

CEA-N-1798
NEANDC(E)165 "L"
INDC(FR) - 6/L

- Note CEA-N-1798 -

Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel

**COMPTE RENDU D'ACTIVITE
DU SERVICE DE PHYSIQUE NUCLEAIRE**

POUR L'ANNEE 1974

- Juin 1975 -

**COMMISSARIAT A L'ENERGIE ATOMIQUE
FRANCE**

CRA-N-1798 - Service de Physique Nucléaire

COMPTE RENDU D'ACTIVITE DU SERVICE DE PHYSIQUE NUCLEAIRE POUR L'ANNEE 1974

Résumé. - Ce compte-rendu décrit l'ensemble des travaux effectués au Service de Physique Nucléaire (C.E. Bruyères-le-Châtel) pendant l'année 1974. Les deux principaux accélérateurs du Service, un Van de Graaff tandem du type EN et un Van de Graaff de 4 MeV ont été utilisés la plus grande partie du temps comme sources pulsées de neutrons en bombardant des cibles de deutérium ou de tritium avec des faisceaux de protons ou de deutérons. La principale amélioration des équipements a consisté à transformer l'accélérateur Van de Graaff tandem en Super EN de tension nominale 7 MV. Les activités expérimentales ont porté principalement sur l'étude des réactions (d,n), (n,2n), (n,3n), (n,n), (n,n'), (n,xy), des neutrons et rayons γ prompts émis dans la fission induite par neutrons et sur l'étude des effets dynamiques dans la fission de ^{239}Pu . Les travaux de physique théorique pure ont été orientés surtout vers l'étude des propriétés microscopiques des noyaux dans leur état fondamental à l'aide de calculs utilisant la méthode Hartree-Fock-Bogoliubov. Enfin des travaux d'évaluation ont été effectués pour calculer les sections efficaces de certaines réactions telles que (n,xn) et (n,xnf) pour des noyaux lourds, (n, γ), (n,2n), (n,3n) pour des noyaux de masse moyenne et (n,xy) pour Cr et Ni naturels ainsi que pour fournir des données évaluées de certaines réactions (n,2n) et (n,3n).

CRA-N-1798 - Service de Physique Nucléaire

SUMMARY. - This progress report gives an overall presentation of the work carried out in the Nuclear Physics Division (C.E. Bruyères-le-Châtel) in 1974. The two main accelerators of the Division, one tandem Van de Graaff of the EN type and one 4 MeV Van de Graaff, have been used most of the time as pulsed neutron sources by bombarding deuterium or tritium targets with proton or deuteron beams. The main improvement in the equipment has been the "upgrading" of the EN tandem accelerator which can now have a nominal voltage of 7 MV at the terminal. Most experiments have been made in the domain of (d,n), (n,2n), (n,3n), (n,n), (n,n') and (n,xy) reactions, of the prompt neutrons and γ rays emitted in neutron induced fission, and of the dynamical properties of the low energy fission of ^{239}Pu . In theoretical nuclear physics, most of the activity has been devoted to the study of the static microscopic properties of nuclei in their ground state using the Hartree-Fock-Bogoliubov method. Lastly evaluation work has been made by using model calculations for obtaining cross sections such as (n,xn) and (n,xnf) for heavy nuclei, (n, γ), (n,2n) and (n,3n) for medium mass nuclei, (n,xy) for natural Cr and Ni and also by the evaluation of experimental data for obtaining some (n,2n) and (n,3n) cross sections.

à partir de résultats expérimentaux.

1975

168 p.

Commissariat à l'Énergie Atomique - France

1975

168 p.

Commissariat à l'Énergie Atomique - France

- Note CEA-N-1798 -

Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel

**COMPTE RENDU D'ACTIVITE
DU SERVICE DE PHYSIQUE NUCLEAIRE
POUR L'ANNEE 1974**

P R E F A C E

Pendant l'année 1974, le Service de Physique Nucléaire a travaillé dans les conditions générales telles qu'elles ont été présentées à l'inauguration officielle de l'ouverture en Décembre 1973 . Les effets bénéfiques des mesures de regroupement et d'ouverture qui ont été prises se sont nettement manifestés au cours de l'année 1974 .

Le regroupement hiérarchique et géographique de physiciens nucléaires expérimentateurs, théoriciens et évaluateurs est incontestablement une source d'enrichissement grâce aux contacts, discussions et même travaux en commun qui s'amorcent maintenant mais qui auraient été très difficiles pour ne pas dire impossibles dans les structures antérieures .

Citons comme exemple les travaux sur les isotopes du Samarium, situés dans la zone de transition entre noyaux sphériques et déformés . Les propriétés de ces isotopes sont étudiées à la fois sur le plan expérimental par les distributions angulaires de neutrons rapides diffusés élastiquement et inélastiquement et par le spectre des rayons γ émis par réactions $(n, n'\gamma)$ et sur le plan théorique par des calculs de modèle optique en voies couplées et par des calculs plus fondamentaux de type Hartree-Fock-Bogoliubov .

L'ouverture est excellente pour la santé scientifique du Service, car elle permet des échanges avec d'autres laboratoires français et étrangers et la critique des travaux par des spécialistes . C'est grâce à l'ouverture que le Service PN a pu recevoir plusieurs collaborateurs étrangers en 1974 et qu'une coopération a pu démarrer avec des laboratoires étrangers . Ces conditions favorables ont permis au Service PN d'augmenter le nombre et d'améliorer la qualité des publications et des communications aux Congrès Scientifiques . Elles rendent également possible l'accès à des échantillons spéciaux qui n'existent pas en France ni même en Europe de l'Ouest . C'est ainsi que des travaux ont pu être entrepris sur des isotopes séparés stables : en particulier des isotopes du Samarium et du Sélénium, en provenance des USA et de l'URSS respectivement .

Un effort particulier a été accompli dans le domaine des données nucléaires en coopération avec la DEDR dans le cadre du Comité des Constantes Nucléaires. Pour mieux répondre aux demandes des utilisateurs de constantes nucléaires, une activité d'évaluation de données expérimentales a été créée en 1974 venant ainsi compléter les travaux de calculs de sections efficaces déjà démarrés depuis plusieurs années.

Le programme de mesure et d'évaluation des sections efficaces ($n,2n$) dans toute la gamme d'énergie comprise entre le seuil et 20 MeV a déjà permis de répondre à une grande partie des demandes formulées par les utilisateurs dans ce domaine.

Sur le plan des équipements, il faut noter l'arrêt de deux accélérateurs : le Van de Graaff 2,5 MeV (décision prise en 1973) et le Samès 600 keV (décision prise en 1974) et l'amélioration ("upgrading") du Van de Graaff Tandem EN dont la tension nominale est passée de 6 MV à 7 MV.

