

# DÉTECTEUR DE PARTICULES IONISANTES ET DE NEUTRONS RAPIDES PAR SCINTILLATION DANS L'HÉLIUM OU L'ARGON SOUS FORTE PRESSION

DANIEL BLANC, JACQUES GALY et JEAN-LOUIS TEYSSIER

Centre de Physique Atomique et Nucléaire, Faculté des Sciences de Toulouse, France

**Résumé**—Pour détecter des neutrons rapides à l'aide d'un scintillateur gazeux, il est nécessaire de faire des remplissages sous des pressions de plusieurs dizaines d'atmosphères. C'est dans ce but qu'on étudie ce type de détecteur.

On emploie l'hélium ou l'argon contenant respectivement 5 et 10 ppm (partie pour million) d'azote, 5 et 3 ppm d'oxygène, 5 et 1 ppm de vapeur d'eau. L'intensité de la fluorescence de l'hélium irradié par les particules  $\alpha$  du  $^{210}\text{Po}$  décroît lorsque la pression passe de 6 à 40 atmosphères. L'addition d'azote en quantité contrôlée (concentration maximale: 10%) montre que cette diminution ne dépend pas de la quantité d'azote introduite. Ceci justifie la diminution observée, lorsque les impuretés sont présentes à l'état de traces. Un phénomène identique se produit dans l'argon.

Pour recueillir suffisamment de lumière avec un remplissage sous pression élevée, on fait appel à un convertisseur de longueurs d'onde, le salicylate de sodium en l'occurrence. Celui-ci dégaze peu et la réponse du détecteur est stable dans le temps. Dans ces conditions, l'intensité de la fluorescence de l'argon reste constante entre 2 et 7 atmosphères. Dès qu'on ajoute de l'azote, tant dans l'hélium que dans l'argon, l'intensité de la lumière émise diminue. Lorsqu'on augmente la pression, les courbes obtenues pour des concentrations différentes, sont parallèles, comme précédemment.

Pour les neutrons de 14 MeV, obtenus par réaction ( $d, t$ ), l'hélium sert à la fois de cible et de scintillateur. Ceux-ci sont détectés à l'aide des noyaux de recul d'hélium produits par diffusion élastique. On trace les spectres en énergie des noyaux de recul. On apporte à ces spectres expérimentaux les corrections d'effet de bord et de résolution en énergie, ce qui est nécessaire pour obtenir les valeurs de la section efficace différentielle de diffusion élastique.

## INTRODUCTION

Les scintillateurs gazeux ne sont pas couramment utilisés en physique nucléaire, car ils sont d'un emploi peu commode: si l'on augmente le rendement lumineux grâce à un convertisseur de longueurs d'onde, la réponse n'est pas stable en fonction du temps. On peut pallier cet inconvénient en assurant une purification continue du gaz de remplissage, mais le dispositif est très complexe et ne peut être facilement déplacé.

Pourtant, ces scintillateurs présentent l'avantage de ne pas être sensibles au rayonnement gamma qui accompagne toujours l'émission de neutrons. C'est ce qui nous a incité à les em-

ployer pour détecter les neutrons rapides de 14 MeV produits par la réaction ( $d-t$ ) à l'aide de l'accélérateur électrostatique Sames que possède notre Centre. Austin,<sup>(1)</sup> Jenkin,<sup>(2)</sup> Pasma<sup>(3)</sup> et Czmider<sup>(4)</sup> ont fait appel au mélange contenant 90% d'hélium et 10% de xénon, qui délivre la même quantité de lumière que le xénon pur. Nous avons choisi non plus un mélange, mais un seul gaz, l'hélium en l'occurrence, qui sert à la fois de cible et de scintillateur. À pression égale, l'efficacité de détection se trouve améliorée.

Il est indispensable, pour obtenir une efficacité convenable, de faire des remplissages sous des pressions élevées. C'est pourquoi, nous

avons d'abord étudié le comportement des scintillateurs gazeux aux fortes pressions, dans le cas de l'argon et de l'hélium.

### I. LE DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

L'emploi de gaz sous des pressions élevées pose des problèmes techniques difficiles à résoudre. Le boîtier doit satisfaire à deux exigences contradictoires: il doit être étanche pour un vide de l'ordre de  $10^{-6}$  torr, vide limite de l'installation de pompage; il doit pouvoir supporter des pressions voisines de 50 atmosphères, ce qui est nécessaire pour la détection des neutrons. L'ensemble de détection est représenté sur la figure 1.

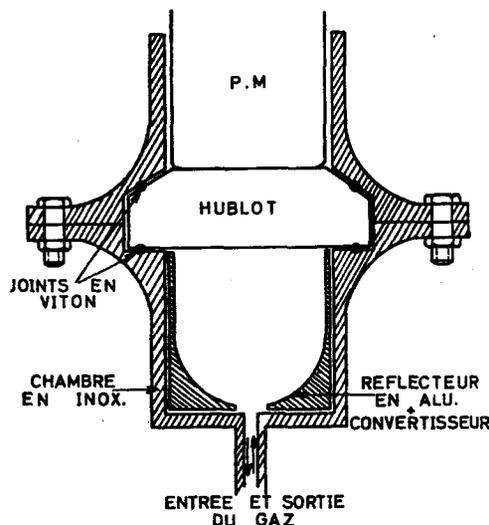


FIG. 1. Le détecteur.

