

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 34 (1961)
Heft: VI-VII

Artikel: Etude des réactions de stripping $\text{Ne}^{20,22}(\text{d},\text{n})\text{Na}^{21,23}$ par spectromètre à collimation de protons de recul
Autor: Grüebler, W. / Rossel, J.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-113195>

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: 08.01.2026

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

Etude des réactions de stripping $\text{Ne}^{20, 22}(d, n)\text{Na}^{21, 23}$ par spectromètre à collimation de protons de recul

par **W. Gruebler** et **J. Rossel**

Institut de Physique de l'Université de Neuchâtel

(5. VII. 1961)

Summary. Energy spectrum and absolute differential cross-section have been measured for the reactions $\text{Ne}^{20, 22}(d, n)\text{Na}^{21, 23}$ with a gas target of either natural Neon or of the separated isotopes, and with deuterons of 2,83 MeV.

The characteristics of the collimated recoil proton fast neutron spectrometer used for these experiments are described in detail.

The results may be summarized as follows:

In Na^{23} known levels at 3,90; 4,45; 4,75; 6,27 and 7,21 MeV and two new levels at 5,16 and 7,72 MeV have been observed.

For Na^{21} , neutron groups corresponding to the ground state and to a level at 0,33 MeV have been found; the previously reported¹⁹⁾ level at 1,47 MeV was not confirmed.

From the main peak in the angular distribution and using the simple plane wave theory, parity and tentative spin assignments for the final levels as well as the reduced widths are presented. From the discussion it appears that the 7,72 MeV level in Na^{23} is probably the first level with isospin 3/2.

Despite the low deuteron energy, the form of the angular distribution in the forward hemisphere is reasonably well described in the stripping approximation of Butler. The disagreement, in the backward direction, suggests a distorted wave calculation to improve the fit.

I. Introduction

Les réactions de stripping (d, p) et (d, n) sont, dans la catégorie des réactions directes, des processus particulièrement intéressants du double point de vue de la spectroscopie nucléaire et de l'étude du mécanisme des réactions. Elles se distinguent des réactions qui se produisent par formation d'un noyau compound avec distribution angulaire plus ou moins isotrope, par le fait que la distribution angulaire des particules finales possède en général un maximum marqué vers l'avant. La position angulaire de ce pic permet de déterminer le moment angulaire l transmis au noyau cible par la particule capturée et d'en déduire la parité du niveau final formé dans la réaction lorsque celle du niveau initial est connue. La conservation du moment cinétique qui s'exprime par la relation

$J_i + l + s = J_f$ permet également d'obtenir des renseignements sur les spins des niveaux mis en jeu. Par exemple, si $J_i = 0$, le spin final ne peut prendre que les deux valeurs $l \pm 1/2$. Si de plus $l = 0$, la seule valeur possible sera $J_f = 1/2$.

La connexion entre l'angle du maximum et les valeurs du moment cinétique l peut s'obtenir sans que la théorie ait besoin de fournir des prédictions quantitativement exactes. La théorie simple de BUTLER¹⁾ est suffisante en général pour les énergies moyennes des deutons, c'est-à-dire supérieures à la barrière de potentiel. Cette théorie est basée sur l'approximation dite de stripping qui consiste essentiellement à négliger l'interaction du nucléon libéré avec le noyau, aussi bien dans la voie d'entrée que dans la voie de sortie. La fonction d'onde décrivant la particule à l'extérieur du noyau est reliée à celle valable pour l'intérieur pour un rayon r_0 qui est un paramètre qu'on doit adapter à l'expérience mais qui reste voisin des valeurs habituelles pour les rayons nucléaires. Il est possible de mettre le résultat pour la section efficace différentielle sous forme d'un produit d'une fonction décrivant la distribution angulaire et d'un facteur dépendant des propriétés nucléaires des niveaux qui interviennent dans la réaction.

La dérivation originale de Butler exige quelques calculs relativement compliqués. Pour cette raison une série d'autres méthodes ont été proposées pour le calcul de la distribution angulaire. BHATIA, HUANG, HUBY et NEWNS²⁾ ont fait usage de l'approximation de Born. DAITCH et FRENCH³⁾ ont montré ensuite que l'approximation de Born était essentiellement équivalente dans ses prévisions à la théorie de Butler. La seule différence provient des limites d'intégration de l'élément de matrice; à l'approximation de Butler seul l'espace extérieur, $r \geq r_0$, est pris en considération, dans l'approximation de Born, l'intérieur du noyau, $r \leq r_0$, fournit une contribution supplémentaire.

Bien que ces théories à ondes planes se soient avérées efficaces pour prédire les propriétés saillantes des distributions angulaires pour les énergies des deutons de l'ordre de 3 à 20 MeV, et en particulier pour la détermination des spins et parités, elles ne sont plus suffisantes pour rendre compte des détails de la distribution angulaire des réactions de stripping et des valeurs absolues des sections efficaces. En particulier, elles n'expliquent pas la présence de contributions relativement importantes aux grands angles (vers l'arrière); d'autre part les largeurs réduites de niveau qu'on peut en déduire diffèrent d'un facteur relativement important de celles prédites par d'autres méthodes. De plus, le calcul de Butler-Born ne permet pas d'expliquer la polarisation des nucléons émis.

TOBOCMAN^{4) 5) 6)} a repris la théorie par la méthode des ondes distordue en tenant compte, aussi bien dans la voie d'entrée que dans la voie de

sortie, de l'interaction de Coulomb et de l'interaction nucléaire adaptée au potentiel caractéristique du modèle optique. Une telle théorie permet une prédiction plus satisfaisante de la section efficace différentielle et peut rendre compte de la polarisation des nucléons produits même en l'absence d'un terme d'interaction spin-orbite. Cette tentative n'est qu'à ses débuts; elle est rendue difficile par le peu de matériel expérimental disponible et par les complications du calcul par machine que ce programme impose.

HUBY, REFAI et SATCHLER⁷⁾ adoptent un point de vue quelque peu différent. Ces auteurs, sur la base d'une théorie d'ondes distordues choisie sous une forme très générale, essayent de tirer les caractéristiques qui sont indépendantes des détails de la perturbation introduite. Cela permet sans trop grands calculs numériques de contrôler l'accord général entre les prédictions de la théorie et les résultats expérimentaux. Cette étude concerne avant tout la corrélation angulaire (d, p, γ) et ses relations avec la polarisation du nucléon émis.

Du point de vue expérimental, KUEHNER, ALMQVIST et BROMLEY^{8) 9)} ont testé les conséquences générales du formalisme des ondes distordues par une série de mesures. Ces résultats conjointement avec ceux de LEE et SCHIFFER¹⁰⁾ font apparaître la situation suivante: dans les réactions (d, p) il semble que pour un large domaine d'énergie des deutons, de 3,8 à 11 MeV, et pour des nombres de masse des noyaux-cibles comprises entre 25 et 60, le rapport d'intensité des réactions directes et des réactions par noyau composé conserve une valeur constante d'environ 6. De plus, la position angulaire du maximum dominant ne se modifie que légèrement lorsque l'énergie incidente se déplace sur la structure de résonance de la courbe d'excitation. Par contre, les maxima secondaires de la distribution angulaire modifient rapidement leur position et leur intensité. Cette observation confirme le fait que la structure dominante de la distribution angulaire est déterminée par l'impulsion transmise au noyau-cible ainsi que par les propriétés de surface de celui-ci. Le mécanisme d'interaction n'a qu'une influence secondaire par rapport aux conditions imposées par la cinématique du processus.

Le rayon d'interaction r_0 déduit de l'expérience par la théorie de Butler est systématiquement plus grand que le rayon correspondant au potentiel optique. RODBERG¹¹⁾ montre que cette différence provient de la perturbation des ondes incidentes et émises. Les calculs de TOBOCMAN⁶⁾ laissent entrevoir une bonne correspondance avec l'expérience pour une valeur correcte de ce rayon lorsque la perturbation est prise en considération dans les calculs.

L'information concernant la structure nucléaire dans un formalisme à ondes planes se trouve contenu dans la valeur qu'on déduit pour la

largeur réduite de niveau Θ^2 . La détermination de cette grandeur présente un intérêt considérable pour une comparaison directe avec les prédictions fournies par les modèles nucléaires particuliers, indépendamment des caractéristiques détaillées du mécanisme de réaction. Une telle comparaison a été entreprise par MACFARLANE et FRENCH¹²⁾ sur la base d'un nombre considérable de données expérimentales. Les études de processus stripping représentent une source importante d'information sur la nature des états nucléaires considérés comme niveau à une particule: en effet, dans le modèle en couche, les réactions stripping devraient faire apparaître avant tout les états à une particule du noyau final. Les largeurs de niveaux extraites des mesures par la théorie de Butler sont systématiquement plus petites que celles qu'on déduit par d'autres méthodes. Cette théorie surestime donc la valeur absolue du maxima dominant. La comparaison des sections efficaces obtenues par les théories à ondes distordues dans quelques cas (WILKINSON¹³⁾ et TOBOCMAN⁶⁾) montrent que leurs valeurs absolues sont plus petites d'un facteur 5 environ. C'est justement d'un tel facteur que les largeurs réduites apparaissent trop faibles lorsqu'on utilise la théorie de Butler.

Les réactions caractérisées par une faible valeur de Q et de faibles énergies des deutons incidents constituent un cas particulier discuté spécialement par WILKINSON¹⁴⁾ et WARBURTON et CHASE¹⁵⁾. En principe, la théorie de Butler ne s'applique qu'aux cas où l'énergie des deutons est supérieure à la barrière de Coulomb. Pour la classe particulière des réactions ci-dessus, l'expérience a montré que la distribution angulaire avait les caractères typiques prédits par la théorie de Butler malgré les conditions anormales qui les caractérisent. Les calculs et les mesures de SELLSCHOP¹⁶⁾ indiquent que pour les faibles valeurs de Q l'effet perturbateur des interactions reste faible pour les basses énergies incidentes tandis que pour les énergies de deutons plus grandes l'accord entre l'expérience et la théorie de Butler se détériore rapidement. La présence de maxima vers l'arrière dans la distribution angulaire est expliquée par MADANSKY et OWEN¹⁷⁾ par des effets d'échange, dont l'intervention constitue en fait un «stripping à particule lourde» qui favorise la projection du noyau final vers l'avant tandis que la particule produite s'échappe vers l'arrière. Dans quelques cas les courbes expérimentales ont pu s'interpréter par cette théorie. Cependant les calculs basés sur le formalisme des ondes distordues peuvent prédire de tels maxima vers l'arrière en opposition avec la théorie de Butler. Dans le cas extrême des faibles énergies de deutons, il se peut même que le maximum prédit vers l'avant disparaisse complètement pour faire place à un maximum vers l'arrière; il convient donc d'être prudent dans l'interprétation de ces maxima aux grands angles.

Nous avons abordé dans ce travail l'étude des réactions de stripping

avec les isotopes du néon pour essayer de combler les lacunes qui subsistent dans notre connaissance du système de niveaux pour la masse 21. Ceux de Ne^{21} sont relativement bien établis jusqu'à environ 10 MeV ; par contre dans Na^{21} peu de données sont connues sur les niveaux inférieurs à une énergie d'excitation de 2,45 MeV, correspondant à l'énergie de liaison du proton. Au-dessus un nombre considérable de niveaux de résonance ont pu être étudiés par les réactions (p, p) , (p, p') et (p, γ) . Pour l'étude des autres niveaux de Na^{21} les conditions énergétiques rendent la réaction $\text{Ne}^{20}(d, n)\text{Na}^{21}$ favorable avec $Q = (0,225 \pm 0,035)$ MeV.

Pour Na^{23} , peu de données existent sur les niveaux voisins et supérieurs à la valeur de seuil de la réaction $\text{Ne}^{22}(d, n)\text{Na}^{23}$ caractérisée par $Q = (6,57 \pm 0,02)$ MeV.

Pour les deux réactions la valeur de Q est faible si bien qu'en dépit de la faible énergie des deutons disponibles pour notre expérience on peut s'attendre à des résultats dont l'interprétation ne donne pas trop de difficultés. Le fait que les deux noyaux cibles ont un spin nul facilite également l'attribution de valeurs de spin et parité aux niveaux finaux. D'autre part cette étude devrait fournir des informations sur le mécanisme de réaction. C'est pourquoi les mesures de distribution angulaire ont été étendues jusqu'à des angles aussi grands que possible (150°) et qu'un effort a été fait pour mesurer les sections efficaces en valeur absolue.

Jusqu'ici deux travaux seulement ont été consacré à la réaction (d, n) du néon. Les mesures de SWANN et MANDEVILLE¹⁸⁾ avec des deutons de 1,0 MeV indiquent la possibilité d'un niveau excité de 0,4 MeV dans Na^{21} . D'autre part d'après leurs mesures de seuil MARION SLATTERY et CHAPMAN¹⁹⁾ indiquent l'existence dans Na^{21} de deux niveaux à 1,47 MeV et 2,426 MeV et dans Na^{23} de deux niveaux dont l'énergie est de 8,435 et 9,012 MeV. Aucune mesure de distribution angulaire pour les neutrons n'a été effectuée jusqu'ici.

La méthode expérimentale utilisée dans cette étude est conventionnelle. Cependant le spectromètre à neutrons du type compteur proportionnel à protons de recul focalisés présente des caractéristiques qui n'ont pas encore été complètement explorées. C'est pourquoi nous donnerons dans les parties II et III la description de l'appareil et de ses performances d'une façon relativement complète.

La partie IV est consacrée aux mesures proprement dites et à la présentation des résultats. Ceux-ci sont discutés dans la partie V où sont extraites également des données expérimentales les grandeurs relatives aux niveaux étudiés.

L'appendice contient un résumé, à l'approximation de Butler, des expressions théoriques correspondant aux réactions en cause.

II. Dispositif expérimental

1. Cible

L'accélérateur Van de Graaff de l'Institut de Physique de l'Université de Neuchâtel produit des protons et des deutons d'une énergie maximum de 3 MeV. Un aimant d'analyse à 90° associé à une stabilisation corona permet facilement d'utiliser un faisceau d'ions avec une stabilité de ± 2 kV. L'énergie est mesurée par un «generating voltmeter», étalonné à intervalles rapprochés au moyen de la valeur de seuil de la réaction $\text{Li}^7(p, n)\text{Be}^7$. Les déviations de la valeur nominale ne dépassaient pas 30 kV. Pour la détermination de l'énergie des neutrons observés, les neutrons monocinétiques produits par les réactions $\text{T}(p, n)\text{He}^3$ et $\text{D}(d, n)\text{He}^3$ ont été utilisés. Pour ces étalonnages étaient disponibles des cibles de LiF de différentes épaisseurs ainsi que des cibles minces tritium-titane et deutérium-titane. Le dispositif portant les cibles et permettant un changement rapide est indiqué dans la figure 1 où est également représenté le dispositif de collimation du faisceau et la cible à gaz contenant le néon. Cette cible à gaz a été réalisée d'une façon analogue à celle décrite par JOHNSON et BANTA²⁰⁾.

La petite dimension des conduites assure une perte minimum de gaz ce qui est particulièrement important lors de l'utilisation d'isotopes séparés. L'intégration de courant est assurée par un intégrateur construit suivant le principe des «operational amplifiers». Il possède une très faible impédance d'entrée et son erreur maximum est inférieure à 1%.

