



HAL
open science

Distribution en énergie des protons reçus sur une cible interne dans un synchrocyclotron

Y. Le Beyec, M. Lefort, X. Tarrago

► **To cite this version:**

Y. Le Beyec, M. Lefort, X. Tarrago. Distribution en énergie des protons reçus sur une cible interne dans un synchrocyclotron. *J. Phys. Phys. Appl.*, 1963, 24 (S10), pp.157-161. 10.1051/jphysap:019630024010015700 . jpa-00212931

HAL Id: jpa-00212931

<https://hal.science/jpa-00212931>

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.

DISTRIBUTION EN ÉNERGIE DES PROTONS
REÇUS SUR UNE CIBLE INTERNE DANS UN SYNCHROCYCLOTRON

Par Y. LE BEYEC, M. LEFORT et X. TARRAGO

Laboratoire Joliot-Curie, Faculté des Sciences de Paris, Orsay.

Résumé. — Les oscillations bêtatroniques entraînent une largeur importante de plage irradiée sur les cibles placées dans le faisceau interne d'un synchrocyclotron. On décrit des expériences qui par mesures de sections efficaces de réactions nucléaires judicieusement choisies, permettent de déterminer la répartition en intensité selon le point d'impact, la largeur en énergie et l'énergie médiane équivalente des protons frappant la surface de la cible.

Ces résultats montrent qu'on ne peut utiliser sans discernement la relation entre l'énergie et le rayon $\sqrt{E^2 - E_0^2} = r.B.e.c.$

Abstract. — Betatronic oscillations are responsible for the large irradiated area on targets placed in the internal beam of a synchrocyclotron. Experiments are described which make possible the determination for protons hitting the surface of the target, of :

- 1) Intensity distribution versus distance from the edge ;
- 2) Energy width and equivalent medium energy.

The results show that it is not advisable to use without care the simple relation between energy and radius $\sqrt{E^2 - E_0^2} = r.B.e.c.$

Introduction. — Lorsqu'on bombarde une cible par le faisceau interne d'un synchrocyclotron, on peut la placer en une position bien connue par rapport au centre de la chambre d'accélération. En principe, à la distance r comprise entre le centre et le bord de la cible correspond une énergie bien définie. La relation entre cette énergie et le rayon r est donnée par

$$r = \sqrt{E^2 - E_0^2} / B.e.c, \quad (1)$$

où E_0 représente l'énergie au repos de la particule, E l'énergie totale, B l'introduction, e la charge de l'électron et c la vitesse de la lumière.

La possibilité d'effectuer des irradiations avec des protons de différentes énergies est intéressante car elle permet de déterminer les seuils et les maxima des réactions nucléaires, de tracer leur fonction d'excitation. La comparaison de ces fonctions d'excitation donne des renseignements sur les processus de désexcitation des noyaux, en particulier sur l'évaporation des nucléons, ou même sur des aspects plus particuliers tels que l'émission de particules α , le choix de la température nucléaire. Mais ces renseignements sont valables dans la mesure où l'énergie des protons que reçoit la cible est bien connue, et où sa valeur reste fixe.

Malheureusement de par son principe de fonctionnement, le synchrocyclotron ne donne pas en un point des protons d'énergies toutes identiques, et la valeur calculée d'après la relation (1) est une valeur nominale maximale.

Les oscillations de phase et oscillations bêtatroniques entraînent qu'une cible est « traversée » par un grand nombre d'orbites différentes. Cette cible reçoit des protons d'énergies comprises entre E

définie par la relation (1) et $E - \Delta E$. Il est donc important de connaître, d'une part, cette dispersion en énergie, d'autre part, de tenter d'obtenir des renseignements sur la répartition dans cet intervalle ΔE du nombre de protons reçus.

Ce problème a préoccupé plusieurs utilisateurs de synchrocyclotron et quelques calculs ont été effectués pour essayer d'obtenir des renseignements [1].

Pendant peu de données précises et indiscutables existent sur ce sujet.

Il importe, d'une part d'effectuer des expériences permettant des mesures utilisables ensuite pour déterminer cette dispersion en énergie, d'autre part de choisir ces expériences en fonction d'une théorie cohérente de la dispersion en énergie pour pouvoir exploiter les résultats.

