

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 24 (1951)
Heft: III

Artikel: Streuung von 3,27 MeV (d,d)-Neutronen an Deuteronen in der Wilsonkammer
Autor: Hamouda, I. / Halter, J. / Scherrer, P.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-112213>

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: 21.02.2026

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

Streuung von 3,27 MeV (d, d)-Neutronen an Deuteronen in der Wilsonkammer

von **I. Hamouda, J. Halter** und **P. Scherrer** (Phys. Inst. der ETH. Zürich).

(1. III. 1951.)

Summary: The angular distribution of 3,27 MeV (d, d)-neutrons scattered by deuterons was investigated in the cloud chamber. To eliminate the disturbing effects of the neutrons scattered into the chamber from the surrounding material and to account for corrections due to the geometry of the apparatus, the angular distribution of neutron-proton scattering was also investigated with the same neutron source and under the same geometrical conditions. Assuming that the (n, p)-distribution is isotropic, one obtains a correction factor for the disturbing effects which is just the deviation from isotropy of the measured distribution. In two separate runs of photographs under different geometrical conditions 5000 proton-recoils and 10000 deuteron recoils were investigated. The two independently measured (n, d)-angular distributions were found to agree well within the limits of statistical fluctuation. Our data show a pronounced maximum at neutron scattering angle of 180° which is about three times the minimum at 90° in center of mass system. An extrapolation to 0° gives a maximum which is about 1.5 times the minimum.

Einleitung.

Die experimentellen Daten, die sich auf die Streuung zwischen zwei Nukleonen bei niedrigen Energien (unter 10 MeV) beziehen, genügen nicht, um einen direkten Beweis der Realität der sogenannten Austauschkräfte zu liefern. Das kommt daher, dass bei so niedriger Energie die P -Wellen kaum gestreut werden^{1) 2) 3)}.

Andererseits sind die Daten der (n, p)- oder (p, p)-Streuung bei den höheren Energien theoretisch sehr schwer auszuwerten wegen der Existenz von geschwindigkeitsabhängigen Kräften, die noch nicht gut bekannt sind. Bei der Streuung von Neutronen an Deuteronen sind die Verhältnisse ganz anders. Infolge der beträchtlichen räumlichen Ausdehnung des Deuterons tritt bereits bei verhältnismässig niedriger Energie der einfallenden Neutronen (einigen MeV) eine merkliche Streuung der P -Welle auf. Eine experimentelle Untersuchung der Winkelverteilung bei einer solchen Streuung kann also das Verständnis der Natur der Kernkräfte wesentlich fördern.

Zur experimentellen Untersuchung der Neutron-Deuteron-Streuung stehen uns hauptsächlich zwei Wege offen: Ionisationskammer und Wilsonkammer. Die Ionisationskammer kann zwar mit bedeutend weniger Material gebaut werden als die Wilsonkammer, wodurch der von Streuneutronen herrührende Teil an Rückstossteilchen kleiner wird. Demgegenüber steht aber der grosse Vorteil der Wilsonkammer, dass ausser der *Energie* auch die *Richtung* der Rückstosskerne festgestellt werden kann. Dies gibt uns die Möglichkeit, den durch die unvermeidlichen Streuneutronen hervorgerufenen Effekt zu eliminieren, indem nur diejenigen Spuren gezählt werden, für welche das bekannte Winkel-Reichweite-Verhältnis stimmt.

Die bisher nach den beiden Methoden ausgeführten Messungen differieren stark in ihren Ergebnissen. So schien es uns angezeigt, mit der Wilsonkammer neue genauere Messungen zu unternehmen. Zugleich mit der Diskussion unserer Messungen werden wir auch auf die Ergebnisse der früheren Arbeiten eintreten.

Die mit der Methode der Wilsonkammer erhaltene Verteilung unterliegt folgenden Fehlern:

1. Streuneutronen.
2. Geometrische Fehler, welche sehr schwer genau zu erfassen sind.
3. Der „menschliche“ Fehler beim Auswerten.

Die Berücksichtigung dieser Fehler konnte am besten dadurch geschehen, dass man die sichere Tatsache benützt, dass die Winkelverteilung der an Protonen gestreuten Neutronen im beobachteten Energiebereich (3,27 MeV im Laborsystem) isotrop ist^{4) 5) 6)}. Deshalb wurden gleichzeitig Streumessungen nicht nur an Deuteronen, sondern auch an Protonen ausgeführt und die Abweichung von der Isotropie der gefundenen Verteilung bei Protonen diente dazu, die Winkelverteilung bei der (n, d) -Streuung zu korrigieren.

Experiment.

1. Apparatur.

Als Neutronenquelle diente die (d, d) -Reaktion des Tensators des Physikalischen Institutes der ETH.^{7) 8) 9)}. Die Energie der einfallenden Deuteronen betrug 600 KeV und die Targetdicke entsprach etwa 100 KeV. Daraus ergibt sich für die Energie der Neutronen in Vorwärtsrichtung 3,64 MeV.

Der Deuteronenstrahl wird senkrecht nach unten beschleunigt und mittels eines Magnetfeldes um 45° abgelenkt, bevor er auf die Target von schwerem Eis trifft. Wie aus Fig. 1 ersichtlich ist, benützten

wir die 45° -Komponente der (d, d)-Neutronen mit einer Energie von 3,27 MeV. Der Strom durch den Elektromagneten wurde durch den Operationsmechanismus der Wilsonkammer so gesteuert, dass der Deuteronenstrahl nur direkt nach der Expansion der Kammer auf die Target auffällt. Die Expansion ihrerseits wird in einem bestimmten

