



HAL
open science

Formation d'un isotope stable de masse cinq de l'hélium lors des collisions entre hélions et deuteron

F. Joliot, I. Zlotowski

► **To cite this version:**

F. Joliot, I. Zlotowski. Formation d'un isotope stable de masse cinq de l'hélium lors des collisions entre hélions et deuteron. *Journal de Physique et le Radium*, 1938, 9 (10), pp.403-410. 10.1051/jphys-rad:01938009010040300 . jpa-00233608

HAL Id: jpa-00233608

<https://hal.science/jpa-00233608>

Submitted on 4 Feb 2008

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

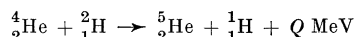
FORMATION D'UN ISOTOPE STABLE DE MASSE CINQ DE L'HÉLIUM LORS DES COLLISIONS ENTRE HÉLIONS ET DEUTÉRONES

Par F. JOLIOT et I. ZLOTOWSKI.

Laboratoire de Chimie Nucléaire. Collège de France.

Sommaire. — L'analyse des trajectoires Wilson dues aux particules émises par la paraffine lourde sous l'action des rayons α du polonium montre que le rayonnement étudié se compose de deutérons et de protons dans la proportion de 3 à 2. L'énergie maximum des deutérons est à $\pm 0,2$ MeV près égale à celle que l'on calcule par les lois du choc élastique, tandis que l'énergie des protons est de 0,5 MeV environ supérieure à celle des protons projetés élastiquement.

Les rayons α atteignant la cible ayant une énergie insuffisante pour provoquer la désintégration des deutérons sans capture, la seule réaction à envisager pour interpréter l'émission des protons dans les conditions de ces expériences est la suivante :

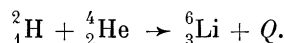


L'énergie maximum des protons projetés étant $3,2 \pm 0,4$ MeV, on trouve pour Q la valeur $-0,4 \pm 0,3$ MeV, à laquelle correspond la masse de ${}^5_2\text{He} = 5,0106 \pm 0,0005$. Le noyau formé ${}^5_2\text{He}$ est par conséquent stable vis-à-vis de l'émission d'un neutron.

On a en outre observé et comparé à l'aide d'un compteur à boule, sensible uniquement aux particules lourdes ionisées, les parcours des particules émises par une cible de paraffine lourde et par une cible de paraffine légère, irradiées toutes les deux dans les mêmes conditions par les rayons α du polonium. Les courbes d'absorption résultant de ces expériences ont confirmé entièrement les conclusions précédentes.

1. Collisions entre particules α et deutérons.

— Les collisions entre les particules α et les deutérons ont été l'objet de plusieurs études. Déjà en 1934 Lord Rutherford et Kempton ⁽¹⁾ en bombardant de l'eau lourde, contenant plus de 91 pour 100 de deutérium, avec les particules α du polonium, ont constaté que dans ces conditions on n'observe pas de projections de neutrons rapides. Ce résultat, d'ailleurs assez surprenant à cette époque, fit penser à la formation d'un noyau de lithium suivant la réaction :



Mais le calcul démontre que, conformément aux masses des noyaux réagissants, la formation du ${}^6_3\text{Li}$ par ce processus doit être accompagnée de l'émission d'un quantum gamma de l'énergie de l'ordre de 2 MeV. Or les expériences de Lea, faites aussitôt après le travail de Rutherford et Kempton, ont prouvé que le bombardement des deutérons par les particules α du polonium ne donne pas naissance à un rayonnement γ observable.

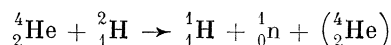
Dunning et Pegram ⁽²⁾ ont répété les expériences de Rutherford en introduisant comme source de particules α une ampoule de radon au lieu de polonium. Ils trouvent un nombre très petit de neutrons émis, dont l'origine cependant n'était pas tout à fait sûre.

Tous ces résultats ont trouvé une explication lorsqu'on a déterminé la valeur exacte de l'énergie de liaison du deutéron (E_D). Pour provoquer la désintégration sans capture d'un deutéron, il est nécessaire que l'énergie de la particule α incidente, soit

au moins 3 fois plus grande que l'énergie E_D , soit $3 \times 2,2$ MeV ou 6,6 MeV ⁽³⁾. Il est donc compréhensible que Dunning et Pegram n'ont pu mesurer qu'un nombre extrêmement faible de neutrons émis avec les rayons α du RaC' de 7,7 MeV (il y avait d'autre part un ralentissement des particules α par les parois du tube) et que Rutherford et Kempton n'ont pas pu les observer avec les rayons α du polonium de 5,3 MeV.

D'après le calcul approximatif de Massey et Mohr ⁽³⁾ la section efficace pour cette désintégration effectuée avec les particules α du RaC' et du ThC' est comprise respectivement entre 0,6 et 2,2 et 2,6 et 5,9. 10^{-26} cm², suivant la valeur de l'énergie de liaison du deutéron $2,0 \leq E_D \leq 2,3$.

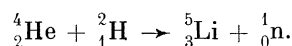
Récemment Schultz ⁽⁴⁾ a confirmé les résultats des calculs de Massey et Mohr en mesurant directement la section efficace pour les particules α de RaC' ainsi que de ThC' à l'aide d'un dispositif permettant de déceler non seulement les neutrons rapides, comme c'était le cas dans les expériences de Dunning et Pegram, mais aussi les neutrons lents. On peut donc admettre avec certitude que la désintégration du deutéron suivant l'équation :



n'est possible qu'avec les rayons α de l'énergie plus grande que 6,6 MeV et par conséquent elle est absolument exclue lorsqu'on bombarde les deutérons avec les particules α du polonium d'énergie 5,3 MeV.

