Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 20 (1947)
Heft: IV-V

Artikel: Etude de la réaction F19 (n,) N16
Autor: Bleuler, E. / Rossel, J.
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-111812

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: 13.07.2025

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

Etude de la réaction F^{19} (n, α) N^{16}

par **E. Bleuler** et **J. Rossel.**

(11. VIII. 1947.)

Sommaire. La mesure de l'énergie Q_1 de la réaction F^{19} (n, α) N^{16} est effectuée par chambre d'ionisation et amplificateur proportionnel avec des neutrons monocinétiques de 3,68 MeV.

Les travaux d'ionisation effectifs des gaz utilisés, CF_4 et SiF_4, dans les conditions expérimentales, sont déterminés au moyen des particules α d'énergie connue provenant de dépôts radioactifs (ThC′, ThC et Po). L'influence probable de l'énergie et de la recombinaison ionique inévitable est soigneusement prise en considération. Ces mesures effectuées en partie par comparaison avec le groupe α provoqué dans l'azote par la réaction $N^{14}(n, \alpha)B^{11}$ nous donne l'occasion de redéterminer l'énergie de cette réaction, la valeur trouvée étant $(-0{,}50 \pm 0{,}06)$ MeV.

Les courbes de distribution mesurées dans CF_4 et SiF_4 et interprétées au moyen des résultats obtenus précédemment, conduisent aux valeurs suivantes, caractéristiques de la réaction $F^{19}(n, \alpha)N^{16}$:

$Q_1 = (-0{,}73 \pm 0{,}25)$ MeV avec l'existence d'un niveau excité de N^{16} à 1,64 MeV au-dessus de l'état fondamental. De ce résultat on déduit:

$N^{16} = 16{,}0104.0 \pm 2{,}9$ et $E_\beta(N^{16}) = (9{,}68 \pm 0{,}28)$ MeV.

I. Introduction.

Dans un travail publié il y a quelques années par Scherrer, Huber et Rossel[1]) et étudiant les réactions déclenchées dans le fluor par les neutrons rapides (2,87 MeV), les deux possibilités suivantes étaient envisagées: $F^{19}(n, \alpha)N^{16}$ avec l'énergie de réaction Q_1 et $F^{19}(n, p)O^{19}$ avec l'énergie Q_2. Les maxima de la distribution des chocs d'ionisation observés étaient interprétés comme groupes de protons et de particules α et conduisaient aux valeurs $Q_1 = 0{,}70$ et $Q_2 = 0{,}48$ MeV.

Ces résultats appellent certaines remarques.

Les limites supérieures des spectres β calculées à partir de Q_1 et Q_2 conduisent à $E_\beta(N^{16}) = 8{,}26$ MeV et $E_\beta(O^{19}) = 0{,}28$ MeV. Comme M. Wäffler de cet institut nous l'avait déjà fait remarquer, l'énergie de 0,28 MeV pour O^{19} dont la période est, d'après les mesures les plus récentes, de 27 sec., semble trop faible pour être compatible avec les courbes de Sargent; par une mesure

approximative au moyen de la méthode d'absorption, il obtenait une valeur de $E_\beta(O^{19}) = 3{,}2$ MeV[2]).

Depuis lors l'énergie du spectre β a été déterminée avec une bonne précision par Bleuler et Zünti[3]) avec le résultat suivant: $E_\beta(O^{19}) = (4{,}5 \pm 0{,}3)$ MeV, d'où pour Q_2 la valeur de $(-3{,}8 \pm 0{,}3)$ MeV.

Ce résultat élimine définitivement la possibilité de la réaction $F^{19}(n,p)O^{19}$ pour des neutrons d'énergie inférieure à env. 4 MeV.

L'erreur commise dans les mesures[1]) par chambre d'ionisation provient du fait que la méthode employée pour distinguer les groupes de particules α des groupes de protons est malheureusement très peu sûre dans le cas particulier du fluor. Cette méthode qui consistait à déceler les groupes de protons par la variation de forme et de hauteur des maxima correspondants, produite par l'effet de bord lorsqu'on varie la pression, a été faussée par le grand nombre de maxima et par une statistique un peu trop limitée (explicable par la très petite section efficace du processus étudié, de l'ordre de 10^{-27} cm^2, et par la faiblesse relative de la source de neutrons utilisée).

Bleuler et coll.[4]) ont également déterminé la limite du spectre β de N^{16} comme étant de $(10{,}3 \pm 0{,}7)$ MeV. On en déduit une valeur de Q_1 comprise entre les limites: $-0{,}65$ et $-2{,}05$ MeV.

