Zeitschrift: Helvetica Physica Acta

Band: 39 (1966)

Heft: 4

Artikel: Etude des réactions Ca^40(n,) A^37 et F^19(n,)N^16 avec des neutrons de 6 MeV

Autor: Knellwolf, T. / Rossel, J.

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-113693

Nutzungsbedingungen

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

Conditions d'utilisation

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

Terms of use

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

Download PDF: 15.07.2025

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

Etude des réactions $Ca^{40}(n, \alpha)$ A^{37} et $F^{19}(n, \alpha)N^{16}$ avec des neutrons de 6 MeV

par **T. Knellwolf** et **J. Rossel**
Institut de Physique, Université de Neuchâtel

(22 IV 66)

Summary. The differential cross-section for the group α_0 and the group $\alpha_1 + \alpha_2$ corresponding to the ground and first two excited states in the reaction $Ca^{40}(n, \alpha)A^{37}$ and for the 4 unresolved lower states in the reaction $F^{19}(n, \alpha)N^{16}$ have been measured with 6 MeV neutrons and both CaF_2 and Ca targets.

The directional detector composed of two proportional and one solid state counter in coincidence, which allows E versus dE/dx proton-α discrimination, is described and the different checks and corrections needed are discussed.

The angular distribution for the α_0 group is found to be symmetrical about 90° whereas it is not for the α_1 α_2 group. For F^{19}, the measurement in a limited angular range allows no definite conclusion.

The total cross-sections obtained by integration are as follows:

$$\sigma(n, \alpha_0) = (60.5 \pm 7.2) \text{ mb}$$
$$\sigma(n, \alpha_1\, \alpha_2) = (47.8 \pm 5.8) \text{ mb} \quad \text{for } Ca^{40} \text{ and}$$
$$\sigma(n, \alpha) = (121 \pm 14) \text{ mb} \quad \text{for } F^{19}.$$

It is argued that the difference in character of the two angular distributions for Ca^{40} is due to fluctuations and that direct interaction is improbable.

An attempt is made to evaluate the probability of preformation of the α particle in the compound nucleus, the difference in nucleon configuration for Ca^{40} and F^{19} being particularly pronounced. Some results concerning this point are presented.

I. Introduction

Durant ces dix dernières années, un grand nombre de noyaux ont été étudiés dans des réactions nucléaires induites par des neutrons d'énergie voisine de 14 MeV. Les mesures portaient sur les caractéristiques des noyaux en question, mais aussi essentiellement sur les mécanismes des réactions avec production de particules chargées. Récemment, des articles de synthèse essayant de dégager les tendances générales des données accumulées ont été publiés sur des sujets délimités [1, 2, 3][1]).

Pour les énergies de neutrons de quelques MeV, la situation est différente. Non seulement le nombre de mesures effectuées est plus faible et l'information recueillie souvent inférieure par suite des techniques de mesure plus difficiles, mais on doit s'attendre à une plus forte compétition entre processus par formation du noyau composé et par interaction directe. Ce n'est que pendant ces toutes dernières années que de notables progrès ont été réalisés surtout grâce à l'introduction des détecteurs semiconducteurs.

---

[1]) Les chiffres entre crochets renvoient à la Bibliographie, page 396.

1. *But du travail*

L'étude des réactions $Ca^{40}(n, \alpha)A^{37}$ et $F^{19}(n, \alpha)N^{16}$, présentée dans ce travail est une contribution aux recherches dans un domaine d'énergie encore peu exploré. Parmi les noyaux légers $_{20}Ca^{40}$ mérite une attention spéciale. Dans ce noyau réputé doublement magique, la sous-couche $1\,d\,{}^3/_2$ est remplie de son quota de 4 neutrons et 4 protons formant ainsi une configuration particulièrement symétrique avec un état fondamental 0^+. On peut s'attendre à une section efficace $\sigma(n, \alpha)$ relativement élevée, puisque dans la sous-couche $1\,d\,{}^3/_2$, les quatre nucléons nécessaires pour l'émission d'une particule α peuvent déjà être groupés. Une comparaison avec les noyaux voisins, dans lesquels la couche $1\,f\,{}^7/_2$ commence à être remplie devrait mettre en évidence cet effet de couche ou éventuellement la préexistence de particules α dans le noyau cible.

Dans la présente expérience, la section efficace $\sigma(n, \alpha)$ pour Ca^{40} est comparée à celle de $_9F^{19}$. Dans ce dernier noyau trois nucléons s'ajoutent à un cœur de type O^{16}, deux neutrons et un proton. Pour le proton l'orbite $1\,d\,{}^5/_2$ est en compétition serrée avec l'orbite $2\,s\,{}^1/_2$. C'est ainsi que le proton impair occupe l'orbite $1\,d\,{}^5/_2$ dans F^{17}, tandis que dans F^{19} l'orbite $2\,s\,{}^1/_2$ est favorisée, comme le montrent les spins mesurés. L'émission d'un α implique ici le découplage d'une paire de nucléons situés dans la couche $1\,p\,{}^1/_2$.

La possibilité de produire aisément des cibles stables et minces de CaF_2 est une des raisons du choix de F^{19} comme noyau de comparaison.

Des études récentes [4] indiquent que le noyau Ca^{40} n'est pas en fait doublement magique, des nucléons des couches supposées saturées étant déplacés dans des sous-couches supérieures à $d\,{}^3/_2$. Ces conclusions nouvelles sur la structure de Ca^{40} devraient avoir des conséquences pour les réactions étudiées qui peuvent ainsi en fournir un test complémentaire.

2. *Mesures déjà effectuées*

Passons rapidement en revue les expériences exécutées jusqu'ici sur les noyaux Ca^{40} et F^{19}. Dans la première mesure de $Ca^{40}(n, \alpha)A^{37}$ rapportée par Bass et al. [5], les auteurs emploient des cristaux de CaF_2 et $CaWO_4$ qui servent en même temps de cible et de détecteur.

Ils observent le groupe α_0 qui correspond à la transition aboutissant au niveau fondamental de A^{37}, sans pouvoir donner la valeur numérique de la section efficace en question.

Dans un travail plus récent, Bass et al. [6] ont repris et amélioré la méthode. Les particules chargées sont détectées dans un scintillateur de $CaF_2(Eu)$, et enregistrées en coïncidence avec des γ pour pouvoir mieux identifier les groupes de particules aboutissant à des niveaux excités du noyau résiduel. La méthode dans laquelle la cible est utilisée en même temps comme détecteur ne permet pas la détermination des distributions angulaires.

Une première information sur les sections différentielles a été obtenue à une énergie de 6 MeV pour les réactions $Ca^{40}(n, p)K^{40}$ et $Ca^{40}(n, \alpha)A^{37}$ par Urech et al. [7] au moyen d'émulsions photographiques chargées de micelles de $CaSi_2$.

La première mesure de $Ca^{40}(n, \alpha)A^{37}$ réalisée avec un détecteur semiconducteur est celle de Cavallaro et Rubbino [8]. Ils mesurent la fonction d'excitation entre

3,6 et 5,1 MeV. Pour l'énergie de 3,6 MeV ils trouvent une distribution angulaire symétrique par rapport à 90°.

Dans un travail plus récent, CALVI et al. [9] publient des distributions angulaires fort asymétriques à 4,0 et 4,5 MeV. La forme de ces distributions varie fortement dans un intervalle d'énergie de l'ordre de 500 keV.

Notons finalement que l'étude de la réaction $Ca^{40}(n, \alpha)A^{37}$ au moyen d'un compteur télescope a déjà été abordée dans notre laboratoire et que des résultats préliminaires ont été publiés par VIENNET et al. [10].

La réaction $F^{19}(n, \alpha)N^{16}$ a aussi fait l'objet de différents travaux. MARION et BRUGGER [11] ont basé leur mesure sur l'activité de N^{16} induite dans un scintillateur de CaF_2. Pour la fonction d'excitation ces auteurs observent de larges structures pour un domaine d'énergie compris entre 3 et 8 MeV.

Dans un travail plus récent, effectué aussi à Rice Institute, DAVIS et coll. [12] ont repris l'étude de F^{19} avec une chambre à ionisation à grille. L'allure de la fonction d'excitation est peu changée, mais les valeurs de la section efficace sont bien inférieures à celles obtenues par la méthode d'activation.

SMITH et coll. [13] obtiennent par une mesure d'activation de BaF_2, des valeurs inférieures à celles de Marion mais supérieures à celles de Davis.

La mesure absolue de la section efficace différentielle à l'aide d'un compteur télescope doit permettre en outre de fournir des renseignements sur les mécanismes de réaction mis en jeu. Afin de mieux saisir les implications d'une telle mesure, nous rappelons ci-après brièvement l'état actuel des points de vue sur les mécanismes de réaction.

Mécanismes de réaction

Dans ce qui suit, la discussion sera limitée d'emblée à des réactions induites par des particules d'une énergie pas trop élevée ($E \leqslant$ 10–20 MeV). L'interaction entre le projectile et le noyau cible n'a lieu que pendant le temps où les deux corps se trouvent à une distance inférieure à la portée des forces nucléaires. Elle est caractérisée par un échange d'énergie, d'impulsion et de moment cinétique, grandeurs pour lesquelles les lois de conservation doivent être satisfaites.