Dans toutes les recherches discutées jusqu'ici, l'étude des collisions entre particules α et deutérons fut fondée sur l'analyse des neutrons projetés au

cours de ce processus. Il semblait utile de reprendre ces recherches par la méthode Wilson afin d'étudier les désintégrations individuelles des deutérons. En effet, pour expliquer l'émission des neutrons observés, on peut avoir recours à une autre réaction nucléaire avec capture de la particule incidente qui conduirait à la formation du ${}^5_3\text{Li}$:



Les premières expériences réalisées pour étudier par cette méthode l'interaction (α, d) ont été effectuées tout dernièrement par J. Mc Carthy (5). Sur 15 000 rayons α du ThC' (énergie minimum 7,11 MeV), dont les trajectoires ont été photographiées dans une chambre à détente remplie d'un mélange de deutérium et de néon, on n'a observé que 30 collisions (α, d) suffisamment régulières pour effectuer une analyse complète des angles entre les particules après le choc. Ces 30 collisions correspondaient toutes à des chocs élastiques.

2. Les expériences avec la paraffine lourde.

— Nous avons repris les recherches par la méthode Wilson en photographiant les trajectoires des particules émises par une cible épaisse de paraffine lourde (98 pour 100 de deutérium, 2 pour 100 d'hydrogène) irradiées avec les rayons α d'une forte source de polonium (80 millicuries). Les trajectoires ont été incurvées par un champ magnétique de 16 000 gauss environ, fourni par les deux bobines sans fer utilisées dans les expériences précédemment décrites (6). L'étude

des rayons de courbure des diverses trajectoires en fonction de leur parcours dans le gaz de la chambre, permettant, d'après la méthode déjà indiquée (6), de déterminer l'énergie initiale ainsi que la nature des particules projetées, a démontré que le rayonnement émis se compose de deutérons et de protons dans une proportion de 3 à 2 environ.

Nous avons effectué deux séries de mesures. Dans une première série, la cible est une couche de paraffine lourde (fournie par la Compagnie Norsk-Hydro) de 1,2 mg par cm^2 déposée entre deux feuilles de mica de 1,2 mg et de 2,4 mg par cm^2 , tandis que dans la seconde série une cible de 1,8 mg de paraffine par cm^2 a été déposée sur une seule feuille de mica de 2,35 mg par cm^2 . Les rayons α étant absorbés partiellement par le mica placé entre la source et la cible bombardée, et dont l'épaisseur correspondait respectivement à 0,83 cm et à 1,62 cm équivalent d'air, l'énergie maximum des particules α incidentes s'élevait dans la première série à 4,5 MeV et à 3,65 MeV dans la seconde. En outre, l'épaisseur totale de paraffine et de mica était dans chaque série telle qu'aucune particule α ne pouvait entrer directement dans la chambre.

Dans la première série de clichés, sur 305 trajectoires mesurables il y en avait 179 correspondant aux deutérons projetés élastiquement et 126 dues aux protons. Dans la seconde série les nombres respectifs étaient, $N_{\text{total}} = 169$; $N_{\text{D}} = 100$ et $N_{\text{P}} = 69$. Le rapport du nombre de protons à celui de deutérons était donc dans les deux cas pratiquement le même et s'élevait à 0,7. La distribution statistique

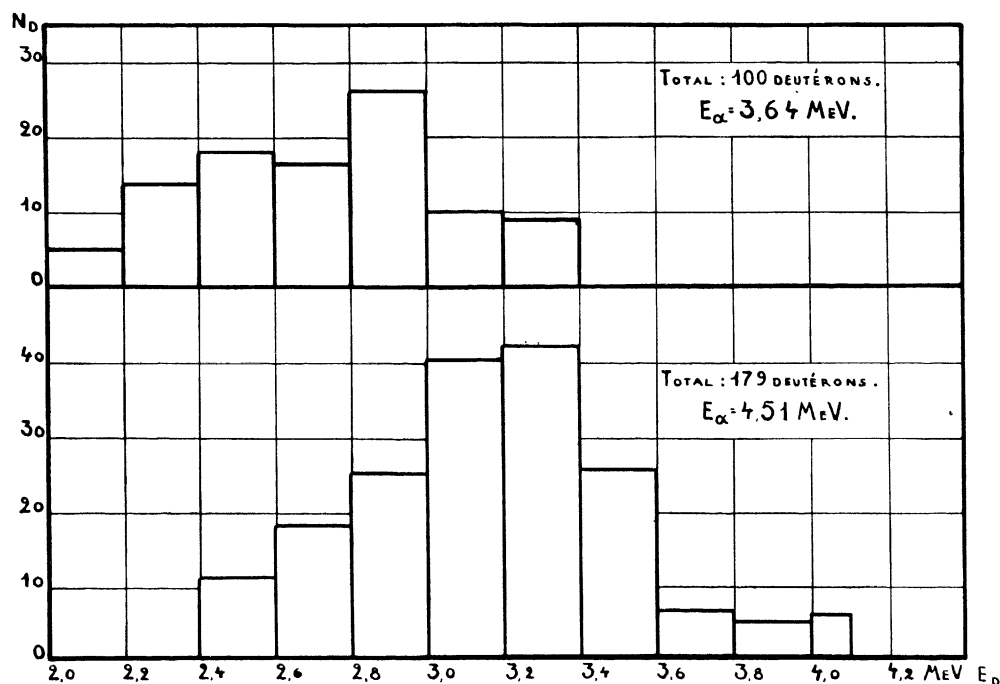


Fig. 1.