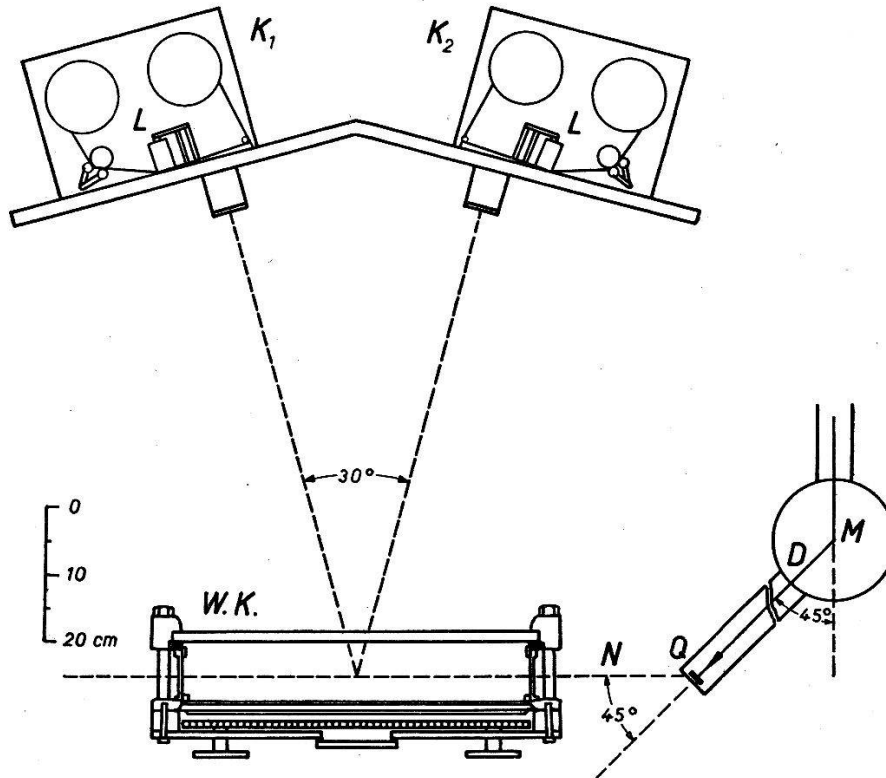


Fig. 1.

Anordnung der Wilsonkammer mit den Stereokameras und der Neutronenquelle. Die geometrischen Verhältnisse der einzelnen Teile zueinander sind maßstäblich gezeichnet.

K_1, K_2 : Die beiden Stereokameras; L : Perforations-Apparatur; Q : Neutronenquelle (Target); D : Richtung des einfallenden Deuteronenstrahls, abgelenkt mittels des Magneten M ; N : Richtung der einfallenden Neutronen.

Zeitpunkt des Anwachsens des Magnetstromes ausgelöst. Die Zeiteinstellung der verschiedenen Vorgänge wurde mit Hilfe eines Kathodenstrahloszillographen vorgenommen.

Die erste Aufnahmeserie, welche unter diesen Bedingungen zustande kam (1800 d -Spuren und 2200 p -Spuren) zeigte eine relativ grosse Zahl von Spuren, die nicht direkt von der Quelle kommenden Neutronen zugeschrieben werden mussten. Dies ist möglicherweise zurückzuführen auf das Auftreten des Deuteronenstrahles auf die Wand des Beschleunigungsrohres. Deshalb nahmen wir die zweite Messreihe mit einem Deuteronenstrahl vor, der schon einige Sekunden vor der Expansion auf die Target trifft. Die Zahl der von den Streu-

neutronen herrührenden Spuren ging nun sehr stark zurück. Mit dieser Anordnung nahmen wir 8200 *d*-Spuren und 2800 *p*-Spuren auf.

Die früher beschriebene¹⁰⁾¹¹⁾ Wilsonkammerautomatik zur Betätigung von Expansion, Beleuchtung, Filmvorschub und aller übrigen Funktionen eines Turnus wurde wieder benützt. Wir nahmen einige Änderungen für die neuen Bedingungen der Expansion daran vor.

Für unsere Untersuchung fanden wir es vorteilhaft, eine grosse Wilsonkammer unter Atmosphärendruck an Stelle einer Hochdruck-Kammer zu benützen. Dadurch werden die Spuren der Rückstosskerne länger und ausserdem kann die Wand der Kammer aus weniger Material bestehen, was den Prozentsatz an Streuneutronen erniedrigt. Die von uns verwendete Kammer war die von HERZOG¹²⁾¹³⁾ gebaute mit Innendimensionen $50 \times 25 \times 10$ cm. Da die Kammer wegen ihrer sehr grossen Oberfläche keine grossen Differenzen zwischen Innen- und Aussendruck aushalten konnte, füllte man sie mit den verschiedenen Gasmischungen, indem sie in einem Eisenzyylinder so evakuiert wurde, dass die Differenz zwischen Aussen- und Innendruck nie 200 mm Hg überstieg. Damit *die geometrischen Einflüsse* für die gemessenen Spuren bei der (*n, d*)- und der (*n, p*)-Streuung die gleichen waren, mussten die Gasmischungen der Füllung in den beiden Fällen so gewählt werden, dass auch die Reichweiten der Rückstosspartikel gleich wurden: Bei der Protonenstreuung war die Gasmischung die folgende: 19,5% C_4H_{10} , 76,3% A, 1,6% H_2O -Dampf und 2,6% C_2H_6O -Dampf. Der totale Druck bei expandierter Kammer betrug 898 mm Hg, was einem Bremsvermögen von 1,6 gegenüber Luft entspricht. Die Reichweite der Rückstossprotonen in Vorwärtsrichtung betrug unter diesen Umständen 10 cm. Bei der Deuteronenstreuung betrugen die entsprechenden Werte: Füllung 14,7% D_2 , 52% CD_4 , 5,5% CH_4 , 24,8% A, 2,2% D_2O -Dampf und 0,8% C_2H_6O -Dampf, Druck bei expandierter Kammer 788,5 mm Hg, Bremsvermögen gegenüber Luft 0,83, Länge der Deuteronenspuren in Vorwärtsrichtung ebenfalls 10 cm.

Das *schwere Methan* wurde hergestellt durch Einwirkung von 95%igem schwerem Wasser auf Aluminiumcarbid. Nach einer Analyse im Organisch Chemischen Institut der ETH.*) wurde dabei 90,5% CD_4 gewonnen, während der Rest grösstenteils aus CH_4 bestand.

*) Die Analyse ist von Herrn Dr. GÜNTART ausgeführt worden, wofür wir ihm bestens danken.



Fig. 2.

