

MESURES ABSOLUES DE SECTIONS EFFICACES DE MATÉRIALISATION D'UN RAYONNEMENT γ DANS UN CRISTAL DE NaI(Tl)

Par J. HUCK,

Faculté des Sciences, Université de Lyon.

Résumé. — On expose une méthode expérimentale d'évaluation de la section efficace totale de création de paires d'électrons près du seuil. Cette méthode est appliquée aux rayonnements γ du ^{24}Na , ^{60}Co , ^{59}Fe , ^{65}Zn , ^{86}Rb matérialisés dans une cible de NaI(Tl).

Abstract. — An experimental method for measuring the total pair production cross section near the threshold is given. Applications are made with γ rays from ^{24}Na , ^{60}Co , ^{59}Fe , ^{65}Zn , ^{86}Rb and a NaI(Tl) target.

I. Introduction. — Aux basses énergies, les mesures de sections efficaces de production de paires d'électrons sont effectuées en général, dans des cibles inertes en détectant par la spectrométrie à scintillations les deux rayonnements de 511 keV émis lors de l'annihilation du positon [1 . . . 7]. Les résultats sont surtout donnés entre 2 et 3 MeV, mis à part ceux obtenus avec le ^{65}Zn qui sont d'ailleurs très dispersés [8-7].

Les mesures que nous avons effectuées sont au contraire concentrées dans la bande de 400 keV au-dessus du seuil. Nous avons utilisé pour cela non plus une cible inerte, mais un scintillateur (NaI(Tl)) ce qui nous a permis de mesurer simultanément les sections efficaces correspondant aux énergies des divers rayonnements émis par les isotopes : ^{59}Fe , ^{60}Co , ^{24}Na .

II. Dispositif expérimental (fig. 1). — Le dispositif expérimental que nous avons réalisé est un spectromètre à paires à trois scintillateurs du type lent-rapide.

Le rayonnement γ se matérialise dans une cible

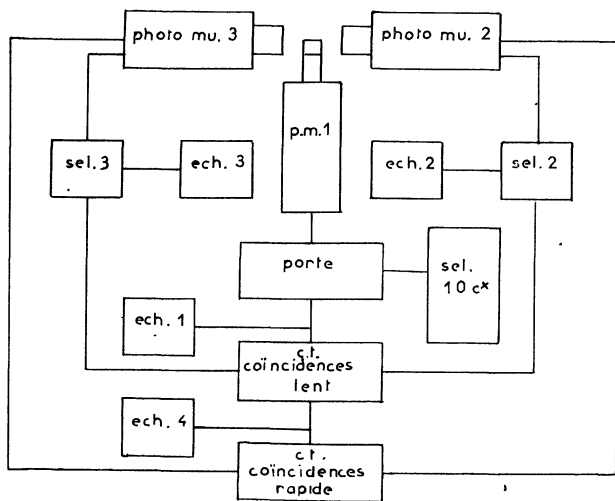


FIG. 1. — Spectromètre.

épaisse constituée par un scintillateur cylindrique de NaI(Tl) ($\varnothing = 2,54$ cm, $l = 3,81$ cm), et les deux photons de 511 keV sont absorbés par deux scintillateurs cylindriques de NaI(Tl) ($\varnothing = 5,08$ cm $l = 5,08$ cm) placés dans le prolongement l'un de l'autre à une distance de 3,4 cm. Leur sélection est assurée par un système de coïncidences rapide ($2\tau = 4 \times 10^{-8}$ s) associé à deux sélecteurs d'amplitude à bande variable (largeur 180 keV) et à un système de coïncidence triple

$$(2\tau = 1,5 \times 10^{-6} \text{ s}).$$

Ce circuit déclenche une porte linéaire dont l'ouverture ($1,5 \mu\text{s}$) permet l'analyse par un sélecteur à dix canaux de l'énergie $k - 2$ absorbée par la cible. Les photomultiplicateurs utilisés, du type RCA 6810 A permettent l'attaque directe des circuits par les impulsions sans l'aide d'amplificateurs. La cible est couplée à son p. m. par un guide de lumière ($\varnothing = 2,54$ cm, $l = 6$ cm), et l'impulsion de sortie est retardée de $2 \mu\text{s}$, afin de compenser le temps de réponse des différents circuits. La protection des scintillateurs et la collimation du faisceau ($\varnothing : 0,5$ à 2 cm) sont obtenues par des blindages en p.omb.