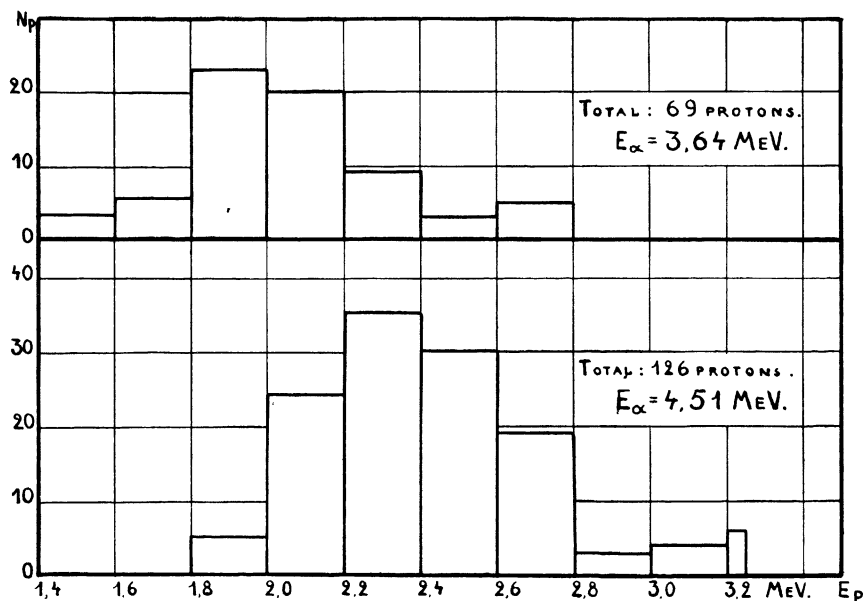


Fig. 2.

de l'énergie des particules étudiées est représentée sur les diagrammes 1 et 2. Le tableau suivant donne les valeurs maxima de l'énergie des deutérons et des protons mesurée dans nos expériences à côté

des valeurs maxima calculées pour les mêmes particules lorsqu'elles sont projetées élastiquement :

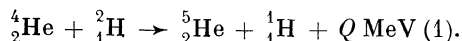
$$(\nu_{H \max} = 1,6 \nu_{\alpha}; \quad \nu_{D \max} = 1,33 \nu_{\alpha}).$$

	E_{α} ÉNERGIE DES RAYONS α INCIDENTS	ν_{α} 10^{-9} cm/sec	CALCULÉ		MESURÉ	
			$E'_{H \max}$	$E'_{D \max}$	$E_{H \max}$	$E_{D \max}$
1 ^{re} série.....	4,51 MeV	1,48	2,89 MeV	4,03 MeV	3,26 MeV	4,10 MeV
2 ^e série.....	3,64 MeV	1,32	2,33 MeV	3,35 MeV	2,8 MeV	3,4 MeV

Ces nombres montrent que l'énergie cinétique maximum des deutérons émis par la cible est, à $\pm 0,1$ MeV près, égale à celle que l'on calcule par les lois du choc élastique, tandis que l'énergie des protons est de 0,5 MeV environ supérieure à celle des protons projetés élastiquement par les rayons α utilisés.

La présence, parmi les particules émises par la cible, de protons dans une proportion de 30 pour 100 environ, la paraffine lourde utilisée ne contenant que 2 pour 100 d'hydrogène, ainsi que la valeur trop élevée de leur énergie cinétique, pourraient paraître surprenantes a priori.

Les rayons α incidents ayant en effet une énergie insuffisante pour provoquer la désintégration des deutérons sans capture, la seule réaction que nous puissions envisager pour interpréter l'émission des protons dans les conditions de notre expérience est la suivante :



Le neutron lié dans le deutéron peut, à l'instant du choc, se fixer sur l'hélium formant le noyau ${}^5_2\text{He}$, tandis que le proton libéré est projeté (*). L'énergie maximum des protons émis par la cible sous l'action des rayons α de 4,5 MeV et de 3,65 MeV étant respectivement $3,2 \pm 0,3$ MeV et $2,75 \pm 0,25$ MeV, nous trouvons d'après la formule générale pour Q la valeur moyenne : $-0,1 \pm 0,3$ MeV, à laquelle correspond la masse de ${}^5_2\text{He}$ égale à $5,0106 \pm 0,0005$. Ajoutons que le rendement de la réaction (1) calculé suivant les nombres de protons observés dans les deux séries d'expériences est toujours du même ordre que celui de projection élastique des deutérons et voisin de 10^{-5} par rayon α . La section efficace des

(*) Il convient de signaler que nous avons encore une fois constaté, avec le dysprosium comme détecteur, que sous l'action des particules α du polonium la paraffine lourde n'émet pas de neutron.

collisions élastiques (d, α) est donc probablement du même ordre que celle des collisions (p, α), ce qui reste en accord avec les observations antérieures de Rutherford et Kempton.

3. La méthode d'absorption. — En vue de confir-

mer tous ces résultats, nous avons effectué une troisième série d'expériences à l'aide de la méthode d'absorption consistant à mesurer les parcours des particules émises par une cible de paraffine lourde et par une cible de paraffine légère, irradiées toutes les deux par les rayons α du polonium.

