

CEA 2251 - LAMBERIEUX Jacques

**DOSIMETRIE ET SPECTROMETRIE DES NEUTRONS RAPIDES PAR RADIO-ACTIVATION (1963)**

Sommaire.- L'auteur fait d'abord un bref rappel des généralités sur les détecteurs à radioactivité induite, accompagné, en annexe, des tableaux résumant les propriétés d'éléments détecteurs utilisables en radioprotection. Les fonctions d'excitation trouvées dans la littérature y sont également annexées.

On donne ensuite les caractéristiques technologiques des détecteurs employés ainsi que les méthodes de comptage utilisées. On souligne les nombreux avantages de la dosimétrie par activation dans les flux de neutrons intenses ou périodiques et en présence de rayonnement  $\gamma$ .

Il reste que le problème central de la dosimétrie par activation est le calcul de la dose absorbée à partir des résultats de mesure. On montre comment la dose s'exprime, de manière approchée, en fonction des radio-activités induites dans une série de détecteurs.

A titre d'exemple, la spectrométrie et la dosimétrie du flux de neutrons émis par une source de Po-Be sont présentées.

CEA 2251 - LAMBERIEUX Jacques

**FAST NEUTRON DOSIMETRY AND SPECTROMETRY USING RADIOACTIVATION (1963)**

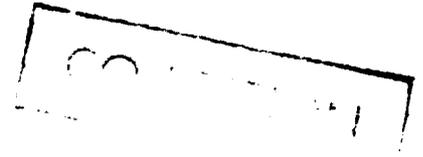
Summary.- The author first recalls rapidly a few generalities concerning induced radio-activity detectors and gives, in an appendix, tables summarizing the properties of detector elements which may be used in radioprotection. The excitation functions found in the literature and also given.

The technological characteristics of the detectors used are given, together with the counting methods. The many advantages of activation dosimetry for strong or periodic neutron fluxes and for those in the presence of  $\gamma$ -radiation are stressed.

The main problem in activation dosimetry is, however, the calculation of the dose absorbed from the results of the measurements. It is shown how the dose is expressed, fairly accurately, as a function of the radio-activities induced in a series of detectors.

As an example, the spectrometry and the dosimetry of the neutron flux emitted by a Po-Be source are presented.

PREMIER MINISTRE  
COMMISSARIAT A  
L'ÉNERGIE ATOMIQUE



**DOSIMETRIE ET SPECTROMETRIE  
DES NEUTRONS RAPIDES  
PAR RADIOACTIVATION**

par

J. LAMBERIEUX

**Rapport C.E.A. n°2251**

**1963**

CENTRE D'ETUDES  
NUCLÉAIRES DE SACLAY



- Rapport C.E.A. n° 2251 -

Service de Protection contre les Radiations

DOSIMETRIE ET SPECTROMETRIE DES NEUTRONS RAPIDES  
PAR RADIOACTIVATION

par

Jacques LAMBERIEUX

(Thèse de 3ème cycle présentée à la Faculté des Sciences  
de l'Université de Paris)

- 1963 -



## R E M E R C I E M E N T S

Je tiens à remercier d'abord Monsieur le Professeur GRIVET, qui m'a fait l'honneur de bien vouloir présider le Jury.

Je n'oublie pas les brillantes leçons de Monsieur le Professeur M.Y. BERNARD sur l'électromagnétisme et la mécanique relativiste, et de Monsieur le Professeur J.L. DELCROIX sur l'interaction des particules et de la matière. Je tiens à manifester une reconnaissance particulière à Monsieur le Professeur BERNARD, qui m'a facilité la poursuite de ces études en 1960, alors qu'un accident de sport m'avait longuement immobilisé.

Qu'il me soit permis de dire aussi toute ma reconnaissance à Monsieur JOFFRE, Chef de la Section de Protection contre les Radiations du C.E.N. de SACLAY. Monsieur JOFFRE, en m'enseignant la radioprotection et en me faisant saisir les rapports de cette discipline avec la physique, m'a orienté vers le présent travail.

J'exprime ma gratitude à Messieurs les Ingénieurs ROCCHESANI et TARDY-JOUBERT pour leur collaboration quotidienne .

Je remercie enfin Monsieur QUECHON, qui a mené à bien toute la partie expérimentale de ce travail et le Secrétariat qui en a assuré la présentation dans les meilleurs délais .



## S O M M A I R E

- Chapitre I - RADIOACTIVITE INDUITE ET DOSE D'IRRADIATION
- 1.1. Radioactivité induite par les neutrons
  - 1.2. Flux total
  - 1.3. Dose d'irradiation
- Chapitre II - CARACTERISTIQUES DES DETECTEURS A ACTIVATION
- Chapitre III - MESURE DE LA RADIOACTIVITE INDUITE
- 3.1. Description de l'appareil intertechnique de comptage à faible mouvement propre (ECF 103)
  - 3.2. Relation entre taux de comptage et radioactivité induite
  - 3.3. Détermination du facteur de géométrie
- Chapitre IV - CALCUL DE LA DOSE A PARTIR DE LA RADIOACTIVITE DES DETECTEURS AU MOYEN D'UNE BASE ORTHONORMEE DES FONCTIONS D'EXCITATION
- 4.1. Rappel du fondement de la méthode
  - 4.2. Exposé théorique - Matrice de calcul
  - 4.3. Calcul de la matrice pour les 4 détecteurs:  
$$\text{In}(n,\gamma) + \text{modérateur} - \text{S}(n,p) - \text{Al}(n,p) - \text{Al}(n,\alpha)$$
- Chapitre V - APPLICATION A LA DOSIMETRIE ET A LA SPECTROMETRIE D'UNE SOURCE DE POLONIUM-BERYLLIUM

## Figures

- n° 1 - Dose de 1ère collision neutron-tissu
- n° 2 - Fonctions d'excitation pour les réactions:  
In(n,γ) + modérateur - S(n,p) - Al(n,p) - Al(n,α)
- n° 3 - Fonction d'excitation pour la réaction Ni(n,p)
- n° 4 - Fonction d'excitation pour la réaction P(n,p)
- n° 5 - Rendement apparent du compteur CC 50
- n° 6 - Variation du rendement apparent en fonction de la distance  
source - compteur
- n° 7 - Spectres différentiels de la source Po, α, Be

## Annexes

- I - La dose fonction du flux intégral
- II - Caractéristiques des détecteurs à activation
  - Tableau I - Détecteurs à activation
  - Tableau II - Caractéristiques du compteur CC 50
- III - Mesure de la radioactivité induite
  - III.1. Autoabsorption dans une source β
  - III.2. Calcul de μ par les formules empiriques
  - III.3. Détermination analytique du facteur de géométrie
- IV - Procédé d'orthonormalisation de SCHMIDT

## Bibliographie

DOSIMETRIE ET SPECTROMETRIE  
DES NEUTRONS RAPIDES PAR RADIOACTIVATION

- Utilisation d'une base canonormée de l'espace des fonctions d'excitation
- Application au champ neutronique d'une source

---

AVANT PROPOS

"Diviser la difficulté en autant  
de parcelles qu'il se pourrait  
et qu'il serait requis pour la  
mieux comprendre "

Discours de la Méthode

La dosimétrie est fondée à la fois sur la théorie générale des interactions du neutron et de la matière, et sur l'analyse des propriétés particulières au champ neutronique considéré. Le présent travail concerne uniquement le second de ces deux problèmes.

En effectuant des coupes successives dans le spectre neutronique, les détecteurs à seuil le réduisent en éléments plus simples, donc plus intelligibles. Ils conduisent, par cette voie, à la détermination de ses composantes analytiques.

Chapitre I

RADIOACTIVITE INDUITE ET DOSE D'IRRADIATION

On se propose de mesurer la dose d'irradiation dans un champ de neutrons rapides à partir de la radioactivité qu'il induit dans une série de détecteurs.

Il est facile d'obtenir un premier ordre de grandeur de la dose, en passant par le flux total, suivant le schéma:

Radioactivité induite  $\longrightarrow$  flux total  $\longrightarrow$  dose

1.1. Radioactivité induite par les neutrons rapides

La plupart des éléments placés dans un flux de neutrons rapides subissent des transmutations par réaction  $(n,p)$   $(n,\alpha)$   $(n,\gamma)$   $(n,2n)$  etc....

Dans le cas où l'élément formé est radioactif, son activité spécifique  $\alpha$  à l'instant  $t$  est fonction du flux de neutrons rapides incident et de la section efficace de la réaction. Le détecteur étant supposé mince devant la longueur de relaxation du neutron, cette relation s'écrit [1] :

$$\alpha(T,t) = N_0 (1 - e^{-\lambda T}) e^{-\lambda t} \int_0^{\infty} \sigma(E) \Psi(E) dE \quad (1)$$

- $\alpha(T,t)$  : activité spécifique en désintégration/s par gramme
- $N_0$  : nombre de noyaux-cible de l'isotope utilisé, par gramme
- $\sigma(E)$  : section efficace de la réaction, en  $\text{cm}^2$ , à une énergie  $E$
- $\lambda$  : constante radioactive du noyau produit, en  $\text{s}^{-1}$
- $\Psi(E)$  : flux différentiel, en neutron/ $\text{cm}^2 \cdot \text{s}$  par MeV, à une énergie  $E$
- $T$  : temps d'irradiation (s)
- $t$  : temps après irradiation (s)

La mesure de la radioactivité  $\alpha(T,t)$  fera l'objet du chapitre III .

### 1.2. Flux total

On appelle flux intégral d'une population de particules pour la valeur  $E$  de l'énergie, la fonction  $\phi(E)$  définie par l'expression:

$$\phi(E) = \int_E^{\infty} \psi(E') dE'$$

Le flux ne peut généralement être déduit de la radioactivité  $\alpha(T, t)$  que moyennant de grossières simplifications:

Plaçons-nous, en effet, dans la triple hypothèse suivante :

- 1. Entre  $E_1$  et  $E_2$ ,  $\sigma(E)$  diffère peu d'une constante  $\sigma$
- 2. On peut négliger le flux des neutrons compris entre le seuil et  $E_1$
- 3. Il n'y a pas de neutrons d'énergie  $> E_2$

De la formule (1) on tire - ref. [1] - le flux total  $\phi(E_1, E_2)$  des neutrons d'énergie  $> E_1$  :

$$\alpha(T, t) = N_0 (1 - e^{-\lambda T}) e^{-\lambda t} \cdot \sigma \cdot \phi(E_1, E_2) \quad (2)$$

Si, de plus, la durée  $T$  d'activation est courte devant la période ( $e^{-\lambda T} \approx 1 - \lambda T$ ):

$$\alpha(T, t) = N_0 \lambda e^{-\lambda t} \sigma F(E_1, E_2) \quad (3)$$

$F(E_1, E_2)$  flux total intégré pendant le temps  $T$ , en neutron/cm<sup>2</sup>, des neutrons de l'intervalle  $E_1, E_2$ .

### 1.3. Dose d'irradiation

La dose [1] est la quantité d'énergie cédée par les neutrons à un gramme de matière (unité le rad = 10<sup>2</sup> erg/g).

La dose est une fonction de l'énergie du neutron, représentée sur la figure 1 dans le cas d'une matière hydrogénée (tissu-eau) .

Si  $D(E)$  est la dose tissu pour 1 neutron/cm<sup>2</sup> d'énergie  $E$ , la dose totale par seconde est :

$$\int_0^{\infty} D(E) \Psi(E) dE$$

la moyenne de la dose tissu par neutron/cm<sup>2</sup> est :

$$D_{\text{moy}} = \frac{\int_0^{\infty} D(E) \Psi(E) dE}{\int_0^{\infty} \Psi(E) dE} = \frac{\text{Dose totale/s}}{\bar{\phi}(0)}$$

$$\text{Dose totale/s} = \bar{\phi}(0) \cdot D_{\text{moy}}$$

formule habituellement utilisée, sans égard particulier au choix de  $D_{\text{moy}}$ . Aussi, proposons-nous une autre méthode :

- a) Remarquer que la courbe  $D(E)$  (fig.1) comprend 4 régions de pente  $\frac{dD}{dE}$  à peu près constante :

Intervalle (MeV)	0-0,8	0,8-4	4-8	8-∞
$10^9 \frac{dD}{dE}$ (rad par neutron/cm <sup>2</sup> .MeV)	3	0,56	0,3	0

- b) Appliquer la formule démontrée en annexe I

$$\int_0^{\infty} D(E) \Psi(E) dE = \bar{\phi}(0) D(0) + \int_0^{\infty} \bar{\phi}(E) \frac{dD(E)}{dE} dE \quad (4)$$

$\bar{\phi}(E)$  essentiellement monotone décroissante peut être assimilée à un polygone de sommets  $\bar{\phi}(0)$   $\bar{\phi}(0,8)$   $\bar{\phi}(4)$  et  $\bar{\phi}(8)$

L'intégration de (4) est donc aisée :

$$\begin{aligned} 10^9 \cdot \text{dose totale/s} &= \bar{\phi}_{(0)} D_{(0)} 10^9 + 3 \int_0^{0,8} \bar{\phi}(E) dE + 0,56 \int_{0,8}^4 \bar{\phi}(E) dE + 0,3 \int_4^8 \bar{\phi}(E) dE \\ &= \bar{\phi}_{(0)} \left[ D_{(0)} \cdot 10^9 + 1,2 \right] + 2,1 \bar{\phi}_{(0,8)} + 1,5 \bar{\phi}_{(4)} + 0,6 \bar{\phi}_{(8)} \end{aligned}$$

Les 4 valeurs de  $\bar{\phi}$  figurant dans cette formule peuvent être obtenues par interpolation entre les résultats de mesure donnés par quelques détecteurs (formule 2).

Nous verrons au chapitre IV une méthode beaucoup plus précise .

Chapitre II

CARACTERISTIQUES DES DETECTEURS A SEUIL

Les tableaux de l'annexe II donnent pour une vingtaine d'éléments:

- la composition isotopique
- la réaction principale utilisable (soulignée)
- les réactions concurrentes
- le seuil pratique
- la période des radioéléments formés et leur rayonnement
- la section efficace des réactions
- l'intervalle connu de la fonction d'excitation de la réaction principale
- l'activité induite par un flux instantané monocinétique de  $10^6$  neutron/cm<sup>2</sup>  
(à 14 MeV pour les réactions à seuil - à l'énergie thermique pour les autres)

On trouve également, sur les figures 2, 3 et 4, les fonctions d'excitation de quelques détecteurs, dans l'intervalle où elles sont connues, et les références correspondantes.

Nous nous sommes particulièrement intéressés aux détecteurs suivants:

Réaction	Nature	Pureté	Epaisseur	∅ <sub>mm</sub>	Fournisseur
$^{115}\text{In}(n,\gamma)$	métal	5 p.p.m.	80 mg/cm <sup>2</sup>	50	voir ci-dessous Al
$^{59}\text{Co}(n,\gamma)$	métal	spectro <sup>que</sup>	1 mm	50	Ugine Carbone - 15, rue du Rocher PARIS 8ème
$^{58}\text{Ni}(n,p)$	métal	50 p.p.m.	1 mm	50	voir ci-dessous Al
$^{32}\text{S}(n,p)$	soufre fondu		6 mm	50	Prolabo
$^{27}\text{Al}(n,p)$	métal	50 p.p.m.	1,5 mm	50	(Mining Chemical Products {86 Strand LONDON W.C.2.
$^{27}\text{Al}(n,\alpha)$	métal	50 p.p.m.	1,5 mm	50	
$^{24}\text{Mg}(n,p)$	métal		3 mm	50	Ugine
$^{12}\text{C}(n,2n)$	1)styrène		80 mm	125	Quartz et Silice
	2)graphite nucléaire		6 mm	50	Saclay Groupe G.T.E.

L'indium et le cobalt sont placés au centre d'une galette cylindrique de paraffine ∅ 180 mm - épaisseur 120 mm.

Le soufre est coulé dans un moule en aluminium, puis rectifié à la toile émeri.

Les caractéristiques physiques de tous ces détecteurs sont contenues dans les tableaux de l'annexe II .

