Zeitschrift: Bulletin technique de la Suisse romande

Band: 90 (1964)

Heft: 19: Association amicale des anciens élèves de l'École polytechnique de l'Université de Lausanne, Congrès mondial, Lausanne, 18-22 septembre 1964

Artikel: La détermination des paramètres du ralentissement et de la diffusion des neutrons dans un modérateur au moyen d'une source pulsante

Autor: Rutgers, E.

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-67002

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 09.12.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, https://www.e-periodica.ch

Les valeurs de e_{2i} et e'_{2i} sont entièrement déterminées par l'approximation correspondante de $\varnothing^j_{10}$.

En effet, la connaissance du flux rapide permet de calculer le taux d'absorption des neutrons thermiques. En vertu des définitions (1) on peut écrire :

$$\mathfrak{A}^j_i = \frac{S^j_{fi} + \beta'_1 \psi_i \varnothing^j_{1i}}{\eta_2}. \tag{10}$$

D'autre part, A_{1i} et C_{1i} déterminent également les dérivées du flux rapide. On peut donc calculer les coefficients A_{2i} et C_{2i}, et connaître les flux thermiques dans chaque zone i. Le coefficient β_2 détermine alors le taux d'absorption des neutrons thermiques, d'une manière indépendante de l'équation (10), par la relation :

$$\mathfrak{A}^{j*}_i = \beta_2 \psi_i \varnothing^j_{2i}.$$

D'une façon générale, on trouvera

$$\mathfrak{A}^{j*}_i - \mathfrak{A}^j_i \neq 0 \tag{11}$$

et l'équation (11) donne une mesure de l'erreur commise dans le choix de S_{fi}. Une meilleure approximation de S_{fi} pourra se calculer par une relation du type :

$$S^{j+1}_{fi} = S^j_{fi} + \theta \left(\mathfrak{A}^{j*}_i - \mathfrak{A}^j_i\right)$$

où θ est un paramètre permettant d'accélérer la convergence de S^j_{fi}.

Conclusions

Des essais préliminaires ont montré qu'on pouvait obtenir une convergence rapide de S_{fi} (trois itérations pour un milieu multiplicateur de quatre couronnes). Cette méthode est donc préférable à la méthode analytique quand chaque zone a des propriétés nucléaires différentes.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Ch. Mandrin : *Exponential and Critical Experiments*, Vol. 1, p. 403-443. Agence internationale de l'Energie atomique (Vienne, 1964).

DKA 223.61/.62

LA DÉTERMINATION DES PARAMÈTRES DU RALENTISSEMENT ET DE LA DIFFUSION DES NEUTRONS DANS UN MODÉRATEUR AU MOYEN D'UNE SOURCE PULSANTE [1]

par E. RUTGERS, ingénieur physicien EPUL, Laboratoire de génie atomique EPUL

1. Introduction et résumé

L'observation de l'évolution dans le temps de la population de neutrons d'un réacteur peut fournir des renseignements sur ses qualités neutroniques. On sait par exemple que la période stable est directement reliée à la réactivité.

Dans les assemblages sous-critiques, l'établissement de régimes cinétiques intéressants, c'est-à-dire se prêtant relativement bien à une description théorique, devint possible il y a une dizaine d'années avec la mise au point, dans des exécutions assez réduites, des générateurs de neutrons pulsants.

Le but du travail que nous décrivons est d'établir une méthode cinétique de mesure, faisant appel à l'emploi d'une source pulsante, qui donne le plus grand nombre de renseignements possible sur les propriétés neutroniques d'un modérateur pur. L'exposé de la méthode est suivi d'une application à l'étude de l'eau légère à 20°C.

