

ECKERT R.

Rapport CEA n° 1394

Dosimétrie en neutrons rapides dans les réacteurs de recherche.

Sommaire. - On étudie principalement la mesure des flux de neutrons rapides à l'aide de détecteurs à seuil. On montre d'abord que les sections efficaces à utiliser pour les mesures par détecteurs à seuil, dépendent grandement du spectre des neutrons, c'est-à-dire de l'emplacement où s'effectue la mesure. La détermination du spectre est effectuée par le calcul pour plusieurs emplacements des piles EL2 et EL3 ; on en déduit les sections efficaces à utiliser pour les mesures effectuées à ces emplacements.

Dans la dernière partie du rapport, on indique quelles méthodes sont possibles pour la détermination expérimentale du spectre.

1959

26 pages

ECKERT R.

Report CEA n° 1394

Fast neutron dosimetry in research reactors.

Summary. - This work chiefly concerns the measurement of fast neutron fluxes by means of threshold detectors. It is shown first that the cross sections to use for measurements by threshold detectors depend largely on the neutron spectrum, that is the position in which the measurement is performed. The spectrum is determined by calculation for several positions in the piles EL2 and EL3 ; from this can be deduced the cross-sections to be used for the measurements carried out in these positions.

In the last part of the report, possible methods for the experimental determination of the spectrum are indicated.

1959

**PREMIER MINISTRE
COMMISSARIAT A
L'ÉNERGIE ATOMIQUE**

**DOSIMETRIE EN NEUTRONS RAPIDES
DANS LES REACTEURS DE RECHERCHE**

par

R. ECKERT

Rapport CEA N° 1394

**CENTRE D'ÉTUDES
NUCLÉAIRES DE SACLAY
SERVICE DE DOCUMENTATION
Boîte postale n° 2 - Gif-sur-Yvette (S.-et-O.)**

- Rapport C.E.A. n° 1394 -

**Département des Etudes de Piles
Service des Grandes Piles Expérimentales**

**DOSIMETRIE EN NEUTRONS RAPIDES
DANS LES REACTEURS DE RECHERCHE**

par

R. ECKERT

**Colloque organisé par le Centre d'Etudes Nucléaires de Belgique
sur les réacteurs à haut flux pour essais des matériaux
(21-25 septembre 1959)**

DOSIMETRIE EN NEUTRONS RAPIDES DANS LES
REACTEURS DE RECHERCHES

I - INTRODUCTION -

Le programme expérimental des réacteurs de recherches comporte toujours de très nombreuses irradiations en neutrons rapides.

Ces irradiations sont effectuées dans le cadre d'études variées, mais la plupart d'entr'elles peuvent entrer dans l'une des trois catégories suivantes :

- Etude de l'évolution des propriétés de matériaux modérateurs (effet wigner sur le graphite, tenue de la glucine, etc...).
- Etude de l'évolution des propriétés mécaniques des matériaux de structure.
- Etude des décompositions radiochimiques.

Les zones dans lesquelles se font les irradiations sont de deux types :

- Convertisseurs placés dans le modérateur ou le milieu multiplicateur d'une pile.
- Tubes d'irradiations placés dans le milieu multiplicateur.

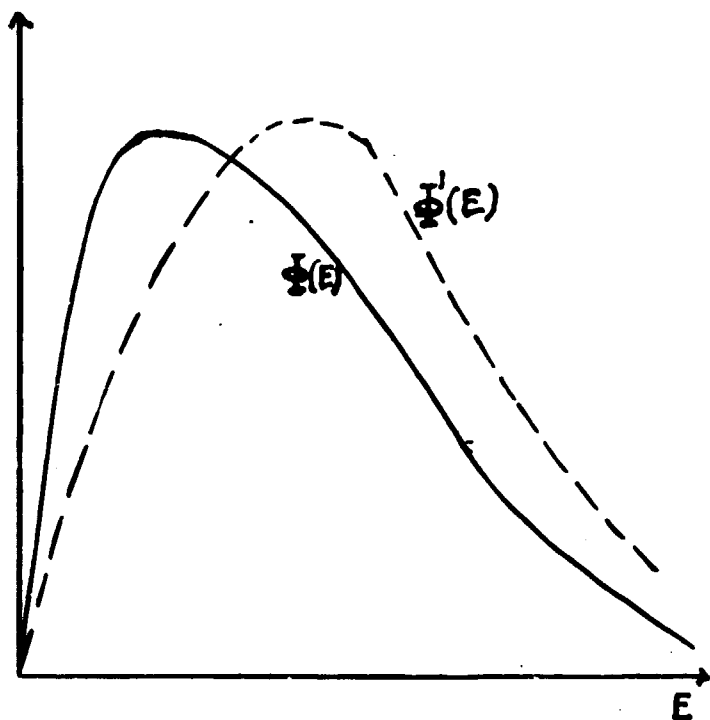
Quelle que soit la zone d'irradiation choisie il faudra, dans tous les cas, pour relier l'effet observé à la cause qui l'a produit connaître l'intensité et le spectre de neutrons rapides à cet endroit.

Le but de ce rapport est de montrer les résultats obtenus au Service des Grandes Piles de Saclay, en ce qui concerne la dosimétrie des neutrons rapides.

Nous montrerons également comment il nous semble possible d'améliorer les méthodes actuelles en déterminant expérimentalement la forme du spectre des neutrons.

Dans tout ce qui suit, nous considérerons uniquement le cas des détecteurs à seuil.

Le principe de la méthode de mesure avec de tels détecteurs est bien connu ; nous le rappellerons cependant afin de montrer à quelles difficultés se heurte son application pratique.



Au moment de leur émission consécutive à la fission des atomes d'Uranium, les neutrons ont un spectre énergétique bien déterminé :

$$\Phi(E) = A e^{-E} \operatorname{sh} \sqrt{2E}$$

Ce spectre est représenté sur la courbe en trait plein ci-contre. Mais avant de parvenir dans la zone où ils sont utilisés pour l'irradiation d'échantillons, ces neutrons peuvent subir des chocs sur les matériaux qui séparent le point où ils sont nés et la zone d'irradiation

(Uranium, matériaux de structure, modérateur éventuellement). Le spectre réel dans la zone d'irradiation sera donc en général différent du spectre vierge de fission ; il aura, par exemple, la forme représentée sur la courbe pointillée ci-contre que nous repérerons par $\Phi'(E)$. Si E_s est le seuil du détecteur utilisé, on sait que l'activité qu'il prendra peut s'écrire :

$$A = K \int_{E_s}^{\infty} \Sigma(E) \Phi'(E) dE$$

K étant un coefficient de proportionnalité qui dépend des caractéristiques du détecteur.

