

Diffusion de neutrons de 14 MeV par le carbone 12

Autor(en): **Joseph, G. / Grin, G.-A. / Alder, J.-C.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **40 (1967)**

Heft 6

PDF erstellt am: **12.07.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-113790>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.

Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.

Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

Diffusion de neutrons de 14 MeV par le carbone 12

par C. Joseph¹⁾, G.-A. Grin, J.-C. Alder et B. Vaucher

Institut de Physique Nucléaire²⁾ de l'Université de Lausanne

(4 IV 67)

Abstract. The angular distributions of the differential cross-sections for scattering of 14,1-MeV neutrons from ^{12}C , $Q = 0$ (0^+); $-4,43$ (2^+); $-7,65$ (0^+) and $-9,63$ (3^-) MeV, have been measured using a time-of-flight spectrometer. An indication can be found of the excitation of a wide level at about 10 MeV.

A Monte-Carlo programme has been worked up and used to correct the results for multiple scattering; it calculates time-of-flight spectra which can be compared with the measured ones in order to deduce the best values of the cross-sections.

The results are finally confronted with other experimental determinations and existing theoretical predictions.

1. Introduction

Depuis les premières mesures d'ANDERSON et coll. [1], divers expérimentateurs [2, 3, 4] ont déterminé, pour des neutrons de 14 MeV, les distributions angulaires de diffusion élastique et de diffusion inélastique sur le premier niveau du noyau ^{12}C . La mise en évidence de groupes de neutrons résultant de l'excitation de niveaux supérieurs ($Q = -9,63$; et $Q = -10,84$; $-11,1$ et $-11,82$ MeV non séparés) remonte à SINGLETARY et WOOD [5] qui, par la technique des émulsions photographiques, en ont déduit les distributions angulaires et à HEYMAN et coll. [6], qui mesurèrent les sections efficaces différentielles relatives à l'excitation du niveau de 9,63 MeV par la technique du temps de vol. La première observation de l'excitation, par diffusion inélastique de neutrons, du second niveau ($Q = -7,65$ MeV) est due à RETHMEIER et coll. [7]; ils donnent, sur la base des spectres de temps de vol, une section efficace de l'ordre de 50 mb/str entre 10 et 40°, avec un minimum prononcé à 30° dans le laboratoire.

Le présent travail a été entrepris dans le but de mesurer dans une seule expérience les distributions angulaires relatives à l'excitation des trois premiers niveaux de ^{12}C (4,43; 7,65 et 9,63 MeV), ainsi que celle de la diffusion élastique. Dans cet article, nous donnons les résultats définitifs de cette mesure, corrigés des diffusions multiples; nous les comparons aux valeurs obtenues récemment à Grenoble [8] et à Chalk River [9], de même qu'aux différentes interprétations théoriques existantes.

2. Le dispositif expérimental

Les neutrons de 14,1 MeV sont produits par la réaction $^3\text{H}(d, n)^4\text{He}$ à 150 keV. Les particules α associées à l'émission des neutrons sont détectées, sous un angle de

¹⁾ Actuellement à Rice University, Bonner Nuclear Laboratories, Houston, Texas 77001, USA (jusqu'en novembre 1967).

²⁾ 19, rue César-Roux, 1005 Lausanne (Suisse).

90° par rapport au faisceau de deutons, par un scintillateur plastique NE 102 de 12,5 μm d'épaisseur; l'angle solide est défini par une fente de 30 mm de hauteur et 11,4 mm de largeur, percée dans un diaphragme placé à 71 mm de la source, devant le scintillateur, lui-même protégé par une feuille mince (5 μm) d'aluminium. Les mesures ont été réalisées avec un diffuseur parallélépipédique de 2 cm de largeur, 9 cm de hauteur et 5 cm de longueur, son centre étant placé, à 20 cm de la source, sur l'axe du faisceau de neutrons correspondant aux α détectés. Les neutrons diffusés sont détectés, après une distance de vol comprise entre 1,5 et 2,3 m suivant l'angle d'observation, par un scintillateur liquide NE 213 cylindrique ($\phi 2'' \times 2''$), monté verticalement.

Le spectromètre à temps de vol (figure 1) se compose: d'un convertisseur temps-amplitude (CTA), qui est attaqué par les impulsions rapides des photomultiplicateurs, préalablement mises en forme; des voies spectrométriques parallèles, qui définissent les seuils de détection; de circuits de coïncidences, rapides et lents; et d'un circuit de discrimination $\gamma - n$.

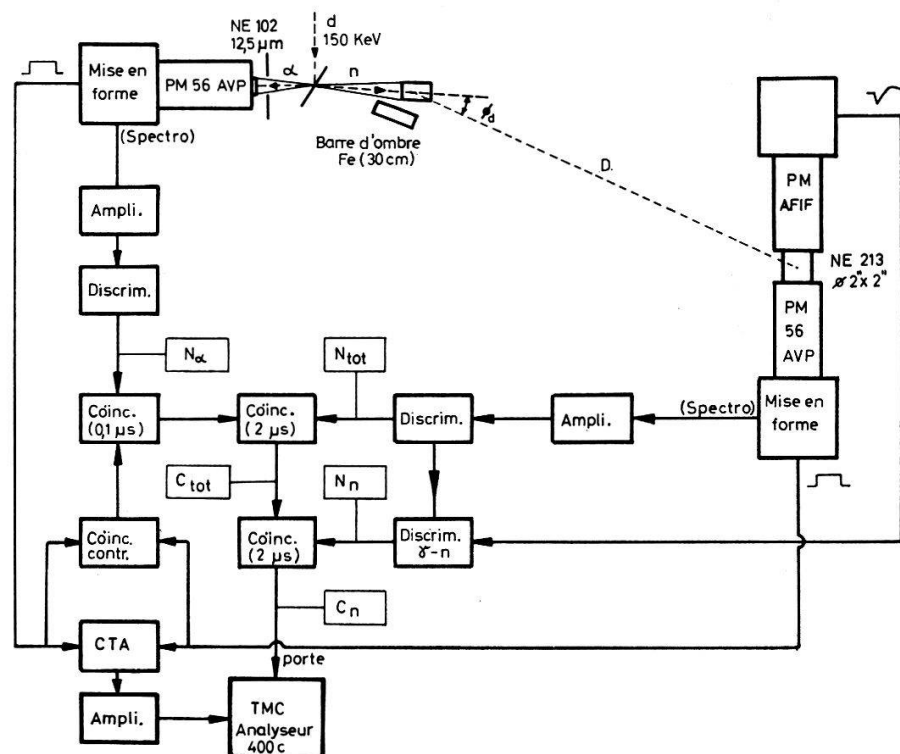


Figure 1

Schéma fonctionnel du spectromètre à temps de vol.

La mise en forme des impulsions rapides du détecteur α , prélevées sur la 14^e dynode du photomultiplicateur 56 AVP, est réalisée par un circuit «anti-empilement», à tubes. Son temps de résolution d'environ 100 ns est compatible avec celui de la voie spectrométrique (11^e dynode), qui comporte deux amplificateurs distribués, un discriminateur [10] et une échelle rapides, le comptage de cette dernière servant à la normalisation des résultats.

La mise en forme des impulsions rapides du détecteur de neutrons est effectuée suivant la méthode classique de coupure d'une penthode à forte pente par l'impulsion

intégrée sur l'anode du photomultiplicateur (56 AVP). Le seuil de détection des protons de recul est défini par le discriminateur de la voie spectrométrique, les signaux fournis par cette dernière étant prélevés sur la 11^e dynode du photomultiplicateur. La réponse lumineuse du scintillateur utilisé a été déterminée par une mesure complémentaire [11], pour permettre l'étalonnage du seuil en keVp.

La discrimination $\gamma - n$ est réalisée sur un second photomultiplicateur, selon la méthode proposée par BATCHELOR [12], elle-même dérivée de celle d'OWEN [13], qui est basée sur le phénomène de saturation de charge d'espace entre dernière dynode et anode. Elle se fonde sur l'observation de l'instant du dépassement positif de l'impulsion de dernière dynode. Avec un seuil de détection des protons de recul fixé à «500 keV» (170 keV d'électrons), 95% des neutrons de 14 MeV sont identifiés, alors que 93% des γ d'une source de ^{65}Zn (1.1 MeV) ou de Ra (spectre s'étendant jusqu'à 3 MeV) sont rejetés.

