Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 14 (1941)
Heft: VII

Artikel: Kernreaktionen von Fluor mit schnellen Neutronen
Autor: Scherrer, P. / Huber, P. / Rossel, J
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-111204

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: 09.07.2025

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

Kernreaktionen von Fluor mit schnellen Neutronen

von **P. Scherrer, P. Huber** und **J. Rossel.**

(8. XI. 41.)

---

1. Einleitung.

Bei der Bestrahlung von Fluor 19 mit schnellen Neutronen von ungefähr 3 MeV sind zwei Kernumwandlungen zu erwarten:

$$F_9^{19} + n_0^1 = N_7^{16} + He_2^4 + Q_1 \qquad \text{I)}$$

$$F_9^{19} + n_0^1 = O_8^{19} + H_1^1 + Q_2 \qquad \text{II)}$$

Fluor besitzt nur ein einziges stabiles Isotop; die Masse desselben ist gut bekannt: $m_{Fl} = 19{,}00454 \pm 0{,}00024$. Durch die experimentelle Bestimmung der Energietönungen Q_1 und Q_2 der oben erwähnten Kernreaktionen lassen sich daher die Massen des Stickstoffisotops N_7^{16} und des Sauerstoffisotops O_8^{19} bestimmen.

N_7^{16} ist ein Elektronenstrahler mit einer Halbwertszeit von 8 sec. Nach Messungen des β-Spektrums ($N^{16} \rightarrow O^{16} + \bar{\varepsilon}$) besitzt N_7^{16} die Masse 16,00645[1]). Auf Grund dieses Wertes ergibt sich eine positive Energietönung Q_1 von ca. 3 MeV für die Reaktion I und diese müsste schon unter Einwirkung von langsamen Neutronen möglich sein.

O_8^{19} ist ebenfalls ein Elektronenstrahler. Seine Halbwertszeit beträgt 31 sec. Die Masse des Sauerstoffisotops O^{19} ist aber unbekannt.

Eine genaue experimentelle Untersuchung der durch Neutronen erzeugten Fluor Umwandlungen fehlt noch. In der vorliegenden Arbeit werden diese Reaktionen mit Hilfe von Ionisationskammer und linearem Verstärker sorgfältig vermessen.

2. Apparative Hilfsmittel.

Als Neutronenquelle dient die (*d-d*) Reaktion. Hochspannungsanlage und Kanalstrahlröhre sind in früheren Arbeiten ausführlich beschrieben[2]). Für die vorliegende Untersuchung lieferte die Anlage bis zu 70 μA magnetisch ausgeblendete Deuteronenstrahlen von 0,124 MeV Energie. Auch die Konstruktion von Ionisations-

kammer und linearem Verstärker ist in den zitierten Arbeiten angegeben. Die Ionisationskammer ist zur Untersuchung von Kernreaktionen gasförmiger Stoffe vorzüglich geeignet. Für unseren Fall kam als Füllgas einzig CF_4 in Betracht, das bei gewöhnlichen Temperaturen chemisch inaktiv ist. Der im CF_4 enthaltene Kohlenstoff gibt mit Neutronen von nur 3 MeV Energie keine Kernreaktion; denn er besitzt für Neutronenreaktionen eine stark negative Energietönung von ca. -7 MeV. Dagegen zeigt der Kohlenstoff infolge seiner kleinen Masse eine störende Eigenschaft: durch elastischen Stoss kann ein Neutron von 2,8 MeV maximal den relativ hohen Energiebetrag von 0,78 MeV auf den C-Kern übertragen. Da die Wirkungsquerschnitte für elastische Stösse im allgemeinen gross sind, machen sich die zahlreichen elastischen Kohlenstoffrückstösse recht unangenehm bemerkbar. Die Genauigkeit der Energiemessung wird dadurch beeinträchtigt; der mittlere Störpegel bei Anwesenheit zahlreicher Rückstösse betrug ca. 0,17 MeV.

