

p, γ -Winkelverteilungsmessungen an $F^{19}(p, \alpha \gamma)O^{16}$ bei 340, 598 und 669 keV

Von TH. RETZ-SCHMIDT

Aus dem Physikalischen Staatsinstitut Hamburg

(Z. Naturforschg. 13 a, 833—838 [1958]; eingegangen am 2. Juli 1958)

Experimentelle Untersuchungen des Verhaltens der 6,14 MeV- γ -Strahlung bei $F^{19}(p, \alpha \gamma)O^{16}$ ergaben folgende Winkelverteilungen:

$$I_{\gamma}(669) \sim \text{isotrop}, \quad I_{\gamma}(598) \sim 1 + 0,17 \cos^2 \Theta, \quad I_{\gamma}(340) \sim 1 - 0,035 \cos^2 \Theta.$$

Das im letzteren Falle gegenüber früheren Messungen abweichende Ergebnis steht in bester Übereinstimmung mit der begründeten Annahme, daß neben den s-Protonen auch etwa 1% d-Protonen an der Reaktion bei $E_p = 340$ keV beteiligt sind.

Beim Beschuß von Fluor mit Protonen tritt die wohlbekannte γ -Strahlung von 6,14 MeV mit großer Intensität auf. Die dieser Strahlung zugrunde liegende Reaktion $F^{19}(p, \alpha \gamma)O^{16}$ zeichnet sich durch mehrere z. Tl. recht scharfe Resonanzen aus, welche hohe γ -Ausbeuten haben. Sie ist infolgedessen seit langem nach verschiedenen Gesichtspunkten untersucht worden. Die Übersichtlichkeit des γ -Spektrums sowie die energetisch günstige Lage machen die γ -Strahlung dieser Reaktion zu einem besonders unentbehrlichen Hilfsmittel für spektrometrische Prüfungszwecke vielerlei Art.

Im Zusammenhang mit Untersuchungen der Winkelverteilung der $Li^7(p, \gamma)$ -Strahlung¹ ist hiervon weitgehend Gebrauch gemacht worden. Die Absicht, zu einer experimentellen Prüfung theoretischer Aussagen zu gelangen, setzte dabei eine mit erheblich verbesserter Genauigkeit arbeitende p, γ -Winkelverteilungsapparatur voraus. Da die Winkelverteilung der 6,14 MeV-Strahlung bei mehreren der im zugänglichen Energiebereich (unterhalb etwa 700 keV) liegenden Resonanzen nach früheren Messungen² stets als isotrop angenommen wird, sollte sie ebenfalls für die Kontrolle einer solchen Gesamtapparatur besonders gut geeignet sein. Jedoch werden die im folgenden beschriebenen Messungen und die sich anschließenden Überlegungen zeigen, daß die bisherigen Vorstellungen über die $F^{19}(p, \alpha \gamma)$ -Reaktion einer geringfügigen Revision unterworfen werden müssen. Diese zwingt speziell zu einem Abrücken von der bislang stets angenommenen Isotropie der γ -Strahlung aus mehreren der bekannten Resonanzen dieser Reaktion.

Messungen

Das Meßverfahren ist an anderer Stelle¹ näher erläutert worden. Hier sollen daher nur die für die γ -Winkelverteilungsmessungen an $F^{19}(p, \alpha \gamma)O^{16}$ wesentlichen Gesichtspunkte hervorgehoben werden.