La chambre est en acier inoxydable, matériau qui dégaze peu, et qui ne s'active pas lorsqu'il est irradié par des neutrons.

Sa forme est cylindrique (diamètre 6 cm, hauteur 6 cm), les parois ont 5 mm d'épaisseur; un hublot en silice fondue isole le photomultiplicateur du remplissage gazeux; son épaisseur de 3 cm, permet de supporter une pression de 50 atmosphères. Un joint torique en viton assure l'étanchéité au vide. Les gaz de remplissage sont l'hélium et l'argon qui contiennent respectivement comme impuretés: 5 et 10 ppm d'azote, 5 et 3 ppm d'oxygène, 5 et 1 ppm de vapeur d'eau (ppm: parties pour million).

Pour avoir un rendement lumineux convenable, nous avons été obligés d'employer un convertisseur de longueurs d'onde, malgré tous les inconvénients que cela entraîne.<sup>(6)</sup>

Le salicylate de sodium a l'avantage de posséder un rendement quantique constant entre 850 et 2500 Å. Appliqué en solution dans le méthanol, il se dépose en couche homogène, après évaporation du solvant. Le quaterphényl donne de meilleurs résultats: l'intensité de la lumière recueillie est 7 fois plus grande. La difficulté provient du fait qu'il doit être déposé sous vide et qu'il existe une épaisseur optimale, de l'ordre de 75 g/cm<sup>2</sup>.<sup>(6)</sup> Compte-tenu des dimensions de la chambre, il est difficile d'obtenir des dépôts uniformes dont l'épaisseur soit connue avec précision.

Avec ces deux convertisseurs de longueurs d'onde, la réponse du détecteur varie en fonction du temps: à la température ambiante, l'amplitude des impulsions délivrées par le P.M. diminue d'environ 8% par heure. Nous avons amélioré les choses, en étuvant la chambre sous un vide de  $5 \cdot 10^{-8}$  torr pendant 48 heures à la température de 80°C. Au bout de 12 heures, la diminution n'est que de 8%. Compte-tenu de la durée moyenne de nos expériences, le dégazage n'est alors pas gênant.

On augmente encore le rendement lumineux du dispositif en recouvrant les parois de la chambre d'une substance réfléchissante pour les rayons ultraviolets. Avec le salicylate de sodium, nous employons l'aluminium; avec le quaterphényl, la combinaison oxyde de magnésium et aluminium.

Nous avons choisi le photomultiplicateur 56 UVP Radiotechnique qui a une très grande rapidité de réponse et un gain très élevé.

### II. COMPORTEMENT DES SCINTILLATEURS GAZEUX AUX FORTES PRESSIONS

#### II. 1. Influence de la pression sur l'intensité de la luminescence

Nous avons placé à l'intérieur du détecteur, à 2,6 cm de la face interne du hublot, une source non collimatée de particules  $\alpha$  (<sup>210</sup>Po). Cette distance est égale au rayon intérieur de la chambre. Ainsi, pour toute pression supérieure à  $p_0$ , si  $p_0$  est la pression du gaz correspondant à un parcours des particules  $\alpha$  de 2,6 cm, les particules émises dans l'angle solide  $2\pi$  perdent

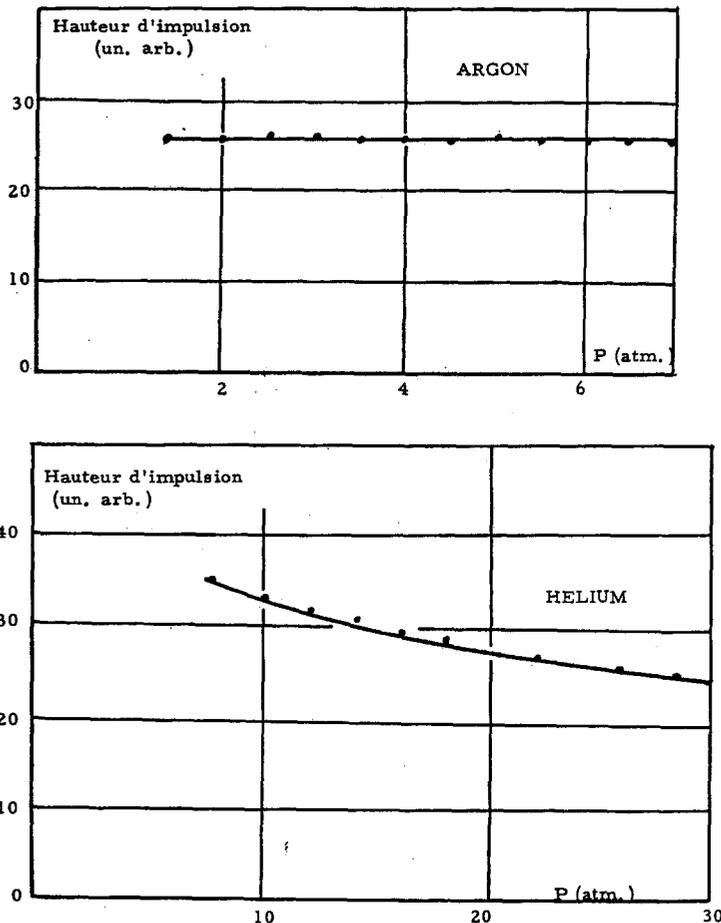


FIG. 2. Variation de l'amplitude des impulsions alpha en fonction de la pression pour l'hélium et l'argon.

