

Resonanzen beim Prozess S32(n,p)P32

Autor(en): **Bleuler, E.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **20 (1947)**

Heft VI

PDF erstellt am: **10.08.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-111817>

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.

Resonanzen beim Prozess $S^{32}(n, p)P^{32}$

von E. Bleuler.

(27. VIII. 1947.)

Zusammenfassung. Die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes der Reaktion $S^{32}(n, p)P^{32}$ von der Neutronenenergie wird mit monochromatischen D-D-Neutronen zwischen 2 und 3,7 MeV untersucht. Resonanzen werden bei $E_n = 2,39, 2,80, 3,10, 3,46$ und $3,65-3,7$ MeV festgestellt.

A. Einleitung.

Bei der Bestrahlung von SO_2 mit dem kontinuierlichen Spektrum der Rn-Be-Neutronen in der Ionisationskammer beobachtete WILHELMY¹⁾ — ähnlich wie bei Stickstoff und Sauerstoff — das bevorzugte Auftreten von Protonen und α -Teilchen bestimmter Energien. Im Prozess $S^{32}(n, \alpha)Si^{29}$ werden die beobachteten α -Gruppen von 2,8 und 4,15 MeV durch Neutronen von 1,6 und 2,95 MeV erzeugt ($Q = 1,2$ MeV). Bei den Protonengruppen von 1,4, 1,82 und 2,25 MeV der Reaktion $S^{32}(n, p)P^{32}$ betragen die entsprechenden Energien der einfallenden Neutronen 2,36, 2,78 und 3,21 MeV ($Q = -0,96$ MeV).

Die Resonanzmaxima des Wirkungsquerschnittes kommen dadurch zustande, dass für diese Neutronenenergien E_n die Anregungsenergie des Zwischenkerns $S^{33} E^* = E_0 + \frac{32}{33} E_n$ mit einem seiner Energieniveaus zusammenfällt. ($E_0 =$ Bindungsenergie des Neutrons in S^{33} .) Das Auftreten der Resonanzen ist daher nur dann zu erwarten, wenn die Breite der Niveaus kleiner ist als ihr Abstand, d. h. bei leichten Kernen und nicht zu hoher Anregungsenergie.

Die obige Deutung der beobachteten Gruppen beruht aber auf der Annahme, dass die Kernreaktion in den Grundzustand des Folgekernes führt, was nicht immer der Fall zu sein braucht. Zur Entscheidung muss der Wirkungsquerschnitt mit monochromatischen Neutronen gemessen werden. Dies wurde hier für die Reaktion $S^{32}(n, p)P^{32}$ durchgeführt, welche durch Nachweis des entstehenden radioaktiven P^{32} leicht untersucht werden kann. Eine ähnliche Kontrolle ist bisher nur von BARSCHALL und BATTAT²⁾ bei Stickstoff mit Energien bis zu 1,7 MeV gemacht worden.

*

Messmethode.

Als Quelle monochromatischer Neutronen variabler Energie wurde die Reaktion $H^2(d, n)He^3$ benutzt. Bei einer mittleren Beschleunigungsspannung von 0,62 MeV und einer Energietönung von 3,31 MeV beträgt die Energie der Neutronen unter einem Winkel ϑ gegenüber der Einfallsrichtung der Deuteronen

$$E_n = [0,278 \cos \vartheta + (2,633 + 0,078 \cos^2)^{1/2}]^2$$

so dass sie zwischen 3,71 MeV ($\vartheta = 0$) und 1,88 MeV ($\vartheta = 180^\circ$) verändert werden kann.