III. Théorie de la mesure des sections efficaces totales. — La relation entre le taux R d'événements enregistrés et la section efficace totale σ , doit tenir compte de l'atténuation du faisceau primaire dans la cible, ainsi que de la probabilité de détection simultanée des photons d'annihilation dans les scintillateurs latéraux. Pour une source ponctuelle placée à la distance x_0 de la cible, elle est donnée par :

$$R = I_0 N \sigma \int_0^l \frac{e^{-\mu_0 x}}{[1 + (x/x_0)^2]^2} S(x) dx \quad (1)$$

I_0 : nombre de photons atteignant la cible par seconde. μ_0 coefficient d'absorption total par cm du rayonnement primaire. $S(x)$ efficacité de détection des photons de 511 keV prenant naissance dans la cible à une distance x .

N : nombre de molécules par cm^3 .

l : longueur de la cible.

R est la contribution des photons dont l'énergie k est celle du faisceau initial supposé mono-énergétique. Celui-ci se dégrade en traversant la cible épaisse et certains photons diffusés d'énergie k' peuvent eux aussi donner naissance à des paires avec un taux R' qu'on ne pourra dissocier de R . Compte tenu de la valeur de la section Compton (assimilable au coefficient total d'absorption) soit πr_0^2 par électron entre 1 et 1,5 MeV, on montre que le rapport entre les n' paires créées par les photons k' et les n créées par ceux d'énergie k est petit et limité supérieurement :

$$n'/n < (k - 2) (\mu_0/2) \simeq (k - 2)/10.$$

Près du seuil où $k - 2 \ll 1$, le pic de paires est donc pur et comme il correspond uniquement à la matérialisation du photon primaire, l'évaluation de son aire permet de déterminer la section efficace correspondante.

IV. **Détermination de l'efficacité $S(x)$.** — En l'absence du détecteur-cible on désigne par $\alpha(\omega, M)$ la probabilité pour un photon de 511 keV émis d'un point M quelconque dans un angle solide $d\omega$, d'être absorbé totalement par un scintillateur latéral. L'efficacité de ce dernier est donné par $\varepsilon(M)$:

$$\varepsilon(M) = (1/4\pi) \int \alpha d\omega. \quad (2)$$

La présence de la cible modifie ce paramètre dont la valeur ε_a tient compte de l'absorption éventuelle dans la cible

$$\varepsilon_a(M) = (1/4\pi) \int \alpha e^{-\mu h} d\omega \quad (3)$$

μ coefficient linéaire total d'absorption dans la cible à 511 keV.

h distance parcourue par le rayonnement dans la cible.

La probabilité d'absorption simultanée dans les scintillateurs S et S' des deux rayonnements de 511 keV issus du positon est $A(M)$:

$$A(M) = (1/2\pi) \int \alpha \alpha' e^{-\mu(h+h')} d\omega. \quad (4)$$

L'efficacité $S(x)$ nécessite l'intégration des valeurs A ; ces deux quantités sont en effet reliées par (5)

$$S(x) = (1/\pi R^2) \int_0^{2\pi} \int_0^R A(r, \theta, x) r dr d\theta \quad (5)$$

R rayon du faisceau primaire à la distance x dans la cible. Il est visible que A ne peut s'évaluer à partir des seuls coefficients ε et ε_a , et il faut recourir à une mesure directe de ce paramètre. Pour cela on a réalisé un absorbant cylindrique géométriquement identique à la cible et de même absorp-

tion à 511 keV, dans lequel un tube capillaire ($\varnothing = 3$ mm) contenant une source de positons ($l = 3$ mm) pouvait se déplacer suivant x , à des distances $r_1 \dots r_6$ de l'axe de révolution respectivement égales à 13,5 — 11,5 — 10 — 7 — 4,5 — 0 mm. Le déplacement suivant θ s'opérant par rotation de la cible autour de son axe.