Directement inspirée du principe du circuit de coïncidences rapides à 3 diodes de DE BENEDETTI et RICHINGS [14], la conversion temps-amplitude est effectuée par la charge linéaire d'une capacité pendant la durée de chevauchement des impulsions mises en forme. Les performances de ce dispositif très simple sont excellentes. (Cf. GRIN et JOSEPH [15]). La résolution temporelle du spectromètre dépend du seuil de détection des protons de recul et du taux de comptage du détecteur α . Avec un seuil de détection des protons de recul de «500 keV» (170 keV_e) et un taux de comptage alpha de $50 \cdot 10^3 \text{ sec}^{-1}$, conditions dans lesquelles les mesures ont été faites, la résolution temporelle vaut 2 ns à mi-hauteur du pic (largeur totale), 4,0 ns à 10% et 10 ns à 1%.

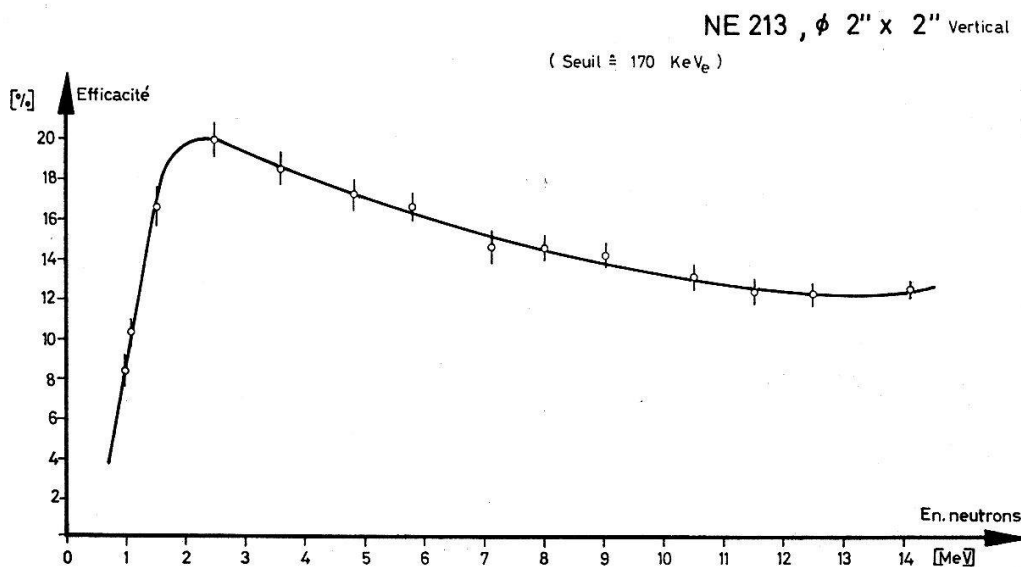


Figure 2

Courbe d'efficacité du détecteur de neutrons.

L'efficacité du détecteur de neutrons et sa variation avec l'énergie ont été mesurées par la méthode du diffuseur hydrogéné; celui-ci étant un scintillateur plastique monté sur un PM 56 AVP, ce qui permet de réduire le taux d'événements fortuits et de sélectionner les protons de recul sur le diffuseur. Un soin particulier a été apporté à cette mesure complémentaire; l'efficacité étant finalement déterminée grâce à un pro-

gramme de Monte-Carlo permettant de tenir compte des diffusions multiples. Le résultat est représenté par la figure 2. Une telle détermination, qui est nécessaire si l'on veut éviter des erreurs systématiques dans le calcul des sections efficaces, corrige automatiquement toute imperfection pouvant affecter le comptage des particules α , qui fournit la norme absolue.

3. Les Mesures

Les spectres de temps de vol ont été enregistrés pour 12 positions du détecteur de neutrons, correspondant à des angles moyens de diffusions compris entre 10° et 150° dans le laboratoire; à titre d'exemple, deux des spectres mesurés sont représentés sur la figure 3. Les pics correspondant aux quatre types de diffusions $Q = 0; -4,43; -7,65$ et $-9,63$ MeV y sont séparés; ils ont toujours été situés à ± 1 canal des positions calculées. Les événements au delà du 3^{ème} niveau, supérieurs en nombre aux événements fortuits, peuvent être attribués aux diffusions excitant le niveau large situé à 10,1 MeV.

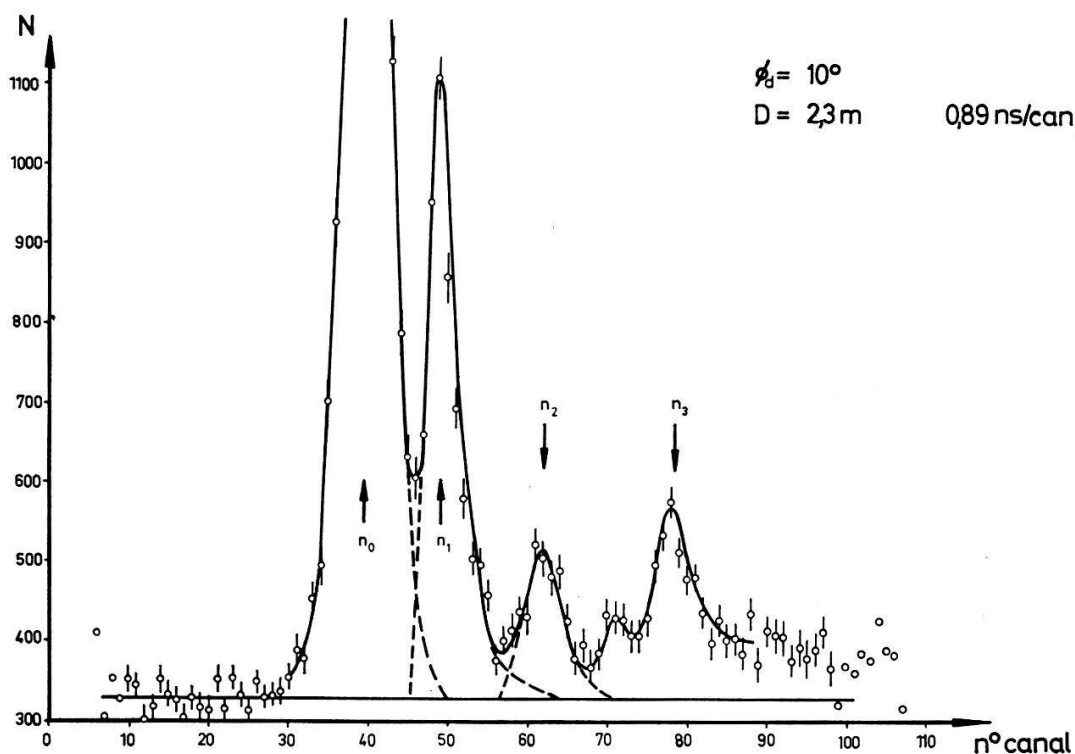


Figure 3a

Spectre de temps de vol à 10° .

Les spectres de temps de vol ont été dépouillés systématiquement: le nombre d'événements dans chaque pic est donné par la somme du contenu des canaux qu'il occupe, après soustraction des coïncidences fortuites, celles-ci étant estimées par le contenu des canaux qui précèdent le pic élastique. Cette méthode de soustraction est justifiée par des mesures sans diffuseur effectuées sous certains angles et qui ont montré que le taux des coïncidences fortuites, par unité d'intervalle de temps, est constant dans tout le domaine analysé (spectre blanc). Dans ces conditions, si Y coïncidences fortuites sont enregistrées dans n_f canaux précédant le pic élastique,

l'erreur sur le nombre Z de coïncidences vraies enregistrées dans n canaux est, d'après la méthode du maximum de vraisemblance, égale à :

$$\varepsilon_Z^r = \frac{\sigma_Z}{Z} = \frac{1}{\sqrt{Z}} \cdot \sqrt{1 + \left(1 + \frac{n}{n_f}\right) \frac{n Y}{n_f Z}} \quad (1)$$

D'après cette relation, et pour autant que les hypothèses faites soient vérifiées, la meilleure précision statistique, à temps donné, serait obtenue pour une activité de source tendant vers l'infini, si les nombres Y et Z croissent respectivement quadratiquement et linéairement avec celle-ci. Cependant, il n'est ni judicieux, ni utile de rendre $Y/n_f/Z/n$ supérieur à 1.