Considérant que toute réaction nucléaire débute par l'interaction du projectile avec un nucléon du noyau cible, on peut envisager deux situations différentes.

a) *Formation d'un noyau composé*

Dans ce cas l'énergie transmise dans le choc initial ne suffit pas à séparer le nucléon touché du noyau cible; d'autre part le projectile ne conserve pas assez d'énergie pour pouvoir quitter le noyau. Par les interactions ultérieures l'énergie d'excitation est redistribuée sur un nombre croissant de nucléons; il se forme ainsi un noyau excité avec une longue durée de vie qui peut se désintégrer plus tard si un nucléon par suite de collisions internes gagne assez d'énergie pour lui permettre de quitter le noyau. Pour que le noyau composé puisse se désintégrer par l'émission d'une particule α il faut réaliser une configuration particulière, où deux protons et deux neutrons sont temporairement groupés avec des moments cinétiques appropriés, sur laquelle une grande partie de l'énergie d'excitation doit être concentrée.

b) *Interactions directes*

Le nucléon touché dans la collision initiale peut être éjecté, si l'énergie transmise est suffisante. Si le projectile reste dans le noyau cible on est en présence de la diffusion inélastique directe (avec ou sans échange de charge); mais il se peut que le projectile sorte ensemble avec le nucléon touché, formant une seule particule émergente (processus de pick-up). Dans le processus inverse (stripping) le projectile est une particule composite; dans l'interaction un nucléon du projectile est capturé par le noyau cible avec un moment cinétique bien défini, tandis que le reste de la particule incidente émerge de la région d'interaction.

Au lieu d'éjecter un seul nucléon, le projectile peut éventuellement éjecter une particule α pour autant que les quatre nucléons en question forment, au moins temporairement une certaine entité structurale à l'intérieur du noyau (processus de knock-out).

Les deux schémas de réaction peuvent être caractérisés par les intervalles de temps mis en jeu. Le temps significatif pour les interactions directes est le temps mis par un nucléon pour parcourir une distance de l'ordre du diamètre d'un noyau. Pour un nucléon de quelques MeV ce temps est de l'ordre de 10^{-22} s. Le temps caractéristique pour le noyau composé est sa durée de vie qui se reflète dans la largeur Γ des niveaux. Elle dépend de l'énergie d'excitation et de la masse du noyau en question et se situe en général entre 10^{-16} s et 10^{-19} s.

Des théories détaillées ont été élaborées pour les différentes situations décrites qui permettent de faire des prédictions spécifiques sur les sections efficaces, les spectres d'énergie et les distributions angulaires.

Pour une réaction qui procède par formation d'un noyau composé dans un niveau isolé la conservation de la parité entraîne une distribution angulaire symétrique par rapport à 90°. Le développement de la section efficace différentielle en polynômes de Legendre ne contient pas de termes supérieurs à $(\cos\theta)^{2l}$ où l mesure le moment cinétique transmis, ni de termes supérieurs à $(\cos\theta)^{2J}$ où J désigne le spin du niveau considéré dans le noyau composé. Le développement s'arrête avec un terme $(\cos\theta)^{2l}$ ou $(\cos\theta)^{2J}$ suivant que l ou J est plus petit.

Les distributions angulaires observées dans le cas des interactions directes ne montrent pas de symétrie par rapport à 90°. Elles sont en général caractérisées par un maximum marqué vers l'avant. La position angulaire de ce maximum dans le cas du stripping est liée au moment cinétique transmis au noyau cible par le nucléon capturé, tandis que, pour le processus inverse du pick-up, le moment orbital emporté détermine l'emplacement de ce pic. De la diffusion inélastique directe résultent également des distributions angulaires qui ressemblent à celles obtenues lors du stripping avec un maximum dont la position est liée au changement du moment cinétique de la particule diffusée inélastiquement.

Des distributions angulaires sans la symétrie par rapport à 90° peuvent aussi être obtenues par des réactions qui procèdent par formation d'un noyau composé. Cela peut être le cas si l'énergie d'excitation du noyau composé est telle que plusieurs niveaux compris dans la largeur du faisceau incident sont excités simultanément. Dans cette situation il faut s'attendre à des interférences entre les différentes ondes sortantes ce qui conduit à des distributions angulaires qui ne montrent pas nécessaire-

ment la symétrie par rapport à 90°. Ce cas a fait l'objet d'études théoriques, par ERICSON [14, 15, 16] notamment. ERICSON considère le noyau composé à haute excitation où les niveaux se recouvrent du fait que la distance moyenne entre niveaux diminue tandis que leur largeur Γ augmente au fur et à mesure que l'énergie d'excitation augmente.

La section efficace est alors déterminée par les contributions dues aux différents niveaux compris dans ΔE où ΔE caractérise la définition du faisceau. Dans le cadre du formalisme de la matrice S il décompose l'amplitude de diffusion en deux parties, une qui varie lentement avec l'énergie, qui sera liée à l'interaction directe et une qui varie rapidement en fonction de l'énergie. Cette deuxième partie est due à l'existence d'états intermédiaires de longue durée de vie. Partant de l'amplitude de diffusion ainsi décomposée, il peut montrer que de cette situation résultent les fluctuations de la section efficace et, en incluant les moments cinétiques dans ce formalisme, les variations de la distribution angulaire en fonction de l'énergie. L'introduction de la fonction de corrélation permet de voir que les sections efficaces et les distributions angulaires ne montrent plus de corrélations si les mesures sont exécutées à des énergies pour les quelles l'écartement des niveaux est grand comparé à leur largeur Γ.

Ces considérations seront utiles à la discussion des résultats.

II. Dispositif expérimental

1. *Méthode de mesure*

Les réactions $Ca^{40}(n, \alpha)A^{37}$ et $F^{19}(n, \alpha)N^{16}$ ont été étudiées par la méthode suivante: Des neutrons issus d'une cible gazeuse tombent sur des cibles de CaF_2 ou de Ca, obtenues par évaporation sur des feuilles d'or. Les produits de réaction, après avoir traversé deux compteurs proportionnels sont acceptés dans l'angle solide sous-tendu par le détecteur semiconducteur, dans lequel ils produisent des impulsions. De tous les événements observés dans le détecteur ne seront enregistrés que ceux qui sont en coïncidence avec une impulsion dans chacun des deux compteurs proportionnels. Cette disposition permet d'obtenir une bonne définition de la direction et assure une discrimination satisfaisante entre les particules issues de la cible et les particules parasites.

La discrimination entre alphas et protons, nécessaire pour l'étude présente, est effectuée par la relation entre E et dE/dx et est obtenue par un choix adéquat de la pression du gaz. Elle est basée sur le fait que les impulsions produites par des protons dans les compteurs proportionnels sont plus petites à énergie égale que celles des α. En ajustant un seuil à l'entrée de la coïncidence, les impulsions dues aux protons peuvent être rejetées.

2. *Source de neutrons*

Les neutrons de 6 MeV, utilisés dans cette expérience étaient produits dans une cible gazeuse par la réaction $D(d, n)He^3$. Des deutons de 3 MeV, provenant de l'accélérateur de particules Van de Graaff de l'Institut de physique de l'Université de Neuchâtel, sont analysés par un aimant à 90° et pénètrent ensuite dans une cellule gazeuse. L'énergie des deutons est mesurée par un «generating voltmetre» étalonné à son tour par la valeur du seuil de la réaction $Li^7(p, n)Be^7$.

Sur le tube de sortie de l'accélérateur deux cibles gazeuses peuvent être installées, suivant les besoins particuliers de la mesure envisagée. Dans l'expérience présente, on utilisait une cible refroidie, déjà décrite sous sa forme initiale [17]. La figure 1 montre sa construction actuelle.

Après avoir passé par des diaphragmes, les deutons traversent deux fenêtres minces de nickel (épaisseur 1,27 μ) et pénètrent dans la cellule gazeuse, remplie de

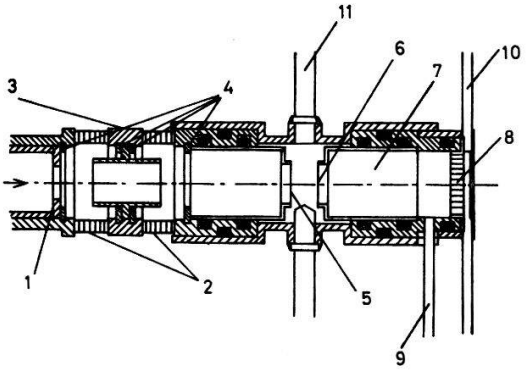

Figure 1

Cible gazeuse refroidie

1 Diaphragme ⌀ 5 mm
2 Isolation (verre)
3 Electrode de répulsion
4 Bagues ressort
5 Fenêtre de nickel 1,27 μ
6 Fenêtre de nickel 1,27 μ
7 Cellule à gaz
8 Plaque d'arrêt
9 Amenée de gaz
10 Circuit d'eau
11 Circuit de refroidissement à H_2

deutérium à une pression de 400 mmHg. Dans l'espace entre les fenêtres circule un courant d'hydrogène pour évacuer la chaleur dégagée par le passage des deutons. Une électrode de répulsion pour les électrons ayant été ajouté, la charge totale tombée sur la cible peut être déterminée par un intégrateur de courant[2]).

Avec cette cible refroidie un courant de 12 μA a pu être maintenu tout au long de cette expérience. (A titre de comparaison, un courant de 0,4 μA était usuel avec une cible non refroidie.)

3. *Compteur télescope*

Dans la figure 2 est représenté l'essentiel du spectromètre. Dans une enceinte étanche sont alignés la cible étudiée, deux compteurs proportionnels et un détecteur semiconducteur. Quatre cibles peuvent être montées simultanément sur le porte-cibles qui est constitué par un disque en aluminium, dans lequel quatre ouvertures d'un diamètre de 84 mm ont été pratiquées, le diamètre du canon du compteur étant de 76 mm. Des fils tendus sur ces ouvertures servent de support pour les feuilles d'or sur lesquelles les cibles sont produites par évaporation. Par un système télécommandé chacune des cibles peut être placée vis-à-vis du compteur. Ces quatre cibles comprenaient normalement deux cibles de CaF_2 d'épaisseur différente, une feuille d'or vierge pour la mesure du bruit de fond et une cible de teflon $(CF_2)_n$. Pour certaines mesures une cible de Ca métallique était montée en lieu et place de la cible mince de CaF_2[2]).