Pour la mesure de la distribution angulaire, l'axe du spectromètre est dirigé sur le centre de la cible gazeuse. Le spectromètre est fixé en position angulaire précise par un système de fils à plomb et de niveaux d'eau. L'angle est ainsi déterminé avec une erreur de $\pm 0,5^\circ$.

2. Spectromètre à neutrons

a) Principe de fonctionnement

Le spectromètre à protons de recul est basé sur un principe dû à GILLES²¹⁾, amélioré ensuite considérablement et étudié d'une façon plus précise par BENENSON²²⁾. La figure 2 indique le mode de fonctionnement du spectromètre. Le compteur proportionnel central à cathode transparente (transmission d'environ 100% pour les protons de recul) formée de 24 fils parallèles est entouré d'une couronne de 12 compteurs en anti-coïncidence. De plus, une partie du volume gazeux antérieur, dans la prolongation du compteur central, forme également un compteur en anti-coïncidence. Cette disposition est nécessaire pour sélectionner les protons de recul dont le parcours est essentiellement parallèle à l'axe;

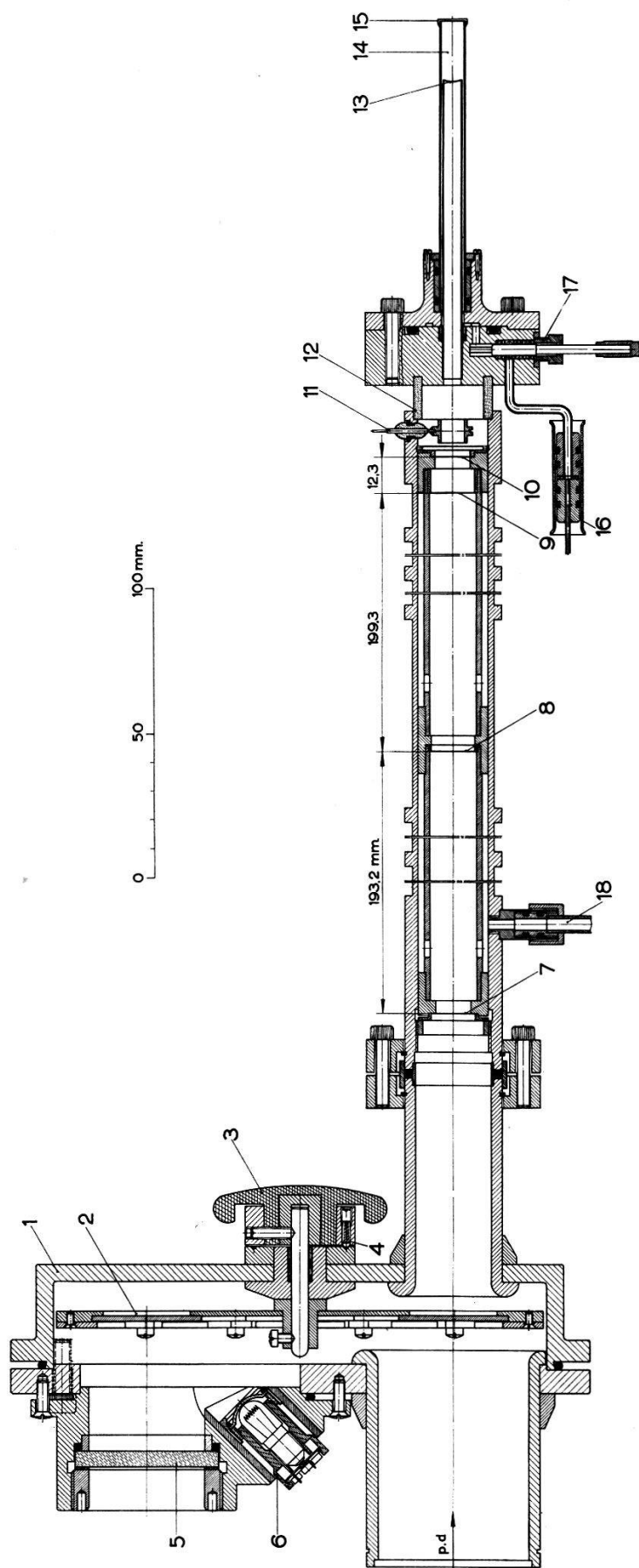


Fig. 1

Dispositif de cibles pour l'étalonnage et la mesure

- | | |
|---|--|
| 1. Boîtier des cibles amovibles. | 11. Electrode d'élimination des électrons secondaires rétrodiffusés. |
| 2. Plateau tournant avec supports de cibles. | 12. Tube isolant de verre. |
| 3. Manette de commande. | 13. Fenêtre de nickel $1,25 \mu$ d'épaisseur. |
| 4. Arrêt fixant la position des cibles. | 14. Cellule à gaz. |
| 5. Fenêtre d'observation. | 15. Plaque terminale d'arrêt en tantale. |
| 6. Eclairage. | 16. Joint d'isolation de la conduite de remplissage. |
| 7. Diaphragme de tantale $3,5 \text{ mm } \varnothing$. | 17. Clapet à coulisse isolant le gaz de la cible. |
| 8. Diaphragme de tantale $8 \text{ mm } \varnothing$. | 18. Joint de pompage. |
| 9. Diaphragme de tantale $3,5 \text{ mm } \varnothing$. | |
| 10. Diaphragme de tantale $3,8 \text{ mm } \varnothing$. | |

elle fixe à la fois les limites latérales et antérieure du volume de mesure où le gaz sert en même temps de radiateur et de détecteur. Un tel système fournit, pour des neutrons incidents monocinétiques tombant sur le compteur parallèlement à l'axe, un spectre comportant deux régions distinctes (fig. 2). En pratique, la région comprise entre la limite de la distribution continue provenant des protons projetés latéralement et le pic proprement dit dû aux protons sélectionnés vers l'avant n'est pas complètement exempte d'impulsions. Ces événements parasites sont dus aux protons de recul interceptés par les fils de cathode, aux imperfections du système d'anticoïncidence, aux effets de bords du compteur central et aux neutrons diffusés. BENENSON²²⁾, pour mieux définir le volume central, utilisait également à l'arrière un compteur en anticoïncidence obtenu en isolant un court segment des fils de cathode. Lors d'une première exécution de notre spectromètre comportant un tel compteur aucune amélioration sensible n'ayant été constatée nous avons réalisé le dispositif final avec le compteur de tête seulement.

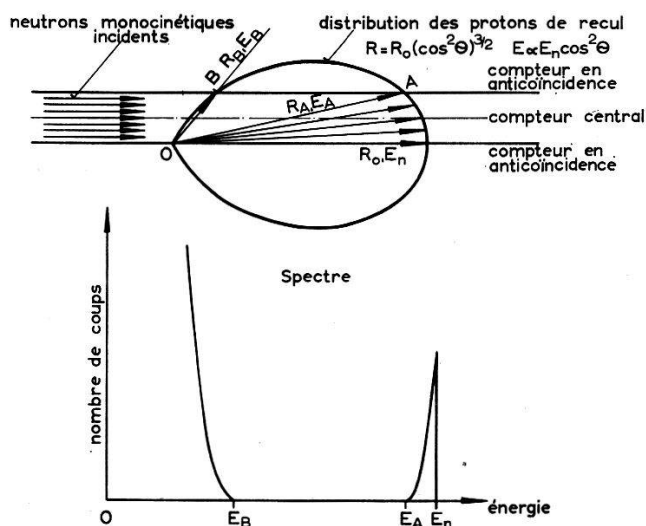


Fig. 2

Principe de fonctionnement du spectromètre à neutrons

b) Construction

La construction mécanique du spectromètre est présentée dans les figures 3 et 4. La construction a été exécutée avec une masse de matière aussi faible que possible pour diminuer le nombre des neutrons diffusés. Toutes les parties métalliques sont en acier inoxydable. Les fils de cathode de 0,05 mm d'épaisseur ont dû être fixés au moyen de petits manchons en acier inoxydable (longueur 8 mm, diamètre extérieur 1,1 mm, diamètre intérieur 0,7 mm) à l'intérieur desquels de petites spirales métalliques assuraient l'introduction par capillarité de soudure à l'étain. Dans ces

conditions, la rigidité du système est excellente mais le chauffage sous vide est exclu. Le gaz utilisé comme radiateur et comme gaz de comptage était le propane (Maison Shell, Zürich) de composition suivante: propane C_3H_8 97 à 98%, propylène C_3H_6 1 à 3% éthane C_2H_6 0,5 à 1,5%.

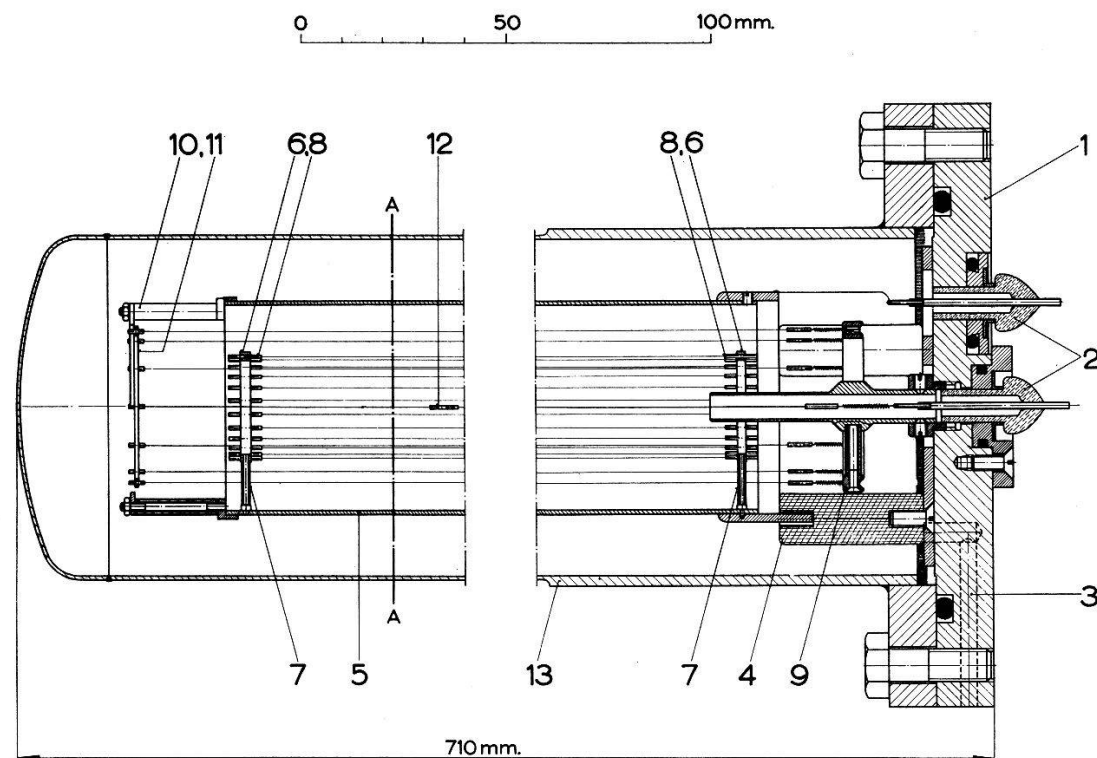


Fig. 3

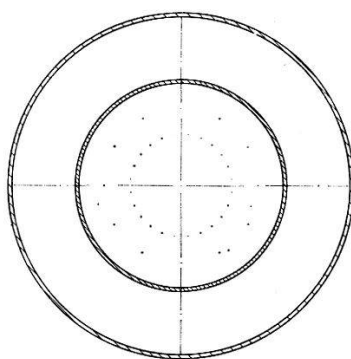
Coupe longitudinale du spectromètre

1. Flasque de base.
2. Passage isolant covar-verre (quadruple).
3. Ouverture de remplissage.
4. Isolateur de porcelaine (triple).
5. Cathode externe.
6. Anneaux supports des fils de cathode interne.
7. Support de fixation des anneaux (triple).
8. Petits tubes de fixation des fils.
9. Anneau support des fils d'anodes d'anticoïncidence isolé par trois barreaux de porcelaine.
10. Isolateur de porcelaine.
11. Anneau antérieur de fixation des fils anodiques.
12. Fil d'anode centrale avec isolateur de porcelaine.
13. Boîtier étanche.

c) Electronique

Les anodes des compteurs sont essentiellement à la masse tandis que les deux cathodes sont portées au même potentiel négatif. La tension, fournie par un générateur stabilisé, peut être variée de façon continue

entre 250 et 5000 Volts avec une stabilité de $1/10^4$ pour des fluctuations de tension de réseau ne dépassant pas 10%. Les impulsions recueillies sur l'anode du volume central ainsi que celles apparaissant sur les anodes du système d'anticoïncidence sont amplifiées d'un facteur 10 par des pré-amplificateurs stabilisés par contre-réaction. Les impulsions du compteur central sont soumises à une amplification et une mise en forme ultérieures dans un amplificateur du type A-100 modifié²³⁾. Son amplification maxima est de 4000 et ses constantes de temps caractéristiques de $1 \mu s$.



Coupe A-A

Fig. 4

Coupe transversale A-A du spectromètre. On distingue les 24 fils de cathode interne et les 12 fils d'anode des compteurs en anticoïncidence.

Les petites impulsions produites dans les compteurs en anticoïncidence par les protons dont l'extrémité de la trace les effleure et auxquels correspondent des impulsions maxima du compteur central sont spécialement importantes pour le pouvoir de résolution du spectromètre. Elles peuvent intervenir en même temps que les impulsions de grande amplitude. Pour les amener à la hauteur nécessaire au déclenchement de l'étage à coïncidence, un amplificateur saturable du type décrit par FAIRSTEIN²⁴⁾ et CHASE²⁵⁾ a été construit. Son amplification maximum est de 6400 et la mise en forme de $1 \mu s$ (delay line clipping).

Le schéma de principe du dispositif électronique est donné dans la figure 5. Lorsque deux impulsions en provenance du compteur central et des compteurs externes sont en coïncidence, le signal de sortie du circuit de coïncidence ferme le gate ce qui élimine l'évènement en question. Les impulsions produites par le compteur central sans coïncidence extérieure atteignent par contre l'analyseur d'impulsion. Un discriminateur n'admet sur le circuit de coïncidence que les impulsions du compteur central dont l'amplitude dépasse celle des plus grandes impulsions correspondant au spectre continu (énergie E_B de la figure 2). Ainsi est évitée une surcharge nuisible de l'appareil de coïncidence et une fermeture inutile du gate.