2 Stereoaufnahmen von Rückstossprotonen. Der Neutronenstrahl kommt von unten her.

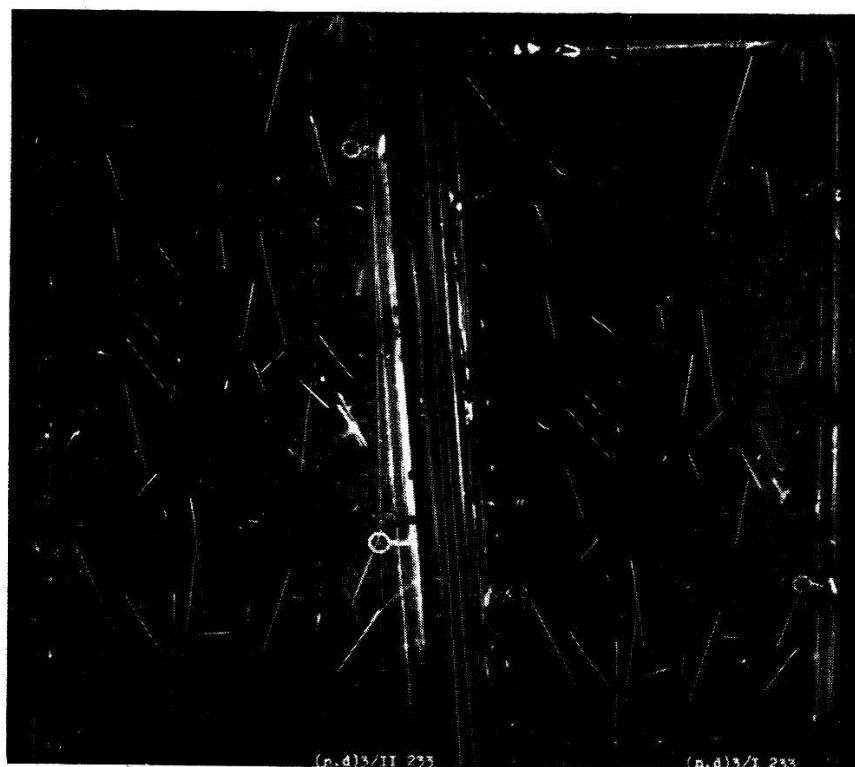


Fig. 3.

2 Stereoaufnahmen von Rückstossdeuteronen. Der Neutronenstrahl kommt von unten her.

Im allgemeinen konnten ca. 20 Spuren pro Aufnahme ausgewertet werden. Der kleine Druck in der Kammer und ihre grossen Dimensionen erlaubten gut definierte lange Spuren und erleichterten so die Genauigkeit der Messung, speziell bei grossen Ablenkungswinkeln (vgl. Fig. 2 und 3).

2. Beleuchtung.

Bei der ersten Aufnahmereihe benützten wir eine 45 cm lange Hg-dampfgefüllte Quarzkapillare, an welche eine Spannung von 8 kV angelegt wurde. Die Fokussierung des Lichtes in die Wilsonkammer geschah mit Hilfe einer zylindrischen Linse. Der Spannungsstoss genügte zur Entladung in einer so langen Kapillare, wenn das Quecksilber genügend vorgeheizt war. Dieses System befriedigte jedoch nicht vollständig, da die Lichtintensität nicht gross genug war, um eine kleine Blendenöffnung in der photographischen Kamera und damit eine grosse Tiefenschärfe, welche sich über den gesamten beleuchteten Raum erstreckte, zu gestatten. Ausserdem war die benötigte Belichtungszeit gross, so dass bereits eine merkliche Diffusion der Spuren eintrat.

Deshalb benützten wir für die zweite Messreihe eine kryptongefüllte Siefflashröhre, Typ S. F. 4. Diese Röhre war direkt mit den Belegungen von parallelgeschalteten Kondensatoren mit einer Gesamtkapazität von $128 \mu F$ verbunden, welche durch ein Hochspannungsnetzgerät in ca. 1 Minute auf 2000 V aufgeladen wurden. Die Entladung der Kondensatoren durch die Lampe geschah durch Entzündung mit Hilfe einer dritten Elektrode, die aus zwei Drahtwindungen um die Mitte der Röhre bestand und an welche im gewünschten Moment durch einen Induktor eine Spannung von ca. 15000 V angelegt wurde¹⁴⁾¹⁵⁾.

Die grosse Leuchtdichte dieser Lichtquelle und die kurze Entladungsdauer (ca. 10^{-4} sec) erlaubten eine starke Verkleinerung der Blende und damit eine Erhöhung der Tiefenschärfe. Trotzdem die Länge der Entladungsstrecke nur 30 cm betrug, erreichten wir eine genügend starke und gleichmässige Beleuchtung über die ganze Länge der Kammer.

3. Photographische Anordnung.

Für die stereoskopische Wiedergabe der Spuren wurden zwei Kameras gebraucht. Sie wurden auf demselben Gestell befestigt mit Achsenwinkeln von 30° gegeneinander und je 15° zu beiden Seiten der Mittelnormalen der Kammer. Die Längsachse der Kam-

Strahls liegt. $B-B$ geht durch den Punkt Q , der gegenüber den Kameras genau dieselbe Lage einnimmt, wie die Neutronenquelle während der Aufnahme. Die Achse $A-A$ liegt auf der Oberfläche der runden Platte S und geht durch deren Mittelpunkt c . S kann um c gedreht werden mit Hilfe des Zahnrades T_3 und das Ende d gleitet über einen mit Gradeinteilung versehenen Kreisbogen $D-D$, dessen Mittelpunkt in c liegt und auf dem man den Winkel $b\ c\ d$ direkt ablesen kann.

Durch Bewegung der ganzen Anordnung in horizontaler (Gleiten der Stange in Q) oder in vertikaler Richtung (mit dem Zahnrad T_2) kann man einfach erreichen, dass die Anfangspunkte der beiden rückprojizierten Bilder einer Spur in c zusammenfallen. Wenn nun die Ebene von S geändert wird, bleibt die Lage des Mittelpunktes konstant und man kann die beiden Spurenbilder auf ihrer ganzen Länge zur Deckung bringen. Zur besseren Unterscheidung der Spuren auf den beiden Bildern werden sie in verschiedenen Farben (grün und rot) projiziert. Das einzelne jetzt auf dem Schirm S beobachtete Bild der Spur stimmt in der Lage und Länge relativ zu den Kameras und zu der Neutronenquelle mit der wirklich in der Wilsonkammer photographierten Spur überein. Wenn man nun die Scheibe S in ihrer Ebene gedreht, bis die gradierte Strecke auf die Spur zu liegen kommt, kann man dort die Länge und auf dem Bogen $D-D$ den Ablenkungswinkel des Rückstossprotons oder -deutrons gegenüber dem einfallenden Neutron gleichzeitig ablesen.

Die Zusammenfassung der verschiedenen Teile in einem System und die direkte Messung des Ablenkungswinkels führten zu einer leichten, schnellen und sicheren Methode für die Spurenmessung. Die Feineinstellung der Höhe von c und der Drehung von S um $A-A$ und in seiner Ebene wird mit Hilfe von Zahnrädern erreicht. Durch Verwendung von Untersetzungen bei diesen Zahnrädern erreicht man, dass die beweglichen Teile der Anordnung so wenig Spiel haben, dass sie nach jeder Einregulierung fest in ihrer Stellung gehalten werden.