2. La description théorique de l'expérience

Le modèle théorique doit être assez schématique et simple pour être accessible au calcul et assez juste pour permettre la prévision des phénomènes physiques avec la précision désirée. Nous proposons l'essai de la théorie élémentaire de la diffusion à deux groupes de neutrons, nous fondant sur les résultats satisfaisants qu'elle donne en régime stationnaire. Dans le paragraphe 5 on trouvera un aperçu des difficultés qu'on rencontre en cherchant à appliquer la théorie de l'âge à la description de régimes non stationnaires.

Rappelons les équations cinétiques de la diffusion dans un modérateur en théorie à deux groupes :

$$\nabla^2 \varnothing_1(\vec{r};t) - \frac{1}{L_1^2}\varnothing_1(\vec{r};t) = \frac{1}{v_1 D_1}\frac{\partial \varnothing_1(\vec{r};t)}{\partial t} \tag{1a}$$

$$\begin{aligned} &\nabla^2 \varnothing_2(\vec{r};t) - \frac{1}{L_2^2}\varnothing_2(\vec{r};t) + \frac{\Sigma_1}{D_2}\varnothing_1(\vec{r};t) = \\ &= \frac{1}{v_2 D_2}\frac{\partial \varnothing_2(\vec{r};t)}{\partial t}. \end{aligned} \tag{1b}$$

Les indices 1 et 2 caractérisent respectivement les neutrons rapides et thermiques. La longueur de ralentissement L_1, la longueur de diffusion L_2, les sections efficaces Σ_i, les coefficients de diffusion D_i et les vitesses moyennes v_i sont des constantes.

Ce système d'équations possède des solutions plus ou moins compliquées suivant la nature des conditions aux

[1] Subside n° 2807 du Fonds national suisse de la Recherche scientifique.

limites. A ce point de vue, la disposition la plus simple que nous puissions adopter est décrite schématiquement par une coquille sphérique de rayon R, vide à l'intérieur, émettant $S(t)/4\pi R^2$ neutrons de 14 MeV par unité de surface et de temps vers l'extérieur, et placée dans le milieu diffusant théoriquement infini. Il en résulte les conditions suivantes :

(2a) $\varnothing_i(\vec{r}; t) = \varnothing_i(r; t)$ par l'isotropie de la source et du milieu ;

(2b) $$-D_1 \frac{\partial \varnothing_1(r;t)}{\partial r}\bigg|_{r=R} = \frac{S(t)}{4\pi R^2}$$

pour qu'il y ait conservation des courants de neutrons rapides en $r = R$;

(2c) $$\frac{\partial \varnothing_2(r;t)}{\partial r}\bigg|_{r=R} = 0$$ pour qu'il y ait conservation des courants de neutrons thermiques en $r = R$;

(2d) $\lim_{r \to \infty} \varnothing_i(r;t) = 0$ par la nature capturante du milieu.

Avec ces conditions, les transformées de Laplace $\overline{\varnothing}_i(r;s) = L\{\varnothing_i(r;t)\}$ des solutions du système (1), dans lesquelles nous avons encore fait tendre R vers zéro, s'écrivent :

$$\overline{(3a)} \qquad \overline{\varnothing}_1(r;s) = \frac{\overline{S}(s)}{4\pi D_1}\frac{e^{-\overline{\alpha}(s)r}}{r}$$

$$\overline{(3b)} \qquad \overline{\varnothing}_2(r;s) = \overline{S}_3(s)\frac{\overline{S}(s)}{4\pi D_1}\left[\frac{e^{-\overline{\alpha}(s)r} - e^{-\overline{\beta}(s)r}}{r}\right]$$

avec les définitions :

$$\overline{S}(s) = L\{S(t)\}$$

$$\overline{\alpha}(s) = \sqrt{1/L_1^2 + s/\nu_1 D_1}$$

$$\overline{\beta}(s) = \sqrt{1/L_2^2 + s/\nu_2 D_2}$$

$$\overline{S}_3(s) = \frac{\Sigma_1/D_2}{\overline{\beta}^2(s) - \overline{\alpha}^2(s)}.$$

