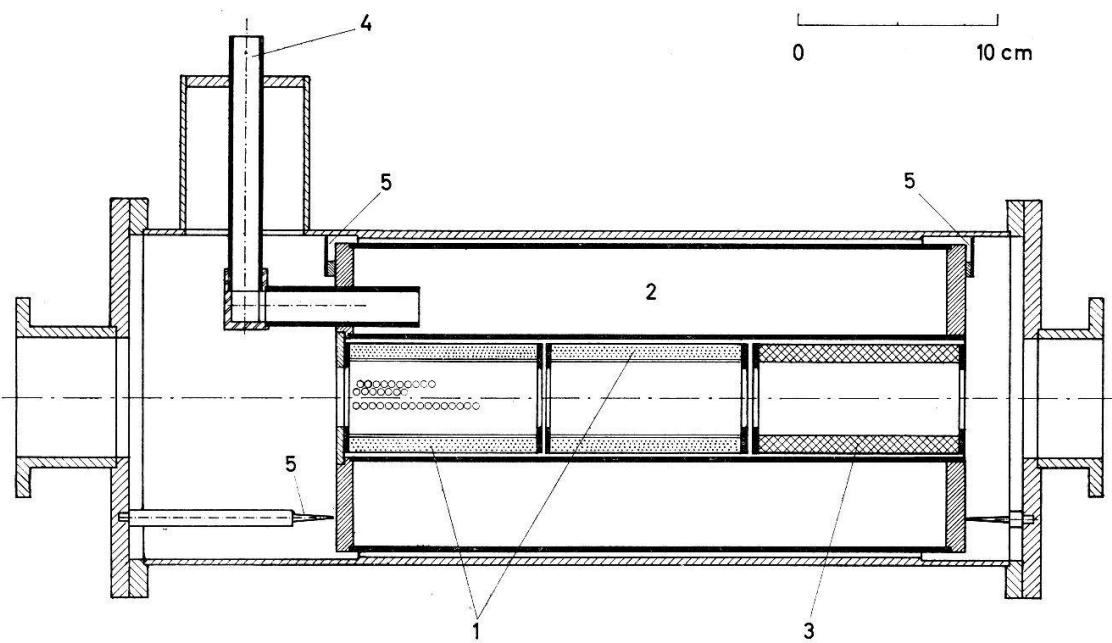
Die gemessene Verteilung  $f(E_R)$  wird gemäss Formel 2a) in mb/sr geeicht. Dies erfordert die Kenntnis des Neutronenflusses und der Anzahl Kerne im Registriervolumen. Die Impulshöhe, die der Rückstossenergie  $E_{Rmax}^{el}$  entspricht, wird aus dem Spektrum entnommen.

Die Gasrückstossmethode beruht auf der Annahme, die registrierte Ladung sei proportional zur kinetischen Energie des Rückstosskerns. Damit wird angenommen, dass gewisse Bedingungen<sup>7)</sup> erfüllt sind, die im Abschnitt 4 erörtert werden.

### 3. Experimentelle Anordnung

#### 3.1. Neutronenquelle

Als Neutronenquelle dient die D( $d, n$ )<sup>3</sup>He-Reaktion. Die Deuteronen werden mit Hilfe eines 1 MV-Kaskadengenerators<sup>8)</sup> beschleunigt. Das Target ist eine dünne aufgedampfte Eisschicht. Die Unterlage, eine gekühlte Stahlscheibe, wird vor jeder Messung sauber geschmirgelt und mit einem Waschmittel geputzt. Die Kondensation von Diffusionspumpenöl auf dem Target wird durch ein gekühltes Molekularfilter im Targetrohr stark reduziert. Dieses Filter besteht aus einem zylinderförmigen, zum



Figur 3

Ölabscheider im Targetrohr.

1. Filterpatronen. Sie bestehen aus 2 koaxialen Messingzylindern, zwischen denen das absorbierende Material (Molecular sieves, type 13 X, size 1/8 pellets, Linde Comp.) enthalten ist. Der innere Zylinder ist gelocht und mit einem feinen Drahtgitter verkleidet.

2. Behälter für flüssige Luft (Inhalt 4,2 Liter: diese Menge reicht für 24 Stunden).

3. Elektrische Heizung (100 W) zur Regeneration des Filters (nach etwa 500 Stunden).

4. Einfüllstutzen für flüssige Luft.

5. Halterungen.

Strahl koaxialen Mantel aus absorbierendem Material. Seine Wirkung haben wir bestimmt, indem wir ein gekühltes AgF-Target einmal ohne und einmal mit Filter bestrahlt haben. Die auf dem Target entstehende Kohlenstoffmenge wurde aus der beobachteten Verschiebung der  $^{19}\text{F}(\rho, \alpha \gamma)$ -Resonanz abgeschätzt. So hat sich ergeben, dass dieses Filter die Targetverschmutzung mindestens um einen Faktor 10 reduziert.

Die mittlere Targetdicke folgt aus dem Verhältnis der Stossraten im Neutronenmonitor und im Stromintegrator und wird dauernd kontrolliert. Der Vergleich mit der Ausbeute eines dicken Eistargets liefert einen mittleren Wert von 40 keV. Um die Lebensdauer und die Reproduzierbarkeit solcher Targets zu untersuchen, haben wir eine  $^{16}\text{O}(n, n)$ -Verteilung bei  $E_n = 3,30$  MeV aufgenommen, die eine starke Anisotropie zeigt<sup>9)</sup>. Bei einer Strahlleistung von 5 Watt wird nach zwei Stunden die Eisschicht so stark verändert, dass eine zusätzliche Verschmierung der Neutronenenergie in diesem  $^{16}\text{O}$ -Spektrum spürbar wird. Deshalb wird jeweils spätestens nach zwei Stunden das Target entfernt und dann eine neue Eisschicht aufgedampft. Nach der Erfahrung anderer Autoren<sup>1)10)</sup> nehmen wir an, dass mit solchen dünnen Eisschichten die Energieverschmierung der einfallenden Neutronen immer kleiner als 100 keV war.

Die Neutronenenergien haben wir mit Hilfe der Tabellen von FOWLER und BROLEY<sup>12)</sup> bestimmt. Die Hochspannung des Beschleunigers wird mit der  $^{19}\text{F}(\rho, \alpha \gamma)^{16}\text{O}$ -Reaktion<sup>11)</sup> geeicht, und zur Berechnung der mittleren Deuteronenenergie wird die Hälfte der Targetdicke abgezogen.

Die Winkelverteilung der  $d-d$ -Neutronen, die wir für die absolute Messung des Neutronenfluxes benötigen, wird aus der Arbeit von FULLER et al.<sup>13)</sup> entnommen.