Les paramètres du spectromètres ont été mesurés en employant successivement deux sources de positons : ^{22}Na et ^{64}Cu .

A) **MESURES EFFECTUÉES AVEC ^{22}Na .** — Les coïncidences 511 keV \leftrightarrow 511 keV entre les détecteurs latéraux ne permettent de mesurer A que s'ils sont suffisamment éloignés l'un de l'autre afin que l'absorption simultanée des photons de 1,28 MeV et 511 keV soit négligeable. Ce n'est pas le cas du spectromètre, et pour éliminer la contribution indésirable de 1,28 MeV, on a employé deux séries de coïncidences.

a) **Coïncidences 511 keV \leftrightarrow 1,28 MeV** (fig. 2-2 bis). — Un des scintillateurs S reste en position normale et détecte γ_1 (511 keV) tandis que l'autre S' placé à une distance de 25 cm à l'extérieur du cône formé par la source et le premier détecteur enregistre γ_2 (1,28 MeV) avec un taux I_2' .

M désignant le taux de coïncidences, et u le rapport entre le nombre de positons et de photons

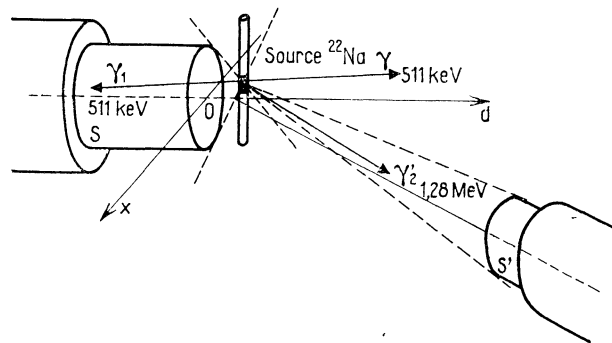


FIG. 2. — Détermination de l'efficacité ε_1 .
Coïncidences 511 keV \leftrightarrow 1,28 MeV.

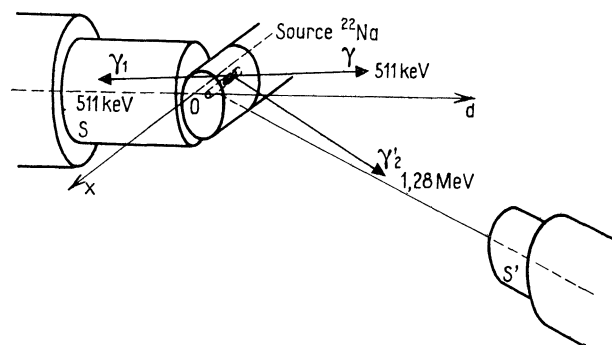


FIG. 2 bis. — Détermination de l'efficacité ε_{1a} .
Coïncidences 511 keV \leftrightarrow 1,28 MeV.

émis par la source de ^{22}Na ($u = 0,89$) on obtient l'efficacité photoélectrique du premier scintillateur avec ou sans absorbant par :

$$\varepsilon = M/2uI'_2 \quad (6)$$

$$\varepsilon_a = (M/2uI'_2)'_a. \quad (7)$$

En l'absence d'absorbant, les mesures sont effectuées en déplaçant la source de 6 mm en 6 mm suivant x , et de 3 mm en 3 mm suivant la direction d parallèle à l'axe des scintillateurs latéraux (fig. 3-4).