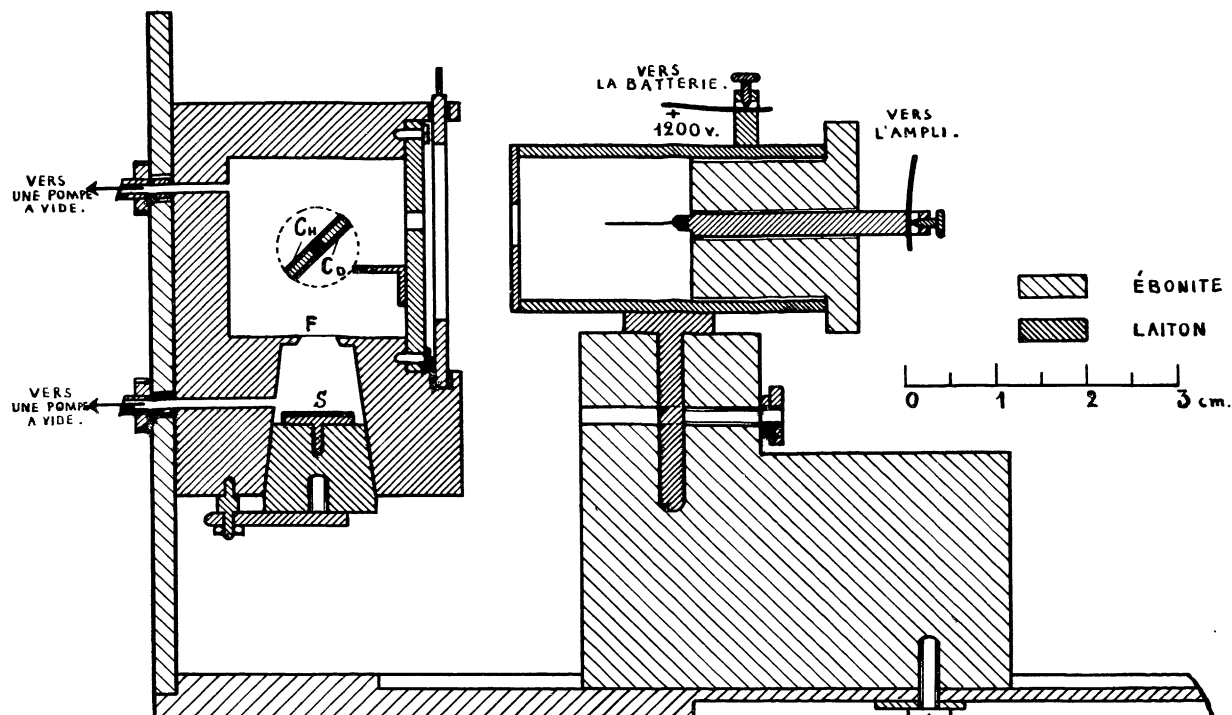


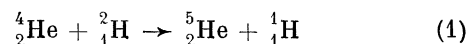
Fig. 3.

Le dispositif se compose, ainsi que l'indique la figure 3, d'une boîte en laiton divisée par une feuille F très mince d'aluminium (épaisseur 3μ) en deux compartiments dans lesquels on établit *séparément* le vide au moyen de deux pompes (*). Dans le compartiment inférieur est disposée la source S de particules α incidentes (22 millicuries de polonium) qui après avoir traversé la feuille d'aluminium tombent sur la cible constituée par une petite plaque en nickel recouverte d'un côté d'une couche de paraffine lourde C_D et de l'autre côté d'une couche de paraffine légère ordinaire C_H . La petite manette solidaire de la plaque, et disposée à l'extérieur de la boîte, nous permet de faire tourner la cible autour de son axe et par conséquent de placer en face de la source tour à tour les deux sortes de paraffine, et cela sous un angle bien choisi par rapport à la direction des rayons incidents. Dans toutes nos expériences la cible formait un angle de 45° avec l'axe vertical de l'appareil. Les particules émises ou réfléchies par la cible sortaient de la boîte par une fente, recouverte d'une feuille d'aluminium de 3μ d'épaisseur, et étaient décelées à l'aide d'un comp-

(*) Ceci en vue d'éviter la contamination du compartiment supérieur par le Po.

teur à boule sensible uniquement aux particules lourdes ionisées. L'emplacement de la fente détermine les angles limites entre la direction d'observation des particules projetées par la cible et la direction des particules α incidentes. Pour choisir les angles limites les plus convenables pour nos recherches, nous sommes basés sur le raisonnement suivant.

Lorsque nous bombardons une couche épaisse de paraffine ordinaire avec un faisceau de rayons α , la cible émet trois sortes de particules légères : les hélions réfléchis par le carbone, les hélions diffusés par les protons et enfin les protons projetés élastiquement. Cependant avec la cible de paraffine lourde (contenant un peu d'hydrogène) nous devons nous attendre, si les conclusions tirées des expériences Wilson sont exactes, à observer dans les mêmes conditions, en dehors des particules dues aux chocs élastiques des hélions contre les deutérons, les protons et les atomes de carbone, les produits de la réaction nucléaire :



envisagée précédemment. Les hélions diffusés ainsi que les noyaux ${}^5_2\text{He}$ ayant des parcours relativement

petits, pour confirmer cette réaction il est nécessaire de pouvoir distinguer les éventuels protons de transmutation des protons et des deutérons projetés élastiquement. Or l'application des lois de la conservation de l'énergie et de la conservation de la quantité du mouvement dans le cas d'un choc élastique, ainsi que dans celui d'une transmutation, permet de déduire la distribution de l'énergie des particules émises par la cible en fonction de la direction. La

particules émises dans la direction entre 55° et 60° . Mais en vue d'augmenter le nombre des particules atteignant le compteur nous avons décidé d'élargir l'angle d'observation jusqu'à 90° , étant donné surtout que l'intensité des protons et des deutérons « élastiques » diminue très rapidement dans cette région.

En définitive, la fente, à travers laquelle les particules émises quittent la boîte, a été disposée de telle façon que la direction d'observation de ces particules faisait un angle compris entre 57° et 90° avec la direction des rayons α incidents. Dans ces conditions le faisceau des particules décelées par le compteur ne peut pas contenir des héliens diffusés par les deutérons et à plus forte raison par les protons, les angles de déviations maxima étant égaux dans les deux cas respectivement à 30° et à $14^\circ 30'$. D'autre part, les parcours maxima des autres particules atteignant la fente sont les suivants (calculés pour l'angle de 57°) :

Protons « élastiques »	1,98 cm
Deutérons « élastiques »	2,29 cm
Héliens réfléchis par les atomes de C.	0,96 cm
Protons de transmutation	5,90 cm

On voit donc que, dans nos conditions expérimentales, le processus de la formation de ${}^5_2\text{He}$ dans la cible de paraffine lourde doit être prouvé par l'émission de protons ayant des parcours d'environ 6 cm dans l'air N.T.P., tandis qu'avec la cible de paraffine ordinaire, après 2,5 de parcours, nous ne devons plus observer de particule.

Or, les courbes d'absorption (*) résultant de nos expériences (fig. 5) montrent qu'effectivement avec la cible de paraffine lourde le parcours maximum des particules émises est très voisin de 6,5 cm et qu'avec la cible de paraffine ordinaire au delà de 3 cm nous n'observons plus de particules. On observe, en outre, en deçà de 2,5 cm, les valeurs des parcours des protons (2,0 cm) et des deutérons (2,3 cm) projetés élastiquement et le parcours des rayons α réfléchis (< 1 cm), conformément à ce que l'on prévoit par le calcul.