### 3.2. Geometrie und Messzyklus

Figur 4 zeigt die geometrische Anordnung der Detektoren. Der absolute Monitor ist möglichst nahe bei der Ionisationskammer, damit die Unsicherheit in den Asymmetriekoeffizienten der  $d-d$ -Reaktion einen kleinen Einfluss hat. Am Material in der Umgebung des Targets, am Boden und an der Luft werden Neutronen gestreut, die in den Detektoren einen Untergrund verursachen. Um diesen Untergrund abzuziehen, haben wir die Kammer, bzw. den absoluten Monitor mit einem 28 cm langen Plexiglaskonus abgeschirmt. Seine Stellung wird, vom Kommandoraum her gesteuert, auf 2 mm genau reproduziert. Während der eigentlichen Messung wird die Abschirmung so weit aus dem Strahl gezogen, dass ihr Einfluss vernachlässigt werden kann. Die Korrekturmessung wird mit einem Targetmonitor (Hornyak) normiert, der in der Normalen zur Ebene von Figur 4 liegt. Seine Stossrate ist unabhängig von der Lage der Abschirmung.

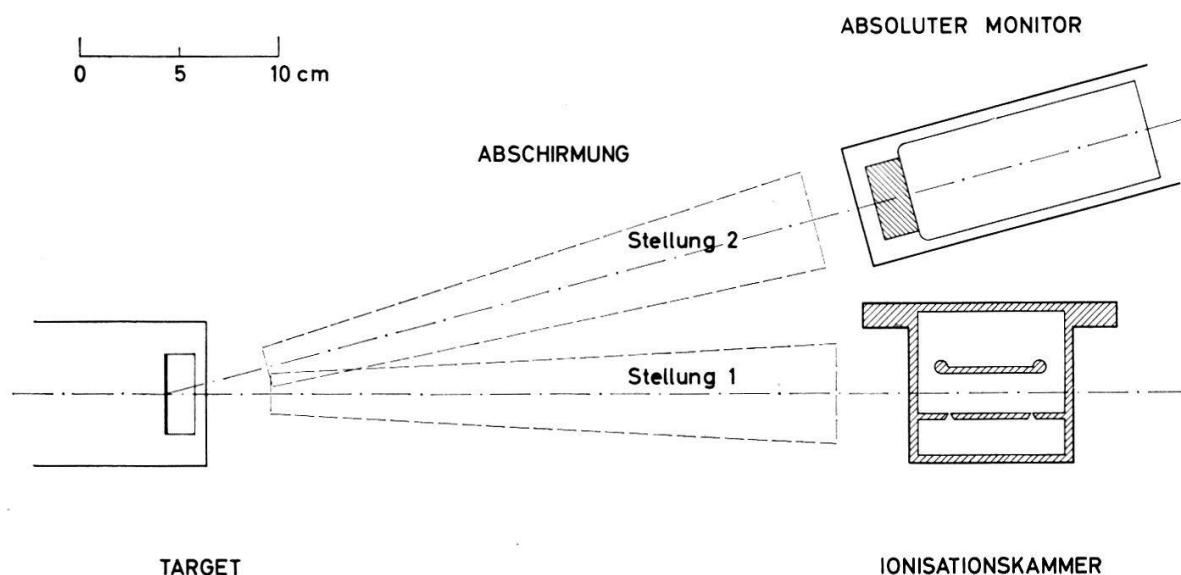
Der Beschleuniger selbst liefert einen Neutronenuntergrund, der durch «Selbsttargets» auf der Targetunterlage, auf den Stabilisierungsblenden und im Ablenkkasten verursacht wird. Mit Hilfe einer Messung ohne Eistarget haben wir diesen Beitrag subtrahiert. Zur Normierung dient dann der Stromintegrator.

Die korrigierte Stosszahl in der Ionisationskammer ergibt sich dann als

$$N_{korr} = N_f^m - \frac{P_f^m}{P_a^m} N_a^m - \frac{L_f^m}{L_f^o} (N_f^o - \frac{P_f^o}{P_a^o} N_a^o) . \quad (3)$$

$N$  ist die Stosszahl in der Ionisationskammer,  $P$  die Stosszahl des Targetmonitors,  $L$  die Stosszahl des Stromintegrators.  $f$  und  $a$  geben an, ob die Kammer frei oder abgeschirmt ist,  $m$  und  $o$ , ob die Messung mit oder ohne Eistarget gemacht ist.

Eine sinngemäss gleiche Relation gilt für den absoluten Monitor. Die Aufnahme eines Rückstoßspektrums geschieht nach folgendem Programm: a) die Ionisationskammer und der Neutronenmonitor werden gleichzeitig bestrahlt; b) die Kammer wird mit dem Plexiglaskonus abgeschirmt (Stellung 1 in Figur 4); c) der absolute Monitor wird abgeschirmt (Stellung 2). Ein solcher Zyklus dauert etwa eine halbe Stunde und wird mit Eistarget 4- bis 6 mal, ohne Eistarget 2- bis 3 mal wiederholt. Für eine Winkelverteilung haben wir mindestens drei Rückstoßspektren aufgenommen und zusammengezählt, so dass die statistischen Fehler mit den systematischen Fehlern (siehe Abschnitt 4) vergleichbar werden.



Figur 4

Anordnung der Detektoren. Die Abschirmung aus Plexiglas dient zur Bestimmung des Untergrundes. Der Targetmonitor steht senkrecht zur Figurenebene.

### 3.3. Neutronenmonitor

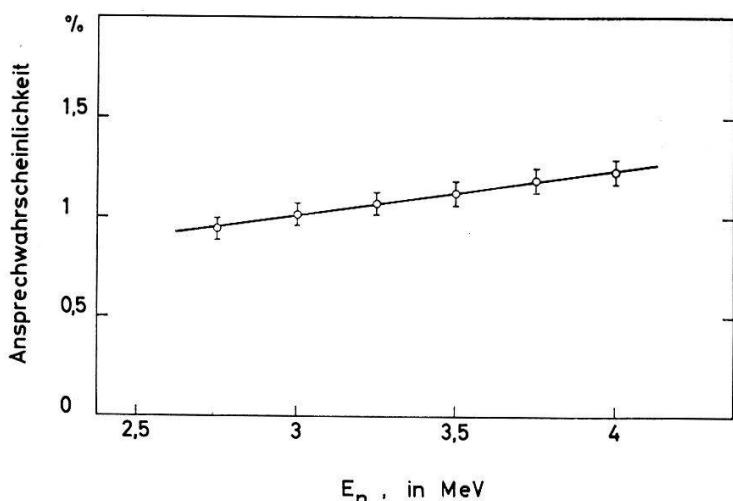
Der absolute Monitor besteht aus einem Hornyak-Szintillator (Fläche  $11,3 \text{ cm}^2$ ) in Verbindung mit einem magnetisch abgeschirmten RCA-6342-Multiplier. Die Stabilität des Ansprechpegels wird mit einer Ra-Be-Quelle von 10 mCurie laufend nachgeprüft. Mit der von SEITZ und HUBER<sup>14)</sup> geeichten Protonenrückstosskammer wird die Ansprechwahrscheinlichkeit bestimmt. Die benutzten Neutron-Proton-Streuquerschnitte sind den 'Neutron Cross Section'<sup>15)</sup> entnommen. Die geometrische Anordnung der Detektoren und das Programm der Messung sind identisch mit den im letzten Abschnitt beschriebenen. Figur 5 zeigt die Eichkurve, deren Messpunkte eine Genauigkeit von 5% aufweisen.