A. MICHAUDON

Chef du Service de Physique Nucléaire

- P L A N -

	<u>Pages</u>
A - <u>EQUIPEMENTS</u> -	4
A-I- <u>ACCELERATEURS</u> -	5
A-I-1 - Van de Graaff Tandem.	5
A-I-2 - Van de Graaff 4 MeV.	6
A-I-3 - Autres machines électrostatiques.	6
A-I-4 - Problèmes particuliers.	7
A-II- <u>ELECTRONIQUE NUCLEAIRE</u> -	10
A-II-1- Automatisation des accélérateurs.	10
A-II-2- Amélioration des moyens d'acquisition de données.	12
A-III- <u>INFORMATIQUE</u> -	15
A-III-1- Système d'acquisition et de traitement des données.	15
A-III-2- Terminal IRIS 45.	16
A-III-3- Programme de calcul .	16
A-IV- <u>TECHNOLOGIE</u> -	18
A-IV-1 - Laboratoire des cibles .	18
A-IV-2 - Bureau de Dessin et Atelier .	18
A-V <u>-REPARTITION DU TEMPS DES ACCELERATEURS EN 1974 -</u>	19
B - <u>EXPERIENCES ET INTERPRETATION</u> -	20
B-I- <u>ETUDE DE LA DIFFUSION ELASTIQUE ET INELASTIQUE DES NEUTRONS RAPIDES</u> -	21
B-I-1 - Production de neutrons monocinétiques - Utilisation de cibles gazeuses de Deutérium et de Tritium .	21
B-I-2 - Diffusion des neutrons rapides par le carbone .	25
B-I-3 - Etude de la déformation des isotopes pairs de Samarium par la diffusion des neutrons .	28
B-I-4 - Diffusion élastique et inélastique des neutrons par les isotopes pairs de Se .	31
B-I-5 - Etude des réactions (n,n'γ) sur les isotopes pairs de Se, Ge et de Sm .	34
B-II- <u>ETUDE DES REACTIONS NUCLEAIRES A 3 CORPS</u> -	37
B-II-1- Réaction D(p,pn)P .	37
B-II-2- Réactions D(n,p)2n .	38
B-II-3- Réaction d+D → n+p+d .	38

B-III- <u>MESURES DE SECTIONS EFFICACES DE REACTION -</u>	43
B-III-1- Calcul de l'efficacité d'un détecteur de neutrons	4'
B-III-2- Détermination des sections efficaces de capture .	49
B-III-3- Mesure des sections efficaces (n,2n) et (n,3n) du seuil à 15 MeV .	50
B-III-4- Mesure des sections efficaces de fission .	51
B-IV- <u>ETUDE DE LA FISSION -</u>	57
B-IV-1 - Détermination expérimentale du spectre en énergie des neutrons prompts de fission .	57
B-IV-2 - Mesure de $\bar{\nu}$ et de \bar{E}_ν pour la fission de ^{241}Pu induite par neutrons de résonances - Recherche de la réaction (n, γ f) .	59
B-IV-3 - Etude d'un détecteur pour la mesure de l'énergie cinétique et la distribution en masse des fragments de fission .	64
B-IV-4 - Calcul des paramètres de la réaction (n, γ f) pour le ^{239}Pu et le ^{235}U .	67
B-IV-5 - Effets dynamiques dans la fission de ^{240}Pu .	70
B-V - <u>ETUDE DE REACTIONS DE TRANSFERT AVEC NEUTRON DANS LA VOIE DE SORTIE -</u>	73
B-V-1 - Réactions (d,n) et (τ ,n) sur certains noyaux de la couche s-d .	73
B-V-2 - Etude de la réaction $^{56}\text{Fe}(d,n)^{57}\text{Co}$ à 6-8 et 10 MeV .	82
B-V-3 - Réaction $^{140}\text{Ce}(d,n)^{141}\text{Pr}$ à 12 MeV .	87
B-V-4 - Etude de la structure des noyaux ^{70}Ge et ^{72}Ge .	89
C - <u>THEORIE ET EVALUATION -</u>	92
C-I - <u>EVALUATION DE DONNEES EXPERIMENTALES -</u>	93
C-I-1 - Bibliothèques pour l'évaluation .	93
C-I-2 - Evaluation de la section efficace $^{89}\text{Y}(n,2n)^{88}\text{Y}$ du seuil à 20 MeV .	94
C-I-3 - Evaluation des sections efficaces des réactions $^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92\text{M}}\text{Nb}$, ^{92}Nb du seuil à 20 MeV .	97
C-I-4 - Evaluation de la section efficace de la réaction $^{169}\text{Tm}(n,2n)^{168}\text{Tm}$ du seuil à 20 MeV .	100
C-II - <u>CALCULS DE CONSTANTES NUCLEAIRES -</u>	105
C-II-1 - Taux de réaction thermonucléaire pour la réaction $^{11}\text{B} + p \rightarrow ^3\text{He} + 8,68 \text{ MeV}$	105
C-II-2 - Réactions (n,Xn) et (n,X n $\bar{\nu}$) sur noyaux lourds .	107
C-II-3 - Réactions (n, γ), (n,2n) et (n,3n) sur noyaux de masse intermédiaire .	113

C-II-4 - Sections efficaces de production de rayons γ par la réaction $(n,n'\gamma)$ sur le Chrome et le Nickel naturels .	115
C-III - AUTRES ETUDES DE MODELES NUCLEAIRES -	117
C-III-1 - Etude des effets de la déformation nucléaire sur la section efficace totale neutron-noyau .	117
C-III-2 - Etudes en modèles des couches .	119
C-III-3 - Calcul d'états non-rotationnels dans les actinides par un modèle R.P.A. schématique .	121
C-III-4 - Techniques nouvelles en modèle de "folding" .	124
C-IV- ETUDES EN MODELES MICROSCOPIQUES DU TYPE HARTREE-FOCK -	132
C-IV-1 - Etude des propriétés de déformation (transitions de forme) des isotopes 148, 150, 152 et 154 du Samarium .	132
C-IV-2 - Systèmes nucléaires déformés traités sur une base "2 centres"	136
C-IV-3 - Corrections du second ordre aux énergies Hartree-Fock des noyaux sphériques .	142
D - BIBLIOGRAPHIE -	143
E - SEMINAIRES -	154

Ce compte-rendu a été édité par M. DIDIER, Adjoint au Chef du Service de Physique Nucléaire .

- PARTIE A -

EQUIPEMENTS

A - I - ACCELERATEURS

A-I-1- Van de Graaff Tandem .

Le Van de Graaff Tandem type EN a subi des modifications qui ont permis de porter sa tension nominale de 6 MV à 7 MV. L'opération consiste à remplacer les tubes accélérateurs à électrodes d'aluminium par des tubes à électrodes d'acier inoxydable et à ajouter 30% de SF₆ au mélange de gaz d'isolement composé jusqu'ici de CO₂ et N₂.

La modification qui a été commencée en février a pris beaucoup plus de temps que prévu car les deux sections basse énergie du nouveau tube ont été endommagées au cours du conditionnement et ont dû repartir chez le constructeur pour y être remises en état. De nouvelles sections de tube ont été installées en juin mais les essais à 7 MV n'ont pas pu avoir lieu avant le mois de décembre 1974, afin de ne pas trop perturber le programme expérimental en cours. La machine a fonctionné dans l'intervalle jusqu'à 6 MV seulement, avec le mélange gazeux initial. L'utilisation la plus fréquente a été la production de neutrons à l'aide des réactions $D(d, n) {}^3\text{He}$ et $T(p, n) {}^3\text{He}$ avec cibles gazeuses de deutérium ou de tritium.

Les moyens de contrôle du vide dans le tube accélérateur ont été considérablement améliorés afin de prévenir toute introduction de SF₆, dont l'effet corrosif peut être très important dans les conditions qui règnent à l'intérieur du tube lorsque l'accélérateur fonctionne (faible pression et champ électrique intense).

La réception technique de l'accélérateur à 7 MV a eu lieu le 17 décembre dans les conditions prévues par le contrat c'est à dire avec un faisceau analysé de protons dont l'intensité était supérieure à 4 μA . On a obtenu aisément 6 μA de protons de 14 MeV.

