Spectrométrie neutronique “ temps de vol ” à haute efficacité pour sources aléatoires

André Picot

► To cite this version:

André Picot. Spectrométrie neutronique “ temps de vol ” à haute efficacité pour sources aléatoires. *Revue de Physique Appliquée*, 1970, 5 (4), pp.693-703. 10.1051/rphysap:0197000504069300 . jpa-00243445

HAL Id: jpa-00243445

<https://hal.science/jpa-00243445>

Submitted on 1 Jan 1970

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

SPECTROMÉTRIE NEUTRONIQUE « TEMPS DE VOL » A HAUTE EFFICACITÉ POUR SOURCES ALÉATOIRES

Par André PICOT

Laboratoire de Physique des milieux ionisés, 2, rue de la Citadelle, 54, Nancy, France

(Reçu le 13 août 1969, révisé le 6 mai 1970)

Résumé. — Nous décrivons un spectromètre type « temps de vol » capable d'analyser des sources aléatoires. Son efficacité entre 0,2 et 20 MeV est de l'ordre de 10^{-5} à 10^{-6} et sa résolution en énergie est d'environ 15 %. Nous utilisons l'appareillage habituel à deux diffuseurs ; nous optimisons seulement la forme, les dimensions et les distances des deux scintillateurs de façon à obtenir la meilleure résolution en énergie pour une efficacité donnée. Les calculs sont effectués par une méthode de Monte-Carlo. Des neutrons produits par réaction (d, d) et (d, t) et une source Am-Be nous permettent de contrôler les performances de notre appareil.

Abstract. — A « time of flight » spectrometer enable to analyse random sources is described. The efficiency between 0.2 — 20 MeV, lies in the range 10^{-5} — 10^{-6} and the energy resolution is about 15 %. The commonly used apparatus with only two diffusors is used ; but the shapes, dimensions, and distances, between the two scintillators and the source are judiciously chosen and verified by a Monte-Carlo method to obtain the best efficiency for a given precision on the energy. This spectrometer is performed to mesure the neutron spectrum of Am-Be sources or (dd) and (dt) reactions.

Introduction. — La méthode de spectrométrie neutronique « temps de vol » a surtout été employée sur accélérateur [1] ; la particule « associée » ou le γ , qui accompagnent la production du neutron dans une réaction, fournissent l'instant de référence. Dans ce cas, l'efficacité que nous définirons toujours par la suite comme étant égale au rapport du nombre de neutrons détectés au nombre total de neutrons produits par la source dans un angle solide de 4π est de l'ordre de 10^{-4} pour une résolution en énergie de 10 %. Quand on ne peut détecter de particule « associée », il reste la ressource de pulser l'accélérateur, méthode applicable aussi à certains réacteurs [2].

Par contre si l'on étudie les neutrons produits soit par une source artificielle (αn ou γn par exemple), ou soit par un réacteur, ou par un corps spontanément fissile, on est obligé de détecter leur passage sur deux détecteurs successifs et l'efficacité n'est alors plus que de 10^{-8} (pour une résolution en énergie de 10 %).

Il existe naturellement de nombreuses autres méthodes [3] : émulsions, détecteurs à seuil, méthode des écrans (Venkatapathi et autres...), télescopes et dispositifs analogues (Potenza et autres...), sandwich au Lithium 6 [4]. Pour les sources de très faible activité (~ 1 n/s), le spectromètre à protons de recul [5] utilisant un seul scintillateur est le mieux adapté (efficacité $\sim 10^{-3}$) ; il est décrit avec de nombreux perfectionnements, notamment une discrimination n, γ [6], dans les articles de Wishart, Cialella et autres... ; mais il ne faut pas s'attendre effectivement (pour de nombreuses raisons exposées en [réf. 9]) à une précision statistique

et énergétique excédant 20 %, surtout dans la partie basse énergie du spectre.

— Pour des sources relativement actives, où l'on peut se montrer exigeant sur la précision, les spectromètres du type sandwich semblent être les seuls à pouvoir soutenir la comparaison avec la méthode temps de vol. Ils sont limités dans leurs performances par le fond important constitué par les réactions directes des neutrons avec la diode. Au contraire, la méthode temps de vol présente l'avantage de pouvoir fournir un spectre exempt d'événements parasites. Si, comme nous allons le montrer on peut amener son efficacité à $\sim 10^{-5}$ — 10^{-6} pour une résolution de 15 % en énergie, elle se révèle finalement préférable aux autres procédés, dont l'efficacité n'est guère meilleure que 10^{-8} (sandwich Li exclu). Notre étude de la méthode temps de vol utilisant deux diffuseurs se divise en trois parties :

— Dans la première partie où nous employons deux orthocylindres de plastique (φ : 2,5 cm) comme détecteurs, nous déterminons la géométrie donnant la meilleure résolution R en énergie pour une efficacité E_f donnée ; à ce propos, nous introduisons le facteur R^4/E_f qui joue un rôle important dans tous ces types de problèmes.

— Dans la deuxième partie, nous exposons le principe de deux géométries à grande efficacité ; nous vérifions par un calcul de Monte-Carlo que ces dispositifs sont valables : on peut améliorer l'efficacité d'un facteur qui peut atteindre 10^3 par rapport au précédent,

sans altérer la résolution ; on vérifie par ailleurs qu'il existe une disposition optimale qui est celle de la première partie. Deux problèmes se posent lors de la mise en œuvre du dispositif : le premier concerne la protection vis-à-vis des neutrons parasites ; nous montrons qu'il est peu important dans notre cas. Le deuxième est relatif au temps de collection de photons lumineux dans les scintillateurs de grande dimension que nous utilisons.

— Dans la troisième partie, nous soumettons notre appareillage au test expérimental : pour obtenir le spectre d'une source Am Be de $2,5 \times 10^6$ n/s, il nous faut environ 300 fois moins de temps que par les méthodes habituelles. Nous terminons enfin en évaluant la limite en énergie de la méthode temps de vol (0,2 MeV), en observant expérimentalement le spectre d'un photon unique détecté par un photomultiplicateur.