Le flux que l'on désire connaître est :

$$\Phi_{\text{total}} = \int_0^{\infty} \Phi'(E) dE$$

et le flux qui agit sur le détecteur est :

$$\Phi_2 = \int_{E_s}^{\infty} \Phi'(E) dE$$

Il est donc nécessaire de connaître la forme de $\Phi'(E)$ entre 0 et l'infini pour définir le rapport :

$$R = \frac{\Phi_{\text{total}}}{\Phi_2}$$

La détermination de Φ_2 sera faite à partir de la mesure de l'activité A et de la section efficace moyenne $\bar{\Sigma}$ définie par :

$$A = K \bar{\Sigma} \Phi_2 = K \int_{E_s}^{\infty} \Sigma(E) \Phi'(E) dE$$

c'est à dire

$$\bar{\Sigma} = \frac{\int_{E_s}^{\infty} \Sigma(E) \Phi'(E) dE}{\int_{E_s}^{\infty} \Phi'(E) dE}$$

.../...

Le calcul de $\bar{\Sigma}$ nécessite donc la connaissance du spectre $\Phi'(E)$.

En définitive, la détermination du flux total de neutrons rapides comprendra les opérations suivantes :

- Détermination du spectre entre $E = 0$ et $E = \infty$
- Calcul de $\bar{\Sigma}$
- Mesure de l'activité A du détecteur et détermination de Φ_2 par la relation :

$$\Phi_2 = \frac{A}{K \bar{\Sigma}}$$

- Calcul du rapport $R = \frac{\Phi_{\text{total}}}{\Phi_2}$ à partir de la connaissance du spectre $\Phi'(E)$
- Calcul du flux total : $\Phi_{\text{total}} = R \Phi_2$

On voit donc qu'il est illusoire de vouloir déterminer un flux de neutrons rapides à l'aide de détecteurs à seuil sans une connaissance préalable du spectre énergétique de ces neutrons.

Dans la première partie de l'exposé qui va suivre nous montrerons comment il est possible de déterminer par le calcul le spectre des neutrons d'abord, puis la section efficace moyenne $\bar{\Sigma}$. Nous examinerons ensuite les résultats expérimentaux obtenus à partir de cette méthode.

.../...

Dans la seconde partie, nous montrerons comment il est possible de déterminer expérimentalement le spectre des neutrons à l'aide de détecteurs à seuil et de détecteurs résonnants.

Le plan de notre exposé sera donc le suivant :

II - METHODE DE DOSIMETRIE PAR DETECTEURS A SEUIL A PARTIR D'UN SPECTRE CALCULE -

II - a - Calcul du spectre -

II - b - Sections efficaces à utiliser pour la dosimétrie utilisant les détecteurs à seuil -

II - c - Résultats -

III - DETERMINATION EXPERIMENTALE DU SPECTRE DES NEUTRONS -

III - a - Répartition spectrale des neutrons après un choc sur un modérateur d'eau lourde ou d'eau légère -

III - b - Détermination du spectre à l'aide de détecteurs à seuil et de détecteurs résonnants -

Remarque -

Le résultat du calcul tel qu'il a été exposé ci-dessus peut aussi s'écrire :

$$\Phi_{\text{total}} = R \Phi_2 = \frac{\int_{E_3}^{\infty} \Phi'(E) dE}{\int_{E_3}^{\infty} \Phi(E) dE} \cdot \frac{A}{K} \cdot \frac{\int_{E_3}^{\infty} \Phi'(E) dE}{\int_{E_3}^{\infty} \Sigma(E) \Phi'(E) dE}$$

$$\Phi_{\text{total}} = \frac{A}{K \bar{\Sigma}'}$$

avec

$$\bar{\Sigma}' = \frac{\bar{\Sigma}}{R} = \frac{\int_0^{\infty} \Sigma(E) \Phi'(E) dE}{\int_0^{\infty} \Phi'(E) dE}$$

en remarquant que

$$\int_{E_s}^{\infty} \Sigma(E) \Phi'(E) dE = \int_0^{\infty} \Sigma(E) \Phi'(E) dE$$

puisque $\Sigma(E) = 0$ pour $E < E_s$

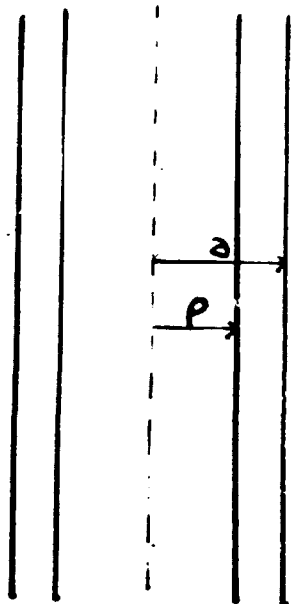
Dans la littérature relative à la dosimétrie à l'aide de détecteurs à seuil, c'est $\bar{\Sigma}'$ que l'on rencontre le plus souvent - dans ce qui suit nous utiliserons donc $\bar{\Sigma}'$ afin de pouvoir comparer nos valeurs calculées avec celles qui ont été jusqu'ici publiées.

.../...