Für die Versuche standen zwei Liter reines CF_4 von 1 ata zur Verfügung. Um in der Ionisationskammer mit einem Volumen von 170 cm³ die nötigen Drucke von 4—5 ata zu erhalten, wurde das

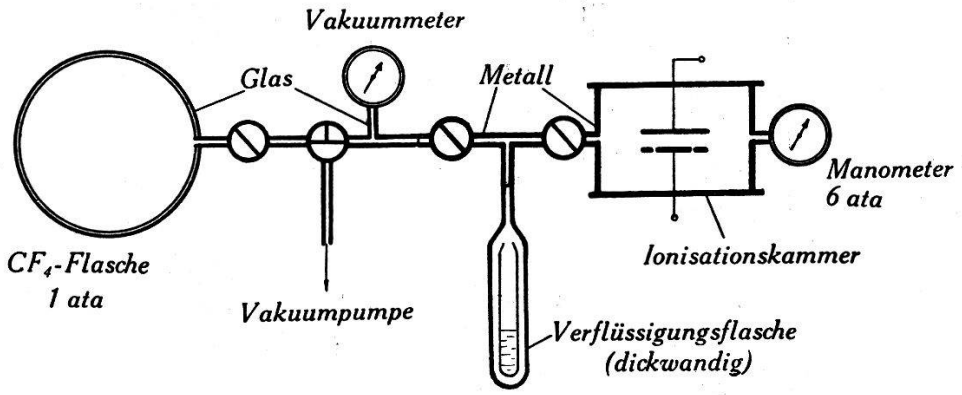

Fig. 1.
Anordnung zum Füllen der Kammer.

CF_4-Gas verflüssigt (Fig. 1) (Dampfdruck 1,5 mm Hg bei $T = 92{,}5^0$ abs.) und konnte durch Verdampfung mit dem gewünschten Druck in die Ionisationskammer eingefüllt werden.

3. Untersuchung der Fluorreaktionen.

A. Messung der Energietönung.

Auf Grund des oben angegebenen Massenwertes für N^{16} sollte die $F^{19}(n,\alpha)N^{16}$-Reaktion schon mit langsamen Neutronen möglich sein. Zur Prüfung dieser Vermutung bestrahlten wir die mit 5 ata

CF_4 gefüllte Ionisationskammer mit langsamen Neutronen. Die erwarteten Ausschläge des Oszillographen, entsprechend einer Kernreaktion von 3 MeV Energie, wurden nicht gefunden; es zeigte sich nur der normale Untergrund der Anordnung. Aus diesem negativen Resultat ergibt sich eine obere Grenze für die Massen von N^{16} und O^{19} und speziell erweist sich der in der Einleitung angegebene Massenwert von N^{16} als viel zu hoch.

Hierauf versuchten wir Kernreaktionen an Fluor mit schnellen Neutronen von 2,87 MeV Energie zu erzeugen. Die Ionisationskammer befand sich 22,5 cm von der Neutronenquelle entfernt, besass ein Zählvolumen von 4 cm Durchmesser mit einer Tiefe von

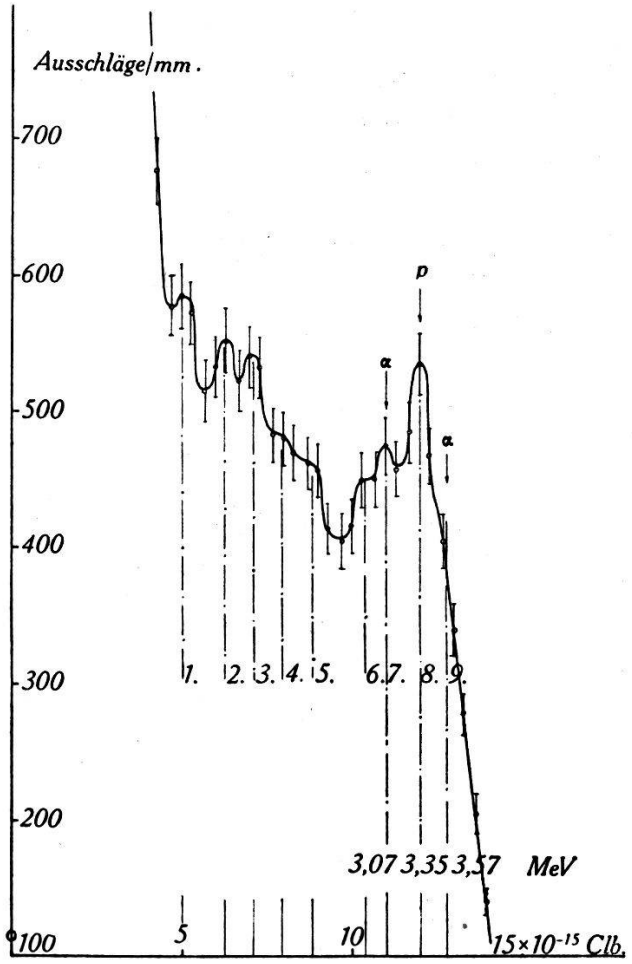

Fig. 2.