Die Untersuchungen wurden mit dem Hamburger VAN DE GRAAFF-Generator durchgeführt. Auf Grund guter Energiekonstanz konnte der Protonenstrahl scharf ausgeblendet werden. Nach magnetischer 35° -Ablenkung traf dieser auf das in einer zylindrischen Target-Kammer drehbar angeordnete Target auf. Die γ -Strahlung wurde mit einem schwenkbaren NaJ(Tl)-Szintillationszähler ($2'' \times 1\frac{1}{2}''$ -Kristall sowie RCA-6342 mit Linearverstärker und Einkanalanalysator) im Winkelbereich bis zu 150° auf beiden Seiten des Protonenstrahls registriert. Zwei Mumetallabschirmungen am Photovervielfacher reichten zur Beseitigung störender Magnetfeldeinflüsse aus. Als Monitor diente ein zweiter Szintillationszähler, dessen feste Position so gewählt wurde, daß die Geometrie möglichst wenig beeinträchtigt werden konnte. Dank der guten Mechanik der Meßapparatur und zweckmäßiger Reihenfolge der Meßpunkte (diese wurden stets direkt auf solche bei 90° bezogen) ließ sich die allseitige Symmetrie der Gesamtanordnung bei dem eingestellten Raumwinkel auf weniger als 0,2% bestätigen. Zu deren Prüfung wurde die Winkelverteilung strichförmiger γ -Quellen aus Cs^{137} bzw. ThC'' am Ort des Targets ausgemessen.

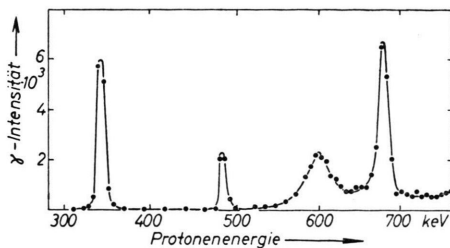
Als Targets kamen hauptsächlich solche aus CaF_2 , gelegentlich auch aus LiF zur Anwendung. Ihre Dicke betrug maximal 10 keV und wurde so bemessen, daß sich benachbarte Resonanzen auch bei großen Einfallswinkeln nicht überlappen konnten. Die Protonenenergie wurde dabei jeweils auf die maximale Intensität eingestellt. Abb. 1 zeigt die mit einem CaF_2 -Target aufgenommenen vier bekanntesten Resonanzen von $F^{19}(p, \alpha \gamma)O^{16}$ im niederenergetischen Bereich. Wegen der hohen γ -Ausbeute konnte der Raumwinkel relativ klein gewählt werden. Die dazugehörige Winkelauflösungskorrektur blieb infolgedessen unberücksichtigt, da sie im Bereich der statistischen Fehler lag.

Von grundsätzlicher Bedeutung war die Frage, ob die von der Schwerpunktsbewegung herrührenden

¹ H. NEUERT u. TH. RETZ-SCHMIDT, Z. Naturforschg. 13 a, 829 [1958].

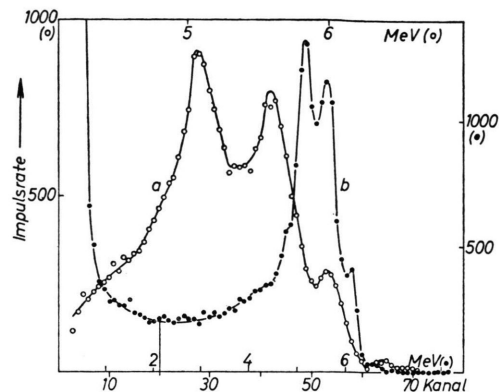
² S. DEVONS u. M. G. N. HINE, Proc. Roy. Soc., Lond. A 199, 56, 73 [1949].



Abb. 1. Resonanzen von $F^{19}(p, \alpha \gamma)O^{16}$ (CaF_2 -Target).