II - METHODE DE DOSIMETRIE PAR DETECTEURS A SEUIL
A PARTIR D'UN SPECTRE CALCULE - [1]*

II - a - CALCUL DU SPECTRE VIERGE DE NEUTRONS 1

1°/ Flux de neutrons rapides dans un convertisseur -



int. = intérieur
 Considérons un convertisseur de rayon int. p , de rayon extérieur a et calculons le flux sur l'axe du convertisseur. Nous supposons le convertisseur en milieu infini. Le flux de neutrons rapides nous est donné par l'expression :

$$\Phi(E) dE = S_0 \frac{P_f(E)}{1 - \tau_f(E) P_f(E)} N(E) dE \quad (1)$$

$N(E) - dE$ étant le nombre de neutrons de fission émis par unité de temps dans la bande $E, E + dE$

S_0 - le nombre de ces neutrons prenant naissance par cm^3 dans l'Uranium

$$P_f(E) = \frac{1 - k(a-p)\Sigma_t(E)}{\Sigma_t(E)} = \frac{1 - \int_0^{\pi/2} e^{-\frac{a-p}{\cos\theta} \Sigma_t(E)} \cos\theta d\theta}{\Sigma_t(E)}$$

étant la probabilité pour un neutron d'énergie E de traverser la sphère de section droite unité placée sur l'axe du convertisseur. [2]

* - les numéros entre crochets renvoient à la bibliographie.

$$P_f \left[\frac{\rho^2}{a} \Sigma_f(E) \right] = P_f(E)$$

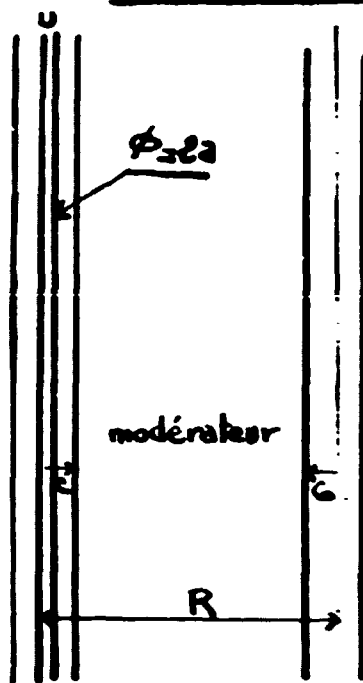
la probabilité de choc pour un neutron d'énergie E dans le convertisseur [3]

$$Z_f(E) = \frac{\nu \Sigma_f(E) + \Sigma_s(E)}{\Sigma_t(E)}$$

$\Sigma_f, \Sigma_s, \Sigma_t$ étant les sections efficaces macroscopiques de fission, de diffusion et totale.

Le calcul de l'expression $\frac{P_f(E)}{1 - Z_f(E) P_f(E)}$ montre qu'elle varie très peu en fonction de l'énergie pour les épaisseurs d'Uranium habituellement utilisées dans les convertisseurs. Par conséquent nous pouvons admettre que dans un convertisseur le spectre des neutrons suit la répartition $N(E)$ des neutrons de fission.

2°/ Calcul du flux de neutrons rapides dans un tube d'irradiation -



Considérons une barre d'Uranium de rayon a placée dans un tube de rayon c et calculons le flux de neutrons vierses sur l'axe du tube de rayon c_0 . Nous supposons ces tubes infiniment longs sans gradient de flux longitudinal. Soit R la distance entre axes des deux tubes et πf la probabilité pour un neutron de fission de sortir de la barre

d'Uranium. πf est pratiquement indépendant de l'énergie des neutrons comme l'a montré le paragraphe précédent. Le nombre de neutrons sortant d'une tranche de hauteur unité aura pour expression :

$$S_f = \pi_f \nu \Sigma_f \bar{\Phi}_{th} \pi a^2$$

$\bar{\Phi}_{th}$ étant le flux thermique moyen dans cette tranche.

Nous aurons alors sur l'axe du tube d'irradiation :

$$\textcircled{2} \quad \Phi(E) dE = \frac{S_f}{2\pi R} \left\{ \frac{\pi}{2} - K_{j_0} [(R-c-c_0)\Sigma_m(E)] \right\} N(E) dE$$

$$\text{avec} \quad K_{j_0}(x) = \int_0^x K_0(t) dt = \frac{\pi}{2} - \int_0^{\frac{\pi}{2}} e^{-x \cos \theta} d\theta$$

$\Sigma_m(E)$ étant la section efficace de choc du modérateur pour des neutrons d'énergie E.

Les courbes 1, 2, 3, 4, 5 donnent respectivement les répartitions spectrales :

.../...

- 1 - du spectre de fission d'après watt [4]

$$N(E) = A e^{-E / h \sqrt{E}}$$

- 2 - du spectre de fission d'après R.B SEACHMAN [5]

$$N(E) = B \sqrt{E} e^{-\frac{E}{1,29}}$$

- 3 - du spectre dans un convertisseur

- 4 - du spectre dans le canal central de la pile
EL 3

- 5 - du spectre dans le canal central de la pile
EL 2.

Toutes ces courbes ont été normalisées au même maximum afin de mettre en évidence le déplacement de ce maximum suivant l'axe des énergies.

II - b - SECTIONS EFFICACES A UTILISER POUR LA DOSIMETRIE UTILISANT LES DETECTEURS A SEUIL

L'activité du détecteur est exprimée par :

$$A = V \bar{\Sigma}' \Phi (1 - e^{-\lambda t})$$

.../...

- A = activité
 V = volume du détecteur
 λ = constante de décroissance radioactive du corps formé
 t = temps d'irradiation
 $\bar{\Sigma}'$ = section d'activation du corps utilisé
 Φ_{total} flux de neutrons rapides

Nous avons vu dans l'introduction que $\bar{\Sigma}'$ était défini par l'expression :

$$\bar{\Sigma}' = \frac{\int_0^{\infty} \Sigma(E) \Phi'(E) dE}{\int_0^{\infty} \Phi'(E) dE}$$

Dans le paragraphe II - c -, les sections efficaces ont été calculées avec cette formule. La répartition spectrale de $\Phi'(E)$ utilisée a été déterminée dans chaque cas par la méthode exposée au paragraphe II - a -.

II - c - RESULTATS -

Nous avons appliqué les méthodes exposées ci-dessus aux trois zones d'irradiation suivantes :

- Canal central de EL 3
- Canal central de EL 2
- Convertisseur vertical de EL 2 (situé à la périphérie du réseau).

Les deux premiers cas correspondent à des tubes d'irradiation situés entre les éléments combustibles ; le spectre du flux de neutrons rapides y est donc exprimé par les formules données au paragraphe II - a - 2 -.

Le troisième cas correspond à un convertisseur classique, le spectre des neutrons est donc un spectre pur de fission (II - a - 1).

Pour la mesure des flux de neutrons rapides, nous avons utilisé la réaction $S^{32} (n, p) P^{32}$ à laquelle nous avons attribué dans chaque cas, la section efficace calculée $\bar{\Sigma}'$.