Le 20 décembre, un début d'incendie a partiellement endommagé les circuits annexes de la source d'ions hélium lithium. Le nettoyage de toute l'installation et la remise en état des circuits demanderont plusieurs semaines.

A-I-2- Van de Graaff 4 MeV :

Le Van de Graaff 4 MeV qui, depuis son installation au CEB-3 en 1973, fonctionnait avec une seule ligne de faisceau munie d'un airant du type Nobley pour la compression des bouffées, a été équipé d'une deuxième ligne de faisceau sur laquelle on a monté un dispositif de postpulsation par balayage. Le courant moyen obtenu sur la cible est de $0,5 \mu\text{A}$ pour des bouffées de 1,8 à 2 ns de durée moyenne délivrées à la fréquence de 1 MHz. L'appareil est utilisé pour la production des neutrons par les réactions D-D, et P-Li.

Plusieurs ouvertures ont été nécessitées par l'entretien de la source d'ions. On a enregistré également un incident sur l'installation de stockage du gaz SF₆ où la rupture d'un joint a entraîné la perte d'une charge complète de gaz d'isolement (250kg).

A-I-3- Autres machines électrostatiques :

- Un accélérateur SAMES 150 KV a été installé dans le Hall Neutrons du Tandem. Il est destiné à la production de neutrons par réaction D-D, ou D-T, pour la préparation des expériences et pour les études avec les neutrons de 14 MeV lorsque le faisceau du Tandem est envoyé dans les autres salles d'expériences (Salles 01, 02 et 03). Equipé d'un pulsateur avec lacheur et modulateur de vitesse il peut délivrer des bouffées de 2 à 5 ns de durée moyenne et dont le courant moyen est de $8 \mu\text{A}$ à 2,5 MHz et $4 \mu\text{A}$ à 1,25 MHz.

- L'accélérateur Van de Graaff 550 KV a été utilisé pour des irradiations de neutrons et des étalonnages de détecteurs.

(A. DAUDINE, A. COURTAUD, S. GAUTIER avec la collaboration des agents du Groupe).

A. I. 4- Problèmes particuliers :

A. I. 4. 1- Système de sécurité des accélérateurs :

Un nouveau système de sécurité a été installé en 1974, l'ancien système s'étant avéré insuffisant et périmé. Le démarrage d'un accélérateur est maintenant asservi à une chaîne de sécurité sur laquelle se trouvent des contacts de ronde et de fermeture des portes. Des systèmes d'alarme permettent de couper rapidement les machines ou de débloquent les portes en cas de danger. Quelques améliorations de détail sont en cours pour faciliter l'exploitation de ce système qui donne entière satisfaction sur le plan de la sécurité du personnel.

Il reste cependant la partie contrôle des rayonnements à reprendre entièrement dès que possible (TCR).
(A. DANDINE, D. DIDIER, A. COURTAÏN, L. SINOPOLI).

A. I. 4. 2- Automatisation :

Les travaux sur l'automatisation des accélérateurs sont décrits plus loin au chapitre "Electronique Nucléaire". (chapitre A. II).

A. I. 4. 3- Spectromètre magnétique split-pole :

Les études préparatoires à l'utilisation du spectromètre magnétique split pole ont porté sur :

- . le calcul des trajectoires
- . les essais de détecteurs particules.

- Un programme de calcul des trajectoires des particules dans le plan médian du spectromètre magnétique ESP60 a été écrit et mis au point [1]. Il permet de déterminer la position du plan focal et celle des détecteurs dans ce plan pour chaque type de particules d'énergie donnée. Ce programme tient compte des effets cinématiques de la réaction nucléaire et de l'ouverture angulaire du faisceau des particules détectées.

Les valeurs ainsi déterminées s'accordent avec celles obtenues expérimentalement ; en utilisant les rayons alpha émis par une source de ^{212}Pb et les protons de 10 MeV diffusés inélastiquement par ^{56}Fe . On a pu montrer, en outre, que la mesure du temps de vol des particules dans le spectromètre permet d'identifier la nature de la particule émise.

- Un compteur à fil type BORKOWSKI (cf Fig. 1) dont la surface utile couvre tout le plan focal du spectromètre (60 cm) a été réalisé. Ce compteur définit la localisation d'une particule avec une précision de 0,9 n.m. Cette résolution a pu être obtenue grâce à l'utilisation d'un préamplificateur de tension réalisé par nos soins et directement relié au fil résistif. La linéarité du compteur est, avec ce préamplificateur, meilleure que 5% sur toute sa longueur. On espère avoir avec ce compteur une résolution totale de 7 keV, obtenue précédemment avec un compteur similaire de longueur utile égale à 20 cm.

- Dans le but d'entreprendre des expériences du type (d,pf) où les protons détectés par le spectromètre ESP 60 seront enregistrés en coïncidence avec les fragments de fission ; il s'est avéré nécessaire d'améliorer la résolution en temps du compteur (40 ns). A cette fin nous faisons fonctionner ce dernier en mode ΔE en détectant simultanément les particules dans un scintillateur plastique accolé à la face arrière du compteur (figure 1). La résolution ainsi obtenue a été estimée à 4 ns.

(J. SIGAUD, D. DANGOULEME*, P. LE FLOCH,*
J. P. LOCHARD, M. JOLIBOIS)

Référence :

- [1] Calcul des trajectoires dans un spectromètre magnétique "Split-Pole"
Patrick LE FLOCH - Rapport de stage de fin d'Etudes (Ecole Centrale) 74

* D. DANGOULEME Stagiaire militaire

P. LE FLOCH Stagiaire universitaire

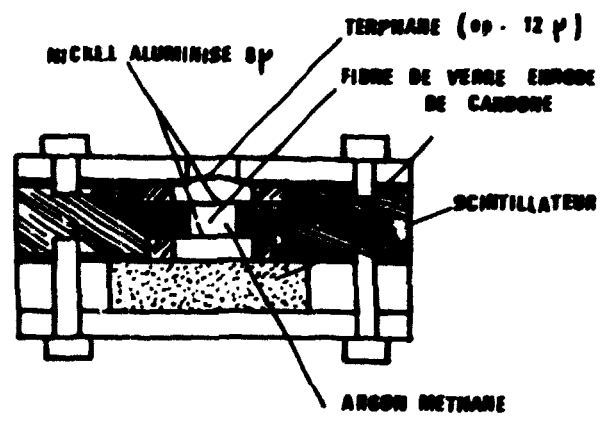
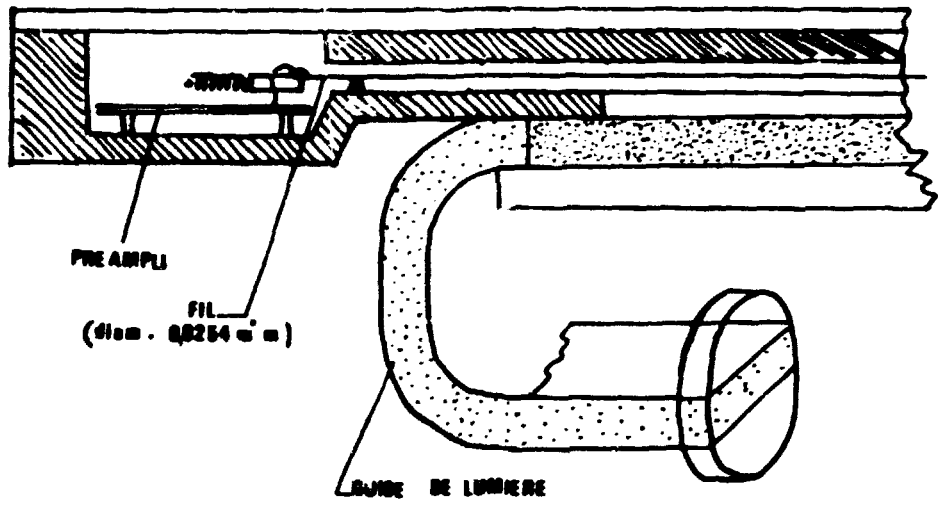


Fig. 1 : Schéma du compteur à fil résistif et du détecteur à scintillation.