Rappel du principe de la méthode de spectrométrie par temps de vol. — Supposons que les neutrons, dont on veut déterminer le spectre en énergie, se propagent suivant une direction $x'x$. On place sur leur trajet (cf. Fig. 1) un détecteur quasi ponctuel D_1 constitué par un scintillateur plastique et un deuxième D_2 à une distance d_2 du premier et dans une direction faisant un angle θ avec $x'x$. Un neutron d'énergie inconnue E_0 , rencontre un noyau d'hydrogène du premier scintillateur et y produit une scintillation. S'il diffuse sur le deuxième scintillateur et y rencontre un autre noyau, il y produira une deuxième scintillation ; on obtient l'énergie du neutron diffusé, $E_0 \cos^2 \theta$, en mesurant l'écart de temps t entre les deux scintillations ; $\cos^2 \theta$ étant connu, on en déduit l'énergie E_0 du neutron primaire :

$$E_0 = \frac{1}{2} m \frac{d_2^2}{t^2 \cdot \cos^2 \theta} \quad (1)$$

FIG. 1. — Géométrie d'une expérience Temps de vol.

Examen du compromis résolution en énergie-efficacité dans le cas de deux scintillateurs orthocylindriques identiques. — Les deux détecteurs ne peuvent être parfaitement ponctuels. D'après (1), l'erreur sur l'énergie mesurée E_0 sera due aux variations $\Delta\theta/\theta$ de l'angle de diffusion et $\Delta d_2/d_2$ de la distance de vol.

Nous supposons tout d'abord que les deux scintillateurs plastiques sont des orthocylindres de diamètre $\varphi = 2,5$ cm ⁽¹⁾, disposés conformément à la figure 2,

⁽¹⁾ Ce sont sensiblement les dimensions utilisées par Neilson [10].

FIG. 2. — Montage pratique.

avec l'angle $\theta = 45^\circ$. Cherchons les distances d_1 et d_2 qui donneront une efficacité maximale pour une résolution en énergie donnée. La géométrie obtenue sera appelée « optimale ».

Résolution. Recherche de la géométrie optimale. — Soit une géométrie G (optimale), d'efficacité E_f et de résolution en énergie R , si l'on désire une résolution deux fois meilleure, il suffit de prendre la géométrie G' déduite de G dans la similitude de rapport 2 sans toucher aux dimensions des scintillateurs, mais dont l'efficacité E_f sera 16 fois plus faible ;

$$\frac{R^4}{E_f} = \frac{R'^4}{E'_f}.$$

Nous ne distinguerons pas deux telles géométries dites semblables et nous caractériserons par le facteur R^4/E_f , la qualité d'une géométrie donnée.

Ce terme sera minimum pour la géométrie optimale. Par suite, si l'on compare deux géométries quelconques, leur facteur R^4/E_f respectif mesure finalement la durée de comptage qui serait nécessaire pour obtenir le même spectre (avec la même résolution et la même précision statistique), après avoir opéré sur l'une d'elles la similitude appropriée.

a) Nous appelons G une géométrie telle que $d_1 = d_2 = d$ (65 cm par ex.). La variation relative de θ entre les deux rayons extrêmes pouvant toucher le détecteur est :

$$\frac{\Delta\theta}{\theta} = \frac{2\varphi}{d} \quad (\text{Fig. 3})$$

et la variation relative d'énergie qui en résulte est :

$$\frac{\Delta E}{E} = 2 \operatorname{tg} \theta \cdot \Delta\theta = 2 \operatorname{tg} \theta \cdot \frac{\Delta\theta}{\theta} \cdot \theta = \pi \cdot \frac{\varphi}{d} = 12\% (A).$$

FIG. 3. — Angles de diffusion extrêmes.

TABLEAU I

Résolution en énergie R en fonction du rapport $d_2/d_1 = k^2$

k	1	$\sqrt{2}$	1,65 (optim.)	2	2,11 (Expér.)	$2\sqrt{2}$	3	4
R^4/R_{opt}^4	2,0	1,0	1	1,1	$\sim 1,2$	2,1	2,5	6
M. C.	—	~ 1	~ 1	—	$\sim 1,3$	—	~ 3	—

— Par ailleurs, la variation relative de la distance de vol entre ses deux valeurs extrêmes (Fig. 4) est :

$$\frac{\Delta d}{d} = \frac{2\varphi}{d}$$

FIG. 4. — Bases de vol extrêmes.

d'où la variation relative d'énergie :

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{4\varphi}{d} = 15\% \text{ (A)}.$$

b) Avec une géométrie G_k dans laquelle d_1 est k fois plus petit que d et d_2 k fois plus grand que d (pour conserver la même efficacité), la variation d'énergie corrélative à l'angle θ (Fig. 3) est alors :

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\pi}{2} \frac{\varphi}{d} \left(k + \frac{1}{k} \right)$$

et la variation d'énergie relative à la distance de vol d_2 (Fig. 4) devient :

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{4\varphi}{kd}.$$

Finalement, la précision sur la mesure de l'énergie par la méthode temps de vol s'écrit (en supposant que l'erreur sur le temps de vol est nulle) en effectuant la sommation quadratique des deux incertitudes :

$$R = \left(\frac{\Delta E}{E} \right)_{\text{total}} = \frac{\varphi}{d} \left[\frac{\pi^2}{4} \left(k + \frac{1}{k} \right)^2 + \frac{16}{k^2} \right]^{1/2}. \quad (2)$$

Le minimum de $(\Delta E/E)_{\text{total}}$ est obtenu pour

$$k^2 = d_2/d_1 \simeq 2,72;$$

mais il est peu accusé comme le montre le tableau I, si bien qu'un bon compromis consiste à prendre $k \sim 2$,

pour que l'erreur sur t , due à l'appareillage électronique, soit la plus petite possible, tout en gardant à R^4 une valeur proche de l'optimale. La 3^e ligne du tableau indique les résultats obtenus par un calcul de Monte-Carlo exposé dans la 4^e partie (tableau II).

Pour les expériences, nous prendrons $d_2 = 140$ cm, $d_1 = 31,5$ cm, soit $k \sim 2,1$.