Die Messung wurde nur über solche Spuren erstreckt, die in ihrer ganzen Länge im beleuchteten Raum liegen. Die Grenzen dieses Raumes wurden durch die horizontale Spitze P , die in einem Metallblock befestigt ist und sich in vertikaler Richtung über ein bestimmtes Intervall bewegen kann, festgelegt. Nur Spuren, die nicht auf eine Kammerwand auftreffen und deren Anfangs- und Endpunkt innerhalb der auf P übertragenen Höhe des beleuchteten Raums liegen, wurden berücksichtigt.

Auswertung.

Ablenkungswinkel α und Reichweite r der Rückstosskerne wurden durch Punkte in einem Diagramm dargestellt (Fig. 5 und 6). Die Energie E_p eines Rückstossprotons unter dem Winkel α gegenüber dem einfallenden Neutron ist mit der Energie des einfallenden Neutrons verbunden durch die Beziehung $E_p = E_n \cos^2 \alpha$; für ein

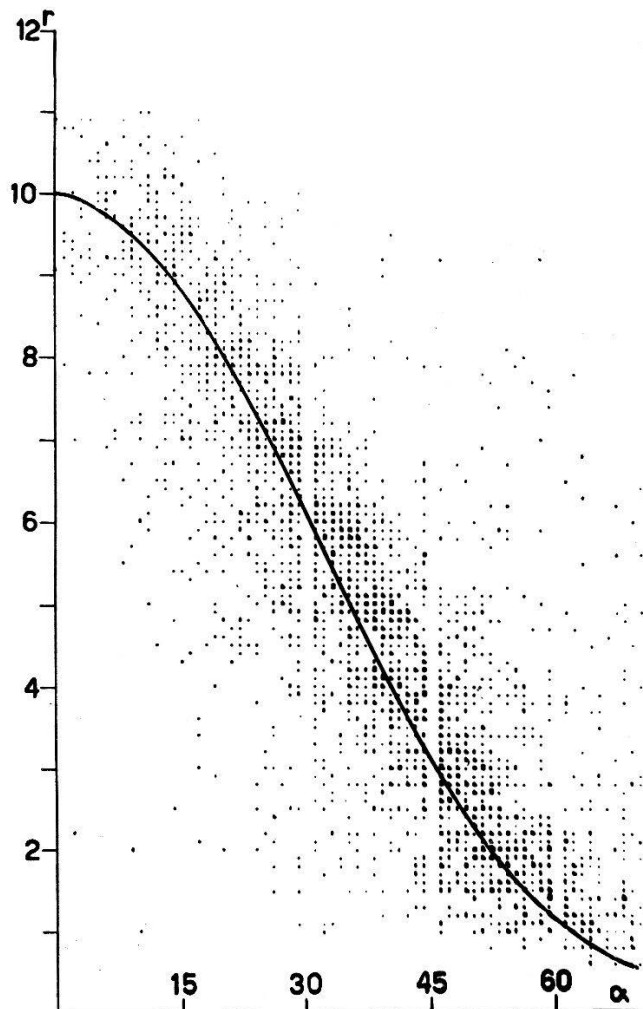


Fig. 5.

Reichweite-Streuwinkelabhängigkeit von 2800 Rückstossprotonen (im Laborsystem). Ordinate: Reichweite; Abszisse: Winkel zwischen einfallenden Neutronen und Protonenspur. Jedes kleine Quadrat entspricht einer ausgemessenen Spur.

Die Kurve entspricht der theoretischen Winkel-Reichweite-Abhängigkeit.

Rückstossdeuteron gilt $E_d = 8/9 E_n \cos^2 \alpha$. Die Reichweite der Rückstossteilchen ist eine Funktion ihrer Energie und des Bremsvermögens des Kammerfüllgases. Theoretisch also sollten die Messpunkte (r, α) streng auf der Kurve liegen, welche die Abhängigkeit zwischen Winkel und Reichweite beschreibt. Tatsächlich aber sind die Messpunkte über das ganze Diagramm verteilt mit einer starken

Konzentration in einem Streifen zu beiden Seiten der theoretischen Kurve. Die Breite des Bandes wird durch verschiedene Faktoren bestimmt, nämlich:

1. Leichte Schwankungen in der Energie der beschleunigten Deuteronen und die endliche Dicke der Target bedingen eine kleine Inhomogenität der einfallenden Neutronen.
2. Die endliche Ausdehnung der Target.

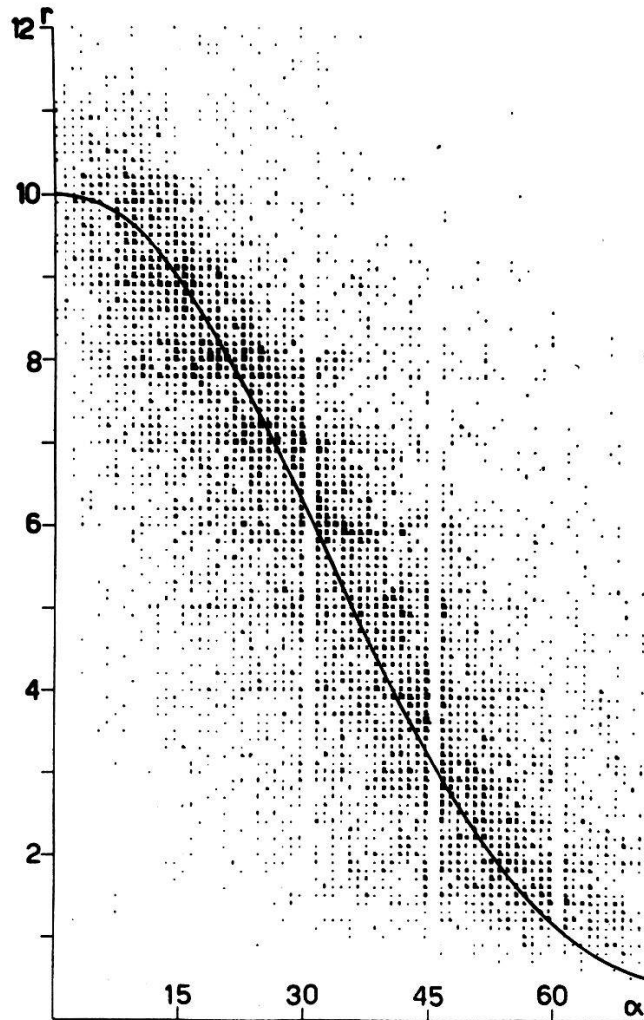


Fig. 6.

