Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 21 (1948)
Heft: III-IV

Artikel: Untersuchung der n-p-Reaktion an Phosphor
Autor: Metzger, F. / Alder, F. / Huber, P.
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-111910

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: 08.08.2025

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

Untersuchung der *n-p*-Reaktion an Phosphor

von **F. Metzger, F. Alder*)** und **P. Huber.**

(19. V. 1948.)

Zusammenfassung. Die Reaktion $P^{31}(n, p)Si^{31}$ wird an der Verbindung P_2O_3 in einer heizbaren Ionisationskammer mit 3 MeV-Neutronen untersucht. Für die Energietönung des Übergangs in den Grundzustand ergibt sich $Q = -0{,}97 \pm 0{,}13$ MeV. Ein angeregtes Niveau des Endkerns Si^{31} liegt etwa 0,7 MeV über dem Grundzustand. Der Wirkungsquerschnitt der *n-p*-Reaktion steigt mit wachsender Neutronenenergie gleichmässig an und erreicht für 3 MeV-Neutronen mit $\sigma = (7{,}4 \pm 1{,}5) \cdot 10^{-26}$ cm² ein Maximum.

1. Einleitung.

Die Reaktion $P^{31}(n, p)Si^{31}$ weist für Neutronen von 3 MeV einen beträchtlichen Wirkungsquerschnitt (WQ) auf, während der energetisch ebenfalls mögliche Prozess $P^{31}(n, \alpha)Al^{28}$ nicht merklich auftritt, weil die Durchlässigkeit des Potentialwalles für die α-Teilchen etwa 10^5mal kleiner ist als für die Protonen. Eine Untersuchung der *n-p*-Reaktion mittels Ionisationskammer und Impulsverstärker ist bisher trotz dieser günstigen Bedingungen mangels einer geeigneten gasförmigen Phosphorverbindung unterblieben. Unsere guten Erfahrungen mit einer heizbaren Ionisationskammer[1]) ermöglichten es, die Messungen mit diesem Hilfsmittel auf die Phosphorreaktion auszudehnen.

Das einfache Zerfallsschema des Si^{31} (keine γ-Strahlung; $E_{\beta_{max}} \sim 1{,}8$ MeV) und die messtechnisch recht günstige Halbwertszeit machen die $P^{31}(n, p)Si^{31}$-Reaktion zu einem nützlichen Indikator für Neutronen von 2—4 MeV. Reddemann[2]) machte von dieser Tatsache Gebrauch bei der Kontrolle der Neutronenintensität seines *d-d*-Generators, gab aber keinen WQ an. Neben der Messung der Energieverteilung bei Bestrahlung mit 3 MeV-Neutronen war deshalb die Bestimmung des WQ in dem uns zugänglichen Intervall der Neutronenenergie (2,3—3,1 MeV) das Ziel dieser Arbeit.

---

*) Brown, Boveri & Cie., Baden.

[1]) F. Metzger, P. Huber und F. Alder, H.P.A. **20**, 236 (1947).

[2]) H. Reddemann, Z. f. Phys. **116**, 137 (1940).

2. Messung der Impulsverteilung mit Hilfe der Ionisationskammer.

2.1 *Die Ionisationskammer.*

Chromstahl-Keramik-Durchführungen der Firma Sécheron[3]) tragen die Elektroden, welche einen Plattenkondensator mit Schutzring bilden. Der Plattenabstand beträgt 1 cm, der Durchmesser des aktiven Volumens 4 cm.Ein heizbarer Mantel umschliesst die ganze Kammer. Die zu untersuchende Substanz wird in einen seitlichen Stutzen eingefüllt, der eine separate Heizung besitzt. Man kann daher die Temperatur des Stutzens etwa 5—10° tiefer halten als diejenige der Kammer und so verhindern, dass sich Substanz in der Kammer oder auf den Elektroden niederschlägt. Der Druck in der Kammer wird durch die Temperatur des Stutzens bestimmt. Thermoelemente kontrollieren an mehreren Stellen die Temperatur. Bei einer Heizleistung von 0,7 kW beträgt für eine Endtemperatur von 200° C die Anheizdauer etwa 2 Stunden.

2.2 *Die untersuchte Phosphorverbindung.*

Von den wenigen in Frage kommenden Phosphorverbindungen schien uns Phosphortrioxyd, P_2O_3, am geeignetsten. Der prozentuale Anteil an P-Atomen ist recht gross und bei den verwendeten Neutronenenergien ($\leqq 3$ MeV) sind vom Sauerstoff keine störenden Kernreaktionen zu erwarten.