Si le terme source $S(t)$ a la forme d'une fonction $\delta(t)$ de Dirac : $S(t) = S_o\,\delta(t)$, où S_o est le nombre total de neutrons émis pendant la durée de l'impulsion, les transformées inverses $\varnothing_i(r;t) = L^{-1}\{\overline{\varnothing}_i(r;s)\}$ se calculent relativement aisément :

(3a) $$\varnothing_1(r;t) = \frac{S_0\,\nu_1}{(4\pi)^{3/2}}\,\frac{e^{-\left[\frac{\nu_1 D_1 t}{L_1^2} + \frac{r^2}{4\nu_1 D_1 t}\right]}}{(\nu_1 D_1 t)^{3/2}}$$

(3b)

$$\varnothing_2(r;t) = \frac{S_0\,\Sigma_1}{8\pi(D_1/\nu_2 - D_2/\nu_1)}\,\frac{e^{-bt}}{r}\left(f_1(r;t) - f_2(r;t)\right)$$

où :

$$b = \frac{1/L_2^2 - 1/L_1^2}{1/\nu_2 D_2 - 1/\nu_1 D_1}$$

$$f_i(r;t) = e^{-r\sqrt{b_i}}\,erfc\left[\frac{r}{2\sqrt{\nu_i D_i t}} - \sqrt{b_i \nu_i D_i t}\right] + e^{r\sqrt{b_i}}\,erfc\left[\frac{r}{2\sqrt{\nu_i D_i t}} + \sqrt{b_i \nu_i D_i t}\right]$$

$$b_i = \frac{1}{L_i^2} - \frac{b}{\nu_i D_i}.$$

Le symbole *erfc* désigne la fonction d'erreur complémentaire de Gauss [1].

3. Les grandeurs mesurables

De l'examen des expressions (3) et $\overline{(3)}$, il ressort qu'on peut envisager les mesures suivantes :

a) A partir d'une distance assez grande r_0 de la source et pour toute valeur positive de la variable s, l'expression $\overline{(3b)}$ de $\overline{\varnothing}_2(r;s)$ doit se réduire au premier terme de la somme. On peut alors mesurer l'intégrale

$\int_0^\infty \varnothing_2(r;t)\,dt$ en différents points et en déduire L_1^2 ;

en effet :

$$\int_0^\infty \varnothing_2(r;t)\,dt = \overline{\varnothing}_2(r;s=0) \cong \overline{S}_3(s=0)\,\frac{S_0}{4\pi D_1}\,\frac{e^{-\frac{1}{L_1}r}}{r}.$$

Les neutrons ne présentant pratiquement pas d'interaction entre eux, on doit d'ailleurs obtenir une carte de flux intégré identique, à un facteur près, à la carte correspondante effectuée en régime stationnaire.

b) Ayant mesuré la réponse complète $\varnothing_2(r;t)$ en différents points de distance $r > r_0$ de la source, on peut calculer graphiquement l'intégrale

$\int_0^\infty e^{-s_0 t}\,\varnothing_2(r;t)\,dt$ en chaque point, avec une valeur positive quelconque s_0 attribuée à la variable s. Comme :

$$\int_0^\infty e^{-s_0 t}\,\varnothing_2(r;t)\,dt = \overline{\varnothing}_2(r;s=s_0) \cong$$

$$\cong S_3(s=s_0)\,\frac{S_0}{4\pi D_1}\,\frac{e^{-\overline{\alpha}(s=s_0)r}}{r}.$$

On peut en déduire $\overline{\alpha}(s=s_0)$, d'où $\nu_1 D_1$ si on connaît L_1^2.

c) Les fonctions $f_1(r;t)$ et $f_2(r;t)$ de l'expression (3b) de $\varnothing_2(r;t)$ varient beaucoup plus lentement dans le temps que l'exponentielle de $-bt$, dans un intervalle de temps en général suffisant pour déterminer

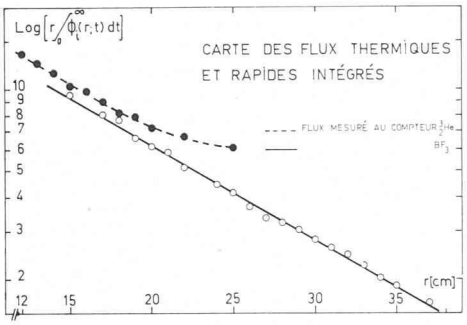

Fig. 1. — Carte des flux thermiques et rapides intégrés.