### Chapitre III

#### MESURE DE LA RADIOACTIVITE SPECIFIQUE DES DETECTEURS

Pour déterminer la radioactivité spécifique  $\alpha$  des détecteurs, nous utilisons le compteur à faible mouvement propre, type ECF 103, de la Société Intertechnique, que nous décrirons.

Nous établirons ensuite la relation entre :

- la radioactivité spécifique  $\alpha$  du détecteur et
- le taux de comptage I donné par le compteur

(ce taux de comptage sera supposé déjà corrigé des pertes de comptage et des erreurs statistiques dont nous ne parlerons pas).

Cette relation entre  $\alpha$  et I tiendra compte :

- de l'autoabsorption et de la rétrodiffusion dans le détecteur
- du rendement de comptage, dont l'élément principal est le facteur de géométrie .

#### 3.1. Description de l'appareil ECF 103

Il se compose :

- d'un compteur de Geiger, type CC50, à circulation d'hélium,
- d'un préamplificateur et d'un premier circuit de mise en forme
- d'échelles de démultiplication (par 2, 4, 10, 20, 40, ou 100 au choix)
- d'un deuxième circuit de mise en forme attaquant un relais pas à pas
- d'un enregistreur

Les caractéristiques du compteur CC50 sont données dans le tableau II . Son mouvement propre de 40 impulsion/mn sous 5 cm de plomb, est ramené à moins de 2 impulsion/mn par la triple protection suivante:

- blindage de 1 cm de bismuth très pur,
- barrage anticosmique formé par une couronne de 28 compteurs de Geiger 10C8 en parallèle, montée en anticoincidence avec le compteur de mesure,
- blindage de fer de 20 cm d'épaisseur entourant tout l'ensemble.

Le mouvement propre de chaque compteur cosmique est d'environ 280 impulsions/mn; le temps mort du circuit d'anticoincidence est de 150  $\mu$ s. On déduit de là les pertes relatives de comptage par coïncidences fortuites :

$$\frac{280 \cdot 28}{60} \cdot 150 \cdot 10^{-6} = 2 \%$$

Les pertes par coïncidences réelles sont toujours négligeables, mais l'expérimentateur doit examiner dans chaque cas :

- les pertes dues au temps mort de la chaîne de comptage (100  $\mu$ s pour les échelles, 20 ms pour l'enregistreur mécanique de l'échelle de comptage)
- les erreurs statistiques [2]

### 3.2. Relation entre taux de comptage et radioactivité induite

Pour les émetteurs  $\beta$ , on peut, entre certaines limites d'épaisseur d'absorbant, définir un coefficient d'absorption  $\mu$  comme pour les émetteurs  $\gamma$ .

L'autoabsorption des particules  $\beta$  dans une source, limite son épaisseur utile à une faible fraction de son épaisseur réelle.

On montre aisément (voir annexe III) que cette épaisseur utile, en  $\text{mg}/\text{cm}^2$  est égale à l'inverse du coefficient d'autoabsorption  $\mu$  exprimé en unités correspondantes, et défini par l'expression :

$$I = I_{\infty} (1 - e^{-\mu x}) \quad (1)$$

$I$  : taux de comptage donné par une source d'épaisseur  $x$   $\text{mg}/\text{cm}^2$

$I_{\infty}$  : taux de comptage qui serait donné par une source infiniment épaisse

Désignant par :

$R$  le facteur de rétrodiffusion

$G$  le rendement purement géométrique du comptage

$S$  la surface du détecteur

on montre, en annexe III, qu'on a entre :

- le taux de comptage  $I_{\infty}$  défini plus haut et

- l'activité spécifique  $\alpha$

la relation :

$$\alpha = \frac{\mu}{S} \cdot \frac{1}{GR} \cdot I_{\infty} \quad (2)$$

En résumé :

- a) Le comptage du détecteur nous donne, après corrections éventuelles de pertes de comptage et de pertes par coïncidences fortuites (paragraphe 3.1.1.) un certain taux de comptage  $I_{\infty}$  (Si le détecteur n'est pas infiniment épais appliquer la formule (1) )
- b) Les facteurs  $\mu$ , R et G nous permettront d'en déduire l'activité spécifique  $\alpha$  du détecteur par la formule (2) ci-dessus.
- c) Connaissant le temps d'irradiation T et le temps après irradiation t, on obtient par la formule (1) du chapitre I :

$$\int_0^{\infty} \sigma(E) \Psi(E) dE = \frac{\alpha}{N_0 (1 - e^{-\lambda T}) e^{-\lambda t}}$$

La formule à appliquer sera donc :

$$A = \int_0^{\infty} \sigma(E) \cdot \Psi(E) dE = \frac{I_{\infty}}{N_0 (1 - e^{-\lambda T}) e^{-\lambda t}} \cdot \frac{\mu}{S} \frac{1}{GR} \quad (4)$$

A est la radioactivité induite à saturation, rapportée à 1 atome de détecteur.

Le coefficient d'absorption  $\mu$  des spectres de particules  $\beta$  a fait l'objet de nombreuses études expérimentales. On trouve ainsi dans la littérature anglo-saxonne des relations empiriques, exposées en annexe III, donnant :

- 1. le  $\mu$  de l'aluminium en fonction de l'énergie maximale d'un spectre  $\beta$
- 2. le  $\mu$  d'un élément quelconque en fonction du  $\mu$  de l'aluminium pour un spectre d'énergie maximale donnée .

Le tableau ci-dessous donne pour quelques détecteurs les valeurs :

- du coefficient  $\mu$  obtenu à partir de ces relations
- du coefficient de rétrodiffusion R tiré de la référence [3]

Détecteur	$^{32}\text{S}_{(n,p)}$	Al $_{(n,p)}$	Al $_{(n,\alpha)}$	Mg $_{(n,p)}$	C $_{(n,2n)}$
$\mu$ cm <sup>2</sup> /g	9,0	8,1	11,0	11,1	15
R (1)	1,33	1,28	1,28		
R (2)	1,35	1,30	1,30	1,28	1,15

- (1) pour un compteur à fenêtre en bout
- (2) pour un compteur sans fenêtre

### 3.3. Détermination du facteur de géométrie G du compteur

#### 3.3.1. Principe

Disposant de sources ponctuelles étalons, mais non de sources étendues étalonnées avec précision, on procède comme suit :

- au moyen d'une série de sources ponctuelles étalons d'énergie maximale croissante, on mesure le facteur de géométrie  $\eta_0$  pour des sources ponctuelles centrées.

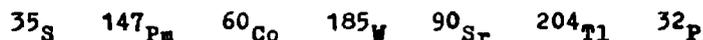
- à partir de solutions radioactives, on prépare des sources étendues du diamètre des détecteurs et autant de sources ponctuelles. On mesure le rapport

$\frac{G}{\eta_0}$  de leurs facteurs de géométrie .

- de ces 2 mesures on déduit le facteur G

#### 3.3.2. Facteur de géométrie pour sources ponctuelles

Nous avons utilisé les sources étalonnées "modèle A" d'un coffret (modèle L) du Département des Radioéléments. Ces sources (activité comprise entre  $10^{-3}$  et  $10^{-2}$   $\mu$ Ci) étaient les suivantes :



Nous les avons disposées sur un disque épais d'aluminium de manière à bien définir le coefficient de rétrodiffusion R (égal à 1,28 au delà de 0,7 MeV) .

Pour chaque source, nous avons compté le nombre  $N_p$  d'impulsions donné par le compteur en un temps tel que l'erreur statistique soit négligeable et nous l'avons rapporté à 1 mn et à 1  $\mu$ Ci.

On a :

$$\text{Rendement apparent } \rho = \frac{N_p}{2,22 \cdot 10^7} = R \cdot F_a \cdot \eta_0$$

où :

- $\eta_0$  facteur de géométrie de la source ponctuelle
- $F_a$  facteur de transmission de la fenêtre pour les  $\beta$
- R facteur de rétrodiffusion de l'aluminium .

La figure (5) donne la courbe représentant  $\rho$  en fonction de l'énergie  $\beta$  maximale des sources ponctuelles, placées dans l'axe du compteur à 2,9 mm de la fenêtre. Pour les énergies du palier ( $E_\beta \geq 0,7$  MeV) on a :

$$R = 1,28 \quad F_a \neq 1$$

D'où :

$$\eta_0 = \frac{\rho}{1,28} = \frac{0,57}{1,28} = 0,445$$

Remarque .

La précision de la mesure de  $\rho$  dépend principalement :

- De l'erreur sur l'activité initiale de la source étalon (2 à 4 %)
- De l'erreur sur le temps exact de décroissance et sur la période (1 à 5 %)

On peut donc compter sur une incertitude globale de l'ordre de  $\pm 5$  à 6 % sur la mesure de  $\rho$  .

La figure (6) représente une détermination expérimentale de la variation du rendement apparent  $\rho$ , en fonction de la distance de la source au compteur.

Cette loi peut être aussi déduite de l'équation (1) de l'annexe III : on montre immédiatement que cette variation est sensiblement linéaire et que sa pente est :

$$- \frac{R F_a}{2 a}$$

$a$  désignant le rayon du compteur .

La pente théorique pour les énergies  $\beta$  du palier ( $F_a = 1$   $R = 1,28$ ) est donc :

$$- \frac{1,28}{60} = 2,14 \% \text{ par mm}$$

La pente de la droite correspondante de la figure (6) est de 2,17 % par mm

3.3.3. Facteur de géométrie  $G$  des sources étendues

A partir de solutions non étalonnées de  $^{147}\text{Pm}$   $^{185}\text{W}$   $^{137}\text{Cs}$   $^{90}\text{(Sr + Y)}$  et  $^{204}\text{Tl}$ , on a préparé sur 10 disques d'aluminium identiques ( $\phi$  50, épaisseur 5), une source ponctuelle et une source étendue pour chacun de ces radioéléments.

- Les sources ponctuelles furent faites d'une goutte de  $10^{-2}\text{cm}^3$  déposée au centre des disques d'aluminium.

- Pour les sources étendues, on a préparé d'abord un quadrillage sur les disques d'aluminium, au moyen d'une pointe à tracer et on y a déposé au total 208 gouttes de  $10^{-3}\text{cm}^3$ , à raison de 1 goutte par carreau.

Le rapport des taux de comptage des sources étendues et ponctuelles, préalablement ramenés à  $1\text{cm}^3$  est évidemment égal au rapport des rendements apparents correspondants, et, pour  $E_\beta \text{ max} \geq 0,7\text{ MeV}$ , au rapport des facteurs de géométrie  $G/\eta_0$

Les résultats obtenus sont rassemblés dans le tableau suivant :

Résultats expérimentaux

	$^{147}\text{Pm}$	$^{185}\text{W}$	$^{137}\text{Cs}$	$^{90}\text{Sr+Y}$	$^{204}\text{Tl}$	Moyennes
$\frac{N_e/\text{cm}^3}{N_p/\text{cm}^3}$	0,914	0,940	0,896	0,910	0,922	0,916
erreur sur le rapport	$\pm 0,024$	$\pm 0,028$	$\pm 0,027$	$\pm 0,023$	$\pm 0,027$	$\pm 0,026$

$N_e/\text{cm}^3$  nombre d'impulsion/mn.cm<sup>3</sup> pour la source étendue

$N_p/\text{cm}^3$  nombre d'impulsion/mn.cm<sup>3</sup> pour la source ponctuelle

Surface des sources à 2,9 mm de la fenêtre du compteur

Conclusion

Le rapport  $\frac{G}{\eta_0}$  est sensiblement égal à 0,91 .

Introduisant dans ce rapport la valeur  $\eta_0 = 0,445$ , trouvée au paragraphe 3.3.2., on obtient :

$G \approx 40 \%$
-------------------

3.3.4. Détermination analytique du facteur G

A partir du facteur de géométrie  $\eta_0$  d'une source ponctuelle centrée, on peut aussi déterminer le facteur de géométrie G par le calcul, dans la double hypothèse suivante :

- a) source homogène et infiniment mince
- b) épaisseur de la fenêtre du compteur négligeable

Ces hypothèses sont assez bien satisfaites dans notre cas. (L'épaisseur utile  $\frac{1}{p}$  des détecteurs représente une longueur géométrique très petite).

On démontre en annexe III les formules à utiliser .

Avec la valeur trouvée expérimentalement

$$\eta_0 = 0,445$$

ces formules donnent :

$$G = 40 \%$$

chiffre très voisin du résultat des mesures précédentes.

Cette détermination analytique présente beaucoup d'intérêt, car elle permet de s'affranchir des erreurs inhérentes à la préparation, toujours délicate, des sources étendues.

En outre, l'examen du tableau de résultats du paragraphe 3.3.3. montre que l'hypothèse b) semble superflue, ce qui doit permettre d'étendre encore le champ d'application de ce calcul .

Chapitre IV

CALCUL DE LA DOSE A PARTIR DE LA RADIOACTIVITE DES DETECTEURS AU MOYEN  
D'UNE BASE ORTHONORMEE DES FONCTIONS D'EXCITATION

Dans la formule (4) du paragraphe 3.2., le flux est donné par une équation intégrale. Pour la résoudre, on peut essayer de calculer une approximation  $f$  du flux  $\psi$  par une combinaison linéaire de  $n$  fonctions  $\psi_i(E)$  connues, avec des coefficients  $a_i$  calculables :

$$f(E) = \sum_{i=1}^{i=n} a_i \psi_i(E)$$

Cette opération est analogue à la décomposition du "vecteur"  $f$  dans un espace rapporté à  $n$  vecteurs de base  $\psi$

On définit par analogie le produit scalaire ou intérieur de deux fonctions  $h$  et  $g$  dans l'intervalle  $\Delta$  de la variable, par la formule :

$$\int_{\Delta} h(E) \cdot g(E) \cdot dE$$

Le produit intérieur d'une fonction par elle même

$$\int_{\Delta} g(E)^2 \cdot dE$$

s'appelle la norme de la fonction  $g$ .

Deux fonctions, dont le produit intérieur est nul, sont dites orthogonales.

Si de plus leur norme est égale à 1, elles sont dites orthonormales.

4.1. Rappel du fondement de la méthode

L'erreur quadratique moyenne commise en remplaçant  $\psi(E)$  par son développement  $f(E)$  est par définition :

$$\epsilon = \frac{1}{\Delta} \int_{\Delta} \left[ \psi(E) - \sum_{i=1}^{i=n} a_i \psi_i(E) \right]^2 \cdot dE$$

Pour que  $\xi$  soit minimale, il faut que l'on ait :

$$\frac{\partial \xi}{\partial a_1} = \frac{\partial \xi}{\partial a_2} = \dots = \frac{\partial \xi}{\partial a_k} = \dots = \frac{\partial \xi}{\partial a_n} = 0$$

Cette condition s'écrit :

$$\frac{\partial \xi}{\partial a_k} = 2 \int_{\Delta} \left[ \psi - \sum_{i=1}^{i=n} a_i \psi_i \right] \psi_k \, dE = 0$$

soit :

$$\int_{\Delta} \psi \cdot \psi_k \, dE = \int_{\Delta} \sum_{i=1}^{i=n} a_i \psi_i \psi_k \, dE$$

Supposons maintenant que les fonctions  $\psi$  soient orthogonales :

$$\int_{\Delta} \psi_i \psi_j \, dE = 0 \text{ pour } i \neq j$$

l'expression précédente permet alors de calculer le coefficient  $a_k$

$$a_k = \frac{\int_{\Delta} \psi \cdot \psi_k \, dE}{\int_{\Delta} \psi_k^2 \, dE}$$

Si, de plus, la norme des fonctions  $\psi$  est égale à 1 (fonctions orthonormales), la formule se simplifie et donne :

$$a_k = \int_{\Delta} \psi \cdot \psi_k \, dE$$

On comprend ainsi le principe de la méthode :

- a) Chercher une approximation  $f$  du flux  $\varphi$  inconnu, de telle manière que l'erreur quadratique moyenne commise sur  $f-g$  soit minimale .
- b) Utiliser comme composantes du développement de  $f$ , des fonctions orthonormales .
- c) Les deux conditions a et b entraînent une règle simple de calcul des coefficients du développement .