### 3.4. Ionisationskammer

Wir verwenden eine kleine Ionisationskammer ohne Gitter, hergestellt aus Antikorrodal. Das Registriervolumen ist ein Quader von  $41,0 \times 23,0 \times 19,2 \text{ mm}^3$ . Die Neu-

tronen fallen parallel zur längsten Kante und senkrecht zum elektrischen Feld ein. Der Kammerinhalt ist  $285,5 \text{ cm}^3$ .

Das  $^{18}\text{O}_2$ -Gas wird durch Elektrolyse von angereichertem Wasser\*) erhalten und anschliessend mit einer Pumpe in die Kammer gedrückt. Die sehr einfache Pumpe besteht aus einem Glasgefäß, das einen Gummiballon enthält. Durch Evakuierung oder Einlass eines Puffergases in dieses Gefäß wird  $^{18}\text{O}_2$  in den Ballon eingefüllt, bzw. komprimiert. Durch die Wägung der Ionisationskammer ergab sich die Gasmenge zu  $0,977 \pm 0,010 \text{ g}$ , was einem Druck von 2,6 ata entspricht. Die massenspektrographische Analyse einer aus der Kammer entnommenen Gasprobe hat folgende Zusammensetzung\*\*) (in Atomprozent) ergeben: 94,7%  $^{18}\text{O}$ , 4,0%  $^{16}\text{O}$ , 0,7%  $^{14}\text{N}$ , 0,6%  $^{12}\text{C}$ .



Figur 5

Ansprechwahrscheinlichkeit des absoluten Monitors für Neutronen. Bei jedem Messpunkt ist der absolute Fehler angegeben.

### 3.5. Elektronik zur Ionisationskammer

Die im Registriervolumen erzeugten Ionenpaare werden mit einer Feldstärke von 4 kV/cm getrennt und der Strom in einem RC-RC-Verstärker (Eigenfrequenz 230 Hz) integriert. Die entstehenden Impulse von 1 ms Dauer müssen zuerst durch einen Modulator (eine transistorisierte Version desjenigen von BALDINGER und CASALE<sup>16</sup>)) in rechteckige 2  $\mu\text{s}$ -lange Impulse gleicher Höhe umgewandelt werden, damit sie von einem RCL-128-Impulsspektrographen registriert werden können. Die Sperrzeit des Modulators ist zur Berechnung der Zählverluste in einem Integrator aufsummiert. Das Gedächtnis des Impulsspektrographen, in zwei Hälften von je 64 Kanälen aufgeteilt, registriert in der ersten das eigentliche Rückstoßspektrum, in der zweiten die mit abgeschirmter Kammer aufgenommene Korrektur. Ballistische Empfindlichkeit, Linearität, Stabilität und Rauschen der ganzen Registrieranordnung lassen sich durch Eichimpulse auf der Ionisationskammer bestimmen. Die Linearität ist so gut, dass

\*) Das  $D_2^{18}\text{O}$  verdanken wir Herrn Prof. Dr. W. KUHN † und seinem Mitarbeiter Herrn Prof. Dr. M. THÜRKAUF, Basel.

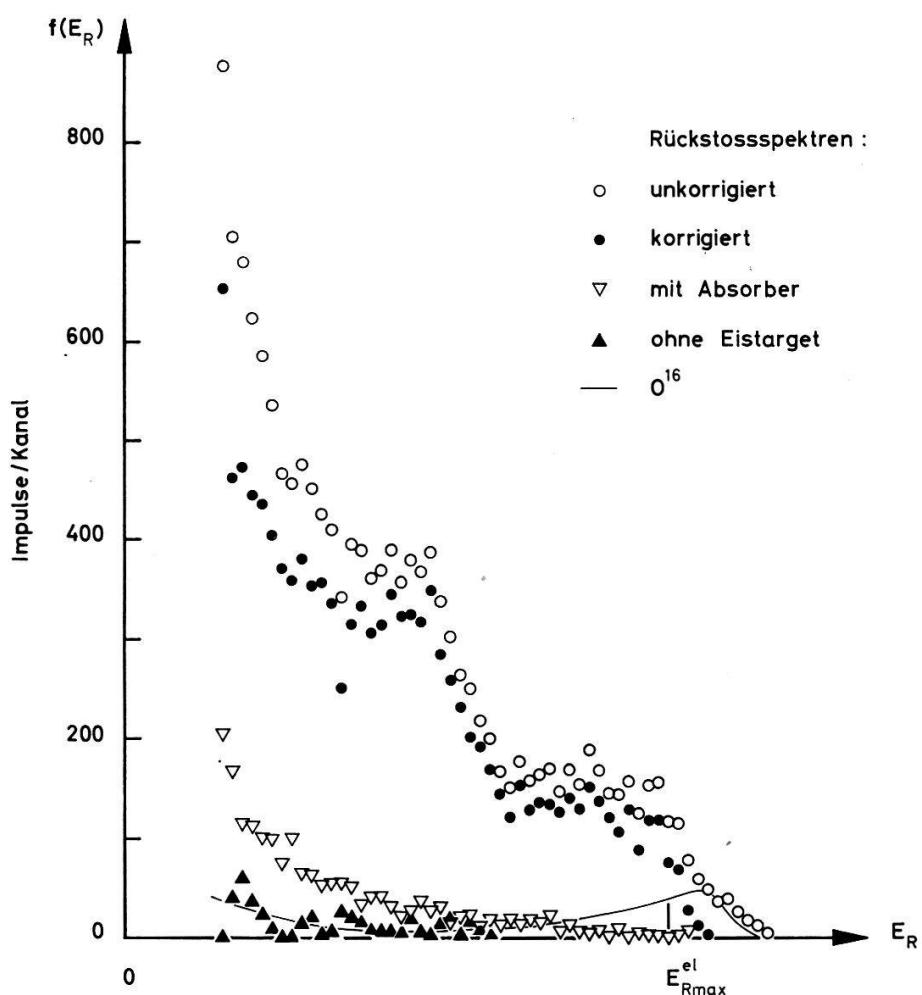
\*\*) Herrn Dr. P. EBERHARDT aus dem physikalischen Institut Bern sei an dieser Stelle für die Ausführung der Analyse herzlich gedankt.

keine Korrektur gemacht werden muss. Die hauptsächlich durch Temperaturschwankungen verursachte Änderung der Verstärkung bleibt kleiner als 2%. Aus der Linienbreite des Eichimpulsspektrums ergibt sich ein Rauschen, das einer Rückstossenergie von 35 keV entspricht.