Einflüsse sich geltend machen, wegen der damit verknüpften möglichen systematischen Fehler. Hierbei wären gegebenenfalls zu deren Eliminierung einerseits eine mit der Protonenenergie anwachsende Raumwinkelkorrektur ($-2\beta \cos \Theta$, wo $\beta = v/c$), andererseits die zusätzlich mit der Quantenenergie proportionale DOPPLER-Korrektur ($-h\nu\beta \cos \Theta$) anzubringen. Beide Effekte besitzen ein zu 90° unsymmetrisches Verhalten. Sie dürfen bei solchen Kernreaktionen nicht außer Acht gelassen werden, deren γ -Strahlung vom Zwischenkern unmittelbar ausgesandt wird. Findet die Ausstrahlung dagegen wie im Falle der betrachteten mehrstufigen Reaktion $F^{19}(p, \alpha \gamma)O^{16}$ erst nach der Teilchenemission statt, so muß zunächst auch der Impuls des emittierten α -Teilchens berücksichtigt werden. Dieser beherrscht bei den hier erreichbaren Protonenenergien (< 700 keV) den Bewegungszustand des γ -emittierenden O^{16} -Kerns ganz entscheidend, da $\beta(O^{16*})_{\max} \approx 0,01$ bei $E_\alpha \approx 2$ MeV gegenüber $\beta(Ne^{20*}) \approx 0,002$. Die Raumwinkelverzerrung sollte unter diesen Bedingungen eine maximale Intensitätsabweichung (bei 0°) von etwa 2% hervorrufen können. — Auch die DOPPLER-Verschiebung wirkt sich intensitätsverändernd aus. Sie kann jedoch beim Diskriminieren im *Minimum* des Szintillationsimpulsspektrums (z. B. bei etwa 2,1 MeV, s. Abb. 2b), da sie nur mit ca. 1% der entsprechenden Energie eingeht, gegenüber dem erstgenannten Einfluß vernachlässigt werden. Beim Diskriminieren im Bereich des *Maximums* (z. B. oberhalb 5,3 MeV) ist dieses allerdings nicht zulässig. Die mit einer evtl. DOPPLER-Verschiebung des Impulsspektrums gekoppelte *Intensitätsänderung* müßte an dieser Stelle von der Größenordnung 10% sein.

Damit ist eine Möglichkeit gegeben, das Wirksamwerden dieser beiden Einflüsse zu überprüfen. Mit Hilfe eines Vielkanalanalysators wurde die Lage der drei von der 6,14 MeV-Linie stammenden *Peaks* bei

Abb. 2. γ -Impulshöhenverteilungen von $F^{19}(p, \alpha \gamma)O^{16}$; E_p : 340 keV.

6,14; 5,63 und 5,12 MeV (Abb. 2a) bei extremen Winkelpositionen genauer untersucht. Eine *Peak*-Verlagerung trat dabei innerhalb der sehr geringen statistischen Schwankungen ($\pm 0,16$ Kanalbreiten) nicht auf. — Auch die folgenden Meßergebnisse zeigen einwandfrei, daß Einwirkungen dieser Art auf das Impulsspektrum sicher nicht vorhanden sind. Daraus kann geschlossen werden, daß der Bewegungszustand des O^{16} -Kernes in bezug auf die ausgesandte γ -Strahlung bei der vorliegenden Meßempfindlichkeit *nicht* zur Auswirkung kommt. Entweder haben die O^{16} -Kerne ihre Geschwindigkeit bereits vor der Emission weitgehend verloren, was sich durch Abschätzung der Lebensdauer des γ -Übergangs aus der Strahlungsbreite ebenfalls ermitteln ließe, oder die Impulse der O^{16} -Kerne müssen isotrop verteilt sein, d. h. die α -Teilchen der Reaktion dürfen gegenüber den einfallenden Protonen keine starke Anisotropie aufweisen². Auf jeden Fall weist die fehlende DOPPLER-Verschiebung darauf hin, daß auch die Raumwinkelkorrektur bei dieser Reaktion nicht erforderlich ist.