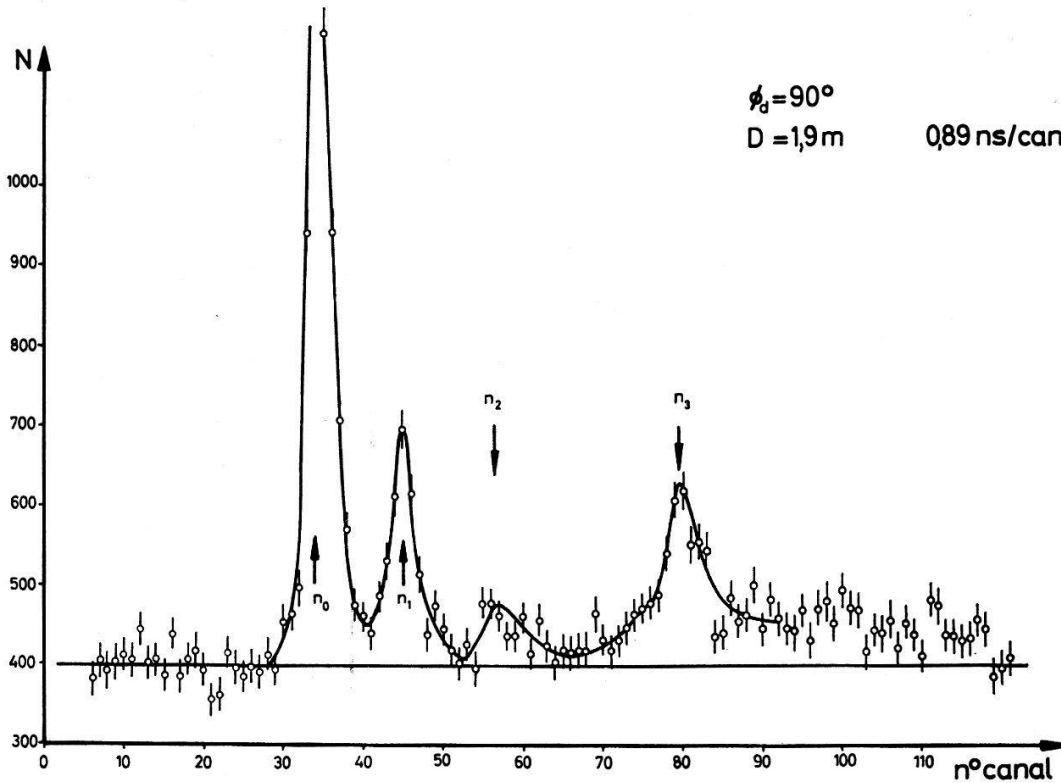


Figure 3b

Spectre de temps de vol à 90°.

Le taux relatif d'événements fortuits était important dans nos mesures à cause des faibles dimensions du local ($10 \times 6 \times 3$ m) et de la présence de murs et un plafond épais (cf. B. VAUCHER et coll. [16]). C'est ce qui a limité le taux α à 50000 sec^{-1} ($\sim 10^7 \text{ n/sec}$).

4. Calcul des sections efficaces différentielles. Mise en œuvre d'un programme de Monte Carlo

La probabilité q de diffusion par unité d'angle solide en direction ϕ_d (angle moyen dans le plan de diffusion) du détecteur d peut s'exprimer symboliquement par une série de termes, chacun d'eux correspondant à un nombre n de diffusions subies par le neutron à l'intérieur du bloc diffuseur :

$$q(\phi_d) = \sum_{n=1}^{\infty} q^n(\phi_d) = \int_{\vec{V}} d(\mathbf{k}) N_0 \sigma(\phi) e^{-\Sigma(T_1)r_1} e^{-\Sigma(T')l} dV_{1+} \\ + \int_{\vec{V}} \int_{\vec{V}} d(\mathbf{k}) N_0 \sigma(\phi') e^{-\Sigma(T_1)r_1} N_0 \sigma(\phi'') e^{-\Sigma(T')r_2} e^{-\Sigma(T'')l} dV_1 dV_2 + \dots \quad (2)$$

$d(\mathbf{k})$ est la probabilité d'émission d'un neutron par la source dans la direction \mathbf{k} , par unité de surface de la face d'entrée du diffuseur;

$\sigma(\phi) = \sum_j \sigma_j(\phi)$, les $\sigma_j(\phi)$ étant les sections efficaces différentielles des différents types j de diffusion que l'on considère, à l'énergie incidente T_1 , ou aux énergies T' , T'' , ..., après une première, respectivement une deuxième diffusion, etc.: les T et ϕ étant mesurés dans le laboratoire (les ϕ sont tels, la source et le détecteur étant supposés ponctuels, que le neutron atteigne finalement le détecteur);

N_0 est le nombre de noyaux cibles par unité de volume;

$\Sigma(T_1)$, $\Sigma(T')$, $\Sigma(T'')$, ... sont les sections efficaces macroscopiques totales aux énergies T_1 , T' , T'' , ...;

l représente le parcours dans le bloc diffuseur après la dernière interaction;

r_1, r_2, \dots sont les parcours dans le diffuseur, avant la première, entre la première et la deuxième interaction, etc.

Si l'on admet que les faisceaux incident et émergent sont parallèles, et que la diffusion se produit dans un plan horizontal, on peut obtenir une première estimation des sections efficaces, en négligeant les diffusions multiples. La somme se réduit au premier terme, $q^1(\phi_d)$, que l'on peut écrire, pour chaque type de diffusion, $q_j^1(\phi_d) = \hat{\sigma}_j(\phi_d) \cdot b$, le facteur d'atténuation b pouvant être calculé:

$$b = \frac{N_0}{2\varepsilon} \int_{x=-\varepsilon}^{+\varepsilon} \int_{z=-\lambda}^{+\lambda} e^{-\Sigma(T_1)z} e^{-\Sigma(T')l} dx dz \quad (3)$$

Le diffuseur ayant une longueur 2λ , une largeur 2ε et une hauteur 2δ . On a alors simplement:

$$\hat{\sigma}_j(\phi_d) = \frac{Z}{\Omega_d \cdot E \cdot N \cdot b} \quad (4)$$

Ω_d étant l'angle solide soustendu par le détecteur de neutrons;

E , son efficacité (fonction de l'énergie T');

N , le nombre de neutrons incidents sur le diffuseur, mesuré indirectement par le comptage des particules alpha;

Z , le nombre total d'événements vrais dans le pic j (simples et multiples).

Cette façon de faire entraîne évidemment une surestimation des sections efficaces.

La méthode analytique ne permet pas de calculer les termes supérieurs de (2) qui correspondent aux diffusions multiples. Pour estimer ces intégrales, nous avons mis en œuvre un programme de Monte-Carlo qui, partant des sections efficaces différentielles estimées par la relation (4) et, pour les énergies inférieures à 14 MeV, de celles qui sont publiées dans les tables, calcule des spectres de temps de vol correspondant aux diffusions simples et multiples pour chaque position occupée par le détecteur de neutrons.

Ce programme (écrit en FORTRAN IV pour l'ordinateur IBM 7040 de l'École Polytechnique de l'Université de Lausanne), dont le principe est proche de celui de PARKER et coll. [17], est décrit en détail dans la thèse de C. JOSEPH [18]; en fait, il est basé sur l'estimation des intégrales de l'expression (2).

Explicitons le type de la diffusion subie par le neutron: pour cela, nous désignons par l'indice m_i , qui pourra prendre dans notre cas les valeurs de 1 à 4, le type de la $i^{\text{ème}}$ interaction et posons:

$$S_{m_i}(T) = \frac{\sigma_{m_i}(T)}{\sigma_{tot}(T)} = \text{section efficace relative ou probabilité pour que la } i^{\text{ème}} \text{ diffusion soit de type } m_i$$

$$\sigma'_{m_i}(\cos \phi, T) = \frac{2 \pi \cdot \sigma_{m_i}(\cos \phi, T)}{\sigma_{tot}(T) \cdot S_{m_i}(T)} = \text{section efficace différentielle normalisée} \quad (5)$$

Distinguons de plus, dans (2), le type m_1 de la première interaction subie par le neutron; la probabilité pour qu'un neutron subisse une première diffusion de type m_1 et atteigne finalement le détecteur situé en Y_d est:

$$q_{m_1}(Y_d) = S_{m_1}(T_1) \left[\int_{\vec{V}} d(\mathbf{k}) \Sigma(T_1) [e^{-\Sigma(T_1)r_1}] \cdot \frac{\sigma'_{m_1}(\cos \phi, T_1)}{2 \pi} e^{-\Sigma(T')l} dV_1 \right. \\ \left. + \sum_{m_2} \int_{\vec{V}} \int_{\vec{V}} d(\mathbf{k}) \Sigma(T_1) [e^{-\Sigma(T_1)r_1}] \cdot \frac{\sigma'_{m_1}(\cos \phi, T)}{2 \pi} \right. \\ \left. \times \Sigma(T') [e^{-\Sigma(T')r_2}] S_{m_2}(T') \cdot \frac{\sigma'_{m_2}(\cos \phi', T')}{2 \pi} e^{-\Sigma(T'')l} dV_1 dV_2 \right. \\ \left. + \dots \dots \dots \right] \quad (6)$$