La discrépance vis-à-vis des résultats de[1]) n'étant pas explicable, nous avons dans le présent travail entrepris une nouvelle série de mesures de la réaction $F^{19}(n,\alpha)N^{16}$ pour trouver la raison de cette différence et afin de déterminer avec une plus grande précision l'énergie de réaction Q_1.

II. Méthode et conditions expérimentales.

Nous avons utilisé les neutrons produits par le «tensator» de l'institut[5]) à partir de la réaction $D+D$. De la valeur moyenne de la tension accélératrice des deutérons égale à 600 kV et contrôlée en permanence, on déduit une énergie des neutrons $E_n = (3{,}68 \pm 0{,}06)$ MeV pour la direction d'incidence des deutérons ($\Theta = 0$). L'erreur indiquée de 0,06 MeV donne la largeur du spectre de neutrons déterminée par la perte d'énergie des deutérons dans la glace lourde, correspondant à 80 keV, et par la fluctuation d'énergie provenant de la décharge dans le gaz D_2.

La chambre d'ionisation employée est du type ordinaire à électrodes planes et anneau de garde. Sa capacité effective, de l'ordre

de 1 pF, peut se calculer pour les besoins de l'étalonnage avec une erreur de 1 à 2%.

Le gaz de remplissage purifié par solidification et distillation consistait pour une première série de mesures en tétrafluorure de carbone CF_4 sous 4,2 atm. et pour une seconde série en tétrafluorure de silicium SiF_4 sous 4,0 atm. Ces pressions relativement élevées entraînent une recombinaison non négligeable mais sont nécessaires si l'on veut travailler dans des conditions de rendement normales. La valeur du champ collecteur était fixée à 8100 V/cm.

Les chocs d'ionisation sont amplifiés par un étage préliminaire à lampe électromètre suivi d'un amplificateur du type décrit par Baldinger[6]) et dont les constantes de temps sont choisies de façon à éviter toute perte de charge. Les impulsions sont conduites à la sortie sur un oscillographe à boucle et enregistrées sur film photographique.

Un anneau d'influence est prévu sur la grille de la première lampe et permet en induisant des chocs de tension de valeur connue de contrôler en cours de mesure la constance de l'amplification. L'étalonnage proprement dit se fait en appliquant entre électrode *HT* de la chambre et masse des impulsions de tensions ajustables et de forme voisine de celles produites par ionisation.

III. Mesure des travaux d'ionisation de CF_4 et SiF_4.

La détermination de l'énergie de réaction exige la connaissance du travail d'ionisation J et des conditions de saturation pour le gaz utilisé à la pression et pour le champ choisis.

a) Pour CF_4 cette détermination a déjà été faite parallèlement avec un certain nombre d'autres gaz par Dick, Falk et Rossel[7]). Cependant la valeur mesurée $J_{CF_4} = 31{,}1$ eV et les courbes de saturation tracées se rapportent aux particules α de Th C′ de 8,77 MeV. Pour les énergies que nous attendons, de l'ordre de 3 MeV, il est possible que le travail d'ionisation, qui semble avoir tendance à augmenter quand l'énergie diminue, soit quelque peu différent; de même la recombinaison est plus prononcée[7]).

Une mesure que nous avons effectuée avec les particules α de Po (5,30) MeV, de la façon décrite dans le travail[7]), donne $J_{CF_4} = (32{,}3 \pm 0{,}6)$ eV. Pour la pression et le champ utilisés (4,2 atm. et 8100 V/cm), la recombinaison n'est malheureusement pas négligeable (4,5% pour $E = 8{,}77$ MeV) et une correction est nécessaire:

En tenant compte de la densité ionique et de sa répartition le long de la trajectoire (courbe de Bragg), nous avons calculé, à partir de la perte de charge $\Delta Q/Q_0 = -4{,}5\%$ pour 8,77 MeV, la valeur $\Delta Q/Q_0 = -7\%$ pour 3 MeV. (Cette méthode de calcul peut se contrôler par les courbes connues pour N_2 aux énergies de 8,77 et 6,05 MeV[7]), et a été trouvée satisfaisante). La perte de charge de 7% conduit à un travail d'ionisation effectif pour CF_4 de 34,7 eV. Aux alentours de 1 MeV la perte est de 8%, d'où $J_{\text{eff}} =$ 35,1 eV.

b) Pour SiF_4 nous avons fait une mesure avec les α de Th C′, obtenant à la limite de recombinaision nulle: $J_{SiF_4} = (33{,}0 \pm 0{,}7)$ eV. Les mêmes raisons que celles invoquées pour CF_4 exigent une correction. Comme nous ne disposons pas dans ce cas-ci de courbes de saturation, il semble raisonnable d'opérer par analogie avec CF_4 tant pour la variation avec l'énergie que pour la recombinaison. On trouve ainsi un travail d'ionisation effectif pour 3 et 1 MeV de 36,5 et 37,0 eV respectivement.

c) Cas d'un mélange de CF_4 et de N_2.