Das P_2O_3 wurde nach dem von SCHMAGER[4]) angegebenen Verfahren hergestellt[5]). Der Schmelzpunkt liegt bei 23,8° C, der Siedepunkt bei 173° C. Bei 200° C beträgt der Dampfdruck bereits 1,7 ata[6]). Im Dampf tritt P_2O_3 bimolekular auf, das Bremsvermögen ist daher ganz erheblich (ca. 6mal grösser als dasjenige von Luft).

2.3 *Ionisierungsarbeit von Phosphortrioxyd.*

Zur Ermittlung der Ionisierungsarbeit bestimmten wir die von U-α-Teilchen in P_2O_3-Dampf freigemachte Ladung. Das Uran war zu diesem Zwecke elektrolytisch in möglichst homogener Schicht ($\sim 10^{-5}$ g/cm^2) auf der Hochspannungselektrode abgeschieden und

---

[3]) Vgl. Bull. Sécheron Nr. 12, 1940. Herrn Priv.-Doz. E. GEREKE der Firma Sécheron danken wir für seine wertvollen Ratschläge beim Bau der Kammer und für sein reges Interesse an unserer Arbeit.

[4]) H. SCHMAGER, Diss. Berlin, 1929.

[5]) Herrn Prof. ERLENMEYER und den Herren K. STIER und W. OPPLIGER danken wir herzlich für die Herstellung von P_2O_3.

[6]) P. M. VAN DOORMAAL und F. E. G. SCHEFFER, Rec. trav. chim., Pays-Bas, **50**, 1100 (1931).

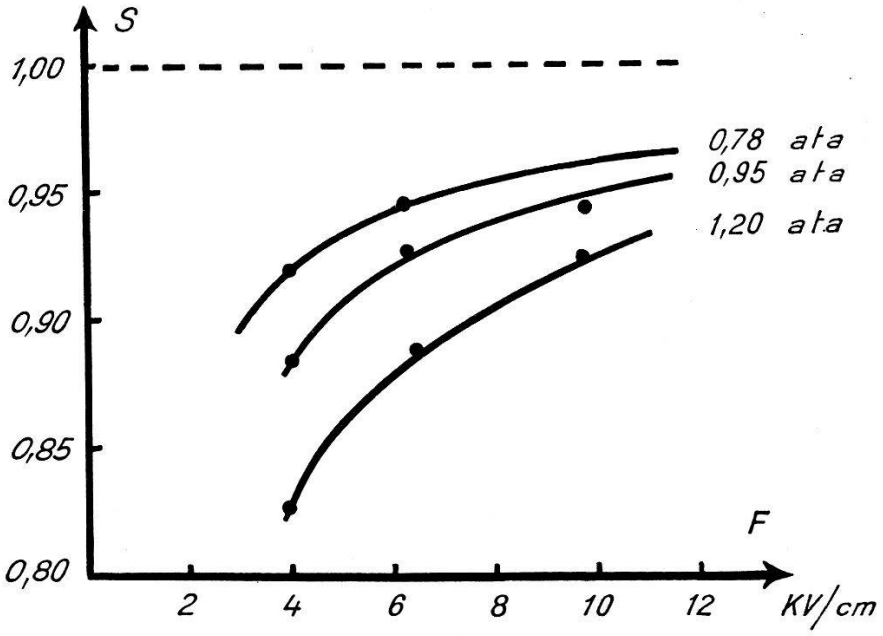

Fig. 1.
Sättigungskurven für Uran-α-Teilchen in $(P_2O_3)_2$-Dampf.

