

## LETTRES A LA RÉDACTION

DIFFUSION ÉLASTIQUE DES PHOTONS  
PAR LE CUIVRE

par J. B. BELLICARD, J. MILLER et C. TZARA,  
Service de Physique Nucléaire, C. E. N., Saclay.

La diffusion des photons par les noyaux dans la région de la résonance géante a été observée par une méthode d'activation [1] et par des méthodes de spectrométrie des photons diffusés [2, 3, 4].

Utilisant pour la détection de l'activité induite par les photons diffusés un cristal de INa de 10,16 cm  $\times$  10,16 cm nous avons pu obtenir des résultats quantitatifs sur la diffusion des photons par le cuivre (mélange isotopique naturel). Ce genre de mesure, quoique indirect, peut être utilisé devant des sources intenses, mais pulsées de rayonnement de freinage dans des cas où la spectrométrie par scintillation échoue, à cause des empilements de photons diffusés de basse énergie.

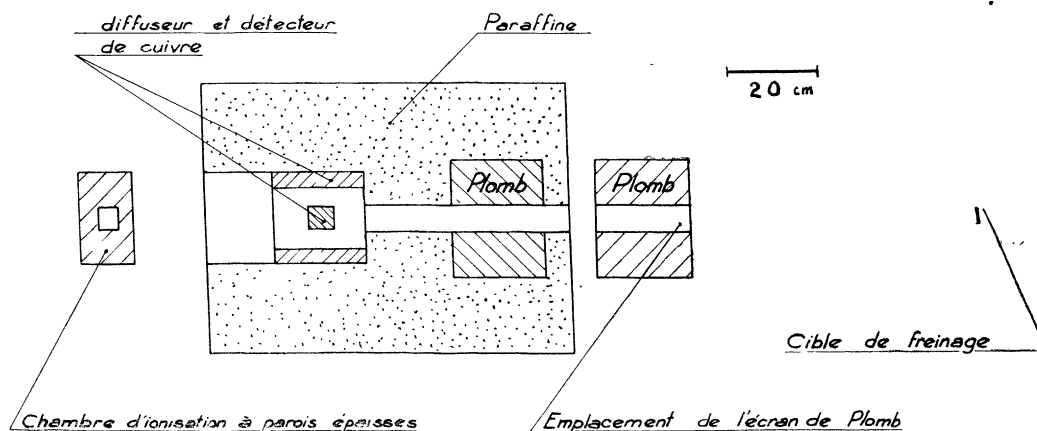


FIG. 1. — Dispositif expérimental.

**Principe de la méthode.** — Un spectre de freinage  $N(E, E_m)$  frappe une cible de cuivre dont la section efficace différentielle de diffusion élastique est  $\frac{d\sigma_{\gamma\gamma}}{d\Omega}(E, \theta)$ . Un détecteur annulaire de cuivre s'active avec une section efficace  $\sigma_{\gamma n}(E)$  (fig. 1). L'activation pour une énergie maxima  $E_m$  est donc :

$$N(E_m) = A \int_0^{E_m} N(E, E_m) \sigma_{\gamma\gamma}(E) \sigma_{\gamma n}(E) dE.$$

Dans  $A$  rentrent les facteurs de géométrie, d'absorption, de rendement de détection du rayonnement du noyau activé et d'intensité incidente, ainsi qu'un facteur dépendant de la distribution angulaire du rayonnement diffusé que nous choisissons en  $1 + \cos^2 \theta$ .

Nous supposons que cette distribution ne varie pas avec l'énergie. Nous négligeons la contribution des photons inélastiques que nous ne pouvons distinguer.

**Corrections.** — Les diffusions Rayleigh et Thomson ont une section efficace  $\sigma \leq 5.10^{-29} \text{ cm}^2$ .

Les photons diffusés par effet Compton simple n'ont pas une énergie suffisante pour activer Cu. La diffusion

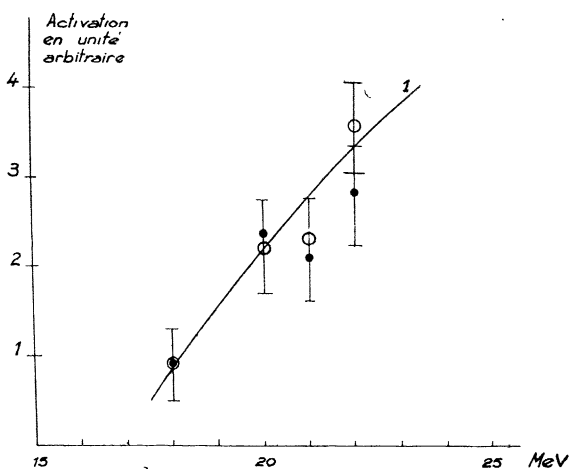


FIG. 2. — Courbe d'activation.

