



HAL
open science

Rendement en γ et en X et spectre pour des supports de cibles bombardés par des protons de basse énergie: 0,3 à 1 MeV

J. Depraz, G. Legros, R. Salin

► To cite this version:

J. Depraz, G. Legros, R. Salin. Rendement en γ et en X et spectre pour des supports de cibles bombardés par des protons de basse énergie: 0,3 à 1 MeV. Journal de Physique et le Radium, 1960, 21 (5), pp.412-416. 10.1051/jphysrad:01960002105041200 . jpa-00236289

HAL Id: jpa-00236289

<https://hal.science/jpa-00236289>

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.

RENDEMENT EN γ ET EN X ET SPECTRE POUR DES SUPPORTS DE CIBLES BOMBARDÉS PAR DES PROTONS DE BASSE ÉNERGIE : 0,3 A 1 MeV

Par M. J. DEPRAZ, M^{lle} G. LEGROS, et M. R. SALIN,

Institut de Physique Nucléaire, Lyon.

Résumé. — Certaines réactions nucléaires utilisent des cibles minces déposées sur un support. Des rayons γ ou X produits par le support lui-même donnent un fond non négligeable qui peut masquer le phénomène étudié.

Il est donc utile de déterminer, d'une part, le rendement en γ et en X de ces matériaux pour choisir correctement le support à employer et, d'autre part, l'énergie de ces radiations pour les éliminer plus facilement. Ce travail a consisté à faire cette étude pour divers éléments tels que : Cu, Mo, Ag, Sn, Ta, W, Au.

Abstract. — Backing materials of thin targets can also emit X and γ Rays.

Yields and spectra of X and γ rays produced by copper, molybdenum, silver, tin, tantalum and gold are determined. The most favourable material seems to be tantalum.

1. Introduction. — Les réactions (p, γ) s'effectuent sur une cible mince obtenue généralement en déposant par évaporation thermique à l'intérieur même de la machine la substance à étudier sur l'une des plaques de cuivre qui ferment la boîte de déviation. Parfois le dépôt est réalisé extérieurement à l'accélérateur sur un support métallique de Z élevé ($Z > 50$) dont le rendement en γ sous le bombardement protonique est plus faible que celui des corps de Z bas. Il est intéressant de connaître le spectre des rayonnements γ émis par le support pour le déduire de la courbe totale et obtenir le véritable spectre de la substance étudiée. Ce travail a déjà été effectué avec les protons de 0,6 à 2,8 MeV d'un Van de Graaff [1]. Nous l'avons étendu à la gamme (0,3, 1 MeV) de notre Greinacher sur les matériaux suivants : Cu, Mo, Ag, Sn, Ta et Au.

2. Méthode expérimentale. — 2.1. LES CIBLES. — Nous avons travaillé en cibles épaisses pour que les protons soient entièrement absorbés par elles. Ces cibles se présentent sous la forme de disques de 30 mm de diamètre et 1 mm d'épaisseur. La surface est nettoyée au papier abrasif fin pour retirer les impuretés superficielles immédiatement avant la mise en place à la base du tube accélérateur.

2.2. LE FAISCEAU DE PROTONS. — Les protons accélérés entre 0,3 et 0,94 MeV sont déviés à 30° par un analyseur. L'intensité de faisceau sur la cible est de l'ordre de 40 μ A.

2.3. LA DÉTECTION DU RAYONNEMENT γ . — Les rayons γ sont détectés par un cristal de NaI (TI) de 1 pouce de diamètre sur 1 pouce d'épaisseur adjoint à un photomultiplicateur Du Mont 6 292.