A-II - ELECTRONIQUE NUCLEAIRE :

A-II-1- Automatisation des accélérateurs :

Un système de centralisation et d'acquisition de données a été installé sur la section haute énergie de l'accélérateur Van de Graaff Tandem. Il se compose d'un réseau d'interconnexions reliant différents tableaux disposés le long du tube accélérateur et dans la salle de commande de la machine, à un tableau central installé dans la salle de mesure près d'un calculateur (ATR 2 - CII 10020). Un multiplexeur analogique et un voltmètre digital à 14 digits, commandés par le calculateur, permettent la digitalisation des grandeurs analogiques suivant des séquences de scrutation programmées. Ce système permet actuellement l'étude et la surveillance des équipements d'optique et de transport du faisceau dans les différentes salles de cible. Les paramètres mesurés sont stockés sur bande magnétique (sur ETD). Les programmes de dépouillement (linéarisation, tracés de courbes, édition d'un journal de bord) sont en cours de mise au point.

Différents équipements complémentaires sont en cours de réalisation : un multiplexeur à 256 voies pour la centralisation d'états tout ou rien, une console destinée à la salle de commande de la machine permettant d'entrer dans l'ordinateur, des valeurs numériques d'opérandes telles que énergie demandée, type de particule accélérée, salle de cible utilisée et d'afficher sur des indicateurs la valeur numérique décimale de la fréquence d'excitation qu'il est nécessaire d'appliquer à la sonde à RMN de l'aimant d'analyse utilisé. Le résultat du calcul, dont le programme est en cours d'écriture, sera également utilisé par le système de régulation automatique du champ des aimants d'analyse.

- Grâce à l'expérience acquise à la suite des études menées sur l'aimant d'analyse de l'accélérateur 550 keV, un système de régulation du champ magnétique de l'aimant d'analyse à 90 degrés du Tandem a été étudié. Malgré des difficultés

dues en particulier à la nature même de l'aimant (très grand retard champ-courant dû à la masse et à la construction non feuilletée du circuit magnétique) un système global de recherche automatique et de régulation du champ à partir de l'affichage de la fréquence d'excitation appliquée à la sonde du gaussmètre a été mis en place ; il résoud les problèmes de commande automatique et d'asservissement de la fréquence de l'oscillateur du gaussmètre, de recherche automatique de la résonance magnétique nucléaire et de la régulation du courant de l'aimant.

Cet équipement, qui présente encore quelques défauts (en particulier un temps de recherche assez long du fait de la réponse de l'aimant) doit être repris prochainement ; il reposera alors sur une méthode originale de pilotage de la fréquence de l'oscillateur du gaussmètre (actuellement en cours d'étude) et les différentes fonctions seront réunies pour former un équipement spécialisé, piloté et surveillé par le calculateur qui fournira la valeur de la fréquence d'excitation.

- Sur l'accélérateur 550 keV, nous envisageons d'asservir la valeur de la tension appliquée à l'électrode haute tension de l'accélérateur, à la valeur du champ magnétique dans l'entrefer de l'aimant d'analyse ; la commande par calculateur de ce champ et son asservissement entraîneraient du même coup le réglage de l'énergie du faisceau émis par l'accélérateur. Cet asservissement serait continu, valable pour tout le domaine d'énergie de la machine et ne nécessiterait pas de réglage préalable. Une étude détaillée du système de régulation de la T. H. T. a été entreprise : elle a permis la réalisation d'un équipement qui a été monté sur la machine. Cet équipement agit sur la commande du courant de charge courroie et sur la commande de l'effluve Corona en utilisant comme signal d'erreur la tension différentielle créée par le passage du faisceau sur les lèvres de régulation. Bien que fonctionnant correctement, cet équipement nécessite un complément d'étude pour régler différents problèmes volontairement non abordés dans la première phase de l'étude : problèmes liés aux claquages

éventuels, sécurités sur les débits des alimentations, arrêts puis régulation sur un faisceau de particules "parasites" (c'est à dire de charge différente de celle demandée mais fournissant un faisceau et donc un signal d'erreur sur les lèvres de régulation), ajustement des temps de réponse des commandes des organes mécaniques.

A-I-2- Amélioration des moyens d'acquisition de données :

Différentes actions ont été menées pour l'amélioration des moyens d'acquisition et de traitement des données à l'aide des systèmes organisés autour des calculateurs ; elles ont pris des formes variées : assistance au cours du couplage des équipements de mesure aux systèmes, réalisations d'interfaces et couplage d'appareillages, réalisations ponctuelles de circuits logiques ou analogiques spécifiques d'une expérience, étude et réalisation de circuits ou systèmes complexes destinés à augmenter les possibilités des systèmes existants.

- Mitra 15/30

- + Etude et réalisation d'un coupleur d'accès direct mémoire et interface avec un système d'acquisition existant.
- + Etude et réalisation d'un coupleur pour chassis Camac.
Ce coupleur permet la lecture par le calculateur du contenu des échelles placées dans le chassis Camac. Il permet l'adressage et assure le découpage de l'information et la commande des échelles.
- + Etude et réalisation d'un bloc d'affichage de contenu d'échelle (8 décades) commandé par le Mitra 15.
- + Adaptation d'une unité de visualisation spécialisée à tube mémoire.
- + Réalisation d'une console d'appel de programmes.

- Multi 8

- + Couplage en entrée et en sortie d'un bloc mémoire type BA 163.

- + Etude et réalisation d'un multiplexeur permettant l'extension des lignes d'entrée/sortie. (4 lignes d'entrée 32 bits en 1 ligne 32 bits ; 1 ligne de sortie 32 bits en 4 lignes de sortie 32 bits) (réalisation en cours).

- ATR 1 CII 10020

- + Différents circuits logiques ont été étudiés et réalisés ; ils assurent des commandes d'appareillage : blocage d'échelles, de codeurs, de CTA, détermination du temps actif d'acquisition, circuit d'alarme etc...
- + Un système de régulation et de stabilisation du gain global des chaînes de détection a été mis en place. Huit chaînes (maximum) sont commandées simultanément. En ce qui nous concerne nous avons étudié et réalisé un générateur d'impulsions à 8 voies, très stable en amplitude, capable de commander les diodes électroluminescentes qui excitent les photomultiplicateurs. Par ailleurs nous avons réalisé, à partir d'une ligne de sortie du calculateur, la commande d'un ensemble de huit convertisseurs digitaux analogiques (12 bits) qui assurent à leur tour le contrôle par tension de huit alimentations THT programmables de manière analogique. L'ensemble des opérations de stabilisation est effectué par le calculateur : commande des séquences de stabilisation (création des pics de référence), calcul des dérives éventuelles de ces pics, commande modulée des valeurs des THT pour corriger les dérives.

