Über die Energieabhängigkeit der Prozesse S^32(np) P^32 und P^31(np) Si^31

Autor(en): **Lüscher, E. / Ricamo, R. / Scherrer, P.**

Objekttyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **23 (1950)**

Heft V

PDF erstellt am: **25.05.2024**

Persistenter Link: https://doi.org/10.5169/seals-112123

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.
Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.
Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

Ein Dienst der *ETH-Bibliothek*
ETH Zürich, Rämistrasse 101, 8092 Zürich, Schweiz, www.library.ethz.ch

http://www.e-periodica.ch

Über die Energieabhängigkeit der Prozesse $S^{32}(np)\,P^{32}$ und $P^{31}(np)\,Si^{31}$

von **E. Lüscher, R. Ricamo*), P. Scherrer** und **W. Zünti.**

(17. VI. 1950.)

Zusammenfassung: Die schon früher beobachteten Resonanzen bei $S^{32}(np)P^{32}$ werden einwandfrei bestätigt. Es wird gezeigt, dass beim analogen Prozess $P^{31}(np)$ Si^{31} dieselbe Erscheinung auftritt, während bei $Cl^{35}(n\alpha)P^{32}$ der Nachweis von Resonanzen nicht gelingt.

Einleitung.

Der Verlauf der Wirkungsquerschnitte von (np)- und $(n\alpha)$-Reaktionen zeigt bei einigen leichtern Kernen erhebliche Fluktuationen, die als Resonanzen gedeutet werden können. BLEULER[1]) konnte dies z. B. bei $S^{32}(np)\,P^{32}$ mit der Aktivierungsmethode nachweisen, wobei allerdings die Beweiskraft unter grossen statistischen Fehlern litt. Später haben METZGER, ALDER und HUBER [2]) mit derselben Methode beim Nachbarelement P^{31} keine ausgeprägten Resonanzen gefunden, während in der Arbeit von KLEMA und HANSON[3]) über S^{32} die Messpunkte für den Nachweis eines solchen Effektes zu weit auseinander lagen. Diese Umstände bewogen uns, die Messungen von BLEULER mit verbesserter Apparatur fortzusetzen und störende Effekte auszuschliessen.

Messmethode.

Die Anordnung von BLEULER wurde im wesentlichen beibehalten: Man benutzt die Winkelabhängigkeit der D-D-Reaktion, um einen Schwefelring simultan mit Neutronen verschiedener Energie zu bestrahlen. Die induzierte Aktivität wird hierauf mit einem Zählrohr abgetastet, wie in Fig. 1 angedeutet ist. Der Innendurchmesser des Ringes wurde auf 180 mm vergrössert und der Abstand der Meßstellen auf 4^0 verringert, so dass das Auflösungsvermögen etwas besser wird.

Bei unserer Neutronenquelle werden die im Tensator beschleunigten und magnetisch abgelenkten Deuteronen auf eine dünne D_2O-

*) Vom Physikalischen Institut der Universität Bologna.

Target von etwa ¼ Sättigungsdicke geschickt. Wir überzeugten uns zunächst vom glatten Verlauf der Winkelabhängigkeit der Neutronenintensität, indem wir einen kleinen Anthracenkristall in Verbindung mit einem 1P21-Photomultiplier[4]) rund um die Target führten. Der Winkel zwischen Deuteronenstrahl und Beobachtungsrichtung konnte so auf 2 Grad genau definiert werden. In der 90°-Richtung zeigte sich ein scharfer Sprung der Neutronenintensität von 15%. Das ist zweifellos die Folge der in dieser Stellung plötzlich einsetzenden Streuung des direkten Strahls in der Kupferunterlage der ebenen Eistarget. Diese störende Diskontinuität liess

