MESURE DE L'INTENSITÉ D'UN FAISCEAU DE PARTICULES ALPHA DE MOYENNE ÉNERGIE ($60 \text{ MeV} < E < 160 \text{ MeV}$) ET DE SA POLLUTION PAR UN FAISCEAU DE DEUTONS

Par R. BIMBOT et Y. LE BEYEC,

Laboratoire de Chimie Nucléaire, Institut de Physique Nucléaire, Faculté des Sciences de Paris et d'Orsay.

(Reçu le 10 avril 1969.)

Résumé. — L'intensité du faisceau de particules alpha est mesurée par activation d'une feuille d'or grâce à la réaction « moniteur » $^{197}\text{Au}(\alpha, n)^{196}\text{Au}$. Dans ce but, la section efficace absolue de cette réaction a été mesurée entre 90 et 160 MeV. La forte valeur de cette section efficace (100 mb env.) et la faible pente de la fonction d'excitation $\sigma = f(E)$ rendent particulièrement commode l'utilisation de ce moniteur.

Dans le cas où il existe un danger de pollution du faisceau de particules alpha par des deutons, on donne une méthode permettant de mesurer l'intensité de ce faisceau parasite de deutons en arrêtant totalement les particules alpha grâce à un ralentisseur à la sortie duquel le flux de deutons est monitoré par la réaction $^{197}\text{Au}(d, 2n)^{197m}\text{Hg}$.

Abstract. — The intensity of the α particle beam is measured thanks to the activity induced in a gold target by the nuclear reaction $^{197}\text{Au}(\alpha, n)^{196}\text{Au}$. In this purpose, the absolute cross-section of this reaction has been determined from 90 to 160 MeV. The high value of this cross-section (about 100 mb) and its slow variation with incident energy make it very suitable to use this reaction as a beam monitor.

When the presence of deuterons in the α particle beam is expected, the intensity of the deuteron beam can be measured by activation of a gold sheet after stopping the α component in a copper absorber foil.

Introduction. — La mesure absolue de la section efficace d'une réaction nucléaire est souvent difficile à effectuer, principalement en raison de la nécessité de déterminer l'intensité du faisceau incident. Cette détermination, lorsqu'elle est faite, consiste à capter l'ensemble du faisceau ayant traversé la cible dans une cage de Faraday et à mesurer la charge électrique totale reçue. Mais une telle mesure n'est réalisable que lorsqu'il s'agit d'un faisceau extrait et bien focalisé, ce qui exclut en particulier toute mesure à l'intérieur d'une machine.

On a alors recours à une méthode dite de monitoring qui consiste à effectuer une mesure relative de section efficace. Le faisceau traverse successivement la cible où il induit la réaction nucléaire étudiée et une autre cible, le moniteur, où il induit la réaction « moniteur » de section efficace connue. Le rapport du nombre d'événements produits dans chaque cible est directement proportionnel au rapport des sections efficaces.

Si cette méthode est couramment utilisée pour les réactions induites par des protons [1-2], il n'en est pas de même pour les réactions induites par des particules alpha, pour lesquelles il n'existe aucun moniteur reconnu, en particulier à des énergies supérieures à 100 MeV. Ce travail a pour but de donner une méthode

de monitoring des faisceaux de particules alpha, grâce à l'utilisation de la réaction $^{197}\text{Au}(\alpha, n)^{196}\text{Au}$ dont nous avons mesuré la section efficace absolue entre 90 et 160 MeV.

Au cours de cette étude, nous avons été amenés à envisager le cas où le faisceau de particules alpha se trouve pollué par des deutons. En effet, les deutons et les ions He^{++} possèdent le même rapport $\frac{Z}{m} = \frac{1}{2}$.

Si du deutérium est présent dans la source d'ions, même à l'état de traces, il se ionisera plus facilement que l'hélium et une partie des deutons produits sera accélérée dans les mêmes conditions que les particules alpha. Dans la seconde partie, nous donnons une méthode permettant de mesurer avec une très bonne sensibilité le flux d'un tel faisceau parasite de deutons.