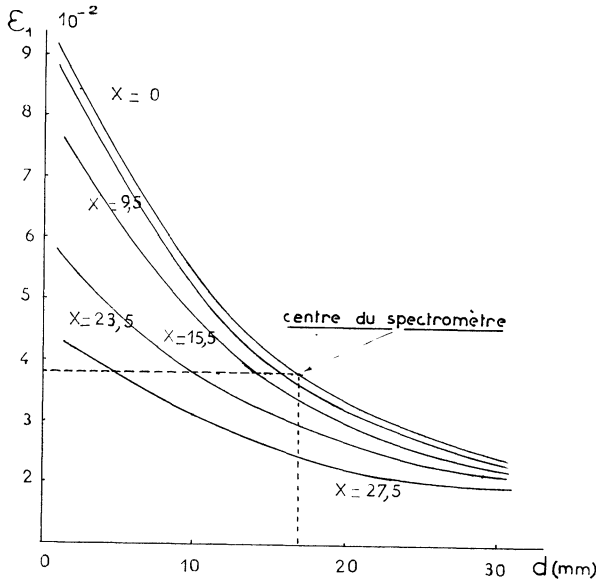


FIG. 3. — Efficacité ε_1 en fonction de d .

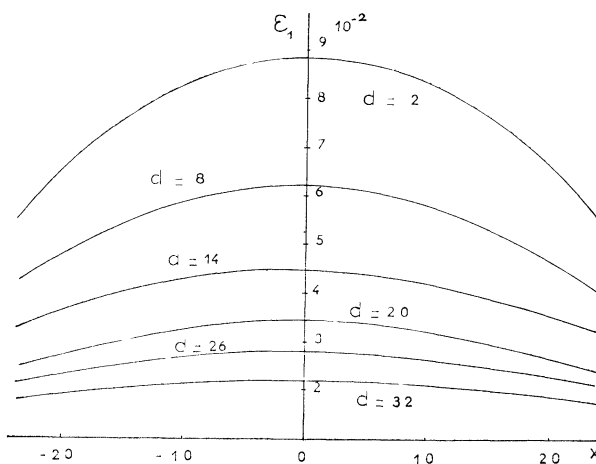


FIG. 4. — Efficacité ε_1 en fonction de x .

Avec absorbant les mesures sont faites en coordonnées cylindriques, x variant de 6 en 6 mm, θ de $\pi/6$ en $\pi/6$ et r de r_1 à r_6 (fig. 5-6).

b) *Coincidences* ($1,28 + 0,51 \text{ MeV}$) \leftrightarrow 511 keV (fig. 7). — Les deux détecteurs sont maintenant

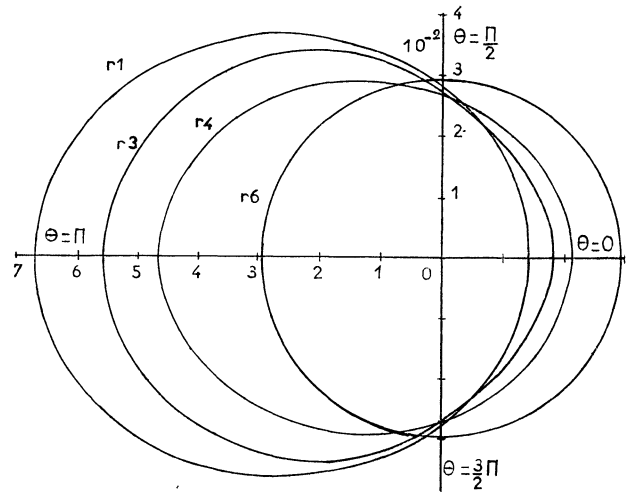


FIG. 5. — Efficacité ε_{1a} en fonction de r et θ dans le plan $x = 0$.