Ausschlagsstatistik der F_9^{19} Reaktionen.

1 cm und enthielt CF_4 von 5,6 ata. An die Elektroden der Ionisationskammer wurde eine Spannung von 9600 Volt gelegt. Die gesamte Messdauer erreichte 8 h 7′ bei einem mittleren Deuteronenstrom von 51 μA. Jede Messreihe erstreckte sich über ca. 1 h. Um die Änderung der Empfindlichkeit des Verstärkers in dieser Zeit zu berücksichtigen, wurden auf jedem Film am Anfang, in

der Mitte und am Schluss je eine Eichung mitregistriert. Für jedes der so bestimmten Intervalle wurde die Ausschlagsverteilung unter Zugrundelegung der entsprechenden mittleren Eichkurve aufgezeichnet. Durch Addition dieser Teilkurven ergab sich dann die gesamte Ausschlagsverteilung. Die Ergebnisse dieser Messungen zeigt Fig. 2. Als Abszisse ist für jeden Messpunkt die Ladung aufgetragen, welche in der Ionisationskammer jeweils bei einem Prozess erzeugt wurde. Diese Ladung ist ein Mass für die Energie der bei einer Kernreaktion oder beim Rückstoss entstehenden schnellen Teilchen. Als Ordinate ist die Zahl Kernreaktionen aufgetragen, die in einem bestimmten Energie-Intervall gezählt wurden. Die Energie-Intervalle wurden in zunächst willkürlichem Energiemass

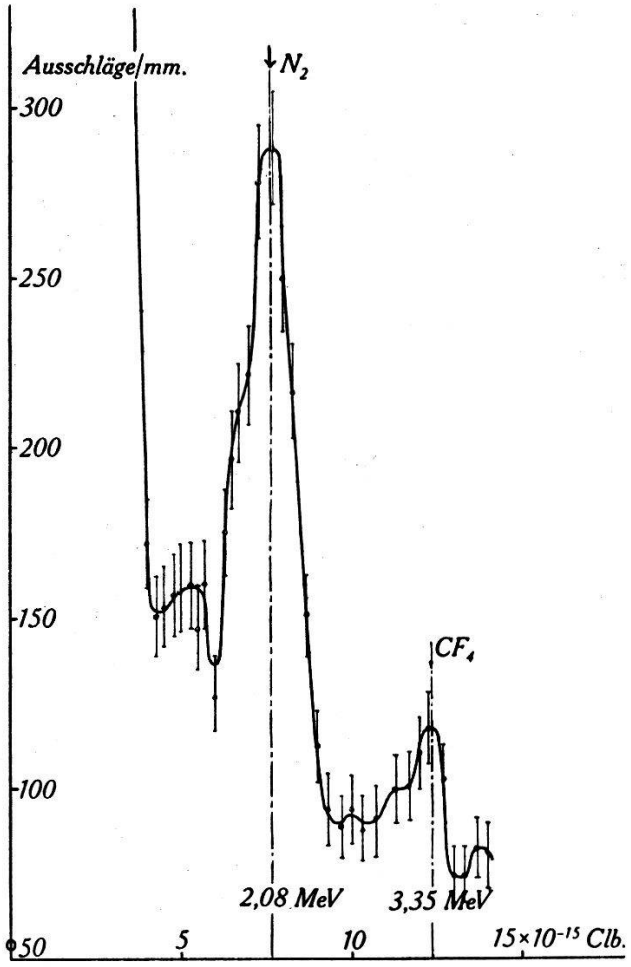

Fig. 3.
Energiemessung mit Hilfe der N(n, α)B-Reaktion.

durch 1 mm-breite Bänder auf dem Registrierfilm dargestellt. Zu jedem Messpunkt ist der zweifache mittlere statistische Fehler angegeben.