I. PREMIÈRE PARTIE

MONITORAGE DES FAISCEAUX DE PARTICULES ALPHA.

— La réaction $^{197}\text{Au}(\alpha, n)^{196}\text{Au}$ a déjà été mesurée, d'une part pour une énergie incidente inférieure à 52 MeV par D. Vinciguerra *et al.* [3], d'autre part jusqu'à 100 MeV par M. Blann et F. M. Lanzafame [4].

FIG. 1. — Fonction d'excitation $^{197}\text{Au}(\alpha, xn)^{196}\text{Au}$: Résultats de D. Vinciguerra *et al.* Résultats de M. Blann et F. M. Lanza fame. Nos résultats. (Ces derniers sont représentés par des barres.)

Les résultats de ces auteurs sont représentés sur la figure 1. On constate qu'il existe un désaccord entre les deux courbes. De toute façon, la forte pente de la fonction d'excitation la rend difficilement utilisable à des fins de monitoring au-dessous de 60 MeV.

Nous avons prolongé la fonction d'excitation au-delà de 100 MeV en utilisant le faisceau externe du synchrocyclotron de la Faculté des Sciences d'Orsay. L'énergie des particules extraites est égale à 167 MeV et les énergies inférieures ont été obtenues en dégradant le faisceau par des ralentisseurs d'aluminium (ou de carbone) situés suffisamment loin de la cible pour éviter les réactions secondaires qui pourraient être produites par des neutrons ou des protons provenant des ralentisseurs. L'épaisseur de ralentisseur à utiliser a été calculée d'après les tables de Williamson *et al.* [5].

La feuille d'or servant de cible était placée en un point de bonne focalisation, de telle façon que la section du faisceau soit inférieure aux dimensions de la cible et tout contre la fenêtre d'entrée du cylindre de Faraday. Celui-ci est équipé d'aimants destinés, les uns à empêcher les électrons arrachés à la fenêtre d'entrée (aluminium) d'atteindre la partie collectrice du cylindre, les autres à empêcher les électrons secondaires provenant du fond du cylindre de sortir de la cuve collectrice. De cette façon, la charge électrique reçue par le cylindre provient uniquement des particules alpha du faisceau.

Le fond du cylindre, en arrêtant totalement les particules alpha du faisceau, se comporte comme une source importante de particules secondaires, en particulier de neutrons dont une partie non négligeable est émise vers l'arrière.

Nous avons vérifié, en plaçant des feuilles d'or en dehors du faisceau de particules alpha, mais à la même distance du fond du cylindre que la cible, que la production de ^{196}Au par des réactions secondaires du type (n, 2n) ou (p, pn) est négligeable.

Le cylindre est relié à un intégrateur qui délivre une impulsion chaque fois qu'une charge connue est collectée. On a ainsi la charge totale collectée pendant l'irradiation, d'où le nombre de particules alpha incidentes avec une précision de 1 %, moyennant certaines précautions expérimentales (réglage soigneux du zéro de l'appareil, température ambiante fixe). Une autoradiographie de la cible après l'irradiation permet de vérifier que tout le faisceau compté l'a effectivement traversée.

L'activité induite dans la feuille d'or est mesurée, plusieurs jours après l'irradiation, par spectrométrie γ , grâce à un cristal NaI(Tl) dont l'efficacité a été déterminée avec une précision de ± 5 %. Le schéma de désintégration de ^{196}Au est bien connu [6]. Nous avons mesuré le pic à 350 keV correspondant à deux rayonnements γ d'énergie égale à 333 et 356 keV respectivement, non séparés par notre détecteur. Conformément aux valeurs prises par M. Blann et F. M. Lanza fame [3], nous avons adopté les rapports d'embranchements suivants :

γ de 356 keV :

$$\text{Transitions/Désintégrations} = 0,93$$

$$\text{Photons/Transitions} = 0,94$$

$$\frac{\text{Photons}}{\text{Désintégrations}} = 0,875$$

γ de 333 keV :

$$\frac{\text{Photons de 333 keV}}{\text{Photons de 356 keV}} = 0,263$$

d'après J. F. W. Jansen et H. Pauw [7].