Reichweite-Streuwinkelabhängigkeit von 8200 Rückstossdeuteronen.

3. Fehler in der Messung der Reichweiten und Winkel.
4. Neutronen, die in der Wand der Kammer eine schwache Ablenkung erfahren haben.
5. Änderungen in der Dichte des Gases.

Bei rein theoretischer Berücksichtigung dieser Faktoren zeigt es sich, dass dieses Band bei kleinen Winkeln breit sein und zu größeren Ablenkungswinkeln abnehmen sollte. Wie anderseits aus den

Figuren 5 und 6 zu entnehmen ist, liegt die starke Konzentration eher in einem Band von gleichmässiger Breite. Deshalb wurde analog dem Vorgehen von DEE und GILBERT⁵⁾ die Breite des Bandes symmetrisch zur theoretischen Kurve so gewählt, dass die starke Punktekonzentration eingeschlossen wird. Eine weitere Bestärkung für die Richtigkeit dieser Wahl ist die Tatsache, dass bei der (n, p)-Streuung die Punkte in diesem Band eine isotrope Verteilung über ein weites Winkelgebiet liefern.

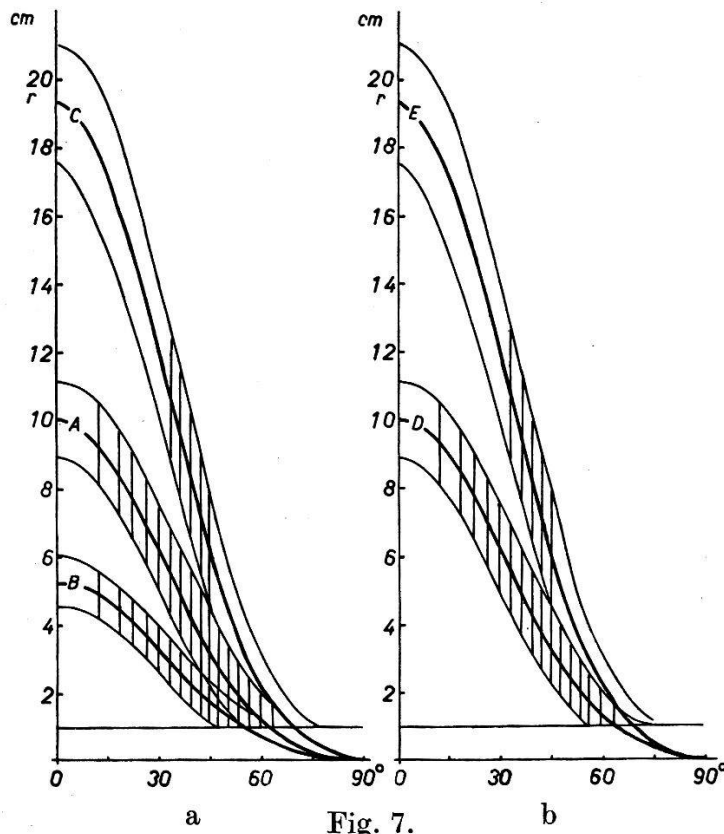


Fig. 7.
Bänder, in denen die Spuren ausgezählt wurden (s. Text).
7a Protonen; 7b Deuteronen.

Die übrigen, mehr oder weniger statistisch über das ganze Diagramm verteilten Punkte, sind auf Neutronen zurückzuführen, die nicht direkt von der Quelle kommen. Es ist nicht ausgeschlossen, dass auch Punkte im gewählten Bereich auftreten, die ebenso Rückstoßspuren von gestreuten Neutronen zuzuschreiben sind. Die Korrektur des so entstandenen Fehlers geschieht nur durch den Vergleich zwischen der (n, p)- und der (n, d)-Streuung.

Um die Zahl der in den Einheitswinkeln gestreuten Neutronen im Schwerpunktsystem zu erhalten, muss man im Laborsystem die Anzahl Spuren in gleichen Intervallen von $\cos(2\alpha)$ auszählen. Der Zusammenhang zwischen Ablenkungswinkel der Neutronen im

Schwerpunktsystem (Θ) und Rückstosswinkel (α) im Laborsystem ist bekanntlich durch die Formel $\Theta = \pi - 2\alpha$ gegeben.

Die Bänder wurden in Intervalle aufgeteilt; zur Auszählung am geeignetsten war eine Aufteilung in 20 Intervalle, die wir so wählten, dass sich in ihnen $\cos 2\alpha$ je um 0,1 änderten (siehe Fig. 7). *Sämtliche Spuren mit einer Länge von weniger als 1 cm wurden systematisch weggelassen*, da bei diesen je nach der Projektion auf dem Film die Winkel nicht mehr genau bestimmt werden können. Zur Auswertung unserer Statistik, zählten wir die Punkte in den verschiedenen Bändern aus. Wie Fig. 7a zeigt, wurden beim Diagramm der Protonenstreuung *drei Bänder* in Betracht gezogen, nämlich:

1. Ein Streifen, der die theoretische Winkel-Reichweitekurve der Rückstossprotonen enthält, bei einem Bremsvermögen, das der *Protonengasfüllung* entspricht. Die Anzahl der Spuren in den 17 Intervallen beträgt A_1, A_2, \dots, A_{17} .
2. Ein Streifen, der die theoretische Kurve für Rückstossdeuteronen enthält bei der *gleichen Kammerfüllung*. Spurenzahlen B_1, B_2, \dots, B_{17} .
3. Ein Streifen, der die theoretische Kurve für Rückstossprotonen enthält, bei einem Bremsvermögen, das der *Deuteronengasfüllung* entspricht. Hier werden nur die 4 Intervalle C_7, C_8, C_9 und C_{10} betrachtet.

Tabelle 1.