In der Kurve zeichnen sich neun Energiegruppen ab. Jeder entspricht eine bestimmte, bei der Reaktion freiwerdende Energie,

welche in unserem Diagramm durch die zugehörige Ladung gemessen wird. Der Zusammenhang Energietönung-Ladung ist durch die mittlere Ionisierungsarbeit des CF_4-Moleküls gegeben. Die zur Bildung eines Ionenpaares bei diesem Gase notwendige Arbeit ist aber unbekannt. Um dennoch die Energie der Gruppen zu bestimmen, benutzten wir zur Energieeichung die genau bekannte (n,α)-Reaktion des Stickstoffs, die gleichzeitig mit den Fluorreaktionen registriert wurde. In diesem Versuch bestand die Füllung der Ionisationskammer aus 5,7 ata CF_4 und 0,5 ata N_2. Die Beobachtungszeit betrug 1 h 39′, bei einem mittleren Deuteronenstrom von 50 μA. Die erhaltene Ausschlagsstatistik zeigt Fig. 3. Man sieht, dass die Wirkungsquerschnitte der Fluorreaktionen klein sind im Vergleich zur $N(n,\alpha)B$-Umwandlung. In der Umgebung der Stickstoffreaktion werden die Fluorgruppen stark verzerrt. Einzig die Gruppe 8 (Fig. 2) lässt sich mit genügender Genauigkeit festlegen. Mit der bekannten Energie der $N(n,\alpha)B$-Umwandlung — für 2,87 MeV Neutronen besitzt das Maximum der Stickstoffgruppe eine Energie von 2,08 MeV — lässt sich so die Energie der Gruppe 8 zu 3,35 MeV angeben. Damit sind die Energien aller Gruppen in Fig. 2 bestimmt. Die Messgenauigkeit beträgt $\pm$ 0,25 MeV. Tabelle 1 gibt die zugehörigen Werte.

Die mittlere Ionisationsarbeit für CF_4 berechnet sich aus diesen Messungen zu 44,6 eV pro Ionenpaar.

Tabelle 1.

Gruppe . . .	1	2	3	4	5	6	7	8	9
Energie . . .	1,39	1,74	1,98	2,22	2,47	2,90	3,07	3,35	3,51 MeV

Der steile Anstieg der Ausschlagsverteilung unter $5{,}10^{-15}$ Clb ($\sim$ 0,8 MeV) ist durch die vielen Rückstosskerne in diesem Energiegebiet bedingt.

B. Zuordnung der Gruppen zu (n,α)- oder (n,p)-Umwandlungen.

Um aus den nach Abschnitt 3 A gemessenen Energien die Kernmassen zu bestimmen, müssen die einzelnen Energiegruppen α- oder p-Umwandlungen zugeordnet werden können. Diese Trennung wird möglich infolge der verschieden grossen Reichweite von α- und p-Strahlen bei gleicher Energie. Leider lassen sich im Fall sehr benachbarter Energiegruppen nur die energiereichsten Gruppen identifizieren. Dazu beobachtet man die Ausschlagsstatistik bei abnehmenden Fülldrucken in der Ionisationskammer. Für Protonen wird der sog. Randeffekt so gross, dass die zugehörige Gruppe bei kleinem Druck verschwindet. Dagegen verläuft die Bahn der α-Teilchen wegen ihrer geringen Reichweite auch bei

kleinen Fülldrucken in der Ionisationskammer ganz im Zählvolumen. Die den α-Reaktionen zugehörigen Energiegruppen bleiben daher bei abnehmendem Fülldruck unverändert. Bei einer Druckverminderung von 5,6 auf 3,25 ata CF_4 wächst die Reichweite von 3,35 MeV Protonen von 1,05 cm auf 1,85 cm, diejenige von 3,51 MeV α-Teilchen dagegen nur von 0,15 cm auf 0,23 cm. In diesem Druckgebiet ist in einer Kammer von 4 cm Durchmesser und 1 cm Plattendistanz der Randeffekt für α-Teilchen noch ohne merklichen Einfluss. Die den Protonen entsprechenden Maxima der Verteilungskurve werden dagegen stark unterdrückt. Fig. 4