Calcul de l'efficacité. — a) *Problème des diffusions multiples dans le premier scintillateur.* — On utilise les scintillateurs dans la gamme 2 MeV-20 MeV. Le matériau scintillant de densité 1, a un rapport C/H de 1,1 ; en appelant e son épaisseur moyenne ($e = 1,96$ cm) et σ la section efficace de diffusion neutron-proton ($\sigma = 1$ barn pour des neutrons de 9 MeV), la probabilité de choc ε_1 d'un neutron qui traverse le premier scintillateur s'écrit :

$$\varepsilon_1 = \frac{1,1}{13} \cdot 6,02 \times 10^{23} \cdot e\sigma \simeq 0,10$$

pour des neutrons primaires de 9 MeV. Il est indispensable que cette probabilité de choc ε_1 soit assez faible ($\sim 10\%$) pour que la probabilité d'un deuxième choc soit négligeable ; la section efficace $\sigma(E/2)$ du neutron diffusé est un peu plus grande que $\sigma(E)$; on a entre 0,1 et 20 MeV :

$$\sigma(E/2)/\sigma(E) \sim 1,5$$

mais ce neutron diffusé n'a plus, en moyenne, que la moitié du scintillateur à traverser, et le choc double a une probabilité de 7 % par rapport au choc simple.

{ A 2 MeV : $\varepsilon_1 \sim 30\%$, A 20 MeV : $\varepsilon_1 \sim 3,5\%$.
A 2 MeV, probabilité du choc double par rapport au choc simple = 20 % — A 20 MeV : 3 %.

Ces chiffres indiquent le taux d'altération du spectre obtenu en fonction de l'énergie quand on utilise un scintillateur orthocylindrique de 2,5 cm : il est du même ordre de grandeur que la résolution. Remarquons que sur le 2^e détecteur, le phénomène de diffusion multiple n'intervient pas.

b) *Efficacité.* — Elle est calculée pour la géométrie $d_1 = 31$, $d_2 = 140$. L'efficacité E_{f_1} du premier scintillateur pour des neutrons primaires de 9 MeV, s'écrit :

$$E_{f_1} = \frac{\varphi^2}{4\pi d_1^2} \varepsilon_1 \simeq 5,5 \times 10^{-5}.$$

— En ce qui concerne le 2^e scintillateur, E_{f_2} est

calculée pour des neutrons d'énergie $E/2$, diffusés par le premier.

ε_{21} est un peu plus grand : $\varepsilon_{21} \simeq 0,15$ pour des neutrons primaires de 9 MeV. D'autre part il faut multiplier le facteur géométrique : $\varphi^2/4\pi d_2^2$ par le facteur d'anisotropie A de la diffusion neutron-proton. Pour une émission isotrope :

$$\left(\frac{dN}{d\Omega}\right)_{is} = \frac{1}{4\pi}.$$

— Pour calculer le facteur d'anisotropie des neutrons diffusés par le 1^{er} scintillateur, on utilise le fait que la densité d'énergie de ces derniers est constante, d'où :

$$dN = \frac{1}{E_0} dE = \frac{1}{E_0} \cdot \frac{dE}{d\theta} \cdot d\theta = -2 \sin \theta \cdot \cos \theta \cdot d\theta,$$

soit :

$$\left(\frac{dN}{d\Omega}\right)_{anis} = \frac{\cos \theta}{\pi}$$

le facteur d'anisotropie A étant égal à $4 \cos \theta$, c'est-à-dire environ 2,8, l'efficacité E_{f21} s'écrit finalement :

$$E_{f21} = \frac{\varphi^2}{4\pi d_2^2} \varepsilon_{21} \cdot 4 \cos \theta = 0,95 \times 10^{-5}$$

pour des neutrons primaires de 9 MeV.

— L'efficacité totale E_f est le produit de E_{f1} par E_{f21} ,

— Donc pour une géométrie « optimale » où

$$d_1 \sim 31 \text{ cm}, d_2 \sim 140 \text{ cm},$$

avec deux scintillateurs plastiques orthocylindriques de 1'', l'efficacité totale E_f est de l'ordre de $5,0 \times 10^{-10}$ pour des neutrons de 9 MeV ; la résolution en énergie R est de $\simeq 13 \%$ (cf. Fig. 11) et le facteur R^4/E_f est de $0,57 \times 10^6$ à cette même énergie.

— E_f passe à $4,0 \times 10^{-9}$ pour une énergie des neutrons primaires de 2 MeV ; mais alors le pourcentage d'événements parasites dû aux diffusions multiples dans le 1^{er} scintillateur est de 20 %. On a supposé que l'appareillage introduisait une erreur négligeable sur la mesure du temps de vol ce qui exige : $\Delta t < 2 \text{ ns}$.

Géométries à grande efficacité. — **Amélioration de l'efficacité par le choix de deux scintillateurs de forme et dispositions appropriées.** — a) *Géométrie à 2 scintillateurs cylindriques longs.* — S'appuyant sur des considérations géométriques, on pourrait utiliser 2 scintillateurs longs ($\varphi = 2,5 \text{ cm}$, $L = 15 \text{ cm}$) et les disposer de façon à ce qu'ils définissent avec la source un dièdre d'angle au sommet égal à 45° , cf. Fig. 5. L'efficacité est 36 fois plus grande.

La demi-longueur $L/2$ des scintillateurs est suffisamment faible devant d_1 et d_2 pour qu'il ne s'introduise sur θ angle de diffusion et sur d_2 longueur de la base de vol que des variations du 2^e ordre. En effet, d_2 varie comme le cosinus de L/d_2 et θ varie approximativement

FIG. 5. — Géométrie utilisant 2 détecteurs longs.

comme les cosinus de L/d_1 et L/d_2 comme on le voit sur la figure 6 en utilisant la relation :

$$\cos \theta = \frac{b'^2 + c'^2 - a^2}{2 b' c'}.$$

FIG. 6. — Fluctuation de θ pour les rayons extrêmes.

b) *Montage à grande efficacité utilisant un scintillateur cylindrique et un disque.* — Nous allons décrire une géométrie pour laquelle le gain sur l'efficacité sera voisin de 2×10^3 . Elle est basée sur les propriétés de la diffusion neutron-proton.

— Supposons que D_1 soit un scintillateur quasi ponctuel, on pourrait prendre pour D_2 une coquille sphérique mince : en effet (cf. Fig. 7) θ et d sont variables, mais tous les points de la sphère Σ de rayon r présentent la propriété d'isochronisme suivante :

$$t = \frac{d}{v} = \frac{2 r \cos \theta}{v_0 \cos \theta} = \frac{2 r}{v_0}$$

t ne dépend donc que de l'énergie $E_0 = \frac{1}{2} m v_0^2$ du neutron primaire.