Récemment Andrade e Silva et Lochak [2] ont établi une relation entre l'amplitude des oscillations bêtatroniques et la largeur de la plage irradiée par le faisceau. Leurs calculs décrivent comment le nuage de protons accélérés sur un orbite moyen heurte la cible. Ils mettent en évidence en particulier que le bord de la cible placé à la distance r du centre reçoit des protons d'énergie E comprise entre E_r définie par le rayon

$$r = \sqrt{E^2 - E_0^2} / B.e.c$$

et $E_{(r-A)}$ énergie correspondant au maximum d'amplitude A des oscillations bêtatroniques. Comme il existe une relation entre A et la largeur de la plage irradiée L_A , on peut penser que la détermination de L_A peut conduire à la connaissance de A et par suite de $E_{(r)} - E_{(r-A)}$ dispersion maximum en énergie.

De plus un point placé en retrait du bord de la

cible reçoit toujours un proton d'énergie inférieure à $E(r)$. En effet le nuage de proton avance vers le bord de la cible et les protons reçus en premier lieu sur ce bord sont éloignés de leur trajectoire d'équilibre. Ils ont donc une énergie $E(r-a)$ plus petite que $E(r)$. Pour qu'un proton heurte un point en retrait, il doit avoir été laissé par la cible pendant un ou plusieurs tours de machine. Ce proton d'énergie $E(r-a)$ frappe alors la cible à un moment où le centre du nuage se trouve non plus à $(r-a)$ du bord mais à $(r-a')$ avec $a' < a$. Donc ce proton arrivera à une distance du bord égale à $a-a'$. On peut montrer par le calcul que la dispersion en énergie est d'autant moins grande que l'on se trouve dans une zone plus éloignée du bord, l'énergie maximum possible diminuant de plus en plus alors que l'énergie minimum reste $E(r-A)$. Mais bien entendu l'intensité est de plus en plus faible puisque les protons « oubliés » au cours des premiers tours sont d'autant plus rares que le centre du nuage s'approche du bord de la cible.

Ces remarques qualitatives sont les illustrations les plus nettes des résultats des calculs des auteurs cités plus haut. Elles nous ont conduit à entreprendre plusieurs types d'expériences :

- pour déterminer la largeur d'impact et examiner l'influence de divers facteurs sur cette largeur ;
- pour vérifier que l'énergie moyenne diminue dans la cible lorsque l'on s'éloigne du bord et pour déterminer l'ordre de grandeur de cette variation ;
- pour préciser des conditions d'irradiation à faible intensité mais bonne définition en énergie ;
- enfin pour estimer l'énergie moyenne réelle des protons reçus sur une cible placée à un rayon correspondant à une énergie nominale E donnée par la relation (1).

1. Largeur de la plage d'impact. — Une technique relativement précise de mesure de la distribution en intensité des protons frappant la cible a été mise au point au laboratoire [3]. On irradie des empilements de feuilles minces d'aluminium placées tangentielle-ment à l'orbite décrit par le faisceau et on mesure dans chacune des feuilles le sodium 24 produit par réaction $(p, 3pn)$. La fonction d'excitation de production de cet isotope est bien connue et présente l'avantage d'être presque constante entre 80 et 150 MeV, de sorte qu'une dispersion en énergie n'a pas d'influence importante sur les mesures.

Des irradiations ont été effectuées avec des empilements de 10 à 15 feuilles de 0,5 mm d'épaisseur. Chaque feuille est traversée par les protons sous une largeur de 5 mm. La hauteur des feuilles (selon la perpendiculaire au plan médian du synchro-cyclotron) est de 15 mm.

On a décrit précédemment les méthodes de détection de ^{24}Na [3] et les détails de présentation des cibles [4].

Enfin on a irradié à différents rayons, les énergies nominales correspondant au bord de la cible étant définie par la relation (1) $E = 60, 80, 114$ et 155 MeV.