On peut aussi déduire de ces courbes que le nombre de deutérons projetés et celui de protons de transmutation sont, dans le rapport de 7 à 4, très voisins de ce que nous avons trouvé par la méthode Wilson.

Avant de terminer cette série d'expériences, nous avons voulu nous assurer que les protons de long parcours émis par la paraffine lourde ne proviennent pas de la transmutation de l'azote qui aurait pu constituer une impureté dans la paraffine

(*) Pour préparer les écrans, nous nous sommes servis de feuilles d'aluminium de différentes épaisseurs, en admettant qu'une couche absorbante de $1,5 \text{ mg/cm}^2$ est équivalente à 1 cm d'air N.T.P.

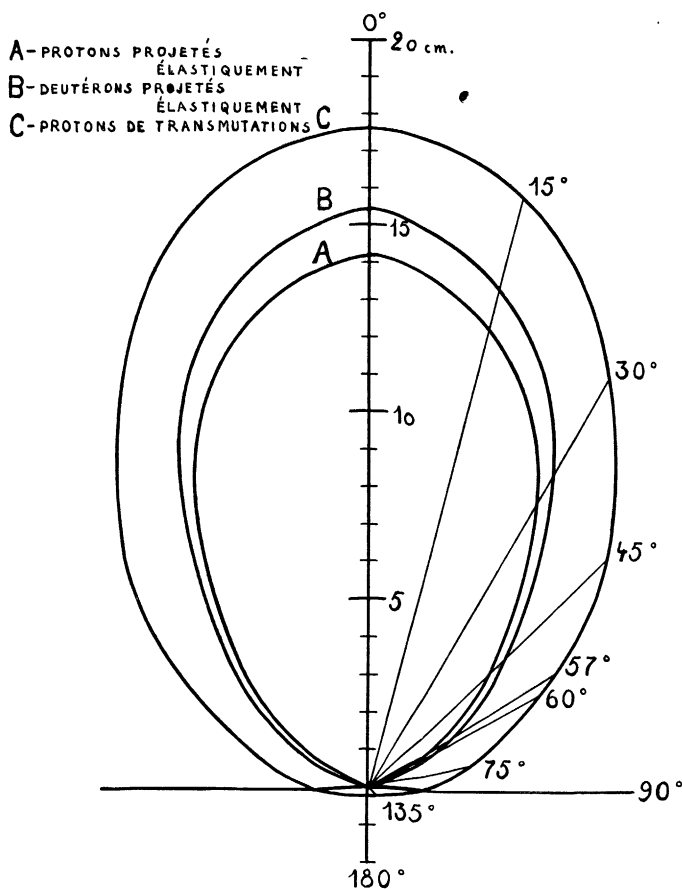


Fig. 4.

figure 4 indique cette distribution (exprimée en parcours) pour les trois processus qui nous intéressent : la projection élastique des protons, la projection élastique des deutérons et la formation des noyaux ${}^5_2\text{He}$ suivant l'équation (1). L'énergie des particules incidentes admise dans les calculs est celle des rayons α bombardant la cible dans nos expériences, c'est-à-dire 4,75 MeV. Cette figure montre que, lorsqu'il s'agit de distinguer les protons et les deutérons projetés élastiquement des protons de transmutation dont le parcours est plus grand que 1 cm (*), il est très avantageux d'observer les

(*) 1 cm était le parcours minimum des particules décelées par le compteur dans notre dispositif.

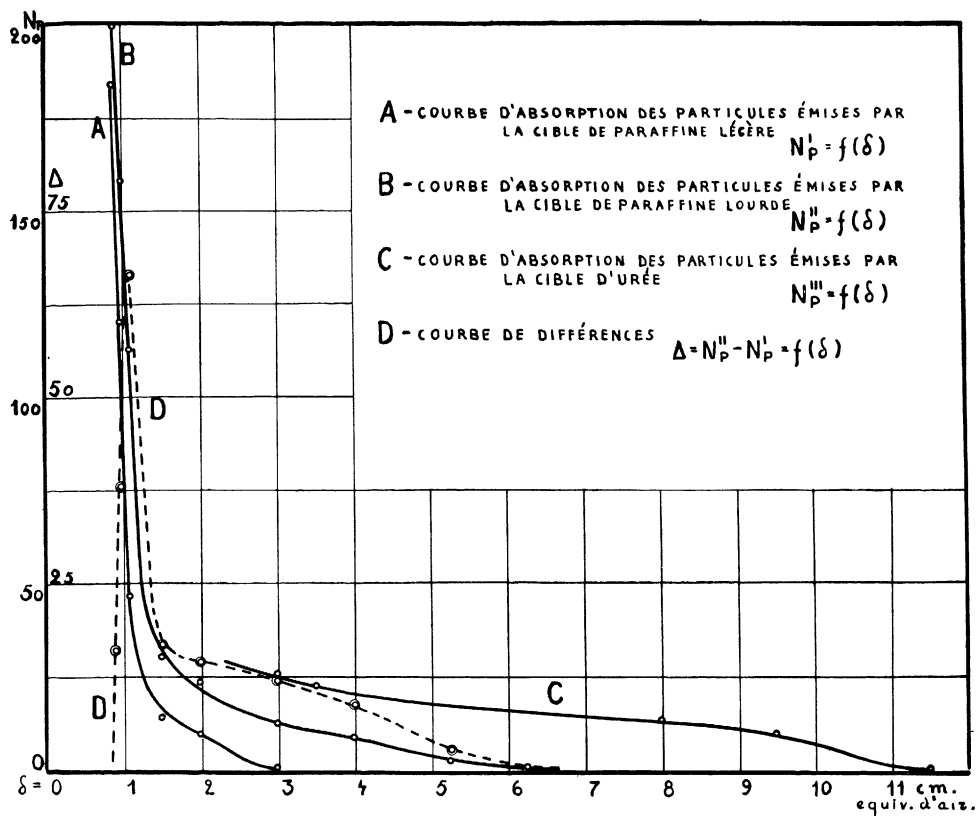
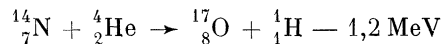