FIG. 7. — Isochronisme des temps de vol de neutrons entre D_1 et D_2 .

— Pour des considérations pratiques de collection des photons lumineux, D_2 sera un disque plan tangent à Σ .

— On le disposera au point $\theta = 45^\circ$ pour que le neutron primaire puisse abandonner, comme précédemment, $E/2$ dans chaque scintillateur.

— On peut encore améliorer notre dispositif en remplaçant D_1 par un scintillateur long perpendiculaire au plan de la figure ; en effet, si l'on considère les différentes sphères associées aux différents points du scintillateur long D_1 , le détecteur D_2 est tangent à cette famille de sphères.

— La figure 8 montre finalement en vue perspective la disposition des 2 détecteurs dans le montage à grande efficacité. Notons en particulier que du fait de l'angle de 45° choisi, les plans SD_1 et D_2 sont parallèles.

FIG. 8. — Disposition pratique du montage à grande efficacité

D_1 = cylindre ($2,5 \times 15 \text{ cm}^2$) D_2 : disque : ($30 - 8 \text{ cm}$)

Il faut vérifier ces hypothèses intuitives par un calcul exact de la résolution pour les différentes géométries proposées.

— A titre d'illustration, nous allons traiter en détail le cas de deux scintillateurs cylindriques de longueur $L = 15 \text{ cm}$ et diamètre $\varphi = 2,5 \text{ cm}$.

Résolution en énergie : évaluation par une méthode de Monte-Carlo. — 2.2.1 *Principe du calcul.* — Les axes de coordonnées sont disposés conformément à la figure 9 ; d_1, d_2 sont des quantités fixes ; par contre, la distance de vol δ_2 entre les deux points de choc M_1, M_2 d'un neutron issu de la source S est une quantité variable de même que l'angle $\theta = \angle SM_1 M_2$.

— L'angle $\text{SOP} = \theta_0$ est également fixé à 45° .

— Si D_1 et D_2 étaient ponctuels, à une valeur de t_0 donnée correspondrait une énergie E_0 unique donnée par :

$$E_0 = \frac{1}{2} \frac{m d_2^2}{t_0^2 \cdot \cos^2 \theta_0}.$$

FIG. 9. — Géométrie à 2 scintillateurs cylindriques.

En fait, dans le canal t_0 , viennent se rassembler toutes les énergies

$$E = \frac{1}{2} \cdot \frac{m \delta_2^2}{t_0^2 \cdot \cos^2 \theta}.$$

En conclusion :

Les dimensions non nulles des deux scintillateurs, provoquent donc de petites fluctuations de l'angle de diffusion θ (autour de 45°) et de la distance de vol δ_2 (autour de 140 cm) ; en conséquence, l'énergie mesurée des neutrons E , varie un peu autour de la valeur exacte E_0 ; nous allons donc simuler sur ordinateur un grand nombre d'événements aléatoires de diffusion, calculer à chaque fois la quantité E/E_0 peu différente de 1 et en donner la distribution, avec :

$$\frac{E}{E_0} = \frac{\delta_2^2}{d_2^2 \cdot 2 \cos^2 \theta}.$$

— Soit un événement de diffusion $SM_1 M_2$; on peut admettre que le point de diffusion M_1 est apparu au hasard dans le volume de D_1 , ce qui nous permet d'écrire les coordonnées de M_1 ; en désignant par Has (a, b) un nombre absolument au hasard entre a et b :

$$\begin{cases} x_1 = \text{Has}_1 \left(-\frac{L}{2}, +\frac{L}{2} \right) = -\frac{L}{2} + L \text{Has}_1(0,1) \\ y_1 = -\frac{R}{2} + R \text{Has}_2(0,1) \\ z_1 = -\frac{R}{2} + R \text{Has}_3(0,1) \end{cases}$$

avec la condition supplémentaire : $y_1^2 + z_1^2 < R^2$.

On écrit de même les coordonnées du point M_2 .

Dans le triangle $SM_1 M_2$ ainsi défini, on calcule alors θ, δ_2 d'où E/E_0 pour cet événement de diffusion. On recommence ainsi l'opération $\sim 10^4$ fois.

Justification des approximations. Termes correctifs. — 1) On a supposé que M_1 était situé absolument au hasard dans D_1 . En fait, les points proches de la source sont plus exposés au bombardement

neutronique. Il en est de même pour D_2 ; il suffira de pondérer l'événement par un terme

$$\left(\frac{d_1}{\delta_1}\right)^2 \left(\frac{d_2}{\delta_2}\right)^2,$$

δ_1 étant égal à SM_1 .

Par ailleurs, le neutron a plus de chance de fournir une diffusion M_1 en début de parcours. Malheureusement cette correction dépend de son énergie.

2) On a supposé aussi que la diffusion du premier sur le 2^e scintillateur était isotrope. On peut tenir compte de l'anisotropie en affectant à l'événement un poids $\frac{1}{2} \cos \theta$.

3) Suivant l'incidence des rayons SM_1 ou M_1M_2 par rapport aux scintillateurs, plus précisément, suivant l'épaisseur de scintillateur à traverser, l'événement est plus ou moins probable. Ce terme pondérateur P est aisé à calculer : nous avons représenté sur la figure 10 les projections sur le plan yo_z (par des petites lettres).

FIG. 10. — Projection sur le plan yo_z de la géométrie à 2 scintillateurs cylindriques.

Q_1, N_1 , sont les intersections de SM_1 avec le contour apparent de D_1 . Un premier terme pondérateur p_1 est donné, au premier ordre près, par la longueur de corde $q_1 n_1$; S étant loin, on peut supposer que $q_1 n_1$ est parallèle à la première bissectrice. Un deuxième p_2 est donné par la longueur de corde $q_2 n_2$, $q_2 n_2$ est sensiblement parallèle à oy , finalement p_1, p_2 et $P = p_1 p_2$ sont donnés par les expressions :

$$p_1 = 1 - \frac{y_1^2 + z_1^2}{R^2} \quad p_2 = 1 - \frac{z_2^2}{R^2}.$$

2.2.3 Discussion des résultats. Géométrie optimale d'un montage à grande efficacité. **Tableau a** — Ces résultats concernent 2 scintillateurs de 2,5 cm orthocylindriques. Ils confirment ceux du tableau 1 de la 1^{re} partie : il n'y a pas de géométrie « critique », la résolution ne commence à se dégrader que pour $d_1 = 22$ cm, $d_2 = 200$ cm ($R = 18$ %).