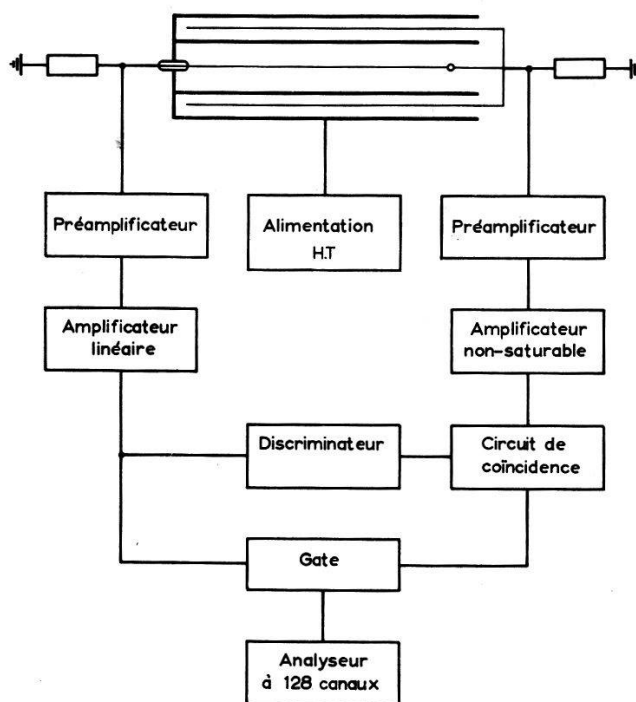


Fig. 5

Schéma de principe de l'électronique du spectromètre

III. Etude des conditions de fonctionnement du spectromètre

1. Résolution en énergie

Les tests de résolution en énergie ont été faits au moyen d'une source de particules α de Po^{210} introduite dans le compteur central à l'extrémité d'un fil d'argent de 0,5 mm de diamètre. Les résultats obtenus sont indiqués dans les deux spectres suivants, figure 6 et figure 7, enregistrés avec deux pressions différentes du propane, correspondant à 12 cm et 17,6 cm de parcours maximum des α de 5,3 MeV. On constate que la diminution de pression, qui est d'ailleurs accompagnée d'une diminution du taux de comptage d'un facteur 3 à 4, n'améliore que légèrement la résolution, de 2% à 1,6%. Ces résultats sont essentiellement en accord avec les mesures de HUSAIN et JAFFE²⁶⁾ qui ont étudié la résolution en énergie pour les protons et les particules α dans un compteur proportionnel.

2. Multiplication gazeuse et point de travail optimum

Le facteur de multiplication gazeuse M a été mesuré pour différentes pressions en fonction de la tension appliquée au compteur. Pour des neutrons monocinétiques, l'impulsion maximum enregistrée correspond au parcours maximum des protons de recul R_0 . Après amplification linéaire, cette hauteur d'impulsion est mesurée sur un oscilloscope. On obtient

ainsi la courbe donnant l'impulsion maximum en fonction de la tension. Pour les petites tensions, cette amplitude d'impulsion reste constante; on se trouve dans le domaine d'ionisation où le facteur de multiplication vaut 1. Le rapport des impulsions mesurées à cette valeur constante fournit le facteur de multiplication gazeuse. Les figures 8 et 9 indiquent les résultats obtenus dans le volume central et dans le volume externe d'anticoïncidence. Pour fixer le point de travail optimum, on commence par mesurer

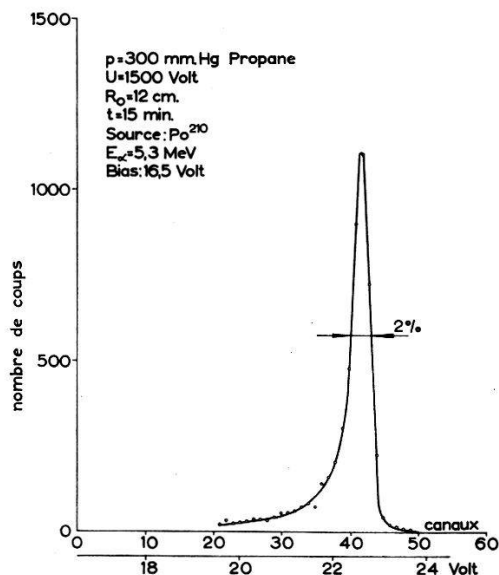


Fig. 6

Spectre α d'une source de Po^{210} pour une pression de 300 mmHg

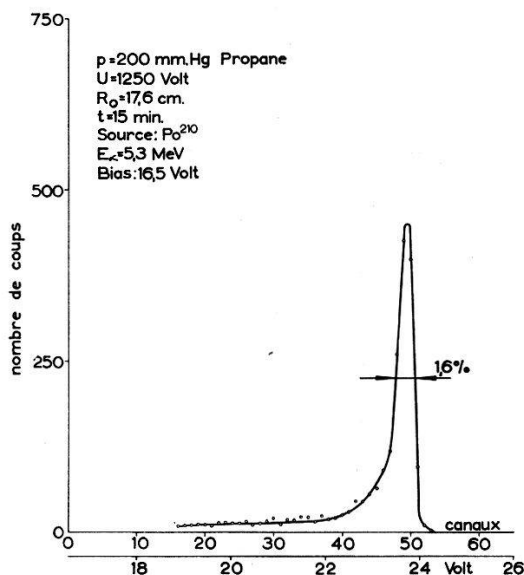


Fig. 7

Spectre α d'une source de Po^{210} pour une pression de 200 mmHg

la largeur à mi-hauteur du pic produit par des neutrons monocinétiques ainsi que le nombre total d'impulsions qui y correspondent. Cette mesure est faite pour différentes tensions jusqu'à ce que la résolution atteigne une valeur optimum plus ou moins constante alors que le taux de comptage continue de tomber. La représentation graphique de la figure 10 donne le résultat d'une telle mesure dans les conditions indiquées sur la figure. Le point de travail optimum choisi correspond au minimum de la courbe obtenue en faisant le rapport de la largeur du pic au taux de comptage pour chaque tension. Les points de fonctionnement ainsi déterminés pour différentes pressions de gaz définissent les courbes de travail du spectromètre indiquées sur les diagrammes des figures 8 et 9.

3. Enregistrements de spectres monoénergétiques de neutrons

Pour obtenir des renseignements complets sur la résolution en énergie du spectromètre et l'importance du fond continu parasite, caractéristiques qui dans notre spectromètre dépendent largement des performances

du système d'anticoïncidence, différentes mesures ont été faites avec des neutrons monocinétiques d'énergies variables. Les réactions $T(p, n)\text{He}^3$ et $D(d, n)\text{He}^3$ fournissent des neutrons monoénergétiques entre 1 et 6 MeV approximativement. Ce domaine d'énergie a été prospecté pour différentes pressions du gaz du compteur. La figure 11 permet d'estimer l'évolution

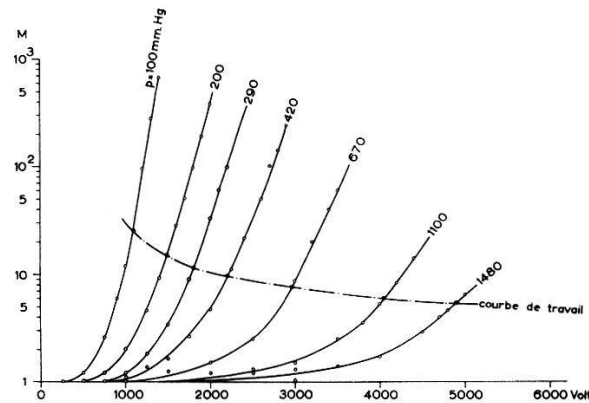


Fig. 8

Facteur de multiplication gazeuse M pour le compteur central

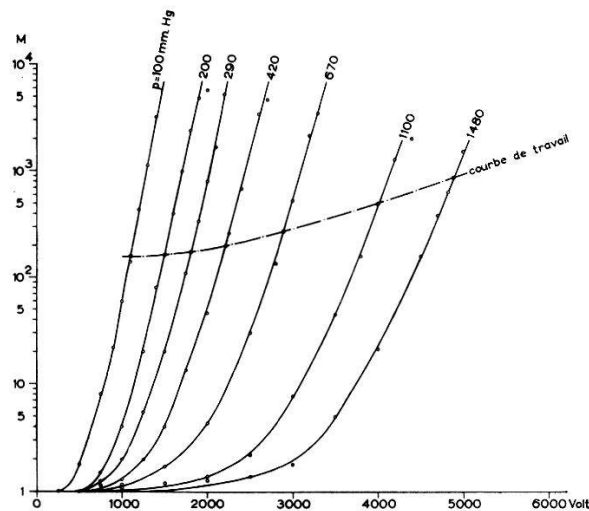


Fig. 9

Facteur de multiplication gazeuse M pour le système d'anticoïncidence

des caractéristiques étudiées lorsque l'énergie diminue de 3,05 MeV à 1,30 MeV. Pour les deux énergies les plus faibles, on constate que le pic et le spectre continu commencent à se rejoindre, ce qui n'est pas étonnant vu le faible parcours des protons de recul. On constate également que le fond continu d'événements parasites dans le domaine «interdit» augmente, comme on doit s'y attendre, lorsque l'énergie des neutrons diminue.

Une telle série de mesures permet également de contrôler la linéarité du système d'enregistrement. Le dernier diagramme de la figure 11 indique que cette exigence est bien satisfaite.

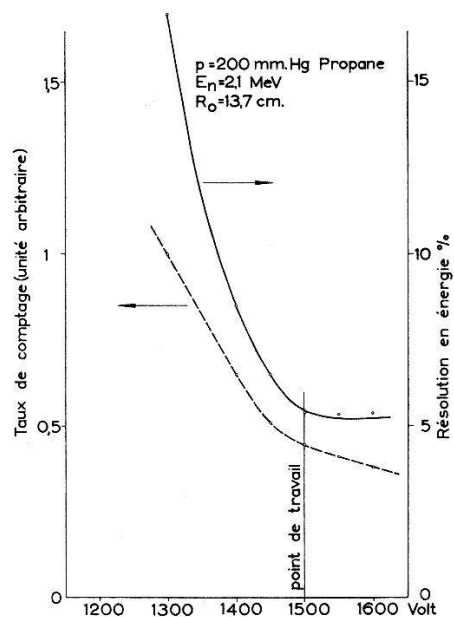


Fig. 10

Influence de la tension du compteur sur le taux de comptage et sur la résolution

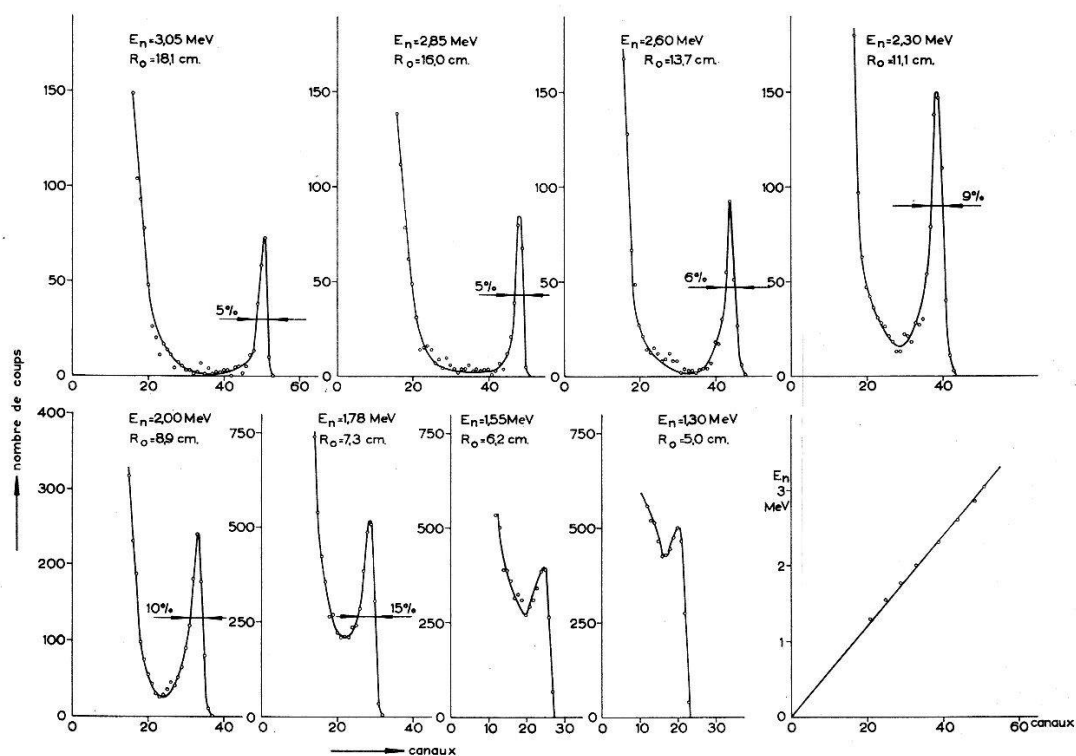


Fig. 11

Spectres de neutrons monochinétiques pour une pression fixe $p = 290$ mmHg de propane. Le dernier graphique montre la linéarité en énergie du dispositif complet.

Pour des pressions différentes de celle choisie pour cette série, des résolutions semblables ont été observées. Cependant, pour des pressions plus faibles, mais des conditions géométriques identiques, on obtient une résolution optimale améliorée (4% pour $R_0 = 18,1$ cm et $p = 150$ mm Hg, voir figure 12). Pour les pressions plus grandes, on constate le cas opposé, figure 13. Il n'est pas difficile de trouver une explication de ce comportement dans le fait que pour les fortes pressions la densité des ions le long des traces des protons de recul est plus grande ce qui favorise la recombinaison, surtout en fin de trajectoire. Les petites impulsions des compteurs d'anticoïncidence ont donc tendance à être encore réduites. Il en résulte une diminution de l'efficacité de la sélection et une détérioration de la résolution.

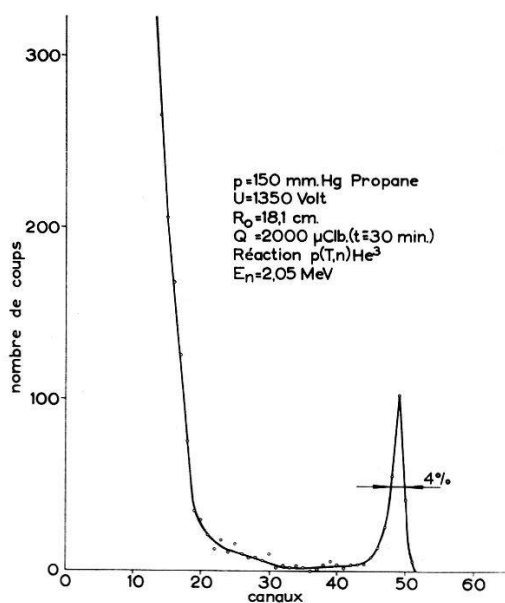


Fig. 12

Spectre d'un faisceau de neutrons monoénergétiques de 2,05 MeV

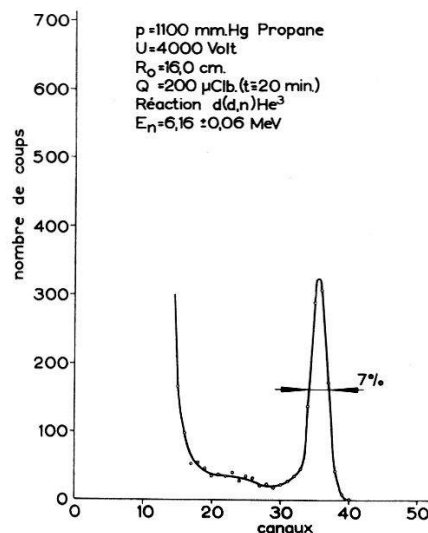


Fig. 13

Spectre d'un faisceau de neutrons monoénergétiques de 6,16 MeV

4. Sensibilité directionnelle et bruit de fond

La construction du spectromètre a naturellement pour conséquence une sensibilité directionnelle beaucoup plus grande suivant l'axe. Cette propriété est favorable pour atténuer le bruit de fond de neutrons dû aux particules diffusées dans la salle des cibles et qui peuvent tomber latéralement sur le spectromètre. Le comportement directionnel du spectromètre a été testé par deux irradiations longitudinale et transversale dans des conditions aussi semblables que possible. La figure 14 donne le résultat de ces mesures.