- ATR 2 CII 10020

- + Un système de centralisation et d'acquisition de mesure sur accélérateur a été couplé à l'ordinateur. Il se compose d'un amplificateur à gain programmable, d'un multiplexeur adressable rapide 64 voies bifilaires (128 voies monofilaires) d'un échantillonneur-bloc et d'un codeur analogique digital rapide, à poids, 14 digits plus signe. Les séquences de scrutation sont initialisées par une horloge à quartz

réglable ; dès lors, toutes les opérations sont commandées par le calculateur : il fournit en particulier la succession des adresses de voies à scruter avec les gains correspondants et transfère les résultats codés en mémoire. Actuellement la succession des adresses de voies à scruter sont précisées à l'aide d'un télétype.

(J. P. LAGET, M. RENAUD et les Techniciens du Groupe).

A - III - INFORMATIQUE

A-III-1 - Système d'acquisition et de traitement des données :

- 10020 ATR - ETD

Ce système, constitué de deux ordinateurs 10020 de configuration réduite, pour l'acquisition (ATR) et d'un troisième 10020 plus puissant pour le traitement (ETD), comprend également une visualisation SINTRA VU 2000. Les améliorations apportées à la bibliothèque de programmes système permettent d'utiliser désormais toutes les possibilités qu'offre cet ensemble et en particulier depuis cette année :

- + La régulation automatique du gain des chafnes et scintillation.
- + L'acquisition des informations concernant l'optique du faisceau du Van de Graaff Tandem.
- + L'exploitation conversationnelle des données à l'aide de la visualisation SINTRA.

- Système d'acquisition MITRA 15 :

Le nouveau système d'acquisition MITRA 15 a été mis en service au mois de mars. Les deux fonctions - acquisition, prétraitement en ligne d'une part et prétraitement en différé d'autre part - peuvent être réalisées simultanément.

Ce système multiparamétrique peut traiter un nombre quelconque d'informations corrélées ou non. Il peut travailler en séquences programmées, par exemple acquisition des données de l'expérience puis contrôle d'un moniteur, ces séquences étant répétées n fois. Les informations, conditionnées de plusieurs façons différentes, peuvent être visualisées durant l'acquisition. Les spectres mis en mémoire sont traités par des programmes mis sur disque ou assemblés à partir de cartes perforées.

A-III-2 - Terminal IRIS 45 :

Le terminal IRIS 45 reliant CEB-3/PIN aux ordinateurs CISI de Saclay a été amélioré au cours de l'année 1974 grâce au remplacement du lecteur de carte et de l'imprimante par des périphériques ayant de meilleures performances (respectivement 1200 cartes/minute et 1200 lignes/minute) et grâce à l'utilisation d'une nouvelle ligne PTT plus rapide (40.800 bauds au lieu de 4800). La somme de travail demandée au terminal est de l'ordre de 1400 passages par mois.

La fiabilité de tout cet ensemble est loin d'être satisfaisante et des améliorations sensibles sont souhaitées au niveau de la ligne et des ordinateurs de la CISI.

(Y. de PENQUER, M. GUILLIQUOD et les agents du Groupe).

A-III-3- Programmes de calcul :

En plus des programmes spécifiques rédigés par les physiciens pour leurs besoins propres, la bibliothèque de programmes du service a été enrichie par le Bureau de Calcul.

Parmi les nouveaux programmes il faut citer :

- NAVY : traitement interactif des spectres expérimentaux avec l'aide de la visualisation SINTRA et de l'ordinateur EID. Le programme est modulaire et les différentes options sont activées par l'intermédiaire d'un crayon lumineux. Stocké sur disque, il est en permanence à la disposition des physiciens.
- SURF, SURF 3 et HIDE : programmes de lissage et de représentation de surfaces.
- MOLOP : modèle optique de F. G. PEZEY avec tracé graphique.
- CORNEM, COREISS et CORNEM : une série de programmes de Monte Carlo pour les corrections de diffusions multiples et d'absorption des neutrons dans les mesures de diffusion élastique et inélastique, les mesures de sections de fission et les mesures de sections efficaces (σ , $2n$).

- TRAME et DOMINO : pour la création des bandes de données, utilisées dans les programmes de Monte Carlo, à partir de la bande ENDF/B.
- SPLIT : calcul des trajectoires des particules dans un spectromètre magnétique.
- ERGI, BIGO, SOLEX et autres dérivés : calcul des états excités de Nilsson et les courbes de niveau de la surface d'énergie de Nilsson - Strutinsky, calcul des noyaux pairs-impairs par la méthode de Soloviev.
- Une série de programmes pour la création et le traitement des fichiers des données est en cours de mise au point.
(M.A. BEUVE, D. COTTEN, M. GAUTIER, R. PERRIER).

A-IV-TECHNOLOGIE

A-IV-1- Le laboratoire des cibles a fourni, en plus des cibles usuelles adsorbées sur support épais, des cibles autoportées de Si Ge Bi Au ⁷Li C Te Ni V et des cibles de deutérium et de tritium adsorbé dans du Titane de 150 µg/cm² autoporté.

Chaque nouvelle cible autoportée représente un cas particulier et demande une mise au point appropriée.

Des feuilles minces en plastique (Vyns) ont été rendues conductrices par dépôt d'une couche de 50 µg/cm² d'Aluminium.

Les cibles et des dépôts divers ont également été réalisés pour le CEN/IFAR, le LCA et le Service Radiochimie de la DAM.

A-IV-2- Le Bureau de Dessin et l'Atelier ont étudié et réalisé des ensembles au profit des physiciens et avec le concours du Service de Technologie Appliquée. Les réalisations les plus marquantes ont été :

- un banc de mesure pour détection alpha à géométrie fine.
- une enceinte spéciale pour scintillateur liquide.
- une nouvelle cible gazeuse tritium.
- un détecteur pour la mesure de \bar{E}_f (l'énergie cinétique moyenne des fragments de fission).

Le Groupe accélérateurs a également bénéficié des fabrications du Groupe Technologie.

(J. JOUANIGOT avec la collaboration de M. PUMAZERT et du personnel du Groupe Technologie).

A-V- REPARTITION DU TEMPS DES ACCELERATEURS EN 1974 :

(Temps exprimés en heures)

	Van de Graaff Tandem	Van de Graaff 4 MeV
Entretien réparations	170	660
Arrêts dûs à des courses extérieures	120 *	50
Etudes et améliorations	1020 **	200
Temps morts réels	100	65
Utilisation du faisceau :	150	2270
- en protons	550	1270
- en deutérons	1380	100
- en ^3He	50	

* dont 60 heures dues à l'incendie du 20.12.74

** en grande partie pour la transformation en super EN.

- PARTIE 3 -

EXPERIENCES ET INTERPRETATIONS

B-I - ETUDE DE LA DIFFUSION ELASTIQUE ET INELASTIQUE DES NEUTRONS RAPIDES -

B-I-1 - PRODUCTION DE NEUTRONS MONOCINETIQUES - UTILISATION DES CIBLES GAZEUSES DE DEUTERIUM ET DE TRITIUM -

Les études de diffusion de neutrons rapides auprès d'un accélérateur tandem Van de Graaff nécessitent la production de flux intenses de neutrons monocinétiques. La réaction $D(d,n)^3He$ permet de produire de tels flux dans la gamme d'énergie de neutrons de 4 à 9 MeV. Au delà, cette réaction s'accompagne de la réaction $D(d,np)D$ qui produit un spectre continu de neutrons et dont la section efficace augmente rapidement avec l'énergie incidente. On utilise alors, de préférence, la réaction $T(p,n)^3He$ pour produire les neutrons d'énergie supérieure à 9 MeV. En effet la section de "break-up" du triton : $T(p,np)D$ ($Q = -6,258$ MeV) est négligeable devant celle de la réaction $T(p,n)^3He$ ($Q = -0,764$ MeV) avec des protons d'énergie incidente inférieure à 12 MeV.