TABLEAU II

Résultats des calculs de Monte-Carlo

TABLEAU IIa

Résolution R pour différentes géométries

Géométries à 2 scintillateurs orthocylindriques de $\varphi = 2,5$ cm et à efficacité constante.

d_1 cm	65	41	31,5	22
		(G optimale)	(G utilisée)	$k = 3$
d_2 cm	65	106	140	200
R	14 %	~ 13 %	~ 14 %	~ 18 %

TABLEAU IIb

Montages à efficacité constante

Géométries à 2 scintillateurs cylindres $\varphi : 2,5$ cm, $L = 15$ cm à efficacité constante.

d_1	65	31,5
d_2	65	140
R	15,5 %	15 %

TABLEAU IIc

1^{er} Scintillateur cylindrique $\varphi = 2,5$ cm, $L = 15$ cm
2^e Scintillateur = disque diamètre φ , épaisseur e

d_1	31,5			
d_2	140			
φ	15	30	30	60
e	2	4	8	4
R	15 %	15,5 %	16 %	18 %
d_1	31,5	31,5		
d_2	70	280		
φ	15	60		
e	2	8		
R	21 %	12,5 %		

Tableau 2b. — (Montage à efficacité constante). On obtient les mêmes conclusions quand on utilise 2 scintillateurs longs : la géométrie $d_1 = 31,5$ et $d_2 = 140$, est encore optimale. D'autre part (résultats non reportés ici) la résolution se dégrade rapidement au-delà de $L = 15$ cm.

Tableau 2c. — Pour les montages à grande efficacité (cylindre + disque) on part de la géométrie optimale précédente dans laquelle D_2 est remplacé par un disque dont on va faire varier le diamètre : un diamètre de 30 cm, une épaisseur de 8 cm semblent être des limites à ne pas dépasser. Puis (2^e partie du tableau IIc), constatant que l'on a beaucoup accru les dimensions de D_2 , on remet en cause la géométrie optimale : en effet, on peut se demander si cet accroissement n'est pas dû à un effet de similitude, autrement dit, on devrait pouvoir, sans toucher à D_1 , rapprocher D_2 d'un facteur 2 en divisant aussi par 2 ses dimensions ; le résultat est mauvais puisque $R = 21$ %. Un essai en sens inverse ne donne

FIG. 11. — Résolution en énergie suivant la géométrie et les détecteurs utilisés. Résultats d'un calcul de Monte-Carlo.

qu'une légère amélioration et conduit à utiliser des scintillateurs de dimensions rapidement impraticables.

D'autres résultats, non reportés ici, confirment les conclusions générales indiquées. Nous donnons ci-contre, figure 11, quelques distributions de E/E_0 à titre d'exemple. Le dernier graphique montre la mauvaise résolution obtenue — 21 %, quand le disque, pourtant de faible diamètre, n'est pas disposé tangentiellement à la sphère Σ .

En conclusion, la géométrie que nous appellerons : G. O.

$$\text{G. O.} \left\{ \begin{array}{l} d_1 = 31,5 \text{ cm}, d_2 = 140 \text{ cm} \\ 1^{\text{er}} \text{ scintillateur cylindrique } \varphi = 2,5 \text{ cm}, \\ L = 15 \text{ cm} \\ 2^{\text{e}} \text{ scintillateur disque } \varphi = 30 \text{ cm}, e = 8 \text{ cm} \end{array} \right.$$

peut être considérée comme « optimale ». Avant d'aborder dans ce qui suit d'autres problèmes pratiques, nous pouvons résumer les propriétés de ce montage :

— L'efficacité (déduite facilement des calculs du § 1.2.b) est de $\simeq 1,3 \times 10^{-6}$ pour des neutrons de 9 MeV et la résolution R est de $\simeq 15\%$. La figure 22 donne par ailleurs la variation de l'efficacité en fonction de l'énergie. Le facteur d'efficacité a été accru de $\sim 2 \times 10^3$ et le facteur R^4 s'est détérioré de $\simeq 2$.

2.3 Problèmes pratiques posés lors de la mise en œuvre des montages à grande efficacité. — 2.3.1 *Neutrons parasites, et bruit propre des PM.* — Le problème qui se pose est différent suivant l'activité de la source étudiée. Les événements parasites essentiels sont représentés sur la figure 12. Par ailleurs le bruit propre à chaque détecteur est de quelques dizaines de coups dans la gamme 2-20 MeV. On dispose habituellement une protection en paraffine. Une étude détaillée montre que, pour être efficace, elle doit être totale, laissant juste au passage des neutrons, 2 canaux SD_1 et $D_1 D_2$ dont la longueur doit être grande devant λ , libre parcours moyen de diffusion, et l'ouverture (dimensions du scintillateur), $< \lambda$ ($\lambda = 12$ cm pour des neutrons de 9 MeV).

FIG. 12. — Événements parasites d'un montage sans protection.

Montages sans protection. — Supposons qu'il n'y ait pas de protection, D_2 est alors soumis au flux direct. Appelons n_1 , n_2 , n_c , n_f les taux de comptage sur les voies 1, 2, le taux de coïncidences vraies et fortuites par seconde, avec les notations déjà utilisées, on a :

$$n_1 = E_{f1} S, \quad n_2 = E_{f2} S, \quad n_c = E_{f_{21}} S, \quad n_f = 2 \tau n_1 n_2 \quad (\tau \sim 100 \text{ ns})$$

— (si le montage était protégé, n_2 pourrait théoriquement être égal à n_c et n_f être alors nul).

On aura : $n_f/n_c \gtrsim 1$ pour $S \gtrsim E_{f_{21}}/2 \tau \cdot E_{f1} \cdot E_{f2}$.

Se reportant au paragraphe 1.2, on trouve que pour la géométrie G. O. ou celle à 2 orthocylindres — 2,5 cm, cette valeur de l'activité critique de la source est la même, soit 2×10^7 n/s : la protection en paraffine devient indispensable pour les sources très actives.