Le freinage des deutérons dans la fenêtre et la paroi terminale de la cible à gaz peut être une source considérable de neutrons parasites, soit par des réactions (d, n) qui s'y produisent, soit par la formation de self-target de deutérium. Les propriétés du tantale à ce double point de vue sont favorables. C'est la raison pour laquelle ce métal a été choisi pour les diaphragmes et la plaque terminales de la cible. Pour obtenir une idée de l'importance de ce bruit de fond, des mesures comparatives ont été effectuées avec la cible à gaz remplie de deutérium puis d'hydrogène normal. Ces mesures qui ont été faites après un fonctionnement continu d'environ 40 heures de la cible à gaz donnent l'assurance qu'un état de saturation peut être atteint. On constate dans la figure 15 la faible importance du bruit de fond qui ne dépasse pas dans le domaine du pic la proportion de 1,5%.

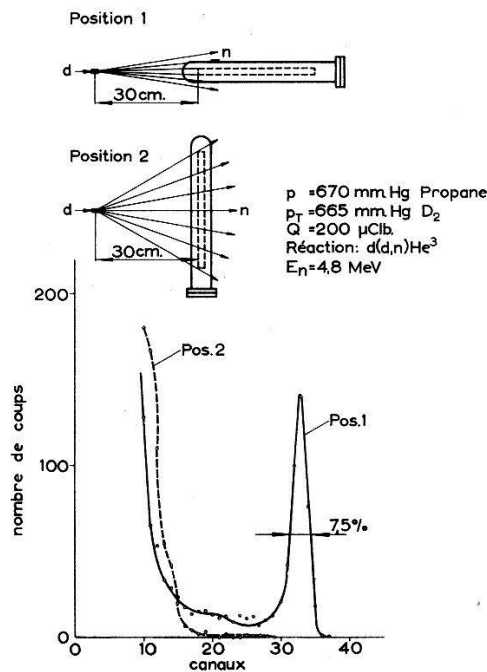


Fig. 14

Directivité du spectromètre
Les conditions de mesure sont explici-
tées sur la figure

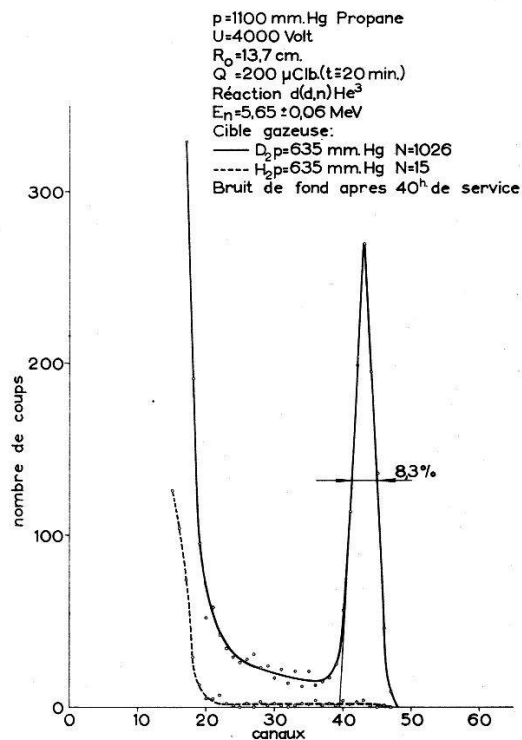


Fig. 15

Mesure comparative d'un spectre de
neutrons monokinétiques et du fond
continu perturbateur produit par la
cible

5. Mesure de l'efficacité absolue du compteur

a) Définition

Nous définissons l'efficacité ε par le nombre d'impulsions enregistrées dans le pic du spectre, pour chaque neutron d'un faisceau parallèle à l'axe du compteur et pénétrant dans le volume central. Cette grandeur

peut être estimée par une formule du type (voir par exemple BENENSON²²)).

$$\varepsilon = N \sigma_T L \sin^2 \Theta_0$$

N représente le nombre de protons par cm^3 dans le gaz, σ_T la section efficace totale de collision élastique n - p . Θ_0 est l'angle d'ouverture du cône des protons de recul sélectionnés vers l'avant. L représente la différence entre la longueur efficace du volume central et le parcours maximum R_0 des protons de recul. Dans notre cas L n'est pas défini avec grande précision du fait de l'absence du compteur terminal postérieur.

Dans le cas d'une source quasi ponctuelle, ε représente l'efficacité relative aux neutrons compris dans un angle solide défini par la section πa^2 du volume central et la distance moyenne à la source $\sqrt{d \cdot (d + L)}$ où d est la distance séparant la source du front du compteur central. L'imprécision sur les grandeurs Θ_0 et L ne permet pas d'utiliser cette formule avec la précision souhaitable; nous avons donc préféré effectuer des mesures directes d'efficacité.

b) Méthode de mesure et résultats

La plupart des mesures ont été effectuées par la réaction $D(d, n)\text{He}^3$ au moyen de la cible à gaz. Pour déterminer le nombre absolu des neutrons produits il est nécessaire de connaître exactement l'énergie moyenne des deutons sur la cible. On tient compte de la perte d'énergie dans la fenêtre d'entrée de nickel d'environ 100 keV, de la perte d'énergie dans le gaz de la cible, qui pour une pression de 700 mmHg est aussi d'environ 100 keV. Ces pertes d'énergies peuvent s'obtenir avec précision à partir des diagrammes publiés par MARION et FOWLER²⁹). La valeur nominale de l'énergie des deutons est dans ces conditions celle qu'ils possèdent lorsqu'ils arrivent au milieu de la cible à gaz. L'imprécision sur l'énergie est donnée par la demi-perte d'énergie subie dans la cible. La fluctuation en énergie du faisceau de deutons avant son entrée dans la cible est négligeable, inférieure à 2 keV, et le straggling d'environ 10 keV produit par la fenêtre de nickel est également faible. Les tables de FOWLER et BROLLEY²⁸) permettent d'obtenir de façon commode l'énergie des neutrons ainsi que l'imprécision sur cette énergie. Le nombre exact de noyaux de deutérium dans la cible gazeuse s'obtient par mesure de la pression et de la température du gaz ainsi que la longueur de la cellule qui le contient. Comme par suite de l'échauffement local dû au faisceau de deutons, la fenêtre de nickel devient légèrement perméable, la pression a été dans chaque cas lue avant et après la mesure et sa valeur moyenne ainsi déterminée. La charge totale reçue par la cible est mesurée par l'intégrateur de courant déjà décrit. Dans ces conditions et à l'aide des tables de section efficace, de MARION et FOWLER²⁹) il est aisé de calculer le nombre

absolu des neutrons produits. Les mesures ont été effectuées avec une distance moyenne source-compteur voisine de 45 cm; l'angle d'ouverture du spectromètre est ainsi de $1,5^\circ$. Compte tenu de la précision d'ajustement du spectromètre, il en résulte une incertitude moyenne sur l'angle ne dépassant pas $\pm 2^\circ$.

Pour les énergies de neutrons inférieures à 1,8 MeV, la réaction $T(p,n)He^3$ a été utilisée avec une cible au tritium-titane où le nombre des noyaux de tritium n'était pas connu avec précision. Il a fallu donc opérer un raccordement avec les mesures basées sur la réaction $D(d,n)He^3$ ce qui limite la précision pour les points de ce domaine d'énergie.

Les mesures ont été effectuées à pression de gaz constante dans le spectromètre, pour une série d'énergies de neutrons choisies de telle sorte que le parcours maximum des protons de recul R_0 prenne différentes valeurs fixées d'avance. A titre de contrôle chaque première mesure était répétée à la fin de la série. On obtient ainsi un réseau complet de points expérimentaux qui est reproduit dans le diagramme de la figure 16 où le logarithme de l'efficacité ε est porté en fonction de l'énergie des neutrons. Les courbes plus ou moins horizontales correspondent à des valeurs données du parcours maximum des protons et définissent en même temps des valeurs grossièrement constantes de la résolution. On remarque pourtant, comme déjà indiqué ci-dessus, une légère détérioration de la résolution lorsque la pression augmente.

Ces familles de courbes permettent de prédire toute valeur de l'efficacité ε au moyen de la formule d'approximation adaptée au point le plus voisin du réseau.

c) *Estimation de l'erreur*

Les valeurs mesurées de l'efficacité sont affectées de certaines erreurs. Pour l'énergie des neutrons l'imprécision est due à l'épaisseur de la cible gazeuse et à l'angle d'ouverture du spectromètre par rapport à la cible. Cette erreur est donnée en chaque point par l'intervalle horizontal, pour autant que cet intervalle dépasse le diamètre dessiné du point. L'imprécision totale de l'efficacité ε peut être estimée de la façon suivante: erreur statistique 2 à 6%, incertitude sur la surface du pic 3 à 6%, erreur sur la section efficace de la réaction (D,D) 3 à 5% et de la réaction (p,T) 8%, imprécision sur la mesure de la pression dans la cible 1%, imprécision sur la longueur de la cible 1% (dans le cas de la cible tritium-titane, une imprécision de 3% sur l'épaisseur a été adoptée), imprécision due à l'intégration de courant 1%, effet du bruit de fond et des coïncidences fortuites 2%. Il en résulte une erreur relative moyenne de l'ordre de 10%. Cette estimation fournit les intervalles d'erreur portés verticalement sur le graphique.

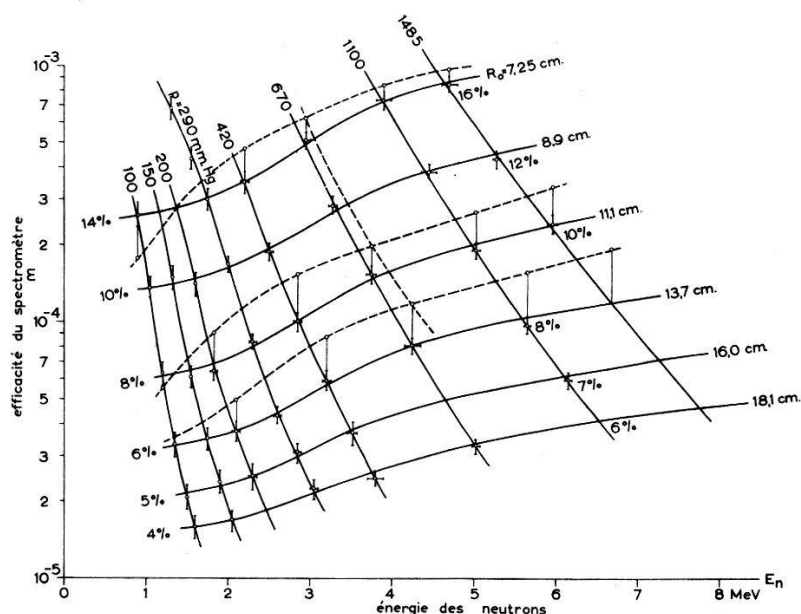


Fig. 16

Réseau de courbes donnant l'efficacité du spectromètre en fonction de l'énergie des neutrons pour différentes pressions du compteur et différents parcours max. R_0 des protons dans le gaz.

Les largeurs de pic indiquées en pourcents sont comprises entre les valeurs données à gauche (pour $p = 100$ mmHg) et celles données à droite (pour $p = 1100$ mmHg resp. 1485 mmHg). Dans l'intervalle une interpolation linéaire le long des courbes $R_0 = \text{Const.}$ est suffisante.

Les courbes tracées en pointillés ont été obtenues au moyen de la formule théorique avec les données géométriques du compteur. On voit qu'elle prédit l'efficacité absolue à un facteur 1,5 à 2 près.

IV. Mesures et résultats

1. Cibles, étalonnage d'énergie et corrections de bruit de fond

Les échantillons de néon utilisés pour la cible gazeuse ont les caractéristiques indiquées dans le tableau I*).

Tableau I

| | Ne ²⁰ % | Ne ²¹ % | Ne ²² % |
|------------------------------------|-----------------------|-----------------------|-----------------------|
| Mélange isotopique naturel . . | 90,92 | 0,257 | 8,82 |
| Ne ²⁰ enrichi | 99,50 | 0,105 | 0,395 |
| Ne ²² enrichi | — | — | 99,9 |

*) Nous aimerions remercier ici très vivement le Prof. K. CLUSIUS de l'Institut de Chimie-Physique de l'Université de Zürich d'avoir aimablement et promptement mis à notre disposition les isotopes enrichis de néon.

Pour le mélange naturel et le Ne^{20} la pression dans la cellule à gaz de 2 cm de long était de 400 mmHg. En raison de la plus faible quantité disponible pour l'isotope Ne^{22} pratiquement pur, la pression dans la cible à gaz n'était dans ce cas que de 200 mmHg. Pour ces mesures l'énergie du faisceau de deutons a été diminué de 30 keV pour l'amener à la même valeur que pour l'étude des deux autres échantillons. Compte tenu de l'épaisseur de la fenêtre de nickel de 110 keV pour des deutons de 3 MeV, de 60 keV pour la demi-épaisseur de la cible pour des deutons de 2,9 MeV, on obtient pour l'énergie effective des deutons utilisés la valeur $E_d = (2,83 \pm 0,06)$ MeV.

La distance entre la source et le spectromètre était, comme précédemment, choisie pour définir un angle d'ouverture moyen de $1,5^\circ$. Le spectromètre était d'abord rempli de propane à une pression de 290 mm Hg; ces conditions de travail permettent l'exploration du domaine d'énergie compris entre 1,5 et 3,5 MeV.

Les schémas de niveaux des noyaux Na^{21} et Na^{23} (ENDT et BRAAMS³⁰) sont donnés dans les figures 17 et 18. Les groupes de neutrons attendus, pour une énergie des deutons de 2,83 MeV et une direction de 0° , sont indiqués dans le système du laboratoire pour chaque niveau du noyau final des réactions $\text{Ne}^{20}(d, n)\text{Na}^{21}$ et $\text{Ne}^{22}(d, n)\text{Na}^{23}$.

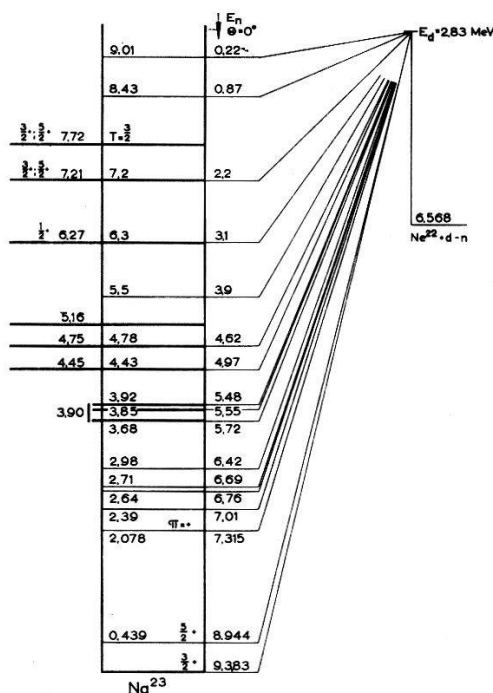


Fig. 17

Schéma de niveaux de Na^{23} . Les énergies des deutons et des neutrons correspondent au système du laboratoire. Les niveaux mis en évidence dans ce travail sont marqués par des traits prolongés; parmi ceux-ci, les niveaux à 5,16 et 7,72 MeV sont observés pour la première fois.

La concentration de Ne^{21} présente dans les cibles est trop faible pour qu'on puisse observer les réactions correspondantes.