Fig. 5.

utilisée. Or l'analyse de la distribution énergétique des protons, produits de la réaction :



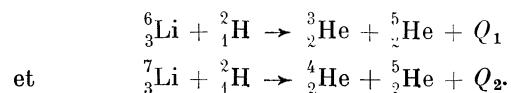
démontre que dans la région d'observation déterminée par notre dispositif expérimental (90° à 57°), leurs parcours varient de 9 cm jusqu'à 12 cm, tandis que le parcours maximum des protons émis par une cible de paraffine lourde et observés dans les mêmes conditions géométriques est égal à 6 cm environ (voir fig 6). Nous avons donc comparé les parcours maxima des particules projetées sous l'action des rayons α du polonium par une cible de paraffine lourde, avec ceux des particules émises dans les conditions expérimentales identiques par une couche épaisse d'un composé azoteux. Les résultats des mesures comparatives effectuées avec l'urée sont représentés sur le diagramme 5. Comme on voit, la courbe C correspondant à l'urée se prolonge, conformément au calcul, jusqu'à 11,5 cm. environ, tandis qu'avec la paraffine lourde nous n'observons aucun proton au delà de 7 cm. Ceci permet de conclure que les protons de long parcours émis par la paraffine lourde ne sont certainement pas dus à la transmutation de l'azote.

4. Conclusions. — a) En résumé, toutes ces expériences démontrent que les protons émis par une

cible de paraffine lourde bombardée avec un faisceau de rayons α du polonium sont dus à la formation du noyau ${}^5_2\text{He}$ de masse $5,0106 \pm 0,0005$, par conséquent stable vis-à-vis de l'émission d'un neutron.

L'examen du tableau des isotopes des éléments existant dans l'écorce terrestre montre que tous les nombres de masse de 1 à 209 sont représentés à la seule exception près du nombre de masse 5. Les noyaux manquants contenant 5 particules seraient les isotopes de l'hélium et du lithium : ${}^5_2\text{He}$ et ${}^5_3\text{Li}$. L'absence de ces noyaux faisait croire à leur instabilité.

En 1935, Atkinson (7), en discutant l'allure des courbes d'excès de masse données par Aston, en avait tiré la conclusion que le noyau ${}^5_2\text{He}$ ne devait pas être stable. Il signalait toutefois que, s'il était stable, il serait retrouvé parmi les produits du bombardement du lithium avec les deutérons conformément aux équations :



Les premières expériences dans cette direction ont été entreprises l'année suivante par Kempton,

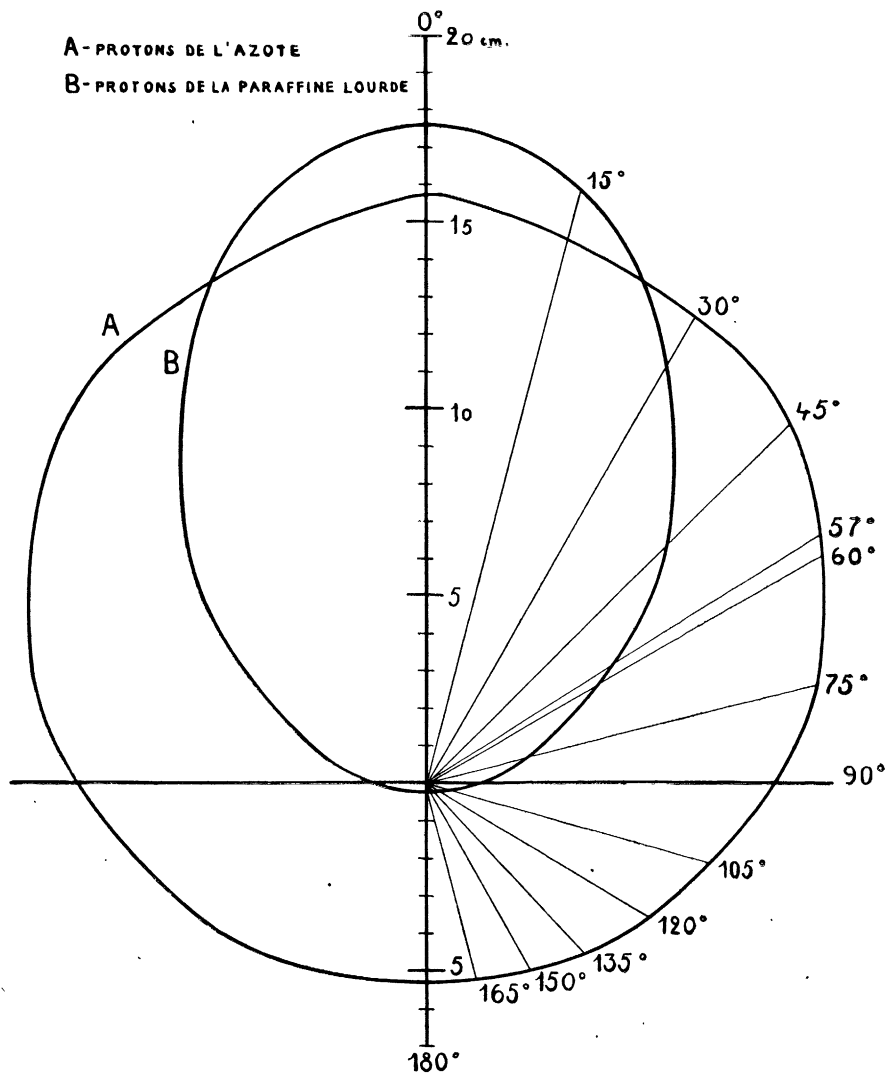
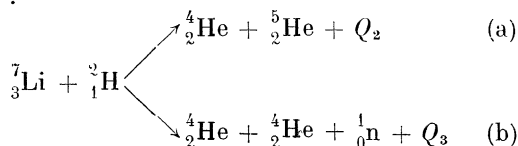


Fig. 6.