#### 4. Fehlerquellen und Korrekturen

Die registrierten Energien der  $^{18}\text{O}$ -Rückstöße liegen zwischen 110 und 830 keV. Da noch keine Messung über die Abhängigkeit der Arbeit pro Ionenpaar als Funktion der O-Rückstossenergie in  $\text{O}_2$  vorliegen, haben wir diese Arbeit als energieunabhängig angenommen. FOWLER und JOHNSON<sup>17)</sup> stellten fest, dass die Arbeit für N-Rückstöße in  $\text{N}_2$  bei 100 keV um einige Prozent grösser ist als bei 600 keV\*). Ein ähnliches Resultat gibt SIKKEMA<sup>10)</sup> für Ne.

Nehmen wir dieselbe Grössenordnung der Energieabhängigkeit der Arbeit pro Ionenpaar an, wie sie in diesen Arbeiten erwähnt wird, so gibt dies Anlass zu einer Ungenauigkeit der gemessenen Rückstossenergien von 25 keV.



Figur 6  
Rückstoßspektren bei  $E_n = 3,35 \text{ MeV}$ .

\*) Siehe Anhang S. 519.

Das obere Ende aller  $^{18}\text{O}$ -Spektren weist einen flachen Abfall auf und wird zusätzlich durch die energiereicheren  $^{16}\text{O}$ -Rückstöße gestört und durch das Rauschen der Elektronik verschmiert. Es gibt dann keine scharfe Kante, die  $E_{R\max}^{\text{el}}$  entspricht. Deswegen haben wir in derselben Kammer und unter denselben Bedingungen ein Rückstoßspektrum mit reinem  $^{16}\text{O}$  bei  $E_n = 3,30 \text{ MeV}$  aufgenommen, bei welcher Energie das Rückstoßspektrum einen steilen Abfall besitzt. Bei Annahme derselben Arbeit pro Ionenpaar für  $^{16}\text{O}$  und  $^{18}\text{O}$  ergibt sich so eine bessere Lage von  $E_{R\max}^{\text{el}}$  in den  $^{18}\text{O}$ -Verteilungen.

Das Sättigungsdefizit und das ballistische Defizit, die wir nach der üblichen Methode<sup>18)</sup> bestimmt haben, führen zu einer kleinen, nicht linearen Korrektur der Rückstossenergien. Aus der Unsicherheit aller dieser Korrekturen folgt, dass für jeden Kanal des Impulsspektrographen die  $\cos \theta$ -Anpassung mit einem absoluten Fehler von  $\pm 0,08$  behaftet ist.

Der Neutronenuntergrund wird für jeden Kanal nach Formel (3) abgezogen. Gleichfalls wird der Beitrag der  $^{16}\text{O}$ -Rückstöße subtrahiert. Dafür haben wir die von D. D. PHILLIPS<sup>9)</sup> gemessenen differentiellen Streuquerschnitte von  $^{16}\text{O}$  benutzt. Die relative Unsicherheit der  $^{16}\text{O}$ -Korrektur beträgt 12%. Figur 6 zeigt diese Korrekturen, wobei jeder Anteil auf dieselbe Neutronen- bzw. Deuteronenzahl normiert ist.

Der Einfluss der N- und C-Rückstöße sowie der  $^{16}\text{O}(n, \alpha)^{13}\text{C}$ -Reaktion ist vernachlässigbar. Die Zählverluste der Registrieranordnung sind kleiner als 1,5%. Die Verschmierung der Spektren durch das Rauschen der Elektronik und die Energiebreite der Neutronen (etwa 40 keV) wird nicht korrigiert.

Die benutzte Geometrie (siehe Figur 4) bringt zwei Fehlerquellen mit sich:

1. An den Begrenzungsflächen des Registriervolumens entsteht ein Randeffekt. Mit Hilfe einer Energie-Reichweite-Beziehung<sup>19)</sup> konnte für jede Randfläche eine Bilanz der Ladungsverluste und -gewinne aufgestellt werden. Der in jedem Kanal resultierende Fehler ist kleiner als 3% und wird nicht korrigiert.

2. Das Material der Ionisationskammer gibt Anlass zu einer Störung des Neutronenfluxes. Die Transmission der Kammerwand und die Streueffekte an den Elektroden werden abgeschätzt. Es ergibt sich eine Unsicherheit von etwa 3% bei der absoluten Bestimmung des Neutronenfluxes im Registriervolumen. Die Form der Winkelverteilungen wird unwesentlich beeinflusst.

Die korrigierte Stoßzahl  $N_i$  jedes Kanals wird mit Hilfe der Formel (2a) in Millibarn/Steradian umgerechnet. Bezeichnen wir mit  $C$  die Anzahl der Kanäle zwischen 0 und  $E_{R\max}$ , so ergibt sich

$$\sigma(\theta) = \frac{C}{4 \pi n I_k} N_i . \quad (4)$$

$C$  ist auf 4%,  $n$  auf 2% und  $I_k$  auf 6% genau bekannt. Die Unsicherheit des Proportionalitätsfaktors beträgt 8% und wird mit dem statistischen Fehler  $\Delta N_i$  kombiniert.

## 5. Messergebnisse

Die gemessenen Winkelverteilungen sind in Figur 7 für verschiedene im Labor- system angegebene Neutronenenergien aufgeführt. Die Fehlerstriche stellen die statistischen Fehler dar. Die Messpunkte für  $\cos \theta > 0,6$  und für  $\cos \theta < -0,85$  sind nicht

mitgeteilt: bei kleinen Energien verursacht der Untergrund zu grosse Verzerrungen; in der Nähe der maximalen Rückstossenergie spielen die Verschmierungseffekte eine überwiegende Rolle.