Dans le tableau ci-dessous on trouvera les valeurs de $\bar{\sigma}'$ ($\bar{\Sigma}' = N \bar{\sigma}'$) ainsi que les Φ calculé et Φ mesuré.

Φ mesuré est déterminé à partir de la méthode exposée dans l'introduction ; on se souvient que dans cette méthode intervient la mesure de l'activité du soufre, et le calcul de la répartition spectrale du flux.

Φ calculé est déterminé également à partir du calcul de la répartition spectrale du flux, mais ici la mesure de l'activité du soufre est remplacée par le calcul de la valeur absolue du flux de neutrons rapides à partir de l'intensité des sources de fission dans l'Uranium, c'est-à-dire finalement à partir de la valeur moyenne du flux de neutrons thermiques dans cet Uranium.

	Convertisseur EL 2	Canal Central EL 2	Canal Central EL 3
$\bar{\sigma}'$, soufre	60 mb	124 mb	101 mb
Φ calculé $n/cm^2/sec$	$1,1 \cdot 10^{12}$	$2,4 \cdot 10^{10}$	$1,6 \cdot 10^{12}$
Φ mesuré $n/cm^2/sec$	$1,2 \cdot 10^{12}$?	$1,6 \cdot 10^{12}$

Les résultats expérimentaux que nous avons obtenu jusqu'à présent sont en excellent accord avec les mesures. Toutefois avec un détecteur dont l'énergie de seuil aurait été inférieure à l'énergie de seuil du soufre les résultats auraient été moins bons car une partie du spectre en ralentissement aurait participé à la réaction d'activation. C'est pourquoi nous essayons de mettre au point une méthode permettant de déterminer expérimentalement le spectre de neutrons rapides (voir § III).

Remarque :

Il est bon de souligner que la valeur $\bar{\sigma}' = 60$ mb qui est à utiliser dans le cas d'une mesure à l'intérieur d'un convertisseur correspond parfaitement à la valeur 60,3 mb déterminée expérimentalement par R. RICHMOND (Nucleonics - vol. 17 N° 1 January 1959). Ceci constitue une bonne vérification de notre méthode de calcul puisque la mesure de R. RICHMOND était effectuée à l'intérieur d'un convertisseur, donc avec un flux de neutrons dont le spectre est celui des neutrons de fission comme nous l'avons vu au paragraphe II - a - 1.

Nous ne pouvons comparer à nos calculs, les deux autres sections efficaces expérimentales données pour la réaction $S^{32}(n,p)P^{32}$ dans le même tableau de Nucleonics, car les méthodes de mesures employées n'y sont pas précisées. Il est probable toutefois que les auteurs de ces mesures ont opéré sur un spectre assez différent de spectre de fission, étant donné les valeurs qu'ils indiquent :

$$\bar{\sigma} = 154 \text{ mb (Réf. 16 du Nucleonics)}$$

$$\bar{\sigma} = 21 \text{ mb (Réf. 7 du Nucleonics).}$$

Quant à la valeur donnée par D.J. HUGHES (30 mb) il nous semble que son écart avec la valeur 60 mb provient du fait que la valeur de la section efficace pour le seuil effectif (3,5 Mev) a été prise égale à 65 mb alors que d'après le BNL 325 elle se situerait aux alentours de 150 mb. Le calcul de D.J. HUGHES effectué à partir de cette valeur de 150 mb donnerait $\bar{\sigma} = 75 \text{ mb}$, ce qui nous ramène plus près de la valeur que nous considérons actuellement comme la plus précise lorsqu'on opère sur un spectre de fission. Il est probable d'ailleurs que dans le calcul de D.J. HUGHES, qui a été fait avant 1953, la valeur du seuil effectif a été prise trop élevée ; à cette époque la valeur de ce seuil était déterminée à partir du calcul du facteur de pénétrabilité alors qu'aujourd'hui, la courbe expérimentale du BNL 325 (2ème édition - Juillet 1958) pour la section efficace du soufre (réaction n,p) en fonction de l'énergie permet de se libérer du calcul purement théorique du facteur de pénétrabilité.

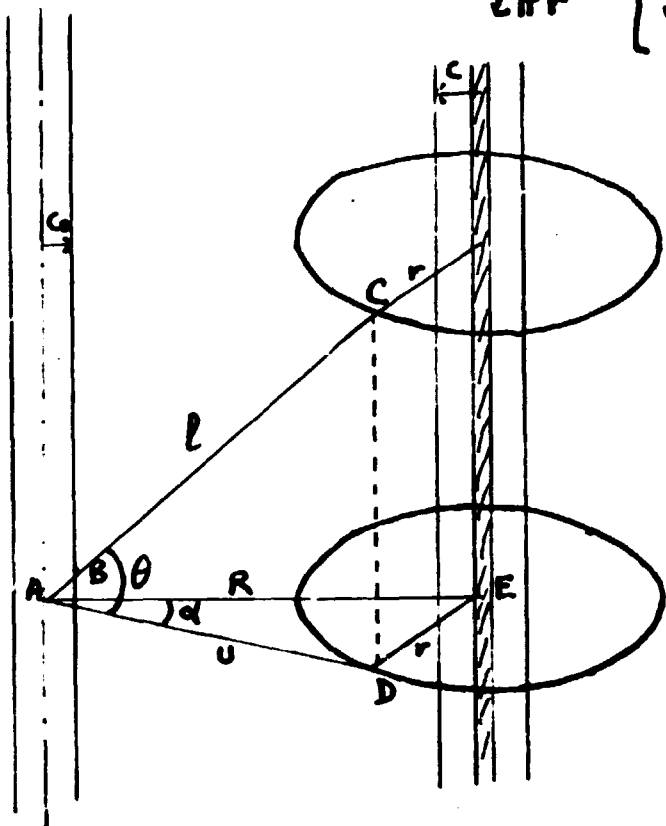
../...