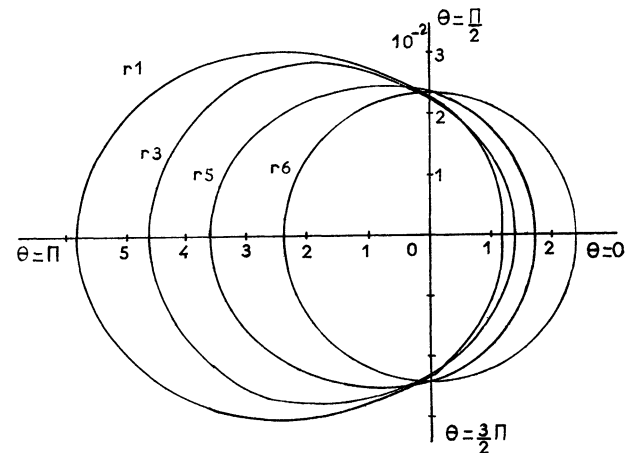


FIG. 6. — Efficacité ε_{1a} en fonction de r et θ dans le plan $x = 18$.

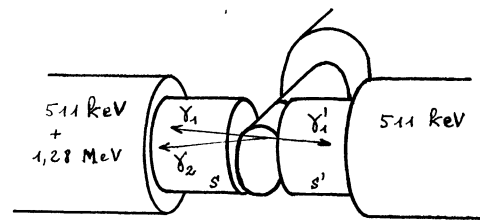


FIG. 7. — Détermination de A .

placés dans leur position normale. Le premier enregistre l'absorption simultanée de γ_1 et γ_2 soit $1,8 \text{ MeV}$ avec un taux I_{12} , le second sélectionne γ'_1 . Le taux de coïncidences étant N , on en déduit A :

$$A = (2N/I_{12}) \varepsilon_a. \quad (8)$$

L'intégration suivant θ fournit alors \bar{A} :

$$\bar{A} = (1/2\pi) \int_0^{2\pi} A \, d\theta. \quad (9)$$

A titre indicatif, nous en donnons quelques valeurs (exprimées en 10^{-4}) au voisinage de l'axe de la cible :

| x | 0 | 6 | 12 | 18 |
|-------|-------|-----|------|------|
| r_4 | 118,4 | 100 | 78 | 39,2 |
| r_6 | 130 | 116 | 87,2 | 42 |

(10)

B) MESURES EFFECTUÉES AVEC ^{64}Cu . — L'utilisation de cet isotope permet la mesure de A par coïncidences $511 \text{ keV} \leftrightarrow 511 \text{ keV}$. Pour diminuer les erreurs expérimentales nous avons déterminé \bar{A} directement sur les différentes couronnes circulaires de rayons $r_1 \dots r_6$, l'intégration de A étant réalisée mécaniquement par la rotation continue de la cible autour de son axe.

Les valeurs suivantes de \bar{A} (en 10^{-4}) permettent de comparer quelques résultats obtenus suivant les deux méthodes :

| x | 0 | 6 | 12 | 18 |
|-------|-------|-------|-------|-------|
| r_4 | 121 | 112,2 | 78,32 | 38,76 |
| r_6 | 133,1 | 121,7 | 84,66 | 43,42 |

(11)

C) EFFICACITÉ DU SPECTROMÈTRE :

$$S(x) = (2/R^2) \int_0^R r \bar{A} dr. \quad (12)$$

Les variations de $r \cdot \bar{A}$ et de S en fonction de x et de R sont données (fig. 8 et 9). La figure 10 donne les variations de S en fonction de x lorsque le faisceau incident englobe la cible, $R = 1,27 \text{ cm}$ (rayon de la cible).