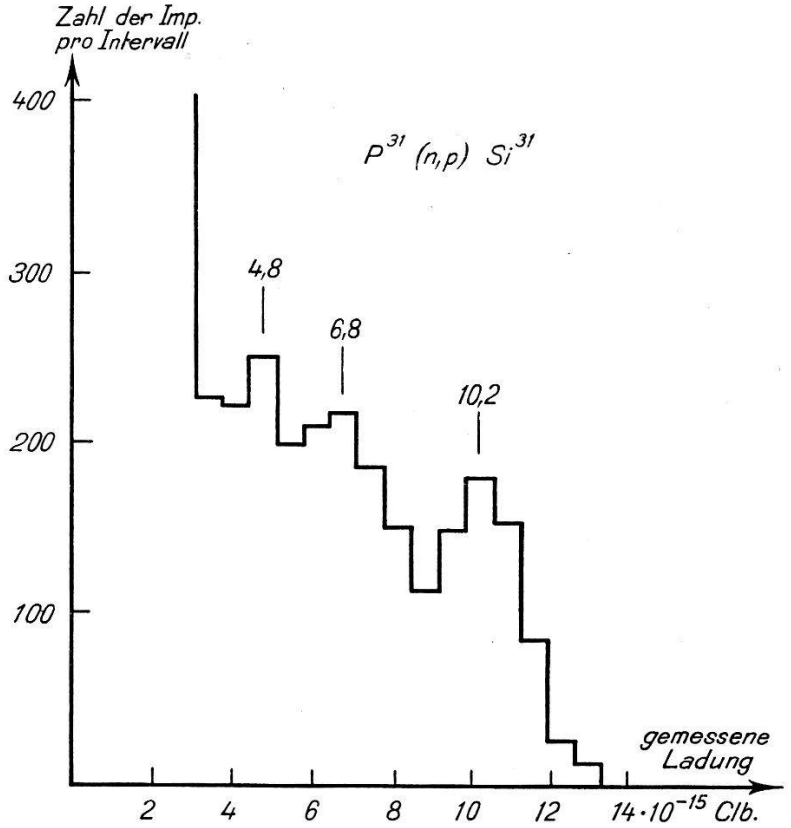

Fig. 2.
Impulsverteilung der Reaktion $P^{31}(n, p)Si^{31}$.
Kammerfeldstärke 7 kV/cm, Kammerdruck 1,55 ata, Neutronenenergie 2,99 MeV, ca. 1700 Impulse $> 5 \cdot 10^{-15}$ Clb.

mit einer dünnen Goldschicht gegen den chemischen Angriff durch P_2O_3 geschützt worden. Die bei drei verschiedenen Drucken aufgenommenen Sättigungskurven sind in Fig. 1 wiedergegeben. Als Ordinate steht das Verhältnis S der gemessenen zur tatsächlich freigewordenen Ladung, als Abszisse ist die Feldstärke F im Plattenkondensator aufgetragen. Durch Extrapolation[7]) bestimmten wir die von einem U^{234}-α-Teilchen ($E_\alpha = 4{,}78$ MeV [8])) in P_2O_3 frei gewordene Ladung und erhielten daraus für die Ionisierungsarbeit den Wert

$$I_{(P_2O_3)_2} = 29{,}1 \pm 1{,}0 \text{ eV}.$$

2.4 *Impulsspektrum der* $P^{31}(n, p)Si^{31}$-*Reaktion.*

Wir bestrahlten den Phosphor mit den d-d-Neutronen eines 200-kV-Kaskadengenerators und registrierten die verstärkten Impulse mittelst eines Schleifenoszillographen. Der Neutronengenerator, sowie der Verstärker sind schon an anderer Stelle[9]) beschrieben worden. Fig. 2 stellt eine so aufgenommene Impulsverteilung der Reaktion P^{31} (n, p) Si^{31} dar.

Bei $10{,}2 \cdot 10^{-15}$ Clb. ist ein Maximum deutlich ausgeprägt, das bei allen Aufnahmen gefunden wurde. Zwei weitere Maxima sind bei 6,8 und $4{,}8 \cdot 10^{-15}$ Clb. angedeutet. Wir führten zahlreiche Messungen bei verschiedenen Drucken durch, mit der Absicht, diese tiefergelegenen Maxima besser hervorheben zu können. Doch machten sich einerseits die Impulse der Sauerstoffrückstösse, die bis etwa $3 \cdot 10^{-15}$ Clb. hinaufreichen, störend bemerkbar, andererseits war der Randeffekt der Protonen bei kleinen Drucken ganz beträchtlich, während bei hohen Drucken Sättigungsschwierigkeiten und Ladungsverluste infolge der grossen Laufzeit der Ionen auftraten. Während uns das Maximum bei $6{,}8 \cdot 10^{-15}$ Clb. recht gut gesichert scheint, müssten zum eindeutigen Nachweis der Impulsgruppe bei $4{,}8 \cdot 10^{-15}$ Clb. Messungen mit grösseren Neutronenenergien durchgeführt werden, um eine bessere Trennung von den Rückstossimpulsen zu erreichen.