la totalité de leur énergie dans le gaz. Dans l'argon  $p_0 = 1,6$  atmosphère et dans l'hélium  $p_0 = 8$  atmosphères.  $p_0$  fixe la limite inférieure du domaine des pressions étudiées. Le convertisseur de longueurs d'onde est le salicylate de sodium.

La figure 2 montre la variation de l'amplitude des impulsions alpha en fonction de la pression  $P$  du gaz.

Si les résultats obtenus pour l'argon sont conformes à ceux de Perrin<sup>(6)</sup> et de Sayres et Wu,<sup>(7)</sup> pour l'hélium par contre, le désaccord est plus net. Esterling<sup>(6)</sup> et Rubbia<sup>(8)</sup> trouvent que la hauteur d'impulsion reste constante ou augmente légèrement entre 20 et 100 atmo-

sphères; Baldin<sup>(10)</sup> observe une augmentation d'un facteur 2 environ, lorsque la pression passe de 20 à 70 atmosphères.

Ces désaccords tiennent aux effets d'ordre géométrique dans les chambres à scintillations employées et à l'état de pureté des gaz. Nous allons examiner ces deux questions.

II. 2. *Les effets d'ordre géométrique*

Lorsque la pression de remplissage augmente, le parcours des particules  $\alpha$  diminue. Deux phénomènes qui ont des effets opposés se manifestant:

- (a) La source lumineuse est plus ponctuelle. Le nombre de photons susceptibles d'être

Tableau 1. Influence du convertisseur de longueurs d'onde et du réflecteur sur l'intensité de la lumière recueillie

Conditions expérimentales Hélium	hauteur d'impulsion (p = 8atm) (un. arb.)	résolution en % (p = 8 atm)	Diminution de la hauteur d'impulsion entre 8 et 12 atm en %
(I) Chambre sans réflecteur, ni convertisseur	1	80	23
(II) Avec Aluminium, sans convertisseur	3	45	16
(III) Avec Aluminium et salicylate de sodium déposé sur les parois	7	36	11
(IV) Avec oxyde de magnésium déposé sur l'aluminium, et quaterphényl déposé sous vide sur les parois et la face interne du hublot.	42	20	7,5

collectés directement par le photomultiplicateur augmente par rapport au nombre de photons réfléchis.

(b) La source lumineuse est plus éloignée du photomultiplicateur. On collecte moins de photons, car l'angle solide sous lequel le PM voit la source diminue.

Ce que l'on observe représente la résultante des deux phénomènes. Ainsi, la variation de l'intensité de la lumière recueillie en fonction de la pression dépend étroitement des paramètres d'ordre géométrique.

Le tableau I en donne la confirmation: la loi de variation change selon les conditions de l'expérience. Une comparaison entre les résultats trouvés par les différents auteurs n'a pas de valeur significative.

La présence d'un convertisseur de longueurs d'onde et d'un réflecteur est intéressante car elle améliore le rendement lumineux du détecteur. De plus, le nombre de photons recueillis après conversion et réflexion sur les parois de la chambre augmente par rapport au nombre de photons collectés directement. Les effets d'ordre géométrique s'en trouvent atténués d'autant. Ainsi, sous une pression de 30 atmosphères d'hélium, lorsque la distance  $d$  qui sépare la source de la fenêtre passe de 10 à 50 mm, la

quantité de lumière recueillie dans les conditions (I) diminue de 90%. Par contre, dans les conditions IV, lorsque  $d$  augmente de 13 à 40 mm, on observe une augmentation de 32%.

### II. 3. Rôle des impuretés

Nous nous sommes intéressés au cas de l'azote qui est l'impureté présente en concentration la plus élevée dans les gaz de remplissage. Nous nous sommes placés dans les conditions III du tableau I. Les concentrations en volume d'azote sont comprises entre 0,12 et 7% pour l'argon, entre 0,06 et 0,84% pour l'hélium.

Dès que l'on introduit de l'azote dans l'argon, la luminescence diminue constamment, lorsque la pression croît (figure 3). Ces courbes normalisées pour une pression de 1,6 atmosphère sont superposables (figure 4). Ceci signifie que le mécanisme de la scintillation des mélanges d'argon et d'azote est inchangé pour les teneurs en azote considérées.