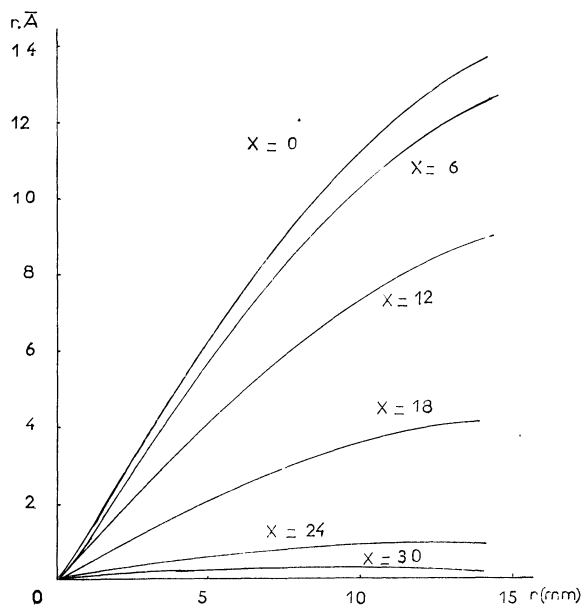


FIG. 8. — Variations de l'efficacité moyenne \bar{A} en fonction de x et de r .

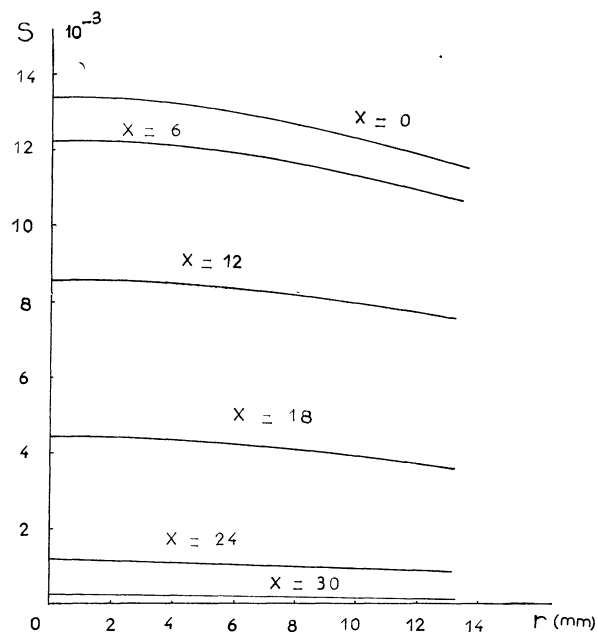


FIG. 9. — Efficacité totale S en fonction de x et de r .

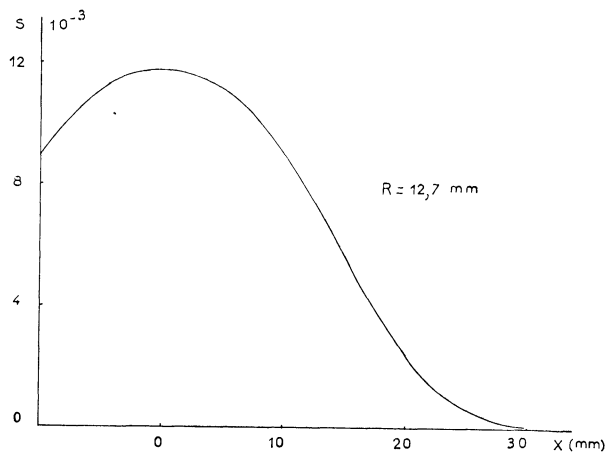


FIG. 10. — Variations de l'efficacité de détection du spectromètre ($R = 12,7 \text{ mm}$) en fonction de x .