Ceci nous donne pour le pic somme :

$$R = \frac{\gamma(333 + 356)}{\text{Désintégrations}} = 1,105.$$

La décroissance de l'activité est mesurée en fonction du temps et correspond à la période de 6,2 jours de ^{196}Au à partir du dixième jour suivant l'irradiation. Entre le premier et le dixième jour, la période apparente est plus courte en raison de la présence d'un rayonnement γ de 330 keV dû à ^{194}Au ($T = 39$ h). L'extrapolation de la courbe de décroissance jusqu'à l'heure de fin d'irradiation permet le calcul de la section efficace.

Comme nous le verrons dans la seconde partie, le faisceau de particules α utilisé était légèrement pollué par des deutons. Il contenait au maximum 2 % de deutons en nombre de particules. On peut évaluer l'effet de cette pollution sur les sections efficaces mesurées. En tenant compte du fait que les sections efficaces des réactions $^{197}\text{Au}(\alpha, xn)^{196}\text{Au}$ à 160 MeV et $^{197}\text{Au}(d, dn)^{196}\text{Au}$ à 80 MeV sont du même ordre et que les deutons sont comptés dans le cylindre de Faraday avec une charge unique, on trouve qu'il faut multiplier les sections efficaces trouvées par le facteur correctif $0,99 \pm 0,01$.

L'incertitude sur σ (11 à 12 %) résulte des causes suivantes : mesure de la charge collectée (± 1 à 2 %);

efficacité du détecteur ($\pm 5\%$); mesure d'activité (± 2 à 4%); correction de pollution du faisceau par des deutons ($\pm 1\%$).

L'incertitude sur la valeur R de l'embranchement γ apporte une erreur systématique sur σ . Cette incertitude s'annule lorsqu'on utilise cette réaction pour monitorer le faisceau, à condition de prendre la même valeur pour R .

Résultats. — Les résultats expérimentaux sont groupés dans le tableau I. Les points expérimentaux avec barre d'erreur sont portés sur la figure 1. On voit que la valeur de la section efficace varie peu entre 100 et 160 MeV, ce qui minimise les effets des incertitudes sur l'énergie des particules α . On note également le bon accord entre les résultats de M. Blann et F. M. Lanza-fame [4] et les nôtres au voisinage de 100 MeV.

TABLEAU I

ÉNERGIE E_α (MeV)	σ (mb)	PRÉCISION
93	123	12 %
110	124	11 %
111	130	11 %
124	132	11 %
129,5	139	12 %
133	138	11 %
147,5	145	11 %
160	141	12 %
160	140	11 %
162	145	11 %

II. DEUXIÈME PARTIE

MESURE DE LA POLLUTION D'UN FAISCEAU DE PARTICULES ALPHA PAR DES DEUTONS. — Dans un synchrocyclotron, la fréquence f de la haute tension accélératrice doit être adaptée à la fréquence de révolution des particules accélérées : $f = \frac{1}{2\pi} \frac{Ze}{m} B$ (où $\frac{Ze}{m}$ est le rapport de la charge à la masse de ces particules et B l'induction magnétique dans la machine). Le rapport $\frac{Ze}{m}$ est le même pour les deutons et les particules α et, en principe, la machine peut accélérer l'une ou l'autre de ces particules sans qu'il soit nécessaire de modifier beaucoup ses paramètres de fonctionnement. On introduit simplement une légère modification dans le programme de modulation de la fréquence accélératrice : la variation relativiste de la masse n'étant pas la même pour les deux types de particules, il est nécessaire d'élever légèrement la fréquence correspondant à l'instant de l'injection des particules dans le cas d'un faisceau α .

Au cours de la période où le présent travail a été fait, le synchrocyclotron était utilisé pour accélérer des particules α pendant une journée par semaine, et

des deutons pendant le temps restant. Après plusieurs jours de fonctionnement en deutons, le faisceau de particules α pouvait être pollué d'autant plus que l'ionisation du deutérium est beaucoup plus facile que l'ionisation double de l'hélium.