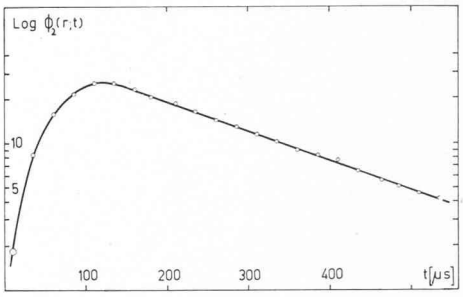

Fig. 2. — Réponse-temps du flux thermique.
Distance de la source : 20 cm.
Durée des impulsions du générateur de neutrons : 100 μs.
Période de répétition : 3 millisecondes.
Largeur des canaux de mesure : 25 μs.

b avec une bonne précision [2]. Ayant mesuré L_1^2, $\nu_1 D_1$ et b, nous disposons ainsi d'une relation entre L_2^2 et $\nu_2 D_2$.

L'instant t_m auquel $\varnothing_2 (r ; t)$ atteint son maximum peut être calculé à partir des grandeurs L_1^2, $\nu_1 D_1$ et b, ce qui permet une vérification intéressante.

Les trois méthodes que nous avons indiquées nous paraissent être les seules qui soient assez directes pour apporter une détermination sûre des paramètres neutroniques d'un modérateur infini.

Nous omettons volontairement les mesures qu'on pourrait effectuer sur les neutrons rapides en raison des phénomènes de distorsion de leur spectre d'énergie. Ce point est traité plus en détail dans le paragraphe 5.

Les mesures que nous préconisons se font dans des conditions que nous avons choisies les plus simples possible. Il s'agit de savoir si en modifiant ces conditions on arrive à obtenir d'autres informations sur les qualités neutroniques d'un milieu.

En remplaçant la source théoriquement ponctuelle par une source cylindrique infiniment longue, on obtient des réponses très analogues aux expressions $\overline{(3)}$ et (3). De telles mesures seraient plus difficiles à réaliser et n'apporteraient aucun élément nouveau.

On aboutit à la même conclusion en cherchant à donner à la fonction source la forme d'un saut correspondant à l'établissement ou à la coupure instantanée d'un régime stationnaire.

Plusieurs auteurs [3, 4, 5, 6] ont étudié avec succès des modérateurs de dimensions finies. Nous ne voulons pas entrer dans le détail de leurs méthodes, mais constatons que ces expériences sont plus délicates qu'en milieu infini.

4. Application à l'étude des propriétés neutroniques de l'eau légère à 20°C

Notre générateur de neutrons a l'aspect extérieur d'un cylindre de 45 cm de hauteur et de 7 cm de diamètre. Nous l'avons placé au centre de gravité d'un volume cubique d'eau de 150 cm de côté.

Le tracé continu de la figure 1 est une carte mesurée du flux thermique intégré. La droite obtenue est en accord avec le modèle théorique. Nous en déduisons $L_1^2 = 157$ cm² $\pm$ 3 %.

Cette valeur est environ cinq fois plus grande que l'aire de ralentissement de neutrons issus d'un spectre de fission et met totalement en défaut la théorie de l'âge. Elle confirme par contre les calculs de M. Goldstein [7].