Tabelle 2 enthält die Messresultate. Es werden Mittelwerte über 3 bis 6 Kanäle angegeben mit den entsprechenden absoluten Fehlern. Der totale Querschnitt ist der Arbeit von SCHELLENBERG<sup>1)</sup> entnommen.

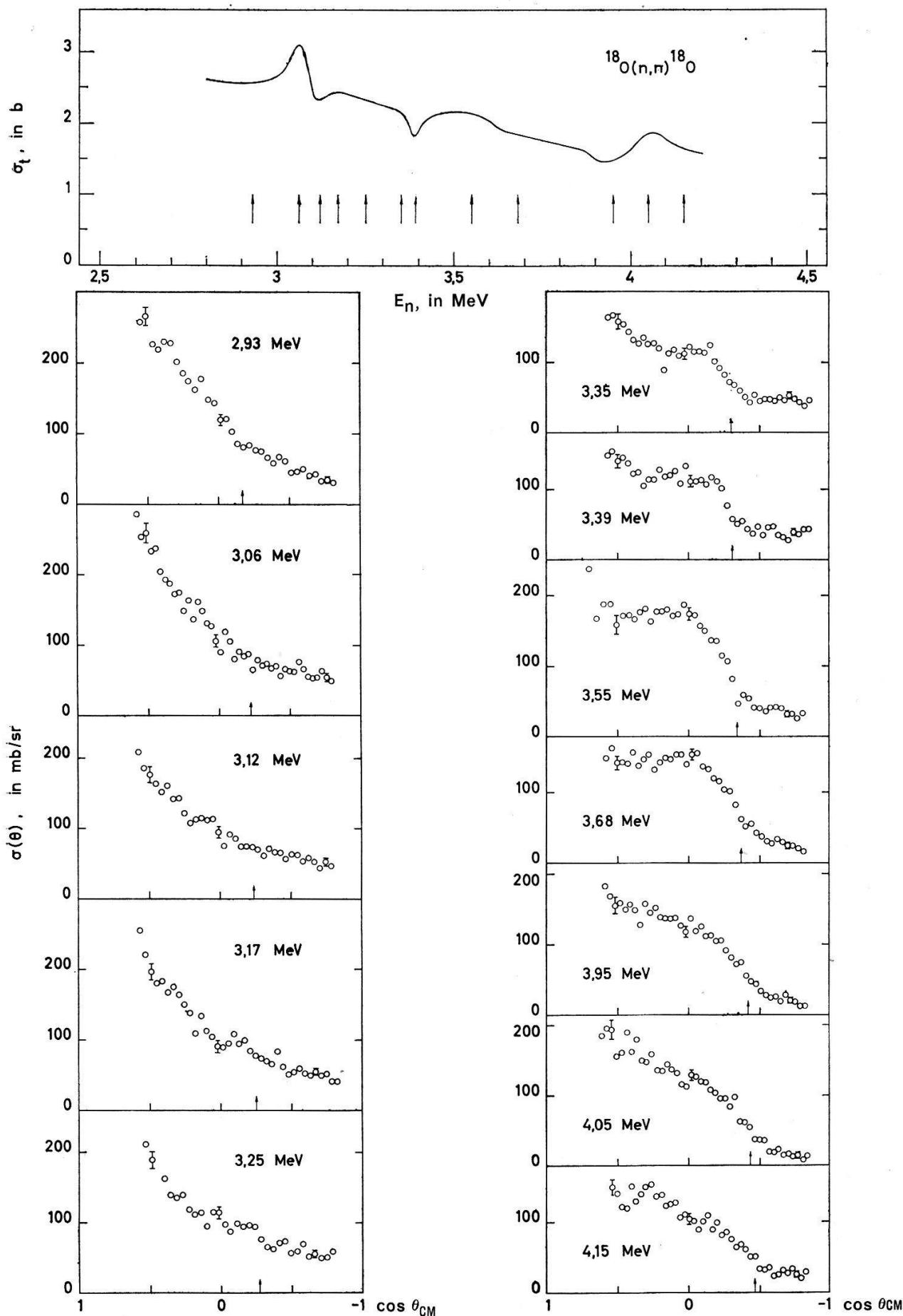
Der Einfluss der inelastischen Streuung lässt sich an der Kante erkennen, die in den Verteilungen zwischen 3,35 und 3,95 MeV besonders ausgeprägt auftritt. Der inelastische Beitrag ist hauptsächlich durch das erste angeregte Niveau ( $2^+, 1,98$  MeV)

Tabelle 2  
 $\sigma(\theta)$  in mb/sr,  $\sigma_t$  in b

$E_n \backslash \cos\theta_{CM}$	2,93 MeV	3,06 MeV	3,12 MeV	3,17 MeV	3,25 MeV	3,35 MeV	3,39 MeV
+ 0,50	$250 \pm 22$	$247 \pm 21$	$180 \pm 16$	$210 \pm 19$	$200 \pm 19$	$160 \pm 14$	$146 \pm 13$
0,30	206 18	174 15	139 13	161 14	138 13	128 12	117 11
0,10	160 14	136 12	112 10	112 10	111 10	109 10	122 11
- 0,10	102 9	95 9	82 8	98 9	95 9	115 10	112 10
0,20	82 8	82 8	76 7	90 8	96 9		110 10
0,30	73 7	74 7	69 7	74 7	79 8	75 7	
0,40	65 6	67 7	65 6	67 6	69 7	55 5	49 5
0,50	55 5	65 6	62 6	61 6	67 7	48 5	42 4
0,60	45 5	63 6	58 6	55 5	60 6	47 5	39 4
0,70	40 4	57 6	52 5	50 5	53 6	46 5	36 4
0,80	34 4	53 5	48 5	46 5	54 6	45 5	37 4
$\sigma_t$	2,55	3,06	2,27	2,45	2,32	2,10	1,86

$E_n \backslash \cos\theta_{CM}$	3,55 MeV	3,68 MeV	3,82 MeV	3,95 MeV	4,05 MeV	4,15 MeV
+ 0,50	$175 \pm 16$	$148 \pm 13$	$159 \pm 14$	$162 \pm 15$	$179 \pm 16$	$140 \pm 13$
0,30	173 13	146 13	154 14	146 13	155 14	143 13
0,10	178 16	148 13	145 13	133 12	130 13	122 11
- 0,10	157 14	140 12	131 11	121 11	118 11	100 9
0,20	135 12					
0,30	85 8	93 8	95 9	88 8	88 8	80 7
0,40	52 5					
0,50	40 4	40 4	41 4	39 4	37 4	45 5
0,60	40 4	31 3	31 3	27 3	25 3	31 3
0,70	34 4	26 3	23 3	22 3	17 2	28 3
0,80	29 3	18 2	18 2	14 2	13 2	30 3
$\sigma_t$	2,22	1,90	1,66	1,57	1,84	1,65

des  $^{18}\text{O}$  verursacht. Seine obere Grenze fällt mit der berechneten Lage von  $E_{Rmax}^{in}$  innerhalb der Messgenauigkeit zusammen. Die untere Grenze der inelastischen Streuung ist im Bereich  $\cos\theta > 0,8$  und ist wegen des Untergrundes nicht messbar.