Le travail d'ionisation de l'azote mesuré pour les particules α de Th C′ est d'après[7]) de $(33{,}7 \pm 1{,}3)$ MeV. Comme cette valeur est plus faible que celle admise généralement de 35 eV et que d'autre part elle se rapporte à une énergie plus grande que celle qui nous intéresse, nous avons effectué une mesure dans N_2 simultanément avec les α de Po (5,30 MeV), de Th C (6,05 MeV) et de Th C′ (8,77 MeV) dans des conditions de très faible recombinaison. Nous avons obtenu dans l'ordre: $J_{N_2} = 34{,}6$; 34,3 et 33,8 eV avec une erreur de 2% environ. Ces résultats semblent confirmer d'une part la valeur mesurée par[7]) et d'autres part le fait déjà mentionné d'une diminution probable de J pour des énergies croissantes.

Dans l'article[1]) la détermination de J_{CF_4} avait été tentée en ajoutant à CF_4 une faible proportion de N_2 (8,4%) et en déterminant la position du groupe α provenant de $N^{14}(n,\alpha)B^{11}$ par rapport à la position des groupes du fluor. D'après les résultats obtenus, l'abcisse du maximum de l'azote permettait de calculer un travail d'ionisation du mélange de 43,7 MeV.

Ce résultat paraît étrange quand on connaît les travaux d'ionisation de CF_4 et de N_2. La seule explication possible semble résider dans un accroissement de la recombinaison dû à l'addition de N_2 et se faisant fortement sentir dans les conditions de pression assez défavorables choisies alors pour la mesure (6,2 atm. et 8200 V/cm).

Pour tirer ce point au clair, nous avons effectué deux nouvelles mesures avec un mélange de même composition (8,4% N_2), l'une avec 4,6 atm. et 8100 V/cm en déterminant le maximum de la réaction $N^{14}(n,\alpha)B^{11}$, l'autre au moyen des particules α de Po avec 1,7 atm. et 6100 V/cm donc, par suite de la faible pression, dans des conditions meilleures de saturation. Dans le premier cas et en prenant pour énergie de la réaction $N^{14}(n,\alpha)B^{11}$ la valeur $Q = -0{,}50$ MeV (voir ci-dessous), nous obtenons un travail d'ionisation effectif du mélange de 40,6 eV. Dans le second cas la mesure donne la valeur 32,5 eV, en accord avec la moyenne calculée à partir des travaux d'ionisation de CF_4 et de N_2. Ces résultats donnent bien l'explication du phénomène dans le sens supposé d'un effet de recombinaison accru par le mélange. Nous nous proposons d'étudier ultérieurement en détail ce phénomène assez inattendu.

La valeur de 43,7 eV indiquée plus haut représente vis-à-vis de 32,5 une recombinaison de 34%. Il est clair qu'il est illusoire de chercher à déterminer dans ces conditions la position d'un groupe particulier, normalement déjà à peine distinct des autres, comme c'est le cas pour le fluor. Ceci explique l'erreur d'interprétation commise dans le travail[1]) où le maximum identifié comme appartenant au fluor est très probablement dû à la réaction $N^{14}(n,p)C^{14}$. Il en résulte une valeur erronée de 44,6 eV pour le travail d'ionisation de CF_4 et un décalage de toutes les énergies mesurées.

IV. Remarque au sujet de l'énergie de réaction de $N^{14}(n,\alpha)B^{11}$.

Cette énergie Q que nous avons déjà mentionnée dans les considérations du § III peut s'obtenir à partir des masses des atomes participant à la réaction et données par ex. dans l'«Isotopenbericht 1942» par Flügge et Mattauch[8]). On trouve $Q = (-0{,}27 \pm 0{,}06)$ MeV.