Browne et Maasdorp (8). Ces auteurs ont bombardé une cible constituée par une couche de l'isotope pur du lithium de masse 7 avec un faisceau de deutérons accélérés (190 KeV) et ont cherché à laquelle des deux réactions :



sont attachées les particules émises observées. Dans le cas où l'hélium « 5 » serait stable vis-à-vis d'une émission de neutrons, Q_2 devrait être plus grand que Q_3 , et par conséquent le groupe de parcours maximum (R_2) des particules α projetées suivant la réaction (a), devrait être plus grand que la limite maxima

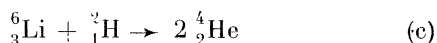
(R_3) du spectre continu des hélions dus à la réaction (b). Kempton, Browne et Maasdorp ainsi que Oliphant, Kempton et Lord Rutherford (9) ont mis en évidence un spectre continu d'hélions de parcours s'étendant jusqu'à 7,8 cm pour les deutérons incidents de 190 KeV. D'autre part, les mêmes auteurs calculent le parcours maximum du groupe d'hélions qui correspondraient à la réaction (a) en supposant pour $\text{}^5_2\text{He}$ la masse 5,0125 compatible avec la stabilité de ce noyau d'après la courbe d'excès de masse de Oliphant (10). Ils trouvent 8,05 cm. Les expériences n'indiquant pas dans cette région la présence de ce groupe, les auteurs anglais en concluent que la réaction (a), si elle est possible, s'effectue avec une probabilité au moins 100 fois plus faible que la réaction (b).

Les expériences de Kempton, Browne et Maasdorp

ont été reprises par les physiciens américains Williams, Shepherd et Haxby ⁽¹¹⁾, qui disposaient d'une installation pour accélérer les deutérons jusqu'à 275 KeV. Les courbes d'absorption obtenues dans ces conditions montrent, contrairement aux expériences antérieures, l'existence d'un groupe homogène de particules projetées de parcours 7,1 cm, facile à distinguer sur un fond continu d'hélions correspondant à la réaction (b). Les auteurs attribuent ce groupe à la réaction (a). Si ce groupe de 7,1 cm est attribué aux hélions ${}^4_2\text{He}$, on devrait observer en même temps un autre groupe de parcours 4,35 cm, constitué par les particules ${}^5_2\text{He}$. La masse de ${}^5_2\text{He}$ serait 5,0140 indiquant l'instabilité de ce noyau vis-à-vis d'une émission de neutron. Toutefois, le groupe de 4,35 cm n'a pas été observé.

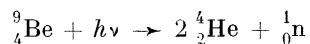
Supposant, au contraire, que le groupe 7,1 cm est constitué par les particules ${}^5_2\text{He}$, on calcule alors que le groupe d'hélions correspondants devrait avoir un parcours de 11,7 cm et que la masse de ${}^5_2\text{He}$ serait 5,0108, valeur voisine de celle que donnent nos expériences.

Williams, Shepherd et Haxby en examinant les parcours des particules émises lors de l'irradiation par les deutérons de 200 KeV d'une cible de ${}^6_3\text{Li} + {}^7_3\text{Li}$ trouvent un groupe de particules dont le parcours est 12,5 cm environ, valeur pas très éloignée de 11,7 cm. Mais ils attribuent ce groupe exclusivement à la réaction :



Cependant, les rendements des réactions (a) et (c) étant du même ordre et très faibles, il nous semble que l'existence d'un faible groupe de 11,7 cm correspondant à la réaction (a) n'est pas exclue. Ceci permettrait de mettre en accord les résultats des expériences des auteurs américains avec les nôtres. Pour confirmer cette interprétation, il faudrait constater l'existence d'un faible groupe de particules de parcours voisin de 12 cm émis par une cible de ${}^7_3\text{Li}$ pur irradié avec les deutérons de 200 KeV environ.

b) L'énergie de liaison du neutron et de l'hélium dans le noyau ${}^5_2\text{He}$, calculée en utilisant la masse $5,0106 \pm 0,0005$, est $2,1 \pm 0,4$ MeV. Nous devons remarquer que si l'on admet pour ${}^9_4\text{Be}$ la masse $9,0150 \pm 0,0002$, il faut que ${}^5_2\text{He}$ ait au moins la masse $5,0110 \pm 0,0004$ pour que ${}^9_4\text{Be}$ ne se désintègre pas instantanément en ${}^5_2\text{He}$ et ${}^4_2\text{He}$. D'autre part, on sait que la réaction :

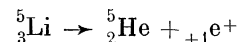


exige pour se produire une énergie supérieure ou

égale à $1,7 \pm 0,1$ MeV. Cette valeur doit correspondre à l'énergie de liaison maximum de ${}^5_2\text{He}$.

Les valeurs 5,0110 et 1,7 pour la masse et l'énergie de liaison sont comprises dans les limites extrêmes des valeurs données par nos expériences. Il faut en conclure que la stabilité de ${}^9_4\text{Be}$ vis-à-vis de la désintégration en ${}^5_2\text{He}$ et ${}^4_2\text{He}$ doit être très faible.

L'hélium accumulé dans l'écorce terrestre étant d'origine radioactive, il est naturel qu'il ne contienne pas une proportion appréciable de l'isotope de masse 5. D'autre part, il n'est pas exclu que les noyaux ${}^5_2\text{He}$ formés au cours des réactions nucléaires et stables vis-à-vis d'une émission de neutrons puissent se désintégrer par électrons, ce qui conduirait à la formation du ${}^5_3\text{Li}$, bien que, d'après les considérations résultant de l'extrapolation à partir des noyaux plus lourds et des déductions d'Oliphant basées sur l'allure de sa courbe d'excès de masse, c'est plutôt le lithium « 5 » qui devrait être radioactif et se transformer suivant l'équation :