On observe dans l'hélium des phénomènes similaires, comme le montre la figure 5. Dans les mélanges d'argon ou d'hélium avec l'azote, le mécanisme de l'émission lumineuse est donc le même, pour les concentrations considérées. Il s'agit vraisemblablement de la destruction d'états métastables. Enfin, il apparaît que

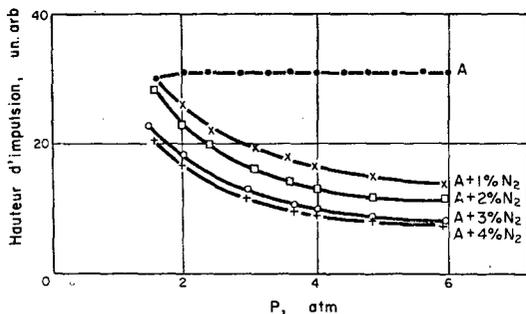


FIG. 3. Variation de l'amplitude des impulsions alpha en fonction de la pression pour l'argon et les mélanges (A-N<sub>2</sub>).

pour les fortes pressions, la quantité de lumière recueillie est d'autant plus faible que la concentration en azote est plus grande.

III. DÉTECTION DES NEUTRONS DE 14 MeV

Nous avons utilisé le détecteur précédent rempli d'hélium sous une pression de 40 atmosphères. Nous avons opéré successivement dans les conditions III et IV du tableau I.

III. 1. La méthode expérimentale

Au cours de la réaction ( $d-t$ ), la cible de tritium se charge progressivement en deutérium; il apparaît des réactions parasites telles que  $d(d, n)He^3$  et  $d(d, p)t$ . C'est une des raisons pour lesquelles nous avons employé la méthode de la particule associée, appelée ainsi, car on met en coïncidence le neutron et la particule  $\alpha$  créés en même temps par la réaction ( $d, t$ ).

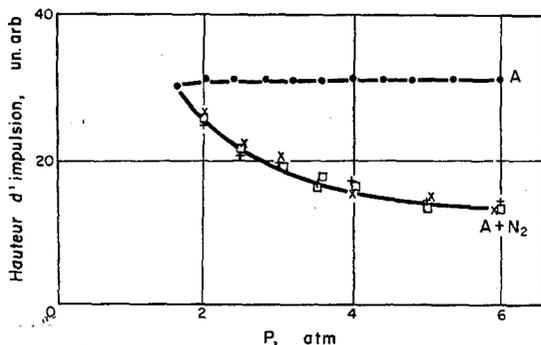


FIG. 4. Courbes normalisées de variation de l'amplitude des impulsions alpha en fonction de la pression pour l'argon et les mélanges (A-N<sub>2</sub>).

I.R.P. VOL. II—H\*

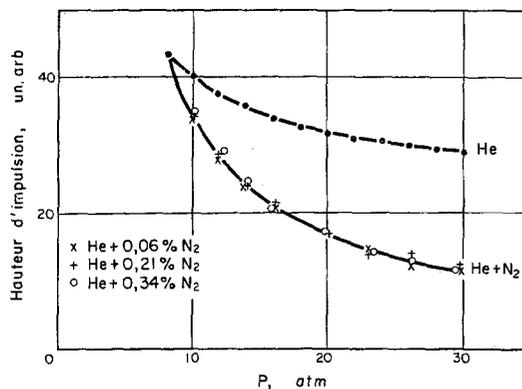


FIG. 5. Courbes normalisées de variation de l'amplitude des impulsions alpha en fonction de la pression pour l'hélium et les mélanges (He-N<sub>2</sub>).

(a) *Méthode de la particule associée.* Si l'on place deux détecteurs, l'un sur la "voie alpha", l'autre sur la "voie neutron", il est possible de compter les neutrons, après mise en coïncidence des 2 voies (figure 6).

"Voie alpha"

Nous détectons les particules  $\alpha$  émises perpendiculairement à la direction du faisceau incident, à l'aide d'un scintillateur plastique de

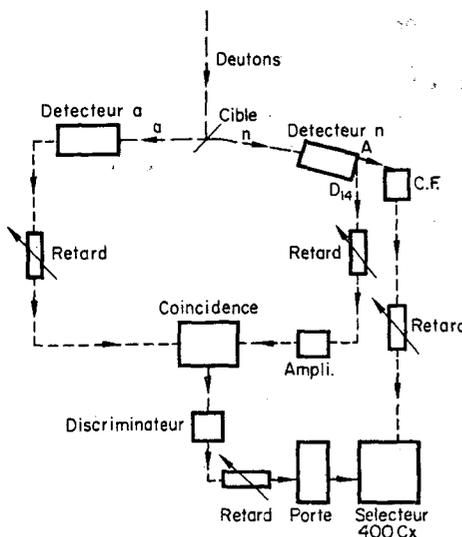


FIG. 6. Schéma du montage expérimental.

0,1 mm d'épaisseur placé devant un photomultiplicateur (en abrégé PM) Radiotechnique 56 AVP. L'angle solide délimité par le scintillateur est de  $5,65 \cdot 10^{-3}$  stéradian.

“Voie neutron”

Le détecteur est constitué par le remplissage d'hélium sous 40 atmosphères.

—Circuits d'électronique

Le principal élément est le circuit de coïncidences (SAIP, type TNC 2-3), dont le temps de résolution est fixé par le seuil d'un discriminateur d'amplitude placé à la sortie. Le temps de résolution choisi est de  $6 \cdot 10^{-9}$  s.

Nous avons procédé aux réglages habituels:

—Retard entre les 2 voies; position optimale du détecteur par rapport à la cible ( $5^\circ$  par rapport à la direction des particules  $\alpha$ ),

—Réglage de l'ouverture de la porte du sélecteur d'analyse à 400 canaux.