2.5 *Energietönung der Reaktion* $P^{31}(n, p)Si^{31}$.

Um die tatsächlich frei gewordene Ladung für das Maximum bei $10{,}2 \cdot 10^{-15}$ Clb. (Fig. 2) und damit die Energie zu bestimmen, nahmen wir bei konstantem Druck das Impulsspektrum für verschie-

---

[7]) Nach G. Jaffé, Ann. d. Phys. **42**, 303 (1913).

[8]) F. Alder, P. Huber und F. Metzger, H.P.A. **20**, 234 (1947).

[9]) A. Stebler und P. Huber, H.P.A. **21**, 59 (1948); E. Baldinger u. a., H.P.A. **19**, 423 (1946).

*

dene Kammerspannungen auf. Durch Extrapolation der so erhaltenen Sättigungskurve fanden wir für die tatsächlich frei gewordene Ladung $11{,}4 \cdot 10^{-15}$ Clb. Mit dem Wert 29,1 eV für die Ionisierungsarbeit von P_2O_3 ergibt sich für die Reaktionsenergie $E_{p+\mathrm{Si}} = 2{,}08$ MeV.

Da die Maxima (siehe Fig. 2) recht breit sind, und von der Sättigungskurve nur ein kleines Stück aufgenommen werden konnte, ist diese Extrapolation nicht sehr zuverlässig. Wir schätzen deshalb das Sättigungsdefizit noch in anderer Weise ab. Nach JAFFÉ (l. c.) hängt das Verhältnis S der gemessenen zur tatsächlich frei gewordenen Ladung u. a. von der spez. Ionisation der Teilchen ab. Es gilt, wenn Druck und Feldstärke konstant gehalten werden:

$$S = \frac{1}{1 + k \cdot \frac{E}{d}}, \tag{1}$$

wo E die Energie des ionisierenden Teilchens, d seine Reichweite und k eine Konstante $[k(p, F)]$ bedeuten. Diese Beziehung gestattet, aus dem Sättigungsdefizit für α-Teilchen auf das entsprechende Defizit von Protonen zu schliessen.

Bei 7 kV/cm und 1,55 ata hat S für Uran-α-Teilchen ($E/d =$ 1,5 MeV/cm) den Wert 0,85 (aus Fig. 1). Damit ergibt sich $k = 0{,}18$ und aus (1) erhält man für 2-MeV-Protonen ($E/d = 0{,}28$) $S = 0{,}97$. In gleicher Weise lässt sich die Sättigung für die von den Si^{31}-Kernen erzeugten Ionen auf etwa 70% schätzen, so dass man eine mittlere Sättigung von 95% erhält. Unsere Abschätzung liefert daher für die dem Hauptmaximum entsprechende Ladung $10{,}7 \cdot 10^{-15}$ Clb., d. h. eine Reaktionsenergie von 1,95 MeV.

Fassen wir dieses Resultat mit dem ersten Wert (2,08 MeV) zusammen, so finden wir als Mittelwert

$$E^0_{p+\mathrm{Si}} = 2{,}02 \pm 0{,}1 \text{ MeV}.$$

Für das Maximum bei $6{,}8 \cdot 10^{-15}$ Clb. (Fig. 2) ergibt sich entsprechend

$$E'_{p+\mathrm{Si}} = 1{,}32 \pm 0{,}1 \text{ MeV}.$$

Verwendete man für die Wärmetönung der d-d-Reaktion den BONNER'schen[10]) Q-Wert 3,31 MeV, so betrug die Neutronenenergie

[10]) T. W. BONNER, Phys. Rev. **59**, 237 (1941).

bei unseren Messungen 2,99 MeV (vgl. Anmerkung). Damit erhalten wir für die Energietönung der Reaktion $P^{31}(n, p)Si^{31}$:

$$Q_0 = -0{,}97 \pm 0{,}13 \text{ MeV}.$$

Für die β-Energie von Si^{31} (Neutrinomasse = 0 gesetzt) folgt daraus

$$E_\beta = 1{,}73 \text{ MeV}.$$

KURIE[14]) u. a. fanden mit Wilsonkammermessungen $E_\beta = 1{,}8$ MeV. Der Vergleich mit dem aus Q_0 erhaltenen Wert zeigt, dass das oberste Maximum der Impulsverteilung von Fig. 2 dem Übergang in den Grundzustand von Si^{31} entspricht.