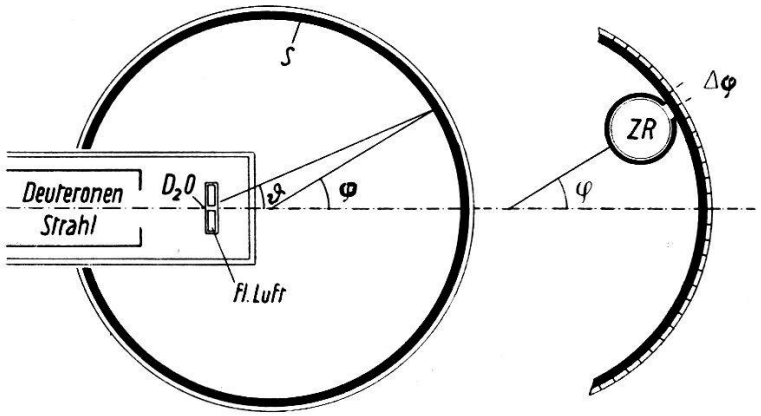

Fig. 1.
Anordnung für Bestrahlung und Aktivitätsmessung.

sich durch eine gewölbte Targetkonstruktion von nur 0,4 mm Wandstärke beseitigen.

Die statistischen Fehler der Aktivitätsmessung verkleinerten wir durch gleichzeitige Messung an verschiedenen Stellen des Ringes mit vier Zählrohren und durch drastische Herabsetzung des Nulleffektes, der bei langlebigen Aktivitäten eine sehr störende Rolle spielt. Die Zählrohre sind aus dickwandigen Messingrohren von 12 mm Innendurchmesser gearbeitet. Die β-Strahlen treten durch eine Aluminiumfolie ein, welche über einen Schlitz von 6×45 mm^2 gespannt ist. Die ganze Messanordnung befand sich in einem holzgefütterten Bleikasten. Dank diesen Massnahmen konnte der Nulleffekt auf einen konstanten Wert von etwa 3 min^{-1} reduziert werden.

Der Berechnung der mittleren Neutronenenergie wurde 3,265 MeV als Energietönung der D-D-Reaktion[5]) und 80 KeV Energieverlust der Deuteronen in der Target zugrunde gelegt. Die Anisotropiekonstanten im Ausdruck $1+A\cos^2\Theta + B\cos^4\Theta$ für den differentiellen Wirkungsquerschnitt wurden der Arbeit von Hunter und Richards[6]) entnommen.

Resultate.

a) $S^{32}(np)P^{32}$.

Mit 660 KeV Deuteronen wurde die von BLEULER gefundene Aktivitätsverteilung bestätigt, bei besserer Spiegelsymmetrie und schärferen Maxima. Mit 710 KeV verschob sich die Lage der Maxima auf dem Schwefelring entsprechend den Erwartungen, während das Verhältnis der errechneten Wirkungsquerschnitte unverändert blieb. Der Verlauf ist in Fig. 2 dargestellt. Der Ordinatenmaßstab ist so gewählt, dass die Kurve möglichst nahe den Absolutwerten von KLEMA und HANSON[3]) verläuft. Wie schon früher vermutet,