III - DETERMINATION EXPERIMENTALE DU SPECTRE DES NEUTRONS -

III - a - REPARTITION SPECTRALE DES NEUTRONS APRES UN CHOC SUR UN NOYAU DU MODERATEUR -

Nous avons vu au § II - a - 2 - que le flux de neutrons vierges issu d'éléments combustibles pouvait se mettre sous la forme :

$$\Phi(E)dE = \frac{Sf}{2\pi r} \left\{ \frac{\pi}{2} - K_{j_0}[(u-c)\Sigma_m] \right\} N(E)dE$$



Le nombre de neutrons vierges issus de l'élément combustible qui subiront un choc dans l'élément de volume dV autour du point C et qui après ce choc arriveront au point A est égal à :

$$\Sigma_m(E) \Phi(E) dE \frac{e^{-\Delta l \Sigma_m(E)}}{4\pi l^2} dV$$

avec $\Delta l = BC = \frac{u-c_0}{\cos \theta}$ $l = AC = \frac{u}{\cos \theta}$

$$dV = u du d\theta dz \quad dz = \frac{l d\theta}{\cos \theta}$$

Et en intégrant sur tout le volume, le flux de neutrons d'énergie E dans l'intervalle dE au point A après un choc sur le modérateur sera égal à :

$$\textcircled{4} F(E)dE = \frac{\int f dE}{2(4\pi) \pi^2} \int_E^{\frac{E}{\alpha}} \frac{\Sigma_m(E') N(E') dE'}{E'} \int_{\theta=0}^{\theta=\pi} \int_{u=c_0}^{\infty} \frac{\frac{\pi}{2} - K_{j_0}(r \Sigma_m)}{r} \left[\frac{\pi}{2} - K_{j_0}(u-c_0) \Sigma_m \right] du d\theta$$

.../...

avec $\alpha = \frac{(A-1)^2}{(A+1)^2}$ et $r^2 = u^2 + R^2 - 2uR \cos \alpha$

Pour simplifier le calcul nous avons pris $C = 0$, nous le ferons également dans l'expression (2) obtenue au § II - a - 2.

Nous comparerons à présent les expressions (2) et (4) ; pour cela nous étudions le rapport

$\frac{F(E)dE}{\Phi(E)dE} = \frac{F(E)}{\Phi(E)}$ représentant le rapport des flux de neutrons arrivant au point A après un choc et sans choc sur le modérateur

$$\frac{F(E)}{\Phi(E)} = \frac{\frac{S_f}{2(1-\alpha)\pi^2} \int_0^{\frac{E}{\alpha}} \frac{\Sigma_m(E') N(E') dE'}{E'} \int_{0/c_0}^{\pi/\infty} \frac{\frac{\pi}{2} - K_{j_0}(r \Sigma_m)}{r} \left[\frac{\pi}{2} - K_{j_0}(u-c_0) \Sigma_m \right] du d\alpha}{\frac{S_f}{2\pi R} \left[\frac{\pi}{2} - K_{j_0}(R-c_0) \Sigma_m \right] N(E) dE}$$

Nous constatons qu'à partir d'une certaine valeur voisine de 3 Mev ce rapport devient faible et que par conséquent les flux de neutrons d'énergie supérieure à cette valeur sont dus essentiellement à des neutrons n'ayant subi aucun choc.

Le spectre de neutrons d'énergie supérieure à environ 3 Mev est donc un spectre vierge et sa forme nous est donnée par l'expression (2) du § II - a - 2.

III - b - DETERMINATION DU SPECTRE A L'AIDE DE
DETECTEURS A SEUIL ET DE DETECTEURS
RESONNANTS -

Compte tenu de la remarque précédente, nous pouvons essayer maintenant de déterminer le spectre de neutrons au dessus du domaine thermique.

1°/ Domaine épithermique (0,4 ev à 1 Mev) -

Dans ce domaine nous supposons avoir un flux en ralentissement suivant une loi en $\frac{1}{E}$. Cette hypothèse peut d'ailleurs être vérifiée en mesurant chaque fois l'activité de plusieurs détecteurs résonnants irradiés nus et sous cadmium. Si nous appelons A_{nu} l'activité du détecteur nu, A_{cd} l'activité du détecteur sous cadmium irradié dans les mêmes conditions, la constance du rapport :

$$\frac{q}{\sum_s} = \frac{\overline{\sigma_{kr}}}{\left(\frac{A_{nu}}{A_{cd}} - 1\right) \int_{0,3}^{\infty} \sigma(E) \frac{dE}{E}}$$

pour des détecteurs d'or, d'In et de Mn nous prouvera que nous avons bien un flux en ralentissement :

$$\Phi(E) dE = \frac{q}{\sum_s} \Phi_{kr} \frac{dE}{E}$$

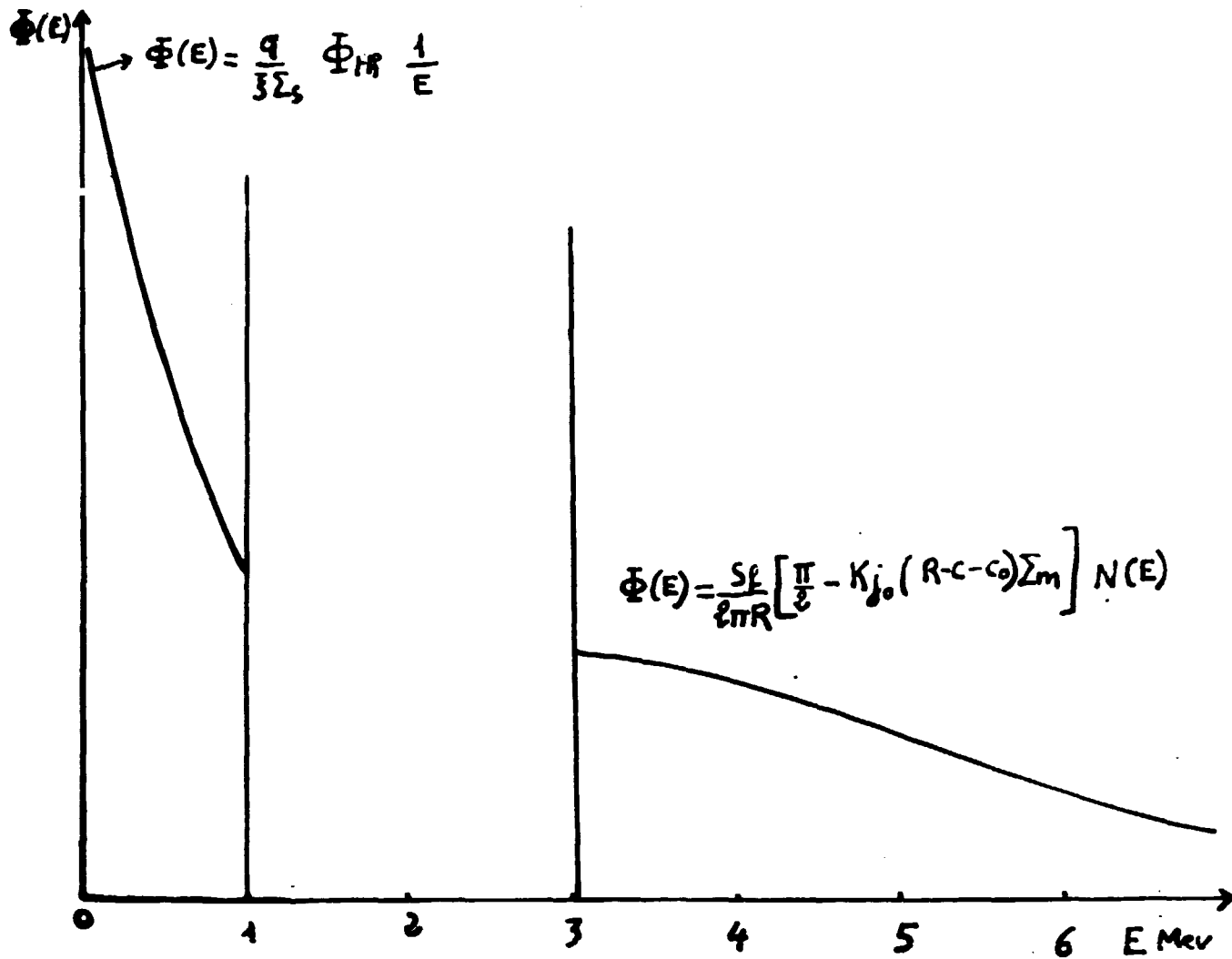
ou $\overline{\sigma_{kr}}$ est la section efficace d'activation pour des neutrons thermiques d'un détecteur donné,