Intervall	A	B	C	D	E	D'
1	135 \pm 12	4		768		767 \pm 28
2	123 \pm 11	5		624		623 \pm 25
3	123 \pm 11	11		429		426 \pm 21
4	130 \pm 11	8		408		406 \pm 20
5	135 \pm 12	9		294		291 \pm 17
6	137 \pm 12	17		296		291 \pm 17
7	144 \pm 12	13	4	299	25	294 \pm 17
8	139 \pm 12	16	8	268	52	263 \pm 16
9	133 \pm 12	14	7	281	77	277 \pm 17
10	118 \pm 11	20	21	227	73	221 \pm 15
11	120 \pm 11	25		230		223 \pm 15
12	132 \pm 11	28		239		231 \pm 15
13	130 \pm 11	33		260		251 \pm 16
14	102 \pm 10	28		202		251 \pm 30
15	77 \pm 9	21		154		255 \pm 33
16	51 \pm 7	19		105		257 \pm 43
17	34 \pm 6	18		75		282 \pm 53

Beim Deuteronendiagramm (Fig. 7b) wurden die Intervalle in *zwei Streifen* betrachtet:

1. Ein Streifen, der die theoretische Winkel-Reichweitekurve der Rückstossdeuteronen enthält bei einem Bremsvermögen, das der *Deuteronengasfüllung* entspricht. Anzahl der Spuren $D_1, D_2, \dots D_{17}$.
2. Ein Streifen, der die theoretische Kurve für Rückstossprotonen enthält bei einem Bremsvermögen, das der *Deuteronengasfüllung* entspricht. Dies gibt die Zahlen E_7, E_8, E_9 und E_{10} .

Diese Zahlenwerte sind in der Tabelle 1 zusammengestellt.

Die Zahlen A geben nun die Winkelverteilung der an Protonen gestreuten Neutronen. Die Winkelverteilung aus der zweiten Aufnahmereihe (8200 Deuteronen- und 2800 Protonenspuren) ist über die ersten dreizehn Intervalle innerhalb der statistischen Fehlergrenzen isotrop. Die Zahlen für die letzten 4 Intervalle nehmen mit abnehmendem Streuwinkel stetig ab. Dies rührt von der oben erwähnten Normierung her, nach welcher Spuren von weniger als 1 cm Länge absichtlich nicht mehr gezählt werden. In diesem Bereich überschneiden sich die Flächen der beobachteten Intervalle, und der abgeschnittene Teil wird immer grösser, je kleiner der Ablenkungswinkel der Neutronen und damit die Länge der Spur wird.

Die Zahlen D'_n geben die Deuteronenverteilung, nachdem die D_n -Werte auf Rückstossprotonen, welche ebenfalls in diese Intervalle fallen, korrigiert sind. Der Zusammenhang zwischen D_n und D'_n ist durch die folgende Formel gegeben:

$$D'_n = D_n - b B_n, \quad \text{wobei } b = \frac{\sum_1^{17} D_n}{\sum_1^{17} A_n} \cdot \frac{10}{90} \cdot \frac{\sigma(n, p)}{\sigma(n, d)}$$

dabei kommt der Faktor 10/90 vom Verhältnis der Anzahl Protonen zu Deuteronen in der Deuteronengasfüllung. Die σ bedeuten die Totalstreuquerschnitte für die beiden Prozesse¹⁷⁾. Die Ungenauigkeit dieser Korrektur, welche darin besteht, dass das Verhältnis der Streuquerschnitte in der Summe der Intervalle 1 bis 17 gleich dem der Totalstreuquerschnitte gesetzt wird, ist eine Grössenordnung kleiner als die Korrektur selbst. Ausserdem ist diese Korrektur klein gegenüber dem statistischen Fehler der Messpunkte.

Die Effekte, welche durch die Geometrie der Wilsonkammer und die Streuneutronen hervorgerufen werden, konnten berücksichtigt werden durch *Vergleich der Deuteronen- mit der Protonenverteilung*.

Da die Verteilung der Protonenspuren in den ersten 13 Intervallen sich als isotrop ergibt, wurde für die entsprechenden Intervalle der Deuteronenstreuung keine Korrektur angebracht. Für die letzten 4 Intervalle wurde die Anzahl der Spuren pro Intervall mit demselben Faktor multipliziert, der die Anzahl der Protonenspuren im entsprechenden Intervall auf die horizontale Linie, welche die Isotropie der Protonen darstellt, bringt (vgl. Fig. 8).

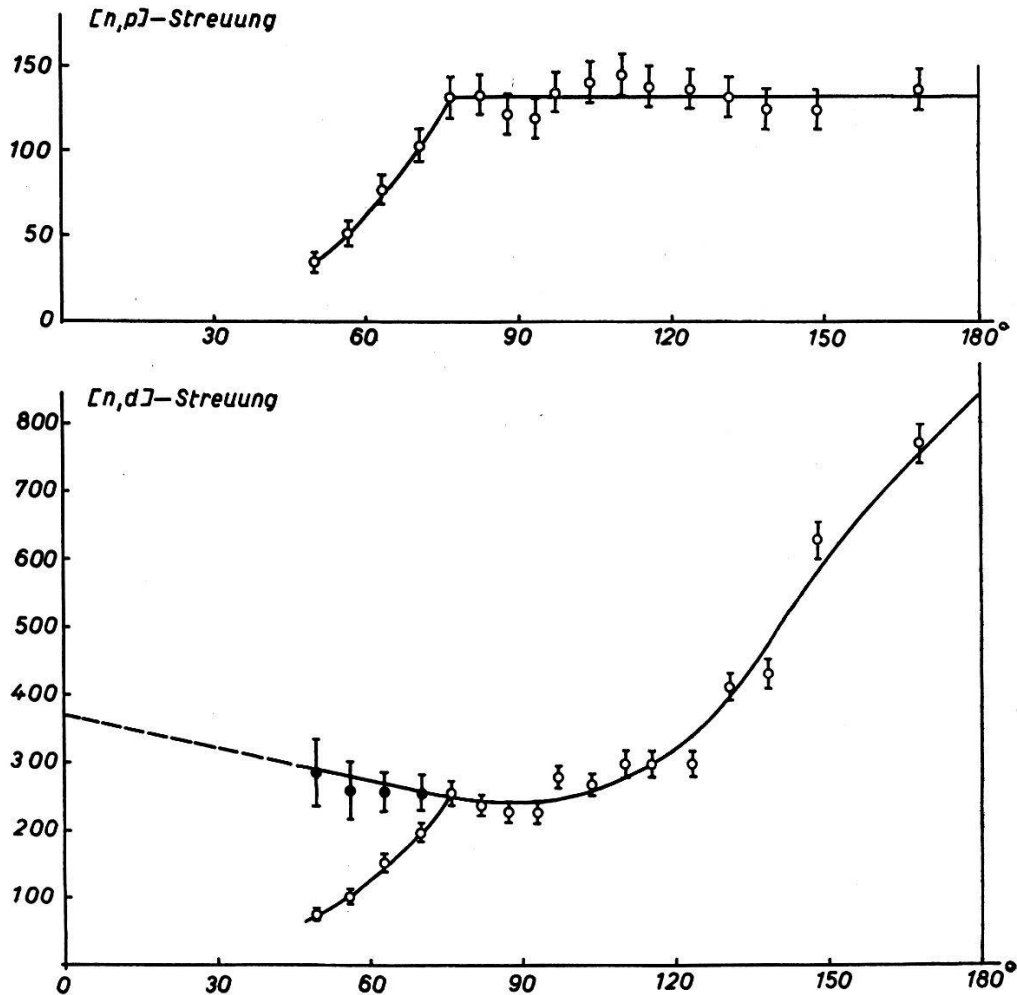


Fig. 8.