Das Maximum bei $6{,}8 \cdot 10^{-15}$ Clb. kann entweder einem Niveau des Zwischenkerns P^{32}, oder einem angeregten Niveau von Si^{31} entsprechen. Im ersten Fall müsste bei Bestrahlung mit einer Neutronenquelle kontinuierlich verteilter Energie eine Verstärkung

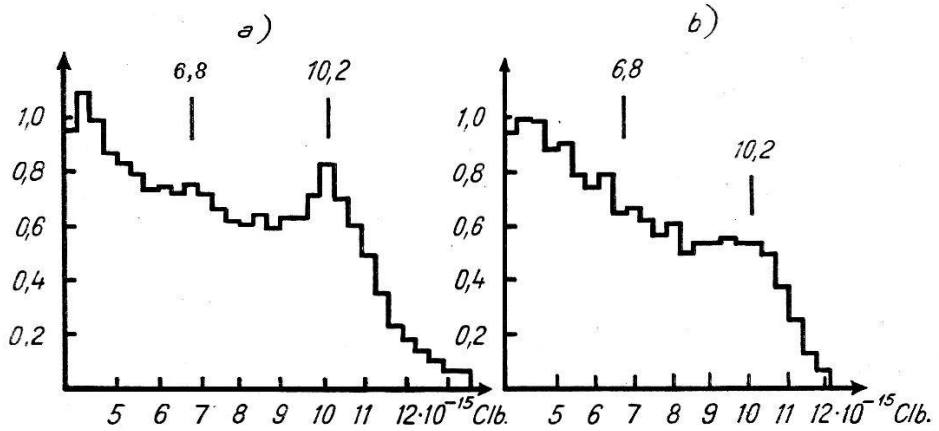

Fig. 3.
Impulsverteilung der n-p-Reaktion.
a) bei homogener Neutronenenergie (ca. 13700 Impulse)
b) bei verwaschener Neutronenenergie (ca. 4200 Impulse).

dieser Impulsgruppe erfolgen. In einem Graphitmoderator wurden daher die d-d-Neutronen gegen kleinere Energien hin verwaschen. Fig. 3 zeigt das Impulsspektrum bei homogener und bei verwaschener Neutronenenergie. Das Ergebnis spricht eindeutig gegen eine Einfangresonanz. Das gleiche Ergebnis folgt aus dem monotonen

Anmerkung. Neuere Messungen deuten darauf hin, dass der BONNERsche Q-Wert etwas zu gross ist. Nach Fussnoten [11]),[12]) und [13]) scheint 3,25 MeV richtiger zu sein. Dies würde für die Wärmetönung der n-p-Reaktion $-0{,}94$ MeV ergeben.

[11]) ALLEN u. a., Proc. Roy. Soc. **192**, 121 (1947).

[12]) I. S. LAUGHLIN u. a., Phys. Rev. **73**, 197 (1948).

[13]) A. STEBLER und P. HUBER, H.P.A. **21**, 59 (1948).

[14]) KURIE, RICHARDSON und PAXTON, Phys. Rev. **49**, 368 (1936).

Verlauf des WQ in Abhängigkeit von der Neutronenenergie (vgl. Abschnitt 3.2). Zudem liegt dieses Maximum so weit vom oberen entfernt, dass der kleinen Halbwertsbreite[15]) des Neutronenspektrums wegen die Anregung eines solchen Niveaus sehr unwahrscheinlich ist. Das Maximum bei $6{,}8 \cdot 10^{-15}$ Clb. betrachten wir daher als einen Übergang in ein 0,7 MeV über dem Grundzustand liegendes Niveau des Endkerns.

3. Bestimmung des Wirkungsquerschnitts.

3.1 *Der WQ der* $P^{31}(n, p)Si^{31}$-*Reaktion für Neutronen von* 3 MeV.

Der WQ der n-p-Reaktion kann durch Aktivitätsmessungen ermittelt werden. Für die Halbwertszeit von Si^{31}, die von SEABORG[16]) mit 170 Min., von CICOCHI und SOLTAN[17]) mit 157,3 Min. angegeben wird, fanden wir 156 ± 2 Min.

Die Neutronenintensität bestimmten wir aus der Zahl der in einer mit Stickstoff gefüllten Ionisationskammer registrierten n, α und n, p-Reaktionen, unter Verwendung der von BALDINGER und HUBER[18]) für diese Reaktionen gemessenen WQ.