Cercles vides : activations sans correction de neutrons rapides.

Cercles pleins : activations corrigées pour les neutrons rapides.

Compton multiple a une section efficace négligeable. La section efficace d'émission de photons de freinage suffisamment énergiques par les électrons de la cascade photons-électrons dans le diffuseur est de l'ordre de  $2 \cdot 10^{-29} \text{ cm}^2$ . Nous négligeons ces corrections devant la section efficace nucléaire  $\sigma_{\gamma\gamma} \simeq 10^{-27} \text{ cm}^2$ .

Les neutrons rapides émis par le collimateur de plomb peuvent activer le détecteur de cuivre. L'interposition d'un écran de plomb dans le faisceau réduit l'intensité de photons dans un rapport connu. Le résidu d'activité est dû aux neutrons rapides formés dans le collimateur et dans l'écran. Nous en déduisons la limite supérieure de la correction de neutrons rapides.

**Résultats.** — Nous obtenons deux courbes d'activation pour  $E_m = 18, 20, 21, 22 \text{ MeV} \pm 100 \text{ keV}$  (fig. 2). L'une correspond à l'activité sans déduction de l'activation par réaction  $(n, 2n)$ , l'autre à celle une fois déduite cette activation. Pour déduire de l'activation  $\sigma_{\gamma\gamma}(E)$ , nous prenons une courbe moyenne lissée. De la connaissance de  $\sigma_{\gamma n}(E)$  (cf. 5) et de  $N(E, E_m)$  nous

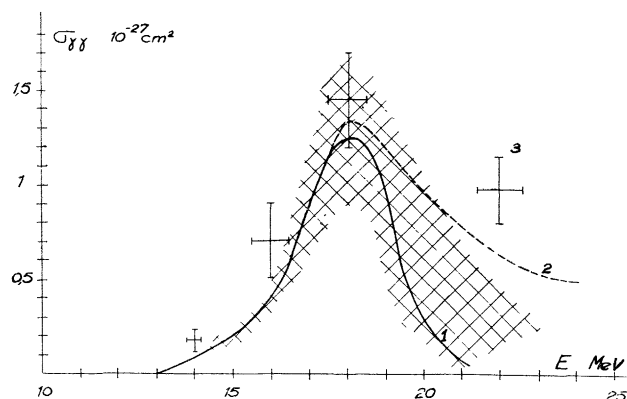


FIG. 3. — Courbe 1 : section efficace.

En grisé : zone d'imprécision.

Courbe 2 : section efficace déduite de la relation de dispersion.

Points 3 : résultats de Fuller et Hayward.

déduisons la section efficace  $\sigma_{\gamma\gamma}(E)$  (fig. 3). La zone grisée indique l'imprécision provenant de la statistique. Une incertitude de  $\pm 10 \%$  provenant de l'évaluation des facteurs correctifs s'y ajoute.

**Discussion.** — Notre mesure est en accord général avec celle de E. G. Fuller et E. Hayward [4] et le résultat déduit de la relation de dispersion de Kramers-Heisenberg, sauf du côté des énergies élevées, où elle est plus faible.

Nous avons supposé comme Fuller et Hayward que la distribution angulaire est en  $1 + \cos^2 \theta$ , caractéristique de la diffusion cohérente par interaction dipolaire. Dans nos mesures, où l'angle solide de détection est de  $0,75 \times 4\pi$ ,  $\sigma_{\gamma\gamma}$  est peu sensible à une variation de distribution angulaire. Le problème de la distribution angulaire reste à approfondir. Finalement nous n'avons aucune donnée sur la part de diffusion inélastique qui, par comparaison avec les résultats précités, semble très petite.

Lettre reçue le 12 janvier 1957.

## RÉFÉRENCES

- [1] DRESSEL (R.), GOLDHABER (M.) et HANSON (A. O.), *Phys. Rev.*, 1950, **77**, 754.
- [2] GAERTNER (E. R.) et YEATER (M. L.), *Phys. Rev.*, 1949, **76**, 363.
- [3] STEARNS (M. B.), *Phys. Rev.*, 1952, **87**, 706.
- [4] FULLER (E. G.) et HAYWARD (E.), *Phys. Rev.*, 1956, **101**, 692.
- [5] MONTALBETTI (R.), KATZ (L.) et GOLDBERG (J.), *Phys. Rev.*, 1953, **91**, 659.