Die aus der 340 keV-Resonanz hervorgehende γ -Strahlung erwies sich wegen einer bisher unbekannten Anisotropie als ungeeignet für eine abschließende Kontrolle der Winkelverteilungsapparatur. Diese wurde stattdessen in der Resonanz bei 669 keV vorgenommen. Neben den drei γ -Komponenten bei 6 bis 7 MeV (wovon die beiden bei 6,91 und 7,12 MeV nur wenige Prozent der Gesamtstrahlung ausmachen³) kommt bei dieser Protonenenergie auch ein geringer Anteil ($< 2\%$) der isotropen 12 MeV-Strahlung des

³ F. AJZENBURG u. T. LAURITSEN, *Rev. Mod. Phys.* **27**, 77 [1955].

einstimmenden (α, γ) -Korrelationsmessungen von ARNOLD⁶ sowie von BARNES und Mitarb.⁷ festgelegt worden. Demnach müssen, wie bei der 669 keV-Resonanz, s-Protonen das 1^+ -Niveau bei Ne^{20} besetzen, von dem aus dann der α_1 -Zerfall ($l' = 3$) zum 3^- -Niveau in O^{16} mit darauffolgender Oktupolstrahlung führt. Der Einfang von d-Protonen wurde bisher wegen der geringen Eindringwahrscheinlichkeit in diesem Energiebereich nicht in Betracht gezogen. Die als mehr oder weniger isotrop gemessenen (p, α) - und (p, γ) -Verteilungen^{2, 11} gaben keinen Anlaß, von dieser Annahme abzugehen.

CHAO⁹ hat die theoretische Winkelverteilung geliefert unter Berücksichtigung des Einfangs von s- und d-Protonen:

$$I_\gamma(\Theta) \sim 1 + \frac{0,71 x}{1 - 0,24 x} \cos^2 \Theta.$$

x ist hier der Realteil der Größe $X = A_{2s}/A_{0s}$, wo A_{Is} als die komplexe partielle Amplitude des Zwischenkernzustandes angesehen werden kann. Die mit großer Genauigkeit in dieser Resonanz beobachtete (p, γ) -Anisotropie von etwa $-3,5\%$ deutet das Wirksamwerden von d-Protonen an. Mit Hilfe der obigen Beziehung ermittelt sich x zu $-0,0493$. Das Verhältnis der beiden Protonenanteile ist allerdings erst nach Berücksichtigung der Phasendifferenz der d- und s-Protonen erhältlich.

Diese Phasendifferenz läßt sich nach dem bei BLATT und WEISSKOPF¹² gegebenen Formalismus berechnen. Dabei hat man sich vorzustellen, daß die einfallenden Protonen den Bereich eines sich ändernden Potentials zu durchlaufen haben, bevor eine Reaktion stattfinden kann. Die Wellenfunktion der Protonen wird somit durch das Feld modifiziert, wobei die Amplitude von ihrem asymptotischen Wert abweicht. Nun lautet die radiale Wellengleichung eines sich mit dem Bahndrehimpuls l im COULOMB-Feld bewegendem Protons:

$$\frac{d^2 u_l}{dr^2} + \left(k^2 - \frac{l(l+1)}{r^2} - \frac{2M}{\hbar^2} V(r) \right) u_l(r) = 0,$$

wo M = reduzierte Masse des Systems, k = Wellenzahl im Unendlichen.

Diese Gleichung hat zwei linear unabhängige Lösungen, nämlich eine reguläre Funktion F_l mit ihrer asymptotischen Form:

$$F_l \sim \sin(\varrho - l\pi/2 - \eta \log 2\varrho + \sigma_l)$$

und eine irreguläre Lösung mit der asymptotischen Form:

$$G_l \sim \cos(\varrho - l\pi/2 - \eta \log 2\varrho + \sigma_l),$$

wobei $\sigma = kr$; $\eta = Z Z' e^2 / (\hbar v)$ berücksichtigt die COULOMB-Effekte, $\sigma_l = \arg \Gamma(l + 1 + i\eta)$ ist der COULOMB-Phasenwechsel, welcher die reine RUTHERFORD-Streuung bestimmt. F_l verschwindet bei $r = 0$, während G_l bei großem r eine Phasendifferenz von $\pi/2$ gegenüber F_l hat. Ausführliche Informationen über diese COULOMB-Wellenfunktionen sind mit Hilfe der Tabellen von BLOCH und Mitarb.¹³ erhältlich.