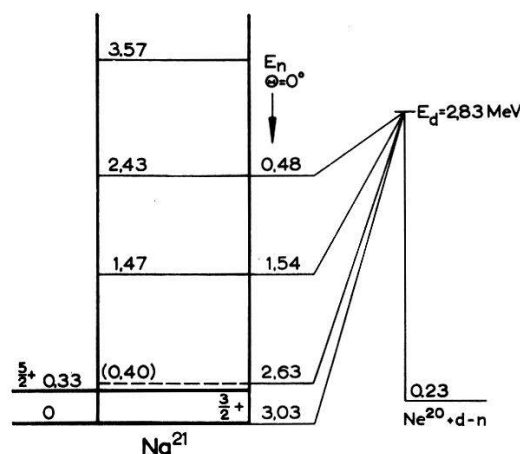


Fig. 18

Schéma de niveaux de Na^{21}

Mêmes remarques que pour la figure 17

Le spectre de neutrons obtenu pour le mélange naturel d'isotopes est représenté dans la partie supérieure de la figure 19. La détermination de l'énergie des pics s'est faite en déplaçant le spectre par réduction à 2,30 MeV de l'énergie moyenne des deutons. Dans les deux mesures, le courant intégré était de 2000 μC . Ce déplacement de 0,53 MeV donne la pente de la droite d'étalonnage qui, déplacée pour passer par le canal 0 fournit la calibration désirée de l'énergie. Comme contrôle, différents points d'étalonnage ont été mesurés par la réaction $\text{D} - \text{D}$. La figure 19 présente les résultats de cette méthode d'étalonnage (voir également en page 744 un test de consistance interne de cette détermination d'énergie). On observe des pics dans le spectre de neutrons à 3,08; 2,70; 2,20 et 1,65 MeV. Comme on pouvait s'y attendre, les deux groupes de neutrons à 3,03 et 3,1 MeV qui correspondent à l'état fondamental de Na^{21} et au niveau de 6,3 MeV de Na^{23} ne sont pas séparés.

Pour les mesures de la section efficace différentielle, des courants intégrés de l'ordre de 4000 à 5000 μC sont nécessaires pour chaque angle, ce qui correspond à des temps de mesure de 3 à 4 heures. Durant de tels intervalles, l'accumulation d'impulsions parasites dues au bruit de fond cause une contribution qui doit être soigneusement soustraite. La réaction $\text{C}^{12}(d, n)\text{N}^{13}$ est sous ce rapport particulièrement perturbatrice. Sa valeur Q de $-0,286 \text{ MeV}$ conduit, pour des deutons de 2,9 MeV, à un groupe de neutrons de 2,57 MeV correspondant au niveau fondamental de N^{13} . Ce groupe parasite est toujours présent par suite du dépôt de carbone qui se forme sur la fenêtre de nickel et la plaque terminale de la cible par échauffement de films d'huile inévitables. Il convient donc de

déterminer soigneusement le spectre de neutrons produits par cette réaction dans le compteur. La mesure effectuée avec une cible remplie d'hydrogène léger sous un angle de 0° est donnée en figure 20. Il correspond à un courant intégré de $4000 \mu\text{C}$. Le pic de 2,57 MeV est très net.

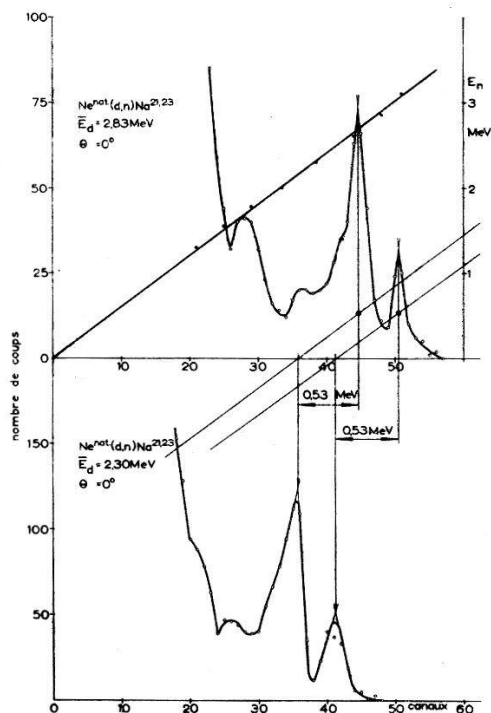


Fig. 19

Contrôle d'étalonnage d'énergie du spectromètre à partir des réactions (d, n) du néon naturel et deux énergies différentes des deutons. La droite ainsi obtenue, déplacée pour passer par le canal zéro, coïncide avec l'étalonnage par la réaction $D(d, n)$ (points remplis).

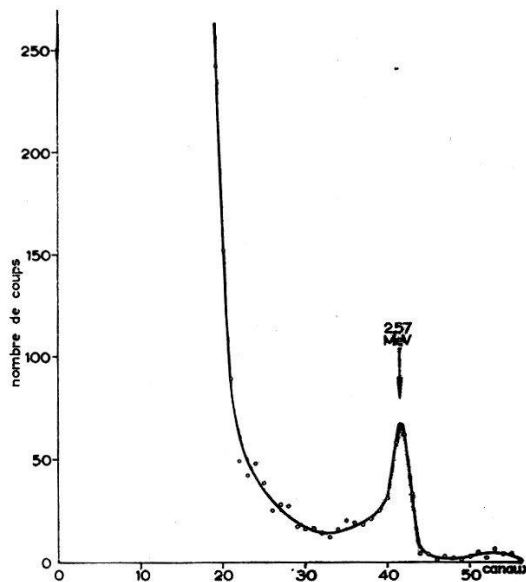


Fig. 20

Spectre de neutrons de bruit de fond émanant de la cible gazeuse. Le pic à 2,57 MeV est produit par la réaction parasite $\text{C}^{12}(d, n)\text{N}^{13}$.

Les petites taches brunes observées sur les deux faces de la fenêtre de nickel à l'endroit où elle est traversée par le faisceau de deutons confirme l'origine de cet effet parasite; une étude plus complète montre approximativement qu'un tiers des deutons provient de la plaque terminale et deux tiers de la fenêtre de nickel. Par bonheur, le dépôt de carbone est constitué en un temps relativement court et atteint rapidement une valeur constante; un contrôle périodique permet de contrôler ce fait. Dans ces conditions, la soustraction du fond parasite ne provoque pas de difficultés particulières. La distribution angulaire de la réaction $\text{C}^{12}(d, n)\text{N}^{13}$ mesurée par BENENSON, JONES et MCELLISTREM³¹⁾ pour une énergie de deutons de 2,76 MeV voisine de la nôtre permet de faire la correction pour les différents angles.

2. Groupes de neutrons et mesure absolue de la section efficace différentielle

La connaissance de la forme du spectre pour des neutrons monocinétiques ainsi que de celle du bruit de fond permet de déterminer la position des différents groupes de neutrons par décomposition en spectres particuliers. Une telle reconstruction est indiquée dans la figure 21 pour une mesure effectuée avec le mélange naturel d'isotopes.

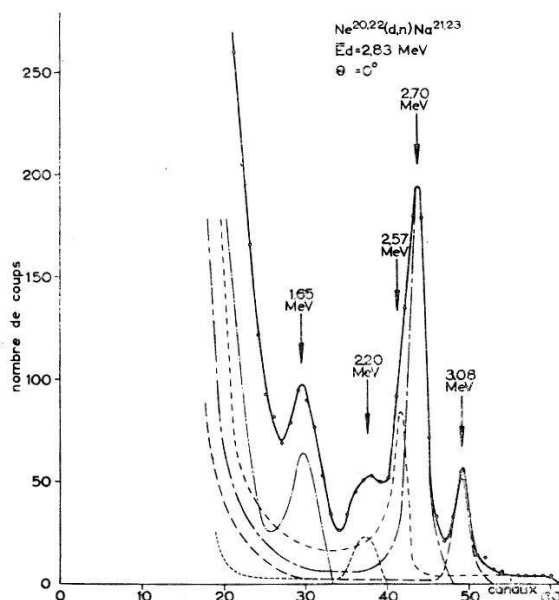


Fig. 21

Spectre de neutrons de la réaction (d, n) avec le néon naturel entre 1,5 et 3,5 MeV. La courbe observée est décomposée en spectres individuels de groupes de neutrons monocinétiques. Le groupe à 2,57 MeV provient de la réaction $C^{12}(d, n)N^{13}$.

Courant intégré total 5000 μC .

Il est clair que l'utilisation du néon naturel ne permet pas immédiatement une attribution univoque des énergies. Les mesures les plus complètes ont donc été effectuées avec les cibles d'isotopes séparés. Le spectre de neutrons et sa décomposition en spectres individuels pour la réaction $Ne^{20}(d, n)Na^{21}$ sous un angle de 0° sont donnés dans la figure 22. Le spectre correspondant à la réaction $Ne^{22}(d, n)Na^{23}$ est représenté dans la figure 23. La comparaison des deux spectres permet une identification immédiate des différents groupes de neutrons. Un résumé de ces résultats est donné dans le tableau II. On constate qu'en effet deux groupes de neutrons participent au pic de 3,08 MeV détecté avec le mélange naturel d'isotopes. En outre, un résultat intéressant est que le groupe de neutrons de 1,65 MeV n'apparaît que pour la réaction avec Ne^{22} et doit par conséquent être attribué à un niveau de Na^{23} d'une énergie de 7,72 MeV. Aucun indice n'est visible pour le niveau attendu dans Na^{21} à 1,47 MeV (fig. 18). Ce niveau devrait fournir un groupe de neutrons au

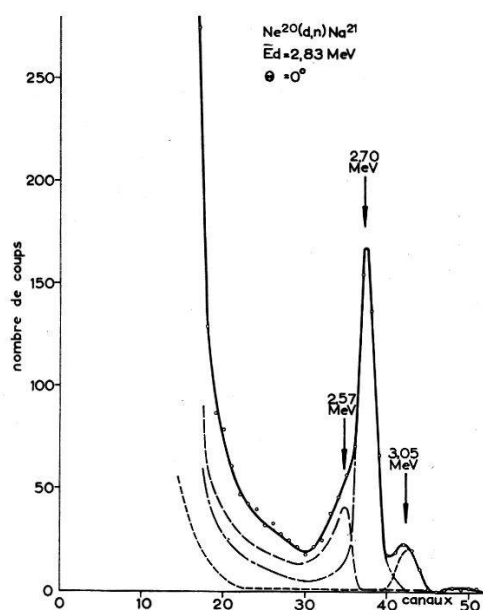


Fig. 22

Spectre de la réaction $\text{Ne}^{20}(d, n)\text{Na}^{21}$ entre 1,5 et 3,5 MeV. Courant intégré total 4000 μC .

Mêmes remarques que pour la fig. 21.

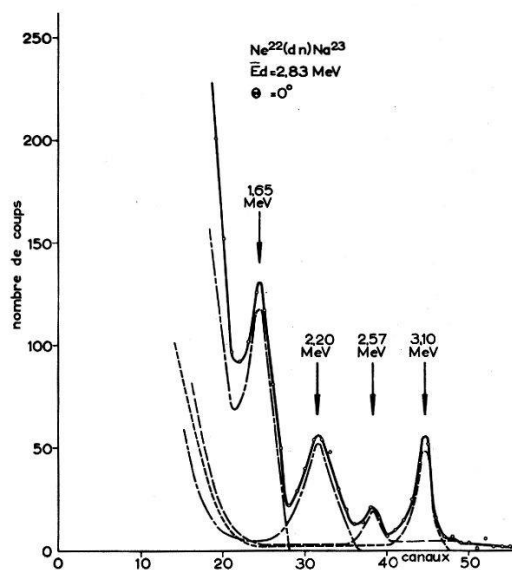


Fig. 23

Spectre de neutrons pour la réaction $\text{Ne}^{22}(d, n)\text{Na}^{23}$ entre 1,5 et 3,5 MeV. Courant intégré total 1000 μC .

Mêmes remarques que pour la fig. 21.

voisinage de 1,6 MeV. Comme il n'est pas exclu que si ce groupe est faible, il puisse être recouvert par le bruit de fond relativement important, d'autres mesures ont été entreprises avec une pression de 150 mmHg dans le compteur; ce choix diminue les impulsions indésirables dans le domaine d'énergie où ce groupe devrait apparaître. Les résultats d'une telle mesure sont donnés dans la figure 24. On voit que s'il existe, le niveau en question ne doit pas se manifester avec une section efficace supérieure à 0,3 millibarn par stéradian. Les autres mesures faites dans les mêmes conditions pour des angles compris entre 0 et 120° de 15 en 15° fournissent des distributions d'impulsions du même type que celles visibles dans la figure 24. Remarquons que pour ces angles, l'efficacité du spectromètre au voisinage de 1,6 MeV est plus grande que pour 0°. A titre de comparaison, nous donnons dans la figure 25 un spectre obtenu dans les mêmes

Tableau II

| $E_d = 2,83 \text{ MeV}$ | $\text{Ne}^{20}(d, n)\text{Na}^{21}$ | | $\text{Ne}^{22}(d, n)\text{Na}^{23}$ | | |
|--------------------------|--------------------------------------|-------|--------------------------------------|-------|-------|
| E_n (MeV) | 3,05 | 2,70 | 3,10 | 2,20 | 1,65 |
| Valeur Q (MeV) | 0,25 | -0,10 | 0,30 | -0,64 | -1,15 |
| E^* (MeV) | Etat fondamental | 0,33 | 6,27 | 7,21 | 7,72 |

conditions mais avec le Ne^{22} . Ici le pic à 1,65 MeV correspond à un niveau de 7,72 MeV de Na^{23} et est très nettement visible *).

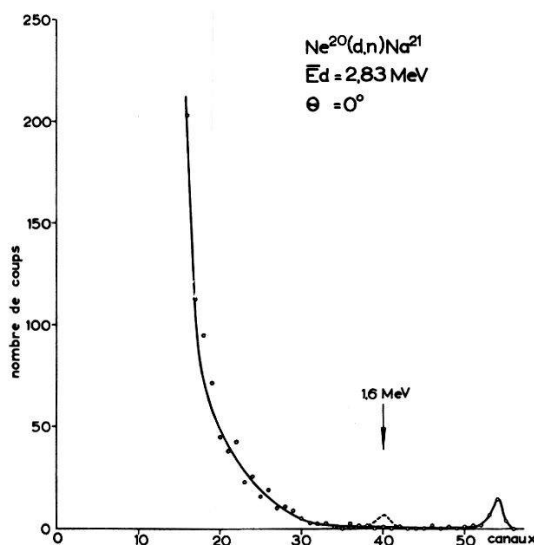


Fig. 24

Spectre de neutrons de la réaction $\text{Ne}^{20}(d, n)\text{Na}^{21}$ pour le domaine d'énergie 1 à 2 MeV. Le pic à l'extrémité droite est instrumental et provient de la superposition des impulsions dépassant la limite de saturation du système détecteur. En pointillés est représenté, au voisinage de 1,6 MeV, un pic hypothétique correspondant à une section efficace de 0,3 mb/stérad.