Remarque -

Les fonctions orthonormales constituent une base orthonormée de notre espace vectoriel de fonctions. Elles seront obtenues à partir des fonctions d'excitation des détecteurs par le procédé d'orthonormalisation de SCHMIDT HILBERT exposé dans l'annexe IV .

Si on emploie  $n$  détecteurs, on aura  $n$  fonctions  $\psi$  et l'approximation  $f$  sera limitée à  $n$  termes .

4.2. Exposé théorique de la méthode - Matrice de calcul

4.2.1. Calcul du flux . Ref. [9] [13]

- a) On a vu au paragraphe 3.2. que la radioactivité à saturation  $A_i$  induite dans un détecteur à seuil de section efficace  $\sigma_i$ , exposé dans le flux inconnu  $\varphi(E)$  est donnée par :

$$A_i = \int_0^{\infty} \sigma_i(E) \varphi(E) dE \quad (1)$$

- b) D'autre part, suivant les principes du paragraphe 4.1., l'approximation  $f(E)$  du flux  $\varphi(E)$  sera une combinaison linéaire de  $n$  fonctions  $\psi(E)$  constituant les "vecteurs unitaires" de la base orthonormée choisie comme repère dans notre espace vectoriel de fonctions :

$$f = \sum_{k=1}^{k=n} a_k \psi_k \quad (2)$$

où  $\psi_k$  est la fonction orthonormale de rang  $k$ , affectée du coefficient  $a_k$  donné par la formule démontrée au paragraphe 4.1. :

$$a_k = \int_0^{E_m} \psi_k \varphi dE \quad (3)$$

$0-E_m$  est l'intervalle d'énergie qui intéresse le développement .

$\varphi$  est supposé nul pour  $E > E_m$

Les fonctions  $\psi$  sont obtenues par le procédé de SCHMIDT [10] à partir des fonctions  $\sigma_i(E)$  supposées connues :

$$\psi_k = \sum_{i=1}^{i=k} q_{ki} \cdot \sigma_i(E) \quad (\text{voir annexe IV}) \quad (4)$$

ou par inversion de la matrice  $q$  en la matrice  $p=q^{-1}$  :

$$\sigma_i(E) = \sum_{k=1}^{k=i} P_{ik} \psi_k \quad (5)$$

en substituant (5) dans (1) et en tenant compte de (3) :

$$A_i = \int_0^{\infty} \sum_{k=1}^{k=i} P_{ik} \psi_k \cdot \varphi \cdot dE = \sum_{k=1}^{k=i} P_{ik} \int_0^{\infty} \psi_k \varphi dE = \sum_{k=1}^{k=i} P_{ik} a_k$$

car  $\int_0^{\infty} = \int_0^{E_m}$  puisque  $\varphi$  est supposé nul pour  $E > E_m$

En notation matricielle :

$$[A] = [p] \cdot [a] \text{ ou encore } [a] = [q] A \text{ puisque } [q] = [p]^{-1} \quad (6)$$

Les équations (4) et (5) peuvent s'écrire sous la forme :

$$[\Psi] = [q] \cdot [\sigma] \quad (7)$$

$$[\sigma] = [p] \cdot [\Psi] \quad (8)$$

et l'équation (2) peut s'écrire :

$$f = [a]^t \cdot [\Psi] \quad (9)$$

En remplaçant dans l'équation (9) a et  $\Psi$  par les valeurs tirées de (6) et (7), on exprime f en fonction des activités à saturation mesurées et des sections efficaces :

$$f = [A]^t \cdot [q]^t \cdot [q] \cdot [\sigma]$$

ou encore :

$$f = [\sigma]^t \cdot [q]^t \cdot [q] \cdot [A] = [\sigma]^t \cdot [Q] \cdot [A] \quad (10)$$

en posant :

$$[Q] = [q]^t \cdot [q]$$

que nous appellerons matrice de calcul .

#### 4.2.2. Calcul de la dose [11]

On a vu au paragraphe 1.3. que la dose totale par seconde avait pour expression :

$$D_t = \int_0^{E_m} D(E) \Psi(E) dE \quad (11)$$

En remplaçant  $\Psi(E)$  par sa valeur approchée  $f(E)$  (équation 2), nous allons calculer une approximation  $D'_t$  de  $D_t$

$$\begin{aligned} D'_t &= \int_0^{E_m} D(E) \cdot \sum_{k=1}^{k=n} a_k \Psi_k dE = \sum_{k=1}^{k=n} a_k \cdot \int_0^{E_m} D(E) \cdot \Psi_k dE \\ &= \sum_{k=1}^{k=n} a_k \int_0^{E_m} D(E) \cdot \sum_{i=1}^{i=k} q_{ki} \cdot \sigma_i(E) dE \\ &= \sum_{k=1}^{k=n} a_k \cdot \sum_{i=1}^{i=k} q_{ki} \int_0^{E_m} D(E) \sigma_i(E) dE \end{aligned}$$

Pasant :

$$B_i = \int_0^{E_m} D(E) \cdot \sigma_i(E) dE$$

On a :

$$D'_t = \sum_{k=1}^{k=n} a_k \sum_{i=1}^{i=k} q_{ki} B_i$$

En notation matricielle :

$$\sum_{i=1}^{i=k} q_{ki} B_i = [q] \cdot [B]$$

donc :

$$D'_t = [a]^t \cdot [q] \cdot [B]$$

remplaçant a par sa valeur tirée de (6) il vient :

$$D'_t = [A]^t \cdot [q]^t \cdot [q] \cdot [B] = [A]^t \cdot [Q] \cdot [B]$$

ou encore :

$$\boxed{D'_t = [B]^t \cdot [Q] \cdot [A]} \quad (12)$$

Conclusion importante

Le raisonnement précédent montre qu'avec une approximation d'autant meilleure que le nombre de détecteurs est plus grand :

la dose totale peut être considérée comme une fonction linéaire des radio-activités à saturation d'une série de détecteurs .

Remarque

La répercussion maximale des erreurs de mesures sur le flux et sur la dose est très facile à calculer . Il suffit de différentier les expressions (10) et (12)

Si :

- $\Delta A$  est l'incertitude sur la mesure des activités à saturation,
- $\Delta f$  et  $\Delta D'_t$  les incertitudes sur les quantités f et  $D'_t$
- ${}^+ [q]$  la matrice de calcul [q] dans laquelle on aura rendu tous les termes positifs,

on aura :

$$\Delta f = [\sigma]^t \cdot {}^+ [q] \cdot [\Delta A]$$

$$\Delta D'_t = [\pi]^t \cdot {}^+ [q] \cdot [\Delta A]$$

4.3. Calcul de la matrice pour les 4 détecteurs :

- In(n,γ) + modérateur - S(n,p) - Al(n,p) - Al(n,α)

Nous avons effectué le calcul des coefficients de la matrice dans l'intervalle de 0 à 11 MeV pour les 4 détecteurs, dont les fonctions d'excitation sont présentées sur la figure (2) . L'indice des σ correspond à la numérotation des courbes de la figure (2) .

Ne disposant pas de machine électronique et devant par suite faire tous les calculs manuellement, nous avons simplifié la fonction d'excitation du détecteur à indium , que nous avons confondu avec une droite horizontale dans l'intervalle qui nous intéresse .

Les 3 autres fonctions d'excitation ont été introduites dans le calcul sans aucune simplification.

Par application du procédé de SCHMIDT (voir annexe IV) aux 4 fonctions d'excitation de la figure (2), nous avons calculé la base orthonormée suivante:

$$\Psi_1 = + 15,075 \cdot 10^{-4} \cdot \sigma_1$$

$$\Psi_2 = - 24,94 \cdot 10^{-4} \cdot \sigma_1 + 2,143 \cdot 10^{-3} \cdot \sigma_2$$

$$\Psi_3 = + 6,775 \cdot 10^{-4} \cdot \sigma_1 - 3,019 \cdot 10^{-3} \cdot \sigma_2 + 1,473 \cdot 10^{-2} \cdot \sigma_3$$

$$\Psi_4 = - 0,4515 \cdot 10^{-4} \cdot \sigma_1 + 1,15 \cdot 10^{-3} \cdot \sigma_2 - 1,6256 \cdot 10^{-2} \cdot \sigma_3 + 1,642 \cdot 10^{-2} \cdot \sigma_4$$

La matrice [q] a donc pour expression :

$$10^3 \cdot [q] = \begin{bmatrix} + 1,5075 & 0 & 0 & 0 \\ - 2,494 & + 2,143 & 0 & 0 \\ + 0,6775 & - 3,019 & + 14,73 & 0 \\ - 0,04515 & + 1,15 & - 16,256 & + 16,42 \end{bmatrix}$$

On a vu au paragraphe 4.2. que la matrice de calcul avait pour expression

$$[Q] = [q]^t \cdot [q]$$

$$[Q] = 10^{-6} \begin{bmatrix} + 8,9535 & - 7,442 & + 10,713 & - 0,7415 \\ - 7,442 & + 15,03 & - 63,17 & + 18,88 \\ + 10,713 & - 63,17 & + 481,23 & - 266,92 \\ - 0,7415 & + 18,88 & - 266,92 & + 269,62 \end{bmatrix}$$

Chapitre V

APPLICATION A LA DOSIMETRIE ET A LA SPECTROMETRIE

D'UNE SOURCE DE POLONIUM-BERYLLIUM

Nous avons étudié le champ neutronique d'une source Po Be de 12 Ci en soumettant à son flux les 4 détecteurs dont la matrice de calcul fut établie au chapitre IV.

D'après le certificat d'étalonnage, l'émission de la source au jour de l'expérience était de :

$$2,035 \cdot 10^7 \text{ neutron/s.}$$

Elle fut placée au centre géométrique d'une table d'aluminium de 2 mm d'épaisseur disposée en plein air à 1,60 m du sol. Les détecteurs étaient maintenus sur champ par des supports spéciaux à 1 cm au dessus de la table, leur face regardant la source se trouvant exactement à 30 cm du centre de celle-ci. Le flux théorique en ce point était donc de  $1\ 800 \text{ neutron/cm}^2 \cdot \text{s}$ .

Activité des détecteurs

L'information correspondant au premier détecteur (le détecteur à  $\sigma_1$  constant = 200 mbarns), était fournie par la donnée du flux total de la source:

$$A_1 = 200 \cdot 10^{-27} \cdot 1\ 800 = 3,6 \cdot 10^{-22} \text{ désintégr./s.par atome}$$

Les détecteurs soufre et aluminium ont été exposés pendant 72 heures, puis passés sous le compteur ECF 103.

Le comptage du soufre ne présente aucune difficulté.

Celui de l'aluminium, plus délicat, nécessite deux opérations:

- d'abord la séparation des taux de comptage dus aux réactions (n,p) et (n, $\alpha$ ), que l'on effectue assez simplement par combinaison linéaire des résultats de deux comptages, le premier aussitôt après irradiation, le second après décroissance de l'activité du magnésium-27,

- ensuite la soustraction de la contribution de l'émission  $\gamma$  des radioisotopes  $^{24}\text{Na}$  et  $^{27}\text{Mg}$ . Cette contribution s'obtient par deux comptages successifs, dont l'un comporte l'interposition d'un écran absorbant totalement l'émission  $\beta$ . Notons que cette correction est différente pour les taux de comptage des deux radioisotopes.

Par application de la formule (4) du chapitre III, on calcule les activités  $A_i$  par atome de détecteur, à partir des taux de comptage  $I_{\infty}$  ainsi mesurés et corrigés. Le tableau suivant rassemble les résultats obtenus. On y a indiqué également les valeurs théoriques des quantités  $I_{\infty}$  et  $A$ , calculées à partir des fonctions d'excitation de la figure (2) et d'un spectre de la source Po Be tiré de la bibliographie (courbe noire de la figure (7)).

		Détecteur à $\sigma$ constant	$S_{np}$	$A_{1np}$	$A_{1na}$
Taux de comptage $I_{\infty}$ ramené à saturation impuls/mn	mesuré		506	87	22,8
	calculé		473	71	15,35
Radioactivité à saturation $A$ Désintégration par seconde et par atome de détecteur	mesurée $\times 10^{22}$	3,6	4,04	0,520	0,184
	calculée $\times 10^{22}$	3,6	3,78	0,425	0,124

#### Dosimétrie de la source

L'application de la formule (12) du chapitre IV permet de calculer la dose en rad/neutron/cm<sup>2</sup> de la source Po Be à partir des activités  $A_i$  mesurées.

On remarquera, au préalable, que les éléments de la matrice  $[Q]$  du paragraphe 4.3. sont exprimés en (mbarn)<sup>-2</sup> . (MeV)<sup>-1</sup> . Pour travailler dans le même système d'unités, on devra donc multiplier les valeurs de  $A$  tirées de la 4ème ligne du tableau précédent, par 10<sup>27</sup>.

-  $A$  sera alors exprimé en  $\frac{\text{neutron}}{\text{cm}^2 \cdot \text{s}}$  . (mbarn) ,

- et le produit  $[A]^t \cdot [Q]$  en  $\frac{\text{neutron}}{\text{cm}^2 \cdot \text{s}}$  (mbarn)<sup>-1</sup> (MeV)<sup>-1</sup> :

$$\begin{aligned}
 [A]^t \cdot [Q] &= 10^{27} \cdot 10^{-22} \begin{vmatrix} 3,6 & 4,045 & 0,52 & 0,184 \end{vmatrix} \cdot [Q] \\
 &= \begin{vmatrix} 0,7565 & 0,462 & -1,582 & -1,55 \end{vmatrix}
 \end{aligned}$$

D'autre part, par produit et intégration graphique des courbes des figures (1) et (2), on calcule les quantités B figurant dans la formule (12) du chapitre IV. On trouve :

$$\begin{aligned}
 B_1 &= 93,92 \cdot 10^{-7} \frac{\text{Rad}}{\text{neutron}} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{mbarn} \cdot \text{MeV} \\
 B_2 &= 127,53 \cdot 10^{-7} \quad " \quad " \quad " \quad " \\
 B_3 &= 18,174 \cdot 10^{-7} \quad " \quad " \quad " \quad " \\
 B_4 &= 13,24 \cdot 10^{-7} \quad " \quad " \quad " \quad "
 \end{aligned}$$

La dose totale par seconde est donc :

$$\begin{aligned}
 D'_t &= [A]^t \cdot [Q] \cdot [B] = 10^{-7} \cdot \begin{vmatrix} 0,7565 & 0,462 & -1,582 & -1,55 \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} 93,92 \\ 127,53 \\ 18,174 \\ 13,24 \end{vmatrix} \\
 &= 79,7 \cdot 10^{-7} \text{ rad/s}
 \end{aligned}$$

Le flux au point considéré étant de 1 800 neutron/cm<sup>2</sup>.s, la dose moyenne de la source est :

$$D_{\text{moy}} = \frac{79,7}{1\,800} \cdot 10^{-7} = 4,43 \cdot 10^{-9} \text{ rad/neutron/cm}^2$$

#### Spectrométrie de la source

L'application de la formule (10) du chapitre IV permet de calculer point par point l'approximation du spectre différentiel de la source Po Be à partir des radioactivités A mesurées.

Pour chaque valeur de l'énergie, on multiplie la matrice [A]<sup>t</sup> . [Q], qu'on vient de calculer à propos de la dosimétrie, par la matrice [σ] en mbarn :

$$f(E) = [A]^t \cdot [Q] \cdot [\sigma] = \begin{vmatrix} 0,7565 & 0,462 & -1,582 & -1,55 \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} \sigma_1 \\ \sigma_2 \\ \sigma_3 \\ \sigma_4 \end{vmatrix}$$

La matrice [A]<sup>t</sup> . [Q] étant exprimée en :

$$\frac{\text{neutron}}{\text{cm}^2 \cdot \text{s}} (\text{mbarn})^{-1} \cdot (\text{MeV})^{-1}$$

le flux f(E) est bien exprimé en  $\frac{\text{neutron}}{\text{cm}^2 \cdot \text{s}} (\text{MeV})^{-1}$

Exemple

Pour 6,7 MeV, les sections efficaces (fig.2) ont les valeurs suivantes

(en mbarns):

$$\sigma_1 = 200 \quad \sigma_2 = 335 \quad \sigma_3 = 50,6 \quad \sigma_4 = 8$$

On a donc:  $f(6,7) = 0,7565 \times 200 + 0,462 \times 335 - 1,582 \times 50,6 - 1,55 \times 8$

$$= 151,3 + 155 - 80,2 - 12,45 = 213,65 \frac{\text{neutron}}{\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{MeV}}$$

On s'est ensuite appliqué à exprimer ce spectre au moyen des unités arbitraires de la figure (7), pour le comparer au spectre de la bibliographie.