La figure 1 montre l'intensité de protons reçue par la cible en fonction de la distance du bord. On

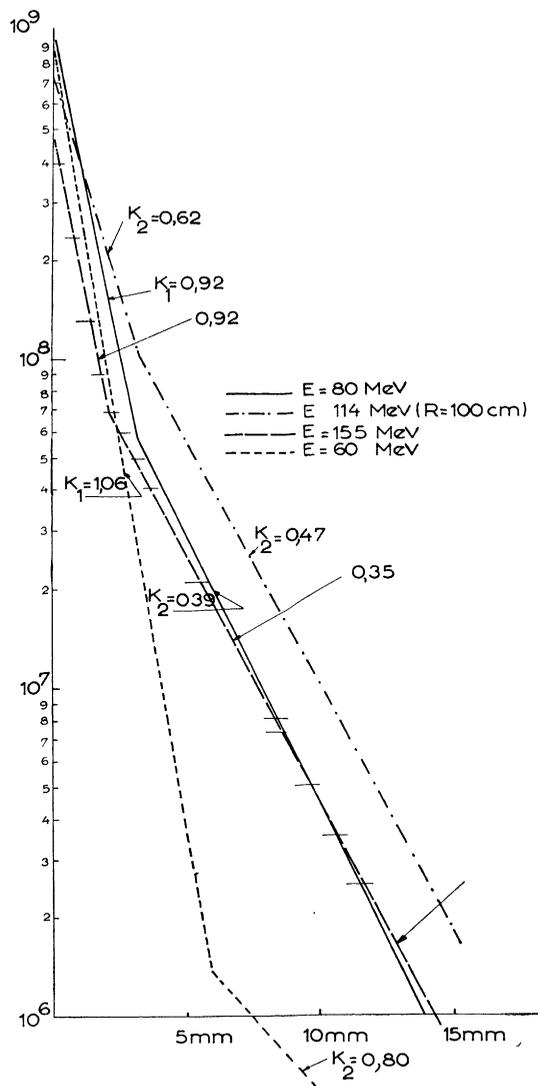


FIG. 1. — Répartition du flux de protons sur une cible mince en fonction de la distance du bord. Irrad. Al ; $S = 15 \times 5$ mm, épaisseur 5/10 et 1.

remarquera que la diminution d'intensité a une allure exponentielle, de sorte que l'on peut définir un coefficient K par $I = I_0 \cdot e^{-Kx}$ où I_0 est l'intensité dans la première feuille placée au bord et x la distance à partir du bord. En réalité on peut décomposer en deux droites en coordonnées semi-logarithmiques.

Si l'on définit arbitrairement la largeur d'impact comme étant la distance à partir de laquelle l'inten-

sité I est comprise entre I_0 et $I_0/100$, on peut constater qu'elle dépasse en général 10 mm. Cependant la chute d'intensité est plus rapide lorsque la cible est placée aux faibles rayons. Une seconde série d'expériences nous a montré de plus que cette largeur diminuait lorsqu'on augmentait la largeur de traversée des protons c'est-à-dire lorsque l'énergie perdue au cours de cette traversée s'accroît.

Ces deux constatations mettent l'accent sur un phénomène que nous avons appelé « traversées multiples » et qui est responsable d'un élargissement de la plage d'impact. En effet, le ralentissement par une cible de quelques millimètres n'élimine pas un proton très énergétique. Son maintien sur une orbite bien définie reste possible grâce aux oscillations de phase. Le nuage protonique est donc élargi et la répartition des énergies est modifiée. Plus la cible est épaisse ou moins les protons sont énergiques, plus les protons seront éliminés.