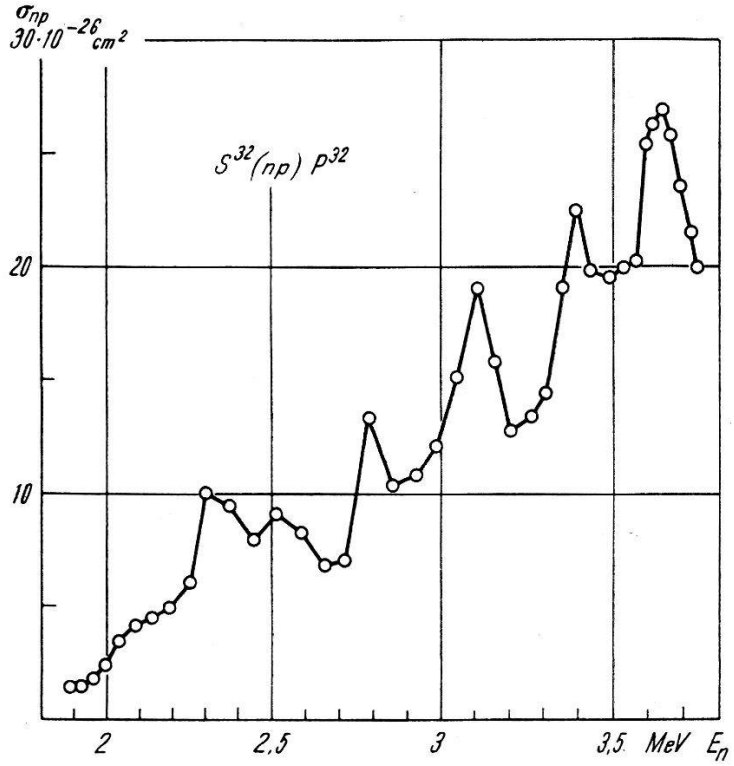

Fig. 2.
Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von $S^{32}(np)P^{32}$.

tritt bei 3,64 MeV nochmals ein kräftiges Maximum auf, während sich ein weiteres bei 2,51 MeV abzeichnet.

ZAGOR und VALENTE[7]) berichten, dass ihre Ionisationskammermessungen an Stickstoff eine derart starke Absorption der Resonanzneutronen zeigten, dass die Maxima durch 0,38 g/cm² Stickstoff unterdrückt wurden. Wir versuchten diesem schwer verständlichen Effekt beim Schwefel nachzugehen, indem wir die eine Hälfte des Messringes unter Vorschaltung einer 0,8 g/cm² schweren Schwefelschicht bestrahlten. Die Aktivitätsmessung ergab aber volle Symmetrie der beiden Hälften.

b) $P^{31}(np)Si^{31}$.

Pulverisierter und gewaschener roter Phosphor wurde mit wenig Kolophonium und Alkohol plastisch gemacht, in mehreren Lagen auf die Innenseite eines Resocelzylinders aufgetragen und schliesslich geschliffen. Wegen widersprechenden Literaturangaben über die HWZ von Si^{31} führten wir einige Vorversuche aus und fanden $T = 155{,}5 \pm 1$ min, in Übereinstimmung mit [2]); diesen Wert benutzten wir in der Folge zur Reduktion der Daten.

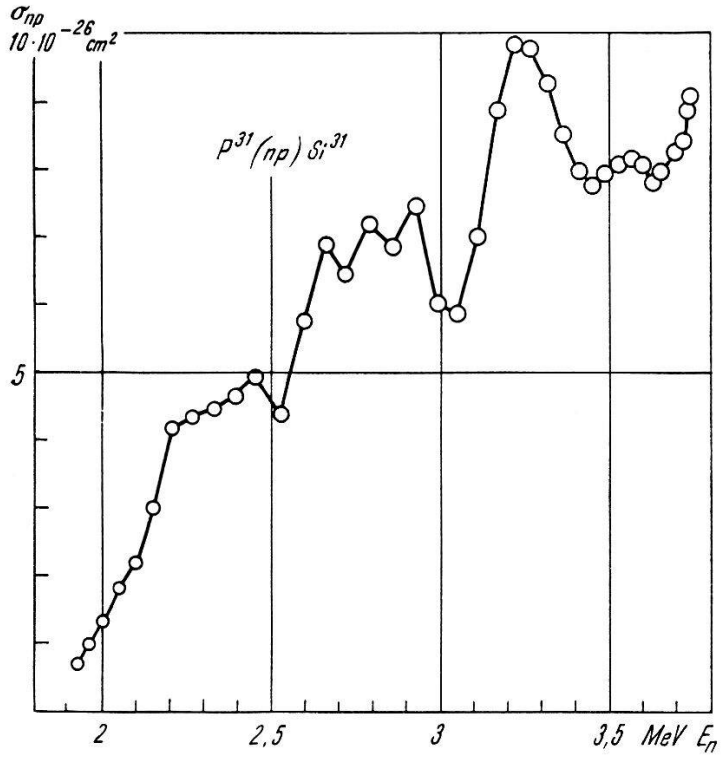

Fig. 3.
Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes $P^{31}(np)Si^{31}$.