Une fonction spécifique était assignée à chacun des deux compteurs proportionnels. Tandis que le premier, appelé R ci-après, donne une impulsion pour chaque particule chargée qui pénètre dans son espace, le second doit en outre fournir l'information nécessaire à la discrimination entre différentes particules. Pour remplir sa fonction, R peut être de longueur assez réduite; des déviations considérables de la symétrie

[2]) Des contrôles ont permis de s'assurer que la charge totale recueillie permettait bien le calcul exact des neutrons produits. On a enregistré dans ce but le nombre des protons de recul projetés par les neutrons tombant à 0° sur une petite cible mince de polyéthylène placée dans le compteur télescope muni du détecteur à scintillations de CsI (Tl).

axiale de la distribution du champ électrique sont tolérables. Pour le second compteur S, il ne faut pas seulement limiter autant que possible les effets de bord, mais réduire au minimum les variations de la perte d'énergie dues à l'ouverture angulaire finie – d'où nécessité d'une certaine extension en direction axiale.

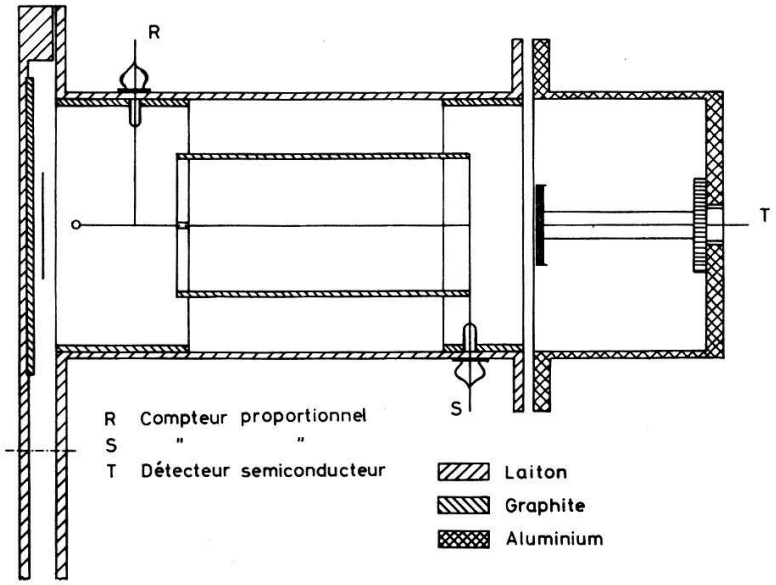

Figure 2
Compteur télescope

Les anodes, en fil d'acier inoxydable de 0,2 mm, sont soudées sur des tiges fixées à leur tour dans les kovars et sont isolées entre elles par une pièce en céramique.

La cathode de S est constituée par un cylindre de graphite d'un diamètre de 40 mm et d'une longueur de 88 mm, maintenu dans l'axe par un dispositif de centrage. Pour la cathode de R, un diamètre plus grand a été choisi afin d'éviter qu'elle ne soit visible du détecteur.

Pour éliminer les particules parasites, provenant de la plaque frontale, un disque de graphite (diamètre 90 mm, épaisseur 2 mm) y est fixé. Le revêtement du compteur R, ainsi que celui entourant l'autre extrémité du deuxième compteur remplissent la même fonction.

Les deux compteurs proportionnels sont remplis à une pression de 15 mmHg par du CO_2, séché préalablement au moyen de trappes (neige carbonique/alcool).

L'énergie des produits de réaction est déterminée par un détecteur semiconducteur, dénoté T qui remplace le système scintillateur-photomultiplicateur utilisé initialement. Le détecteur est du type barrière de surface (silicium n, avec $\varrho = 400\,\Omega$ cm) dont l'aire efficace est de 4,5 cm². La tension de polarisation maximum de 200 V correspond à une profondeur de collection de 145 μ. L'avantage principal des détecteurs semiconducteurs est une très bonne résolution énergétique; ceci est dû au fait que l'énergie dépensée en moyenne pour la formation d'une paire d'ions est de 3,6 eV dans le silicium à comparer avec 35 eV nécessaires dans une chambre à ionisation. Le temps de montée des impulsions étant faible, un taux de comptage élevé peut être accepté. Pour des détecteurs d'une certaine surface, la haute capacité intrinsèque demande des circuits électroniques spécialement étudiés.

4. *Electronique*

Dans la figure 3 est indiqué le schéma du dispositif de mesure. Les impulsions R et S, recueillies sur les anodes des compteurs proportionnels sont amplifiées une première fois dans les préamplificateurs fixés sur le bâti du compteur télescope. Amenées dans la salle de mesure, elles sont encore amplifiées par un ampli modèle 100 dans lequel les très grandes impulsions sont écrêtées à 40 V au moyen d'une diode. Les impulsions dépassant un seuil de 5 V sont ensuite mises en forme et attaquent un circuit de coïncidence, dont la sortie commande une porte pour la voie spectrométrique T.

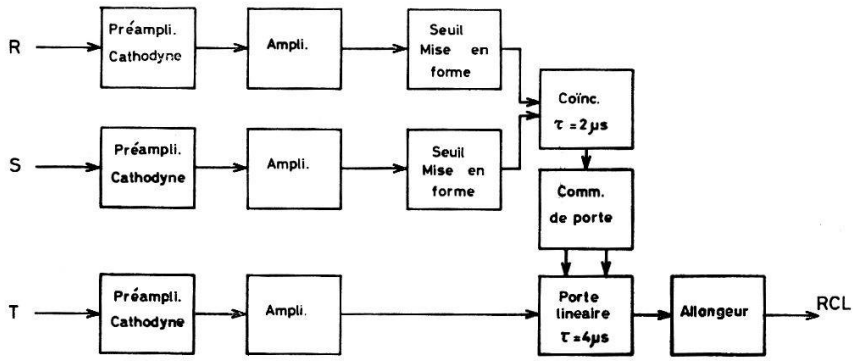

Figure 3
Schéma de principe de l'électronique

Les impulsions T, produites par la charge libérée dans le détecteur semiconducteur, passent par un préamplificateur approprié, décrit plus loin. Dans la salle de mesure elles sont amplifiées et différenciées pour améliorer le rapport signal/bruit. Après avoir passé par la porte linéaire, elles sont acceptées dans un analyseur multicanaux RCL.

Les circuits sont conventionnels et entièrement à tubes. Nous pouvons dès lors nous borner à exposer brièvement ce qui a trait au fonctionnement du préamplificateur dans la voie T. Pour conserver la haute résolution intrinsèque du détecteur, le préamplificateur doit avoir, outre une haute stabilité de gain et un faible bruit de fond, la particularité de fournir une impulsion proportionnelle à la charge déposée à l'entrée. Cette dernière condition peut être réalisée par un amplificateur à contreréaction capacitive. La figure 4 montre le principe du montage.

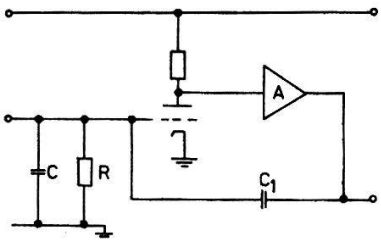

Figure 4
Principe du préamplificateur dans la voie spectrométrique (charge sensitive amplifier)

Dans ce schéma, le détecteur est assimilé à une capacité C en parallèle avec une résistance élevée R. L'expression pour l'amplification avec contreréaction s'écrit

$$G = \frac{A}{1+\beta A}$$

où β mesure la fraction de la tension de sortie qui est réinjectée dans le circuit de grille. Dans la situation considérée on trouve la valeur

$$\beta = \frac{C_1}{C+C_1} \simeq \frac{C_1}{C} \text{ pour } C \gg C_1 .$$

Si en plus la condition $\beta A \gg 1$ est remplie, l'amplification en tension devient

$$G = \frac{1}{\beta} = \frac{C}{C_1} .$$

Une charge Q, placée à l'entrée produit une tension $V = Q/C$. A la sortie apparaît donc la tension

$$V_s = G\,V = \frac{Q}{C_1} .$$

Les variations de C ne jouent ainsi aucun rôle sur les tensions de sortie.

Un circuit qui tient compte de ce résultat a été publié par CHASE et coll. [18] et est repris dans le présent travail.

La boucle de contreréaction est formée par un étage cascode, suivi d'un étage différentiel. Le facteur d'amplification A sans contreréaction étant de 1500, une capacité de contreréaction C_1 de l'ordre de 1 pF est adéquate pour un détecteur de faible surface ($C \sim 30$ à 50 pF). Pour pouvoir satisfaire par contre la condition $\beta A \gg 1$ avec un détecteur plus grand (4,5 cm² – 480 pF à 100 V) il faut choisir une valeur de C_1 plus grande, ceci aux dépens du rapport signal/bruit. Une valeur de 10 pF a été choisie et trouvée satisfaisante.

L'étage d'entrée doit être blindé soigneusement, pour que la contreréaction se fasse par la capacité C_1 et non par les capacités parasites.