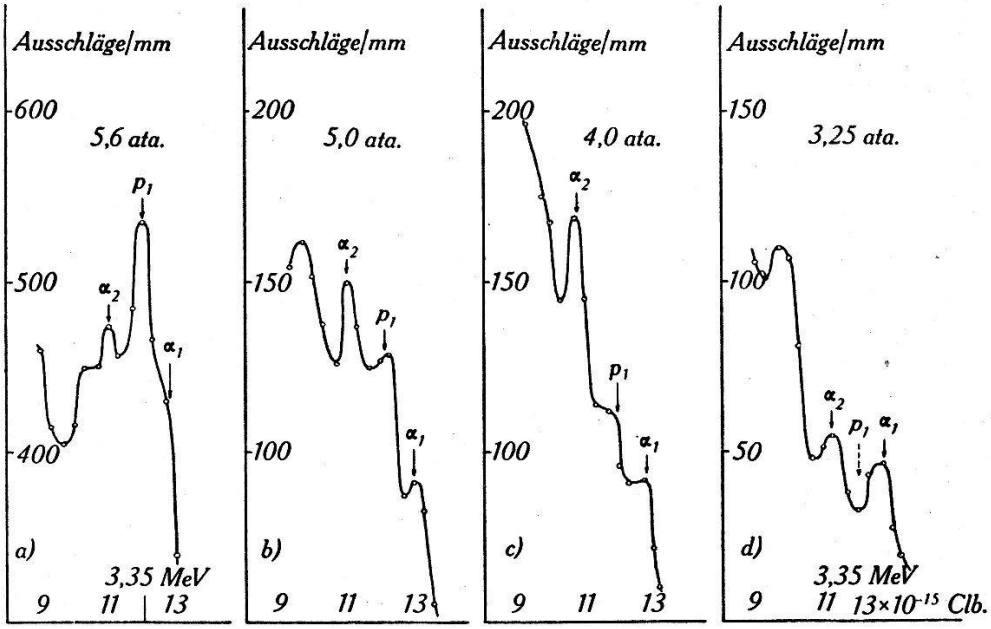

Fig. 4.
Trennung der α- und p-Gruppen.

zeigt diesen Effekt ausserordentlich deutlich. Es ist klar zu sehen, wie mit abnehmendem Druck die Gruppe von 3,35 MeV kleiner wird und sogar bei 3,25 ata vollständig verschwindet. Die beiden Nachbargruppen dagegen bleiben unverändert. Somit entspricht die Gruppe 8 einer p-Umwandlung, die Gruppen 7 und 9 gehören zu α-Reaktionen. Da F nur ein einziges stabiles Isotop besitzt, müssen die neun Gruppen zu angeregten Zwischen- oder Restkernen gehören. Die Anregung des Zwischenkerns F^{20} kommt nicht in Frage, da aus der Reaktion $F^{19}(d,p)F^{20}$ die Anregungsenergien von F^{20} bekannt sind[3]) und mit unseren Messungen nicht kombiniert werden können. Die einfachste Annahme ist die, dass die Restkerne N^{16} bzw. O^{19} angeregt zurück bleiben. Führen die energiereichsten Gruppen in die Grundzustände von N^{16} bzw. O^{19}, so lassen sich aus den Energien der Gruppen 8 resp. 9 die Massen der radioaktiven Kerne N^{16} resp. O^{19} bestimmen. Die (n,α)-Reak-

tion, die zum N^{16}-Kern führt, besitzt eine Energietönung $Q_1 = 0{,}70$ MeV, für die (n,p)-Umwandlung, die zum O^{19}-Kern gehört, wird $Q_2 = 0{,}48$ MeV. Benützen wir für n, H, He und F^{19} die Massen $n_0^1 = 1{,}008945 \pm 0{,}00005$, $H_1^1 = 1{,}008131 \pm 0{,}000006$, $He^4 = 4{,}003860 \pm 0{,}00006$ und $F^{19} = 19{,}00454 \pm 0{,}00024$, so ergeben sich für die gesuchten Massen von N^{16} und O^{19} die Werte:

$$N^{16} = 16{,}00887 \pm 0{,}00061$$
$$O^{19} = 19{,}00484 \pm 0{,}00055.$$

4. Zusammenfassung.

Durch Messung der Energietönungen bei den Kernreaktionen F^{19} (n,α) N^{16} und F^{19} (n,p) O^{19} werden die Massen von N^{16} und O^{19} bestimmt.

Physikalisches Institut der E.T.H. Zürich.

Literatur.

[1]) Mattauch: Isotopenbericht 1940. Zeitschr. f. Phys. I, 1940.

[2]) E. Baldinger, P. Huber und H. Staub, Helv. Phys. Acta XI, 245, 1938; E. Baldinger und P. Huber, Helv. Phys. Acta XII, 330, 1939.

[3]) J. C. Bower and W. E. Burcham, Proceed. Roy. Soc. **173**, 390, 1939.