Nous avons vérifié cette hypothèse en faisant

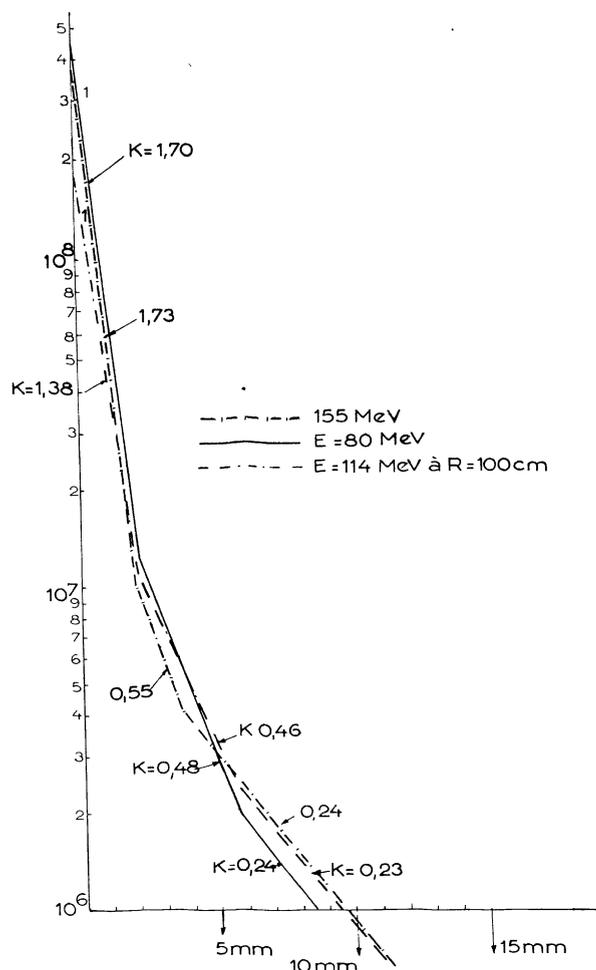


FIG. 2. — Répartition du flux de protons sur une cible dans le cas où les « traversées multiples » sont évitées. Irrad. feuilles d'Al = 30×2 dans cible de Cu, épaisseur 5/10.

varier la largeur des feuilles et surtout en plaçant un dispositif qui arrête complètement les protons lorsqu'ils ont frappé la cible. Ce dispositif décrit en détail [4] par ailleurs est constitué essentiellement par un bloc de laiton. Des mesures sur le sodium 22 nous ont permis d'éliminer les effets secondaires dus aux neutrons issus du bloc de laiton (réaction $^{27}\text{Al}(n, \alpha)^{24}\text{Na}$).

Avec ces nouvelles dispositions, les plages irradiées sont plus étroites (environ 5 mm pour la distance où l'intensité est réduite au 1/100) et on peut chiffrer ceci en comparant les coefficients K (fig. 2). Par exemple à 80 MeV on trouve $K = 1,70$ alors que sans dispositif évitant les traversées multiples on obtenait $K = 0,92$. Cette largeur $L_A = 5$ mm est par ailleurs en bon accord avec les calculs de Andrade e Silva et al. [2]. Elle permet en effet d'estimer à 15 cm l'amplitude maximale des oscillations bétatroniques, et cette valeur est raisonnable compte tenu des caractéristiques du synchrocyclotron d'Orsay. La largeur de 10 mm aurait conduit par contre à une amplitude beaucoup trop grande.

2. Distribution en énergie des protons frappant une cible.

— Nous avons tenté de déterminer les énergies moyennes des protons reçus en différents points d'une cible irradiée en faisceau interne. Le principe de la méthode utilisée est le suivant. Certaines fonctions d'excitations montrent une dépendance très importante de l'énergie. C'est ainsi que par exemple une variation d'énergie des protons incidents de 5 MeV conduit à un accroissement d'un facteur 2 de la section efficace de la réaction $^{159}\text{Tb}(p, 10n)^{150}\text{Dy}$ entre 102 et 107 MeV [5]. Si par conséquent on dispose d'une fonction d'excitation soigneusement établie, la valeur de la section efficace peut donner une indication précise de l'énergie des protons. Cela ne signifiera pas que tous les protons sont monoénergétiques mais indiquera seulement que la distribution des différentes énergies conduit pour le type de fonction d'excitation envisagée, au même résultat qu'une énergie donnée que nous qualifierons d'énergie médiane équivalente.

Notre choix s'est porté sur les fonctions d'excitation des réactions (p, 8n), (p, 6n) et (p, 4n) sur le bismuth étudiées au laboratoire [6]. D'après les irradiations effectuées en faisceau interne, nous savions déjà que dans la région 75 — 90 MeV, la section efficace de production de polonium 206 dépendait très peu de l'énergie et pourrait servir de réaction pilote pour monitorer le faisceau. La section efficace de production de polonium 204 (p, 6n) décroît lorsque l'énergie augmente tandis que celle de polonium 202 (p, 8n) croît.