Le scintillateur et le photomultiplicateur sont enfermés dans un château de plomb qui réduit le fond à la valeur représentée sur la figure 1. Le

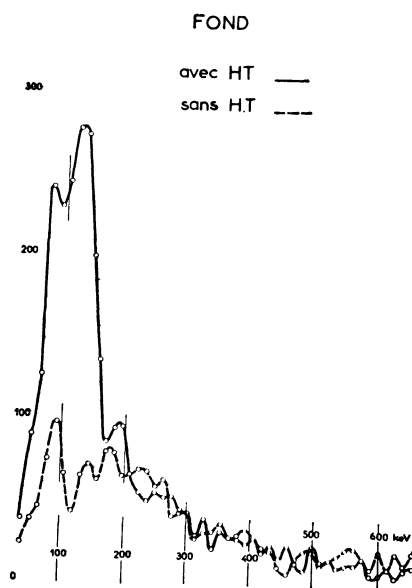


FIG. 1.

photomultiplicateur est relié par un cathode-follower à un amplificateur linéaire qui attaque un analyseur à 50 canaux. Ce spectromètre a été étalonné en énergie à l'aide de ^{131}I (fig. 2) et de ^{60}Co . Pour se placer dans les conditions de mesure, une plaque de laiton de 3 mm d'épaisseur représentant la base de la boîte de déviation a été interposée entre la source et le scintillateur (courbe en pointillé). Le cristal a été placé aussi près que possible de la cible pour recevoir le maximum des γ émis.

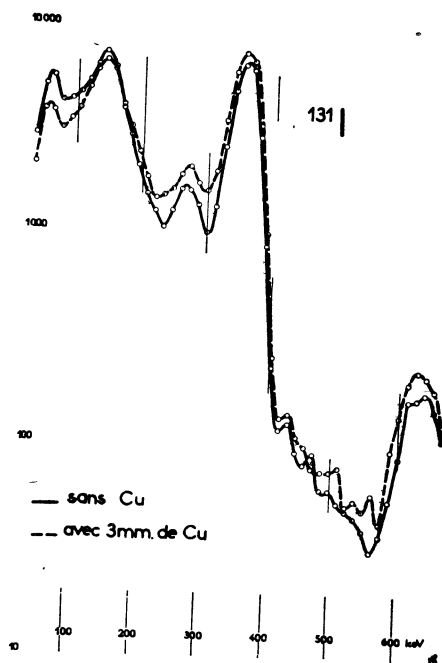


FIG. 2.

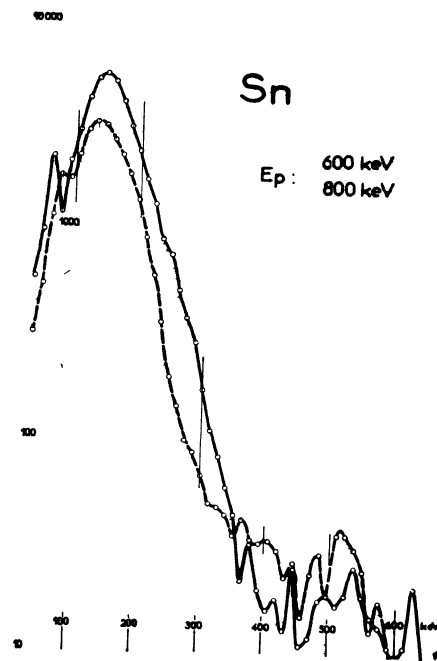


FIG. 4.

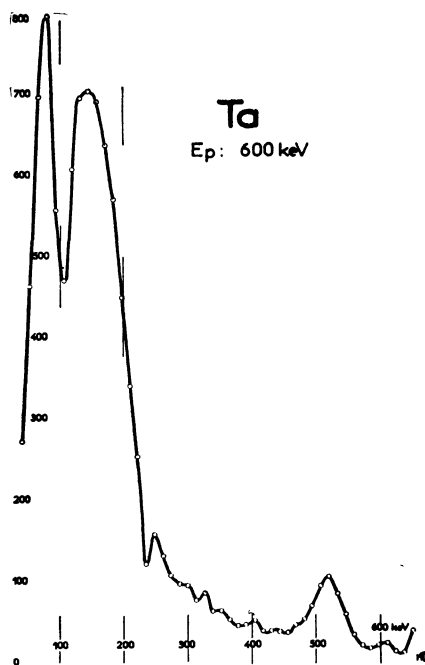


FIG. 3.