Si l'on pose:

$$p_1(X_1) = d(\mathbf{k}) \Sigma(T_1) e^{-\Sigma(T_1)r_1}$$

$$g_{m_1}(X_1, Y_d) = \sigma'_{m_1}(\cos \phi, T_1) e^{-\Sigma(T')l}$$

$$p_n(X_1, X_2, \dots, X_n) = d(\mathbf{k}) \Sigma(T_1) e^{-\Sigma(T_1)r} \cdot \frac{\sigma'_{m_1}(\cos \phi', T_1)}{2 \pi} \dots \\ \dots \Sigma(T^{(n-1)}) e^{-\Sigma(T^{(n-1)})r_n}$$

$$g_{m_n}(X_n, Y_d) = \sigma'_{m_n}(\cos \phi^{(n-1)}, T^{(n-1)}) e^{-\Sigma(T^{(n)})l} \quad (7)$$

alors les intégrales définies, dont la somme donne la probabilité cherchée $q_{m_1}(Y_d)$, peuvent être évaluées statistiquement par les estimations suivantes:

$$\hat{q}_{m_1}^{(1)}(Y_d) = \frac{S_{m_1}}{2 \pi} \frac{1}{N} \sum_1^N g_{m_1}(x_1, Y_d)$$

$$\hat{q}_{m_1}^{(n)}(Y_d) = \frac{S_{m_1}}{2 \pi} \frac{1}{N} \sum_1^N \sum_{m_n} S_{m_n} g_{m_n}(x_n, Y_d) \quad (8)$$

à partir d'un échantillon, obtenu pour N neutrons incidents, des valeurs x_1 des lieux X_1 pour $\hat{q}^{(1)}$, ou des ensembles de valeurs $(x_1 \dots x_n)$ des lieux successifs $(X_1 \dots X_n)$ pour $\hat{q}^{(n)}$; les $p_n(X_1 \dots X_n)$ étant les densités de probabilité pour qu'un neutron subisse une interaction de type m_1 en x_1 , puis $(n-1)$ interactions d'un quelconque des types considérés aux points $x_2 \dots x_n$.

En effet (cf. réf. 19), une intégrale définie, par exemple $\int p(X_1)g_{m_1}(X_1, Y_d)dV$, soit la forme que prend $q_{m_1}^{(1)}$ si l'on utilise les définitions (7), peut être estimée à partir d'un échantillon de N valeurs x_1 de X_1 , distribuées selon la densité de probabilité $p(X_1)$ normée sur le domaine d'intégration, par $\hat{q}_{m_1}^{(1)} = 1/N \sum_1^N g_{m_1}(x_1, Y_d)$.

Pratiquement, le calcul se ramène aux opérations suivantes:

Le lieu de la première interaction dans le bloc diffuseur est tiré au hasard, compte tenu de la répartition des neutrons incidents sur la face d'entrée du diffuseur et de la loi de distribution exponentielle du parcours jusqu'à la première interaction. On impose au neutron de subir en ce point un type défini m_1 de première interaction et calcule les probabilités g_{m_1} pour que le neutron atteigne le détecteur, dans toutes ses positions successives, sans subir d'autre interaction.

Ensuite, on détermine à partir de X_1 le lieu X_2 de la seconde diffusion en tenant compte des différentes lois de distribution (distribution angulaire, libre parcours moyen à l'énergie T'). On calcule en ce point, pour tous les types énergétiquement possibles de diffusion, les probabilités $S_{m_2} g_{m_2}$ que le neutron, après y avoir subi une diffusion de type m_2 , atteigne le détecteur sans subir d'autre interaction; cela à nouveau pour toutes les positions occupées par le détecteur dans l'expérience réelle. La simulation de l'histoire du neutron est ensuite poursuivie; pour cela, on commence par tirer au hasard le type de diffusion en X_2 , parmi tous ceux qui sont considérés, et on détermine comme précédemment le lieu de la troisième interaction. On effectue en ce point les calculs des probabilités $S_{m_3} g_{m_3}$ de la même manière qu'en X_2 , puis continue par une série identique d'opérations aussi longtemps que les interactions successives se produisent à l'intérieur du bloc diffuseur.

Un autre neutron incident est alors tiré avec lequel le processus recommence, jusqu'à ce qu'un nombre suffisant N de neutrons aient été envoyés sur le diffuseur. Les probabilités ainsi calculées lors de chaque interaction sont combinées, pour chaque position du détecteur, en fonction du temps de vol du neutron qui leur est associé. On construit ainsi des spectres de temps de vol calculés, dans lesquels sont séparées les parts dues à la diffusion simple et aux diffusions multiples, qui pourront être comparées aux spectres expérimentaux.

Par rapport à la simple simulation dans laquelle on est amené à suivre un nombre considérable de neutrons qui n'atteignent pas un détecteur, cette méthode utilise au maximum chaque interaction subie par un neutron. Elle améliore ainsi l'efficacité du Monte Carlo, ce qui a pour conséquence de réduire considérablement la durée de calcul.

Le programme est exécuté séparément pour chacun des types de première interaction m_1 ; les résultats de chaque exécution sont mémorisés sur une bande magnétique d'où ils sont repris par un autre programme qui normalise les spectres de temps de vol par le facteur $S_{m_1}/2\pi \cdot N$ et les ajoute de façon à reconstituer les spectres totaux.

Ce procédé présente l'avantage de rendre le calcul de Monte-Carlo indépendant des sections efficaces relatives S_{m_1} (à l'énergie incidente T_1); celles-ci sont en fait ajustées aux résultats expérimentaux en minimisant, pour chaque pic de temps de vol, l'écart mesuré par:

$$\chi^2 = \sum_d \left[\frac{q^{exp}(Y_d) - q(Y_d)}{\varepsilon_{q^{exp}}(Y_d)} \right]^2 \quad (9)$$

entre les probabilités calculée et expérimentale. Avec :

$$q^{exp}(Y_d) = \frac{Z}{\Omega_d \cdot E \cdot N} \quad \text{et} \quad \varepsilon_{q^{exp}}(Y_d) = \varepsilon_z' \cdot q^{exp}(Y_d)$$

ε_z' étant donné par (1) .

Pour tenir compte, dans le calcul de Monte-Carlo, de la présence de résonances, les sections efficaces totales et partielles ont été mémorisées sous forme de tables; leurs valeurs à une énergie déterminée sont calculées par interpolations linéaires. Les distributions angulaires sont également mémorisées sous forme de tables; n'intervenant que sous une forme normalisée, elles varient beaucoup plus lentement en fonction de l'énergie que les sections efficaces différentielles en valeur absolue, ce qui permet de limiter à 6 le nombre total de ces tables.

La durée de calcul relativement courte - 28 minutes sur ordinateur IBM 7040 pour le traitement complet des 4 types d'interactions et une précision statistique de 3% sur l'estimation des probabilités totales de diffusion dans chaque pic de temps de

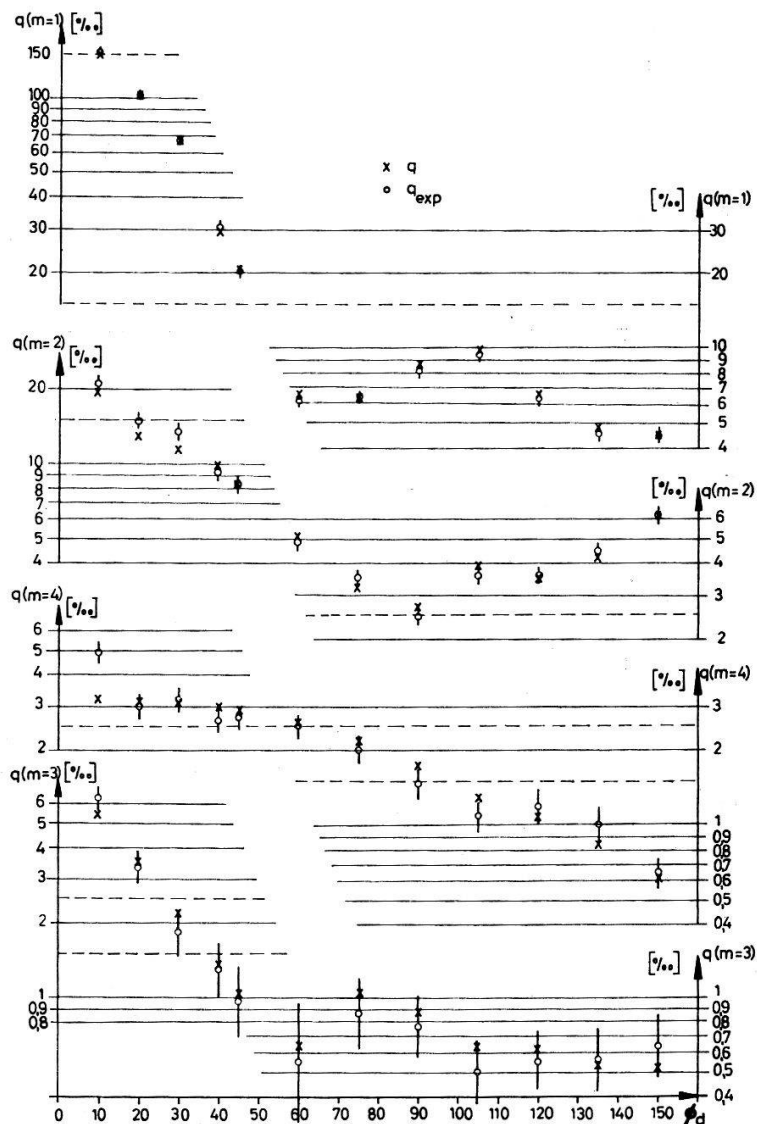


Figure 4

Comparaison des probabilités q calculées et mesurées (q_{exp}) pour les quatre niveaux considérés: $Q=0$ ($m=1$); $Q=-4,43$ MeV ($m=2$); $Q=-7,65$ MeV ($m=3$); $Q=-9,63$ MeV ($m=4$).