5. *Calibration et essais de performances*

La résolution intrinsèque du détecteur semiconducteur a été déterminée à l'aide de sources de *Th C'*. La figure 5a montre le spectre obtenu dans des conditions géométriques favorables; une source collimatée était placée à faible distance vis-à-vis de la région centrale du détecteur. Le spectre de la figure 5b était enregistré dans des conditions qui approchent celles rencontrées lors d'une mesure physique avec le compteur télescope. Le détecteur, monté dans le bâti du compteur, regarde une source de 8 mm de diamètre, non collimatée, qui se trouve à 14 cm quelque peu décentrée par rapport à l'axe du télescope. On voit que la résolution change peu d'une situation géométrique à l'autre. Pour le pic à 8,78 MeV on trouve une largeur à mi-hauteur de 125 keV et de 138 keV. Les deux raies à 6,05 MeV et 6,09 MeV n'étant pas résolues, la largeur globale correspondante se chiffre à 184 keV.

Pour étudier la linéarité du détecteur, trois sources α pouvaient être placées dans le compteur. Hormis la source de *Th C'* une source mince de Am^{241} était à disposition ainsi qu'une source de Am^{241} à haute activité, protégée par une fenêtre de 600 keV d'épaisseur. Pour ces mesures le compteur était soit évacué, soit rempli à 15 mmHg. Puisque la perte d'énergie dans le gaz peut aisément être calculée avec une bonne précision, six points de mesure peuvent être utilisés. Ces points sont bien alignés dans la figure 6a, garantissant ainsi la linéarité du détecteur.

Dans la figure 6b, finalement sont montrés les résultats obtenus avec le système complet de détection: Les points correspondent à des spectres enregistrés à la sortie de la porte, commandée par la coïncidence.

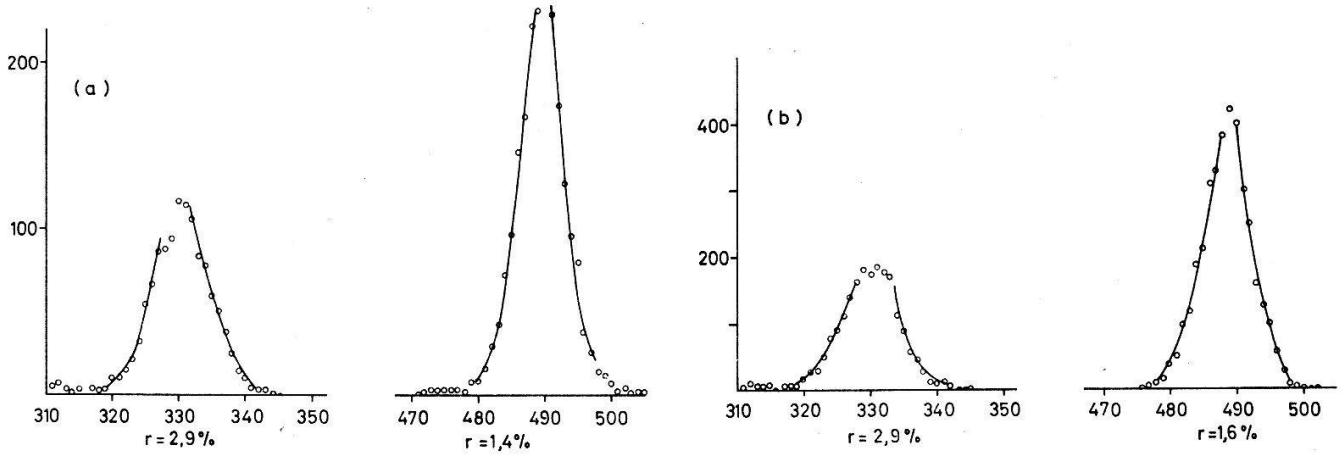

Figure 5

Résolution du détecteur. Spectres de *Th C'*

a) géométrie idéale (source collimatée suivant l'axe)

b) géométrie réaliste (source étendue décentrée)

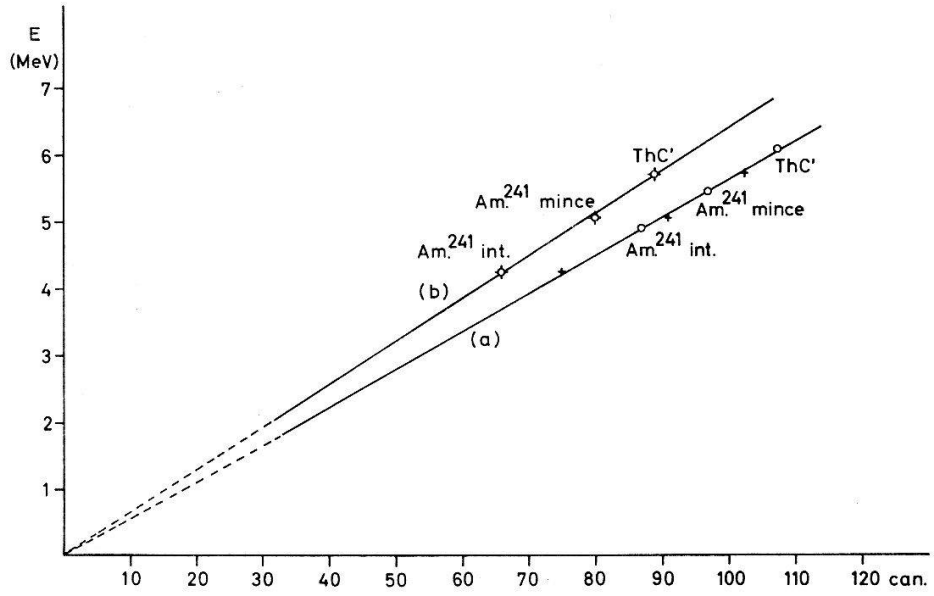

Figure 6

Linéarité du système

a) détecteur seul b) système complet

Pour contrôler l'efficacité globale du système, on a encore fait appel à une source de Am^{241}, montée sur le porte-cibles dans une position intermédiaire entre deux cibles. En comparant le taux de comptage à la sortie de la porte linéaire à celui provenant directement du détecteur, l'efficacité est facilement déterminée.

L'efficacité ainsi déterminée n'est correcte que pour l'énergie des α de Am^{241} et les énergies plus basses (la perte d'énergie augmente si l'énergie baisse). Pour assurer que

les α d'une énergie supérieure produisent des impulsions dépassant le seuil, il faut augmenter l'amplification électronique. Considérant que la perte totale de 385 keV assure la détection pour un α de 5,45 MeV (dans les conditions particulières choisies) et considérant que dans ces mêmes conditions un α d'énergie maximum perd 305 keV, on peut voir qu'une amplification deux fois supérieure est amplement suffisante pour garantir la détection de ces α.

Pour trouver les conditions de travail correctes, on détermine pour quelle amplification dans la voie R et S le taux de comptage à la sortie de la porte commence à baisser rapidement. Les courbes ainsi obtenues montrent un flanc marqué. Choisissant une amplification deux fois plus grande que celle correspondant au coude, on est sûr de détecter aussi les α de l'énergie maximum. Dans la figure 7 est donnée la courbe a), obtenue en variant l'amplification dans la voie R, et la courbe b) dans la voie S.

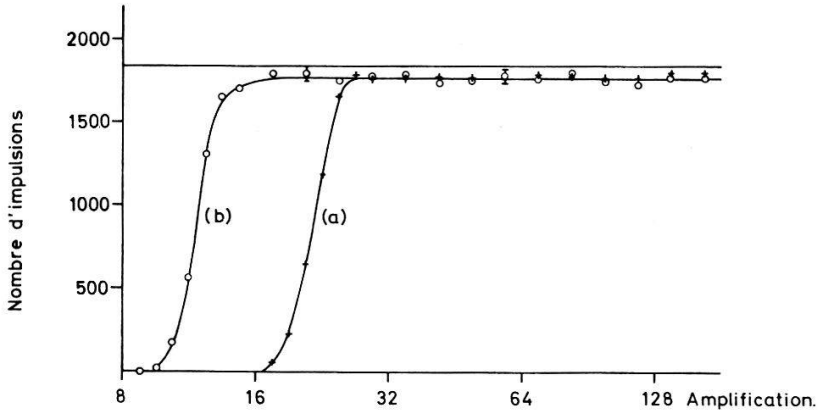

Figure 7

Test de l'efficacité.

Taux de comptage obtenu à la sortie de la porte linéaire en variant l'amplification

a) dans la voie R b) dans la voie S

(l'horizontale pour $N = 1800$ indique le taux de comptage en l'absence de porte)

Après chaque remplissage les conditions de travail ont été explorées de la façon décrite, de même après chaque série de mesures.

III. Résultats et corrections

1. *Cibles*

Avant chaque série de mesures, des cibles neuves ont été préparées. Du CaF_2 séché pendant plusieurs heures en étuve à 130 °C, est évaporé sous vide sur des feuilles d'or de 6 μ. La masse des cibles est obtenue par pesée avec une précision de $\pm$ 0,04 mg (déterminée par la stabilité du zéro). Les cibles de Ca métallique, sitôt préparées, sont transférées dans le compteur télescope, pour ne pas être détériorées par l'humidité de l'air ambiant. Le nombre de noyaux est déterminé par une titration, une fois la mesure terminée.

Les caractéristiques des cibles utilisées sont résumées dans le tableau I.

Six isotopes de calcium sont stables. Parmi eux Ca^{40}(96,92%) et Ca^{44}(2,13%) contribuent à plus de 99%. Les α parasites provenant de la réaction $Ca^{44}(n, \alpha)A^{41}$

Tableau I

	Cible	Masse	Masse/cm²	Nombre de noyaux Ca/cm²
1	CaF_2	6,55 mg	0,93 mg/cm²	$0{,}71 \times 10^{19}$
2	Ca	1,49 mg	0,26 mg/cm²	$0{,}32 \times 10^{19}$
3	(CF_2)	19,3 mg	2,73 mg/cm²	$0{,}66 \times 10^{20}$
4	Au	–	11,6 mg/cm²	–

($Q = -2{,}75$ MeV) apparaissant assez bas dans le spectre d'énergie, la réaction sur le seul isotope Ca^{40} doit être prise en considération.