Figur 7. Differentielle Wirkungsquerschnitte. Der Pfeil auf der  $\cos \theta$ -Achse fixiert die nach Formel (1) berechnete Lage von  $E_{Rmax}^{in}$ . Oben ist der totale Querschnitt<sup>1)</sup> aufgetragen.

Die Winkelverteilung der inelastisch gestreuten Neutronen ist unbekannt\*). Um eine Größenordnung für den inelastischen Querschnitt zu bekommen, nehmen wir ihn als isotrop an. Aus der Höhe der inelastischen Stufe (vergleiche Figur 2 und Figur 7) erhalten wir die in Tabelle 3 angegebenen Werte.

In ihrer Analyse des Energieverlaufes von  $\sigma_t$  haben SCHELLENBERG et al. die inelastische Streuung vernachlässigt, was nach diesen Messungen nicht berechtigt ist. Es können deshalb grössere  $J$ -Werte im Compoundkern auftreten als diejenigen, die

Tabelle 3  
Abschätzung des totalen inelastischen Streuquerschnittes ( $\pm 0,2$  b).

$E_n$ (MeV)	$\sigma_{in}$ (b)
2,93–3,17	<0,2
3,25	0,2
3,35	0,7
3,39	0,9
3,68–3,95	0,7
4,05–4,15	<0,7

SCHELLENBERG angibt. Für eine sichere Aussage über Drehimpuls und Parität ist die Kenntnis der elastischen und inelastischen differentiellen Querschnitte unentbehrlich. Da in unseren Spektren diese zwei Anteile unvollständig getrennt sind, lassen sich zu dem Verlauf des totalen inelastischen Querschnittes nur folgende Bemerkungen machen. Nach der BOHRschen Annahme entsteht die inelastische Streuung aus dem Zerfall des Compoundkerns in einen angeregten Restkern und ein Neutron. Ein Maximum des inelastischen Querschnittes ist mit einer Resonanz verknüpft. Ein solches Maximum beobachten wir zwischen 3,3 und 3,6 MeV, wo  $\sigma_{in}$  40–50% von  $\sigma_t$  erreicht. Es liegen aber zwei bis drei Resonanzen in dieser Gegend (siehe Tabelle 1), und wir können nicht unterscheiden, welche zur inelastischen Streuung am meisten beiträgt. Eine  $S_{1/2}$ -Resonanz im Eingangskanal würde bei  $E_n = 3,5$  MeV einen maximalen Beitrag zu  $\sigma_{in}$  von 0,2 b liefern: der Compoundkern sollte dann wegen des Spins  $2^+$  des angeregten  $^{18}\text{O}$  über eine  $d$ -Welle zerfallen, was einem kleinen Durchdringungsfaktor entspricht. Eine  $S_{1/2}$ -Resonanz halten wir deshalb für unwahrscheinlich. In Frage kommen daher eine  $P_{1/2}$ - oder  $P_{3/2}$ -Resonanz, vielleicht eine  $D_{3/2}$ , die zu einer inelastischen  $s$ -Welle führt.

## 6. Analyse mit dem optischen Modell

Sowohl im totalen als auch im differentiellen Streuquerschnitt treten im oberen Teil unseres Energiebereichs nur geringe Schwankungen auf. Diese Tatsache hat uns veranlasst, die Messresultate mit dem optischen Modell zu analysieren. Obwohl dieses Modell ursprünglich für mittelschwere und schwere Kerne entwickelt wurde, hat sich

\*) Die Theorie von HAUSER und FESHBACH<sup>20)</sup>, die durch Anwendung des statistischen Modells auf den Compoundkern die Winkelverteilung der Reaktionsprodukte berechnet, liefert in unserem Fall keinen guten Anhaltspunkt. Der mittlere Niveauabstand in  $^{19}\text{O}$  sollte nämlich um eine Größenordnung kleiner als die Energiebreite der einfallenden Neutronen sein.

gezeigt, dass es auch für leichte Kerne gute Ergebnisse liefert<sup>21-24)</sup>. Wir benützen folgendes Potential:

$$U(r) = -V f_s(r) - i W f_G(r) + V_s \left( \frac{\hbar}{m_\pi c} \right)^2 (\sigma, L) \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f_s(r) , \quad (5)$$

wobei

$$f_s(r) = \left[ 1 + \exp \left( \frac{r-R}{a} \right) \right]^{-1} ,$$

$$f_G(r) = \exp \left[ -\left( \frac{r-R}{b} \right)^2 \right] , \quad R = r_0 A^{1/3} .$$

Der erste Term in (5) ist ein Saxon-Woods-Potentialtopf (Tiefe  $V$ , Radius  $R$ , Rundung  $a$ ). Der zweite Term hat die Form einer Gausskurve (Tiefe  $W$ , Breite  $b$ ), dessen Maximum an der Kernoberfläche  $r = R$  ist. Dieser Term gibt Anlass zur Teilchenabsorption. Der dritte Term beschreibt eine Spin-Bahn-Kopplung (Tiefe  $V_s$ ;  $m_\pi$  ist die Masse des  $\pi$ -Mesons). Die entsprechende Wellengleichung wird nach dem Programm von MELKANOFF et al.<sup>25)</sup> durch eine Rechenmaschine integriert\*). Die Rechnung liefert den differentiellen elastischen Potentialstreuquerschnitt (shape elastic) und den totalen Wirkungsquerschnitt  $\sigma_c$ , der zu einer Zwischenkernbildung führt. In unserem Fall kann der Compoundkern nur durch elastische und inelastische Streuung zerfallen. Deshalb ist

$$\sigma_c = \sigma_{ce} + \sigma_{in} , \quad (6)$$

$\sigma_{ce}$  (compound elastic) ist der Wirkungsquerschnitt für inkohärente elastische Streuung, die als isotrop angenommen wird,

$\sigma_{in}$  der inelastische Streuquerschnitt.