vol – nous a permis d'effectuer le calcul en deux étapes. L'accord entre les probabilités expérimentales et celles qui ont été calculées à partir des sections efficaces différentielles, déjà corrigées par un premier calcul, est satisfaisant, ainsi que l'illustre la figure 4.

L'importance des diffusions multiples, dans cette expérience en particulier, est mise en évidence par la comparaison des sections efficaces partielles corrigées (Monte Carlo) et non corrigées (calcul simple des atténuations, formules (3) et (4)) :

Niveau	σ non corr. [20]	σ corr.
0 MeV	825 mb	770 mb
4,43	268	216
7,65	46,5	30
9,63	94	72

Le taux de diffusion multiple, avec le diffuseur utilisé, était globalement de l'ordre de 20%.

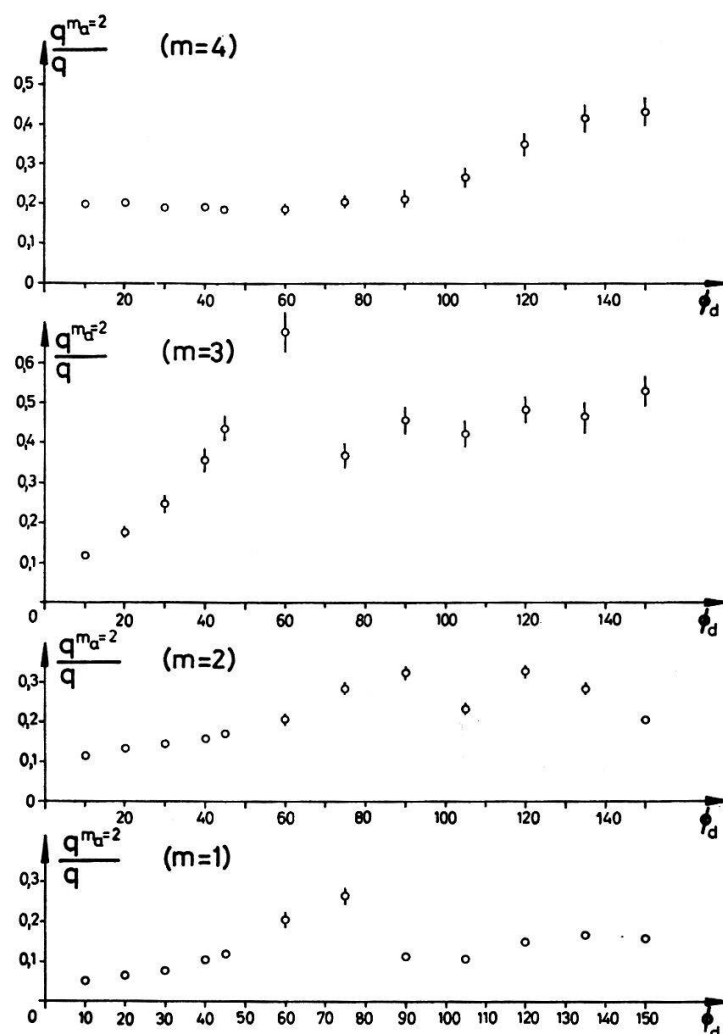


Figure 5

Taux calculés de diffusions multiples dans chaque pic des spectres de temps de vol correspondant aux diffusions élastique ($m = 1$) et inélastiques $Q = -4,43$ MeV ($m = 2$), $Q = -7,65$ MeV ($m = 3$) et $Q = -9,63$ MeV ($m = 4$).

La proportion des diffusions multiples (figure 5) dépend du pic de temps de vol et de l'angle; elle est particulièrement grande aux angles pour lesquels la section efficace différentielle est faible. La répartition des diffusions multiples dans le spectre de temps de vol (figure 6) met en évidence, surtout aux angles avant et arrière, la présence d'un pic parasite, observé expérimentalement aussi, situé entre les pics correspondant à l'excitation des deuxième et troisième niveaux, et qui doit vraisemblablement être attribué aux doubles diffusions sur le premier niveau. De plus, la probabilité de diffusion multiple au delà du pic correspondant au 3^e niveau est faible; elle ne peut expliquer l'amplitude observée dans cette région sur les spectres mesurés, confirmant ainsi l'hypothèse de l'intervention d'un niveau large à 10,1 MeV ou de tout autre processus donnant un groupe étendu de neutrons dans ce domaine de temps de vol. Pour évaluer le nombre d'événements associés à l'excitation du 3^e niveau, nous avons soustrait, en prenant la moyenne des niveaux d'événements avant et après le pic, la part qui peut être attribuée à ce groupe étendu.

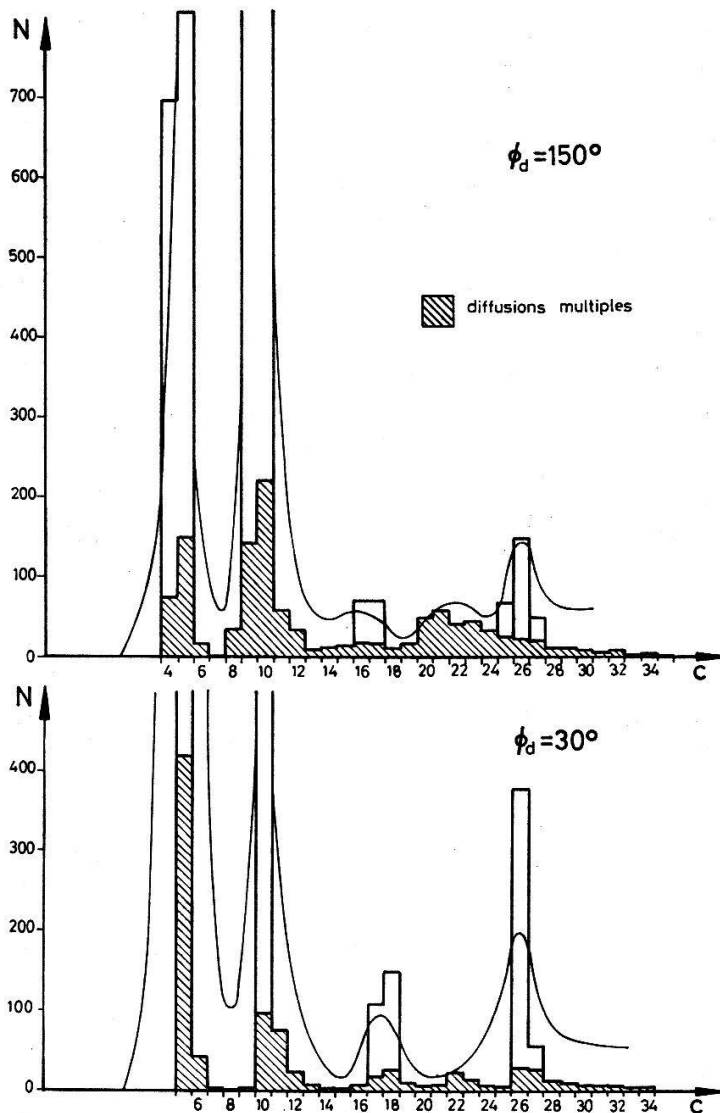


Figure 6

Spectres de temps de vol calculés. La partie hachurée correspond aux diffusions multiples, la courbe continue aux spectres expérimentaux.

5. Résultats et interprétation

Nos résultats définitifs (tableau) sont comparés à ceux qui ont été obtenus récemment à Grenoble [8] et à Chalk River [9] sur les figures 7 et 8. Les résultats de Grenoble ont été corrigés de la diffusion multiple, sauf pour $Q = -9,63$ MeV; ceux de Chalk River ont été obtenus avec un diffuseur mince. L'accord est satisfaisant, à l'exception de la section efficace pour l'excitation du second niveau, pour laquelle la dispersion des résultats est nettement supérieure au recouvrement des domaines d'erreur.