Il était important de vérifier ce fait, et le cas échéant d'avoir un ordre de grandeur de cette pollution.

Principe de la méthode. — La méthode choisie repose essentiellement sur la différence de ralentissement entre les particules α et les deutons dans la matière.

En effet, une particule de masse M , de charge Ze et d'énergie cinétique ϵ , perd, par unité de longueur, au cours de son passage dans un milieu matériel, une quantité d'énergie $\frac{d\epsilon}{dx}$ proportionnelle au rapport $\frac{MZ^2e^2}{\epsilon}$.

Par conséquent, le rapport entre la perte d'énergie des particules alpha et la perte d'énergie des deutons est :

$$\left(\frac{d\epsilon}{dx}\right)_\alpha / \left(\frac{d\epsilon}{dx}\right)_d = \frac{M^2\alpha}{M^2d} = 4.$$

On peut donc, en utilisant un ralentisseur d'épaisseur convenable, arrêter les particules alpha du faisceau composé, alors que les deutons disposent encore d'une énergie suffisante à la sortie de l'écran ralentisseur pour activer une cible, ce qui permet de mesurer leur intensité.

Réalisation pratique. — En pratique, on se place le plus près possible du centre de la machine car c'est au centre que la pollution doit être maximale. Compte tenu du fait que les particules doivent être assez énergiques pour que les deutons sortant du ralentisseur aient encore une énergie notable, nous avons choisi une trajectoire dont le rayon correspond à des particules alpha de 52 MeV et des deutons de 26 MeV.

FIG. 2. — Schéma d'un empilement-cible utilisé pour la mesure de la pollution d'un faisceau de particules alpha par des deutons.

La cible (fig. 2) est constituée :

a) D'un ralentisseur de cuivre R d'épaisseur égale à 345 mg/cm^2 qui arrête totalement les particules alpha et à la sortie duquel les deutons ont une énergie moyenne de 17 MeV.

b) De deux feuilles d'or d'épaisseur égale à 0,05 mm (9,6 mg/cm²) dans lesquelles les deutons induisent la réaction (d, 2n) donnant naissance à ¹⁹⁷Hg.

Afin d'être sûr qu'aucune particule n'atteint les feuilles d'or sans avoir été ralentie dans R, on prend soin de laisser dépasser l'écran R très légèrement de tous côtés, comme l'indique la vue de face du schéma (fig. 2). De cette façon, on sous-estime légèrement la pollution (de l'ordre de 10 %), mais on a une sécurité de mesure car un dépassement même minime de la cible d'or donnerait un résultat inutilisable, la partie dépassante étant alors irradiée par le faisceau alpha de 52 MeV.

L'intensité du faisceau (alpha + deutons) est déterminée grâce à une cible de mesure escamotable placée assez près du centre de la machine, ou en mesurant le courant électrique reçu par la cible elle-même. Cette méthode de mesure est peu précise en raison en particulier de l'émission d'électrons secondaires par la cible, mais sa précision suffit dans le cas présent.

L'intensité de la composante deutons est monitorée dans les cibles d'or par la réaction ¹⁹⁷Au(d, 2n)^{197m}Hg. Pour cette réaction, une irradiation préalable d'un empilement identique par un faisceau de deutons pur nous a permis d'établir le rapport entre l'intensité du faisceau de deutons mesurée sur une cible intérieure et l'activité du ^{197m}Hg en fin d'irradiation. Le pic photoélectrique observé à 134 keV est nettement mesurable immédiatement après l'irradiation. La période de 24 heures de l'isomère rend très facile la mesure. Cette étude préalable nous a également permis d'établir que le maximum de la fonction d'excitation (d, 2n) se situe à une énergie de 17 MeV, c'est-à-dire au niveau de la première feuille d'or. La seconde feuille nous fournit un point de vérification, son activité étant égale à 0,6 fois celle de la première.