(b) *Mesure de flux de neutrons.* Les neutrons sont détectés à l'aide d'un scintillateur d'anthracène associé à un P.M. 53 AVP. Les impulsions dues aux protons de recul sont décomptées après passage dans un sélecteur d'amplitude monocal. Comme l'on connaît l'efficacité de ce détecteur, on peut déterminer la valeur du flux de neutrons.

### III. 2. Résultats expérimentaux

(a) *Spectres des neutrons.* Les figures 7 et 8 donnent la répartition en énergie des noyaux de recul, dans le cas où l'on utilise comme convertisseurs de longueurs d'onde le salicylate de sodium puis le quaterphényl.

Ces spectres expérimentaux sont entachés de distorsions d'origines très diverses: effets de bord, pouvoir de résolution non nul du détecteur. Dans ce qui suit, nous allons étudier le rôle de ces différents facteurs.

(b) *Efficacité de détection.* La mesure du flux de neutrons permet de connaître le nombre de neutrons qui arrivent sur le détecteur; l'intégrale du spectre expérimental fournit le nombre de noyaux de recul créés, donc le nombre de neutrons détectés. On peut déterminer la valeur expérimentale de l'efficacité qui est de  $4,5 \cdot 10^{-4}$ .

Il est difficile de recouper ce résultat par la

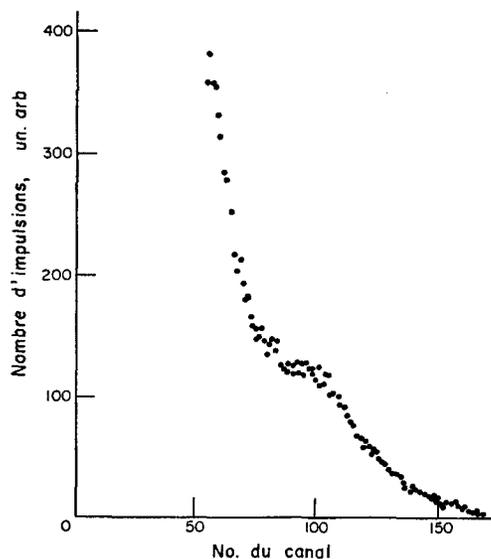


FIG. 7. Spectre des noyaux de recul obtenu avec l'hélium et le salicylate.

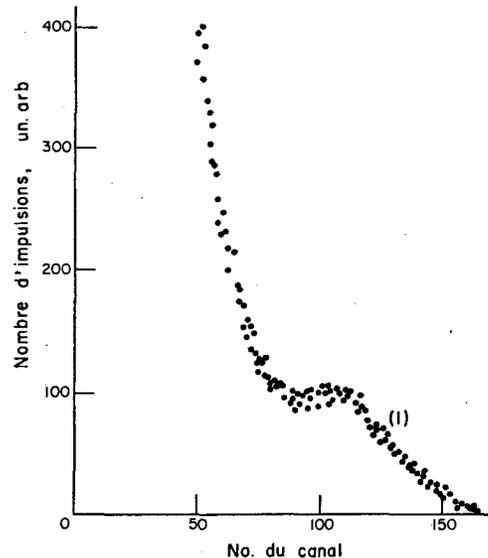


FIG. 8. Spectre des noyaux de recul obtenu avec l'hélium et le quaterphényl.

théorie, car le calcul rigoureux de l'efficacité est compliqué, mais on peut avoir un ordre de grandeur par un calcul approché. On peut supposer<sup>(11)</sup> que pour un scintillateur de longueur  $L$  composé d'atomes de même nature, placé

dans un flux de neutrons monoénergétiques, l'efficacité  $\epsilon$  s'écrit:

$$\epsilon = 1 - \exp(-aL)$$

où  $a = n\sigma$ ;  $n$  = nombre d'atomes de la cible/cm<sup>3</sup>;  $\sigma$  = section efficace de diffusion pour l'énergie considérée. Si  $aL \ll 1$

$$\epsilon \approx aL$$

dans les conditions de l'expérience (hélium sous 40 atmosphères),  $n = 0,106 \cdot 10^{22}$  atomes/cm<sup>3</sup>. La section efficace totale de diffusion des neutrons de 14 MeV dans l'hélium 4 est de 1,02 barns (cf par exemple: Austin<sup>(1)</sup>). On trouve que:

$$\epsilon \approx 6 \cdot 10^{-4}$$

### III. 3. Corrections des spectres expérimentaux

(a) *Effets de bord.* Un noyau de recul qui est créé à une distance des parois inférieure à son parcours, ne cède pas toute son énergie au milieu gazeux; la hauteur d'impulsion correspondante est plus petite qu'en l'absence des effets de bord.

Le détecteur était placé à 50 centimètres de la cible et son axe de symétrie était dirigé selon la direction des neutrons incidents. Comme le faisceau des neutrons associé aux particules  $\alpha$  détectées délimite un angle solide très faible, les effets de bord sur la paroi cylindrique de la chambre n'interviennent pas; seuls se manifestent les effets sur la face terminale (figure 9).