Die Deuteronen wurden mit dem Tensator beschleunigt, magnetisch abgelenkt und trafen auf eine D_2O -Schicht von ca. 80 keV Bremsvermögen. Letztere wurde durch Aufdampfen bestimmter Mengen D_2O auf eine mit flüssiger Luft gekühlte Kupferplatte hergestellt. Ihre Dicke wurde durch Messung der Neutronenintensität

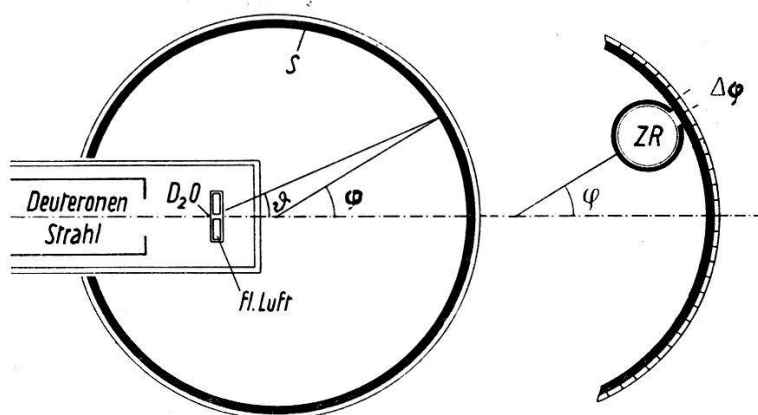


Fig. 1.

Anordnung für Bestrahlung und Aktivitätsmessung.

relativ zur Sättigungsintensität (bei dicker Schicht) bestimmt. Eine Untersuchung des Neutronenspektrums mit Hilfe der photographischen Methode zeigte die erwartete Halbwertsbreite von etwa 0,1 MeV in der Vorwärtsrichtung.

Die Anordnung zur Bestrahlung des Schwefels zeigt Fig. 1. Ein Schwefelring von 40 mm Breite, 3 mm Dicke und 149 mm innerem Durchmesser ist in einen Resocelzylinder eingegossen. Da die Neutronenintensität für $\vartheta = 0$ am grössten ist, wird er exzentrisch befestigt. Nach einer Bestrahlung mit $160 \mu Ah$ wurde die Verteilung der Aktivität des P^{32} auf dem Ring gemessen, indem er mit einem Zählrohr abgetastet wurde. Die Spaltbreite betrug 6 mm; die Messpunkte waren 5,8 mm voneinander entfernt, entsprechend einer Drehung des Ringes um $\Delta\varphi = 4,5^\circ$.

Resultat.

Das Ergebnis der Aktivitätsmessung zeigt Fig. 2. Das hervorstechende Merkmal sind die Maxima bei $\varphi = 49,5^\circ$, $76,5^\circ$, 99° und 126° . Die Tatsache, dass sie auf beiden Seiten auftreten, zeigt, dass es sich nicht um Nebeneffekte handelt (z. B. ungleichmässige Schwefelschicht).

Der Wirkungsquerschnitt $\vartheta_{n,p}$ ist in Fig. 3 als Funktion der Neutronenenergie dargestellt. Dabei wurde für die Verteilung der