Le coefficient permettant de passer du flux en  $\frac{\text{neutron}}{\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{MeV}}$ , au flux exprimé avec les unités arbitraires, est égal au rapport :

$$\frac{A_1 \text{ exprimé avec les unités arbitraires}}{3,6 \cdot 10^{-22}}$$

Par quadrature de la courbe noire de la figure (7), on trouve un flux total égal à 29 unités de l'échelle arbitraire. Le rapport ci-dessus vaut donc:

$$\frac{29 \times 200 \times 10^{-27}}{3,6 \cdot 10^{-22}} = 0,0161$$

L'ordonnée du point d'abscisse 6,7 MeV (exemple précédent) sera donc :

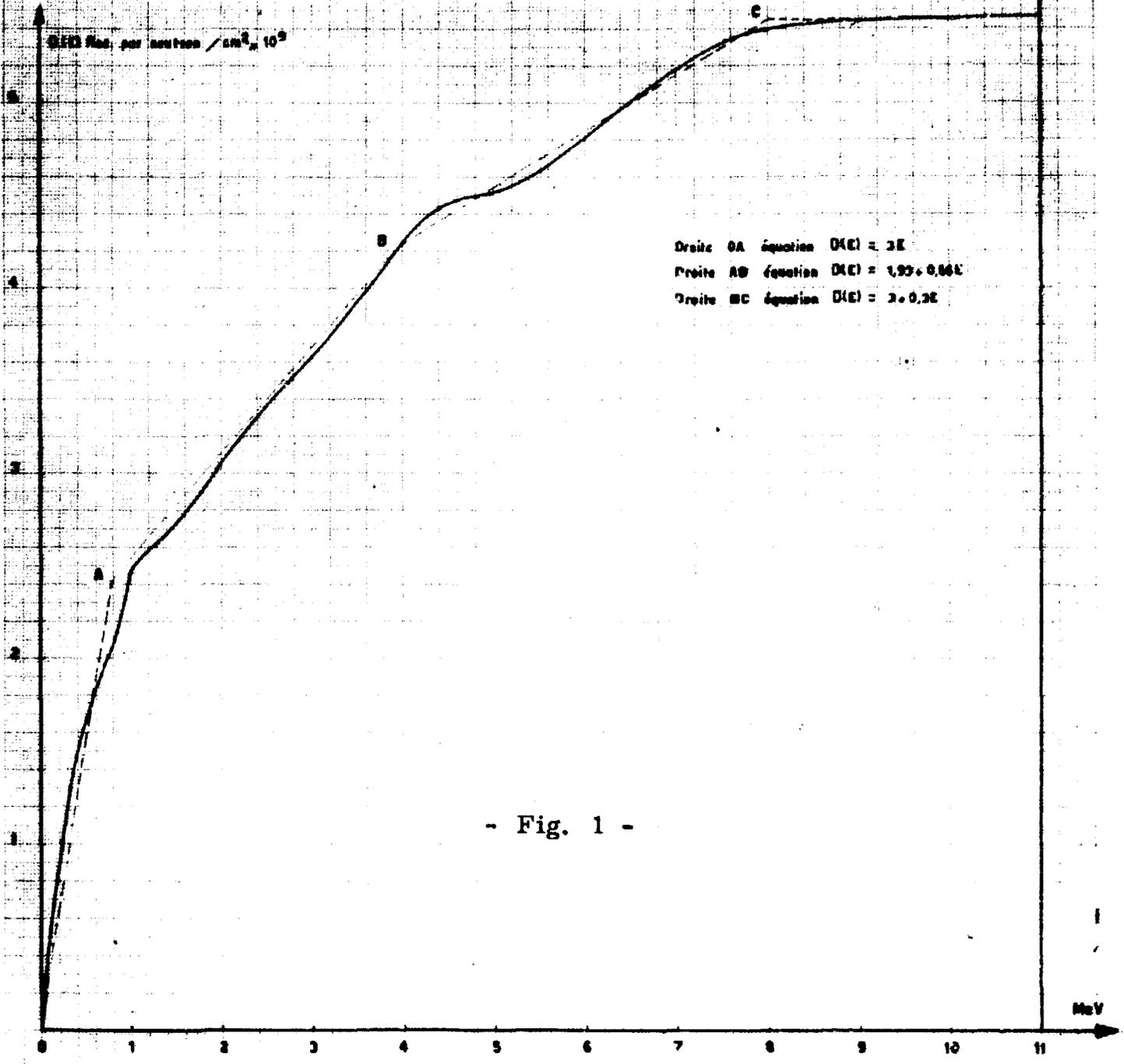
$$213,65 \times 0,0161 = 3,435$$

Le spectre ainsi obtenu est représenté en rouge sur la figure (7). Il est clair que les oscillations de la courbe obtenue sont d'origine purement mathématique et qu'il ne faut pas leur attribuer de sens physique. Ce spectre a même allure générale que ceux de la figure (7); toutefois, nous n'avons pas trouvé de grande bosse à 3 MeV, comme la plupart des auteurs. - Par contre, l'abscisse du sommet de notre courbe (4,2 MeV) coïncide avec celle du pic des spectres calculés (UCRL 3839).

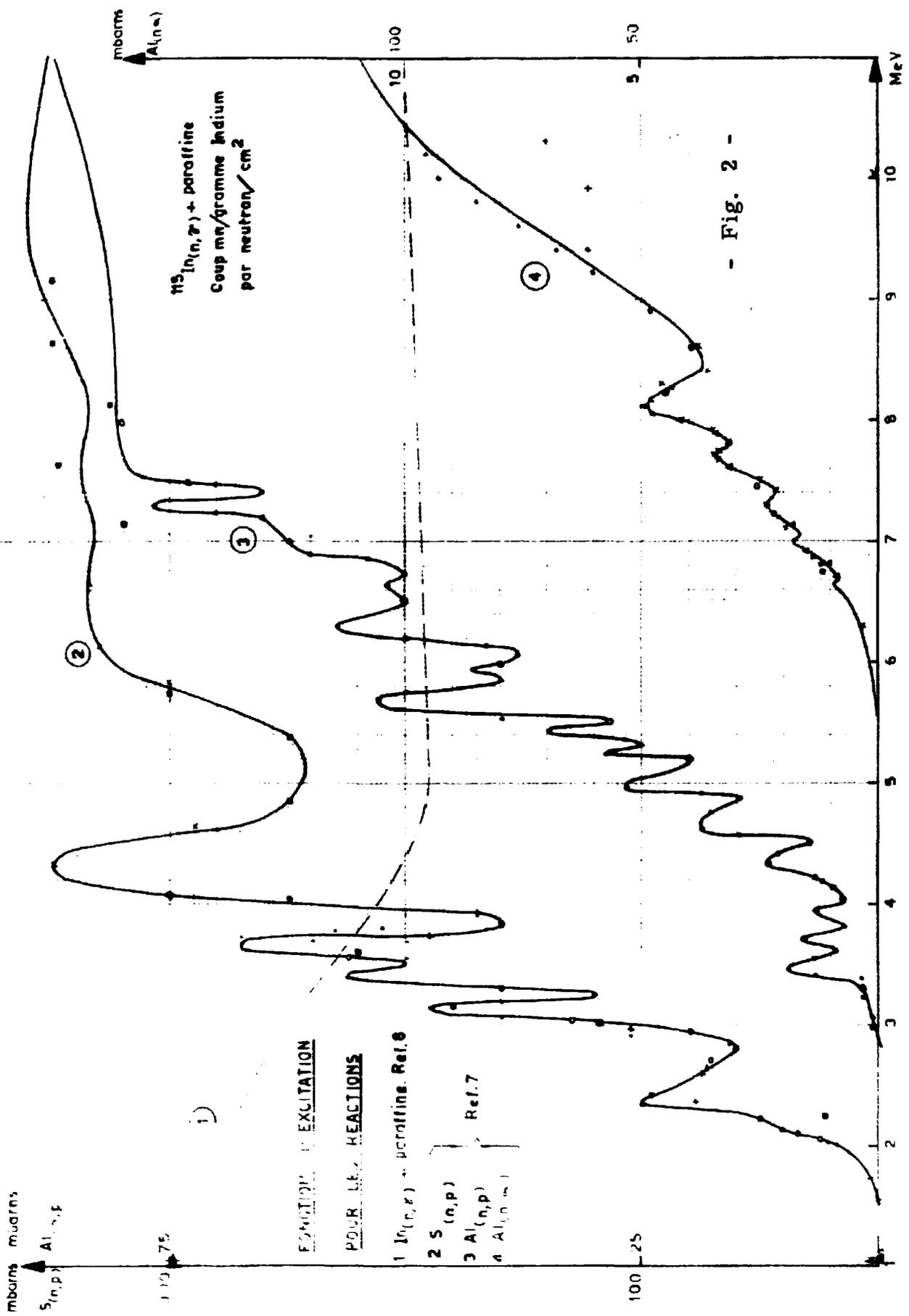
Notre intention est de poursuivre ce travail par étapes successives:

- 1) Nouvelle analyse du spectre Po Be avec une série comportant 5 détecteurs au lieu de 4, et comparaison avec les résultats présents.  
Analyse des spectres des sources Ra Be, Pu Be, fission ....
- 2) Amélioration et simplification des méthodes et des corrections de comptage .
- 3) Extension de l'intervalle vers 20 MeV et au-delà .

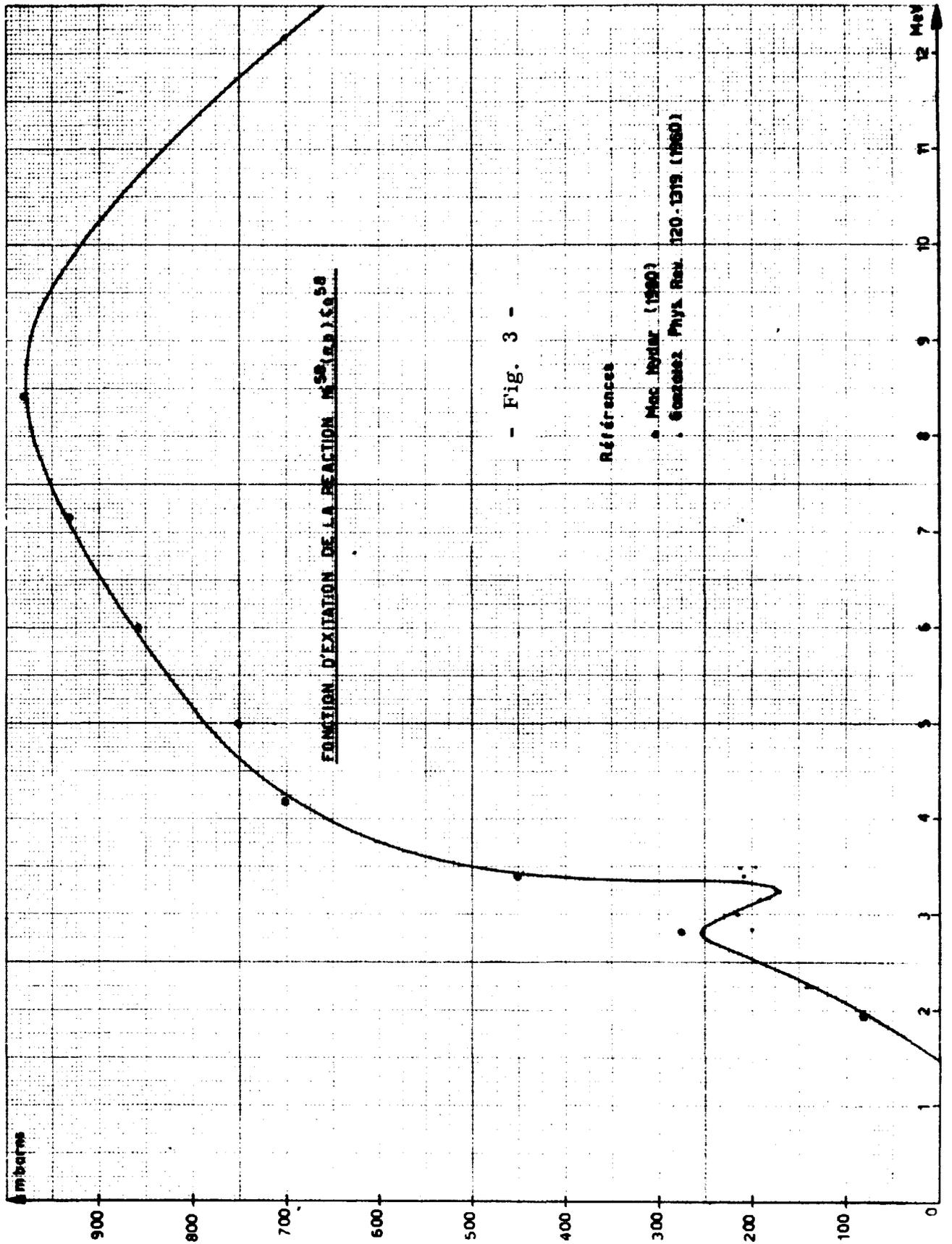
DOSE DE  $\alpha^+$  COLLISION NEUTRON - TISSU