Pour la détection des groupes de neutrons d'une énergie supérieure à 3,5 MeV, correspondant aux niveaux inférieurs de Na^{23} , il est indispensable d'augmenter la pression du gaz dans le spectromètre. Avec une pression de 670 mmHg, le domaine d'énergie compris entre 3 et 7 MeV peut être exploré de façon optimale. Les mesures mettent en évidence (fig. 26), à côté du groupe déjà repéré de 3,10 MeV, 4 groupes distincts de neutrons que l'on peut faire correspondre à des niveaux de Na^{23} de 5,16; 4,75; 4,45 et 3,90 MeV. De ceux-ci, les trois derniers sont déjà connus (fig. 17), tandis que celui de 5,16 MeV est indiqué ici pour la première fois. Le niveau voisin attendu à 5,5 MeV n'apparaît pas dans nos mesures; il est cependant suffisamment éloigné pour qu'on puisse affirmer l'existence du niveau de 5,16 MeV. La largeur considérable du pic de 5,50 MeV de la figure 26 comparée aux autres, montre que probablement il est la superposition des 3 groupes correspondant aux niveaux de 3,92; 3,85 et même 3,68 MeV. Les niveaux excités de Na^{23} situés au-dessous ne se laissent pas

*) Remarque lors de la correction des épreuves: R. E. BENENSON et L. J. LIDOFKY ont récemment étudié la réaction $\text{Ne}^{20}(d, n)\text{Na}^{21}$ pour $E_d = 4,87$ MeV. Comme nous, ils n'ont pas pu détecter de niveau à 1,47 MeV et ont trouvé le niveau de 0,33 MeV avec $l_p = 2$. (Communication privée).

résoudre et se fondent dans la partie supérieure du spectre. Il est remarquable de constater cette rapide diminution de section efficace pour les niveaux situés au-dessous de celui de 6,3 MeV. La chute d'efficacité du spectromètre pour les grandes énergies de neutrons ne suffit pas en effet et de loin à expliquer une telle décroissance. Des mesures faites tous les 15° entre 0 et 90° montrent le même comportement de ces groupes de neutrons aux divers angles.

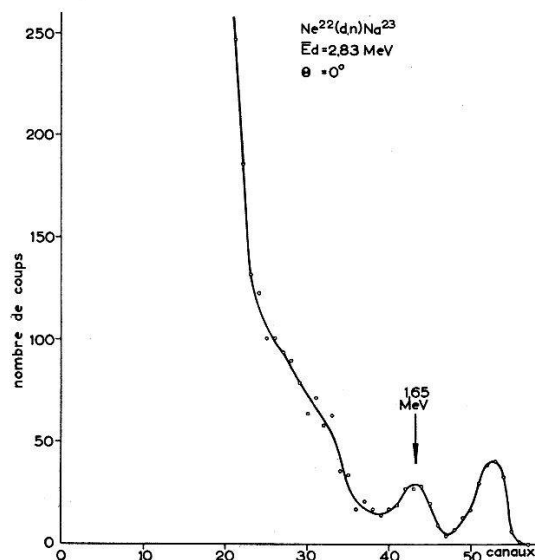


Fig. 25

Spectre observé pour la réaction $\text{Ne}^{22}(d, n)\text{Na}^{23}$ entre 1 et 2 MeV. Le pic tout à droite est d'origine instrumentale. Celui, très net, de 1,65 MeV provient d'un niveau excité de Na^{23} à 7,72 MeV.

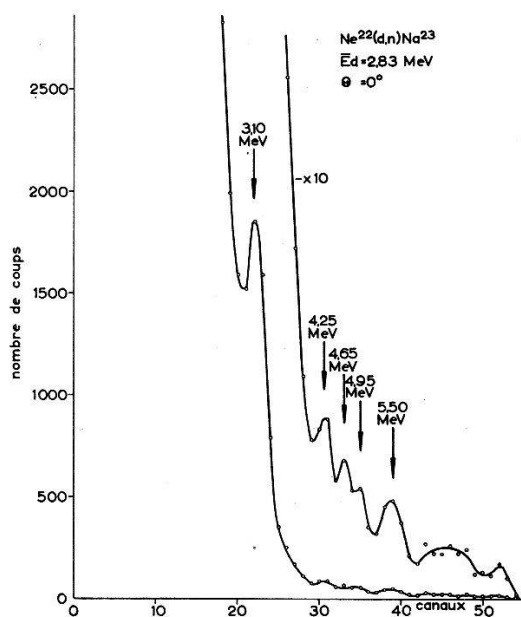


Fig. 26

Spectre de neutrons de $\text{Ne}^{22}(d, n)\text{Na}^{23}$ entre 3 et 7 MeV

3. Mesure de la distribution angulaire

La répartition angulaire a été mesurée dans un intervalle de 0° à 150° le plus souvent en intervalles de 15° et avec des valeurs intermédiaires supplémentaires dans les domaines à variation rapide. Les courbes donnant la variation de l'énergie des neutrons dans le système du laboratoire en fonction de l'angle (telles qu'on peut les calculer par exemple au moyen des formules données par FOWLER et BROMLEY³²), sont représentées dans la figure 27, séparément pour chaque groupe de neutrons. On voit que la réaction parasite du carbone a tendance à contaminer le groupe de 0,33 MeV du Ne^{20} pour les faibles angles et le groupe de 7,21 MeV du Ne^{22} au-dessus de 120° . Comme elle est cependant facilement identifiable on peut soustraire sa contribution sans trop de difficulté.

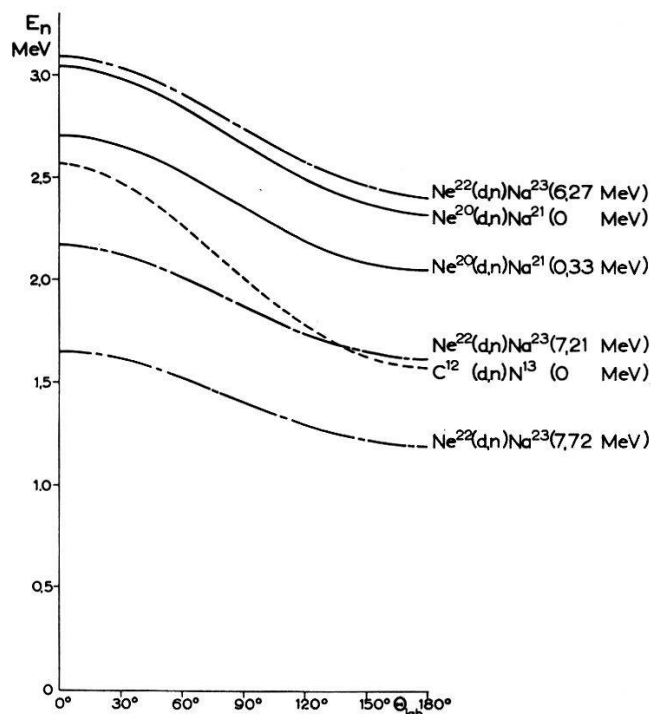


Fig. 27

Courbes donnant la variation de l'énergie avec l'angle (système du Lab.) pour les différents groupes de neutrons observés ($E_D = 2,83$ MeV)

La variation de l'énergie avec l'angle permet un contrôle de la consistance interne des mesures d'énergie. La position des différents groupes doit se déplacer linéairement sur les canaux du sélecteur d'impulsions en donnant une droite dont l'origine est située dans le canal zéro. Les figures 28 et 29 montrent ces droites dans le cas de Ne^{20} et de Ne^{22} . Le résultat est très satisfaisant.

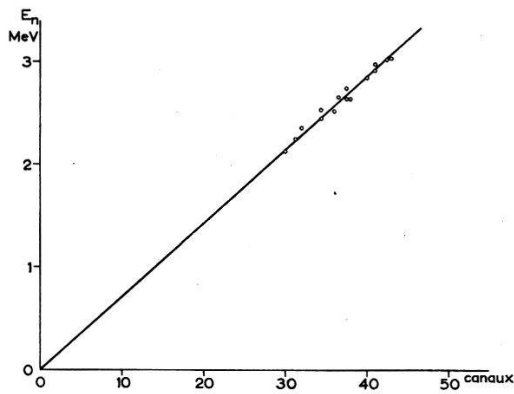


Fig. 28

Test de consistance interne des
mesures d'énergie pour la réaction
 $\text{Ne}^{20}(d, n)\text{Na}^{21}$

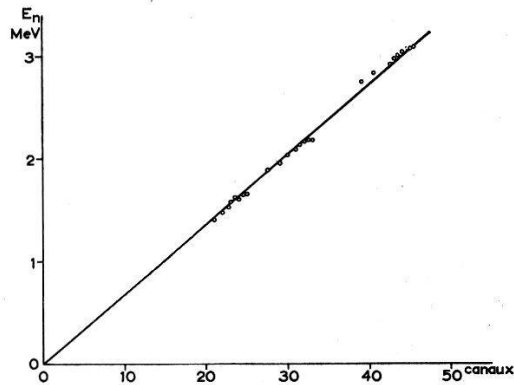


Fig. 29

Même graphique qu'en fig. 28 mais
pour la réaction $\text{Ne}^{22}(d, n)\text{Na}^{23}$

V. Discussion et conclusions

1. Etat fondamental de Na^{21}

La distribution angulaire obtenue pour le groupe de neutrons correspondant à l'état fondamental de Na^{21} soit avec le mélange naturel de néon soit avec l'isotope Ne^{20} est donnée dans les figures 30 et 31. Sur cette dernière figure on a tracé également les courbes de distributions angulaires prédites par la théorie de Butler pour différentes valeurs de l et du paramètre r_0 . On constate d'abord qu'il est possible dans le cas du mélange naturel de distinguer la contribution de la réaction $\text{Ne}^{22}(d, n)\text{Na}^{23}$ (niveau de 6,27 MeV) dont les caractéristiques plus précises seront données plus loin.

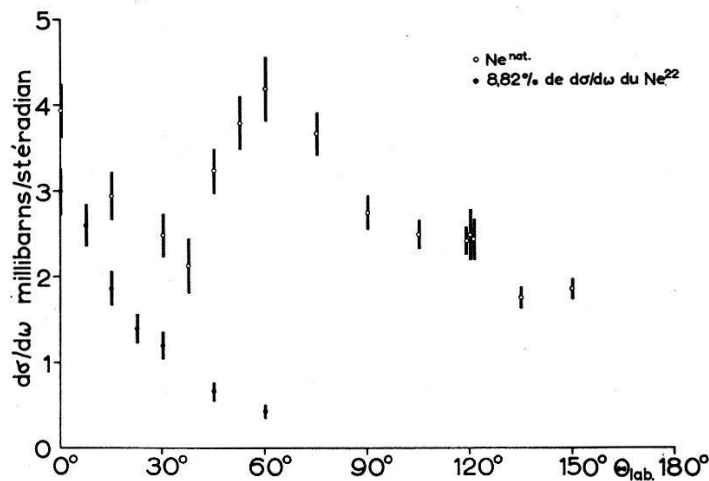


Fig. 30

Distribution angulaire composite des neutrons de 3,08 MeV de la réaction
 $\text{Ne}^{\text{nat}}(d, n)\text{Na}^{21, 23}$ (système du lab.)

On constate que la meilleure adaptation est obtenue pour $l = 3$ et un rayon d'interaction $r_0 = 6f$. Comme le niveau fondamental de Ne^{20} est 0^+ cela conduit à une parité négative et un spin $5/2$ ou $7/2$ pour le niveau fondamental de Na^{21} . Il est clair qu'il ne faut pas donner une importance trop grande à ce résultat. D'une part l'accord entre les points de mesure et la courbe théorique n'est que très approximatif, et d'autre part, il est plus que probable que le niveau fondamental de Na^{21} soit $3/2^+$. En effet le noyau miroir Ne^{21} possède un spin $3/2^+$, valeur déterminée par jets atomiques (par exemple HUBBS et GROSOFF³³) de plus la désintégration β^+ de Na^{21} en Ne^{21} étudiée par WALLACE et WELCH³⁴) est conforme à ce qu'on peut attendre des noyaux miroirs et possède une valeur $f \cdot t$ de 3800 secondes indiquant une transition superpermise.

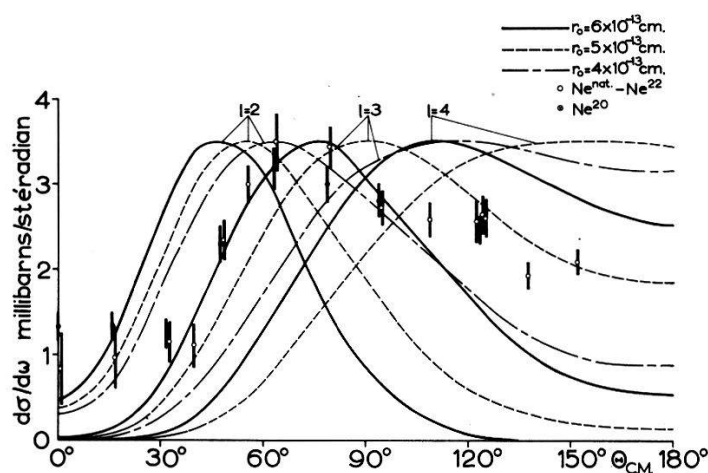


Fig. 31

Distribution angulaire (système du C. M.) pour l'état fondamental de Na^{21} conjointement avec des courbes théoriques de Butler pour différents paramètres l et r_0

Le modèle en couche prévoit pour le noyau cible Ne^{20} la configuration suivante pour les 10 protons comme pour les 10 neutrons: $(1s\ 1/2)^2 (1p\ 3/2)^4 (1p\ 1/2)^2 (1d\ 5/2)^2 + 4$ trous.

Pour former un noyau Na^{21} dans l'état fondamental, un proton supplémentaire $1d_{5/2}$ doit être introduit; du point de vue du modèle à une particule, le spin de l'état fondamental devrait donc être $5/2$. On sait cependant que pour l'état fondamental de Na^{23} , les trois protons $1d_{5/2}$ se couplent en une sous-couche de spin résultant $3/2$, cette configuration $(1d\ 5/2)_{3/2}$ ayant la plus basse énergie pour les noyaux légers. Cela confirmerait indirectement par analogie la valeur $3/2$ pour le spin de Na^{21} . Ces considérations exigeraient donc pour la réaction (d, n) le moment angulaire $l = 2$ pour le proton capturé.

On peut se demander si un accord avec ce choix de l pour la courbe théorique peut s'obtenir en abaissant la valeur de r_0 à 4 f (courbe points-traités sur la figure 31) et en invoquant l'interaction de Coulomb et l'interaction nucléaire pour expliquer le déplacement du maximum expérimental vers la droite. L'étude de l'effet coulombien sur les réactions (d, n) par Yoccoz³⁵⁾ montre que le maximum de la distribution angulaire peut être déplacé aussi bien vers les angles plus petits que vers les angles plus grands; d'ailleurs les déplacements estimés dans les cas qui ont été étudiés restent faibles. De son côté, la perturbation nucléaire qui est attractive a tendance en général à déplacer le maximum vers les angles plus petits. Il semble difficile de toute façon d'essayer, par ces corrections, d'améliorer la concordance entre la théorie de Butler et nos mesures. La modification de structure nucléaire consécutive à la capture du proton est probablement trop complexe pour justifier les approximations de la théorie puisqu'elle conduit à un regroupement des deux protons $1d_{5/2}$ déjà présents. La faiblesse relative de la section efficace observée semble bien indiquer qu'il s'agit d'un processus compliqué. Sous ce rapport, il est intéressant de mentionner les mesures de BURROWS *et coll.*³⁶⁾ qui ont étudié la réaction $\text{Ne}^{20}(d, p)\text{Ne}^{21}$; en effet le niveau fondamental de Ne^{21} a les mêmes caractéristiques pour la configuration des neutrons. Ces auteurs trouvent une distribution angulaire isotrope pour l'état fondamental. Il est possible qu'un calcul basé sur les ondes distordues rende mieux compte d'un cas de ce genre que la théorie de Butler.