La figure 2 représente la réponse, mesurée à 20 cm du centre de la source, des neutrons thermiques à une impulsion d'une durée de 100 μs. De la partie exponentielle de la courbe, nous déduisons $b = 4{,}64\ 10^3\ s^{-1} \pm 2\%$. Par ailleurs, nous avons calculé ce coefficient en prenant pour L_1^2 le résultat de la mesure précédente, pour L_2^2 et $\nu_2 D_2$ les valeurs mesurées par MM. von Dardel et Sjöstrand [3] :

$$L_2^2 = 7{,}46 \text{ cm}^2 \pm 3\ \%\ ;\ \nu_2 D_2 = 3{,}63\ 10^4 \text{ cm}^2\ s^{-1} \pm 2\ \%.$$

Ces valeurs sont couramment admises par les spécialistes du génie atomique. La grandeur $\frac{1}{\nu_1 D_1}$ étant négligeable devant $\frac{1}{\nu_2 D_2}$ on obtient $b = 4{,}64\ 10^3\ s^{-1} \pm 5\%$. Cette vérification heureuse apporte un argument de plus à l'appui du modèle théorique et confirme notre mesure de L_1^2.

On démontre aisément que le coefficient b est indépendant de la durée effective des impulsions de la source de neutrons, ainsi que de la largeur des canaux de mesure de la réponse $\varnothing_2 (r ; t)$.

Nous avons mesuré b en des points d'éloignements différents de la source. Le fait que nous ayons obtenu la même valeur en chaque point prouve que le volume d'eau que nous avons utilisé est assez grand pour être considéré comme infini.

5. Conclusion

On peut se demander si la théorie de l'âge, bien que mise en défaut dans le cas de l'eau légère, ne présente pas l'avantage sur la théorie de la diffusion d'une plus grande simplicité. D'après cette théorie, la densité de ralentissement des neutrons qui parviennent à l'âge thermique τ_{th} s'écrit [8], pour une source ponctuelle de neutrons rapides $s(t) = S_0\ \delta(t)$ placée dans un modérateur infini :

$$q\ (r\ ;\ t) = \frac{S_0\ \delta\ (t\text{-}t_{th})\ e^{\frac{-r^2}{4\ \tau_{th}}}}{(4\ \pi\ \tau_{th})^{\ 3/2}}$$

où t_{th} est le temps moyen du ralentissement jusqu'à l'âge τ_{th}. Cette expression doit être introduite comme un terme de source dans l'équation cinétique de la diffusion des neutrons thermiques. La solution de ce problème est beaucoup plus compliquée que la description de la théorie à deux groupes.

La courbe supérieure de la figure 1 est une carte du flux intégré des neutrons rapides, établie au moyen d'un détecteur à ${}^{3}_{2}He$ entouré de cadmium. Nous n'accordons pas un crédit absolu à ces résultats, en raison de certains défauts de la technique de mesure. Contrairement aux prévisions théoriques, cette courbe n'est parallèle à la carte du flux thermique que sur une courte distance. Le détecteur étant plus sensible aux neutrons épithermiques qu'aux neutrons plus rapides, cet écart doit provenir d'une dégradation du spectre des neutrons rapides d'autant plus accentuée qu'on s'éloigne davantage de la source. On peut en conclure que, tout en rendant compte globalement des phénomènes de ralentissement et de diffusion, le modèle de la théorie à deux groupes est trop schématique pour décrire le comportement des neutrons au cours de leur thermalisation et qu'il faut être prudent en interprétant des mesures effectuées sur les neutrons rapides.

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

[1] E. Jahnke et F. Emde : *Funktionentafeln.* Leipzig und Berlin (1909).

[2] R. Ramana et al. : Actes de la Conférence de Genève. P/872 (1955).

[3] G. F. von Dardel et N. G. Sjöstrand : *Phys. Rev.* 96 (1954).

[4] A. V. Antonov et al. : Actes de la Conférence de Genève, P/661 (1955).

[5] K. H. Beckurts : *Nuclear Sci. and Eng.* 2 (1957).