Winkelverteilungen der gestreuten Neutronen in der zweiten Messreihe. Oben: 2800 Rückstossprotonen. unten: 8200 Rückstossdeuteronen. \bar{I} gemessene Intensitäten; \bar{I} auf (n, p) -Isotropie korrigierte Werte. Der gestrichelte Teil der Kurve ist die Extrapolation, die aus dem Verhältnis der Totalstreuquerschnitte der beiden Prozesse folgt.

Die Berechtigung der Anwendung dieser Methode zeigte sich sogar in der Auswertung der ersten Messreihe von 1800 Deuteronen- und 2200 Protonenrückstoßspuren. Diese waren, wie oben erwähnt, unter nicht sehr befriedigenden Bedingungen aufgenommen worden und wir haben sie für die definitive Auswertung nicht verwendet.

Streuneutronen und die schwache Beleuchtung gaben, wie erwähnt, Anlass zu Störfaktoren, welche in der Protonenverteilung eine Abweichung von der Isotropie hervorriefen. Wenn man jedoch die Deuteronenverteilung in analoger Weise wie bei der zweiten Messreihe korrigiert, stimmen die Ergebnisse trotzdem gut mit der unter besseren Bedingungen erhaltenen Verteilung überein. Die Tatsache, dass die Deuteronen-Winkelverteilung unter verschiedenen Bedingungen gleich herauskommt, wenn man sie auf Protonenisotropie korrigiert, zeigt klar, dass das angewendete Verfahren richtig ist.

Wichtig ist auch der Verlauf der Verteilungskurve bei kleinen Ablenkungswinkeln. Wegen der Kürze der Rückstoßspuren ist seine Messung jedoch nicht direkt möglich, sie kann bei uns nur durch Extrapolation erfolgen (gestrichelte Linie in Fig. 8). Eine Abschätzung, ob diese Extrapolation gerechtfertigt sei, kann jedoch auf Grund der Betrachtung der Totalstreuquerschnitte gemacht werden.

Eine Schätzung der totalen Anzahl der Deuteronenspuren $\sum_1^{20} D'_n$ wurde erhalten durch Vergleich mit der Anzahl Protonenspuren in der Deuteronengasfüllung. Die Zahlen E_n entstehen teils durch Rückstossprotonen, teils durch Rückstossdeuteronen von Streuneutronen. Die Korrektur, die infolge dieser letzteren anzubringen ist, berechnet sich, wie leicht ersichtlich, zu

$$\sum_7^{10} E'_n = \sum_7^{10} E_n - \frac{\sum_7^{10} D_n}{\sum_7^{10} A_n} \sum_7^{10} C_n.$$

Da die Protonenverteilung *isotrop* sein soll, wurde $\sum_7^{10} E'_n/4$ als die mittlere Anzahl von Rückstossprotonen angesehen, die in jedem Intervall auftreten soll. Folglich muss die totale Anzahl an Rückstossdeuteronen

$$\sum_1^{20} D'_n = \sum_7^{10} E'_n \frac{20}{4} \frac{90}{10} \frac{\sigma(n, d)}{\sigma(n, p)}$$

betragen und damit gibt

$$\sum_1^{20} D'_n - \sum_1^{17} D'_n$$

eine Abschätzung für die Anzahl der Rückstossdeuteronen in den 3 letzten Intervallen.

Selbstverständlich kann diese Abschätzung *nur roh* sein wegen des kleinen Protonengehaltes bei der Deuteronengasfüllung und der für diesen Zweck relativ kleinen Anzahl an gemessenen Spuren. Darum müssen die Versuche unter besonderer Beachtung kleiner Ablenkwinkel fortgesetzt werden. Die hierzu nötigen experimentellen Vorbereitungen sind bereits getroffen worden und die Messungen sind zur Zeit im Gange.

Diskussion.

Die Verteilung bei 2,53 MeV wurde von BARSCHALL und KANNER¹⁸⁾ und später von COON und BARSCHALL¹⁹⁾ in der *Ionisationskammer* untersucht, von KRUGER, SHOUPP, WATSON und STALLMANN²⁰⁾ und mit einer grösseren Statistik von DARBY und SWAN²¹⁾ in der *Wilsonkammer*.

COON und BARSCHALL nahmen 12000 Rückstossdeuteronen in der Ionisationskammer auf. Sie haben Neutronenstreuwinkel oberhalb von 60° gemessen und erhielten in diesem Gebiet eine Winkelverteilung, die von der unseren nur wenig abweicht. Das Minimum der Kurve liegt bei etwas grösseren Winkeln und der Anstieg nach kleinen Winkeln ist etwas steiler, doch sind diese Unterschiede nur geringfügig. Die Resultate sind gut mit den unseren vereinbar, insbesondere wenn man berücksichtigt, dass der Unterschied in der Energie der einfallenden Neutronen ca. 30% beträgt.

Das Ergebnis aus 1500 von DARBY und SWAN mit der Wilsonkammer gemessenen Spuren zeigt gegenüber unserem Resultat einen stärkeren Anstieg nach grossen Neutronenstreuwinkeln und nach DARBY und SWAN auch einen Anstieg nach kleinen Winkeln. Den starken Anstieg nach grossen Streuwinkeln kann man der Wahl des auszuzählenden Bandes zuschreiben, da DARBY und SWAN die Schwankungen um die theoretische Winkel-Reichweitekurve auf eine solche Weise abschätzten, dass dieses Band bei grossen Streuwinkeln viel breiter ist als bei kleinen. Dies wirkt sich dahin aus, dass bei grossen Neutronenstreuwinkeln zu viele Spuren gezählt werden. Der Anstieg nach kleinen Streuwinkeln ist nur auf einen Messpunkt gestützt, unter Vernachlässigung des letzten Messpunktes. Infolge der geringen Spurenlänge (ca. 5 mm) und der kleinen Statistik kann dieser Anstieg unserer Ansicht nach nicht gut begründet werden.