L'explication de ce désaccord par l'existence d'un niveau excité très voisin de l'état fondamental et par conséquent expérimentalement confondu ne paraît pas devoir être retenu. La valeur du moment angulaire $l = 3$ exige la capture d'un proton $1f$ ce qui n'est guère explicable du point de vue du modèle en couche qui prévoit d'abord des états $2s$ et $1p_{3/2}$.

2. Premier niveau excité de Na^{21}

Les résultats relatifs à ce niveau sont donnés dans la figure 32 conjointement avec les courbes théoriques de Butler. Ici de nouveau les mesures effectuées avec le mélange isotopique naturel et l'isotope Ne^{20} sont concordantes dans les limites des erreurs statistiques. On voit que la meilleure adaptation s'obtient pour $l = 2$ et $r_0 = 6$ f ce qui implique pour le niveau final l'attribution $3/2^+$ ou $5/2^+$. Il est tentant d'admettre que ce premier niveau excité corresponde à l'état à une particule produit par l'adjonction au noyau cible de spin 0 d'un proton $1d_{5/2}$ qui ne se couplerait pas aux deux autres comme c'est le cas pour l'état fondamental. Dans ces conditions l'énergie d'excitation de 0,33 MeV représenterait la différence d'énergie entre l'état couplé et non couplé des trois protons. Il

existe donc une bonne probabilité pour que le niveau en question ait spin $5/2$ et parité $+$.

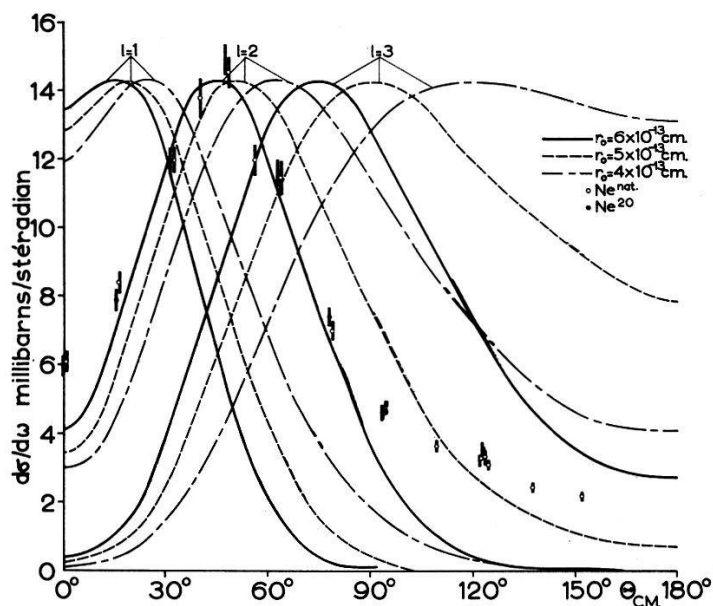


Fig. 32

Distribution angulaire pour le niveau de 0,33 MeV de Na^{21}

3. Niveau de 6,27 MeV de Na^{23}

La situation dans ce cas est représentée sur la figure 33. Par suite du bruit de fond considérable, les mesures n'ont pu se faire au-delà de 60° . On a pu observer cependant que la section efficace restait, jusque vers 135° , inférieure à celle mesurée pour 60° . La valeur $l = 0$ est ici clairement indiquée ce qui impose au niveau de 6,27 MeV un spin $1/2$ et une parité $+$.

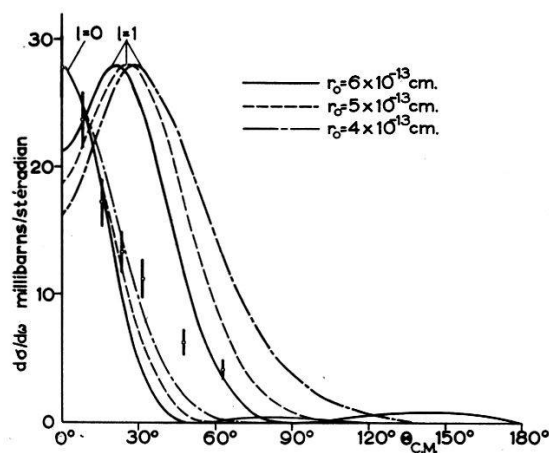


Fig. 33

Distribution angulaire pour le niveau de 6,27 MeV de Na^{23}

4. Niveau de 7,21 MeV de Na^{23}

La distribution angulaire est donnée figure 34.

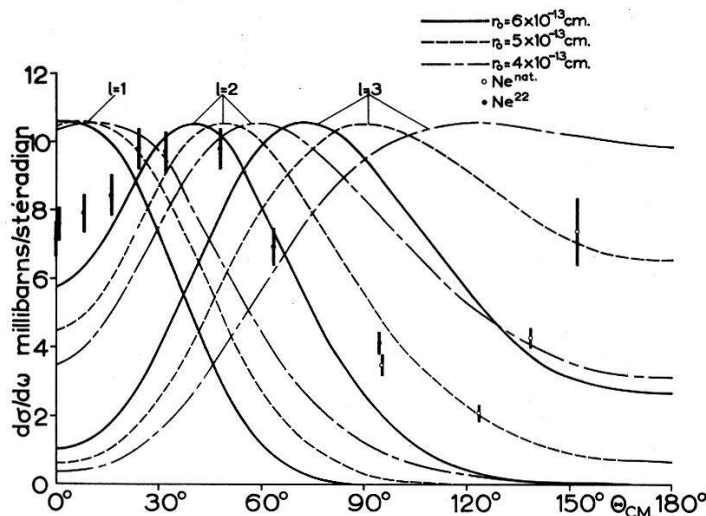


Fig. 34

Distribution angulaire pour le niveau de 7,21 MeV de Na^{23}

Pour les petits angles, seul l'isotope Ne^{22} a été utilisé; le mélange isotopique fournit en effet une contribution perturbatrice provenant du premier niveau excité de Na^{21} . C'est seulement au-dessus de 90° que des mesures ont également pu être faites avec le néon naturel. Dans ce domaine angulaire cependant une complication supplémentaire provient de la réaction $\text{C}^{12}(d, n)\text{N}^{13}$ (voir fig. 27). Comme nous l'avons déjà dit, la section différentielle de cette réaction est heureusement suffisamment bien connue pour que sa contribution puisse être soustraite. La meilleure adaptation aux courbes de Butler est obtenue pour $l = 2$ et $r_0 = 6\text{f}$. On en déduit pour ce niveau un spin $3/2$ ou $5/2$ et une parité $+$. Il est intéressant ici de noter le maximum prononcé vers l'arrière dont l'origine demanderait à être étudiée spécialement.

5. Niveau de 7,72 MeV de Na^{23}

Comme le montre la figure 35, une adaptation raisonnable est obtenue pour la courbe correspondant à $l = 2$ et à $r_0 = 6\text{f}$. Il en découle pour ce niveau un spin $3/2$ ou $5/2$ et une parité $+$. Pour des raisons que nous allons exposer nous pensons d'autre part qu'il s'agit du premier niveau de spin isotopique $T = 3/2$ de Na^{23} . La composante z de l'isospin est dans le cas de Na^{23} $T_3 = -1/2$. Si l'on soustrait de l'énergie la liaison de Na^{23} l'énergie de Coulomb et celle qui correspond à la différence de masse entre protons et neutrons on obtient une valeur supérieure d'environ 8 MeV à l'énergie de liaison du noyau Ne^{23} . Celui-ci est caractérisé par une

composante d'isospin $T_3 = -3/2$. Il s'ensuit que l'état fondamental et tous les niveaux excités de Na^{23} d'une énergie inférieure à 8 MeV environ doivent posséder un isospin $T = 1/2$. Le premier niveau ayant $T = 3/2$ et homologue du niveau fondamental de Ne^{23} avec $J = 3/2^+$ ou $5/2^+$ doit donc se trouver au voisinage de 8 MeV. D'après nos mesures, les deux niveaux de 7,21 MeV et 7,72 MeV entrent en ligne de compte. Cependant les résultats concernant la réaction $\text{Na}^{23}(d, d')\text{Na}^{23*}$ et mentionnés par ENDT et BRAAMS³⁰⁾ ne mettent en évidence que le niveau de 7,21 MeV. Par suite de la règle de sélection de l'isospin et comme $T = 0$ pour le deuton, il est clair que ce niveau doit avoir même isospin $T = 1/2$ pour le niveau fondamental. Pour la réaction $\text{Ne}^{22}(d, n)\text{Na}^{23}$, où l'état initial de Ne^{22} possède $T = 1$ et le nucléon émis $T = 1/2$, un état final avec $T = 3/2$ aussi bien que $T = 1/2$ peut être formé.

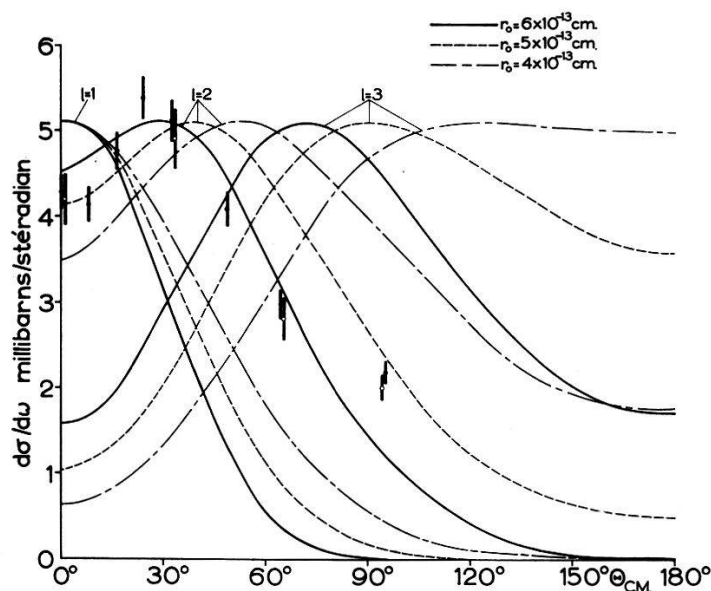


Fig. 35

Distribution angulaire pour le niveau de 7,72 MeV de Na^{23} . Les points \circ ont été obtenus pour une pression $p = 290$ mmHg dans le spectromètre; ceux marqués \odot pour $p = 150$ mmHg.

Ces considérations sont donc en faveur de notre conclusion que le niveau de 7,72 MeV est le premier niveau de Na^{23} d'isospin $T = 3/2$.

6. Largeurs réduites de niveaux

Pour le calcul des largeurs réduites à partir de distributions angulaires mesurées plusieurs méthodes ont été proposées. KUEHNER *et coll.*⁹⁾ déduisent de leurs résultats deux largeurs de niveaux en utilisant plusieurs des techniques recommandées. Le résultat montre qu'aucune des méthodes plus compliquées ne fournit essentiellement de meilleurs résultats

que la simple adaptation d'une courbe de Butler au maximum dominant. Pour cette raison, nous avons choisi pour nos calculs cette méthode simple. La formule indiquée par MACFARLANE et FRENCH¹²⁾ est spécialement appropriée (voir appendice). Cette façon de faire possède de plus l'avantage que les largeurs réduites ainsi calculées peuvent immédiatement être comparées aux nombreux résultats rassemblés par ces auteurs. Les valeurs que nous avons trouvées sont indiquées dans le tableau III où est résumé l'ensemble de nos résultats. La largeur réduite pour l'état fondamental de Na^{21} a été calculée avec les deux valeurs de l compatibles avec les résultats expérimentaux sans pourtant que la différence soit significative. La comparaison qui serait intéressante entre les largeurs réduites des premiers niveaux excités des noyaux miroirs Ne^{21} et Na^{21} n'est pas possible, seules les valeurs relatives des sections efficaces de la réaction $\text{Ne}^{20}(d, p)\text{Ne}^{21}$ ayant été déterminées³⁶⁾.

En ce qui concerne les limites d'erreurs affectant nos mesures nous pouvons donner les indications suivantes: la détermination des groupes de neutrons individuels est affectée d'une erreur maximum de $\pm 0,05$ MeV. La différence entre la valeur attendue de 0,40 et la valeur mesurée de 0,33 MeV pour le premier niveau excité de Na^{21} requiert une mesure plus précise par observation de la raie γ de désexcitation. Remarquons que la réaction $\text{Ne}^{20}(d, p)\text{Ne}^{21}$ qui intervient simultanément dans la cible, peuple également un niveau excité de Ne^{21} dont l'énergie connue est de 0,35 MeV. On observera donc la superposition des deux raies γ . Comme les sections efficaces pour les réactions (d, n) et (d, p) sont du même ordre de grandeur, les intensités des raies γ le seront également. Les mesures que nous avons effectuées ont fourni un pic unique très voisin de 0,35 MeV dont la forme suggère la coalescence de deux raies presque identiques. Ce résultat assure la valeur mesurée de 0,33 MeV à $\pm 0,03$ MeV près. L'imprécision de l'énergie des groupes de neutrons supérieurs à 3,1 MeV correspondant au niveau inférieur de Na^{23} est plus grande et atteint 0,10 à 0,20 MeV. Cette imprécision affecte également les valeurs Q ainsi que les énergies d'excitation déterminées pour ces niveaux.

Les intervalles d'erreurs que nous avons fait figurer sur les distributions angulaires sont uniquement d'origine statistique. D'autres incertitudes s'y ajoutent qui portent l'erreur qui affecte la valeur absolue des sections efficaces différentielles à environ 16%. C'est donc avec la même précision qu'ont pu être extraites les largeurs réduites.

Un résumé d'ensemble des résultats obtenus est présenté dans les tableaux III et IV. Nous relèverons en particulier les constatations suivantes: la valeur de seuil observée par MARION, SLATTERY et CHAPMAN¹⁹⁾ et attribuée à un niveau de 1,47 MeV de Na^{21} correspond en fait à un niveau de 7,72 MeV de Na^{23} . Aucun niveau de Na^{21} d'énergie com-

prise entre 1,4 et 2 MeV n'a été observé avec une section efficace différentielle supérieure à 0,3 mb/sterad.