Bei den Kernreaktionen werden Linearkombinationen von $F_l(r)$ und $G_l(r)$ benötigt, die den auslaufenden und einlaufenden Wellen entsprechen:

$$u_l^+(r) = [G_l(r) + i F_l(r)] \exp(-i\sigma_l),$$

$$u_l^-(r) = [G_l(r) - i F_l(r)] \exp(i\sigma_l).$$

Mit Hilfe der Definition der Phasenkonstanten ζ_l :

$$\exp(2i\zeta_l) = \frac{u_l^-(R)}{u_l^+(R)} = \frac{G_l(R) - i F_l(R)}{G_l(R) + i F_l(R)} \exp(2i\sigma_l)$$

ergibt sich dann die Phasendifferenz für z. B. d- und s-Protonen nach einfachen Überlegungen in der komplexen Ebene und unter Verwendung der Beziehung

$$\sigma_l - \sigma_0 = \sum_{n=1}^l \arctg(\eta/n)$$

zu: $\zeta_2 - \zeta_0$

$$= \arctg \frac{F_2}{G_2} - \arctg \frac{F_0}{G_0} + \arctg(\eta/2) + \arctg \eta.$$

Für die Rechnung mit den oben zitierten Tabellen wird von bestimmten $\varrho(E, R)$ und $\eta(E)$ ausgegangen. Bei der vorliegenden $F^{19}(p, \alpha \gamma)$ -Reaktion ist dabei $R = 4,0 \cdot 10^{-13}$ cm als Wechselwirkungsradius angenommen worden. Es stellt sich heraus, daß der Einfluß der COULOMB-Funktionen bei 340 keV vernachlässigbar klein ist.

Damit läßt sich dann das Verhältnis der Anteile der d- und s-Protonen ermitteln. Da

$$I_d/I_s = |X|^2 = \Re^2(X) + \Im^2(X),$$

wobei $\Re^2(X) = x^2 = |X|^2 \cdot \cos^2(\zeta_2 - \zeta_0)$, ergibt sich für die 340 keV-Resonanz:

$$(I_d/I_s)_{340} = x^2 / \cos^2(\zeta_2 - \zeta_0) = 1,09 \cdot 10^{-2}.$$

¹¹ A. VAN ALLEN u. N. M. SMITH, Phys. Rev. **59**, 501 [1941].

¹² J. M. BLATT u. V. F. WEISSKOPF, Theoretical Nuclear Physics, Kap. VIII/2, John Wiley & Sons, New York 1952.

¹³ I. BLOCH, M. M. HULL, A. A. BROYLES, W. G. BOURICIUS, B. E. FREEMAN u. G. BREIT, Rev. Mod. Phys. **23**, 147 [1951].

Die schwache Anisotropie von $-3,5\%$ kann also einem Anteil von etwa 1% d-Protonen zugeschrieben werden.

Dieses Ergebnis ist andererseits auch auf hiervon unabhängigem Wege zu gewinnen. Betrachtet man nämlich das Verhältnis der Protonenbreiten für d- und s-Protonen bei F^{19} (s. Anm.¹⁴), welches im wesentlichen durch COULOMB- und Zentrifugalwallevffekte bestimmt ist, so findet man bei 340 keV : $\Gamma_d/\Gamma_s \approx 2,3 \cdot 10^{-6}/2,3 \cdot 10^{-4} = 0,01$.

Nach der Eindringwahrscheinlichkeit sollten also gleichfalls etwa 1% d-Protonen erwartet werden. Die beobachtete Winkelverteilung findet damit eine innerhalb der Fehlergrenzen liegende, recht gute theoretische Bestätigung.