et $\int_{0,3}^{\infty} \sigma(E) \frac{dE}{E}$

son intégral de résonance.

2°/ Domaine rapide ≥ 1 Mev -

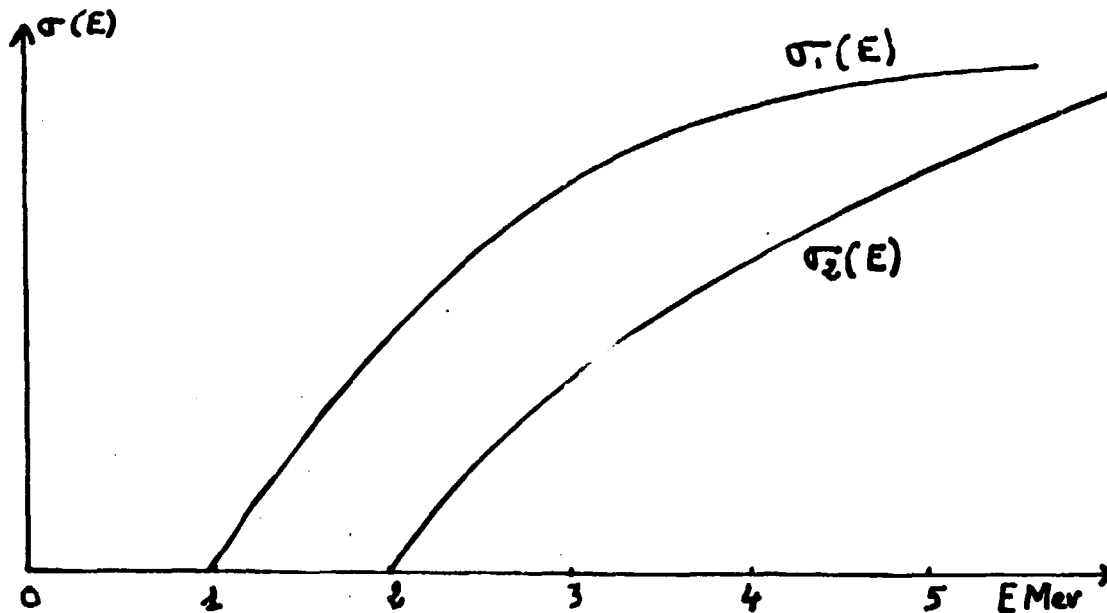
Nous disposons pour déterminer le spectre dans le domaine rapide de deux données ; le spectre jusqu'à 1 Mev et le spectre calculé par la formule ② qui est correcte au dessus de 2 à 3 Mev.



.../...

A partir de ces deux courbes nous pouvons essayer de déterminer le spectre par la méthode ci-dessous :

- Au dessus de 3 Mev nous admettons que le spectre est connu (formule (2)).
- Au dessus de 1 Mev nous opérons alors de la manière suivante :



Soient deux détecteurs ayant respectivement des seuils à 1 Mev et 2 Mev et dont les sections efficaces en fonction de l'énergie sont bien connues $\sigma_1(E)$ et $\sigma_2(E)$.

Les activités de ces détecteurs après irradiations dans les mêmes conditions s'écriront

$$A_2 = N_2 V_2 (1 - e^{-\lambda_2 t}) \int_0^{\infty} \sigma_2(E) \Phi(E) dE$$

$$A_1 = N_1 V_1 (1 - e^{-\lambda_1 t}) \int_0^{\infty} \sigma_1(E) \Phi(E) dE$$

N_2 et N_1 dont le nombre de noyaux par cm^3 des détecteurs utilisés λ_2 et λ_1 étant les constantes de décroissance radioactives des corps formés.

Que nous écriront sous la forme suivante :

$$A_2 = B \int_2^3 \sigma_2(E) \Phi(E) dE + B \int_3^\infty \sigma_2(E) \Phi(E) dE$$

$$A_1 = C \int_1^2 \sigma_1(E) \Phi(E) dE + C \int_2^3 \sigma_1(E) \Phi(E) dE + C \int_3^\infty \sigma_1(E) \Phi(E) dE$$

Les intégrales $\int_3^\infty \sigma_2(E) \Phi(E) dE$ et $\int_3^\infty \sigma_1(E) \Phi(E) dE$

sont bien connues et par suite les activités peuvent se mettre sous la forme

$$A_2 = B \int_2^3 \sigma_2(E) \Phi(E) dE + K_2$$

$$A_1 = C \int_1^2 \sigma_1(E) \Phi(E) dE + C \int_2^3 \sigma_1(E) \Phi(E) dE + K_1$$

Nous supposons que dans chacun de ces intervalles d'énergie (1-2 Mev et 2-3 Mev) le flux $\Phi(E)$ est constant et a pour valeur Φ_{12} et Φ_{23} respectivement.