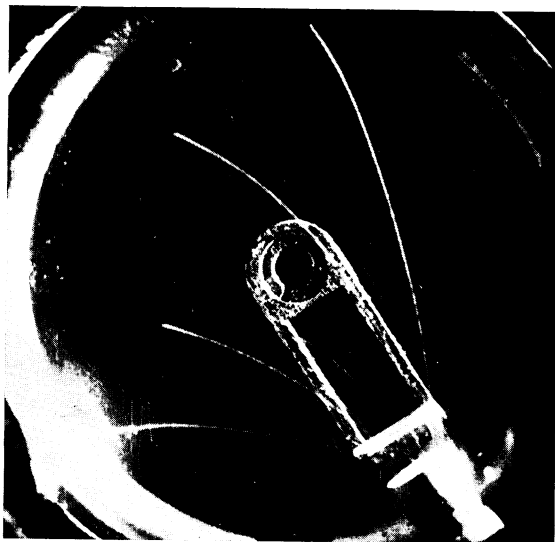


D'autre part, si ${}^5_2\text{He}$ pouvait se transformer en ${}^5_3\text{Li}$ par émission de rayons β , il serait difficile de comprendre pourquoi le composé ${}^6_3\text{Li}$, formé par association des particules : ${}^2_1\text{He}$ et ${}^4_2\text{He}$, lors du choc ne se transformerait pas directement en ${}^5_3\text{Li} + {}^1_0\text{n}$.

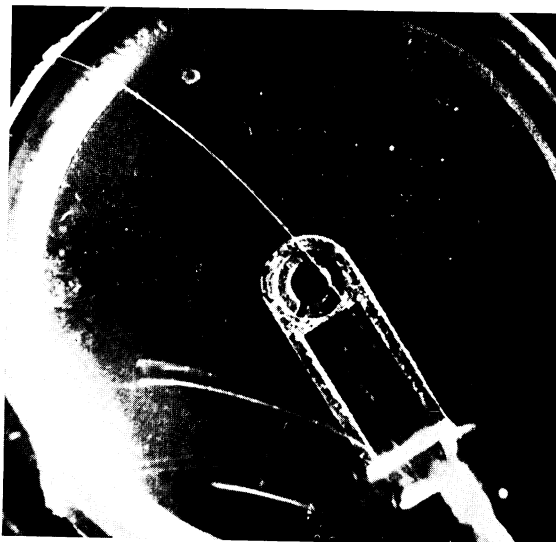
Les expériences préliminaires que nous avons effectuées à l'aide d'un compteur Geiger-Müller montrent que parmi les produits de l'irradiation de la paraffine lourde avec les rayons α du polonium on ne peut pas déceler de radioactivité de période moyenne.

Même si ${}^5_2\text{He}$ est radioactif β , ce qui nous semble peu probable, nous pouvons admettre que la lacune qui existait dans la série des nombres de masse des isotopes des éléments est comblée.

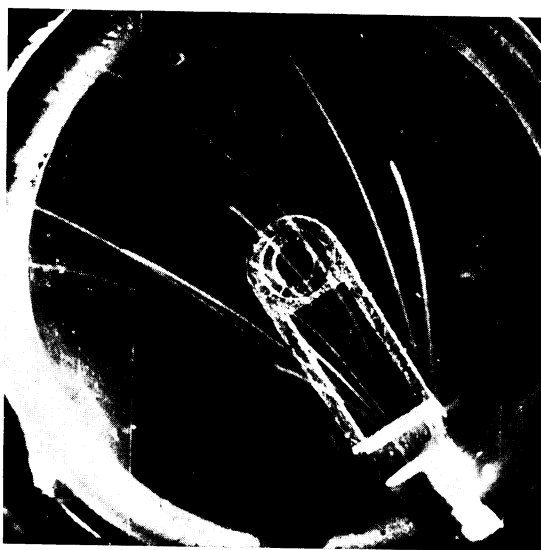
Nous exprimons notre vive reconnaissance à M. A. Cotton, qui nous a permis de travailler au Laboratoire de l'Electroaimant de Bellevue et qui a mis aimablement à notre disposition les deux grosses bobines sans fer donnant des champs magnétiques de plus de 15 000 gauss. Ces bobines, dont le principe avait été indiqué par M. Cotton au Congrès Solvay en 1930, ont été construites sous la direction de M. B. Tsai, que nous remercions. Nos remerciements vont aussi à M. Lainé, chef du Laboratoire; à M. Bonpy, chef du Service électrique, ainsi qu'aux mécaniciens et électriciens de l'Office des Recherches, dont la collaboration a permis la réalisation de nos expériences.



Cliché D.



Cliché E.



Cliché F.

Clichés D, E et F = Trajectoires Wilson de protons et deutérons émis lors de l'irradiation de la paraffine lourde avec les rayons α du polonium. Incurvation produite par un champ magnétique de 16 000 gauss.

BIBLIOGRAPHIE.

(¹) Lord RUTHERFORD et A. E. KEMPTON, *Proc. Roy. Soc.*, **A**, 1934, **143**, 724.

(²) J. R. DUNNING et G. B. PEGRAM, *Phys. Rev.*, 1934, **45**, 275.

(³) Voir H. S. MASSEY et C. H. O. MOHR, *Proc. Roy. Soc.*, **A**, 1935, **148**, 206.

(⁴) H. L. SCHULTZ, *Phys. Rev.*, 1937, **51**, 1023 ; 1938, **53**, 622.

(⁵) J. Mc CARTHY, *Phys. Rev.*, 1938, **53**, 30.

(⁶) F. JOLIOU et I. ZLOTOWSKI, *J. Phys. et Rad.* 1938, **9**, 293.

(⁷) R. D'E. ATKINSON, *Phys. Rev.*, 1935, **48**, 382.

(⁸) A. E. KEMPTON, B. C. BROWN et R. MAASDORP, *Proc. Roy. Soc.*, **A**, 1936, **157**, 372.

(⁹) M. L. E. OLIPHANT, A. E. KEMPTON et Lord RUTHERFORD, *Proc. Roy. Soc.*, **A**, 1935, **149**, 406.

(¹⁰) M. L. E. OLIPHANT, *Nature*, 1936, **137**, 396.

(¹¹) J. H. WILLIAMS, W. G. SHEPHERD et R. O. HAXBY, *Phys. Rev.*, 1937, **51**, 888 ; 1937, **52**, 390.