Cependant en corrigeant les données de Baldinger et Huber[9]) sur la réaction $N^{14}(n,\alpha)B^{11}$ pour tenir compte de la valeur 3,31 MeV donnée par Bonner[10]) pour l'énergie de la réaction $D + D$, on trouve $Q = (-0{,}49 \pm 0{,}10)$ MeV, valeur incompatible avec celle déduite des masses.

Nous avons répété avec les neutrons de 3,68 MeV les mesures dans l'azote pour différentes valeurs de la pression et du champ assurant de bonnes conditions de saturation. Le résultat, calculé à partir d'un travail d'ionisation de l'azote de 34,5 eV est de

$Q = (-0{,}50 \pm 0{,}06)$ MeV. (Cette valeur a été utilisée au § III). Barschall et Battat[11]) indiquent la valeur $Q = -0{,}26$ MeV, mais ce résultat est obtenu de façon trop indirecte pour être déterminant. Il semble par conséquent qu'une différence irréductible existe jusqu'à nouvel avis entre les résultats livrés par la méthode de la chambre d'ionisation et les masses admises à ce jour.

V. Résultats et discussion.

1. CF_4.

La courbe de distribution obtenue dans les conditions indiquées au § III et résultant de plusieurs mesures est donnée fig. 1.

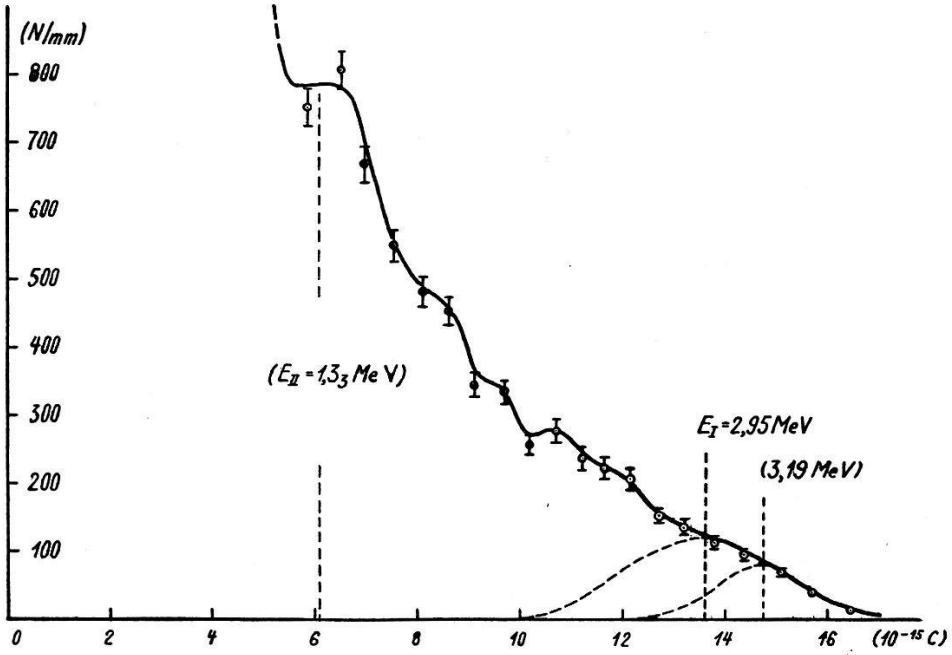

Fig. 1.

En ordonnées sont portés les nombres d'impulsions par mm. de déviation enregistrée et en abcisses les charges d'ionisation. La courbe présente un certain nombre de maxima peu distincts les uns des autres et a le même caractère que celle publiée dans l'article[1]); une comparaison n'est cependant pas possible à cause de la différence d'énergie (1 MeV env.) entre les neutrons employés.

Nous ne retiendrons que les groupes extrêmes indiqués sur la figure par I et II.

Pour déterminer la position du maximum I, nous avons tracé deux contours différents du groupe dont les largeurs de 1,0 et $1{,}8 \cdot 10^{-15}$ C correspondent la première à un cas idéal (très faible

intensité de neutrons c'est-à-dire peu de noyaux de recul) et la seconde à un cas normal. Ces largeurs ont été estimées de la façon suivante:

a) A partir de la largeur que nous avons observée pour le groupe α de $N^{14}(n,\alpha)B^{11}$ on obtient resp. les largeurs 0,8 et $1{,}4 \cdot 10^{-15}$ C.

b) Ces valeurs sont à multiplier par un facteur tenant compte de l'influence de la recombinaison et de celle des noyaux de recul (C^{12}) toutes deux plus marquées dans CF_4 que dans N_2. Ce facteur peut être estimé égal à 1,2 par comparaison avec la forme du groupe observée pour le mélange $CF_4 + N_2$.