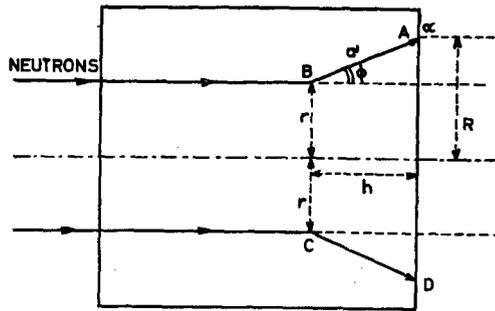


Fig. 9. Effets de bord sur la face terminale du détecteur.

Le faisceau de neutrons a une ouverture très faible. Pour le calcul, on peut supposer qu'on a affaire à un faisceau cylindrique; le rayon  $r$  du cylindre est égal à celui du cercle intersection du cône des neutrons incidents avec la face terminale du détecteur.

La fraction des noyaux de recul d'une énergie donnée affectés par les effets de bord est égale au rapport du volume  $ABCD$  et du volume du détecteur. Le tronc de cône  $ABCD$  a pour hauteur:

$$h = a' \cos \Phi$$

et pour rayons:  $r$  et  $R = r + a' \sin \Phi$ , où  $\Phi$  est l'angle de diffusion des noyaux d'énergie  $E$  dans le système du laboratoire.

Les calculs montrent que la fraction de noyaux de recul d'énergie maximale affectés par les effets de bord atteint 20% (cf tableau 2). La

Tableau 2. Quelques valeurs du pourcentage de noyaux de recul affectés par les effets de bord

Énergie des noyaux de recul (en MeV)	Pourcentage des noyaux affectés par les effets de bord
1	0,204
2	0,90
3	2,19
4	4,11
5	56,75
6	10,1
7	14,06
8	18,28
8,96 ( $E_{max}$ )	20,76

distorsion correspondante ne peut être négligée et l'on voit qu'il est indispensable de faire des remplissages sous des pressions très élevées.

Pour faire les corrections, nous supposons que les impulsions  $a$  d'énergie  $E$  effectuées par les effets de bord se répartissent uniformément depuis l'énergie zéro jusqu'à  $E - \epsilon'$  ( $\epsilon' \rightarrow 0$ ). Cependant, il faut connaître la position dans le spectre du point d'énergie maximale. Ce problème est abordé plus loin.

(b) *Pouvoir de résolution en énergie.* Vedrenne<sup>(12)</sup> a évalué l'importance de la distorsion introduite par le pouvoir de résolution non nul des détecteurs. Nous utilisons cette méthode de correction dans le cas d'un scintillateur gazeux. Rappelons-en brièvement le principe:

Un scintillateur irradié par des particules ionisantes monoénergétiques délivre des impulsions qui se répartissent autour d'une valeur moyenne, selon une loi de Gauss. La répartition en énergie correspondante autour de la valeur  $E'$  est donc de la forme:

$$f(E, E') = \frac{1}{a\sqrt{\pi}} \exp - \left( \frac{E - E'}{a} \right)^2$$

la  $\frac{1}{2}$  largeur  $a$  de la courbe, prise à  $1/e$  du maximum, fixe la résolution du détecteur.  $a$  est bien sûr fonction de  $E'$ .

Lorsque le scintillateur est soumis à un flux de particules dont les énergies sont comprises entre 0 et  $E'_{\max}$  selon une loi de distribution  $\rho(E')$ , la transformée  $N(E)$  du spectre théorique est de la forme:

$$N(E) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_0^{E'_{\max}} \frac{\rho(E') \exp - \left( \frac{E - E'}{a} \right)^2}{a} dE'$$

Dans ces conditions,  $a$  est de la forme:

$$a = (\epsilon E)^P$$

à 14 MeV, pour les diffusions  $(n, p)$ ,  $(n, d)$  et  $(n, t)$ , la valeur de  $P$  est égale à 0,5.<sup>(12)</sup> C'est

celle qui a été adoptée. D'autre part, à condition de considérer que seules les ondes  $S$  et  $P$  sont responsables de la diffusion élastique,<sup>(12)</sup>  $\rho(E')$  peut se représenter par une forme parabolique.

La figure 10 représente  $\rho(E')$  et ses transformées  $N(E)$  pour différentes valeurs du paramètre  $\epsilon$ . Le spectre théorique est, on le voit, très déformé.

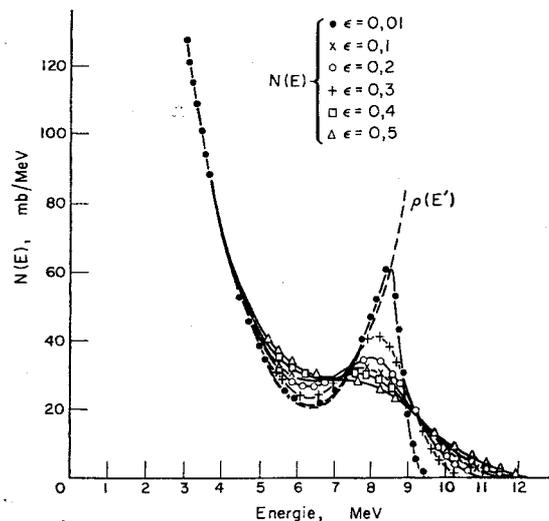


FIG. 10. Transformées  $N(E)$  de la distribution théorique  $\rho(E')$  pour différentes valeurs de  $\epsilon$ .