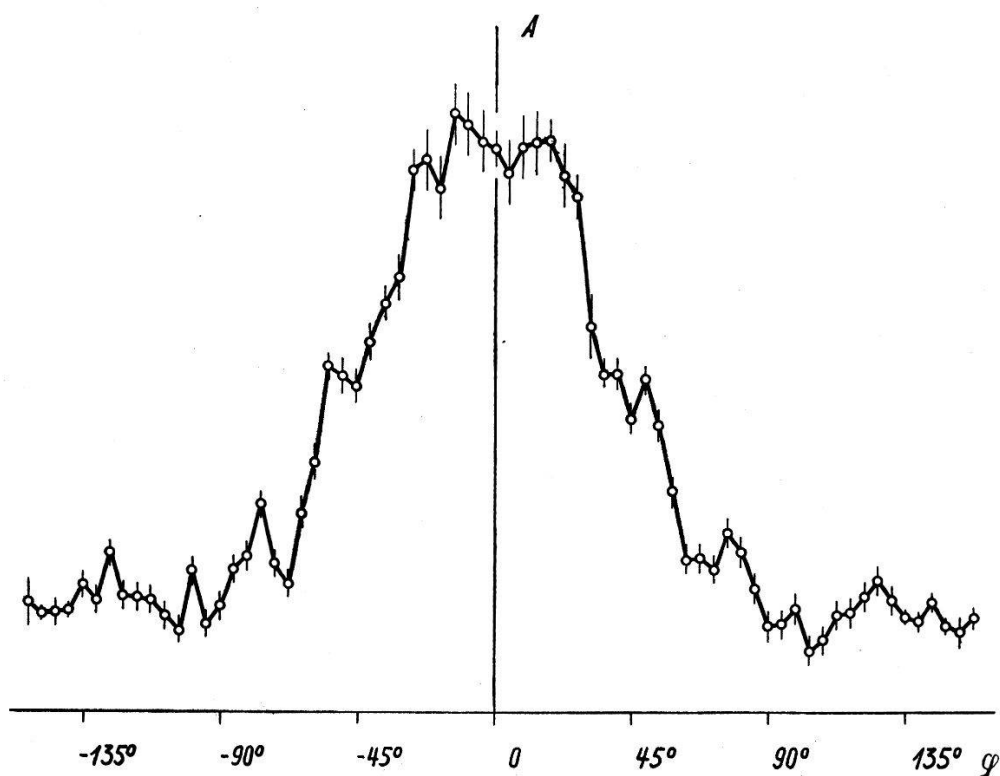


Fig. 2.

Verlauf der Aktivität des P^{32} auf dem Kreisumfang (willkürliche Einheiten).

D-D-Neutronen im Schwerpunktsystem das Gesetz $n(\Theta) = \text{const.} (1 + A \cos^2 \Theta)$ angenommen, mit dem Wert $A = 2,0$ (nach BENNETT, MANDEVILLE und RICHARDS³). Kleine Verschiebungen der mittleren Neutronenenergie infolge der Mittelung über die Fläche des Messpaltcs wurden berücksichtigt. Die Auflösungskurven sind für einige Energien angegeben. Ihre Form hängt von der geometrischen Anordnung, der Ausdehnung der Quelle und der Dicke der D_2O -Schicht ab und ändert sich mit der Neutronenenergie.

Diskussion.

Der Wirkungsquerschnitt für den (n, p) -Prozess lässt sich schreiben:

$$\sigma_{n,p} = \sigma_z \frac{\Gamma_p}{\Gamma}.$$

σ_z ist der Wirkungsquerschnitt für die Bildung des Zwischenkerns, Γ_p/Γ die relative Wahrscheinlichkeit der Aussendung eines