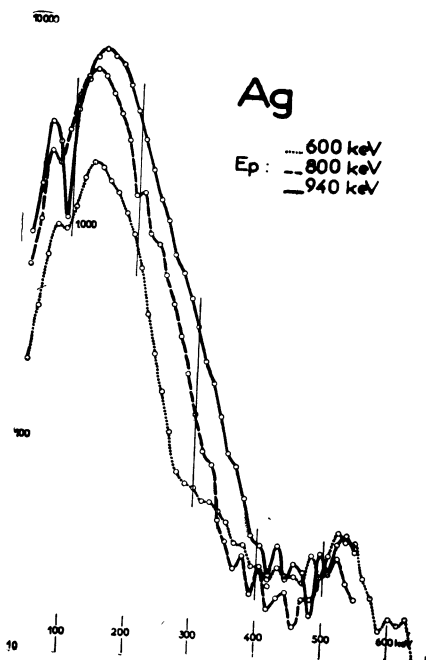


FIG. 5.

3. Résultats expérimentaux. — 3.1. SPECTRES DES RAYONS γ . — Les spectres du rayonnement γ émis par les différentes cibles étudiées sont représentés sur les figures 3 à 11. Les pics obtenus sont attribuables à 4 causes principales :

les rayons X émis par la cible quand les électrons périphériques de ses atomes sont perturbés par les protons incidents ;
l'excitation coulombienne des noyaux cibles frappés par les protons ;

les rayons γ émis dans la réaction (p. γ) proprement dite ;

ces trois processus sur des impuretés contenues dans la cible. Nous allons chercher sur nos divers spectres les contributions respectives de chacun de ces processus.

3.1.1. *Pics de rayons X.* — Les raies caractéristiques du spectre de rayons X des diverses substances que nous avons étudiées ont été tirées de l'ouvrage de Segré [2]. Nous n'avons considéré que les raies K , les autres ayant des énergies trop faibles pour être décelées par notre spectromètre. Les résultats sont consignés dans le tableau 1.

TABLEAU 1

| ÉLÉMENT | Cu | Mo | Ag | Sn | Ta | Au |
|--|-----|------|------|------|------|------|
| Énergie de la raie K (keV) | 8,9 | 20,0 | 25,5 | 29,1 | 67,4 | 80,7 |

La raie K est particulièrement nette sur le Ta (fig. 3). La précision de l'étalonnage du sélecteur

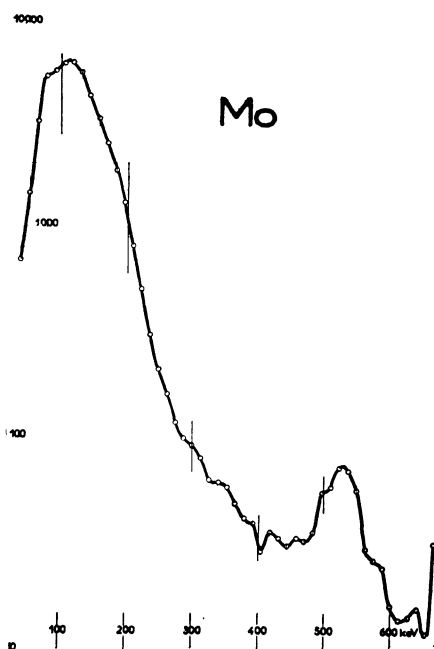


FIG. 6.

vers les basses énergies étant assez médiocre, nous pouvons sans doute considérer que les pics de plus basse énergie de l'étain et de l'argent (fig. 4 et 5 respectivement) sont dus à leur raie K .

3.1.2. *Pics d'excitation coulombienne.* — L'excitation coulombienne peut être importante dans le cas où l'énergie des projectiles est petite devant la hauteur de la barrière de potentiel du noyau-

cible. La théorie de l'excitation coulombienne (3) indique que ce processus est possible si

$$\xi = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar} \left(\frac{1}{v_f} - \frac{1}{v_i} \right)$$

satisfait à l'inégalité

$$\left(\frac{A_1 A_2}{Z_1 Z_2} \right)^{1/2} \frac{\Delta E}{13} (\text{MeV}) \leq \xi \leq 1$$

où A_1, Z_1, A_2, Z_2 sont les nombres de masse et de charge respectivement du projectile et du noyau cible, e la charge de l'électron, v_i et v_f les vitesses initiale et finale de la particule incidente, ΔE l'énergie du niveau excité. La 1^{re} inégalité exprime que l'énergie des projectiles est inférieure à la barrière de potentiel ; cette condition est toujours réalisée dans notre cas particulier. La 2^e indique que la durée du choc doit être inférieure à la période de l'excitation du noyau, sinon la collision devient adiabatique et la section efficace d'excitation pratiquement nulle. Pour avoir une idée de l'énergie E du niveau le plus bas qui peut être excité dans un noyau X par un proton d'énergie E nous