Pour déterminer le point d'énergie maximale, nous procédons de la manière suivante: on déforme les spectres théoriques obtenus pour différentes valeurs de  $\epsilon$ , en tenant compte des effets de bord. On détermine la relation qui lie la résolution théorique  $2\sqrt{\epsilon/E'}$  à la résolution expérimentale (rapport de deux fois la demi-largeur à mi-hauteur et de l'abscisse du maximum), et la valeur  $R$  du rapport entre l'ordonnée du maximum et celle du point d'énergie maximale. La valeur de  $\epsilon$  choisie correspond à une résolution expérimentale égale à celle du spectre expérimental (spectre 1 de la figure 8, dans le cas du quaterphényl). On connaît alors la valeur de  $R$ , et on peut déterminer la position du point d'énergie maximale sur le spectre expérimental.

Les résultats obtenus avec le salicylate de sodium confirment bien les considérations

théoriques précédentes. D'après les calculs, le spectre ne présente pas de maximum, lorsque la résolution expérimentale pour les particules  $\alpha$  de 5,3 MeV est supérieure à 60%. Effectivement, en plaçant dans la chambre une source  $\alpha$  de  $^{210}\text{Po}$ , nous avons trouvé un pouvoir de résolution au moins égal à 70%.

L'emploi de quaterphényl s'est donc révélé indispensable. Lorsqu'on fait les corrections indiquées plus haut, il faut adopter pour  $R$ , 1,4 et pour  $\epsilon$ , 0,3; le pouvoir de résolution correspondant pour les particules  $\alpha$  de 5,3 MeV est de 48%. Si l'on corrige le spectre 1 des effets de bord, ce qui est possible puisqu'on connaît la position du point d'énergie maximale, on obtient le spectre 2 de la figure 11 qui donne la répartition des noyaux de recul dans le système du laboratoire, avec un détecteur dont on connaît exactement le pouvoir de résolution en énergie.

Il faut ensuite corriger le spectre 2 des effets de la résolution pour obtenir la distribution expérimentale  $\rho'(E')$ . Ceci est théoriquement possible puisqu'on connaît  $\epsilon$ . En fait, la méthode directe est difficile car une déformation locale

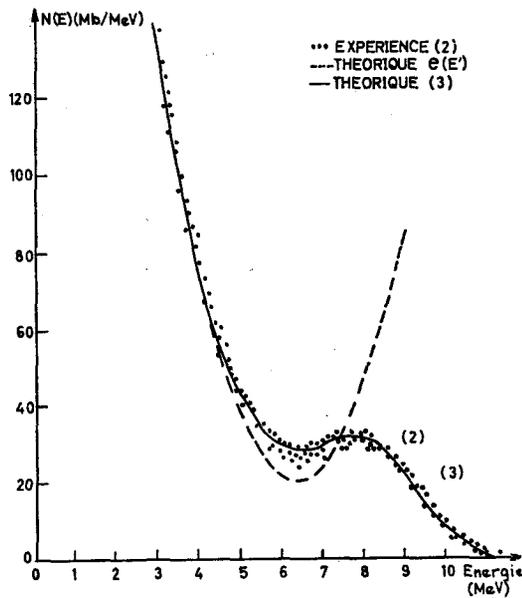


FIG. 11. Comparaison entre le spectre expérimental corrigé des effets de bord et le spectre théorique correspondant à  $\epsilon = 0,3$ .

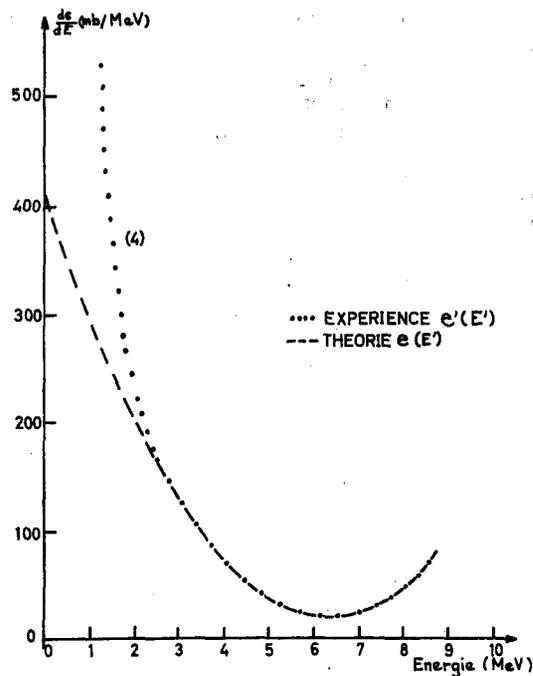


FIG. 12. Comparaison de la distribution théorique  $\rho(E')$  et de la distribution expérimentale  $\rho'(E')$ .

du spectre expérimental peut entraîner une oscillation dans le spectre corrigé. Nous avons pu lever cette difficulté de la manière suivante: on constate que la transformation  $\rho(E') \rightarrow N(E)$  pour  $\epsilon = 0,3$  ne modifie pas le spectre jusqu'à 4,5 MeV (figure 10); de plus, les spectres 2 et 3 (3 représente la transformée  $N(E)$  pour  $\epsilon = 0,3$ ) coïncident pour des énergies supérieures à 2,6 MeV (figure 11). L'obtention de  $\rho'(E')$  est immédiate:

- de 0 à 2,6 MeV  $\rho'(E')$  est représenté par la partie correspondante du spectre 2;
- au delà de 2,6 MeV  $\rho'(E') \equiv \rho(E)$ .