Cas où $S \lesssim 2 \times 10^7$. — Donnons les valeurs numériques de n_1 et n_2 pour les 2 géométries pour

$$S = 2 \times 10^7.$$

2 orthocylindres 2,5 cm :

$$n_1 \sim 10^3, n_2 \sim 40 (n_c \sim 10^{-2})$$

géométrie G. O. :

$$n_1 \sim 6 \times 10^3, n_2 \sim 20 \times 10^3 (n_c \sim 20).$$

Dans le premier cas, si on diminue S , la valeur de n_2 ne peut plus diminuer même si on protège D_2 du flux direct en raison du bruit propre du détecteur 2 ; alors n_c et n_f étant tous deux proportionnels à S , n_c/n_f gardera cette valeur critique ~ 1 même pour $S < 2 \times 10^7$. En d'autres termes, l'usage de scintillateurs orthocylindriques de 2,5 cm, impose des activités de $\sim 10^7$ ou supérieures, et la protection en paraffine est indispensable.

L'utilisation d'une géométrie G. O. permet de repousser d'un facteur 10^3 les limites raisonnables d'utilisation de la méthode temps de vol : il faut une journée pour enregistrer 10^3 événements d'une source d'activité 10^4 n/s.

— Mais le rôle de la protection en paraffine n'est pas seulement de diminuer n_2 , donc n_f en supprimant le

flux direct atteignant D_2 , il évite également les « fausses coïncidences » appelées ainsi parce qu'elles sont produites par le même neutron sur les détecteurs :

1^{er} type (Fig. 12) : — S — paroi — D_1 — D_2 .

Si le dispositif est placé à $D = 5$ m environ de toute paroi, on peut montrer que la contribution relative de cet effet est de l'ordre de $(d_1/D)^2 \sim 10^{-2}$.

2^e type (Fig. 12) : — S — D_1 — paroi — D_2 .

La contribution relative de cet effet est de l'ordre de $(d_2/D)^2 \sim 10^{-1}$, mais la gamme d'énergie couverte est située bien en dessous de 2-20 MeV : un neutron primaire de 20 MeV qui n'aurait pas perdu d'énergie dans la paroi apparaîtrait vers 0,5 MeV.

3^e type : SD_1 — PM ou support — D_2 .

Ces neutrons ne perdent pratiquement pas d'énergie. Leur temps de vol est légèrement augmenté ; il l'est d'autant plus que la probabilité de l'événement décroît (effet d'angle solide). La contribution relative de cet effet parasite est encore minimisée dans notre cas par l'importance des dimensions de scintillateurs utilisés.

— Finalement, la solution que nous avons adoptée, consiste à hisser à l'air libre à 5 m au-dessus du sol, l'appareil comprenant la source et les deux détecteurs (PM + scintillateur) préalablement fixés sur un cadre métallique et léger.

Etude du temps de collection des photons lumineux dans des scintillateurs de grande dimension. — Notre étude va porter sur les deux types de détecteurs utilisés : cylindre de 2,5 sur 15 cm et disque de 30 sur 8 cm. Dans de tels détecteurs, les photons lumineux produits localement par un proton de recul, n'atteignent pas tous ensemble la photocathode du PM, il va en résulter une erreur supplémentaire sur la valeur de t . L'erreur admissible Δt , évaluée dans le cas le plus défavorable (neutrons de 20 MeV), doit entraîner une incertitude supplémentaire sur R de 15 % au maximum : la résolution totale, pour cette énergie, sera alors de 22 %. Il faut, pour cela, que l'erreur totale fournie par les deux détecteurs soit inférieure à 2,5 ns.

a) *Cas du scintillateur cylindrique.* — Le calcul direct est possible : le cylindre en plastique (d'indice n) étant de révolution, le calcul de la distribution des parcours x peut s'effectuer sur un modèle à 2 dimensions (cf. Fig. 13). Les parois du scintillateur sont supposées parfaitement réfléchissantes. Un proton de recul d'une énergie donnée E_p apparaît en A , à la distance a de la photocathode (A est une source lumineuse à peu près ponctuelle) ; appelons θ l'angle d'émission d'un photon par rapport à l'axe du cylindre ; il rejoint la photocathode au bout d'un parcours $x = a/\cos \theta$ s'il est émis vers la gauche, et $x = (2L - a)/\cos \theta$ s'il est émis vers la droite ; la densité de probabilité spatiale de l'événement étant constante $dP/d\Omega = 14\pi$, sa densité

dP/dx obtenue en sommant les deux distributions s'écrit :

$$\frac{dP}{dx} = \frac{a}{2x^2} \quad \text{si} \quad a < x < 2L - a$$

$$\frac{dP}{dx} = \frac{L}{x^2} \quad \text{si} \quad x > 2L - a.$$

FIG. 13. — Trajet parcouru par un photon lumineux pour rejoindre la photocathode.

On constate le fait important suivant :

$$\int_a^{2L} \frac{dP \cdot dx}{dx} = \frac{1}{2}$$

c'est-à-dire que, quel que soit le point d'apparition du proton de recul dans le scintillateur, la moitié des photons aura rejoint la photocathode au bout d'un parcours $2L$ ($2L\sqrt{2}$ dans le modèle à 3 dimensions) ; l'impulsion de charge sur l'anode du PM aura donc l'allure représentée sur la figure 14 : le point à mi-hauteur est à 2,1 ns ($2Ln\sqrt{2}/c$) de l'instant réel de détection. On pourrait baser un processus de restitution de l'instant 0 sur cette propriété.

FIG. 14. — Impulsions sur la 1^{re} voie pour des protons de même énergie produits en divers points du scintillateur cylindrique.

b) *Cas du scintillateur disque.* — Nous n'avons pas pu faire de calcul précis dans le cas du disque ; une méthode de Monte-Carlo s'avérerait nécessaire. Quelques considérations simples peuvent être néanmoins dégagées. Il ne faut pas que le diamètre ϕ du disque excède trop celui de la photocathode, car le nombre de chocs successifs pour qu'un photon atteigne cette dernière est proportionnel au rapport des deux surfaces,

c'est-à-dire à φ^2 , et la distance moyenne entre chaque choc est proportionnelle à φ . Le temps de collection croît donc comme φ^3 quand on augmente les dimensions du disque ! Il faut s'attendre à des temps de montée de l'ordre d'une trentaine de ns avec un disque de 30 cm et une photocathode de 4 cm. Il y a alors trois possibilités.