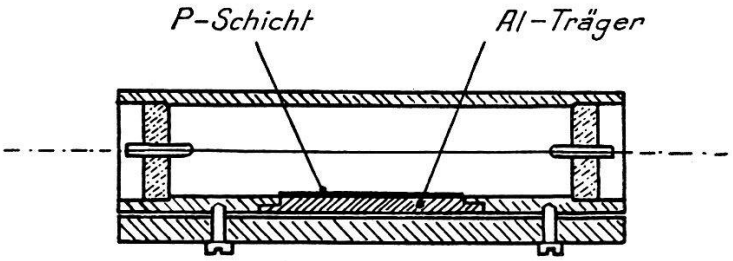

Fig. 4.
Zählrohr zur Bestimmung absoluter Aktivitäten.

Zur Aktivitätsmessung wurde ein Zählrohr benützt, dessen Längsschnitt in Fig. 4 wiedergegeben ist. In die Zählrohrwand ist eine 36 mm lange und 8 mm breite Öffnung eingefräst, in die ein Aluminiumträger so eingesetzt werden kann, dass seine innere Fläche mit der Zählrohrwand bündig ist. Ein Deckel mit Gummidichtung schliesst das Zählrohr luftdicht ab. Wird auf den Aluminiumträger eine dünne Phosphorschicht gebracht, so gelangen alle in einen Raumwinkel 2π emittierten Elektronen in das Zählrohr, ohne vorher eine absorbierende Folie durchsetzen zu müssen.

---

[15]) Vgl. A. STEBLER und P. HUBER, H.P.A. **21**, 59 (1948).
[16]) G. T. SEABORG, Rev. Mod. Phys. **16**, 1 (1944).
[17]) CICOCHI und SOLTAN, Comptes rendus **207**, 423 (1938).
[18]) E. BALDINGER und P. HUBER, H.P.A. **12**, 333 (1939).

Die Rückstreuung vom Aluminiumträger und die Absorption in der Phosphorschicht müssen berücksichtigt werden.

Die Rückstreuung hängt vom Material und von der Dicke des Präparatträgers ab. Die Dicke des verwendeten Aluminiumträgers war grösser als die Reichweite der primären β-Strahlung. Den relativen Anteil der Rückstreuung des Trägers an die Gesamtintensität ermittelten wir auf folgende Weise:

Auf ein 5 μ-Aluminiumfenster eines gewöhnlichen Zählrohrs brachten wir eine Spur UX_1 und verglichen die Zunahme der Zählrohrimpulse, wenn UX_1 einmal mit Aluminium und einmal mit Blei bedeckt wurde. Wir erhielten daraus für das Verhältnis der Rückstreustrahlung von Blei zu Aluminium 4,2. Hierauf brachten wir auf

Tabelle I.

mg Phosphor pro cm²	% Rückstreuung von Al-Unterlage
17	14
30	7
100	0

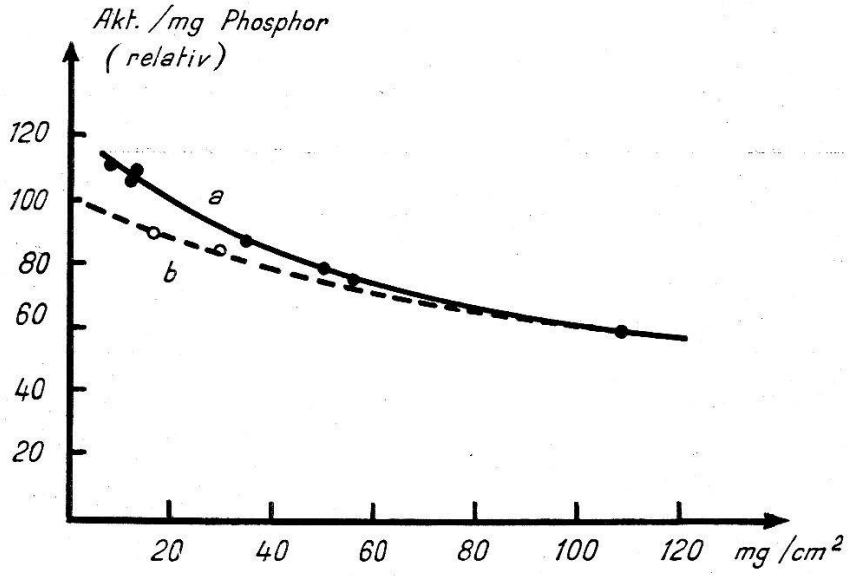

Fig. 5.
Spezifische Aktivität als Funktion der Schichtdicke:
a) mit Rückstreuung, b) Rückstreuung der Unterlage abgezogen.

je einen Blei- und einen Aluminiumträger eine gleich dicke Schicht aktivierten Phosphors. Die Differenz der gemessenen Aktivitäten muss demnach dreimal die Rückstreuung an Aluminium ausmachen. In Tabelle I ist die Rückstreuung an Al bei verschiedenen Phosphorschichten wiedergegeben.