Nous constatons que le spectre 4 qui représente  $\rho'(E')$  (figure 12) ne coïncide pas avec  $\rho(E')$  au-dessous de 2,6 MeV. Effectivement, si l'on intègre  $\rho'(E')$ , la valeur de la section efficace obtenue est supérieure à 1,02 barns.

Ce désaccord tient à plusieurs raisons. En voici deux, parmi les plus importantes:

- (a) On ne peut éliminer totalement les coïncidences fortuites. Ceci tient en particulier à la durée trop importante de l'impulsion de

commande de la "porte" de l'analyseur d'amplitude.

(b) Seagrave<sup>(14)</sup>, qui constate le même désaccord que nous, pense que celui-ci provient essentiellement des neutrons diffusés inélastiquement dans l'enveloppe métallique du détecteur. Comme la section efficace de ce processus croît lorsque l'énergie diminue en  $E^{-1/2}$ , les neutrons doivent produire un nombre élevé d'interactions lorsqu'ils ont des énergies faibles. Malheureusement, on ne connaît pas le nombre de neutrons qui induisent cette réaction, et toute correction est impossible.

#### CONCLUSION

Jusqu'à présent, seuls Austin et ses collaborateurs<sup>(1)</sup> ont étudié d'une manière systématique la diffusion élastique ( $n-\alpha$ ) à l'aide d'un scintillateur gazeux, pour différentes énergies des neutrons. Comme nous l'avons indiqué, le gaz de remplissage était un mélange d'hélium et de xénon. A pression égale, l'efficacité est moins bonne que dans notre cas, mais le pouvoir de résolution en énergie doit être plus élevé, et les effets de bord sont moins importants, puisque le pouvoir d'arrêt du mélange est plus grand.

Cependant, ces auteurs présentent pour les neutrons de 14 MeV un spectre expérimental corrigé des effets de bord qui ne correspond à aucune transformée  $N(E)$ . En fait, pour étalonner l'échelle des ordonnées en unité de section efficace différentielle, Austin et ses collaborateurs ont admis que l'intégrale du spectre expérimental était de 1,02 barns. La méthode est rigoureuse, mais elle introduit dans la pratique une erreur importante: comme l'expérience ne portait pas sur la totalité des angles de

diffusion, ils ont dû extrapoler la courbe obtenue; le spectre expérimental est situé au-dessous du spectre théorique et ne le recoupe pas. En opérant de la même façon, nous avons fait une constatation analogue. C'est pourquoi, nous avons préféré normaliser le spectre expérimental et la courbe  $N(E)$  au point d'énergie maximale; nous avons pu ainsi graduer l'échelle des ordonnées. Le bon accord obtenu pour les autres énergies confirme la validité du procédé.

#### RÉFÉRENCES

1. S. M. AUSTIN, H. H. BARSCHALL et R. E. SHAMU. *Phys. Rev.* **126**, 1532 (1962).
2. J. G. JENKIN et R. E. SHAMU. *Nucl. Instr. and Methods* **34**, 116 (1965).
3. P. J. PASMA. *Nucl. Phys.* **6**, 141 (1958).
4. J. CZMIDER et J. SZYMAKOWSKI. Rapport 266, Inst. Nucl. Phys. Cracow 1963.
5. J. L. TEYSSIER, D. BLANG et A. GODEAU. *J. Phys. Rad.* **24**, 55 (1963).
6. A. PERRIN. Thèse Doctorat de 3<sup>e</sup> cycle, 1959, no. 15, Lyon.
7. A. SAYRES et C. S. WU. *Rev. Sc. Instr.* **28**, 758 (1957).
8. R. J. ESTERLING et N. H. LIPMAN. *Rev. Sc. Instr.* **36**, 493 (1965).
9. C. RUBBIA et M. TOLLER. *Nuovo Cimento*, **10**, 410 (1958).
10. S. A. BALDIN, V. V. GAVRILOVSKI et F. E. CHUKREEV. *Atom. Energy* **28**, 1092 (1957).
11. C. D. SWARTZ et G. E. OWEN. *Fast Neutron Physics*, Part I. Interscience Publishers, New York, 1960.
12. G. VEDRENNE. Thèse Doctorat ès-Sciences, 1966, n<sup>o</sup>. 254, Toulouse.
13. J. GALY. Thèse Doctorat de 3<sup>e</sup> cycle, 1966, no. 425, Toulouse.
14. J. D. SEAGRAVE. *Phys. Rev.* **92**, 1222 (1953).