1. *Spectrométrie à grande efficacité à basse énergie.* — Une solution consiste à opérer une homothétie d'ensemble sur la géométrie G. O. définie en 2-2-3 en divisant par 3 toutes les dimensions : distances et scintillateurs. Le procédé est valable pour effectuer de la spectrométrie entre 0,2 et 2 MeV puisqu'on a divisé par 3 les épaisseurs à traverser ; le taux de diffusions multiples dans le premier scintillateur est le même, par ailleurs, la résolution Δt de 2,5 ns exigée est aisément obtenue.

2. *Spectrométrie à haute résolution, à grande énergie.* — Pour la gamme 2-20 MeV, si l'on veut garder à peu près, le même facteur R^4/E_t , il faut effectuer de la spectrométrie à haute résolution (5 %) en opérant comme suit : on conserve les distances 31,5 cm-140 cm de la géométrie G. O. et on divise par 3 les dimensions des scintillateurs. La résolution passe à 5 %. Le taux de diffusions multiples dans le premier est également divisé par 3. Le point délicat reste la mesure de t qui doit être effectuée avec une précision de 0,8 ns. Les impulsions sur le deuxième détecteur auront une faible dispersion à l'instant origine, mais des temps de montée relativement longs (qq ns). On les amplifiera donc fortement et l'on traitera sur 2 voies séparées la détection près de l'instant 0 (voie a) et la discrimination en amplitude (voie b) ; cf. figure 15, le montage utilisé (matériel 100 Mcs Chronetics). C'est l'impulsion de la voie a, aux temps de montée et descente bien définis qui ira attaquer, si la voie b l'y autorise, la voie 2 du convertisseur temps-amplitude CTA.

FIG. 15. — Dispositif de restitution de la fonction temps sur la voie 2.

3. *La troisième possibilité.* — La plus courante, mais la moins satisfaisante, consiste à sacrifier délibérément un facteur 10 sur l'efficacité : on remplacera simplement dans la géométrie G. O., le disque de 30 cm par un disque de 10 cm de diamètre. La résolution totale de 2,5 ns est alors aisée à obtenir, et l'efficacité est néanmoins de l'ordre de 10^2 fois plus grande qu'avec deux orthocylindres de 2,5 cm.

— Signalons que certains auteurs dont Wabuta, Paoluzzi, Mc Donald, Oliver et Shin en particulier (avec un XP 1040 et un disque de 25 cm), ne semblent pas avoir éprouvé de difficulté particulière pour obtenir

une résolution inférieure à 2 ns, avec des scintillateurs de grande dimension, réf. 7.

Résultats expérimentaux. — Spectres temps de vol. — L'appareillage est figuré ci-dessous, figure 16.

FIG. 16. — Appareillage électronique.

Les scintillateurs peints extérieurement sont du type NE 102 A (fournis par Nuclear Enterprises) les impulsions en provenance des deux PM (56 AVP de la Radiotechnique) sont envoyées dans deux mises en forme, un convertisseur-temps-amplitude (chronetics) mesure l'écart de temps entre les 2 impulsions et envoie son information dans un sélecteur multicanal (256 canaux — SAIP).

Nous avons vérifié la bonne linéarité intégrale de l'ensemble C. T. A. + sélecteur, en envoyant les mêmes impulsions sur les deux voies, mais déphasées sur l'une d'un retard variable ; cette linéarité est de 1 % sur l'ensemble de la gamme 100 ns, puis nous avons vérifié sa linéarité différentielle, en envoyant sur les deux voies des impulsions purement aléatoires dans le temps. Le spectre obtenu est rigoureusement plat à 1 % près même pour des taux de comptage de l'ordre de $10^5/s$ sur chaque voie.

Géométrie 31,5 — 140 — 2 scintillateurs cylindriques :

Figure 17. — Spectre des neutrons de 16 MeV (réaction dt) la résolution en temps étant de 2,5 ns (mesuré au moyen d'une source ^{60}Co) la résolution en énergie est de 22 % comme prévu. On distingue le pic parasite des neutrons dd.

FIG. 17.

Figure 18. — Spectre de neutrons de 3 MeV (réaction dd) on observe en fait les 2 pics nettement séparés des neutrons de 2,8 MeV et 3 MeV (Ce résultat indique que la résolution est meilleure que 15 %, en effet, à cette énergie, la pénétration est plus faible, donc l'incertitude sur la distance de vol est diminuée.)

FIG. 18.

Figure 19. — Spectre d'une source Am-Be d'activité $2,5 \times 10^6$ n/s. La courbe 1 a été obtenue après deux mesures de $0,4 \times 10^6$ secondes. On a utilisé les 2 scintillateurs cylindriques. L'efficacité globale est de $4,4 \times 10^{-8}$. L'accord est excellent avec le résultat prévu ($1,8 \times 10^{-8}$ pour des neutrons de 9 MeV et $1,5 \times 10^{-7}$ pour des neutrons de 2 MeV). Le nombre de coïncidences vraies est en effet de 80 000. La courbe 2 a été obtenue en gardant pour D_1 le cylindre ($2,5 \times 15$) et en remplaçant D_2 par un disque de 15 cm de diamètre et 4 cm d'épaisseur ; aucune précaution telle que celle préconisée précédemment (cf. Fig. 15) n'a été prise et l'effet dû à la mauvaise résolution est ainsi sensible dès que le disque déborde trop de la photocathode : la résolution en temps était de fait déjà de 5 ns !

FIG. 19.