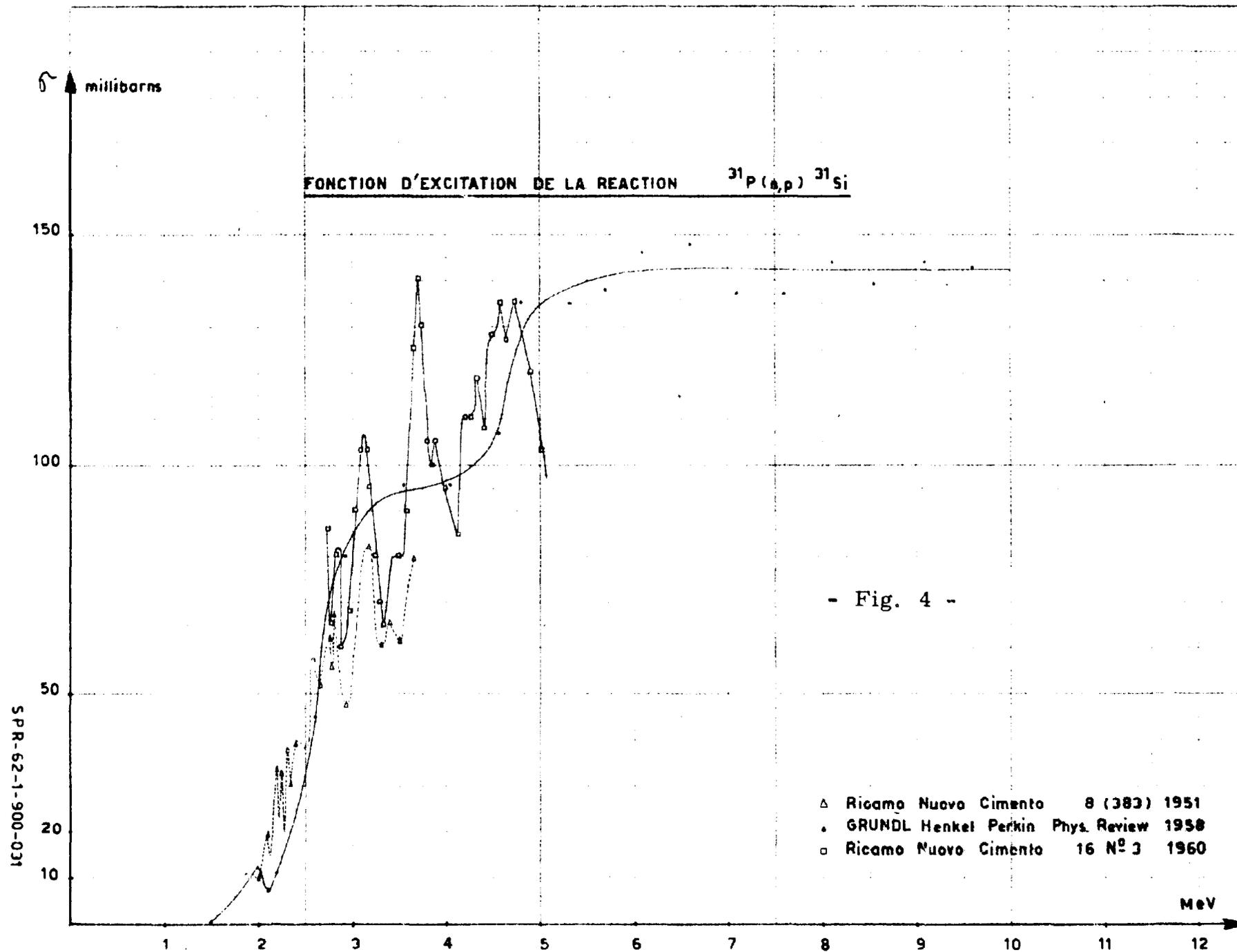


- Fig. 1 -



- Fig. 2 -





S.P.R.-62-1-900-031

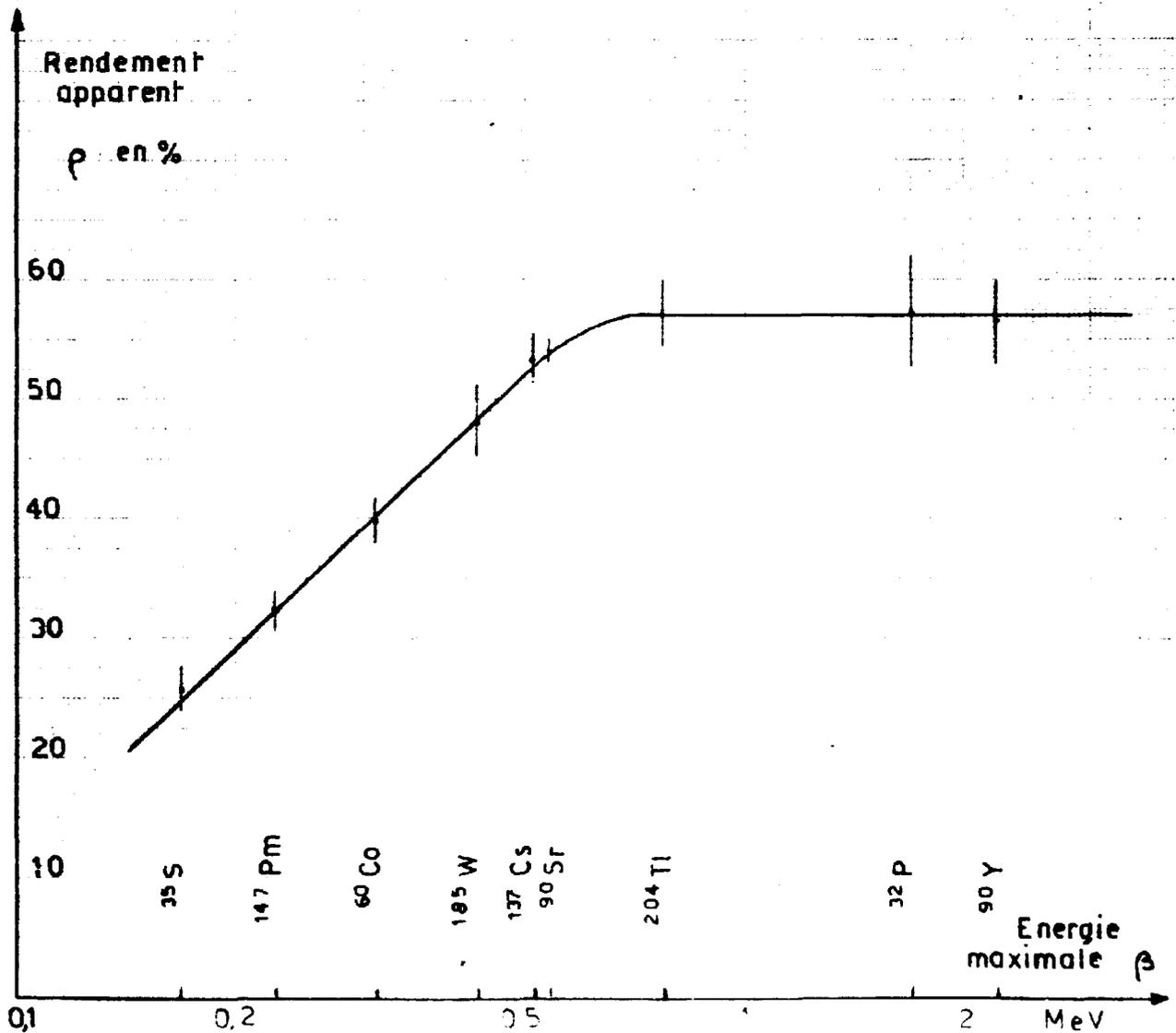
- Fig. 5 -

### RENDEMENT APPARENT $\rho$ DU COMPTEUR CC-50 (ECF-103)

pour des sources ponctuelles centrées

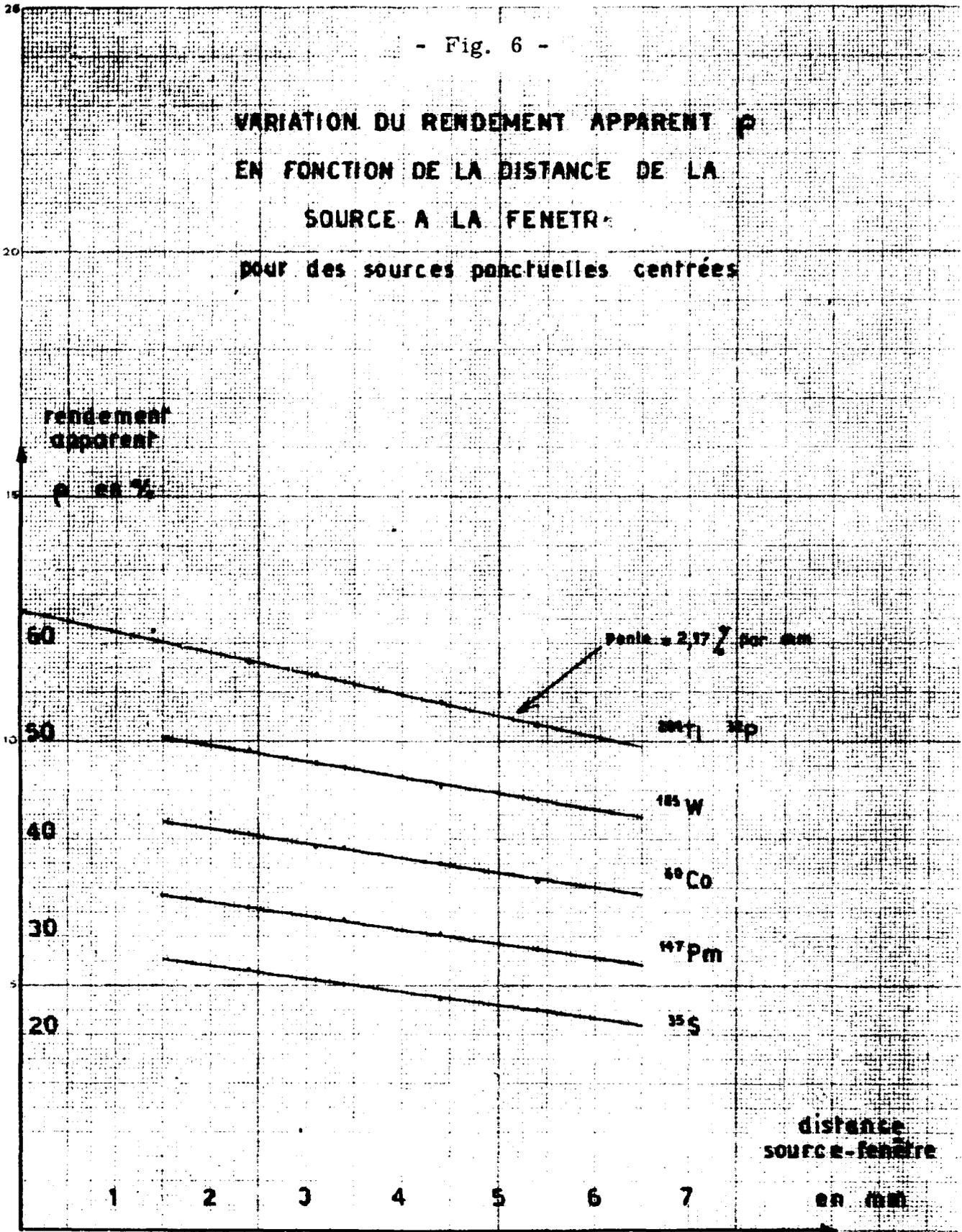
$$\rho = R \cdot F_0 \cdot \eta_0$$

$\eta_0$  facteur de géométrie  
R facteur de retrodiffusion de Al  
 $F_0$  facteur de transmission de la fenêtre  
distance source - fenêtre 2,9 mm

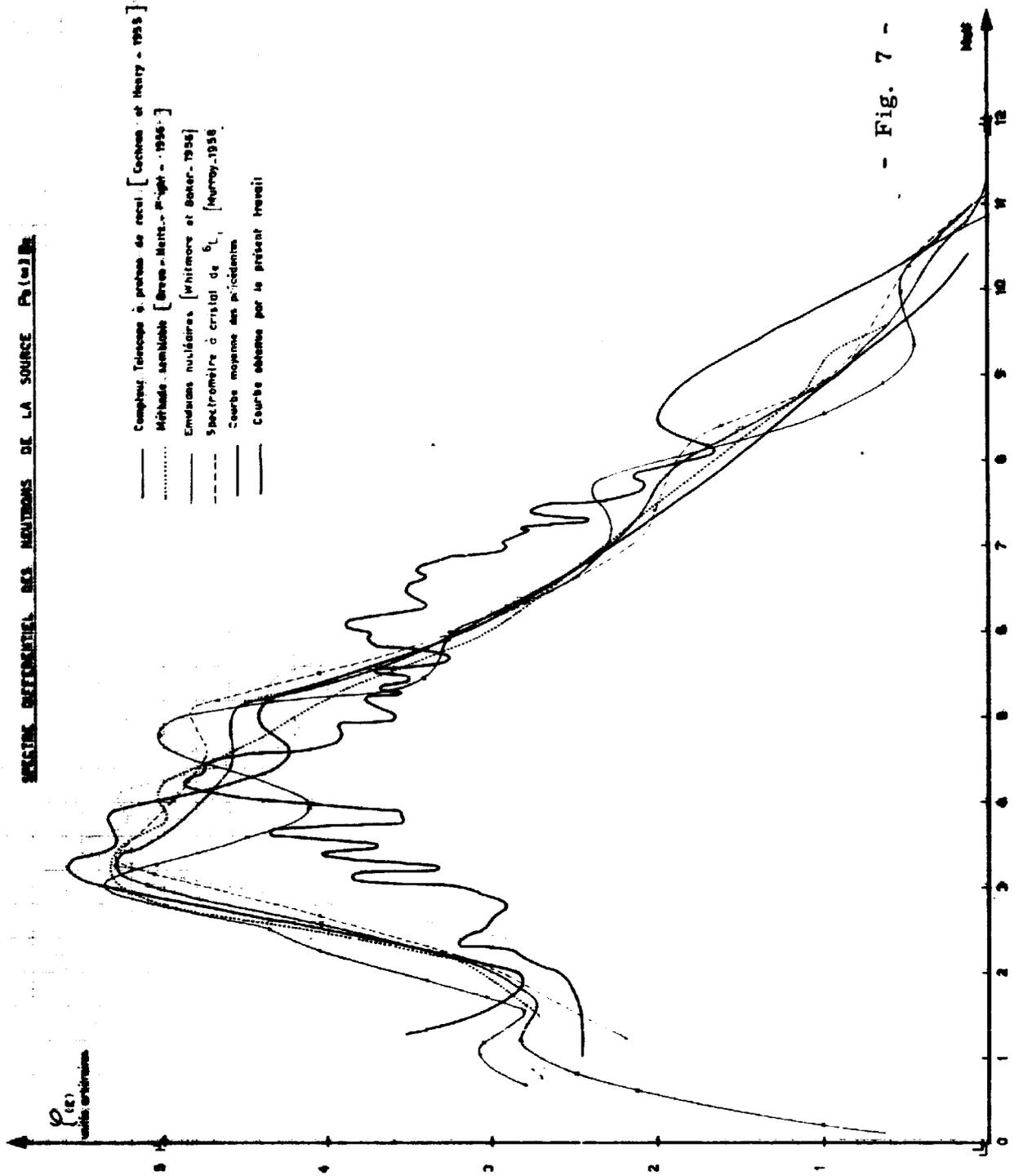


- Fig. 6 -

VARIATION DU RENDEMENT APPARENT  $\rho$   
EN FONCTION DE LA DISTANCE DE LA  
SOURCE A LA FENETRE  
pour des sources ponctuelles centrées



**SPECTRE DIFFÉRENTIEL DES NEUTRONS DE LA SOURCE Pu(m) B.**



- Fig. 7 -



ANNEXE I

Expression de la dose en fonction du flux intégral

Le flux intégral est défini par l'expression :

$$\bar{\phi}(E) = \int_E^{\infty} \varphi(E') dE'$$

$$\bar{\phi}(E) = \int_E^0 \varphi(E') dE' + \int_0^{\infty} \varphi(E') dE'$$

Posons :

$$\bar{\phi}(0) = \int_0^{\infty} \varphi(E') dE' \quad \bar{\phi}(0) \text{ est une constante}$$

$$\bar{\phi}^*(E) = \int_0^E \varphi(E') dE' \quad \text{c'est-à-dire } \varphi(E) = \frac{d\bar{\phi}^*(E)}{dE}$$

Il vient :

$$\bar{\phi}(E) = \bar{\phi}(0) - \bar{\phi}^*(E)$$

$$\int_0^{\infty} D(E) \varphi(E) dE = \int_0^{\infty} D(E) \frac{d\bar{\phi}^*(E)}{dE} dE = \int_0^{\infty} D(E) d\bar{\phi}^*(E)$$

$$= \left[ D(E) \bar{\phi}^*(E) \right]_0^{\infty} - \int_0^{\infty} \bar{\phi}^*(E) \frac{dD(E)}{dE} dE$$

$$= \left[ D(E) \left[ \bar{\phi}(0) - \bar{\phi}(E) \right] \right]_0^{\infty} - \int_0^{\infty} \left[ \bar{\phi}(0) - \bar{\phi}(E) \right] \frac{dD(E)}{dE} dE$$

En tenant compte de la condition

$$\bar{\phi}(\infty) = 0$$

on obtient immédiatement:

$$\int_0^{\infty} D(E) \varphi(E) dE = \bar{\phi}(0) D(0) + \int_0^{\infty} \bar{\phi}^*(E) \frac{dD(E)}{dE} dE$$