Diese legt es nahe, nun auch die zu erwartenden Winkelverteilungen an den benachbarten $F^{19}(p, \alpha \gamma)$ -Resonanzen bei 483 und 669 keV abzuschätzen, deren γ -Strahlung bislang ebenfalls als isotrop gemessen wurde, und bei denen der gleiche physikalische Sachverhalt erwartet werden kann. Die unter Verwendung der Protonenbreiten und der Phasendifferenzen durchgeführte Rechnung liefert folgende Winkelverteilungen:

$$I_\gamma(483) \sim 1 - 0,029 \cos^2 \Theta,$$

$$I_\gamma(669) \sim 1 - 0,018 \cos^2 \Theta.$$

Diese geringen Isotropieabweichungen dürften bei den bislang üblichen Meßgenauigkeiten unerkant

geblieben sein. Die zu Kontrollzwecken beobachtete Verteilung bei 669 keV wurde hier jedoch nicht so eingehend ausgemessen, daß eine Überprüfung dieser Aussage möglich wäre. Die Resonanz bei 483 keV , auf die an dieser Stelle nicht eingegangen worden ist, dürfte sich wegen des größeren Effektes dazu am besten eignen.

Die gewonnenen Ergebnisse zeigen eindrucksvoll, daß die γ -Winkelverteilungen bei $F^{19}(p, \alpha \gamma)O^{16}$ bei der hier erreichten Meßgenauigkeit nicht ohne weiteres in der bisherigen Weise für Kontrollzwecke verwendet werden können. Die gute Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie im speziellen Fall der 340 keV -Resonanz läßt deutlich erkennen, daß weitere Untersuchungen dieser Art mit verbesserter Experimentiertechnik zu empfehlen sind. Zahlreiche wegen der Ungenauigkeit früherer Messungen noch verborgen gebliebene Feinheiten werden sich dadurch vermutlich aufdecken lassen, bevor die hierbei zur Verfügung stehenden Informationsquellen hinsichtlich der Kernwechselwirkungsparameter voll ausgeschöpft sein werden.

Herrn Prof. Dr. NEUERT danke ich für die Problemstellung und zahlreiche Ratschläge.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft danke ich für die Förderung dieser Untersuchungen durch die Bereitstellung von Mitteln und die Gewährung eines Stipendiums.

¹⁴ R. F. CHRISTY u. R. LATTER, *Rev. Mod. Phys.* **20**, 185 [1948].

Elastische Streuung negativer Chlor- und Bromionen an Argon, Neon und Stickstoff

Von O. ROSENBAUM

Aus dem Physikalischen Staatsinstitut, Hamburg
(Z. Naturforschg. **13 a**, 838—842 [1958]; eingegangen am 5. Juli 1958)

Aus der Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts der elastischen Streuung lassen sich Rückschlüsse auf die während der Stoßprozesse auftretenden Kräfte ziehen. Nach dem Verfahren von SIMONS ergeben sich die Potentialkurven entsprechend einem Ansatz $V = K r^{-n}$, in dem K und n aus den Meßergebnissen hergeleitet werden. Bei den Ionenenergien von 1000 bis 4000 eV ergeben sich Abstoßungsenergien von einigen eV.

Die Untersuchungen der elastischen Streuprozesse sind insofern interessant, weil aus der Energieabhängigkeit des totalen Streuquerschnitts auf die bei den Stößen wirkenden Kräfte geschlossen werden kann. Im Zusammenhang mit der Streuung von Elektronen

an Edelgasen hat ZWICKY¹ ein Verfahren angegeben, das die auftretenden Streuwinkel mit dem zwischen den streuenden und gestreuten Teilchen existierenden Wechselwirkungspotential verknüpft. SIMONS und mehrere Mitarbeiter haben in zahlreichen Arbeiten²

¹ F. ZWICKY, *Phys. Z.* **24**, 171 [1923].

² J. H. SIMONS, C. M. FONTANA, E. E. MUSCHLITZ u. S. R. JACKSON, *J. Chem. Phys.* **11**, 307, 312, 316, 322 [1943].