Le F^{19} par contre est isotopiquement pur.

2. *Résultats bruts*

Pour la plupart des mesures, la distance du centre de la cellule gazeuse à la cible étudiée était de 50 mm. Le rayon des cibles étant de 15 mm, il en résulte un angle d'ouverture de 17°, correspondant à un angle solide sous-tendu de 0,265 sterad. L'emplacement de la cible ayant été fixé au-dessus du pivot du goniomètre (contrôle par fil à plomb) la distance ne devait pas varier lorsque le compteur était placé sous un autre angle. Pour les mesures au-delà de 90° toutefois une distance plus grande était nécessaire à cause de l'encombrement du dispositif.

Par les mesures effectuées avec la cible de CaF_2 les spectres de la figure 8 ont été obtenus. Ils représentent le nombre total d'α accumulés pour une charge de 200000 μC, correspondant à quelque 6 heures de mesure chacun. Dans la figure 9a est consignée une mesure avec la cible métallique à 0° ($Q = 100000\,\mu$C), la figure 9b montre le bruit de fond correspondant. Les courbes des figures 9c, d finalement, obtenues avec une cible épaisse sous forme d'une feuille de teflon (polytetrafluoréthylène) de 12 μ mettent en évidence l'importance des effets de la cinématique pour F^{19}; le flanc droit se déplace du canal 42 ($\theta = 30°$) au canal 13 ($\theta = 145°$) ceci en accord avec les spectres de la figure 8.

La valeur Q de la réaction $Ca^{40}(n, \alpha)A^{37}$ est de $+ 1{,}750$ MeV. Au vu du schéma de niveaux du noyau résiduel A^{37} reproduit dans la figure 10, on s'attend à observer les groupes d'α indiqués par des flèches dans la figure 12. Dans cette même figure sont marqués par des traits les groupes dus à la réaction $F^{19}(n, \alpha)N^{16}$ ($Q = -1{,}500$ MeV), calculés d'après le schéma de N^{16} de la figure 11. L'énergie de chaque groupe considéré est individuellement corrigée pour l'épaisseur de la cible et pour la perte dans le gaz.

La largeur des pics enregistrés est essentiellement due à l'épaisseur de la cible employée. C'est ainsi que l'on observe avec la cible CaF_2 pour le groupe α_0 une largeur de 470 keV. A cette largeur contribuent outre la cible, la résolution du système de détection et la variation de l'énergie des neutrons due à l'angle solide fini.

Dans ces conditions, il est normal que les groupes α_1 et α_2, écartés de 190 keV seulement ne soient pas résolus; la largeur globale pour $\alpha_1\,\alpha_2$ est de 560 keV. Cette structure de doublet explique encore pourquoi la diminution de l'épaisseur dans le cas de la cible métallique se manifeste sourtout pour le groupe α_0. En effet, les contributions à la largeur observée de 220 keV pour α_0 sont dues à l'épaisseur de la cible, à la résolution et à l'ouverture angulaire finie. Pour le groupe $\alpha_1\,\alpha_2$ il faut ajouter l'écartement de 190 keV, qui devient ainsi le terme dominant; il en résulte une largeur mesurée de 320 keV.

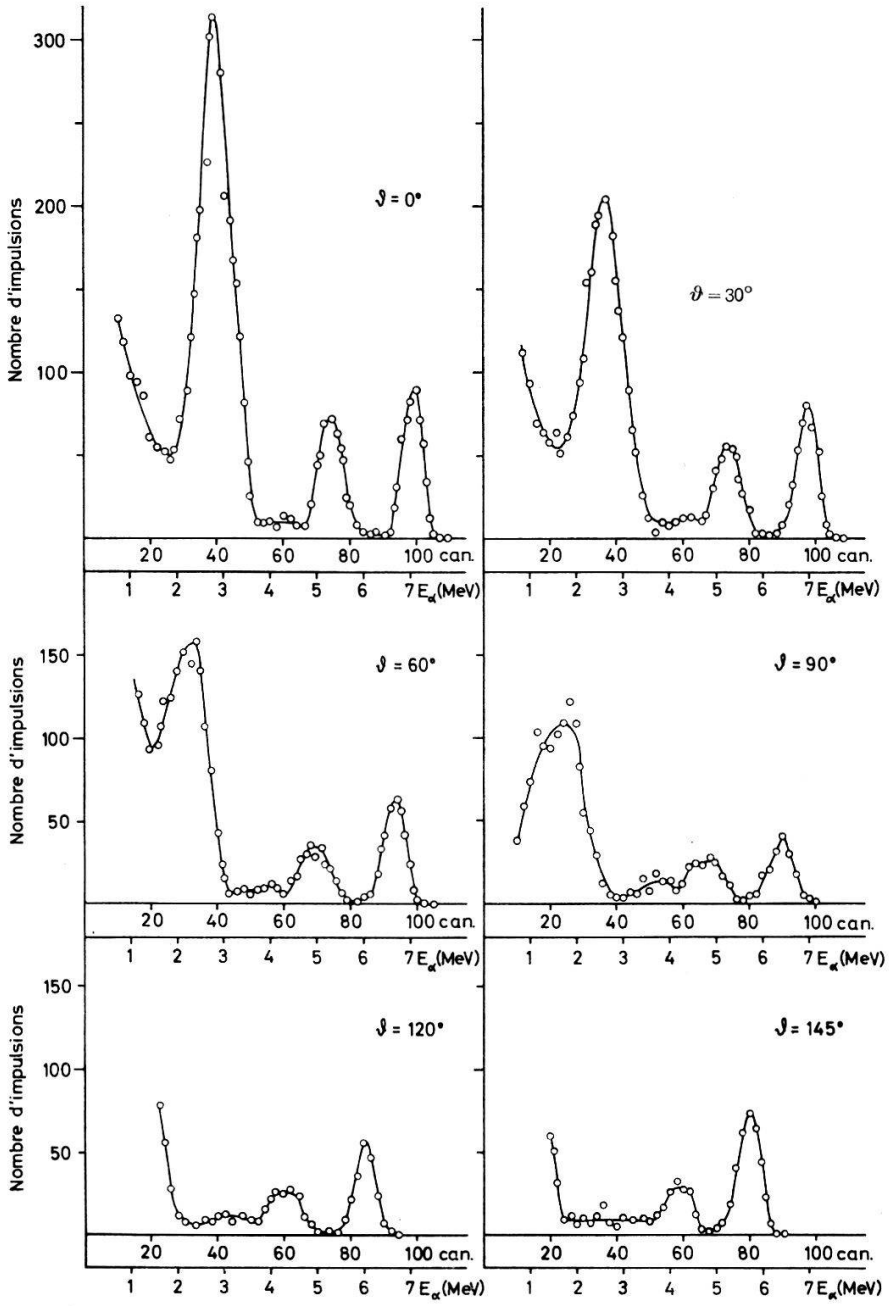

Figure 8

Spectres d'énergie à 6 MeV obtenus avec cible de CaF_2 ($d = 0{,}93$ mg/cm^2)

De ces spectres on a pu extraire dans le cas du calcium la distribution angulaire pour le groupe α_0 et pour les groupes α_1 α_2 non résolus.

Pour le fluor il est impossible d'aller au-delà de 90°. Le calcul de la cinématique montre en effet que l'énergie des groupes α diminue fortement avec l'angle. Compte tenu de l'épaisseur de la cible et de la perte d'énergie dans le gaz on doit s'attendre à ce que le spectre soit confondu pour les grands angles avec le bruit de fond.

3. *Corrections*

A partir des données enregistrées, les sections efficaces différentielles peuvent être obtenues au moyen de la formule

$$n_\alpha = N\, n\, \frac{d\sigma}{d\omega}\, \Delta\omega\, \eta\, k$$

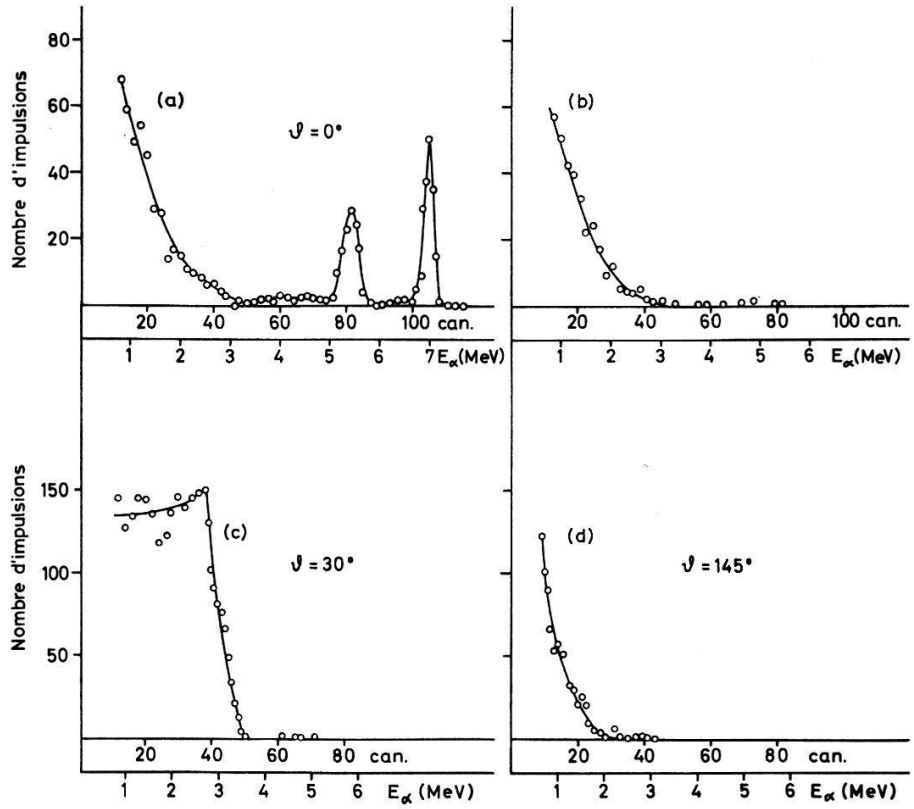

Figure 9

a) Spectre obtenu à 6 MeV avec cible métallique ($d = 0{,}26$ mg/cm²)
b) Bruit de fond correspondant
c) d) Spectres mettant en évidence l'effet de la cinématique pour le fluor. Cible épaisse de teflon.