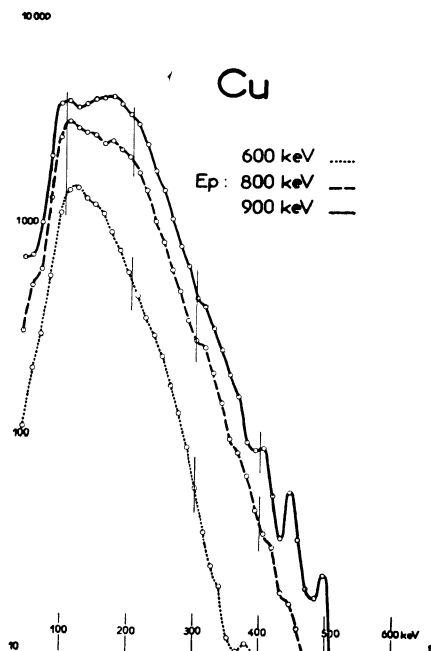


FIG. 7.

avons tracé pour chacune de nos cibles la courbe

$$\Delta E = f(E)$$

que nous avons déduite de la relation

$$\xi = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar} \left(\frac{1}{v_f} - \frac{1}{v_i} \right) = 1.$$

La figure 7 met en évidence le niveau 180 keV du Cu à peine visible à 600 keV et devenant plus

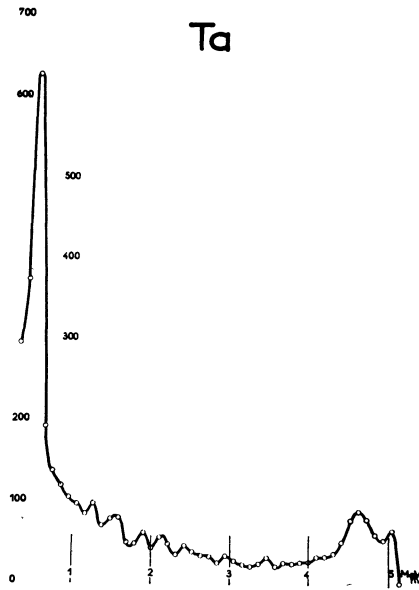


FIG. 8.

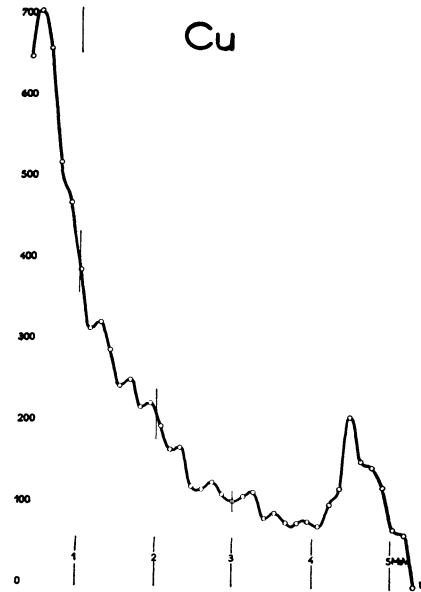


FIG. 10.

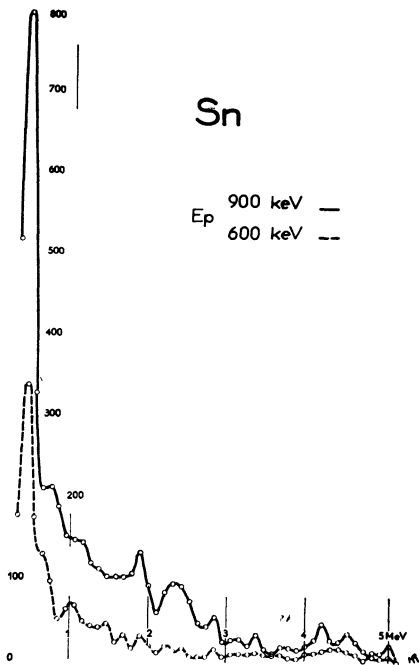


FIG. 9.