DARBY und SWAN bemerken noch in ihrer Arbeit, dass bei Messungen in der Ionisationskammer wegen dem Untergrund von Streu-

neutronen die kurzen Spuren bevorzugt werden, so dass der relative Anstieg nach grossen Streuwinkeln verringert wird. Diese Bemerkung, die sich hauptsächlich auf die Resultate von COON und BARSCHALL bezieht, ist nicht stichhaltig, da bei der Parallelmessung bei (n, p)-Streuung kein solcher Effekt zu beobachten ist.

Mit der *photographischen Platte* haben MARTIN, BURHOP, ALCOCK und BOYD²² die Winkelverteilung von 2000 Rückstossdeuteronen gemessen. Die Energie der einfallenden Neutronen betrug 2,6–3,1 MeV und die Messung erstreckt sich über Winkel von 100° bis 180° . In diesem Winkelbereich stimmen ihre Resultate mit den unseren sehr gut überein.

VERDE³) hat allgemeine Gründe dafür angegeben, dass — unter der Annahme die Kräfte seien geschwindigkeitsunabhängig (neutrale oder symmetrische Theorie) — das Vorhandensein eines Maximums nur bei Rückwärtsstreuung eine Folge der Austauschkräfte (symmetrische Mesontheorie) sein soll. In diesem Zusammenhang sei auf die Streuung von 14 MeV-Neutronen an Deuteronen hingewiesen, welche COON und TASCHEK²³) mit Proportionalzähler ausführten. Die Messung erstreckt sich über Winkel von 60° bis 180° und die auf Grund des Totalstreuquerschnittes bestimmte Extrapolation zeigt ein starkes Maximum bei 0° . Eine solche Winkelverteilung würde nach dem Kriterium von VERDE gegen die symmetrische Theorie der Kernkräfte sprechen; doch ist zu bedenken, dass schon relativ kleine Änderungen des Wertes des Totalstreuquerschnittes, den Verlauf der Kurve gegen kleine Winkel stark beeinflussen.

Ähnliche Winkelverteilungen (im Winkelbereich 50° – 180°) haben GRIFFITH, REMLEY und KRUGER²⁴) für die Streuung von 12 bis 13 MeV-Neutronen an Deuteronen in der *Wilsonkammer* erhalten. Die beiden Verteilungen zeigen keine Anpassung mit irgend einer der theoretischen Kurven von BUCKINGHAM und MASSEY für 11,5 MeV-Neutronen.

Eine charakteristische Eigenschaft unserer Winkelverteilung ist die ausgeprägte Rückwärtsstreuung; die extrapolierten Werte bei kleineren Winkeln zeigen dagegen kein starkes Maximum für die Streuung der Neutronen in der Vorwärtsrichtung.

Bei unserer Energie ist ein Vergleich mit der Theorie nicht möglich, da auch die Streuung der D -Welle schon eine merkliche Rolle spielt und die theoretische Auswertung der entsprechenden Phase fehlt. Man soll auch in unserem Fall die Spin-Bahnkuppelungskräfte*) in der Berechnung der Phasen δ_1 , δ_2 berücksichtigen.

*) In unserem Institut wird diese Frage eingehend theoretisch untersucht.

Theoretische Werte für die ersten zwei Streuphasen δ_0 und δ_1 bei kleineren Energien sind in den Arbeiten von BUCKINGHAM und MASSEY¹⁾, TRÖSCH und VERDE²⁵⁾ zu finden.

Für sehr interessante theoretische Diskussionen danken wir Herrn Prof. Dr. M. VERDE bestens, sowie Herrn Dr. W. ZÜNTI für die wertvolle Hilfe bei der Benützung des Tensators.

Literaturverzeichnis.

- ¹⁾ BUCKINGHAM & MASSEY, Proc. Roy. Soc. A. **179**, 123 (1941).
 - ²⁾ MASSEY & BUCKINGHAM, Phys. Rev. **71**, 558 (1947).
 - ³⁾ VERDE, H.P.A. **22**, 339 (1949).
 - ⁴⁾ MASSEY & BUCKINGHAM, Proc. Roy. Soc. A **163**, 281 (1937).
 - ⁵⁾ DEE & GILBERT, Proc. Roy. Soc. A. **163**, 265 (1937).
 - ⁶⁾ KRUGER, SHOUPP & STALLMANN, Phys. Rev. **52**, 678 (1937).
 - ⁷⁾ IMHOF, Micafil-Nachrichten, Juli (1939).
 - ⁸⁾ IMHOF, H.P.A. **12**, 285 (1939).
 - ⁹⁾ BLEULER & ZÜNTI, H.P.A. **19**, 137 (1946).
 - ¹⁰⁾ HEINE, H.P.A. **17**, 273 (1944).
 - ¹¹⁾ BRADT, HALTER, HEINE & SCHERRER, H.P.A. **19**, 431 (1946).
 - ¹²⁾ HERZOG, J. Sc. Inst. **12**, 153 (1935).
 - ¹³⁾ HERZOG & SCHERRER, H.P.A. **8**, 514 (1935).
 - ¹⁴⁾ ALDINGTON & MEADOWCROFT, Journal I.E.E. 95 II, 671 (1948).
 - ¹⁵⁾ BICKNELL, Trans. I. E. Soc. **13**, 1 (1948).
 - ¹⁶⁾ DAS GUPTA & GOSH, Rev. Mod. Phys. **18**, 225 (1946).
 - ¹⁷⁾ The Science and Engineering of Nuclear Power I, Addison Wesley (1948), pp. 395 u. 397.
 - ¹⁸⁾ BARSCHALL & KANNER, Phys. Rev. **58**, 590 (1940).
 - ¹⁹⁾ COON & BARSCHALL, Phys. Rev. **70**, 592 (1946).
 - ²⁰⁾ KRUGER, SHOUPP, WATSON & STALLMANN, Phys. Rev. **53**, 1014 (1938).
 - ²¹⁾ DARBY & SWAN, Australian J. Sc. Res. AI. (1948); Nature **161**, 22 (1948).
 - ²²⁾ MARTIN, BURHOP, ALCOCK & BOYD, Proc. Phys. Soc. **63**, 884 (1950).
 - ²³⁾ COON & TASCHEK, Phys. Rev. **76**, 710 (1949).
 - ²⁴⁾ GRIFFITH, REMLEY & KRUGER, Phys. Rev. **79**, 443 (1950).
 - ²⁵⁾ TRÖSCH & VERDE, H.P.A. **24**, 39 (1951).
-