Nous avons conçu, réalisé et expérimenté diverses cibles gazeuses de deutérium et de tritium destinées à la production de neutrons à partir des réactions $D(d,n)^3He$ et $T(p,n)^3He$. Le refroidissement de la fenêtre d'entrée de la cible est assuré par une circulation du gaz lui-même dans le cas de la cible de deutérium, par circulation d'hélium dans le cas de la cible de tritium. Il permet, dans les deux cas, un fonctionnement continu avec des courants de 3 à 4 μA . La description de ces cibles et leurs performances sont données dans les références [1-2]. Il nous est paru nécessaire de vérifier que ces deux modes de production de neutrons donnent, à une énergie où ils sont compétitifs (autour de 9 MeV), des résultats concordant dans des conditions d'énergie moyenne, de dispersion en énergie et de flux identiques.

La diffusion élastique des neutrons sur les noyaux légers (N et O) convient très bien pour apprécier la qualité des flux de neutrons primaires. En effet, les sections efficaces sont, en général élevées et leur variation avec l'énergie des neutrons présente des résonances nombreuses et aiguës ; en outre, les effets cinématiques sont importants. Ainsi, toute dispersion dans le flux des neutrons primaires ou la présence de neutrons parasites peut entraîner de grandes variations dans les sections efficaces et les distributions angulaires mesurées.

Une étude comparative des deux modes de production de neutrons a été faite en utilisant les conditions expérimentales rapportées dans le tableau I. Celui-ci énumère aussi la contribution des divers phénomènes qui affectent la résolution totale en énergie. Les distributions angulaires présentées dans la figure I montrent que les mesures de diffusion utilisant, comme sources de neutrons, les réactions $T(p,n)$ et $D(d,n)$

sont concordantes. Cette étude montre qu'il est avantageux d'utiliser la réaction $T(p,n)$ pour prolonger, au delà de 9 MeV, les mesures faites avec la réaction $D(d,n)$.

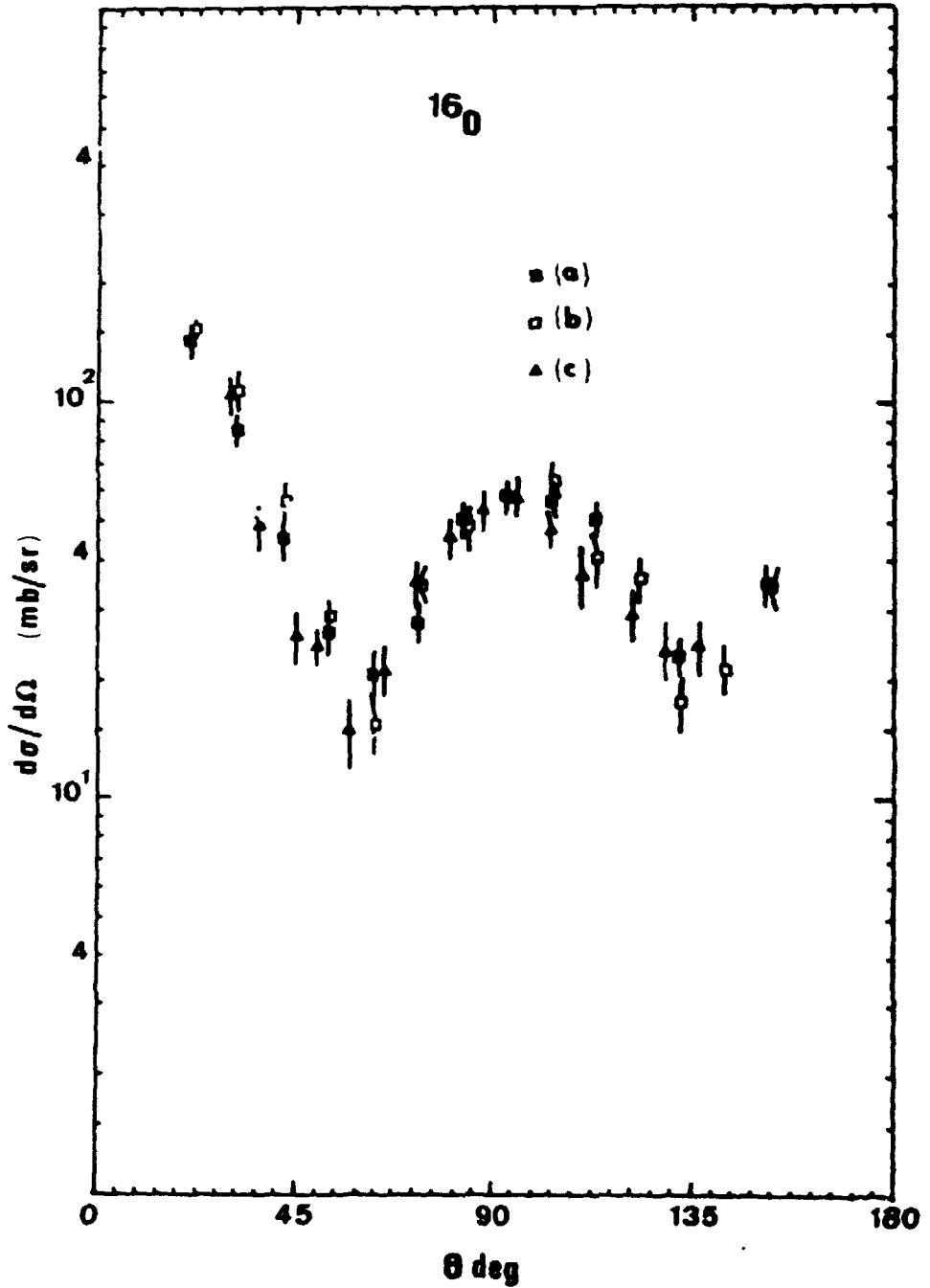
(G. HAOUAT, S. SEGUIN, J.P. LOCHARD, J. SIGAUD, J. LAJEKAR).

REFERENCES :

- [1] SEGUIN S., Rapport interne non publié (1971).
- [2] HAOUAT G., SEGUIN S., Note CEA-N-1739 (1974).
- [3] KINNEY W.E., PEREY F.G., ORNL 4780 (1972).