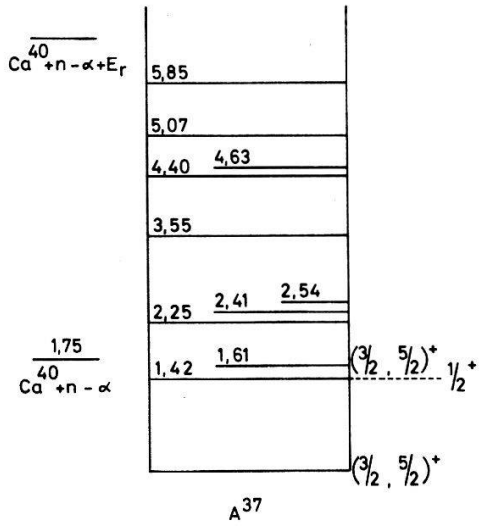

Figure 10

Réaction $Ca^{40}(n, \alpha)A^{37}$.
Schéma de niveaux de A^{37}.

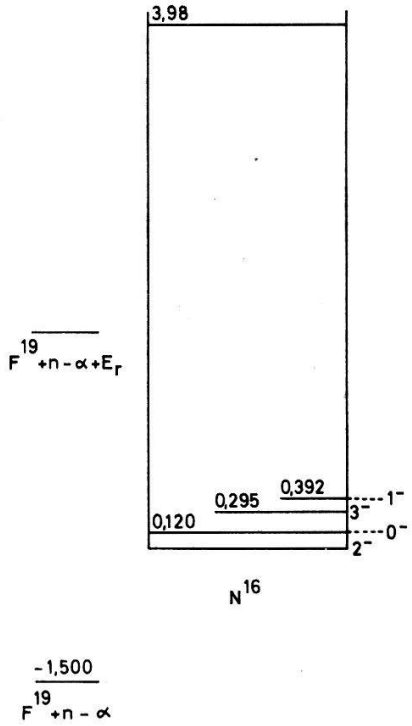

Figure 11

Réaction $F^{19}(n, \alpha)N^{16}$.
Schéma de niveaux de N^{16}.

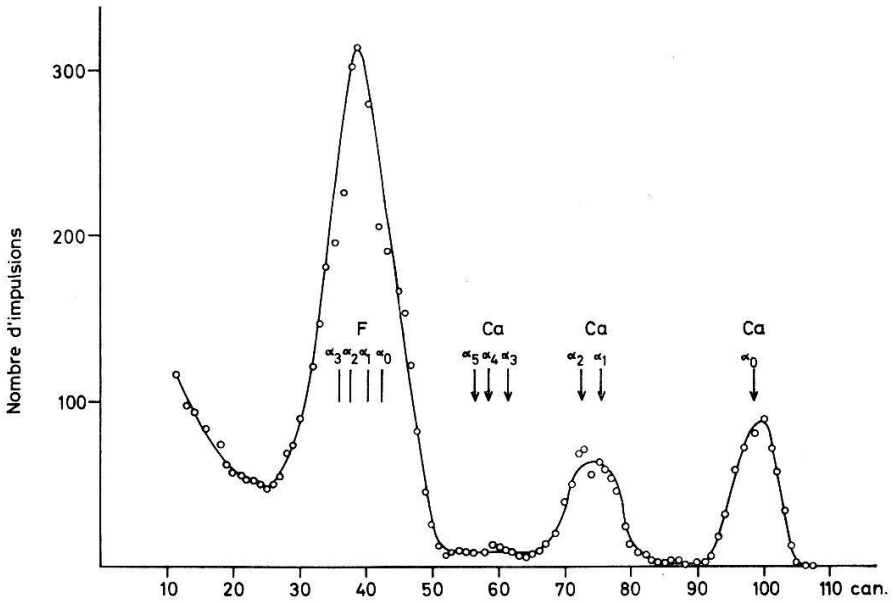

Figure 12

Spectre typique montrant les différents groupes α (indiqués par des flèches et des traits). L'énergie de chaque groupe est individuellement corrigée pour l'épaisseur de la cible et la perte d'énergie dans le gaz.

où les symboles ont la signification suivante:

N = nombre de neutrons tombant sur 1 cm² de la cible pour une charge totale de 100 mC et une pression de 400 mmHg dans la cellule gazeuse.
n_α = nombre d'α enregistrés pour cette même charge dans une région déterminée du spectre.
n = nombre de noyaux cible.
$\frac{d\sigma}{d\omega}$ = section efficace différentielle.
$\Delta\omega$ = angle solide sous-tendu par le détecteur.
η = efficacité globale du système de détection.
k = $p/400$, où p est pression moyenne en mmHg dans la cible gazeuse.

Les facteurs de correction k et η ont été déterminés tout au long des mesures; la pression de D_2, fixée à 400 mmHg au début des mesures était relevée chaque fois que l'on avait accès à la salle de l'accélérateur. Inférieure à 380 mmHg, elle était complétée ou la cible remplie à nouveau. Dans l'intervalle entre deux lectures une diminution linéaire de la pression est admise. Chaque tranche de 100 mC est entourée de mesures servant à déterminer l'efficacité η. Les variations de η ainsi observées ne dépassaient que rarement 2%, la moyenne $\bar{\eta}$ se chiffrait à 96,5%.

Les valeurs de la section efficace différentielle ainsi déterminée doivent encore être corrigées pour tenir compte des effets que nous allons considérer dans ce qui suit.

a) *Absorption dans la paroi*

Avant d'atteindre la cible étudiée les neutrons incidents doivent traverser la paroi du compteur (laiton 3 mm) contre laquelle est apposé un disque de graphite (épaisseur 2 mm). Pour tenir compte de l'affaiblissement du faisceau ensuite des interactions dans la paroi, il nous faut introduire un facteur de correction variant avec l'angle,

puisque l'épaisseur apparente change avec celui-ci. Au-delà de 90°, le disque de graphite n'intervient plus. Admettant que l'intensité du faisceau suit la loi

$$I = I_0 \, e^{-\sum_j n_j \sigma_j x_j}$$

nous avons calculé le facteur de correction F en fonction de l'angle, en nous basant pour σ_j sur les valeurs totales publiées [19]. Le tableau II résume les résultats de ce calcul

Tableau II

θ	$\Sigma n_j \sigma_j x_j$	F
0°	0,162	1,176
30°	0,187	1,206
60°	0,324	1,383
90°	0,56	1,75
120°	0,180	1,197
145°	0,110	1,116

La valeur particulièrement élevée à 90° est liée au fait que les neutrons doivent traverser toute la flasque assurant l'étanchéité du compteur. A cela il faut ajouter le trajet dans le porte-cibles, les cibles mêmes étant légèrement noyées dans le disque d'aluminium par souci de protection.

b) *Ouverture angulaire finie*

La section efficace différentielle de la réaction $D(d,n)He^3$ varie rapidement avec l'angle autour de 0°. Les neutrons étant acceptés dans la cible jusqu'à un angle maximum de 17°, il est indispensable d'estimer leur nombre avec une valeur moyenne de cette section efficace. Elle a été calculée à partir des valeurs publiées par MARION et FOWLER [20], en considérant les aires découpées sur la cible par des cônes successifs, dont l'angle d'ouverture augmente de 5°.

Cette valeur moyenne dépend de l'angle sous lequel le compteur est placé, puisque la surface présentée par la cible pour un de ces cônes varie avec l'angle d'incidence. L'importance de cette correction peut être jugée d'après les valeurs résumées dans le tableau III.

Tableau III

θ	$\bar{\sigma}(\theta)$	$\bar{\sigma}(\theta)_{ut.}$
0°	42,5	42,5
30°	43,4	43,4
60°	45,9	45,9
90°	47,3	51,3
120°	45,9	50,4
145°	–	50,8

Les valeurs de la colonne 2 sont calculées pour une distance fixe de 50 mm; dans la colonne 3 sont indiquées les valeurs utilisées en fait pour les calculs. Pour les grands angles une distance plus grande étant nécessaire, des valeurs supérieures ont été obtenues.

Avec les valeurs ainsi corrigées on peut maintenant faire la transition dans le système du centre de gravité, où l'on obtient les distributions angulaires des figures 13 et 14.