**ANNEXE II**

**CARACTERISTIQUES DES DETECTEURS A ACTIVATION**

**Tableau I**

**Détecteurs à activation**

**Tableau II**

**Caractéristiques du compteur CC 50**



DETECTEURS à ACTIVATION

Tableau I - page 1

Isotope	%	Réaction	Seuil	T <sub>1/2</sub>	σ mbarn		Fonction σ(E) intervalle connu MeV	Rayonnement Radioisotope		Activité induite par 10 <sup>6</sup> neutron/cm <sup>2</sup> instantanés Désintégration/s.g
			MeV		therm	14 MeV		E <sub>β max</sub> MeV(%)	E <sub>γ</sub> MeV(%)	
<sup>12</sup> <sub>6</sub> C	98,9	(n, p) <sup>12</sup> <sub>5</sub> B		0,018 s						
		(n, α) <sup>9</sup> <sub>4</sub> Be et(n, γ)C		st						
		(n, α2n) <sup>7</sup> <sub>4</sub> Be (?)		53,5 j				EC(100)	0,477(12)	
		(n, 2n) <sup>11</sup> <sub>6</sub> C	21	20,4 mn	22 <sup>(1)</sup>		β <sup>+</sup> 0,97(100) - EC(0,2)	pas de γ		<u>0,62</u>
		(γ, n) <sup>11</sup> <sub>6</sub> C	20	20,4 mn	11600 <sup>(11)</sup>					
		(p, pn) <sup>11</sup> <sub>6</sub> C	21	20,4 mn		4				
<sup>13</sup> <sub>6</sub> C	1,1	(n, p) <sup>13</sup> <sub>5</sub> B		0,03 s						
		(n, α) <sup>10</sup> <sub>4</sub> Be		2,5.10 <sup>6</sup> ans				0,56(100)	pas de γ	
		(n, γ) <sup>14</sup> <sub>6</sub> C		5600 ans	0,9			0,155(100)	pas de γ	
		(n, 2n) <sup>12</sup> <sub>6</sub> C		st						
		Nota: (1) au-delà de 50 MeV (11) valeur du pic vers 22 MeV								

Tableau I - page 2

Isotope	%	Réaction	Seuil	T <sub>1/2</sub>	σ mbarn		Fonctions intervalle <sup>(E)</sup> connu MeV	Rayonnement Radioisotope		Activité induite par 10 <sup>6</sup> neutron/cm <sup>2</sup> instantanés Désintégration/s.g
			MeV		therm	14 MeV		E <sub>β max</sub> MeV(%)	E <sub>γ</sub> MeV(%)	
<sup>23</sup> <sub>11</sub> Na	100	(n, p) <sup>23</sup> <sub>10</sub> Ne	4,5	37,6 s		34	4,5 . . . . . 6,8 [2]	4(32) - 4,4(67)	0,44(32)	0,37
		(n, α) <sup>20</sup> <sub>9</sub> F		10,7 s				β <sup>+</sup> 5,4(100)	1,63(100)	
		(n, γ) <sup>24</sup> <sub>11</sub> Na	0	15 h	530	0,33		1,4(100)	1,37(100) - 2,76(100)	
		(n, 2n) <sup>22</sup> <sub>11</sub> Na		2,58 ans				β <sup>+</sup> 0,54(100)	1,276(100)	
<sup>24</sup> <sub>12</sub> Mg	78,8	(n, p) <sup>24</sup> <sub>11</sub> Na	5	15 h		203 <sup>+</sup> -11	5 . . . . . 18 [7] [12]	1,39(100)	1,37(100)- 2,76(100)	3,8 . 10 <sup>-2</sup>
		(n, α) <sup>21</sup> <sub>10</sub> Ne		st						
		(n, γ) <sup>25</sup> <sub>12</sub> Mg		st						
		(n, 2n) <sup>23</sup> <sub>12</sub> Mg		10,7 s						
<sup>25</sup> <sub>12</sub> Mg	10,11	(n, p) <sup>25</sup> <sub>11</sub> Na		60 s						
		(n, α) <sup>22</sup> <sub>10</sub> Ne		st						
		(n, γ) <sup>26</sup> <sub>12</sub> Mg		st						
		(n, 2n) <sup>24</sup> <sub>12</sub> Mg		st						

Tableau I - page 3

Isotope	%	Réaction	Seuil	T <sub>1/2</sub>	σ mbarn		Fonctions intervalle connu MeV (E)	Rayonnement Radioisotope		Activité induite par 10 <sup>6</sup> neutron/cm <sup>2</sup> instantanés Désintégration/s.g
			MeV		therm	14 MeV		E <sub>β max</sub> MeV(%)	E <sub>γ</sub> MeV(%)	
<sup>26</sup> <sub>12</sub> Mg	11,1	(n, p) néant								
		(n, α) <sup>24</sup> <sub>10</sub> Ne		3,38 mn						
		(n, γ) <sup>27</sup> <sub>12</sub> Mg		9,5 mn	27			1,75(58)-1,59(42)	0,84(70)-1(30)	8,4.10 <sup>-2</sup>
		(n, 2n) <sup>25</sup> <sub>12</sub> Mg		st						
<sup>27</sup> <sub>13</sub> Al	100	(n, p) <sup>27</sup> <sub>12</sub> Mg	3,4	9,45 mn		59 <sup>+6</sup>	2,5.....12	1,75(58)-1,59(42)	0,84(70)-1(30)	1,6
		(n, α) <sup>24</sup> <sub>11</sub> Na	6	15 h		116 <sup>+9</sup>	6.....15 [fig 2]	1,39(100)	1,37(100)- 2,76(100)	2,2.10 <sup>-2</sup>
		(n, γ) <sup>28</sup> <sub>13</sub> Al		2,27 mn	210					
		(n, 2n) <sup>26</sup> <sub>13</sub> Al		6,7 s						
<sup>31</sup> <sub>15</sub> P	100	(n, p) <sup>31</sup> <sub>14</sub> Si	2	2,62 h		85	2.....10 [fig 4]	1,47(100)	1,26(0,07)	2.10 <sup>-1</sup>
		(n, α) <sup>28</sup> <sub>13</sub> Al		2,27 mn		150				
		(n, γ) <sup>32</sup> <sub>15</sub> P		14,3 j	190			1,7(100)	pas de γ	2,12.10 <sup>-3</sup>
		(n, 2n) <sup>30</sup> <sub>15</sub> P	12	2,55 mn		15				

Tableau I - page 4

Isotope	%	Réaction	Seuil	$T_{1/2}$	$\sigma$ mbarn		Fonctions intervalle (E) connu MeV	Rayonnement Radioisotope		Activité induite par $10^6$ neutron/cm <sup>2</sup> instantanés Désintégration/s.g		
			MeV		therm	14 MeV		$E_{\beta \text{ max}}$ MeV(%)	$E_{\gamma}$ MeV(%)			
<sup>32</sup> <sub>16</sub> S	95	(n,p) <sup>32</sup> <sub>15</sub> P	2	14,3 j		214	2.....15 [fig 2]	1,7(100)	pas de $\gamma$	<u>3,2.10<sup>-3</sup></u>		
		-----		st								
		(n, $\alpha$ ) <sup>29</sup> <sub>14</sub> Si		st								
		(n, $\gamma$ ) <sup>33</sup> <sub>16</sub> S		st								
		(n,2n) <sup>31</sup> <sub>16</sub> S		2,4 s								
<sup>34</sup> <sub>16</sub> S	4,22	(n,p) <sup>34</sup> <sub>15</sub> P	5	12,4 s		85	5.....15	1,47(100)	1,26(0,07)	5,6.10 <sup>-3</sup>		
		(n, $\alpha$ ) <sup>31</sup> <sub>14</sub> Si		2,6 h		126						
		(n, $\gamma$ ) <sup>35</sup> <sub>16</sub> S		87 j	260						0,167(100)	pas de $\gamma$
		(n,2n) <sup>33</sup> <sub>16</sub> S		st								
<sup>33</sup> <sub>16</sub> S	0,76	(n,p) <sup>33</sup> <sub>15</sub> P		24,4 j		15						
		(n, $\alpha$ ) <sup>30</sup> <sub>14</sub> Si		st								
		(n, $\gamma$ ) <sup>34</sup> <sub>16</sub> S		st								
		(n,2n) <sup>32</sup> <sub>16</sub> S		st								
<sup>36</sup> <sub>16</sub> S	0,014	(n,p) et (n, $\alpha$ ): néant										
		(n, $\gamma$ ) <sup>37</sup> <sub>16</sub> S		5 mn	140							
		(n,2n) <sup>35</sup> <sub>16</sub> S		87 j								



Isotope	%	Réaction	Seuil	T <sub>1/2</sub>	σ barn		Fonction σ intervalle (E) connu MeV	Rayonnement Radioisotope		Activité induite par 10 <sup>6</sup> neutron/cm <sup>2</sup> instantanés Désintégration/s.g			
			MeV		therm	14 MeV		E <sub>β max</sub> MeV(%)	E <sub>γ</sub> MeV(%)				
<sup>56</sup> <sub>26</sub> Fe	91,68	(n,p) <sup>56</sup> <sub>25</sub> Mn	5	2,57 h		120	5.....18 [BNI 77]	2,81(50)-1(30)- 0,65(20)	0,85-1,8- 2,13	4.10 <sup>-2</sup>			
		(n,α) <sup>53</sup> <sub>24</sub> Cr		st									
		(n,γ) <sup>57</sup> <sub>26</sub> Fe		st									
		(n,2n) <sup>55</sup> <sub>26</sub> Fe		2,6 ans								pas de β (EC)	pas de γ
<sup>54</sup> <sub>26</sub> Fe	5,84	(n,p) <sup>54</sup> <sub>25</sub> Mn		300 j				pas de β (EC)	0,842(100)	15,4.10 <sup>-6</sup>			
		(n,α) <sup>51</sup> <sub>24</sub> Cr		27,8 j			pas de β (EC)	0,325(9)					
		(n,γ) <sup>55</sup> <sub>26</sub> Fe		2,6 ans	2 800		pas de β (EC)	pas de γ					
		(n,2n) <sup>53</sup> <sub>26</sub> Fe		8,9 mn		7	2,5(β <sup>+</sup> )	0,370					
<sup>57</sup> <sub>26</sub> Fe	2,17	(n,p) <sup>57</sup> <sub>25</sub> Mn		1,7 mn									
		(n,α) <sup>54</sup> <sub>24</sub> Cr		st									
		(n,γ) <sup>57</sup> <sub>26</sub> Fe		st									
		(n,2n) <sup>56</sup> <sub>26</sub> Fe		st									
<sup>58</sup> <sub>26</sub> Fe	0,31	(n,α) <sup>55</sup> <sub>24</sub> Cr		3,6 mn	1,5			(n,p) néant		5,7.10 <sup>-6</sup>			
		(n,γ) <sup>59</sup> <sub>26</sub> Fe		45 j	1 000		0,46(54) - 0,27(46)	1,29(43)- 1,1(57)					
		(n,2n) <sup>57</sup> <sub>26</sub> Fe		st									

Tableau I - page 7

Isotope	%	Réaction	Seuil	$T_{1/2}$	$\sigma$ mbarn		Fonction $\sigma$ intervalle connu MeV	Rayonnement Radioisotope		Activité induite par $10^6$ neutron/cm <sup>2</sup> instantanés Désintégration/s.g
			MeV		therm	14 MeV		$E_{\beta \text{ max}}$ MeV(%)	$E_{\gamma}$ MeV(%)	
$^{59}_{27}\text{Co}$	100	$(n, p)_{26}^{59}\text{Fe}$	1	45 j		80 145 <sup>(1)</sup>		0,27(46) - 0,46(54)	1,1(57) - 1,29(43)	
		$(n, \alpha)_{25}^{56}\text{Mn}$	0	2,58 h		35		2,8(50)-1(30)- 0,65(20)	0,85 - 1,8 - 2,1	
		$(n, \gamma)_{27}^{60m}\text{Co}$	0	10,5 mn	$16 \cdot 10^3$ <sup>(2)</sup>			1,5(0,3)	IT 0,056(99) converti	176
		$(n, \gamma)_{27}^{60}\text{Co}$	0	5,24 ans	$20 \cdot 10^3$ <sup>(2)</sup>			0,312(99)	1,17(99) - 1,33(99)	$1,5 \cdot 10^{-3}$
		$(n, 2n)_{27}^{58m}\text{Co}$	11	9,2 h			4-2	pas de $\beta$	0,025(100) converti	
		$(n, 2n)_{27}^{58}\text{Co}$	11	71,3 j		145 365 <sup>(1)</sup>		$\beta^+$ 0,49(15) - EC(85)	0,80(99)	
<p>Nota: <sup>(1)</sup> Valeurs théoriques d'après Nuclear Physics 15 (1960) 326-336  <sup>(2)</sup> soit au total <math>36 \cdot 10^3</math> pour le 5,24 ans</p>										

Isotope	%	Réaction	Seuil MeV	T <sub>1/2</sub>	σ mbarn		Fonction σ <sup>-</sup> intervalle (E) connu MeV	Rayonnement Radioisotope		Activité induite par 10 <sup>6</sup> neutron/cm <sup>2</sup> instantanés Désintégration/s.g
					therm	14 MeV		E <sub>β max</sub> MeV(%)	E <sub>γ</sub> MeV(%)	
<sup>58</sup> <sub>28</sub> Ni	67,76	(n, p) <sub>27</sub> <sup>58m</sup> Co	env 1,5	9,2 ..			1,5...15 [7]	pas de β	IT 0,025(100)	0,36.10 <sup>-3</sup>
		(n, p) <sub>27</sub> <sup>58</sup> Co		71,3 j	450	β <sup>+</sup> 0,49(15)- EC(85)		0,8(99) - 1,66(0,5)		
		(n, α) <sub>26</sub> <sup>55</sup> Fe		2,6 ans		EC(100)		pas de γ		
		(n, γ) <sub>28</sub> <sup>59</sup> Ni		8.10 <sup>4</sup> ans		pas de β - EC(100)		pas de γ		
		(n, 2n) <sub>28</sub> <sup>57</sup> Ni		36 h	23	β <sup>+</sup> 0,85(22) - 0,72(14)-0,32(14) EC(50)		0,13(14)-1,37(86) 1,89(14)	0,9.10 <sup>-3</sup>	
<sup>60</sup> <sub>28</sub> Ni	26,16	(n, p) <sub>27</sub> <sup>60m</sup> Co/ <sup>60</sup> Co		10 mn/ 5,24 ans				0,312(99)	1,17(99)- 1,33(99)	
		(n, 2n) <sub>28</sub> <sup>59</sup> Ni		8.10 <sup>4</sup> ans				voir plus haut		
<sup>61</sup> <sub>28</sub> Ni	1,25	(n, p) <sub>27</sub> <sup>61</sup> Co		99 mn		25		1,22(95)	0,072(100)	
<sup>62</sup> <sub>28</sub> Ni	3,66	(n, p) <sub>27</sub> <sup>62m</sup> Co/ <sup>62</sup> Co		1,6 mn/ 14 mn		env. 5		0,88(25)-2,88(75)	1,17 - 1,47 - 1,74	
		(n, α) <sub>26</sub> <sup>59</sup> Fe		45 j				0,27(46)-0,46(54)	1,1(57)-1,29(43)	
		(n, γ) <sub>28</sub> <sup>63</sup> Ni		125 ans				0,067(100)	pas de γ	
<sup>64</sup> <sub>28</sub> Ni	1,16	(n, p) <sub>27</sub> <sup>64</sup> Co		5 mn		4,5				
		(n, γ) <sub>28</sub> <sup>65</sup> Ni		2,6 h	1600			2,1(57)-1(14)- 0,6(29)	1,49-1,12-0,37	
		(n, 2n) <sub>28</sub> <sup>63</sup> Ni		125 ans				voir plus haut		
Nota. Les réactions donnant des corps stables ont été omises.										