L'abcisse du maximum I est fixée ainsi à $(13{,}6 \pm 0{,}5) \cdot 10^{-15}$ C, ce qui donne avec $(J_{CF_4})_{eff} = 34{,}7$ eV, pour énergie probable du groupe: $E_I = (2{,}95 \pm 0{,}25)$ MeV. (La valeur 3,19 MeV représente une limite supérieure). Ce résultat conduit pour l'énergie de la réaction $F^{19}(n,\alpha)N^{16}$ à la valeur:

$$\underline{Q = (-0{,}73 \pm 0{,}25) \text{ MeV.}}$$

Le maximum II correspondant probablement à un état excité de N^{16} est peu certain et très fortement déformé par les noyaux de recul C^{12} dont le spectre s'étend jusqu'à 1,05 MeV. Son énergie serait de l'ordre de 1,3 MeV.

Pour assurer l'existence de ce niveau et le mettre mieux en évidence, nous avons répété la mesure en remplaçant CF_4 par SiF_4. Les noyaux Si^{28} de recul n'atteignent en effet que 0,5 et ceux de F^{19} 0,7 MeV.

2. SiF_4.

Les neutrons rapides peuvent donner lieu avec le silicium à des réactions susceptibles éventuellement de fausser nos mesures. Les réactions qui entrent en ligne de compte sont les suivantes: (n,p) avec Si^{28} (92,2%, $Q = -3{,}8$ MeV), Si^{29} (4,67%, $Q = -1{,}8$), Si^{30} (3,05%, $Q = ?$); (n,α) avec Si^{28} ($Q = -3{,}9$ MeV), Si^{29} ($Q = -0{,}77$) Si^{30} ($Q = -4{,}05$). Les abondances relatives et les énergies de réactions indiquées en parenthèses correspondent aux données de l'«Isotopenbericht 1942». On voit que trois réactions en tout sont à craindre; (énergies $|Q| < 3{,}68$ MeV).

Les deux premières conduisent à des isotopes instables de l'aluminium. L'irradiation d'un échantillon de Si métallique par les neutrons $D+D$ pendant 10 min. n'ayant donné aucune activité détectable, nous pouvons laisser ces deux réactions hors de considération.

Ce test par contre ne s'applique pas à la troisième réaction dont le noyau résultant Mg^{26} est stable. L'éventualité d'un groupe aux environs de 2,9 MeV dû à Si subsiste par conséquent. Cependant aux alentours de 1 MeV soit dans la région qui nous intéresse particulièrement, la probabilité d'un groupe α de Si est très réduite par suite du facteur de GAMOW et il semble permis d'exclure une influence perturbatrice de Si dans ce domaine

La courbe de répartition obtenue est indiquée dans la figure 2.

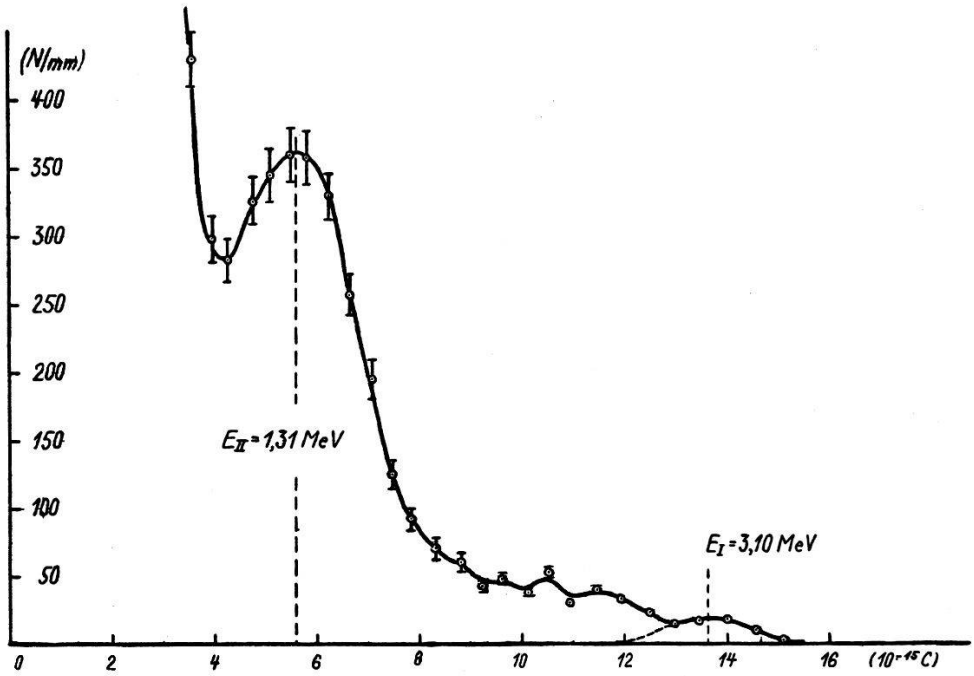

Fig. 2.