Résultat. — Lors de l'irradiation préliminaire pour une feuille d'or de 9,6 mg/cm² irradiée pendant une minute par un flux de deutons de 1 µA, on a trouvé une activité en fin d'irradiation de $1,18 \times 10^6$ photons/mn/4π, cette mesure se rapportant aux photons de 134 keV de ^{197m}Hg.

Lors d'une irradiation identique avec un faisceau alpha de 2,8 µA, la feuille d'or a une activité égale à $3,2 \times 10^4$ γ/mn/4π. Cette activité correspond à un flux de deutons de :

$$\frac{3,2 \times 10^4}{1,18 \times 10^6} = 2,7 \times 10^{-2} \mu A$$

soit une pollution de 1 % en courant ou 2 % en nombre de particules.

En prenant comme origine des temps l'heure de mise en circulation de l'hélium dans la source d'ions, à la place du deutérium, on a ainsi trouvé que le faisceau alpha contient 4 % de deutons en nombre de particules après 1 h 30, et une pollution constante égale à 2 % ensuite pour des mesures faites après 2 h 30, 5 h 30 et 12 h.

La précision de cette mesure est difficile à évaluer (elle est de l'ordre de 40 à 50 %), mais la qualité essentielle de cette méthode est sa sensibilité, puisqu'elle permet en principe de détecter des contaminations de l'ordre de 10⁻⁴, la limitation provenant des réactions secondaires du type (p, n) ou (d, 2n) induites par des protons ou des deutons issus du ralentisseur par réaction nucléaire (α, p) ou (α, d).

Remarque. — Il serait possible d'améliorer la précision de cette méthode en mesurant d'une part l'intensité de la composante α par une réaction nucléaire induite dans une cible située avant le ralentisseur (réaction ¹⁹⁷Au(α, 4n)¹⁹⁷Tl de section efficace 1 100 mb à 52 MeV [3] par exemple) et d'autre part l'intensité de la composante deuton par une réaction (d, 2n) de section efficace connue avec plus de précision (réaction ¹⁸⁶W(d, 2n)¹⁸⁶Re dont la section efficace à 14 MeV vaut 350 mb [8]. On atteindrait ainsi une précision de 20 à 30 % sur la mesure de la pollution.

Rappelons enfin que les valeurs trouvées plus haut donnent la pollution près du centre de la machine, c'est-à-dire la pollution maximale. En effet, nous avons vu que le programme de modulation de fréquence correspondant à l'accélération des particules alpha est légèrement différent de celui qui correspondrait à des deutons, ce qui élimine peu à peu les deutons au cours de l'accélération. Après extraction du faisceau, c'est-à-dire dans les conditions de nos mesures de section efficace ¹⁹⁷Au(α, αn)¹⁹⁶Au, la pollution est certainement très inférieure à la valeur mesurée au centre.

Nous tenons à remercier M. le Professeur M. Lefort pour les conseils qu'il nous a donnés au cours de ce travail effectué dans son laboratoire, ainsi que l'équipe de conduite du synchrocyclotron.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] BRUN (C.), LEFORT (M.) et TARRAGO (X.), *J. Physique Rad.*, 1962, **23**, 371.
- [2] CUMMING (J. B.), *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, 1963, **13**, 261.
- [3] VINCIGUERRA (D.), KOTAJIMA (K.), VAN DE VIJVER (R. E.), *Nucl. Phys.*, 1966, **77**, 337.
- [4] BLANN (M.) et LANZAFAME (F. M.), *Bull. Am. Phys. Soc.*, 1967, **12**, 37.
- [5] WILLIAMSON (C. F.), BOUJOT (J. P.) et PICARD (J.), 1966, Rapport C.E.A. R 3042, C.E.N., Saclay.
- [6] WAY (K.) *et al.*, Nuclear Data Sheets. Publiées par « The National Acad. of Sciences, National Research Council », Washington.
- [7] JANSSEN (J. F. W.) et PAUW (H.), *Nucl. Phys.*, 1967, **A 94**, 235.
- [8] PEMENT (F. W.) et WOLKE (R. L.), *Nucl. Phys.*, 1966, **86**, 429.