Tableau III

| Réaction | Ne ²⁰ (d, n)Na ²¹ $E_d = 2,83$ MeV | | Ne ²² (d, n)Na ²³ $E_d = 2,83$ MeV | | |
|--|---|------------------|---|------------------|------------------|
| E_n (MeV) $\vartheta = 0^\circ$ | $3,05 \pm 0,05$ | $2,70 \pm 0,03$ | $3,10 \pm 0,05$ | $2,20 \pm 0,05$ | $1,65 \pm 0,05$ |
| Q (MeV) | $0,25 \pm 0,05$ | $-0,10 \pm 0,03$ | $0,30 \pm 0,05$ | $-0,64 \pm 0,05$ | $-1,15 \pm 0,05$ |
| E^* (MeV) | niveau fondamental | $0,33 \pm 0,03$ | $6,27 \pm 0,05$ | $7,21 \pm 0,05$ | $7,72 \pm 0,05$ |
| l_p | 2; 3 | 2 | 0 | 2 | 2 |
| J^π | $3/2^+ 5/2^+ 5/2^- 7/2^-$ | $3/2^+ 5/2^+$ | $1/2^+$ | $3/2^+ 5/2^+$ | $3/2^+ 5/2^+$ |
| $\left(\frac{d\sigma}{d\omega}\right)_{\max}$ $\left(\frac{\text{mb}}{\text{sterad}}\right)$ | $3,5 \pm 0,5$ | $14,3 \pm 2,0$ | 28 ± 4 | $10,5 \pm 1,8$ | $5,1 \pm 0,9$ |
| $(2J+1)\Theta^2$ | $0,035(l=2)$ $0,059(l=3)$ | 0,070 | 0,012 | 0,073 | 0,021 |
| valeur la plus probable de J^π | $3/2^+$ | $5/2^+$ | $1/2^+$ | | |
| Θ^2 | 0,0089 | 0,012 | 0,0062 | | |

Ce niveau de 7,72 MeV de Na²³ est probablement le premier niveau de ce noyau ayant un isospin $T = 3/2$. Les groupes de neutrons de la réaction Ne²²(d, n)Na²³ correspondant au niveau inférieur de Na²³ sont caractérisés par une section efficace très faible et ne semblent pas présenter de distribution angulaire typique d'une réaction de stripping.

Tableau IV

| Réaction | Ne ²² (d, n)Na ²³ $E_d = 2,83$ MeV | | | |
|--------------------------------------|---|-----------------|-----------------|-----------------|
| E_n (MeV) $\vartheta = 0^\circ$ | $4,25 \pm 0,10$ | $4,65 \pm 0,15$ | $4,95 \pm 0,20$ | $5,50 \pm 0,10$ |
| Q (MeV) | $1,41 \pm 0,10$ | $1,82 \pm 0,15$ | $2,12 \pm 0,20$ | $2,67 \pm 0,10$ |
| E^* (MeV) | $5,16 \pm 0,10$ | $4,75 \pm 0,15$ | $4,45 \pm 0,20$ | $3,90 \pm 0,10$ |

Du point de vue du mécanisme de réaction, il est intéressant de constater que pour les autres niveaux la simple théorie de Butler permet de rendre compte d'une façon satisfaisante des maxima dominants des distri-

butions angulaires en dépit de la faible énergie des deutons incidents, sensiblement égal à la hauteur de la barrière de Coulomb. A ce point de vue l'état fondamental de Na^{21} fait exception.

Les détails de distribution angulaire aux grands angles ne sont pas en accord avec la théorie simple. Cela ne signifie pas que le mécanisme de réaction soit en contradiction avec les hypothèses de stripping.

Un calcul plus détaillé, utilisant la méthode des ondes distordues devrait pouvoir fournir des informations plus complètes sur ce point. Nous avons pour cette raison tenté de déterminer soigneusement les valeurs absolues des sections différentielles de réactions dans l'espoir que de tels calculs qui exigent des moyens considérables puissent être bientôt effectués.

Nous tenons à exprimer nos remerciements à tous les collaborateurs de l'Institut de Physique qui nous ont apporté leur concours dans cette recherche, soit par des discussions, soit par leur aide technique. Le constant appui de M. E. GRAF, ingénieur-électronicien de notre Institut doit être spécialement relevé.

Ce travail a été réalisé avec l'aide financière de la Commission Suisse de la Science Atomique.

Appendice

La théorie de Butler fournit une expression pour la section efficace différentielle d'une réaction de stripping.

Les hypothèses dont elle fait usage sont les suivantes:

a) Approximation coulombienne: On néglige toute interaction de Coulomb entre le noyau et le deuton ou le proton.

b) Approximation nucléaire: On fait les trois hypothèses suivantes:

Pas d'interaction entre noyau cible et particule émise (neutron).

Pas d'interaction entre proton et neutron après que le proton soit capturé par le noyau cible.

Pas de diffusion élastique et inélastique du deuton incident par le noyau cible.

Pour la réaction $A(d, n)B$ du noyau cible de masse $A.m$ avec un noyau final de masse $(A+1)m$, la section différentielle prend la forme (BUTLER³⁷) formule (3.26) où nous utilisons la définition usuelle des fonctions de Bessel sphériques j_l et $h_l^{(1)}$:

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\omega} = \frac{N^2 r_0 M_d M_n}{M_p^2 \hbar^2} \frac{k_n}{k_d} \frac{2J+1}{2J_0+1} \left\{ \frac{1}{K^2 + \alpha^2} - \frac{1}{K^2 + \beta^2} \right\}^2 \times \quad (\text{AI})$$

$$\times \sum_l \gamma_l r_0^2 \left| W \left\{ j_l(q r_p), \frac{h_l^{(1)}(i \kappa_0 r_p)}{h_l^{(1)}(i \kappa_0 r_0)} \right\} \right|_{r_p=r_0}^2.$$

Les symboles ont la signification suivante:

θ = angle entre \mathbf{k}_n et \mathbf{k}_d dans le système C. M.

$$M_d = \frac{2A}{A+2} m; \quad M_p = \frac{A}{A+1} m; \quad M_n = \frac{A+1}{A+2} m,$$

sont les masses réduites pour le système deuton-noyau cible, proton-noyau cible et neutron-noyau final.

$$k_d = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2 M_d E_d} \quad \text{et} \quad k_n = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2 M_n E_n}$$

sont les nombres d'onde correspondant au deuton et au neutron;

$$\kappa_0 = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2 M_p (Q + \varepsilon_0)}$$

celui du proton; E_d et E_n sont les énergies de la voie d'entrée (deuton + noyau cible) et de la voie de sortie (neutron + noyau final); $\varepsilon_0 = 2,226$ MeV est l'énergie de la liaison du deuton.

$$\mathbf{K} = \frac{1}{2} \mathbf{k}_d - \mathbf{k}_n,$$

$$\mathbf{q} = \mathbf{k}_d - \frac{A}{A+1} \mathbf{k}_n = \text{impulsion transmise au noyau (en unités } \hbar)$$

(toutes ces grandeurs sont relatives au système C. M.).

J_0 ; J et l représentent respectivement les spins du noyau initial et du noyau final et le moment angulaire du proton capturé. r_0 est le rayon d'interaction correspondant à la «surface» du noyau. Les constantes N , α et β apparaissent dans la fonction d'onde radiale du deuton de Hulthen:

$$\chi(\varrho) = \frac{N}{\sqrt{4\pi}} \frac{e^{-\alpha\varrho} - e^{-\beta\varrho}}{\varrho}$$

$$\alpha = 4,314 \text{ f}; \quad \beta \cong 7 \alpha; \quad N^2 \cong (4/9) \beta \cong (28/9) \alpha.$$

γ_l , la largeur réduite du niveau final est relié à la largeur sans dimension Θ^2 par la relation

$$\gamma_l = \frac{3}{2} \frac{\Theta^2 \hbar^2}{M_p r_0^2}.$$

En introduisant les expressions ci-dessus dans (AI) on obtient pour une seule valeur de l

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\omega} = \frac{14}{3} \frac{M_d M_n}{M_p^2} \frac{k_n}{k_d} \frac{2J+1}{2J_0+1} \Theta^2 r_0 \alpha (\beta^2 - \alpha^2)^2 \left| \frac{W \{j_l(q r_p), h_l^{(1)}(i \kappa_0 r_p)\}_{r_p=r_0}}{(K^2 + \alpha^2) (K^2 + \beta^2) h_l^{(1)}(i \kappa_0 r_0)} \right|^2. \quad (\text{A II})$$

Le dernier facteur de AII contient toutes les grandeurs dépendant de θ . Il s'agit de le mettre maintenant sous une forme adéquate.

La conservation de l'énergie fournit les relations:

$$K^2 + \alpha^2 = \frac{A+1}{2A} (q^2 + \kappa_0^2), \quad K^2 + \beta^2 = \frac{A+1}{2A} (q^2 + \kappa_0^2) + (\beta^2 - \alpha^2).$$

Posant $x = q r_0$ et $y = \kappa_0 r_0$ on aura:

$$(K^2 + \alpha^2) (K^2 + \beta^2) = \frac{A+1}{2A r_0^2} (\beta^2 - \alpha^2) (x^2 + y^2) \left[1 + \frac{A+1}{2A r_0^2} \frac{x^2 + y^2}{\beta^2 - \alpha^2} \right].$$

A l'approximation

$$\frac{A}{A+1} \cong 1, \quad \beta \cong 7\alpha, \quad r_0 \cong 5f,$$

le terme «non-universel» contenu dans l'expression ci-dessus devient:

$$\left[1 + \frac{A+1}{2A r_0^2} \frac{x^2 + y^2}{\beta^2 - \alpha^2} \right] \cong [1 + 0,008 (x^2 + y^2)].$$

Le déterminant de Wronski se transforme en utilisant les relations:

$$\frac{dj_l(\varrho)}{d\varrho} = j_{l-1}(\varrho) - \frac{l+1}{\varrho} j_l(\varrho); \quad \frac{dh_l^{(1)}(\varrho)}{d\varrho} = h_{l-1}^{(1)}(\varrho) - \frac{l+1}{\varrho} h_l^{(1)}(\varrho).$$

Introduisant la définition

$$G_l(y) = -iy \frac{h_{l-1}^{(1)}(iy)}{h_l^{(1)}(iy)}$$

le facteur en question s'écrit.

$$\begin{aligned} |\dots|^2 &= \left[\frac{G_l(y) j_l(x) + x j_{l-1}(x)}{(x^2 + y^2) [1 + 0,008 (x^2 + y^2)]} \right]^2 \left[\frac{2A r_0^2}{(A+1) (\beta^2 - \alpha^2)} \right]^2 = \\ &= \sigma_{TAB}^l \left[\frac{2A r_0^2}{(A+1) (\beta^2 - \alpha^2)} \right]^2. \end{aligned}$$

σ_{TAB}^l est la fonction calculée et mise en tables par LUBITZ³⁸); elle contient toute la dépendance de θ .

Tenant compte de la relation

$$\frac{k_n}{k_d} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{A+1}{A} \frac{E_n}{E_d} \right)^{1/2}$$

et des expressions pour les masses réduites ainsi que de la valeur numérique de α on obtient enfin (pour un seul l):

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\omega} = 61,2 \left(\frac{A+1}{A+2} \right)^2 \left(\frac{A}{A+1} \frac{E_n}{E_d} \right)^{1/2} \frac{2J+1}{2J_0+1} \Theta^2 r_0^3 \sigma_{TAB}^l. \quad (\text{A III})$$

Cette section efficace différentielle est donnée en mb/stéradian pour r_0 exprimé en Fermi.

L'expression (AIII) correspond à celle donnée par MACFARLANE et FRENCH¹²) (formule II.29) et qu'ils utilisent pour extraire les largeurs réduites Θ^2 . La seule différence provient de l'introduction explicite par ces auteurs des coefficients de Clebsch-Gordan de l'isospin.

Bibliographie

- 1) S. T. BUTLER, Proc. Roy. Soc. A 208, 559 (1951).
- 2) A. B. BHATIA, K. HUANG, R. HUBY et H. C. NEWNS, Phil. Mag. 43, 485 (1952).
- 3) P. B. DAITCH et J. B. FRENCH, Phys. Rev. 87, 900 (1952).
- 4) W. TOBOCMAN, Phys. Rev. 94, 1655 (1954).
- 5) W. TOBOCMAN et M. H. KALOS, Phys. Rev. 97, 132 (1955).

- 6) W. TOBOCMAN, *Phys. Rev.* **115**, 98 (1959).
- 7) R. HUBY, M. Y. REFAI et G. R. SATCHLER, *Nucl. Phys.* **9**, 94 (1958).
- 8) J. A. KUEHNER, E. ALMQVIST et D. A. BROMLEY, *Nucl. Phys.* **19**, 614 (1960).
- 9) J. A. KUEHNER, E. ALMQVIST et D. A. BROMLEY, *Nucl. Phys.* **21**, 555 (1960).
- 10) L. L. LEE et J. P. SCHIFFER, *Phys. Rev.* **107**, 1340 (1957) et *Phys. Rev.* **115**, 1705 (1959).
- 11) L. S. RODBERG, *Nucl. Phys.* **21**, 270 (1960).
- 12) M. H. MACFARLANE et J. B. FRENCH, *Rev. Mod. Phys.* **32**, 567 (1960).
- 13) D. H. WILKINSON, *Proc. Intern. Conf. Kingston*, p. 39 (1960).
- 14) D. H. WILKINSON, *Phil. Mag.* **3**, 1185 (1958).
- 15) E. K. WARBURTON et L. F. CHASE, *Phys. Rev.* **120**, 2095 et 2103 (1960).
- 16) J. P. F. SELLSCHOP, *Phys. Rev.* **119**, 251 (1960).
- 17) L. MADANSKY et G. E. OWEN, *Phys. Rev.* **105**, 1766 (1957).
- 18) S. P. SWANN et C. E. MANDEVILLE, *Phys. Rev.* **87**, 215 (A) (1952).
- 19) J. B. MARION, J. C. SLATTERY et R. A. CHAPMAN, *Phys. Rev.* **103**, 676 (1956).
- 20) C. H. JOHNSON et H. E. BANTA, *Rev. Sci. Instr.* **27**, 132 (1956).
- 21) R. GILES, *Rev. Sci. Instr.* **24**, 986 (1933).
- 22) R. E. BENENSON, *Rev. Sci. Instr.* **29**, 1 (1958).
- 23) W. C. ELMORE et M. SANDS, *Electronics*, McGraw-Hill Book Company Inc., New York (1949), p. 164.
- 24) E. FAIRSTEIN, *Rev. Sci. Instr.* **25**, 1134 (1954).
- 25) R. L. CHASE et W. A. HIGINBOTHAM, *Rev. Sci. Instr.* **23**, 34 (1952).
- 26) S. A. HUSAIN et A. A. JAFFE, *Nucl. Instr.* **6**, 50 (1959).
- 27) J. B. MARION et J. L. FOWLER, *Fast Neutron Physics*, Interscience Publishers Inc., New York (1960), p. 681.
- 28) J. L. FOWLER et J. E. BROLLEY, *Rev. Mod. Phys.* **28**, 103 (1956).
- 29) J. B. MARION et J. L. FOWLER, *Fast Neutron Physics*, Interscience Publishers Inc., New York (1960), p. 80/81.
- 30) P. M. ENDT et C. M. BRAAMS, *Rev. Mod. Phys.* **29**, 683 (1957).
- 31) R. E. BENENSON, K. W. JONES et M. T. MCELLISTREM, *Phys. Rev.* **101**, 308 (1956).
- 32) J. L. FOWLER et J. E. BROLLEY, *Rev. Mod. Phys.* **28**, 121 (1956).
- 33) J. C. HUBBS et G. M. GROSOFF, *Phys. Rev.* **104**, 715 (1956).
- 34) R. WALLACE et J. A. WELCH, *Phys. Rev.* **117**, 1297 (1960).
- 35) J. YOCOZ, *Proc. Phys. Soc. A* **67**, 813 (1954).
- 36) H. B. BURROWS, T. S. GREEN, S. HINDS et R. MIDDLETON, *Proc. Phys. Soc. A* **69**, 310 (1956).
- 37) S. T. BUTLER et O. H. HITTMAIR, *Nuclear Stripping Reactions*, John Wiley & Sons, Inc., New York (1957).
- 38) C. R. LUBITZ, *Numerical Table of Butler-Born Approximation Stripping Cross Sections*, University of Michigan (1957).