Les mesures des isotopes 202, 204 et 206 du polonium sont aisées car la séparation chimique du bismuth s'effectue simplement par dépôt spontané

du polonium sur argent et l'on compte la radio-activité α de ces polonium au moyen d'une chambre d'ionisation 2π .

Des expériences préliminaires ont vérifié un des points importants dégagés par les calculs, à savoir que pour une cible donnée, l'énergie moyenne des protons décroissait lorsqu'on s'éloigne du bord. C'est ainsi que lorsqu'on irradie avec un écran d'aluminium débordant la cible de bismuth, d'une part l'intensité des protons sur le bismuth est fortement diminuée puisque l'on se trouve à distance du bord placée au rayon « r », mais encore la section efficace obtenue pour ^{204}Po est plus grande que sans écran tandis que celle de ^{202}Po est plus petite. Le tableau suivant illustre ces résultats pour un rayon de 85 cm.

TABLEAU I

	^{206}Po	^{204}Po	^{202}Po
Sans écran	104 mb	140 mb	100 mb
Écran débordant de 5 mm	101 mb	174 mb	74 mb

Nous avons ensuite irradié une cible de bismuth sans écran et découpé des bandes de 4 mm de

largeur à partir du bord. Le polonium 206 sert de moniteur et nous avons pris 100 mb pour sa section efficace. On trouve alors les résultats suivants dans les bandes A, B et C de plus en plus éloignées du bord.

TABLEAU II

	A	B	C
σ ^{202}Po	115 \pm 11	45 \pm 4	31 \pm 3
σ ^{204}Po	145 \pm 15	175 \pm 17	214 \pm 20

Avec 4 bandes de 1 mm et 2 bandes de 2 mm, on peut définir des zones plus étroites.

Pour disposer de données très précises, nous avons irradié en faisceau externe des cibles de bismuth. L'énergie des protons est alors définie à 1 MeV près à 155 MeV. Avec des écrans de cuivre on a ralenti les protons. Les données sur le ralentissement sont celles de Aaron et al. [6]. De plus les cibles étaient placées à 10 cm du ralentisseur. De cette façon on évite les protons diffusés à trop grand angle et on réduit l'influence possible de réactions par neutrons produits dans le cuivre.

TABLEAU III

Bande en mm	0-1	1-2	2-3	3-4	4-6	6-8
^{202}Po mb	137 \pm 15	70 \pm 7	61 \pm 6	61 \pm 6	48 \pm 5	41 \pm 4
^{204}Po	133 \pm 15	158 \pm 15	167 \pm 15	144 \pm 15	186 \pm 20	175 \pm 20

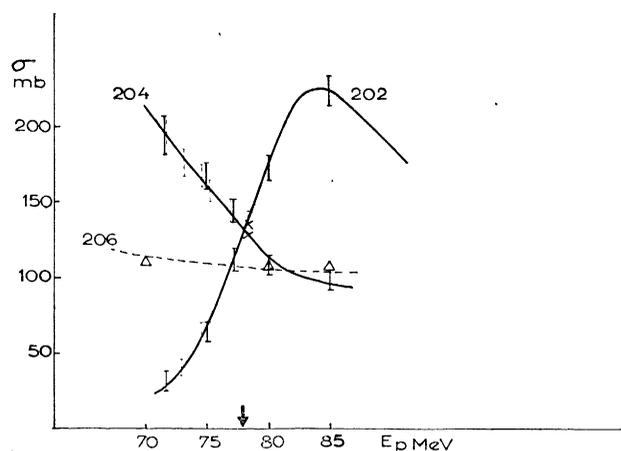


FIG. 3. — Fonction d'excitation entre 75 et 85 MeV de formation des isotopes 206, 204 et 202 du polonium. Les croix indiquent les sections efficaces trouvées en faisceau interne pour une énergie nominale de 85 MeV. La valeur de l'énergie médiane équivalente est désignée par la flèche.