Zur Ermittlung der Absorption in der Phosphorschicht verfertigten wir aus einer aktivierten Phosphorprobe mehrere Schichten verschiedener Dicke und bestimmten ihre Aktivität, bezogen auf gleiches Gewicht (Fig. 5, Kurve *a*). Diese Messungen enthalten noch die Rückstreuung. Der vom Aluminiumträger herrührende Anteil kann aus Tabelle I entnommen werden. Korrigiert man die Messungen um diesen Betrag, so erhält man eine Kurve, die nur noch die Rückstreuung in der aktiven Schicht enthält (Fig. 5, Kurve *b*). Dieser Anteil strebt aber mit abnehmender Schichtdicke gegen Null, so dass die Extrapolation der Kurve *b* die gesuchte absolute Aktivität wiedergibt.

In Tabelle II sind der unkorrigierte und der nach Fig. 5 korrigierte WQ der *n*-*p*-Reaktion für verschieden dicke Phosphorschichten wiedergegeben, wie sie aus mehreren Bestrahlungen erhalten wurden.

Tabelle II.

Schichtdicke in mg/cm²	$\sigma \cdot 10^{26}$ unkorrigiert	$\sigma \cdot 10^{26}$ korrigiert nach Fig. 5
10,8	8,4	7,7
23,3	6,4	6,7
63,7	5,3	7,4
122	4,3	7,6

Als Mittelwert für den WQ der *n*-*p*-Reaktion mit 3 MeV-Neutronen ergibt sich

$$\sigma_{(3\ \mathrm{MeV})} = (7{,}4 \pm 1{,}5) \cdot 10^{-26}\ \mathrm{cm}^2.$$

3.2 *Abhängigkeit des WQ von der Neutronenenergie.*

Für die Deutung der Protonengruppe bei $6{,}8 \cdot 10^{-15}$ Clb. (vgl. Fig. 2) ist die Kenntnis des Verlaufs des WQ in Abhängigkeit von der Neutronenenergie wichtig.

Eine Relativmessung von σ gestaltet sich sehr einfach. Die Energie der *d*-*d*-Neutronen ist gegeben durch:

$$\sqrt{E_n} = \frac{\sqrt{2}}{4}\sqrt{E_d} \cdot \cos\Theta + \sqrt{\left(\frac{1}{4} + \frac{1}{8}\cos^2\Theta\right) \cdot E_d + \frac{3}{4}Q}\,.$$

Es bedeuten: E_n Neutronenenergie.
E_d Energie der auf die Eisschicht auftretenden Deuteronen.
Q Wärmetönung der *d*-*d*-Reaktion.
Θ Winkel zwischen Neutronenstrahl und Beobachtungsrichtung.