Isotope	%	Réaction	Seuil	T <sub>1/2</sub>	σ mbarn		Fonction σ(E) intervalle connu MeV	Rayonnement Radioisotope		Activité induite par 10 <sup>6</sup> neutron/cm <sup>2</sup> instantanés Désintégration/s.g
			MeV		therm	14 MeV		E <sub>β max</sub> MeV(%)	E <sub>γ</sub> MeV(%)	
<sup>63</sup> <sub>29</sub> Cu	69.1	(n,p) <sup>63</sup> <sub>28</sub> Ni		125 ans		19		0,067(100)	pas de γ	
		(n,α) <sup>60m</sup> <sub>27</sub> Co/ <sup>60</sup> <sub>27</sub> Co		10 mn/ 5,24 ans			0,31(99)	1,17(99) - 1,33(99)		
		(n,γ) <sup>64</sup> <sub>29</sub> Cu	0	12,8 h	4300			(β <sup>+</sup> 0,65(60) (β <sup>-</sup> 0,57(39))	γ faibles	0,425
		(n,2n) <sup>62</sup> <sub>29</sub> Cu	11	9,7 mn	600	12.....27 [7]		β <sup>+</sup> 2,91(100)	γ très faibles	3,2
<sup>65</sup> <sub>29</sub> Cu	30,9	(n,p) <sup>65</sup> <sub>28</sub> Ni		2,6 h				2(57) - 1(14) - 0,6(29)	1,5 - 1,2	
		(n,α) <sup>62</sup> <sub>27</sub> Co		14 mn			0,88(25) - 2,9(75)	1,17		
		(n,γ) <sup>66</sup> <sub>29</sub> Cu	0	5,1mn	1800	0,1.....3				12
		(n,2n) <sup>64</sup> <sub>29</sub> Cu	10	12,8 h	880	12.....20 [7]		voir plus haut		3,8.10 <sup>-2</sup>
<sup>75</sup> <sub>33</sub> As	100	(n,p) <sup>75</sup> <sub>32</sub> Ge		82 mn				1,14(85)-0,6(15)	0,2 - 0,264	
		(n,α) <sup>72</sup> <sub>31</sub> Ga		14,3 h		12		1,2(41)-0,64(42)	0,84(100)- 2,35(60)	1,3.10 <sup>-3</sup>
		(n,γ) <sup>76</sup> <sub>33</sub> As	0	26,4 h	5400	0,01.....2		3(51)-2,4(30) 1,7	0,56(45)	315.10 <sup>-3</sup>
		(n,2n) <sup>74</sup> <sub>33</sub> As	10	19 j	1100	10.....20 (x)		(β <sup>+</sup> 1,5(14)-0,9(53) (β <sup>-</sup> 0,7(16)- 1,36(17))	0,6(53) 0,635(16)	3,7.10 <sup>-3</sup>

Nota: (x) Physical Reviews Mars 1961

Isotope	%	Réaction	Seuil	T <sub>1/2</sub>	σ barn		Fonction σ <sub>(E)</sub> intervalle connu MeV	Rayonnement Radioisotope		Activité induite par 10 <sup>6</sup> neutron/cm <sup>2</sup> instantanés Désintégration/s.g	
			MeV		therm	14 MeV		E <sub>β max</sub> MeV(%)	E <sub>γ</sub> MeV(%)		
<sup>115</sup> <sub>49</sub> In	95,77	(n,p) <sup>115m</sup> <sub>48</sub> Cd		44 j				1,6(93)-0,7(2)	0,94	166 -----	
		(n,α) <sup>112</sup> <sub>47</sub> Ag		3,2 h		2,9	4(25)-3,5(40) 2,7(20)	0,618			
		(n,γ) <sup>116m</sup> <sub>49</sub> In -----	0	54 mn	155.10 <sup>3</sup>	0.....7	1(51)-0,87(28)- 0,6(21)	0,4(25)-1(54)- 1,274(75)- 1,49(21)-2,1(25)			
		(n,2n) <sup>114m</sup> <sub>49</sub> In	10	50 j		1500	10.....20 (x)	pas de β	0,19(96,5)- EC(3,5)		12.10 <sup>-4</sup>
		(n,n') <sup>115m</sup> <sub>49</sub> In	0,4	4,5 h		300 <sup>(*)</sup>	0,4.....5 [BNL 325]	0,8(5)	0,335(95)		6,4.10 <sup>-2</sup>
<sup>113</sup> <sub>49</sub> In	4,23	(n,p) <sup>113</sup> <sub>48</sub> Cd		st						1,97.10 <sup>-3</sup>	
		(n,α) <sup>110</sup> <sub>47</sub> Ag		253 j							
		(n,γ) <sup>114m</sup> <sub>49</sub> In		50 j	56.10 <sup>3</sup>						
		(n,2n) <sup>112m</sup> <sub>49</sub> In		20 mn ↘ 15 mn				0,65(44) - 1,5(100)	0,155(100)		
		Nota: (x) Phys. Rev. Mars 1961 (*) à 4 MeV									

Isotope	%	Réaction	Seuil	T <sub>1/2</sub>	σ mbarn		Fonction σ intervalle (E) connu MeV	Rayonnement Radioisotope		Activité induite par 10 <sup>6</sup> neutron/cm <sup>2</sup> instantanés Désintégration/s.g
			MeV		therm	14 MeV		E <sub>β max</sub> MeV(%)	E <sub>γ</sub> MeV(%)	
<sup>127</sup> <sub>51</sub> I	100	(n, p) <sup>127m</sup> / <sub>52</sub> Te		105 j/ 9,4 h		230		0,7(99)	0,089(98) converti	
		(n, α) <sup>124m</sup> / <sub>51</sub> Sb		21 mn/ 60 j		18				
		(n, γ) <sup>128</sup> <sub>53</sub> I		25 mn	5 600	2,5	0..... 5	2(76)-1,67(16)	0,46(17)	12
		(n, 2n) <sup>126</sup> <sub>53</sub> I	12	13 j		1300	12..... 18 [BNL 325]	EC(51)-0,39(6) 0,87(29)-1,25(9)	0,38(34)-0,48(5) 0,65(33)- 0,75(3,6)	2.10 <sup>-3</sup>
<sup>181</sup> <sub>73</sub> Ta	99,988	(n, p) <sup>181</sup> <sub>72</sub> Hf		44,6 j				0,4(100)	0,133 - 0,48	
		(n, α) <sup>178</sup> <sub>71</sub> Lu		18 mn					0,342 - 0,445	
		(n, γ) <sup>182</sup> <sub>73</sub> Ta		115 j	19 000			0,51-0,44-0,36	1,12-1,9-1,22	4,4.10 <sup>-3</sup>
		(n, 2n) <sup>180m</sup> <sub>73</sub> Ta	9	8,15 h		1 130	12..... 20 (x)	EC(79)-0,71(11) 0,61(10)	0,1	8.10 <sup>-2</sup>
<sup>180</sup> <sub>73</sub> Ta	0,012									
Nota: (x) Phys. Rev. Mars 1961										

Isotope	%	Réaction	Seuil	$T_{1/2}$	$\sigma$ barn		Fonction $\sigma(E)$ intervalle connu MeV	Rayonnement Radioisotope		Activité induite par $10^6$ neutron/cm <sup>2</sup> instantanés Désintégration/s.g
			MeV		therm	14 MeV		$E_{\beta \text{ max}}$ MeV(%)	$E_{\gamma}$ MeV(%)	
<sup>197</sup> Au <sub>79</sub>	100	(n, p) <sup>197</sup> Pt <sub>78</sub>	0	18 h		20				
		(n, $\alpha$ ) <sup>194</sup> Ir <sub>77</sub>	20,3	19 h		0,5				
		(n, $\gamma$ ) <sup>198</sup> Au <sub>79</sub>	0	2,69 j	$96 \cdot 10^3$		0.....10	0,96(98,6) - 0,29(1,4)	0,41(99)	<u><math>865 \cdot 10^{-3}</math></u>
		----- (n, 2n) <sup>196m</sup> Au <sub>79</sub>	9	9,83 h		135	12.....20	EC ou IT		
		(n, 2n) <sup>196</sup> Au <sub>79</sub>	9	6 j		$2265^{(+)}$	12.....20	EC(90)-0,27(10)	0,35(90) - 0,42(10)	$9,6 \cdot 10^{-3}$
		(n, fission)	env 80			$2^{(i)} - 10^{(ii)} - 20^{(iii)}$				
<sup>209</sup> Bi <sub>83</sub>	100	(n, p) <sup>209</sup> Pb <sub>82</sub>	11,8	3,3 h		1,0		0,63(100)	pas de $\gamma$	
		(n, $\alpha$ ) <sup>206</sup> Tl <sub>81</sub>		4,2 mn		1,0		1,5 (100)	pas de $\gamma$	
		(n, $\gamma$ ) <sup>210</sup> Bi <sub>83</sub>		5 j		19		1,16(100)	pas de $\gamma$	
		(n, 2n) <sup>208</sup> Bi <sub>83</sub>		$3 \cdot 10^4$ ans		2 400		EC	2,61	$5 \cdot 10^{-9}$
		(n, 3n) <sup>207</sup> Bi <sub>83</sub>		8 ans				EC(100)	0,57 - 1,064	
		(n, fission)	50			$19^{(i)} - 36^{(ii)} - 74^{(iii)}$				
		Nota: (+) 2 400 pour l'ensemble 9,83 h + 6 j (i) à 84 MeV (ii) à 120 MeV (iii) à 380 MeV								

Tableau I - page 13

Isotope	%	Réaction	Seuil	T <sub>1/2</sub>	σ mbarn		Fonction σ(E) intervalle connu MeV	Rayonnement Radioisotope		Activité induite par 10 <sup>6</sup> neutron/cm <sup>2</sup> instantanés Désintégration/s.g	
			MeV		therm	14 MeV		E <sub>β max</sub> MeV(%)	E <sub>γ</sub> MeV(%)		
<sup>232</sup> Th <sub>90</sub> (1,4.10 <sup>10</sup> ans)	100	(n,p)(n,α) néant									
		(n,γ) <sup>233</sup> Th <sub>90</sub>	0	22,4 mn	7330	5	0,01....15	1,23(env.80)	nuls ou très faibles	9,7	
		(n,2n) <sup>231</sup> Th <sub>90</sub>		25,64 h		1560	12....16,5	0,09(8)-0,134(20) 0,22(33)-0,3(39)	0,026(13)		3.10 <sup>-2</sup>
		(n,fission)	1,25			340	1,25...14... ... 90		P.F.		
<sup>238</sup> U <sub>92</sub> (4,5.10 <sup>9</sup> ans)	99,275	(n,p)(n,α)		nul ou bref							
		(n,γ) <sup>239</sup> U <sub>92</sub>	0	23,5 mn	2740		0,01....4	1,2	0,073		
		(n,2n) <sup>237</sup> U <sub>92</sub>	6	6,75 j		640	6....16,5	0,25 (74) 0,084(26)	0,06(36)- 0,2(24)		
		(n,fission)	0,9		env.0	1100	0,9...22		P.F.		env. 10 <sup>-2</sup> ( <sup>1</sup> )
<sup>235</sup> U <sub>92</sub> (7.10 <sup>8</sup> ans)	0,720	(n,p) <sup>235</sup> Pa <sub>91</sub>		23 mn				1,4	pas de γ		
		(n,α) <sup>232</sup> Th <sub>90</sub>		st				α 4,0(100)			
		(n,γ) <sup>236</sup> U <sub>92</sub>	0	2,4.10 <sup>7</sup> ans	10 <sup>5</sup>			α 4,5(100)			
		(n,2n) <sup>234</sup> U <sub>92</sub>		2,5.10 <sup>5</sup> ans				α 4,7(100)			
		(n,fission)	0		5,84.10 <sup>5</sup>	env 1500	0....10		P.F.		
Nota: ( <sup>1</sup> ) 1 h après irradiation											

TABLEAU II

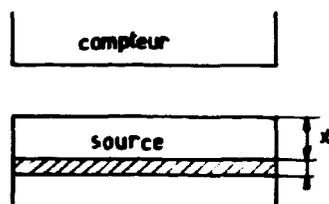
COMPTEUR A CIRCULATION CC 50

- Gaz	: Hélium isobutane (0,95 % d'isobutane)
Débit	: 1 litre/heure
Surpression	: $15 \pm 2 \text{ g/cm}^2$
- Seuil	: $1\,350 \text{ V} \pm 25 \text{ V}$
Longueur du palier	: $300 \text{ V} \pm 50 \text{ V}$
Pente	: $\leq 0,5 \text{ %/100 V}$
- Fenêtre	
Diamètre	: 60 mm
Epaisseur	: $0,9 \text{ mg/cm}^2$
Déformation maximum (flèche)	: 1,5 mm
- Mouvement propre	
sous 5 cm de plomb	: 40 impulsion/mm
en antio incidence	: $< 2 \text{ impulsion/mm}$
- Temps mort	: 150 $\mu\text{s}$
- Temps de restitution	: 2,5 ms
- Amplitude d'impulsion	: 5 V environ

## ANNEXE III

### Mesure de la radioactivité induite

#### III/1 Autoabsorption dans une source $\beta$



$\alpha$  désignant l'activité par unité de masse de la source de surface  $S$ , la radioactivité de la tranche d'épaisseur  $dx$  à la profondeur  $x$ , exprimée en  $\text{gramme/cm}^2$ , est :

$$\alpha S dx$$

$G$  étant le rendement purement géométrique du comptage et  $R$  le facteur de rétrodiffusion, si l'atténuation dans la source est supposée exponentielle, le taux de comptage correspondant à la tranche  $dx$  est :

$$dI = GR\alpha S e^{-\mu x} dx$$

Le taux de comptage donné par une source d'épaisseur  $x$  est donc :

$$I(x) = GR\alpha S \int_0^x e^{-\mu x} dx = \frac{GR\alpha S}{\mu} (1 - e^{-\mu x})$$

si la source est infiniment épaisse

$$I_{\infty} = \alpha \frac{S}{\mu} G.R.$$

Tout se passe comme pour une source sans autoabsorption dont l'épaisseur (en  $\text{gramme/cm}^2$ ) serait  $\frac{1}{\mu}$ .

#### Remarque

Si le radioélément induit émet plusieurs  $\beta$ , le problème se traite aussi aisément (si toutefois leur énergie maximale est sur le palier de la courbe de rendement (fig.5)). Traitons le cas de deux émissions  $\beta$  correspondant respectivement à des probabilités  $\beta_1$  et  $\beta_2$  et des coefficients d'absorption  $\mu_1$  et  $\mu_2$ .

A chacune d'elles, considérée séparément, va correspondre un taux de comptage partiel  $I_{1\infty}$  ou  $I_{2\infty}$ . On aura donc le système :

$$I_{\infty} = I_{1\infty} + I_{2\infty}$$

$$I_{1\infty} = \beta_1 \alpha \frac{S}{\mu_1} GR$$

$$I_{2\infty} = \beta_2 \alpha \frac{S}{\mu_2} GR$$

D'où :

$$I_{\infty} = \text{u. S. G.R.} \left[ \frac{\beta_1}{\mu_1} + \frac{\beta_2}{\mu_2} \right]$$

Tout se passe comme si le détecteur avait un coefficient d'autoabsorption unique  $\mu$ , tel que :

$$\frac{1}{\mu} = \frac{\beta_1}{\mu_1} + \frac{\beta_2}{\mu_2}$$

Exemple Détecteur  $^{27}\text{Al}$  (n p)  $^{27}\text{Mg}$

Le magnésium émet deux  $\beta$  :

42 % de 1,59 MeV

58 % de 1,75 MeV

Les formules du paragraphe 2 de cette annexe donnent :

$$\mu_{1,75} = 7,7 \text{ cm}^2/\text{g}$$

$$\mu_{1,59} = 8,9 \text{ cm}^2/\text{g}$$

$$\frac{1}{\mu} = \frac{0,58}{7,7} + \frac{0,42}{8,9}$$

$$\mu = 8,17 \text{ cm}^2/\text{g}$$

### III/2 Calcul de $\mu$ par les formules empiriques

a) Il existe un certain nombre de formules reliant le coefficient  $\mu$  de l'aluminium à l'énergie maximale E des sources  $\beta$ . Elles sont toutes de la forme :

$$\mu_{\text{Al}} = \frac{k}{E^r}$$

Les constantes k et r varient suivant les auteurs. Nous adopterons la relation :

$$\boxed{\mu_{\text{Al}} = \frac{18}{E^{1,5}}} \quad (\mu \text{ en cm}^2/\text{g. E en MeV})$$

que l'on trouve citée dans le cours de Faculté de M. LABEYRIE et dans la référence [1]

Elle conduit pour l'énergie  $\beta$  du phosphore 32 à la valeur :

$$\mu_{\text{Al}} = 8,15$$

b) On connaît également une relation empirique [5] entre  $\mu_{Al}$  de l'aluminium et le  $\mu$  d'un élément quelconque pour une énergie maximale de source  $\beta$  donnée. Cette relation s'écrit :

$$\mu = \mu_{Al} \cdot \left(\frac{Z}{13}\right)^{4/3} \cdot \frac{27}{M}$$

Z, M étant respectivement le numéro atomique et la masse atomique de l'élément absorbé.