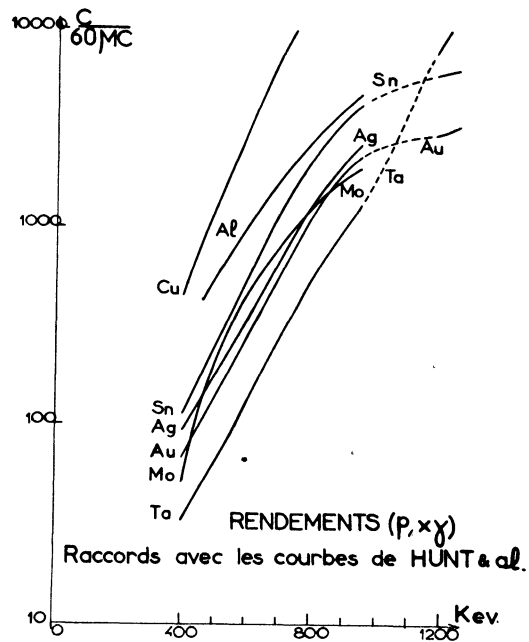


FIG. 11.

important à mesure que l'énergie des protons croît. La figure 5 montre le niveau 100 keV de l'Ag ; un niveau de l'ordre de 120 keV est excité dans le Sn (fig. 4). Le niveau 138 keV du Ta est particulièrement net (fig. 3) et il semble qu'un niveau 400 keV apparaisse dans Cu. Quelques niveaux signalés par les auteurs [3] apparaissent, bien que l'énergie de nos protons semble trop faible pour les exciter. Certains chercheurs [3] signalent la possibilité d'ex-

citation partielle de certains niveaux, ce qui pourrait expliquer des pics non signalés antérieurement, par exemple celui de Cu.

3.1.3. Résonances de la réaction (p, γ) . — Le calcul montre que la probabilité de telles réactions sur les corps considérés est pratiquement nulle. Nous pensons donc que les rayonnements de haute énergie décelés sont attribuables à des impuretés.

3.1.4. *Spectres des impuretés.* — L'examen comparé des figures 3, 5, 6 et 7 montre que l'on trouve sur chacune d'elles un pic aux environs de 500 keV. Il est attribuable à la réaction $^{16}\text{O}(p, \gamma)^{17}\text{F}$ [4]. Pour tous les corps étudiés sauf l'étain (fig. 8, 9, 10) nous observons une remontée vers 5 MeV qui ne peut être observée au delà de 6 MeV en raison des dimensions de notre cristal. D'autres remontées intermédiaires plus légères sont attribuables au carbone déposé sur la cible (2,3 et 2,6 MeV) et à l'azote.

3.2. *RENDEMENT EN γ .* — Les courbes de la figure 11 montrent que l'activité du cuivre croît

très rapidement en fonction de l'énergie incidente ; celle de l'étain semble croître jusque vers 850 keV pour redescendre ensuite. L'argent, le tantale et le molybdène se tiennent à un niveau très bas dans toute la gamme d'énergie de notre machine. Ces trois corps sont donc également propres à servir de support de cible. L'emploi du tantale s'avérerait difficile car ce métal ne se soude pas ; or des techniques nouvelles de cuivrage ont été mises au point. L'air liquide nous a cuivré « par métallisation » une pastille de tantale sur laquelle on peut alors aisément souder à l'étain un tuyau de refroidissement et s'en servir comme support d'un dépôt mince à étudier.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] HUNT (S. E.), POPE (R. A.), EVANS (W. W.) et HANCOCK (D. A.), *British J. applied physics*, 1958, **11**, 443.
[2] DEUTSH (M.), KOFOED-HANSEN, *Exp. nuclear physics*, **3**, 270.
[3] ALDER (K.), BOHR (A.), HUUS (T.), MOTELSON (B.) et WINTHER (A.), *Rev. mod. Physics*, 1956, **28**, 432.
[4] McCLELLAND, MARK, GOODMAN, *Phys. Rev.*, 1955, **97**, 1191.
-