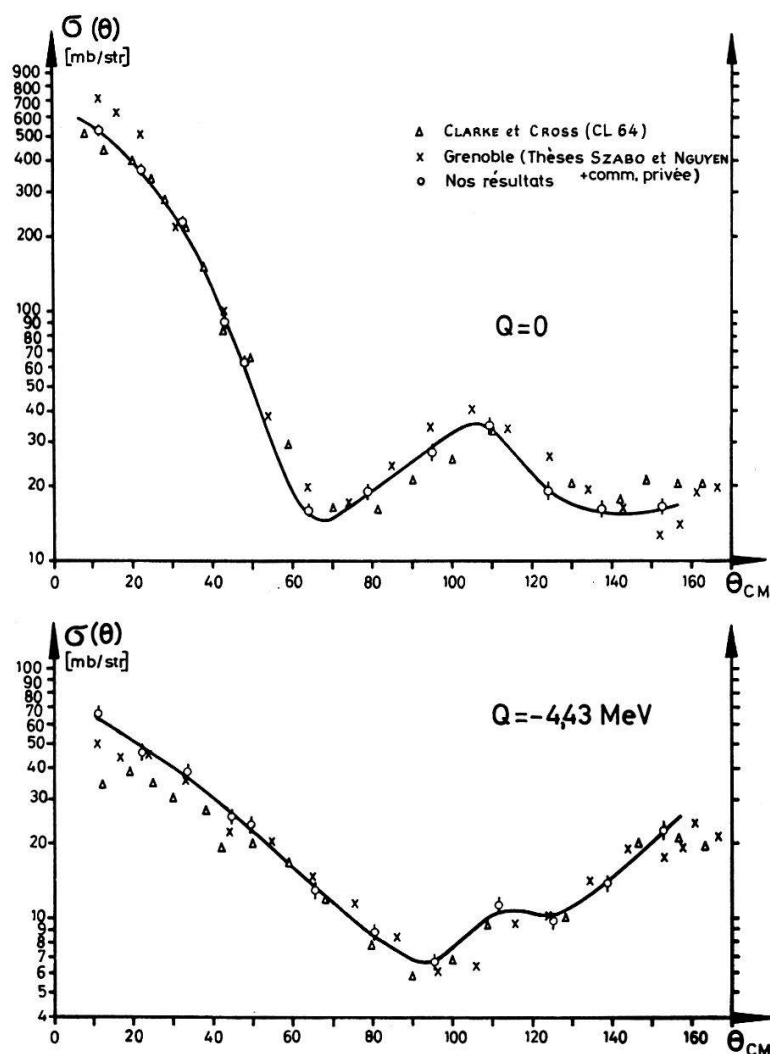


Figure 7

Comparaison des résultats expérimentaux $Q = 0$ et $-4,43$ MeV.

L'existence d'un groupe étendu de neutrons au delà du pic correspondant à l'excitation du 3^e niveau, mise en évidence par nos mesures, peut être attribuée à l'excitation du niveau 10,1 MeV ou à des neutrons émis par le Be^{9*} formé dans la réaction $\text{C}^{12}(n, \alpha)\text{Be}^{9*}$. Ce domaine du spectre de neutrons a fait l'objet d'une seconde étude [21], basée sur une méthode expérimentale nouvelle (diffuseur scintillant) [22], et dont une partie des résultats a déjà été publiée [23]; elle a permis, par ailleurs, une nouvelle détermination des sections efficaces différentielles des diffusions sur les 2^e et 3^e niveaux, en plus de celles des niveaux de 10,1 et 10,84 MeV.

Tableau
Valeur des sections efficaces différentielles

ϕd [0]	$Q = 0$		$Q = -4,43$		$Q = -7,65$		$Q = -9,63$	
	θ [0]	$\sigma(\theta)$ [mb/str]	θ [0]	$\sigma(\theta)$ [mb/str]	θ [0]	$\sigma(\theta)$ [mb/str]	θ [0]	$\sigma(\theta)$ [mb/str]
10	10,8	539 ± 10	11	66,6 ± 3,3	11,3	17,8 ± 1,8	11,6	14,3 ± 2 ¹⁾
20	21,7	366 ± 7	22	45,5 ± 2	22,6	7,3 ± 1,1	23,2	8,3 ± 1,3
30	32,4	228 ± 4	33	39,3 ± 1,6	33,8	4,6 ± 0,9	34,7	8,8 ± 1,5
40	43,1	92 ± 3	43,8	26,2 ± 1	44,8	2,8 ± 0,6	46,1	7,2 ± 1
45	48,4	63 ± 2	49,2	24,2 ± 1,1	50,3	1,9 ± 0,6	51,7	7,5 ± 1,1
60	64,2	16 ± 1	65,1	13,0 ± 0,8	66,5	0,6 ± 0,3	68,2	7,3 ± 1,2
75	79,7	19 ± 1	80,7	9,0 ± 0,5	82,3	2,0 ± 0,7	84,2	6 ± 1
90	94,8	27,1 ± 1	95,9	6,6 ± 0,4	97,5	1,6 ± 0,4	99,5	4,4 ± 1
105	109,7	34,4 ± 1,5	110,7	11,3 ± 0,7	112,3	1,3 ± 0,4	114,2	3,8 ± 0,9
120	124,2	19,6 ± 1	125,1	9,7 ± 0,6	126,5	1,3 ± 0,4	128,2	3,6 ± 0,9
135	138,4	16,5 ± 1	139,2	13,9 ± 0,7	140,3	1,5 ± 0,4	141,7	3,1 ± 0,8
150	152,4	17,7 ± 1	153	22,2 ± 1,1	153,8	1,6 ± 0,4	154,7	2,0 ± 0,6

1) Y compris l'incertitude résultant de la soustraction de la part du groupe étendu d'événements sous ce pic.

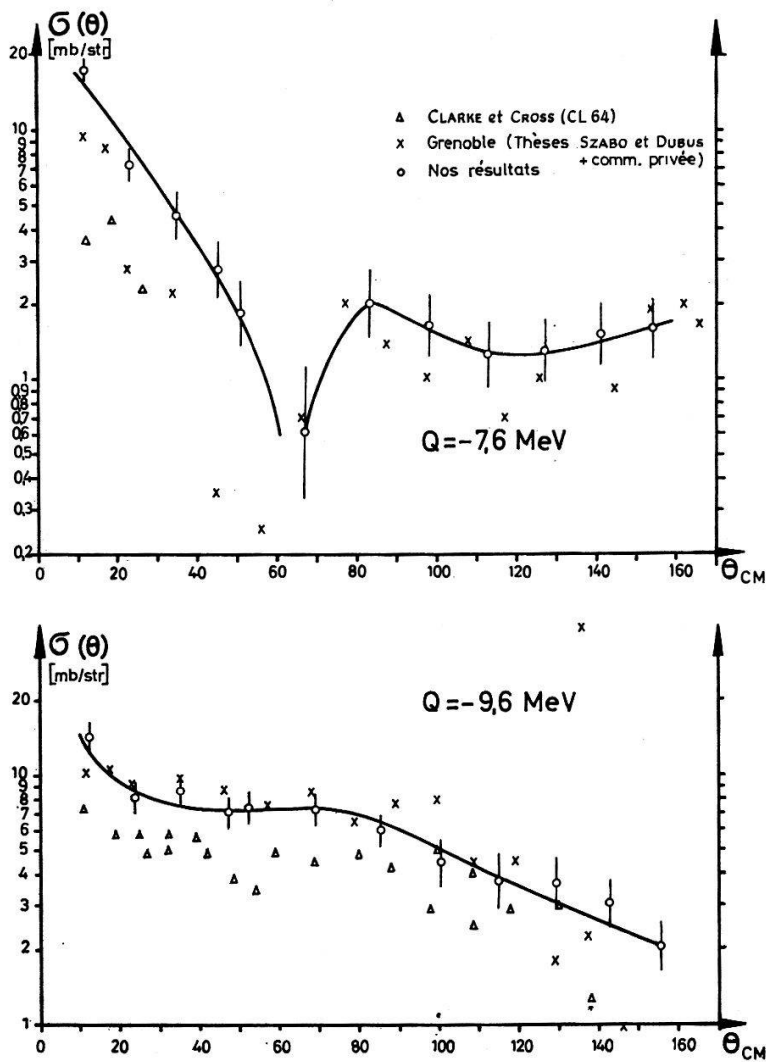


Figure 8

Comparaison des résultats expérimentaux $Q = -7,66$ et $-9,63$ MeV.