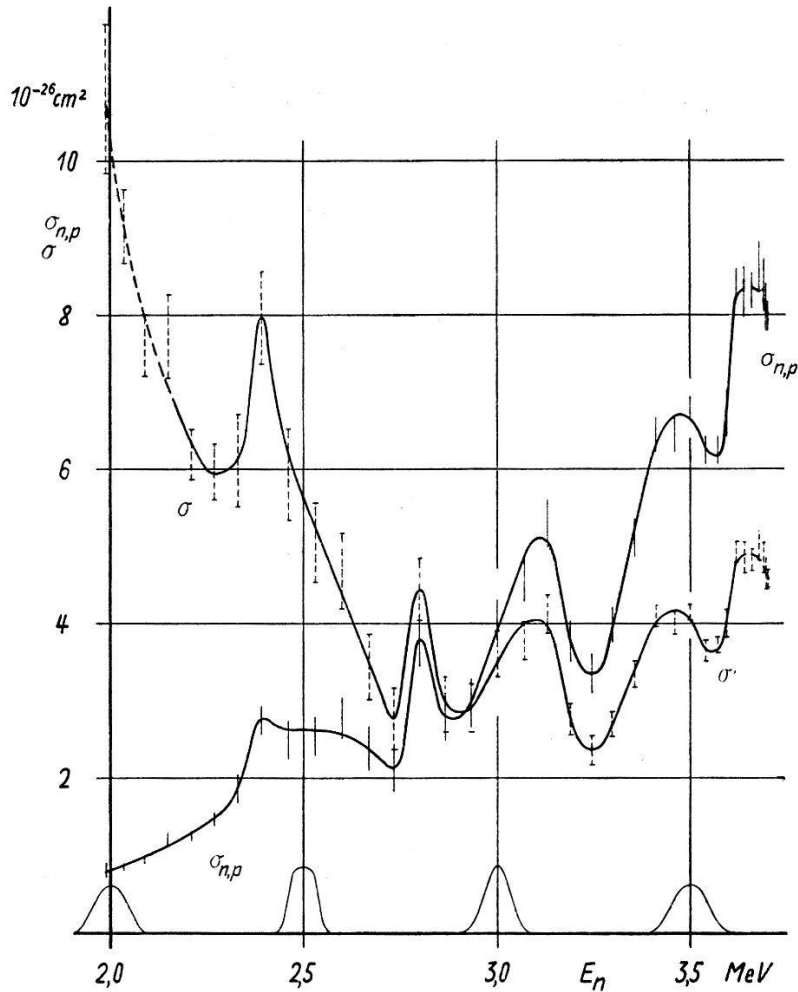


Fig. 3.

Energieabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte.

- $\sigma_{n,p}$ Die Absolutwerte können 50% fehlerhaft sein.
- $\sigma' = \sigma_{n,p} E^2/P_0$ in willkürlichen Einheiten.

Protons, gegeben durch das Verhältnis der Protonenbreite zur Gesamtbreite des fraglichen Zustandes des Zwischenkernes. Die letztere ist wegen der Behinderung der Emission geladener Teilchen durch das Coulombfeld im wesentlichen durch die Neutronenbreite gegeben. Um σ_n , das die gesuchten Resonanzen aufweist, zu berechnen, müsste man Γ_p und Γ_n kennen. Diese werden jedoch auch

von den individuellen Niveaus abhängen. Das beste, was man tun kann, ist daher, wenigstens die allgemeine Energieabhängigkeit dieser Grössen zu eliminieren. Γ_p wurde der Einfachheit halber proportional zur Durchdringbarkeit der Coulomb-Barriere für ein Teilchen mit dem Bahndrehimpuls 0 gesetzt (P_0 , berechnet nach WEISSKOPF und EWING⁴), mit einer Potentialschwelle von 4,63 MeV. Für Γ_n wurde Proportionalität mit E^2 angenommen, weil mit wachsender Energie einerseits die Zahl der Niveaus zunimmt, in welchen beim Prozess $S^{32}(n, n)S^{32*}$ der Endkern zurückbleiben kann, andererseits aber auch die Wahrscheinlichkeit für den Zerfall in jedes bestimmte Niveau S^{32*} mit der Energie ansteigt.

Der so berechnete Wirkungsquerschnitt $\sigma' = \sigma_{n, p} E^2 / P_0$ in willkürlichen Einheiten, ist ebenfalls in Fig. 3 eingezeichnet. Er sollte nur noch die von den einzelnen Niveaus abhängigen Schwankungen enthalten. Der Anstieg bei kleinen Energien dürfte zum Teil auf Streuneutronen, zum Teil auf die mangelhafte Berechnung von P_0 (die verwendete Näherung ist für $Z = 15$ nicht mehr sehr gut) zurückzuführen sein.

Tabelle 1 gibt die Resonanzenergien nach Fig. 3 und nach WILHELMY, sowie die Anregungsenergien des Zwischenkernes S^{33} , wobei für das letzte Neutron eine Bindungsenergie von 9,02 MeV angenommen worden ist (Isotopenbericht 1942⁵).

Tabelle 1.