Au voisinage du seuil de productions où $\mu_0 = 0,2 \text{ cm}^{-1}$ on obtient les valeurs suivantes ($x_0 \simeq 30 \text{ cm}$) :

$$\int_0^l S(x) e^{-\mu_0 x} dx = 2,1 \times 10^{-2}$$

$$\int_0^l \frac{S(x) e^{-\mu_0 x} dx}{[1 + (x/x_0)]^2} = 1,9 \times 10^{-2}. \quad (13)$$

L'efficacité globale de détection définie par le rapport du nombre de paires créées au nombre de paires détectées est :

$$E_{\text{ff.}} = \frac{\int_0^l e^{-\mu_0 x} S(x) dx}{\int_0^l e^{-\mu_0 x} dx} = 7,5 \times 10^{-3} \quad (\mu_0 = 0,2 \text{ cm}^{-1}). \quad (14)$$

V. Détermination de la section efficace totale. — Les spectres obtenus avec ^{24}Na , ^{60}Co , ^{59}Fe , ^{65}Zn , ^{86}Rb sont représentés (fig. 12 à 16). Les temps d'exposition étaient en moyenne de plusieurs dizaines d'heures. L'influence de la collimation et du bruit de fond est étudiée (fig. 15).

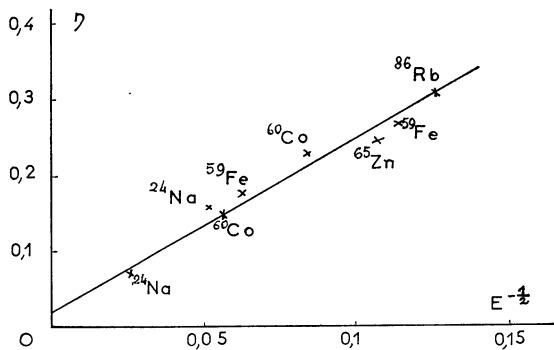


FIG. 11. — Résolution du spectromètre en fonction de l'énergie des paires d'électrons créées.

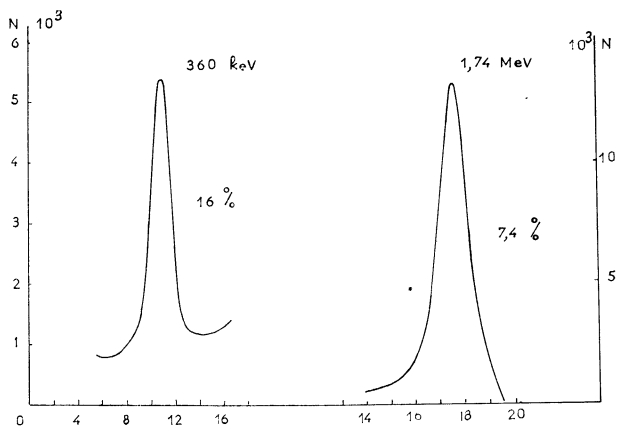


FIG. 12. — Pics de paires du ^{24}Na .

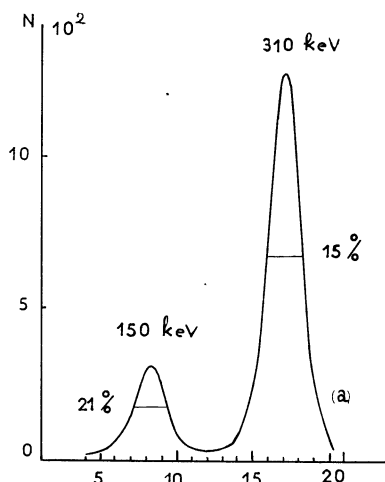


FIG. 13. — Pics de paires du ^{60}Co (a).

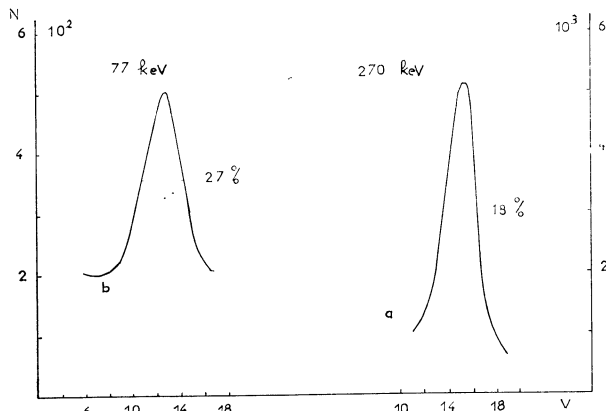


FIG. 14. — Pics de paires du ^{59}Fe .