Les valeurs des sections efficaces partielles déduites des distributions angulaires sont les suivantes:

$$\begin{aligned} \sigma_{el} &= 770 \pm 70 \text{ mb} & \sigma_{4,43} &= 216 \pm 25 \text{ mb} \\ \sigma_{7,65} &= 30 \pm 15 \text{ mb} & \sigma_{9,63} &= 72 \pm 15 \text{ mb} \end{aligned}$$

Les erreurs indiquées comprennent les indéterminations sur les valeurs absolues (facteur d'irradiation de l'échantillon, 3%, et efficacité du détecteur de neutrons, 5%). Ceci laisse une section efficace de 210 mb pour l'ensemble des autres voies de réaction, si la section totale est de 1,30 b.

LUTZ et coll. [24] ont montré que, même pour des noyaux légers, la distribution angulaire de diffusion élastique et les sections efficaces totale et de réaction peuvent être déduites du modèle optique avec interaction spin-orbite. Mais, pour ^{12}C l'accord entre théorie et expérience est moins satisfaisant que pour les noyaux voisins; nos mesures, qui concordent assez bien avec les déterminations précédentes, confirment donc ce désaccord (cf figure 9).

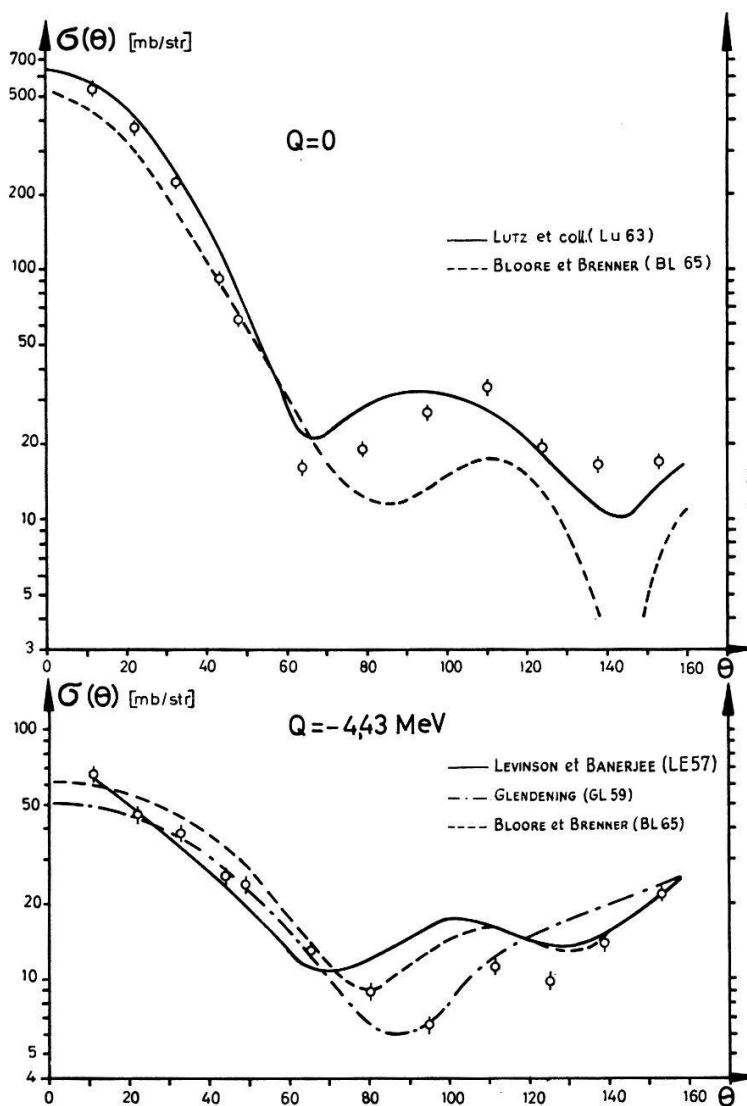


Figure 9

Distributions angulaires théoriques et expérimentales des diffusions élastique et inélastique sur le 1^{er} niveau.

Dans le cas de la diffusion inélastique sur le premier niveau ($Q = -4,43$ MeV), nos valeurs expérimentales sont comparées (figure 9) aux distributions angulaires calculées, dans l'approximation des ondes distordues, par LEVINSON et BANERJEE [25] d'une part, de façon simplifiée par GLENDENNING [26] d'autre part; dans ce dernier cas une renormalisation importante est nécessaire. Pour tenir compte de la grande probabilité d'excitation du premier niveau, BLOORE et BRENNER [27] ont résolu les équations couplées pour les voies élastique et inélastique ($Q = -4,43$ MeV); les fonctions d'ondes du noyau cible et du noyau résiduel étant données par le modèle en couches avec couplage L-S et l'interaction directe étant dérivée d'un potentiel de Yukawa. Leurs résultats, en valeur absolue, représentés également sur la figure 9, ont été obtenus avec des valeurs des paramètres (interaction nucléon-nucléon et partie réelle du potentiel optique notamment) un peu plus normales que celles de LEVINSON et BANERJEE. Le minimum accentué à 140° , dans la distribution angulaire de diffusion élastique calculée, est attribué à l'absence de couplage spin-orbite dans le potentiel optique utilisé, dont la partie imaginaire tient compte des voies de réaction autres que celles qui sont traitées par les équations couplées.

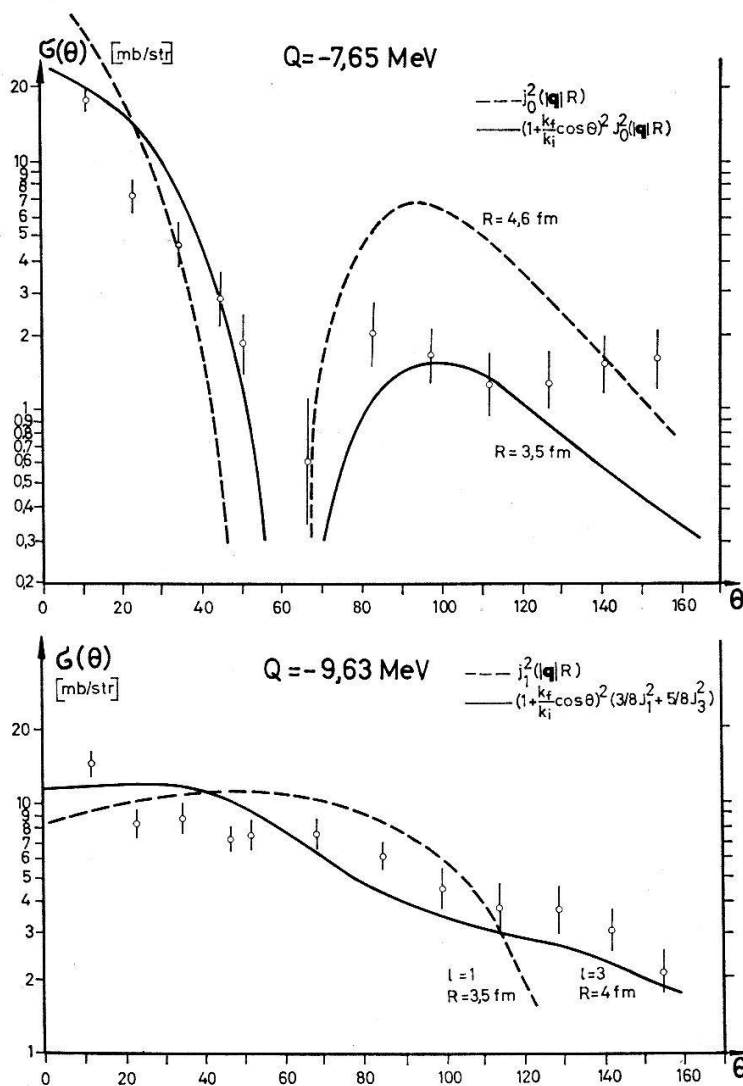


Figure 10

Distributions angulaires expérimentales et théoriques (modèles diffractif de Dar et PWBA) pour les diffusions inélastiques sur les 2^e et 3^e niveaux.

Pour un noyau cible de spin nul, l'interaction directe de surface prévoit, dans l'approximation des ondes planes [28], une variation de la distribution angulaire en $j_l^2(|\mathbf{q}|R)$; \mathbf{q} et l sont l'impulsion et le moment angulaire transférés au noyau, et les j_l , les fonctions de Bessel sphériques. Ce comportement est approximativement vérifié (figure 10) dans le cas de l'excitation du niveau 0^+ ($l = 0$) à 7,6 MeV pour un rayon R compris entre 4,6 et 5,5 fm, ce qu'avait déjà constaté BOUCHEZ à Grenoble [8] avec $R \cong 5$ fm. Cette théorie simple ne rendrait compte, très approximativement, de la distribution angulaire relative à l'excitation du 3^e niveau (figure 10) que si celui-ci était de spin et parité 1^- ; ce qui est contraire, notamment, aux résultats de CARLSON [29] qui, par une mesure de corrélation angulaire, lui a assigné les valeurs $J^\pi = 3^-$.