Es wurden drei Messreihen mit 710 KeV Deuteronenenergie durchgeführt. Das Ergebnis ist in Fig. 3 dargestellt. Der Ordinatenmaßstab ist den Absolutwerten von Metzger et al.[2]) angepasst. Auch bei dieser Reaktion treten demnach Resonanzen auf. Selbst die drei kleinen Maxima bei 2,67, 2,79 und 2,93 MeV kehrten in allen Messreihen wieder.

c) $Cl^{35}(n\alpha)P^{32}$.

Wir versuchten schliesslich, ein analoges Experiment bei der $(n\alpha)$-Reaktion auszuführen. Für die theoretische Deutung wäre es am aufschlussreichsten, (np) und $(n\alpha)$ an demselben Kern zu beobachten. Leider führt aber $S^{32}(n\alpha)Si^{29}$ auf einen stabilen Kern, P^{31}

$(n\alpha)Al^{28}$ auf ein Isotop mit nur 2,3 min HWZ. Für die Aktivitätsmethode kommt eigentlich nur Chlor in Frage. Als Substanz eignet sich Hexachlorcyclohexan $C_6H_6Cl_6$*), das in geschmolzenem Zustand gleich wie Schwefel im Schleuderguss auf der Innenseite eines Resocelzylinders eingebettet wird. Der an sich schon kleine Wirkungsquerschnitt sinkt bei kleinen Neutronenenergien wegen der hohen Potentialschwelle für α-Teilchen so rapid, dass unterhalb 3 MeV keine nützlichen Messungen möglich waren. Im Bereich der Neutronenenergie von 3,0 bis 3,7 MeV steigt der Wirkungsquerschnitt monoton innerhalb der statistischen Fehler, mit Ausnahme vielleicht einer kleinen Spitze bei 3,45 MeV.

Diskussion.

Der statistische Fehler der Messpunkte spielt bei unsern (np)-Messungen eine vernachlässigbare Rolle. Er übersteigt nie die Grösse der in Fig. 2 und 3 eingezeichneten Kreise und ist meistenteils kleiner als 2%. Andererseits scheint uns angesichts der unternommenen Kontrollen ausgeschlossen, dass systematische Fehler die Ursache so grosser Fluktuationen sein können, so dass wir an die Realität der beobachteten Resonanzen glauben. Es ist möglich, dass die Maxima und Minima in Wirklichkeit noch wesentlich ausgeprägter sind, weil in mehreren Fällen die beobachtete Breite ganz durch unser apparativ bedingtes Auflösungsvermögen erklärt werden kann.

Es liegt im Wesen unserer Methode, dass die Wirkungsquerschnitte bei den kleinen Energien wegen der unvermeidlichen Streuung der Neutronen systematisch zu hoch liegen. Eine zuverlässige Abschätzung der notwendigen Korrektur ist nicht leicht und wir haben deshalb von vorneherein auf Absolutbestimmungen verzichtet.

Der Abwesenheit von Resonanzen bei $Cl^{35}(n\alpha)P^{32}$ kommt vorläufig keine grosse Bedeutung zu, da der erfasste Bereich klein, und über den zugehörigen (np)-Prozess nichts bekannt ist. Die von Bleuler vorgeschlagene Deutung der Resonanzen als Schwankungen der Niveaudichte des Zwischenkerns scheint noch immer befriedigend.

Zürich, Physikalisches Institut der ETH.

---

*) Von der Firma Dr. Maag in Dielsdorf freundlich überlassen, wofür wir auch an dieser Stelle danken möchten.

Bibliographie.

[1]) Bleuler, H.P.A. **20**, 519 (1947).
[2]) Metzger, Alder, Huber, H.P.A. **21**, 278 (1948).
[3]) Klema, Hanson, Phys. Rev. **73**, 105 (1948).
[4]) Ricamo, Zünti, Baldinger, Huber, H.P.A. Bieler Tagung (1950).
[5]) Tollestrup, Jenkins, Fowler, Lauritsen, Phys. Rev. **75**, 1947 (1949).
[6]) Hunter, Richards, Phys. Rev. **76**, 1445 (1949).
[7]) Zagor, Valente, Phys. Rev. **69**, 55 (1945).