TABLEAU I

Neutrons produits à partir de la réaction	$T(p,n)^3\text{He}$		$D(d,n)^3\text{He}$	
Energie des neutrons (MeV)	8,05		8,05	
Energie moyenne des particules incidentes (MeV)	8,75		4,8	
Courant moyen (μA)	3		2	
Pression cible gazeuse (At)	2		1	
Section efficace à 0° lab (nb/sr)	26,2		73	
Base de vol (r)	8		8	
Contribution des facteurs affectant la résolution	ΔE (keV)	Δt (ns)	ΔE (keV)	Δt (ns)
Dispersion en énergie de la cible	120	1,46	80	1,02
Dispersion en temps due à la longueur de la cible (3cm)	-	0,85	-	1,33
Dispersion en énergie due à l'angle d'ouverture du faisceau de neutrons (5 deg.)	40	0,70	50	0,64
Dispersion en temps du faisceau	-	0,9	-	1,1
Dispersion due à l'épaisseur du scintillateur (5cm)	-	1,29	-	1,29
Dispersion sur la longueur de vol due à la dimension de l'échantillon	-	0,39	-	0,39
Dispersion en temps due à l'électronique	-	1,21	-	1,21
Dispersion totale (en temps en énergie)	- 148	2,70 -	- 150	2,73 -



D-7-1 - Fig. 1 : Distribution angulaire des neutrons diffusés élastiquement par ^{16}O .

a) pour des neutrons incidents de $8,07 \pm 0,15$ MeV produits avec la réaction $\text{T}(p,n)^3\text{He}$.

b) pour des neutrons incidents de $8,04 \pm 0,15$ MeV produits avec la réaction $\text{D}(d,n)^3\text{He}$.

c) comparaison avec les données de W.E. KINNEY et al. [3] à $8,04 \pm 0,05$ MeV (réaction $\text{D}(d,n)^3\text{He}$).

D-I-2 - DIFFUSION DES NEUTRONS RAPIDES PAR LE CARBONE.

Les sections efficaces de diffusion des neutrons rapides par le carbone ont été mesurées entre 8 et 14,5 MeV par pas de 0,5 MeV. Les distributions angulaires de diffusion élastique et inélastique (correspondant au premier niveau d'excitation de ^{12}C) ont été enregistrées à l'aide du spectromètre de neutrons par temps de vol installé auprès de l'accélérateur Van de Graaff Tandem [1]. Ces données prolongent, à plus haute énergie, des mesures $(n, n'\gamma)$ entre 5,8 et 8,8 MeV effectuées antérieurement dans ce laboratoire [2]. La comparaison de certains de nos résultats avec ceux précédemment publiés au dessous de 9 MeV et autour de 14 MeV [3-6] indique un bon accord. Aucune autre contribution expérimentale ne semble avoir été publiée, à ce jour, entre 9 et 14 MeV.

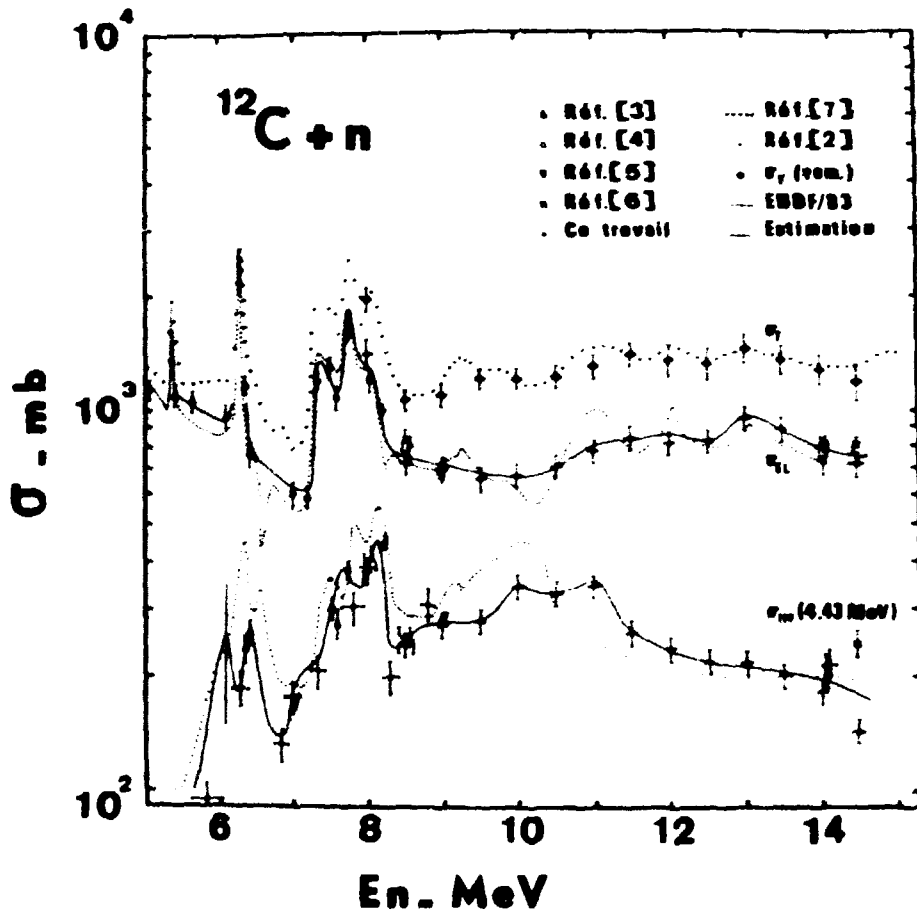
Nous avons cherché à vérifier la cohérence des données existantes pour la réaction $n + ^{12}\text{C}$. A cet effet nous avons comparé la somme, $\sigma_T(\text{som})$, des sections efficaces intégrées de diffusion élastique et inélastique mesurées dans cette étude et de celle des réactions $(n, \alpha\alpha)$ et $(n, n'3x)$ précédemment rapportées, aux sections efficaces totales σ_T publiées [7]. La figure 1 montre la concordance entre $\sigma_T(\text{som})$ et σ_T dans toute la gamme d'énergie considérée.

Les tracés de la figure 1 correspondent aux valeurs que nous proposons pour les sections efficaces de diffusion élastique et de diffusion inélastique par le premier niveau de ^{12}C entre 5 et 14,5 MeV. La forme de ces tracés est déterminée de façon que la somme des différentes contributions de la réaction $n + ^{12}\text{C}$ soit égale à la section efficace totale mesurée. Ces courbes ne sont pas déduites d'un calcul théorique mais elles tiennent compte des résonances dans le noyau composé de ^{13}C . Leur comparaison avec les courbes évaluées (ENDF/B3) fait apparaître un désaccord assez important. Cette évaluation était basée, dans la gamme d'énergie comprise entre 4,8 et 8,8 MeV, sur les données surestimées de la réaction $(n, n'\gamma)$ rapportées par HALL & BONNER [8]. Au delà de 9,5 MeV l'absence de mesure ne permettait pas, avant cette étude, une décomposition précise de la section efficace totale suivant les diverses sections efficaces partielles.

(G. HAOUAT, J. LACHKAR, Y. PATIN, J. SIGAUD, P. COÇU).

REFERENCES :

- [1] HAOUAT G., LACHKAR J., SIGAUD J., PATIN Y., COÇU F.,
RAPPORT CEA-R-4641 (1974).
- [2] LACHKAR J., SIGAUD J., PATIN Y., Rapport interne non publié.
- [3] PEREY F.G., KINNEY W.E., ORNL 4441 (Dec.1969).
- [4] VELKLEY D.E., BRANDENBERGER J.D., GLASGOW D.W., McELLISTREM M.T.,
MANTHURUTHIL J.C., POIRIER C.P., Phys. Rev. C7 (1973) 1736.
- [5] CLARKE R.L., CROSS W.G., Nucl. Phys. 53 (1964) 177.
- [6] BOUCHEZ R., DUCLOS J., PERRIN P., Nucl. Phys. 43 (1963) 628.
- [7] CIERJACKS S., FORTI P., KOPSCH D., KROPP L., NEBE J., UNSELD H.,
Rapport EANDC E 111 "U", (K.F.K. 1000).
- [8] HALL H., BONNER T., Nucl. Phys. 14 (1959) 295.