Le modèle diffractif de DAR [30], basé sur l'hypothèse d'une forte absorption dans la matière nucléaire, conduit à une variation de la section efficace différentielle de la forme suivante:

$$\begin{aligned} \sigma(\theta) &\sim \left(1 + \frac{k_f}{k_i} \cos \theta\right)^2 (J_0^2(|\mathbf{q}|R)) && \text{pour } l = 0 \\ \sigma(\theta) &\sim \left(1 + \frac{k_f}{k_i} \cos \theta\right)^2 \left(\frac{3}{8} J_1^2(|\mathbf{q}|R) + \frac{5}{8} J_3^2(|\mathbf{q}|R)\right) && \text{pour } l = 3 \end{aligned} \quad (10)$$

où les $J_l(|\mathbf{q}|R)$ sont les fonctions de Bessel (cylindriques) d'ordre l ; k_f et k_i , les impulsions relatives dans les voies de sortie et d'entrée, respectivement. Les distributions angulaires relatives aux deuxième et troisième niveaux sont qualitativement bien décrites par ce modèle (figure 10), en accord avec les valeurs des spins attribuées à ces niveaux; il faut noter que les valeurs du rayon d'interaction qui résultent de l'ajustement sont respectivement de 3,5 et 4,0 fm, alors que le modèle de AUSTERN, BUTLER et McMANUS conduit à un rayon de 5 fm environ, dans le cas du niveau 0^+ . Le modèle diffractif donne ainsi des résultats assez satisfaisants dans notre cas.

6. Conclusions

Le spectromètre que nous avons mis au point nous a permis de mesurer les distributions angulaires des sections efficaces différentielles, en valeur absolue, caractérisant les diffusions $^{12}\text{C}(n, n)$ et $^{12}\text{C}(n, n')$ ($Q = -4,43$; $-7,65$; $-9,63$ MeV) à 14,1 MeV. Les deux premières ($Q = 0$ et $-4,43$ MeV (2^+)) concordent assez bien avec celles qui résultent de déterminations antérieures. En ce qui concerne l'excitation du 2^e niveau (0^+), l'accord est moins satisfaisant; ceci doit provenir de la difficulté de mesure des très faibles sections efficaces (< 1 mb/str) en diffusion de neutrons. Une certaine indétermination affecte la section efficace de la diffusion sur le 3^e niveau (3^-); elle est due à la présence d'un continuum de neutrons, qui peut provenir de l'excitation du niveau large situé à 10,1 MeV. En ce qui concerne les niveaux de 7,6 et 9,6, et le cas spécial de celui de 10,1 MeV, les mesures que nous avons faites ensuite, avec un diffuseur scintillant [22], devraient donner des résultats plus précis et plus sûrs. Pour ne pas amener de confusion, nous n'en avons pas discuté dans le présent article, bien qu'une publication partielle à ce sujet ait déjà été faite [23].

Un programme élaboré, basé sur une méthode de Monte-Carlo, a permis de tenir compte de façon efficace, et simultanément pour les quatre niveaux considérés, du phénomène de diffusion multiple, dont l'importance est grande lorsque le diffuseur n'est pas mince.

Les interprétations théoriques existantes permettent de rendre compte qualitativement des résultats obtenus; des calculs plus raffinés seraient cependant nécessaires pour que l'accord soit vraiment satisfaisant. Il serait nécessaire, de plus, de pouvoir varier l'énergie incidente.

Nous exprimons notre gratitude à Monsieur le Professeur CH. HAENNY pour ses encouragements et l'intérêt qu'il a porté à ce travail. Nous sommes reconnaissants à Messieurs A. HENCHOZ et J. F. LOUDE de l'aide précieuse qu'ils nous ont apportée dans la réalisation et pour l'entretien des circuits électroniques, ainsi qu'au personnel technique de l'Institut. Ce travail a bénéficié de l'appui financier du Fonds National Suisse de la Recherche Scientifique, auquel nous adressons nos remerciements.

Bibliographie

- [1] J. D. ANDERSON et al., *Phys. Rev.* *110*, 1439 (1958); *111*, 572 (1958).
- [2] K. TESCH, *Nucl. Phys.* *37*, 412 (1962).
- [3] G. J. PEREY, thèse Univ. Montréal (1960).
- [4] V. I. STRIZHAK, V. V. BOBYR, L. Y. GRONA, *JETP (Sov. Phys.)* *14*, 225 (1962).
- [5] J. B. SINGLETARY, J. E. WOOD, *Phys. Rev.* *114*, 1595 (1959).
- [6] M. HEYMAN, H. JEREMIE, J. KAHANE, R. SERRE, *J. Phys. et Rad.* *21*, 380 (1960).
- [7] J. RETHMEIER, C. C. JONKER, M. RODENBURG, J. MOVENIER, D. VAN DER MEULEN, *Nucl. Phys.* *38*, 322 (1962).
- [8] R. BOUCHEZ, J. DUCLOS, P. PERRIN, *Nucl. Phys.* *43*, 623 (1963); S. SZABO, Thèse Univ. Grenoble 1963; M. DUBUS, Thèse Univ. Grenoble 1964; R. BOUCHEZ, Communication privée (1966).
- [9] R. L. CLARKE, W. G. CROSS, *Nucl. Phys.* *53*, 177 (1964).
- [10] R. L. FAVRE, *Helv. phys. Acta* *34*, 427 (1961).
- [11] C. JOSEPH, J. C. ALDER, G. A. GRIN, J. F. LOUDE et B. VAUCHER, *Helv. phys. Acta* *35*, 296 (1962).
- [12] R. BATCHELOR, W. B. GILBOY, A. D. PURNELL, J. H. TOWLE, *Nucl. Instr. Meth.* *13*, 70 (1961).
- [13] R. B. OWEN, Colloque Intern. sur l'Electronique nucl. AIEA, 27 (1959).
- [14] S. DE BENEDETTI, M. J. RICHINGS, *Rev. Sci. Instr.* *23*, 37 (1952).
- [15] G. A. GRIN, C. JOSEPH, *Nucl. Instr. Meth.* *24*, 331 (1963).
G. A. GRIN, C. JOSEPH, J. C. ALDER, B. VAUCHER, *Helv. phys. Acta* *34*, 490 (1961).
- [16] B. VAUCHER, J. C. ALDER, G. A. GRIN, C. JOSEPH, J. F. LOUDE, *Helv. phys. Acta* *35*, 300 (1962).
- [17] J. B. PARKER, J. H. TOWLE, D. SAMS, W. B. GILBOY, A. D. PURNELL, M. J. STEVENS, *Nucl. Instr. Meth.* *30*, 77 (1964).
- [18] C. JOSEPH, Thèse EPUL, Lausanne (1966). Institut de Physique nucléaire.
- [19] Y. A. SCHREIDER, *Methods of Statistical Testing*, Editor, Elsevier (1964).
- [20] C. JOSEPH, G. A. GRIN, J. C. ALDER, B. VAUCHER, J. F. LOUDE, Contribution No. 33 to Intern. Conference on the Study of Nuclear Structure with Neutrons, Antwerp 1965, EANDC.
- [21] G. A. GRIN, Thèse EPUL (1967); G.-A. GRIN et coll., à paraître.
- [22] G. A. GRIN, C. JOSEPH, B. VAUCHER, J. C. ALDER, J. F. LOUDE, A. HENCHOZ, *Helv. phys. Acta* *38*, 666 (1965); voir aussi Contribution No. 30 to Conference Antwerp 1965 (loc. cit.).
- [23] G. A. GRIN, C. JOSEPH, J. C. ALDER, B. VAUCHER, J. F. LOUDE, *Helv. phys. Acta* *39*, 214 (1964).
- [24] H. F. LUTZ, J. B. MASON, M. D. KORRELIS, *Nucl. Phys.* *47*, 521 (1963).
- [25] C. A. LEVINSON, M. K. BANERJEE, *Ann. Phys.* *2*, 471 (1957); *3*, 67 (1958).
- [26] N. K. GLENDENNING, *Phys. Rev.* *114*, 1297 (1959).
- [27] F. J. BLOORE, S. BRENNER, *Nucl. Phys.* *69*, 320 (1965).
- [28] N. AUSTERN, S. T. BUTLER, H. MCMANUS, *Phys. Rev.* *92*, 350 (1953).
- [29] R. CARLSON, *Nucl. Phys.* *28*, 443 (1961).
- [30] A. DAR, *Nucl. Phys.* *55*, 305 (1964).