E_{\max} Fig. 3	E^* (S^{33}) ($E_0 = 9,02$ MeV)	E_{\max} WILHELMY
2,39 MeV	11,34 MeV	2,36 MeV
2,80	11,73	2,78
3,10	12,03	3,21
3,46	12,37	
3,65—3,7	12,56—12,61	

Es zeigt sich, dass die drei tiefsten Maxima sehr gut mit denjenigen WILHELMYS übereinstimmen, während er die höheren aus Intensitätsgründen nicht mehr erhalten konnte. Ob sein für α -Teilchen gefundenes Maximum bei $E_n = 2,95$ MeV nicht mit einem der Protonenmaxima zusammenfällt, kann in Anbetracht der Unsicherheit der Messung und der Energietönung des (n, α) -Prozesses nicht mit Sicherheit entschieden werden. Die Genauigkeit der Werte der ersten Kolonne beträgt etwa 0,05 MeV, wobei der Fehler zum grossen Teil von der Unsicherheit des Q -Wertes der D-D-Reaktion stammt, welche 0,03 MeV beträgt. Die Lage des obersten

Maximums kann nicht genau angegeben werden, da seine Flanke zu höheren Energien nicht weiter verfolgt werden kann.

Die Breiten der beiden tiefsten Maxima der Kurve σ' scheinen kleiner als das Auflösungsvermögen der Messung (~ 80 keV), während die Niveaus bei 3,1 und 3,46 MeV rund 200 keV breit sein dürften, ohne dass allerdings eine Multiplettstruktur ausgeschlossen werden kann. BARSCHALL und BATTAT²⁾ finden für den Prozess $N^{14}(n, p) C^{14}$ Niveaubreiten von 50—100 keV.

Eine Bemerkung zur Deutung der Maxima mag noch am Platze sein: Es scheint zunächst erstaunlich, dass bei diesen Anregungsenergien von rund 12 MeV der Abstand der Niveaus immer noch 200—400 keV betragen soll, während für die Reaktion $Al^{27}(p, \gamma) Si^{28}$ zwischen 12 und 13 MeV Anregungsenergie des Si^{28*} ein mittlerer Niveauabstand von 30 keV gemessen wird (BROSTRÖM, HUUS und TANGEN⁶⁾). Man sieht jedoch sofort ein, dass der Unterschied nur eine Sache des Auflösungsvermögens oder der Niveaubreite ist. Denkt man sich nämlich die Anregungskurve dieser Autoren mit einem Auflösungsvermögen von 80 keV gemessen, oder die Niveaus — z. B. durch die Möglichkeit der Neutronenemission — auf diesen Betrag verbreitert, so erhält man nur noch wenige ausgeprägte Maxima an den Stellen der stärksten Resonanzen, mit Abständen von 250—350 keV.

Bei der Untersuchung dieser Neutronenresonanzen scheint man also nur die Lage einiger weniger bevorzugter Niveaus zu messen. Es wird auf alle Fälle interessant sein, zu untersuchen, ob diese für die (n, p) und die (n, α) -Prozesse dieselben sind. Die Verwendung monochromatischer Neutronen hat hier grosse Vorteile gegenüber der Methode von WILHELMY, da die Unterscheidung der Reaktionen viel leichter ist.

Dem Leiter des Institutes, Herrn Prof. Dr. P. SCHERRER, bin ich für die fördernde Unterstützung dieser Arbeit zu grossem Dank verpflichtet.

Zürich, Physikalisches Institut der E. T. H.

Literaturverzeichnis.

- 1) WILHELMY, Zs. f. Physik **107**, 769 (1937).
- 2) BARSCHALL und BATTAT, Phys. Rev. **70**, 245 (1946).
- 3) BENNETT, MANDEVILLE und RICHARDS, Phys. Rev. **69**, 418 (1946).
- 4) WEISSKOPF und EWING, Phys. Rev. **57**, 472 (1940).
- 5) FLÜGGE und MATTAUCH, Phys. Z. **44**, 181 (1943).
- 6) BROSTRÖM, HUUS und TANGEN, Phys. Rev. **71**, 661 (1947).