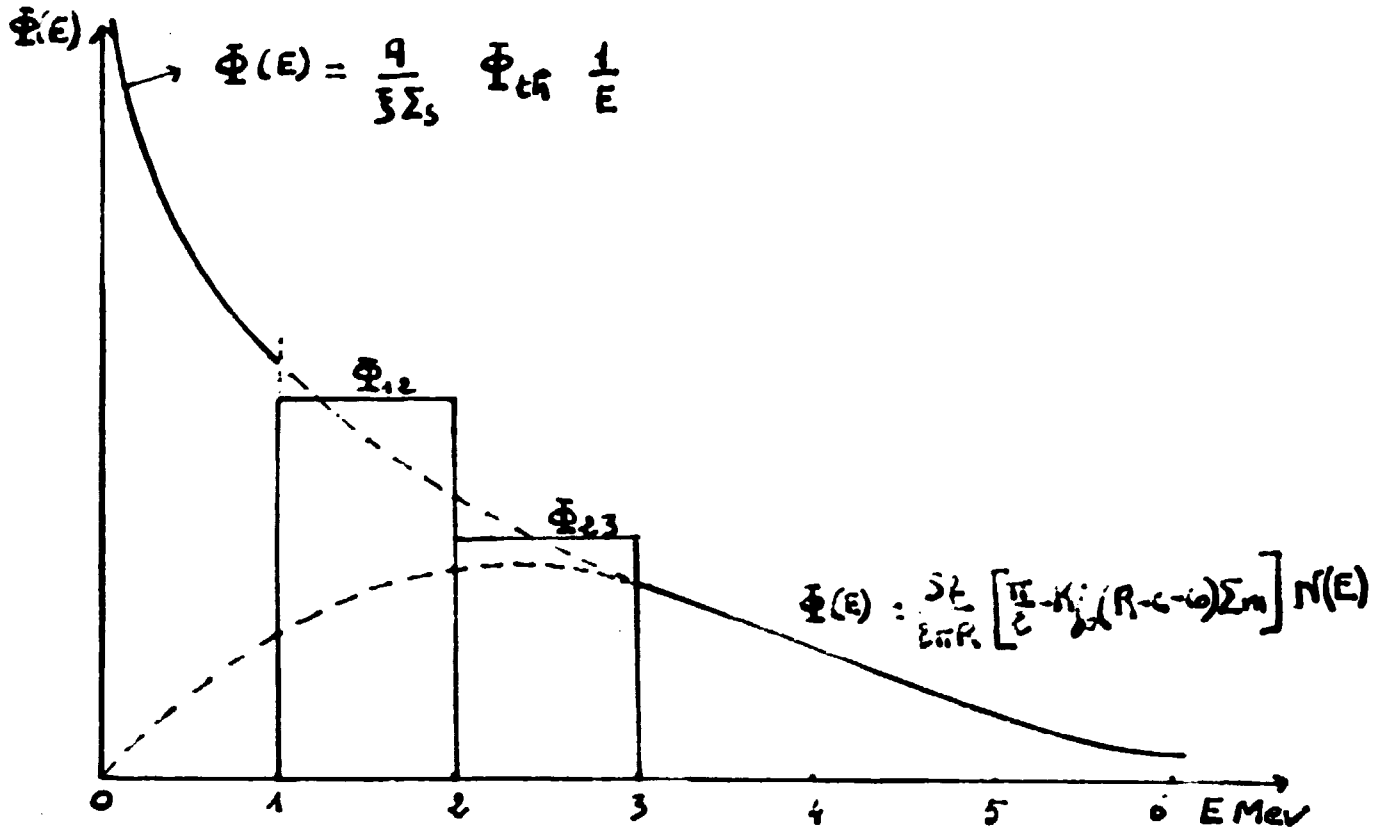
Nous aurons alors :

$$\Phi_{23} = \frac{A_2 - K_2}{B \int_2^3 \sigma_2(E) dE}$$

$$\text{Et } \Phi_{12} = \frac{A_1 - K_1 - C \Phi_{23} \int_2^3 \sigma_1(E) dE}{C \int_1^2 \sigma_1(E) dE}$$

.../...

Les valeurs Φ_{12} et Φ_{23} obtenues expérimentalement seront portées dans leurs intervalles respectifs ; par les 2 segments obtenus on fera passer le raccordement entre le spectre en $1/E$ et la queue du spectre des neutrons n'ayant pas subi de choc.



Dans la courbe donnée ci-contre, la forme du raccordement est tout à fait arbitraire.

En pratique, cette zone aura sans doute une pente moyenne nettement plus faible que celle qui correspondrait au raccordement direct tracé sur le schéma. Ceci justifie l'hypothèse faite sur la constance du flux dans les intervalles 1-2 Mev. 2-3 Mev.

.../...

Nous pourrions d'ailleurs vérifier que cette courbe se rapproche de la réalité en calculant les expressions

$$\int_2^3 \sigma_2(E) \Phi(E) dE = \frac{A_2 - K_2}{B}$$

$$\int_1^3 \sigma_1(E) \Phi(E) dE = \frac{A_1 - K_1}{C}$$

$\Phi(E)$ correspondant au raccordement tracé.

La méthode préconisée sera d'autant plus précise qu'il sera possible de disposer d'un plus grand nombre de détecteurs dont les seuils respectifs soient convenablement répartis dans la zone du raccordement et dont les sections efficaces en fonction de l'énergie soient bien connues.

C'est dans cette optique que nous envisageons d'utiliser dans un proche avenir :

a) Des chambres à fission miniatures utilisant les combustibles suivants :

U_{238} - seuil à 0,9 Mev environ

Th_{232} - seuil à 1,3 Mev environ

Np_{237} - seuil à 0,1 Mev environ

Pour tous ces corps les sections efficaces en fonction de l'énergie sont bien connues.