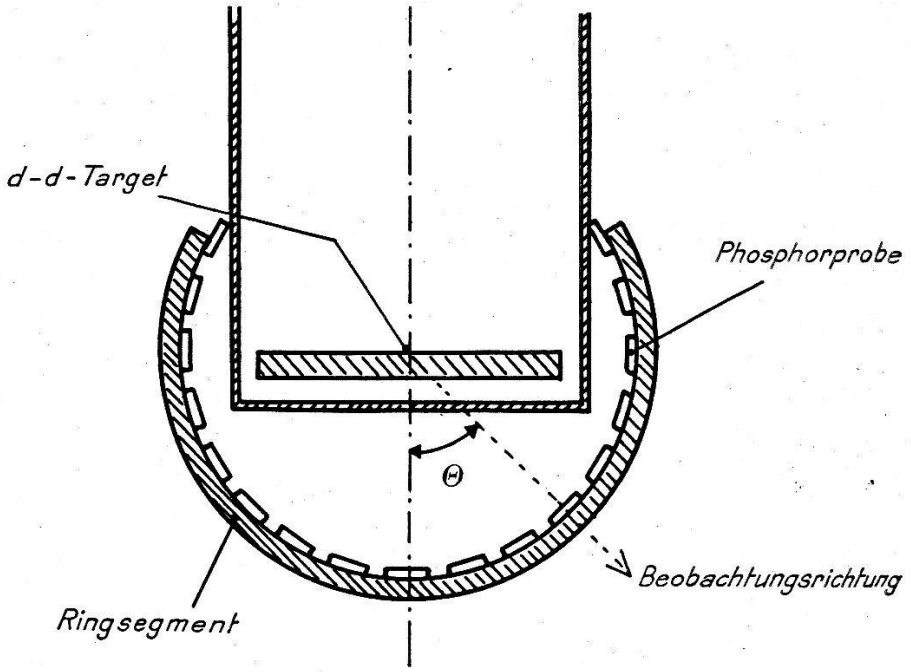

Fig. 6.
Anordnung zur Untersuchung der Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts.

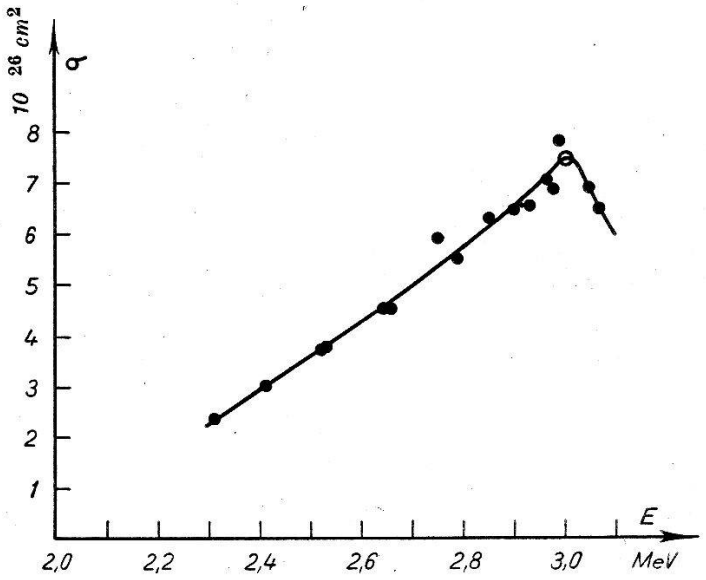

Fig. 7.
Wirkungsquerschnitt der Reaktion $P^{31}(n, p)Si^{31}$ in Abhängigkeit von der Neutronenenergie.

Werden Phosphorproben unter verschiedenen Winkeln Θ bestrahlt, so erhält man aus der Aktivität ein Bild über den Zusammenhang zwischen dem WQ und der Neutronenenergie. Die von uns verwendete Messanordnung ist in Fig. 6 angegeben. Ein Ringsegment als Träger für die Phosphorproben umschliesst die Target des Neutronengenerators derart, dass der Auftreffpunkt der Neutronen auf die Eisschicht im Zentrum liegt. Wenn der Beobachtungswinkel Θ zwischen 0^0 und 120^0 variiert, ändert sich die Neutronenenergie von 2,3 bis 3,1 MeV. Gleichzeitig mit dem Beobachtungswinkel ändert auch die Neutronenintensität[19]), so dass die gemessenen Aktivitäten noch mit folgendem Faktor korrigiert werden müssen:

$$q = \frac{1}{1+0{,}8\cos^2\Theta}\,.$$

Das korrigierte Ergebnis unserer Messungen ist in Fig. 7 wiedergegeben. Der Verlauf des relativen WQ wurde bei 3 MeV nach Abschnitt 3.1, zu $7{,}4 \cdot 10^{-26}\,\mathrm{cm}^2$ festgelegt. Zwischen 2,3 und 3 MeV steigt der WQ mit zunehmender Neutronenenergie an und erreicht bei 3 MeV ein Maximum[20]).

Der Kommission des Bundes zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung danken wir für finanzielle Unterstützung. Ferner danken wir den Herren Dr. W. Häg und Dr. A. Stebler für ihre Mithilfe bei der Ausführung der Messungen.

Physikalische Anstalt der Universität Basel.

---

[19]) Kempton, Brown und Maasdorp, Proc. Roy. Soc. **157**, 396 (1936).

[20]) In Übereinstimmung mit den kürzlich publizierten Ergebnissen von E. Bretscher, Rev. Mod. Phys. **19**, 272 (1947).