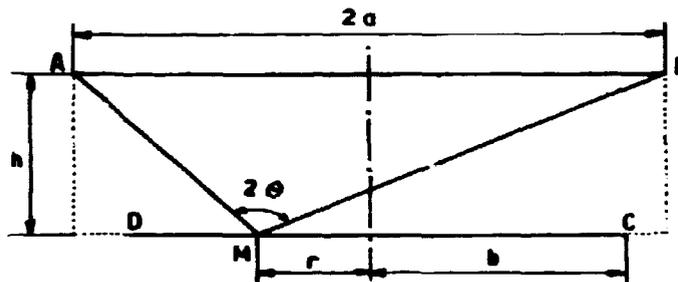
Pour le cas du soufre et l'énergie  $\beta$  du  $^{32}P$  :

$$Z = 16 \quad M = 32$$

on trouve

$$\mu \sim 9$$

### III/3 Détermination analytique du facteur de géométrie G



AB plan limitant le volume actif du compteur ( $\phi = 2a$ )

C'est le plan du cristal, dans le cas d'un détecteur à scintillations.

CD plan de la source ( $\phi = 2b$ ). Si la source est très épaisse, son épaisseur utile  $\frac{1}{\mu}$  est si faible devant les ordres de grandeur habituels de h qu'on peut la considérer comme infiniment mince. Pour un élément infinitésimal de surface de source, situé à r du centre, le facteur de géométrie est évidemment le rapport de l'angle solide utile  $2\pi(1 - \cos\theta)$  à l'angle  $4\pi$ , soit :

$$\eta(r) = \frac{1}{2} (1 - \cos\theta) = \sin^2 \frac{\theta}{2}$$

Deux relations de géométrie élémentaire dans le triangle MAB donnent:

$$\frac{1}{2} MA \cdot MB \sin 2\theta = ah$$

$$\overline{MA}^2 + \overline{MB}^2 - 2 MA \cdot MB \cdot \cos 2\theta = 4r^2$$

d'où l'on tire immédiatement :

$$\boxed{\operatorname{tg} 2 \theta = \frac{2 \frac{h}{a}}{\left(\frac{r}{a}\right)^2 + \left(\frac{h}{a}\right)^2 - 1}} \quad (1)$$

Si, maintenant, on considère un élément de surface de source en forme d'anneau de rayon  $r$  et de largeur  $dr$ , si  $\alpha$  est l'activité superficielle de la source, la radioactivité totale de cet anneau est :

$$\alpha \cdot 2 \pi r dr$$

le taux de comptage sera :

$$\eta(r) \cdot \alpha \cdot 2 \pi r dr$$

et le taux de comptage de toute la surface :

$$2 \pi \alpha \int_0^b \eta(r) r dr$$

Le facteur de géométrie pour la source étendue de rayon  $b$  s'écrira donc :

$$\boxed{G = \frac{2}{b^2} \int_0^b r \cdot \eta(r) \cdot dr} \quad (2)$$

La combinaison des équations (1) et (2) va permettre d'exprimer  $G$  en fonction des seules données géométriques  $a$ ,  $b$  et  $h$  :

1) L'équation (1) peut s'écrire :

$$\left(\frac{r}{a}\right)^2 + \left(\frac{h}{a}\right)^2 - 1 = 2 \frac{h}{a} \operatorname{ctg} 2 \theta$$

qui devient par différentiation :

$$r dr = - 2 h a \frac{d \theta}{\sin^2 2 \theta} = - \frac{h a}{2 \cos^2 \theta} \cdot \frac{d \theta}{4 \sin^2 \frac{\theta}{2} \cdot \cos^2 \frac{\theta}{2}}$$

d'où :

$$\eta(r) \cdot r dr = \sin^2 \frac{\theta}{2} \cdot r dr = - \frac{h a}{8} \cdot \frac{d \theta}{\cos^2 \theta \cdot \cos^2 \frac{\theta}{2}}$$

2) L'équation (2) s'écrit alors :

$$G = \frac{2}{b^2} \int_0^b \eta(r) \cdot r dr = - \frac{h a}{4 b^2} \int_{\theta_0}^{\theta_b} \frac{d \theta}{\cos^2 \theta \cdot \cos^2 \frac{\theta}{2}}$$

$\theta_0$  et  $\theta_b$  étant les valeurs de  $\theta$  pour

$$r = 0 \text{ et } r = b$$

intégrant par partie il vient :

$$G = -\frac{ha}{4b^2} \left\{ \left| \frac{\operatorname{tg} \theta}{\cos^2 \theta} \right|_{\theta_0}^{\theta_b} - \int_{\theta_0}^{\theta_b} \operatorname{tg} \theta \cdot d \left( 1 + \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2} \right) \right\}$$

En faisant le changement de variable  $\operatorname{tg} \frac{\theta}{2} = t$   
et en remarquant que :

$$\frac{h}{a} = \frac{1}{\operatorname{tg} \theta_0} = \operatorname{cotg} \theta_0 = \frac{1 - t_0^2}{2 t_0} \quad (3)$$

on trouve aisément l'expression finale :

$$G = \left( \frac{a}{b} \right)^2 \frac{1 - t_0^2}{4 t_0} \left\{ \left| \log_e \frac{1+t}{1-t} \right|_{t_0}^{t_b} - \left| t \frac{1+t^2}{1-t^2} \right|_{t_0}^{t_b} - 2(t_b - t_0) \right\} \quad (4)$$

Dans cette formule, les quantités  $t_0$  et  $t_b$  se calculent directement à partir du facteur de géométrie  $\eta_0$  d'une source ponctuelle placée au centre. En effet :

$$1^\circ) \quad \eta_0 = \sin^2 \frac{\theta_0}{2} = \frac{t_0^2}{1+t_0^2}$$

d'où

$$t_0 = \operatorname{tg} \frac{\theta_0}{2} = \sqrt{\frac{\eta_0}{1-\eta_0}}$$

2°) Remplaçant  $\frac{h}{a}$  dans (1) par sa valeur tirée de (3), il vient :

$$t_b = \operatorname{tg} \frac{\theta_b}{2} = \operatorname{tg} \frac{1}{4} \left( \operatorname{arctg} \frac{2 \operatorname{cotg} \theta_0}{\operatorname{cotg}^2 \theta_0 + \left( \frac{b}{a} \right)^2 - 1} \right)$$

avec  $\operatorname{cotg} \theta_0$  donné par la formule (3).

En résumé, le calcul du facteur de géométrie  $G$  d'une source étendue, homogène et infiniment mince, sera conduit de la manière suivante :

1°) Détermination expérimentale du facteur  $\eta_0$  pour une source ponctuelle centrée, comme indiqué au paragraphe 3.3.2.

2°) Calculs successifs de :

$$t_0, \cotg \theta_0, t_b \text{ et } G$$

au moyen du formulaire suivant :

$$t_0 = \operatorname{tg} \frac{\theta_0}{2} = \sqrt{\frac{\eta_0}{1 - \eta_0}}$$

$$\cotg \theta_0 = \frac{1 - t_0^2}{2 t_0} = \frac{0,5 - \eta_0}{\sqrt{\eta_0 (1 - \eta_0)}}$$

$$t_b = \operatorname{tg} \frac{\theta_b}{2} = \operatorname{tg} \frac{1}{4} \left( \operatorname{arctg} \frac{2 \cotg \theta_0}{\cotg^2 \theta_0 + \left(\frac{b}{a}\right)^2 - 1} \right)$$

$$G = \left(\frac{a}{b}\right)^2 \frac{1 - t_0^2}{4 t_0} \left\{ \left| \log_e \frac{1+t}{1-t} \right|_{t_0}^{t_b} - \left| t \frac{1+t^2}{1-t^2} \right|_{t_0}^{t_b} - 2 (t_b - t_0) \right\}$$

ANNEXE IV

Procédé d'orthonormalisation de SCHMIDT - Ref. [10]

Il s'agit du problème suivant . Etant donné un système de  $n$  fonctions linéairement indépendantes  $\sigma_1 \sigma_2 \dots \sigma_n$ , former un système orthonormé de fonctions  $\psi_1 \psi_2 \dots \psi_n$ , telles que  $\psi_1$  soit une combinaison linéaire de  $\sigma_1 \sigma_2 \dots$  quel que soit  $i$  .

Ce problème est analogue à celui de la recherche d'une base de référence orthonormale pour un système de vecteurs donné. On procède en 2 temps :

- a) On forme d'abord un système  $u_1 u_2 \dots u_n$  de  $n$  fonctions orthogonales, c'est-à-dire telles que :

$$\int_0^{E_n} u_i \cdot u_j \, dE = 0 \quad \text{pour } i \neq j$$

pour ce faire, on forme :

$$\begin{aligned} u_1 &= \sigma_1 \\ u_2 &= \lambda_{21} u_1 + \sigma_2 \\ u_3 &= \lambda_{31} u_1 + \lambda_{32} u_2 + \sigma_3 \\ &\dots\dots\dots \\ u_n &= \lambda_{n1} u_1 + \lambda_{n2} u_2 + \dots + \lambda_{nn-1} u_{n-1} + \sigma_n \end{aligned}$$

Il reste à écrire que les fonctions  $u$  sont orthogonales

$$\int u_2 u_1 \, dE = \lambda_{21} \int \sigma_1^2 \, dE + \int \sigma_1 \cdot \sigma_2 \, dE = 0$$

d'où :

$$\lambda_{21} = - \frac{\int \sigma_1 \cdot \sigma_2 \, dE}{\int \sigma_1^2 \, dE}$$

$\lambda_{21}$  étant ainsi calculé on connaît la fonction  $u_2$  .

On poursuit donc le calcul des autres coefficients :

$$\begin{aligned} \int u_3 u_2 \, dE &= 0 = \lambda_{32} \int u_2^2 \, dE + \int \sigma_3 u_2 \, dE \\ \int u_3 u_1 \, dE &= 0 = \lambda_{31} \int u_1^2 \, dE + \int \sigma_3 u_1 \, dE \end{aligned}$$

d'où :

$$\lambda_{32} = - \frac{\int \sigma_3 u_2 \, dE}{\int u_2^2 \, dE} \quad \text{et} \quad \lambda_{31} = - \frac{\int \sigma_3 u_1 \, dE}{\int u_1^2 \, dE}$$

de façon très générale, on aura :

$$\lambda_{kj} = - \frac{\int \sigma_k u_j dE}{\int u_j^2 dE} \quad \text{où } j < k$$

b) Connaissant le système orthogonal  $u_1 u_2 \dots u_n$ , on fabrique un système orthonormal en divisant chaque fonction  $u_j$  par la racine carrée de sa norme :

$$\psi_1 = \frac{u_1}{\sqrt{\int u_1^2 dE}}$$

.....

$$\psi_k = \frac{u_k}{\sqrt{\int u_k^2 dE}}$$

Application numérique aux 4 fonctions d'excitation de la figure (2)  
 - In(n,γ) + modérateur - S(n,p) - Al(n,p) - Al(n,α), dans l'intervalle  
 0 - 11 MeV.

La fonction d'excitation de In(n,γ) + modérateur a été assimilée à une droite horizontale d'ordonnée 200 mbarns.

Nous donnons, à titre d'exemple, le calcul des coefficients  $\lambda_{21}$ ,  $\lambda_{32}$  et  $\lambda_{31}$  :

$$\lambda_{21} = - \frac{\int_0^{11} \sigma_1 \sigma_2 dE}{\int \sigma_1^2 dE} = - \frac{\int_0^{11} \sigma_2 dE}{11 \cdot \sigma_1}$$

L'intégration de la courbe  $\sigma_2$  a donné :

$$\int_0^{11} \sigma_2 dE = 2\,560 \text{ MeV} \cdot \text{mbarns}$$

On en tire :

$$\lambda_{21} = - 1,1636$$

La fonction  $u_2$  s'écrit donc :  $u_2 = \lambda_{21} u_1 + \sigma_2 = \sigma_2 - 232,72$

$$\lambda_{32} = - \frac{\int \sigma_3 u_2 dE}{\int u_2^2 dE} = - \frac{\int \sigma_3 (\sigma_2 - 232,72) \cdot dE}{\int (\sigma_2 - 232,72)^2 dE}$$

Le développement de cette expression fait apparaître les nouvelles intégrales

$$\int \sigma_2 \sigma_3 dE, \int \sigma_2^2 dE \text{ et } \int \sigma_3 dE$$

que l'on calcule graphiquement . On trouve :

$$\int_0^{11} \sigma_2 \sigma_3 dE = 143\,500 \text{ (mbarns)}^2 \cdot \text{MeV}$$

$$\int_0^{11} \sigma_2^2 dE = 813\,400 \text{ (mbarns)}^2 \cdot \text{MeV}$$

$$\int_0^{11} \sigma_3 dE = 425 \text{ MeV} \cdot \text{mbarns}$$

d'où l'on tire :

$$\lambda_{32} = - 0,205$$

$$\lambda_{31} = - \frac{\int_0^{11} \sigma_3 u_1 dE}{\int u_1^2 dE} = - \frac{\int_0^{11} \sigma_3 dE}{11 \sigma_1} = - 0,193$$

On calcule ainsi de proche en proche les autres coefficients et on obtient les 4 fonctions orthogonales;

$$u_1 = \sigma_1$$

$$u_2 = - 1,1636 \cdot \sigma_1 + \sigma_2$$

$$u_3 = + 4,6 \cdot 10^{-2} \cdot \sigma_1 - 0,205 \cdot \sigma_2 + \sigma_3$$

$$u_4 = - 0,275 \cdot 10^{-2} \cdot \sigma_1 + 0,070 \cdot \sigma_2 - 0,99 \cdot \sigma_3 + \sigma_4$$

On calcule ensuite les normes de ces 4 fonctions :

$$\int_0^{11} u_1^2 dE = 440\,000 \text{ (millibarn)}^2 \cdot \text{MeV}$$

$$\int_0^{11} u_2^2 dE = 217\,623 \text{ "}$$

$$\int_0^{11} u_3^2 dE = 4\,610 \text{ "}$$

$$\int_0^{11} u_4^2 dE = 3\,708 \text{ "}$$

et on divise chaque fonction u par la racine carrée de sa norme. On obtient ainsi le système des 4 fonctions orthonormales donné au paragraphe 4.3.



## BIBLIOGRAPHIE

- [ 1 ] JOFFRE H.  
Cours de Génie Atomique  
tome I, C VII, p. 2 à 5 - C IX, p. 13
- [ 2 ] CLUCHET J.  
Erreur statistique affectant un comptage  
note C. E. A. n° 312
- [ 3 ] PRICE  
Nuclear Radiation Detection  
Mc Graw-Hill, 1958
- [ 4 ] BARTHOUX A. et IMBERT L.  
Etalonnage d'un compteur cloche  
rapport C. E. A. n° 1929
- [ 5 ] ABIB HUSAIN, PUTMAN J. L.  
The absorption of  $\beta$  particules as a function of atomic number  
Pross. Phys. Soc., G. B. 1957, 448, part. IV, page 305
- [ 6 ] WHITE  
Principles of Radiation Dosimetry  
Ed. John WILEY
- [ 7 ] BEAUGE R.  
Courbes des Sections Efficaces présentées au groupe de Dosimétrie d'Euratom  
(C. E. A., Service d'Etudes de Protection de Piles, n° 148, 1961)
- [ 8 ] N. B. S., Hand book 72
- [ 9 ] HARTMAN  
A method for determing neutron flux spectra from activation measurements  
WADC 57.375
- [ 10 ] LICHNEROWICZ  
Algèbre et analyses linéaires  
Ed. MASSON
- [ 11 ] LAMBERIEUX J.  
Lettre à l'I. N. S. T. N. (non publiée) Archives S. P. R.
- [ 12 ] B. N. L. 325
- [ 13 ] DELATTRE P.  
rapport C. E. A. n° 1979