.../...

b) Détecteurs à seuil ponctuels :

Jusqu'à présent les détecteurs à seuil suivants ont été utilisés :

$^{27}_{13}\text{Al}$ (n α) ^{24}Na seuil à 6 Mev environ

$^{31}_{15}\text{P}$ (n p) ^{31}Si seuil à 1 Mev environ

$^{32}_{16}\text{S}$ (n p) ^{32}P seuil à 1,8 Mev environ

Pour ces détecteurs les sections efficaces en fonction de l'énergie sont également bien connues (BNL 325 - 2ème édition 1958). D'autres détecteurs pourraient être utilisés pour couvrir tout le domaine (0,1 Mev à 10 Mev par exemple). La technique de comptage (compteur 4 π) et la fabrication des trois détecteurs ponctuels (dépôt sous vide ou peinture) sont décrites dans un rapport du Groupe de Dénarrage de Mélusine par P. LEGER et B. SAUTIEZ.

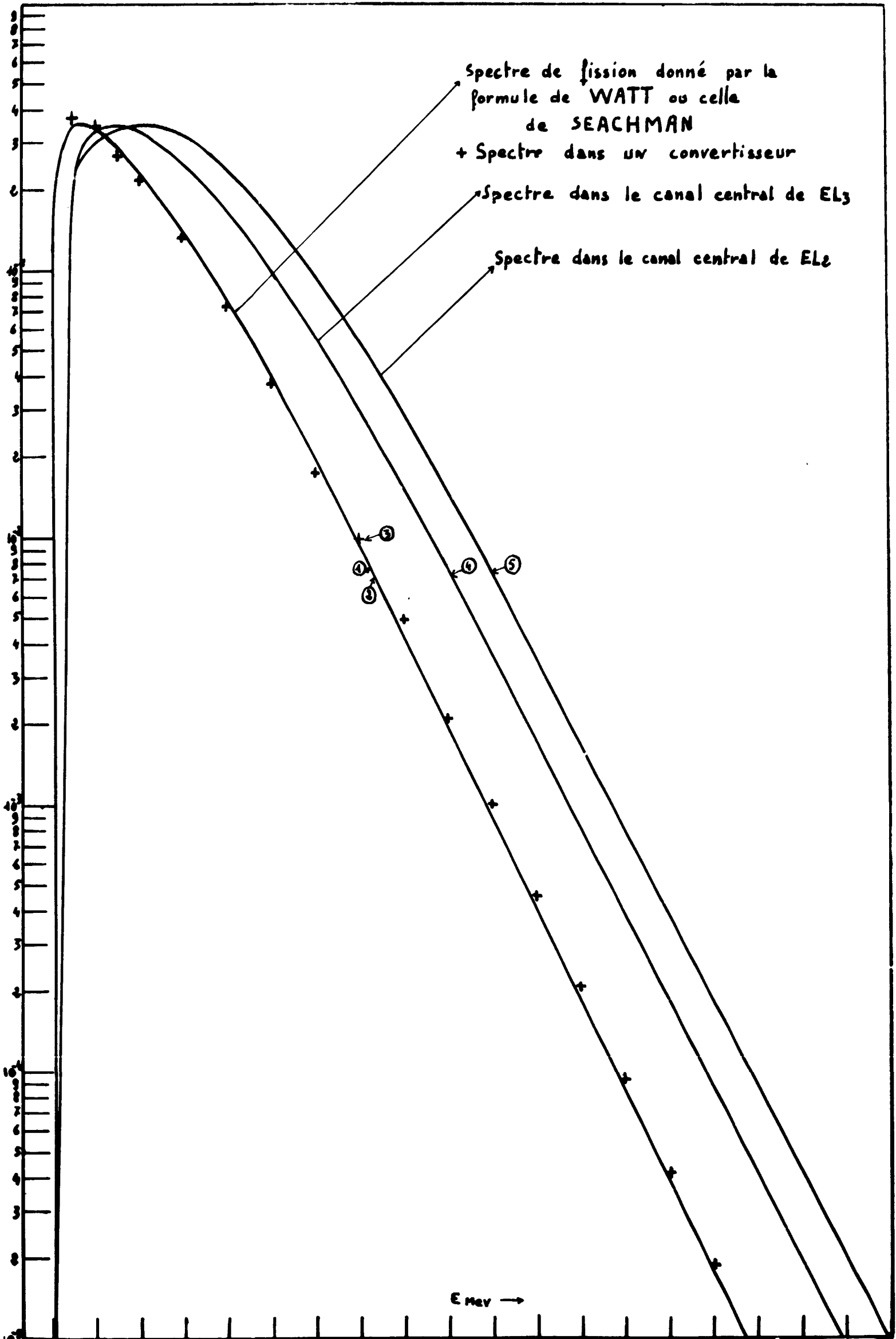
IV - CONCLUSION -

La méthode proposée dans ce rapport pour la dosimétrie des neutrons rapides n'est sans doute pas parfaite, mais nous pensons qu'elle apporte une amélioration par rapport à la méthode jusqu'ici utilisée, méthode qui consistait à admettre une section efficace constante quelle que soit l'emplacement du domaine où s'effectuait la mesure. Une nouvelle amélioration sera apportée le jour où il sera possible de déterminer expérimentalement le spectre des neutrons par une méthode plus fine que celle qui consiste à utiliser plusieurs détecteurs à seuil.

Je remercie MM. DELATTRE et HYVER pour les très profitables remarques et suggestions qu'ils m'ont faites au cours des nombreuses discussions que nous avons eues ensemble sur ces problèmes de dosimétrie en neutrons rapides.

- B L I B L I O G R A P H I E -

- [1] - Colloque de Noordwijk - "Production de neutrons rapides à l'aide de convertisseurs" - V. RAIEVSKI -
- [2] - Les valeurs de la fonction $k(x)$ ont été tabulées par MERCIER - AMSTERDAM -
- [3] - Case K.M, HOFFMANN F., PLACZEK G. - "Introduction to the theory of neutron diffusion" - Vol. I Los Alamos -
- [4] - Watt - Phy Review 87,1037 (1952) -
- [5] - Conférence de Genève 1955 - Vol. 2 - rapport P/592 - EU-RB SEACHEMAN -
- [6] - Table de sections efficaces pour détecteurs à seuil (Nucleonics Vol. 17 n°1 - January 1959) -



FIN