[6] M. Küchle : *Nucleonik* 2 (1960).

[7] H. Goldstein et al. : ORNL, 2639 ; UC 4 *Physics* (1961).

[8] S. N. Purohit : *Nuclear Sci. and Eng.* 9 (1961).

Nous remercions M. M. Guex, candidat ingénieur physicien EPUL, de sa collaboration.

SPECTROMÉTRIE DE NEUTRONS RAPIDES. ÉTUDES DES NIVEAUX D'EXCITATION NUCLÉAIRE DU CARBONE PAR DIFFUSION INÉLASTIQUE DES NEUTRONS

par Ch. HAENNY et Cl. JOSEPH, Laboratoire de recherches nucléaires de l'EPUL

Dépourvus de charge électrique, les neutrons pénètrent à l'intérieur du noyau plus facilement que les particules chargées (protons, deutons, α) ; en dépit de cet avantage, l'étude de la diffusion nucléaire des neutrons rapides fut longtemps limitée par les difficultés que présentent leur détection et la mesure de leur énergie. La plupart des détecteurs de particules sont sensibles à l'excitation ou l'ionisation des atomes que provoquent le long de leur trajectoire dans la matière les particules rapides électriquement chargées. La détection des neutrons n'est alors possible que par l'intermédiaire des particules chargées qu'ils sont susceptibles de produire par réaction ou collision nucléaire dans le milieu détecteur. C'est ainsi que les milieux hydrogénés, tels les scintillateurs organiques, sont sensibles aux neutrons rapides qui y produisent par choc contre les atomes d'hydrogène des protons de recul. Parallèlement aux développements des techniques de détection, ceux de l'électronique rapide permettent actuellement l'étude de la diffusion de neutrons rapides [1].

Un faisceau de deutons ${}^{2}_{1}H$ produit par un accélérateur de 150 kV bombarde une cible de titane dans laquelle est adsorbé du Tritium ${}^{3}_{1}H$. Par réaction de fusion entre ces deux noyaux

$$ {}^{2}_{1}H + {}^{3}_{1}H \longrightarrow {}^{4}_{2}He + {}^{1}_{0}n + 17{,}6 \text{ MeV} $$

sont produits un neutron et une particule α d'énergies respectives 14,1 et 3,5 MeV dont les trajectoires font entre elles un angle défini, voisin de 180°.

Un détecteur à scintillations sensible aux particules α d'un faisceau délimité par un diaphragme délivre une impulsion électrique, qui repère l'instant d'émission d'un neutron à l'intérieur d'un cône défini. Après diffusion par un noyau de la cible étudiée, le neutron parcourt une distance fixe avant d'être détecté (fig. 1). Le temps t mis par un neutron pour parcourir L dépend de son énergie E, suivant la relation :

$$ t = 72{,}3 \frac{L}{E} \qquad \begin{array}{l} [t] = 10^{-9} \text{ sec} = \text{ns} ; \\ [E] = \text{MeV} ; \\ [L] = \text{m}. \end{array} $$

Ainsi des neutrons de 14 et 6 MeV parcourent un mètre respectivement en 19,4 et 29,5 ns. La mesure de l'intervalle de temps séparant l'émission d'un neutron de l'instant de sa détection permet de connaître son énergie.

Le circuit de mesure du temps de vol, de conception relativement simple, est basé sur l'emploi de diodes comme élément de commutation rapide [2]. Par des circuits de mise en forme, les impulsions électriques délivrées par les détecteurs α et n sont transformées en impulsions rectangulaires d'amplitude et de durée définies qui parviennent par des câbles coaxiaux aux deux entrées du circuit de conversion temps-amplitude, représenté sur la figure 2. Au repos, les diodes D_1 et D_2 conduisent un courant égal d'intensité I. Polarisée par une tension judicieusement choisie, V_b, la diode D_3 est coupée au repos : elle le demeure lors de l'application