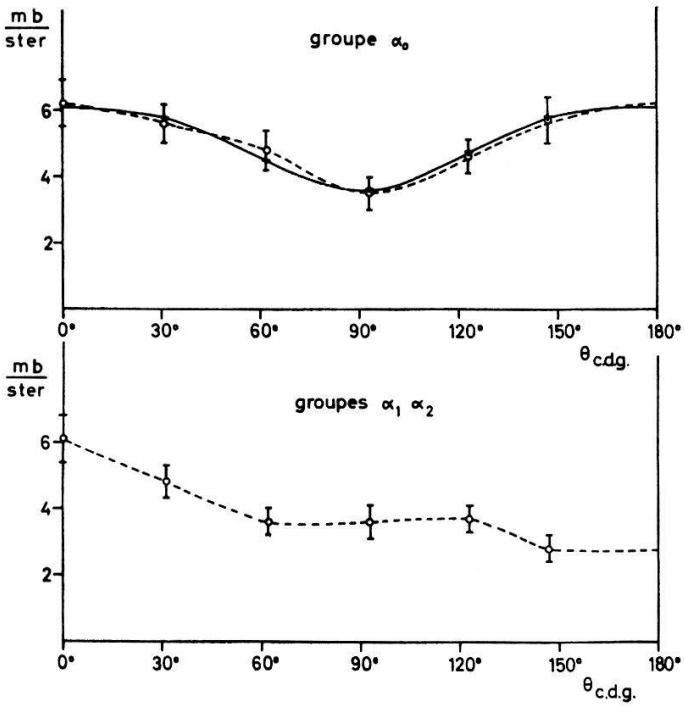

Figure 13

Réaction $Ca^{40}(n, \alpha)A^{37}$. Distributions angulaires pour le groupe α_0; la courbe en trait plein correspond à l'expression obtenue par la méthode des moindres carrés: $\sigma(\theta) = 3{,}6 + 4{,}5 \cos^2\theta - 2{,}0 \cos^4\theta$ (mb/sterad)

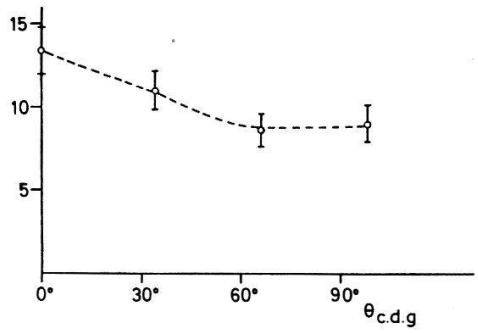

Figure 14

Réaction $F^{19}(n, \alpha)N^{16}$. Distribution angulaire.

La section efficace totale est déterminée par intégration pour les différents groupes considérés. Dans le cas de Ca on s'est basé sur les courbes pointillées. Dans celui de F on a fait l'hypothèse d'une distribution symétrique par rapport à 90°. Les valeurs trouvées sont les suivantes (Tableau IV):

Tableau IV

Ca^{40}	$\sigma(n, \alpha_0)$	$= (60{,}5 \pm 7{,}2)$ mb
	$\sigma(n, \alpha_1\, \alpha_2)$	$= (47{,}8 \pm 5{,}8)$ mb
F^{19}	$\sigma(n, \alpha)$	$= (121 \pm 14)$ mb

4. *Estimation de l'erreur globale*

Les limites d'erreur indiquées plus haut contiennent outre l'erreur statistique les erreurs dues à la géométrie. Dans ce qui précède la cible à gaz était traitée comme source ponctuelle de neutrons. Si l'on assimile la cellule gazeuse à une source filiforme, le nombre de neutrons calculé pour la distance de 50 mm, augmente de 4,2% abaissant du même montant la valeur de la section efficace. Pour les mesures aux grands angles cette différence se réduit à environ 1%.

L'imprécision de la distance étant de $\pm$ 2 mm, il en résulte une erreur de $\pm$ 8%. L'importance relative de cette erreur est due au fait que le porte-cibles, tout en étant mobile, n'est pas parfaitement plan et qu'il est impossible de repérer sa position, une fois le compteur fermé.

IV. Discussion

Les résultats de cette étude, obtenus pour une seule énergie des neutrons et avec une résolution n'assurant pas toujours la séparation des différents groupes, ne permettent pas une discussion détaillée et complète. Nous essayerons de tirer quelques conclusions concernant les problèmes posés.

1. *Distributions angulaires*

La distribution angulaire pour le groupe α_0, symétrique par rapport à 90°, suggère une interprétation basée sur la formation d'un noyau composé. Cependant la distribution angulaire du groupe non résolu $\alpha_1 \alpha_2$ avec des déviations marquées de la symétrie ne permet pas une interprétation si simple. La transition α_0 présentant l'aspect d'un processus compound, il serait d'autre part difficile à justifier de faire intervenir une interaction directe pour le groupe $\alpha_1 \alpha_2$. Nous pensons que ces résultats peuvent être interprétés dans le cadre de la théorie des fluctuations, proposée par Ericson. Cette théorie prévoit non seulement des fluctuations de la section efficace en fonction de l'énergie, mais dans une plus large mesure encore des variations de la distribution angulaire. Mais, ayant exécuté les mesures à la seule énergie de 6 MeV, la justification expérimentale n'est pas complète, quoique les variations observées par Calvi supportent notre point de vue.

Dans notre cas la condition $D < \Gamma \lesssim \Delta E$ est en effet suffisamment réalisée. L'imprécision d'énergie ΔE du faisceau de neutrons incidents était de ~ 80 keV. Pour l'énergie d'excitation de Ca^{41} de 14,3 MeV on peut estimer l'espacement, par la relation de Newton [21], à $D = 1{,}5$ keV et la largeur Γ est de l'ordre de 50 keV.

2. *Sections efficaces totales et préformation de groupes* α

Le problème de la probabilité de préformation de la particule α dans le noyau compound lors de l'émission peut s'aborder en admettant qu'il est légitime d'écrire pour la largeur partielle α

$$\Gamma_\alpha = \frac{D}{2\pi} u T_\alpha$$

où u est la probabilité de préformation et T_α la transparence de barrière de sortie (de Coulomb et centrifuge) pour la particule formée. Le facteur $D/2\pi \cdot 1/\hbar$ mesure ici la fréquence d'apparition d'un nucléon sur la barrière de sortie.

La section efficace totale $\sigma(n, \alpha)$ s'écrit alors

$$\sigma(n, \alpha) = \sigma_c(n) \frac{1}{\Gamma} \frac{D}{2\pi} u T_\alpha .$$

L'estimation de la section efficace de formation du compound $\sigma_c(n)$ pourrait se faire par la théorie du continu mais il est impossible de prévoir le rapport D/Γ avec une précision suffisante.

C'est pourquoi nous ne pouvons tenter une estimation de u que dans le cas de Ca^{40} où, à côté de notre mesure de $\sigma(n, \alpha_0)$ pour le groupe α de plus grande énergie, on connaît la grandeur correspondante $\sigma(n, p_0)$ mesurée par Bass [22] pour le groupe de protons conduisant au niveau fondamental de K^{40} dans la réaction $Ca^{40}(n, p)K^{40}$ dont le $Q = -0{,}54$ MeV.

On a alors en admettant un espacement D égal dans les deux cas:

$$\frac{\sigma(n, \alpha_0)}{\sigma(n, p_0)} = \frac{u T_{\alpha_0}}{T_{p_0}}$$

et l'on peut estimer u à partir du rapport de T_{α_0} et T_{p_0}. Ces grandeurs exigent pour être calculées la connaissance des moments orbitaux l_α et l_p des particules émises.

Pour pondérer les contributions des différents l dans l'expression pour la transparence T, on peut former les facteurs $(2\,l_n + 1)\,T_{l_n}$ donnant la probabilité de formation du compound par des neutrons de moment cinétique l_n correspondant aux moments cinétiques l_α et l_p de la particule émise.

Dans le cas de la réaction (n, α) notre mesure de la distribution angulaire analysée en puissances de $\cos\theta$ n'indique pas de l_α supérieurs à 2 (fig. 13) mais ne fournit pas d'indication directe sur les poids statistiques correspondants. Pour la réaction (n, p) la section efficace différentielle n'est pas connue.

La correspondance entre les valeurs de l_α, l_p et l_n donnée par la conservation du moment cinétique et de la parité est la suivante, compte-tenu des assignements $3/2^+$ ou $5/2^+$ pour le niveau fondamental de A^{37} et 4^- pour K^{40}:

Ca^{40}	$l_\alpha = 0, 1, 2$	K^{40}	$l_p = 0, 1, 2$
	$l_n = 2, 1$ et $3, 0$ et 2		$l_n = 3, 2, 1$ et 3

On peut voir par un calcul à l'approximation W.K.B. que les transparences $T^{(l)}$ sont négligeables pour l_α et $l_p > 2$. Nous écrirons ces grandeurs de la façon suivante:

$$T_{\alpha_0} = \frac{1}{N} \sum_{l_n, l_\alpha} g_{l_n} T_{\alpha_0}^{l_\alpha(l_n)} \quad \text{et} \quad T_{p_0} = \frac{1}{N} \sum_{l_n, l_p} g_{l_n} T_{p_0}^{l_p(l_n)} .$$

Les facteurs de poids g_{l_n} et les transparences partielles $T^{(l)}$ se calculent par les expressions:

$$g_{l_n} = (2\,l_n + 1)\,T_{l_n}$$

où T_{l_n} est la fonction connue pour les neutrons dans laquelle nous prenons $R = 4{,}55 \times 10^{-13}$ cm pour Ca^{40} (voie d'entrée). N est une norme tenant compte de tous les canaux de sortie ouverts. D'autre part:

$$T_{\alpha, p}^{(l)} = \frac{4\,K\,\varkappa_l(R)\,e^{-2\int_R^{r_0} \varkappa_l(r)\,dr}}{K^2 + \left[\varkappa_l(R) + \frac{1}{2}\,\frac{\varkappa_l'(R)}{\varkappa_l(R)}\right]^2} \quad \text{avec} \quad \varkappa_l(r) = \left(\frac{2\,M}{\hbar^2}\,V_l(r) - k^2\right)^{1/2}$$

$$\text{et} \quad K = \left(\frac{2\,M\,V_0}{\hbar^2} + k^2\right)^{1/2} .$$

Cette dernière expression est l'approximation W.K.B. suffisante dans notre cas. Nous avons choisi $V_0^\alpha = 33$ MeV, $V_0^p = 36$ MeV, $R_\alpha = 6{,}5 \times 10^{-13}$ cm et $R_p = 4{,}55 \times 10^{-13}$ cm pour la voie de sortie (A^{37} et K^{40}).