Das optische Modell liefert kein Kriterium für die Aufteilung zwischen  $\sigma_{ce}$  und  $\sigma_{in}$ . Mit dem messbaren differentiellen elastischen Querschnitt  $\sigma_{el}$  besteht folgende Beziehung:

$$\sigma_{el}(\theta) = \sigma_{se}(\theta) + \frac{\sigma_{ce}}{4\pi} . \quad (7)$$

Unsere Messresultate können sicherlich durch geeignete Wahl der sechs Parameter der Formel (5) dargestellt werden. Wir haben es aber vorgezogen, die Parameter von PEREY und BUCK<sup>26)</sup> zu benützen. Diese Autoren haben ein nicht lokales Potentialmodell vorgeschlagen, das von der Massenzahl des Targetkerns wie auch von der Neutronenenergie unabhängig ist und dessen Parameter an die differentiellen Querschnitte von <sup>208</sup>Pb angepasst wurden. Sie haben anderseits eine angenäherte Formel abgeleitet, die diese nicht lokalen Parameter mit den üblichen lokalen, energie- und kernabhängigen Potentialen verbindet. Diese Formel hat sich für Kerne zwischen

\*) Wir danken Herrn Prof. Dr. D. S. SAXON von der University of California für die Überlassung des Programms auf Lochkarten, ebenso wie Herrn F. PÉLISSIER für die Ausführung der Rechnungen auf der IBM-7090-Rechenmaschine vom CERN.

\*\*) Den Radiusparameter  $r_0$  haben wir so angepasst, dass die Formel (35) von Ref. <sup>26)</sup> denselben Wert für  $V_L$  sowohl für  $r \ll R_L$  als auch für  $r = R_L$  liefert. Unser Parameter  $b = 2,12 a_D$  von Ref. <sup>26)</sup>.

$A = 27$  und  $208$  und  $E_n$  zwischen  $0,4$  und  $24$  MeV sehr gut bewährt. Für  $^{18}\text{O}$  und  $E_n = 4$  MeV liefert sie folgende Werte:

Tabelle 4

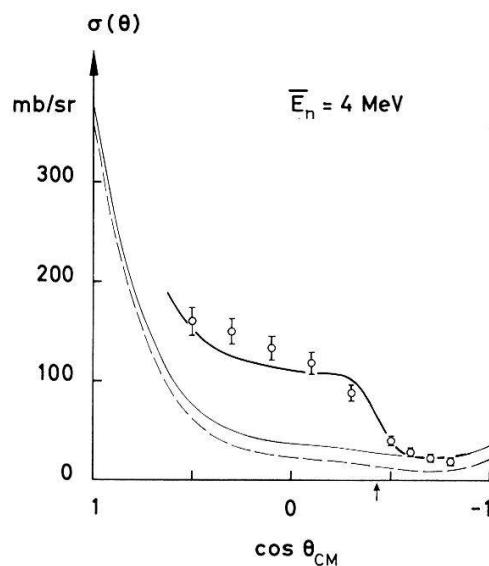
$V = 46$ MeV	$r_0^{**}) = 1,32$ fm
$W = 9,2$ MeV	$a = 0,65$ fm
$V_S = 7,2$ MeV	$b = 1$ fm

Die kleine Resonanz, die bei  $E_n \sim 4$  MeV auftritt (siehe Tabelle 1 und Figur 7), kann nicht mit dem optischen Modell beschrieben werden. Deshalb haben wir die experimentellen Werte, sowohl für den totalen wie für den differentiellen Querschnitt, über den Energiebereich  $3,8$ – $4,2$  MeV gemittelt. In Tabelle 5 und in Figur 8 werden sie mit den theoretischen Resultaten verglichen. Der compoundelastische Querschnitt wird aus Gleichung (7) durch Anpassung an  $\sigma_{el}$  ( $\cos \theta = -0,7$ ) bestimmt.

Tabelle 5

Vergleich der berechneten und experimentell bestimmten Querschnitte bei  $E_n = 4$  MeV.

optisches Modell	Experiment
$\sigma_t = 1,82$ b	$\bar{\sigma}_t = 1,65$ b
$\sigma_c = 1,09$ b	
$\sigma_{ce} = 0,18$ b	
$\sigma_{in} = 0,91$ b	$\bar{\sigma}_{in} \sim 0,7$ b



Figur 8

Differentielle Streuquerschnitte aus dem optischen Modell. Gestrichelte Kurve:  $\sigma_{se}(\theta)$ ; dünne Linie:  $\sigma_{el}(\theta)$ . Zum Vergleich mit dem gemessenen Rückstoßspektrum wird  $\sigma_{in}$  isotrop angenommen und zu  $\sigma_{el}$  addiert (vergleiche Figur 2); das resultierende Energiespektrum wird mit einer Gausskurve verschmiert, deren Breite dem Rauschen des Detektors entspricht (dicke Linie).

Der Parametersatz von Tabelle 4 führt also zu einer vernünftigen Darstellung unserer Messresultate. Der gerechnete Verlauf von  $\sigma_{el}(\theta)$  entspricht demjenigen, den man aus dem Experiment, nach Abzug eines isotropen inelastischen Beitrages erwarten würde. Der theoretische totale Streuquerschnitt  $\sigma_t$  ist 10% grösser als der mittlere experimentelle  $\bar{\sigma}_t$ .

Zu dem nach Formeln (6) und (7) berechneten inelastischen Streuquerschnitt möchten wir noch folgendes bemerken. Der Wert von  $\sigma_{in}$  ist hauptsächlich durch den imaginären Parameter  $W$  bestimmt. Eine systematische Variation von  $W$  hat gezeigt, dass dieser Parameter aber auch für die Anisotropie von  $\sigma_{se}(\theta)$  verantwortlich ist. Die Grösse von  $W$  lässt sich also auch aus der Anisotropie abschätzen. Dazu entnehmen wir unserer Messung in Rückwärtsrichtung

$$\sigma_{el}(\cos \theta = -0,7) = 23 \pm 3 \text{ mb/sr},$$

und eine untere Grenze folgt für  $\sigma_{el}(\theta)$  in der Vorwärtsrichtung aus dem optischen Theorem<sup>27)</sup> und dem gemessenen totalen Querschnitt

$$\sigma_{el}(\cos \theta = +1) \geq \left( \frac{k \bar{\sigma}_t}{4\pi} \right)^2 = 300 \text{ mb/sr}. \quad (8)$$

Diese grosse Anisotropie verlangt, bei den in Tabelle 4 angegebenen Werten von  $V$  und  $r_0$ , ein  $W \geq 7 \text{ MeV}$ . Dieser Wert ist in guter Übereinstimmung mit demjenigen von PEREY und BUCK (Tabelle 4) und bestätigt den relativ grossen inelastischen Streuquerschnitt, den wir in Tabelle 3 abgeschätzt haben. Ferner ist dieser Parameter  $W$  eindeutig grösser als derjenige, der für Protonenstreuung an  $^{16}\text{O}$  angegeben wird ( $W = 1,0 \text{ MeV}^{21}$ ) bzw.  $1,4 \text{ MeV}^{22}$ ) bei  $E_p \sim 8,5 \text{ MeV}$ ; die magische Struktur von  $^{16}\text{O}$  mag für diesen tiefen Wert verantwortlich sein.