Annexe : Dépouillement mathématique d'un spectre temps de vol. — Rappelons rapidement comment on peut obtenir le spectre neutronique à partir du spectre temps de vol.

$$\frac{dN}{dE} = \frac{dN}{dt} \cdot \frac{dt}{dE} = t^3 \cdot \frac{dN}{dt}.$$

Quand on détecte un événement, il a fallu que le neutron soit détecté sur le 1^{er} scintillateur, puis sur le 2^e, soit avec une probabilité $\sigma(E)$ pour le 1^{er}, $\sigma(E/2)$ pour le 2^e, d'où :

$$\frac{dN}{dE} = \frac{t^3 \cdot dN/dt}{\sigma(E) \sigma(E/2)}.$$

On doit maintenant tenir compte d'une perte statistique due au seuil énergétique S_2 du 2^e scintillateur ($S_2 = 0,5$ MeV dans notre expérience) : le neutron d'énergie $E/2$ a une égale probabilité de fournir un proton de recul d'énergie comprise entre $E/2$ et 0, d'où finalement :

$$\frac{dN}{dE} = \frac{t^3 \cdot dN/dt}{\sigma(E) \cdot \sigma(E/2)} \cdot \frac{E/2}{E/2 - S_2}.$$

Les limites énergétiques de la méthode temps de vol. — La limitation inférieure en énergie est due au fait que la scintillation produite par un proton de recul devient de plus en plus faible quand l'énergie décroît. Nous allons donc effectuer avec le PM 56 AVP la détection d'un photon unique et évaluer à quelle énergie de neutron il correspond.

On calibre d'abord l'échelle des scintillations (ou des énergies de neutrons) en effectuant le spectre des électrons de conversion du césium 137 ; on voit apparaître avec nos réglages un pic dans le canal (64×100). Puis nous effectuons le spectre du photon unique de la façon suivante (cf. Fig. 20). On dispose le photomultiplicateur et un générateur au mercure dans l'obscurité. Le photo-multiplicateur observe les photons produits par la rupture du contact du générateur. On diaphragme suffisamment la photocathode du PM pour avoir une majorité d'événements sans photon ce que l'on contrôle à l'oscilloscope déclenché coup par coup (pour être certain d'avoir 0 ou 1 ou rarement 2 photons par échantillonnage).

FIG. 20. — Détection d'un photon unique.

On n'achemine l'information au sélecteur, après l'avoir préalablement allongée, que si la porte est ouverte, c'est-à-dire s'il y a effectivement rupture du contact et production de photons. On obtient le spectre figure 21 : les pics du photon unique, des photons doubles, triples apparaissent respectivement dans les canaux : 27 — 54 — 83.

Ayant ainsi identifié les positions des pics, nous avons pu par surcroît, obtenir le pic des photons uniques produits par une source aléatoire, il apparaissait encore aux environs du canal 28. On en conclut

FIG. 21. — Spectre du photon unique sur un photomultiplicateur 56 AVP

FIG. 22. — Variation de l'efficacité du spectromètre en fonction de l'énergie des neutrons primaires.

qu'un photon correspond à un électron d'énergie 3 keV, c'est-à-dire à un proton de recul d'une trentaine de

keV, réf. 8. Il semble donc qu'à l'extrême rigueur, on puisse détecter des neutrons de 0,06 MeV environ par temps de vol.

— La limite inférieure de 200 keV que nous avons initialement prise pour objectif, cf. 2.3.2 semble donc réalisable.

— Pour s'assurer d'une bonne précision en énergie, sans être gêné par un taux de parasites important, on peut encore utiliser le montage de la figure 15 : on discrimine à peu près au niveau du photon unique sur la voie a et au niveau 50 keV en neutrons (3 photons) sur la voie b grâce à un atténuateur 1/3 ; en effet le spectre de la figure 21 a montré qu'à ce niveau le taux de parasites dû aux photons de bruit est certainement faible.

Conclusion. — Notre but n'était pas de construire un spectromètre à neutrons ayant une efficacité la plus élevée possible obtenue au détriment d'une complication d'appareillage, mais de trouver la géométrie la mieux adaptée et les formes et dimensions de scintillateurs les plus appropriées pour mesurer un spectre temps de vol avec l'appareillage habituel utilisant deux détecteurs.

L'appareillage décrit permet d'obtenir en 24 h le spectre d'une source d'activité 10^4 n/s, avec une précision sur l'énergie et sur la distribution de l'ordre de 10 %. Il utilise entre 2 et 20 MeV deux scintillateurs plastiques, l'un cylindrique ($\varphi = 2,5$ cm, $L = 15$ cm) placé à 31 cm de la source, l'autre disque ($\Phi = 30$ cm, $e = \sim 8$ cm) placé à 140 cm et à 45° du premier. La figure 22 reporte la variation de l'efficacité en fonction de l'énergie du neutron primaire. (Entre 0,2 et 2 MeV, toutes les grandeurs reportées ici pour 2-20 MeV sont à diviser par 3.)

Bibliographie

- [1] OLIVER, N. I. M., 50-109.
RUPAAL, N. I. M. 49-145.
MEIER, Helv. Phys. Acta 89-569 (Particule associée).
IRIGARY, N. I. M. 40-221.
GIBSON, Trans. Nucl. Sci. NS 13-305.
- [2] GORDON, N. I. M. 55-151 (Pulsation).
- [3] POTENZA, RUBBINO, N. I. M. 25-77-88 ($E \sim 10^{-8}$) (Télescopes).
GREISS, Nucleonik, 10-6-283 (émulsions).
VENKATAPATHI, N. I. M., 31-87 (écrans).
- [4] BLUHM (H.), N. I. M. 70-141 (sandwich lithium).
JEDER, Trans. Nucl. Sci. NS 14-1-422.
WOLFE, N. I. M., 60, 246.
- [5] WISHART, N. I. M., 57-237 (proton de recul).
CIALELLA, N. I. M., 60-269.
- HUCK, N. I. M., 59-157.
- KOEHLER, N. I. M. 40-235.
- BRUNFELTER, N. I. M., 40-84.
- THOMPSON, N. I. M., 37-305.
- BEGHIAN, N. I. M., 35-34.
- [6] JONES, N. I. M., 62-19 (discrimination forme).
- [7] SHIN, N. I. M., 58-353 ($\varphi = 25$).
Mc DONALD, N. I. M., 55-1.
OLIVER, N. I. M., 50-109.
- [8] WISHART, N. I. M., 57-237.
BADHWAR, N. I. M., 57-116 (réponse NE 102).
N. I. M., 31-226.
- [9] PICOT (A.), Le spectromètre de neutrons à proton de recul utilisant un seul scintillateur (à paraître).
- [10] NEILSON et JAMES, R. S. I., 26-1018.