De cette façon on arrive aux valeurs suivantes:

$$N \cdot T_{\alpha_0} = 647 \quad N \cdot T_{p_0} = 287 \quad \text{donc} \quad \frac{T_{\alpha_0}}{T_{p_0}} = 2{,}25 .$$

Avec notre valeur expérimentale $\sigma(n, \alpha_0) = 60{,}5$ mb et, pour la réaction (n, p), le résultat mesuré par Bass avec des neutrons $E_n = 6$ MeV soit $\sigma(n, p_0) = 47$ mb, on obtient pour la probabilité de préformation de la particule α dans le noyau compound excité Ca^{41} la valeur $u = 0{,}57$.

Ce résultat se situe parmi les valeurs supérieures de la probabilité de préformation trouvées pour la désintégration α naturelle des noyaux lourds et indiquerait pour Ca^{41} une configuration favorable aux groupements α.

Cependant il ne peut s'agir que d'une estimation relativement grossière, d'autant plus que la valeur utilisée pour $\sigma(n, p_0)$, due à BASS, fait partie d'une série de mesures où la section efficace $\sigma(n, \alpha_0)$ est environ deux fois supérieure à notre résultat (voir point 3 ci-dessous).

La validité de notre estimation de Γ_{α_0} peut être testée par l'examen de $\Gamma_{\alpha_1\alpha_2}$ suivant les mêmes lignes et la comparaison du rapport théorique $\Gamma_{\alpha_0}/\Gamma_{\alpha_1\alpha_2}$ avec le résultat expérimental

$$\frac{\Gamma_{\alpha_0}}{\Gamma_{\alpha_1\alpha_2}} = \frac{\sigma(n, \alpha_0)}{\sigma(n, \alpha_1\alpha_2)} = \frac{60{,}5}{47{,}8} = 1{,}25\,.$$

Tenant compte des valeurs de l_n correspondant à $l_\alpha = 0, 1, 2$ et aux niveaux 1,42 MeV ($1/2^+$) et 1,61 MeV ($3/2^+$ ou $5/2^+$) du noyau final A^{37}, on obtient par un calcul similaire à celui de T_{α_0}

$$N \cdot T_{\alpha_1\alpha_2} = N\,(T_{\alpha_1} + T_{\alpha_2}) = 113 + 176 = 289$$

et

$$\frac{\Gamma_{\alpha_0}}{\Gamma_{\alpha_1\alpha_2}} = \frac{T_{\alpha_0}}{T_{\alpha_1\alpha_2}} = \frac{647}{289} = 2{,}2\,.$$

On constate que l'ordre de grandeur est bien confirmé mais que notre calcul ne permet pas de définir u à mieux qu'un facteur 2 près.

Il peut être intéressant enfin de tirer parti des mesures effectuées sur le fluor pour comparer les probabilités d'émission α données par

$$P_\alpha = \frac{\Gamma_\alpha}{\Gamma} = \frac{\sigma(n, \alpha)}{\sigma_c(n)}$$

où $\sigma_c(n)$ se calcule par la théorie du continu.

On trouve un rapport $\sigma_c(n)$ (Ca)/$\sigma_c(n)$ (F) = 1,4 d'où on tire

$$\frac{P_\alpha(\mathrm{Ca})}{P_\alpha(\mathrm{F})} \simeq \frac{108}{121}\,\frac{1}{1{,}4} \simeq 0{,}65\,.$$

Tenant compte des transparences de barrière de Coulomb qui sont dans un rapport $\sim 1/4$ pour éliminer un effet perturbateur, on trouve une probabilité «réduite» d'émission α environ 2,6 fois plus grande pour Ca que pour F. Comme de plus la compétition avec les voies de sortie protons est considérable pour Ca alors qu'elle n'existe pas pour F, on conclut que le résultat obtenu est compatible avec une émission α favorisée dans le cas du Calcium.

3. *Comparaison avec quelques valeurs déjà publiées*

Ca^{40} La seule mesure rapportée à 6 MeV est celle de URECH et al. [7] effectuée au moyen d'émulsions photographiques. La résolution en énergie n'étant pas suffisante pour séparer α_0 de $\alpha_1\,\alpha_2$ la distribution angulaire observée comprend les trois groupes; excepté pour $\theta = 0°$ elle est en accord avec notre travail pour autant que la statistique modeste permette de le juger. La valeur totale de $\sigma(n, \alpha)$ par contre est en dehors des limites d'erreur de ce travail.

Pour le groupe α_0 une distribution angulaire symétrique a été trouvée à 3,6 MeV par CAVALLARO et RUBBINO [8] tandis que des distributions asymétriques avec un maximum accentué vers l'avant ont été observées à 4,0 MeV et 4,5 MeV par CALVI

et al. [9]. Il semblerait donc que des variations notables se manifestent pour des énergies écartées de l'ordre de quelques centaines de keV seulement.

Du travail de CALVI on peut tirer la section efficace $\sigma(n, \alpha_0)$ qui tombe de 47 mb à 4,0 MeV à 32 mb à 4,5 MeV. Ces valeurs sont du même ordre de grandeur que celle trouvée dans notre travail, soit $\sigma(n, \alpha_0) = 60{,}5$ mb à 6,0 MeV.

Par contre les valeurs trouvées par BASS et al. [6] au moyen d'un scintillateur de CaF_2(Eu) sont supérieures et se situent pour le groupe α_0 à 160 mb (à 5 MeV).

F^{19} Dans l'expérience présente, les mesures avec le fluor étaient limitées à 90°. Pour pouvoir comparer avec les valeurs publiées, nous avons admis la symétrie par rapport à 90° et trouvons ainsi pour $\sigma(n, \alpha) = (121 \pm 14)$ mb. Cette valeur est à comparer à (120 ± 50) mb mesurée par DAVIS et coll. [12] au moyen d'une chambre à ionisation à grille. SMITH et coll. [13] obtiennent par une mesure d'activation avec du BaF_2 une valeur de (190 ± 30) mb.

Remerciements

Nous tenons à remercier tous les collaborateurs de l'Institut qui nous ont apporté leur concours, en particulier M. RUEDIN pour la mise au point de la cible refroidie et M. SCHINDELHOLZ pour l'exécution efficace de la partie mécanique du système de mesure.

Ce travail a bénéficié de l'appui du Fonds National de la Recherche Scientifique

Bibliographie

[1] E. SAETTA-MENICHELLA, F. TONOLINI, L. TONOLINI-SEVERGNINI, Nucl. Phys. *51*, 449 (1964); U. FACCHINI, E. SAETTA-MENICHELLA, F. TONOLINI, L. TONOLINI-SEVERGNINI, Nucl. Phys. *51*, 460 (1964).
[2] A. CHATTERJEE, Nucl. Phys. *47*, 511 (1963).
[3] A. CHATTERJEE, Nucl. Phys. *49*, 686 (1963).
[4] C. GLASHAUSSER, M. KONDO, M. E. RICKEY, E. ROST, Phys. Letters *14*, 113 (1965).
[5] R. BASS, T. W. BONNER, H. P. HAENNI, Bull. Am. phys. Soc. *5*, 248 (1960).
[6] R. BASS, F. SALEH, Progr. Report of Nucl. Data Research in the Euratom Community EANDC 57 'U', p. 1 (1965).
[7] S. URECH, E. JEANNET, J. ROSSEL Helv. phys. Acta *34*, 954 (1961).
[8] S. CAVALLARO, A. RUBBINO, Phys. Letters *5*, 265 (1963).
[9] G. CALVI, A. S. FIGUERA, R. POTENZA, Proc. Intern. Conf. on Nucl. Phys., Paris 1964, p. 724.
[10] R. VIENNET, T. KNELLWOLF, J. ROSSEL, Helv. phys. Acta *37*, 222 (1964).
[11] J. B. MARION, R. M. BRUGGER, Phys. Rev. *100*, 69 (1955).
[12] E. A. DAVIS, F. GABBARD, T. W. BONNER, R. BASS, Nucl. Phys. *27*, 448 (1961).
[13] D. M. SMITH, N. A. BOSTROM, E. L. HUDSPETH, Phys. Rev. *117*, 514 (1960).
[14] T. ERICSON, Phys. Rev. Lett. *5*, 430 (1960).
[15] T. ERICSON, Proc. Int. Conf. on Nucl. Struct. Kingston, 697 (1960).
[16] T. ERICSON, Ann. Phys. *23*, 390 (1963).
[17] R. HOFMANN, Y. RUEDIN, Helv. phys. Acta *38*, 366 (1965).
[18] R. L. CHASE, W. A. HIGINBOTHAM, G. L. MILLER, I.R.E. Trans. Nucl. Sci. [NS] *8*, N° 1, 147 (1961).
[19] D. J. HUGHES, Neutron Cross Sections, BNL 325.
[20] J. B. MARION, J. L. FOWLER, Fast Neutron Physics, Interscience Publishers, New York 1960, p. 80.
[21] T. D. NEWTON, Can. J. Phys. *34*, 804 (1953).
[22] R. BASS, communication privée.