Der Radiusparameter  $r_0$  (Tabelle 4) ist etwa 6% grösser als derjenige der schweren Kerne<sup>26)</sup>. Einen solchen Anstieg bei den leichten Kernen haben LUTZ et al.<sup>22)</sup> empirisch festgestellt. Die Parameter  $a$ ,  $b$  und  $V_s$  stimmen mit denjenigen der schweren Kerne überein.

Für eine bessere Anpassung der optischen Parameter ist eine genaue Kenntnis des differentiellen elastischen Streuquerschnittes und des inelastischen Querschnittes unbedingt nötig. Es ist trotzdem bemerkenswert, dass das nicht lokale Modell von PEREY und BUCK für einen leichten Kern wie  $^{18}\text{O}$  und eine relativ kleine Neutronenergie gute Voraussagungen liefert.

### Anhang

Kürzlich sind neue Messungen der Ionisation von N-Ionen in  $\text{N}_2$  gemacht worden: J. W. BOHRING (University of Virginia, Report No EE-3930-101-64U June 64) und R. LEIMGRUBER, E. BAUMGARTNER und P. HUBER (erscheint demnächst). Für abnehmende Einschussenergien weist die Arbeit pro Ionenpaar einen steileren Anstieg auf, als nach Ref.<sup>17)</sup> erwartet wird. Existiert dieselbe Energieabhängigkeit für O-Ionen in  $\text{O}_2$ , so sollten unsere gemessene Rückstossenergien korrigiert werden. Diese Korrektur würde z. B. die inelastischen Kanten um etwa 40 keV verschieben.

Für seine Hilfsbereitschaft bei der Lösung vieler Probleme sei Herrn Dr. F. SEILER unser bester Dank ausgesprochen, ebenso den Herren cands. phil. R. LEIMGRUBER und A. STRICKER, die uns bei den Messungen geholfen haben. Herrn F. ABT und Herrn H. WEYENETH sind wir für die Ausführung der elektronischen und mechanischen Einrichtungen sehr zu Dank verpflichtet.

Die finanzielle Unterstützung dieser Arbeit gewährte der Schweizerische Nationalfonds zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung. Die 7090-Rechenmaschine wurde von der Firma IBM unentgeltlich zur Verfügung gestellt.

### Literatur

- <sup>1)</sup> L. SCHELLENBERG, E. BAUMGARTNER, P. HUBER und F. SEILER, Helv. Phys. Acta **32**, 357 (1959).
- <sup>2)</sup> S. R. SALISBURY, D. B. FOSSAN und F. J. VAUGHN, Bull. Am. Phys. Soc. **9**, 32 (1964).
- <sup>3)</sup> K. YAGI, Y. NAKAJIMA, K. KATORI, Y. AWAYA und M. FUJIOKA, Nucl. Phys. **41**, 584 (1963).
- <sup>4)</sup> T. LAURITSEN und F. AJZENBERG-SELOVE, *Energy Levels of Light Nuclei*, Nuclear Date Sheets (1962).
- <sup>5)</sup> E. BALDINGER, P. HUBER und H. STAUB, Helv. Phys. Acta **11**, 245 (1938).
- <sup>6)</sup> H. H. BARSCHALL und M. H. KANNER, Phys. Rev. **58**, 590 (1940).
- <sup>7)</sup> L. C. BIEDENHARN, H. B. WILLARD, P. HUBER und E. BAUMGARTNER, in: *Fast Neutron Physics*, Part II, Interscience Publishers (1963).
- <sup>8)</sup> H. BICHSEL, W. HAELG, P. HUBER und A. STEBLER, Helv. Phys. Acta **25**, 119 (1952).
- <sup>9)</sup> *Angular Distribution in Neutron-Induced Reactions*, BNL 400 (1962).
- <sup>10)</sup> C. P. SIKKEMA, Thesis Groningen (1958).
- <sup>11)</sup> J. B. MARION, Rev. Mod. Phys. **33**, 139 (1961).
- <sup>12)</sup> J. L. FOWLER und J. E. BROLLEY, Rev. Mod. Phys. **28**, 126 (1956).
- <sup>13)</sup> J. C. FULLER, W. E. DANCE und D. C. RALPH, Phys. Rev. **108**, 91 (1957).
- <sup>14)</sup> J. SEITZ und P. HUBER, Helv. Phys. Acta **28**, 227 (1955).
- <sup>15)</sup> *Neutron Cross Section*, BNL 325 (1958).
- <sup>16)</sup> E. BALDINGER und R. CASALE, Helv. Phys. Acta **21**, 172 (1948).
- <sup>17)</sup> J. L. FOWLER und C. H. JOHNSON, Phys. Rev. **98**, 728 (1955).
- <sup>18)</sup> W. HAEBERLI, P. HUBER und E. BALDINGER, Helv. Phys. Acta **26**, 145 (1953).
- <sup>19)</sup> P. M. S. BLACKETT und D. S. LEES, Proc. Roy. Soc. **134A**, 658 (1932).
- <sup>20)</sup> W. HAUSER und H. FESHBACH, Phys. Rev. **87**, 366 (1952).
- <sup>21)</sup> G. HARDIE, R. L. DANGLE und L. D. OPPLIGER, Phys. Rev. **129**, 353 (1963).
- <sup>22)</sup> C. B. DUKE, Phys. Rev. **129**, 681 (1963).
- <sup>23)</sup> H. F. LUTZ, J. B. MASON und M. D. KARVELIS, Nucl. Phys. **47**, 521 (1963).
- <sup>24)</sup> J. H. TOWLE und W. B. GILBOY, Nucl. Phys. **32**, 610 (1962).
- <sup>25)</sup> M. A. MELKANOFF, D. S. SAXON, J. S. NODVIK und D. G. CANTOR, *A Fortran Program for Elastic Scattering Analysis with the Nuclear Optical Model* (University of California Press, Berkeley and Los Angeles, 1961).
- <sup>26)</sup> F. PEREY und B. BUCK, Nucl. Phys. **32**, 353 (1962).
- <sup>27)</sup> *The Optical Model of Elastic Scattering*, P. E. HODGSON, Oxford, at the Clarendon Press, 1963.