La courbe a pour les grandes énergies la même allure que pour CF_4. Par contre le maximum II est maintenant très distinct. Son abcisse définit une énergie de (1,31 ± 0,15) MeV; c'est-à-dire une valeur correspondante de $Q = -2{,}27$ MeV.

Pour assurer définitivement ces résultats, il est nécessaire d'éliminer la possibilité d'une résonance du noyau «compound» F^{20} exitée par des neutrons d'énergie proche de 1,31 + 0,73 = 2,04 MeV et présents, bien qu'en très faible proportion, à l'extrémité inférieure du spectre $D+D$. Dans ce cas, le maximum devrait croître très fortement lorsqu'on déplace le spectre de neutrons vers les énergies voisines de celle de résonance, par exemple en irradiant SiF_4 sous des angles Θ croissant de 0° à 180°. Nous avons fait deux mesures avec $\Theta = 60°$ correspondant à $E_n = 3{,}12$ MeV et avec $\Theta = 112°$ soit $E_n = 2{,}34$ MeV sans observer d'accroissement du maximum. Au contraire le groupe se déplace vers les faibles énergies pour

disparaître dans la zone des noyaux de recul, ce qui confirme l'existence d'un niveau excité de N^{16}.

Aucune réaction marquée due à Si n'est visible sur la courbe de la figure II. Le maximum indiqué à 3,10 MeV semble appartenir au fluor et correspond de façon satisfaisante avec la valeur trouvée pour CF_4.

VI. Conclusions.

La réaction $F^{19}(n,\alpha)N^{16}$ conduit à plusieurs groupes de particules α. La position des deux groupes extrêmes observés a été déterminée. L'un (2,95 MeV) correspond à l'état fondamental de N^{16}, l'autre (1,31 MeV) à un niveau excité d'énergie égale à la différence, soit 1,64 MeV.

L'énergie $Q = -0{,}73$ MeV de la réaction permet au moyen des masses de F^{19}, He^4 et n de calculer celle de N^{16}. On trouve:

$$N^{16} = 16{,}0104 \cdot 0 \pm 2{,}9 \,.$$

De la relation $N^{16} = 0^{16} + \beta + E_\beta$, on déduit pour énergie du spectre β de N^{16}:

$$E_\beta = (9{,}68 \pm 0{,}28) \text{ MeV}.$$

Cette dernière valeur est à comparer aux résultats de Bleuler et coll.[4]) qui proposent deux possibilités suivant le degré de complexité du spectre: 10,1 MeV dans le cas où l'on admet l'existence d'une radiation γ de 5,1 MeV ou 10,5 MeV au cas où cette radiation n'existerait pas. Notre résultat confirme la première hypothèse.

Nous adressons nos vifs remerciements à M. le prof. P. Scherrer pour son intérêt et la possibilité qu'il nous a donnée d'exécuter ce travail.

Zurich, Institut de Physique de l'E. P. F.

Bibliographie.

[1]) Scherrer, Huber et Rossel, H.P.A. **14**, 618 (1941).
[2]) Huber, Lienhard, Scherrer et Wäffler, H.P.A. **18**, 221 (1945).
[3]) Bleuler et Zünti, H.P.A. **20**, 195 (1947).
[4]) Bleuler, Scherrer, Walter et Zünti, H.P.A. **20**, 96 (1947).

[5]) Bleuler et Zünti, H.P.A. **19**, 139 (1943).
[6]) Baldinger, H.P.A. **19**, 423 (1946).
[7]) Dick, Falk-Vairant et Rossel, H.P.A. **20**, 357 (1947).
[8]) Flügge et Mattauch, Phys. Z. **44**, 181 (1943).
[9]) Baldinger et Huber, H.P.A. **12**, 330 (1939).
[10]) Bonner, Phys. Rev. **59**, 239 (1941).
[11]) Barschall et Battat, Phys. Rev. **70**, 245 (1946).