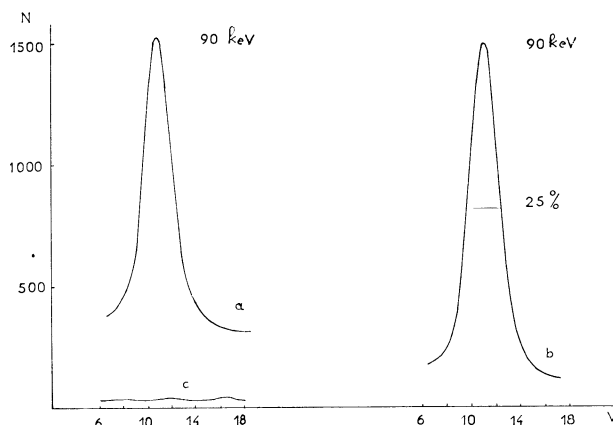


FIG. 15. — Spectres obtenus avec une source de ^{65}Zn . (a et b), cible en position normale. Pics de paires. (c) cible à l'extérieur du champ d'efficacité.

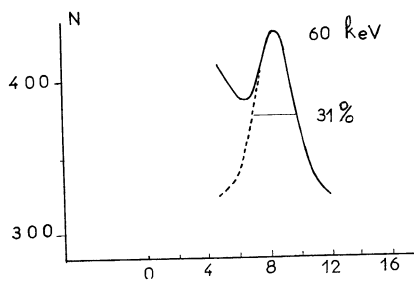


FIG. 16. — Pic de paires du ^{86}Rb .

La largeur des pics de paires permet de déterminer la résolution η (exprimée en 10^{-2}) du spectromètre en fonction de l'énergie des raies (exprimée en keV) :

$$\eta = 2,5 E^{-1/2} + 0,02 \quad (\text{fig. 11}) \quad (15)$$

La détermination de σ repose sur celle de quatre grandeurs, l'énergie k et l'intensité I_0 du rayonnement γ , le taux R et l'efficacité S du spectro-

mètre. Chacune de ces mesures introduit une erreur qui peut atteindre 3 à 4 %, et il est difficile pour cette raison d'espérer sur σ une précision meilleure que 10 %. Nous donnons dans le tableau I les valeurs (en millibarns) de la section efficace dans l'iode.

TABLEAU I

| ISOTOPES | ⁸⁶ Rb | ⁵⁹ Fe | ⁶⁵ Zn | ⁶⁰ Co | ²⁴ Na |
|---------------|------------------|---------------------------------|------------------|--------------------------------|-----------------------------------|
| σ (mb) | $1,1 \pm 0,4$ | $2,2 \pm 0,3$ $44,2 \pm 6,2$ | $3,8 \pm 0,4$ | $10,6 \pm 1,9$ $60,4 \pm 7$ | $86,4 \pm 15$ $1\ 394 \pm 190$ |

Manuscrit reçu le 26 septembre 1964.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] HAHN, BALDINGER et HUBER, *Helv. Phys. Acta*, 1952, **25**, 505.
 [2] SCHMID, *Helv. Phys. Acta*, 1955, **28**, 369.
 [3] SHKOLNIK et STANDIL, *Canad. J. Physics*, 1957, **35**, 1156.
 [4] DAYTON, *Phys. Rev.*, 1953, **89**, 544.
 [5] SCHMID et HUBER, *Helv. Phys. Acta*, 1954, **27**, 152.
 [6] WEST, *Phys. Rev.*, 1956, **101**, 915.
 [9] STANDIL et SHKOLNIK, *Canad. J. Physics*, 1958, **36**, 1154.
 [8] JENKINS, *Bull. Amer. Phys. Soc.*, 1956, 167.