Nous avons tracé avec le plus de soins possibles les fonctions d'excitation des trois isotopes de polonium entre 75 et 85 MeV (fig. 3).

Lorsqu'on irradie ensuite en faisceau interne, les valeurs de section efficace trouvées permettent de

savoir à 1 MeV près l'énergie médiane équivalente des protons qui ont frappé la cible ou la portion de cible examinée dans ces conditions.

L'irradiation d'une cible au rayon donnant l'énergie nominale de 85 MeV équivaut à une irradiation en faisceau externe à 78 MeV.

D'autre part l'examen des bandes découpées (tableau II) montre, d'après les pentes des fonctions d'excitation obtenues en faisceau externe, que l'énergie médiane baisse de 5 ± 1 MeV lorsque l'on passe de la plage A de 4 mm en bord de cible à la plage B 4 mm plus loin et de 2 à 3 MeV de la plage B à la plage C.

Ceci montre encore que l'énergie est mieux définie (distribution plus étroite) loin du bord de la cible.

On est conduit à estimer que pour une cible dont le bord est placé au rayon 85 cm, alors que l'énergie nominale devrait être 85 MeV, l'énergie médiane équivalente est de 78 MeV. Les protons frappant cette cible ont des énergies comprises entre 85 et 72 MeV. Le premier millimètre reçoit des protons de toutes ces énergies, mais l'énergie médiane équivalente est de 78-79 MeV. Le millimètre suivant est caractérisé par une énergie médiane de 76 MeV et une distribution un peu plus étroite qu'on peut estimer entre 72 et 80 MeV. Le tableau suivant

indique les deux données caractéristiques de chaque bande : largeur totale en énergie, énergie médiane équivalente (E. M. E.).

TABLEAU IV

	Cible entière	1	2	3	4	5	6
Largeur en mm	10 mm	1	1	1	1	2	2
E. M. E.	78 MeV	79	76	74	73	73	72
Largeur énergie	72-85	72-85	72-80	72-76	72-74	72-73	72

Des résultats analogues peuvent être obtenus aux autres domaines d'énergie dans la mesure où l'on dispose de fonctions d'excitations à pente rapide.

Plusieurs conclusions peuvent être tirées de cette étude

1. Pour une cible interne irradiée, l'énergie définie par la relation (1) est toujours supérieure à la valeur médiane équivalente. Entre 60 et 120 MeV,

au synchrocyclotron d'Orsay, l'écart est d'environ 8 %. Cette énergie médiane équivalente est le résultat d'une distribution relativement large des énergies des protons.

2. Lorsqu'on prend une partie de cible en retrait par rapport au bord (soit en plaçant un écran débordant, soit par découpage), l'énergie est plus faible que celle reçue en moyenne par le bord, mais la définition est meilleure. On peut trouver des conditions pour lesquelles les protons frappant la zone considérée ont des énergies distribuées dans un domaine de 1 à 2 MeV de large. Mais l'intensité reçue est diminuée d'un facteur important (10 à 100).

3. L'étude précise de fonctions d'excitation ne peut être effectuée en faisceau interne que dans les conditions de faible intensité définies dans l'alinéa précédent.

Nous pensons que ces renseignements bien qu'incomplets et fragmentaires contribueront à la meilleure utilisation des synchrocyclotrons pour les études radiochimiques des réactions nucléaires.

Manuscrit reçu le 27 juin 1963.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] HENRICH (L. R.), SEWELL (D. C.) et VALE (J.), *Rev. Scient. Inst.*, 1949, **20**, 887.
 [2] ANDRADE E SILVA (J.) et LOCHAK (G.), *C. R. Acad. Sc.*, 1963, **256**, 2308.
 [3] BRUN (C.), LEFORT (M.) et TARRAGO (X.), *J. Physique Rad.*, 1962, **23**, 371.
 [4] LE BEYEC (Y.), Diplôme d'études supérieures, Orsay, 1963.
 [5] LEFORT (M.), SIMONOFF (G. N.) et TARRAGO (X.), *J. Physique Rad.*, 1963, **24**.
 [6] DA SILVEIRA, *C. R. Acad. Sc.*, 1963, **256**, 4192.