B-I-2 - Fig. 1 : Section efficace totale, sections efficaces de diffusion élastique et inélastique ($\eta=4,43$ MeV) entre 5 et 15 MeV.

B-7-3 - ETUDE DE LA DEFORMATION DES ISOTOPES PAIRS DE SAMARIUM PAR LA DIFFUSION DES NEUTRONS.

La transition entre les noyaux sphériques et ceux qui présentent une déformation permanente autour de $N = 88-90$ a été clairement établie expérimentalement pour les isotopes pairs de Nd à partir de la réaction (t,p) [1]. Pour les isotopes de Sm ($Z=62$), ce noyau de transition devrait correspondre soit à ^{150}Sm soit à ^{152}Sm . Des récents calculs de déformation ont montré que ^{148}Sm peut être considéré comme sphérique et que ^{150}Sm est probablement faiblement déformé [2]. Les sections efficaces totales des neutrons ont été mesurées pour les isotopes pairs de Sm [3]. Leur variation avec l'énergie des neutrons présente des écarts significatifs entre les différents isotopes dans deux gammes d'énergie : autour de 3 MeV et autour de 7 MeV. Ces écarts ont été attribués aux effets de déformabilité des noyaux. Par contre, il a été montré que l'influence des termes d'isospin est beaucoup trop faible pour expliquer ces effets [4]. En utilisant les paramètres de diffusion qui rendent compte de la variation des sections efficaces avec l'énergie dans la gamme d'énergie de 0 à 16 MeV, les calculs de LAGRANGE [4] prévoient des effets de la déformation sur la diffusion élastique et inélastique des neutrons.

Pour vérifier les résultats de ce calcul et étudier la déformabilité des isotopes de Sm, nous avons entrepris la mesure des distributions angulaires des neutrons diffusés élastiquement et inélastiquement par ^{148}Sm , ^{150}Sm , ^{152}Sm , ^{154}Sm et ^{146}Nd à l'énergie des neutrons de 7 MeV. Les échantillons utilisés sont des poudres d'oxyde comprimées. Ils sont placés à 11 cm d'une cible gazeuse de tritium où sont produits les neutrons. Ceux-ci sont diffusés et détectés par un spectromètre à temps de vol constitué de quatre chaînes de mesure placées à 8 m du diffuseur. La résolution en temps de 2,6 ns correspond à une résolution totale en énergie de 152 keV ; elle permet de séparer les neutrons diffusés par le fondamental de ceux qui sont diffusés par le 1er niveau excité dans le cas de ^{148}Sm , ^{150}Sm et ^{146}Nd qui sont séparés respectivement de 551 keV, 334 keV et 453 keV. Elle permet de résoudre partiellement, aux angles de diffusion arrières, les pics relatifs à ces deux niveaux dans le cas de ^{152}Sm (122 keV). Un spectre de temps de vol est présenté sur la figure 1. Les sections efficaces différentielles ont été mesurées, au cours de 7 enregistrements successifs, à 24 angles différents entre 20 et 140 degrés. Le traitement des données est en cours.

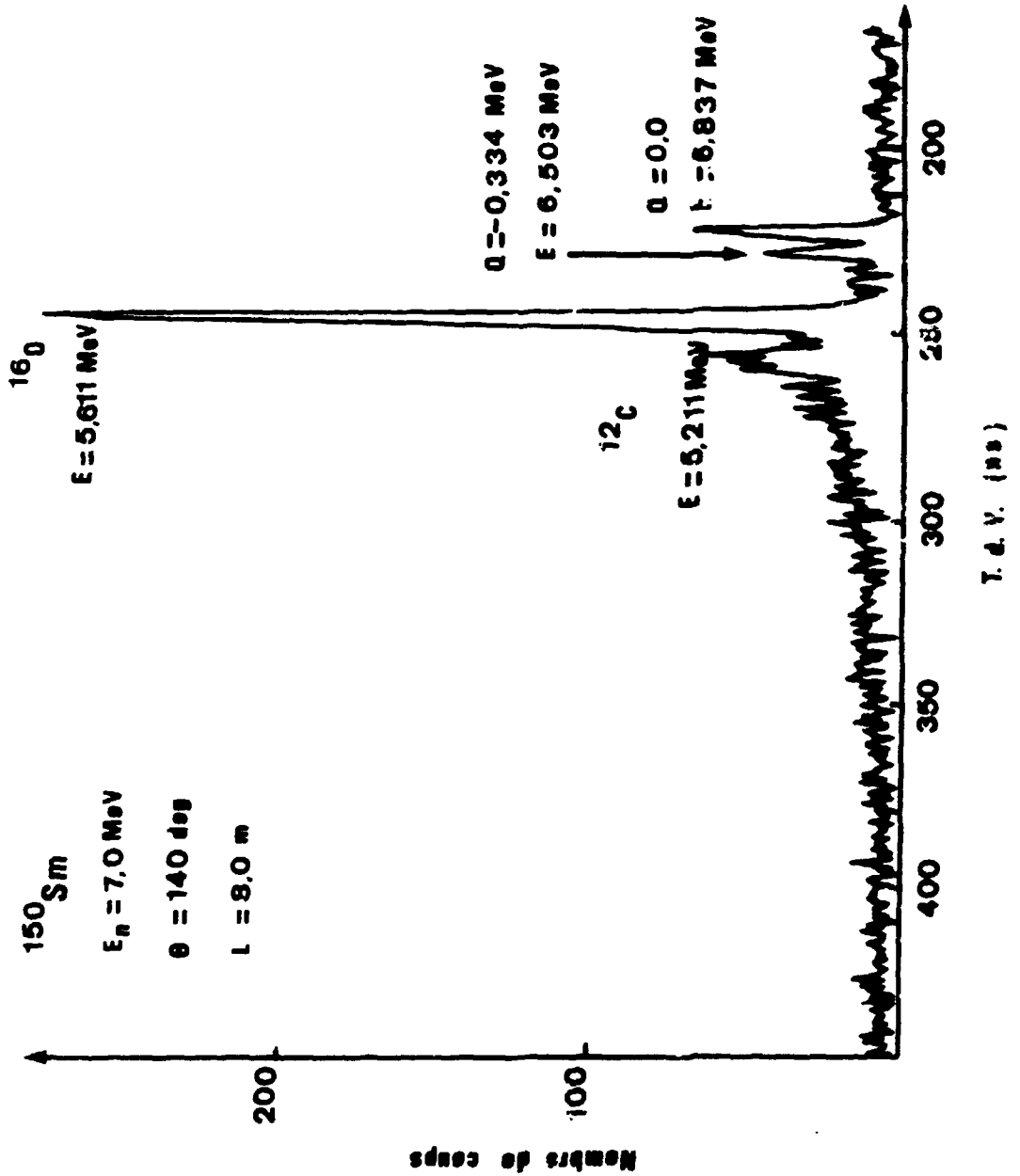
(G. HAOUAT, J. LACHKAR, Y. PATIN, J. SIGAUD, F. COÇU, M.T. McELLISTREM*, R.E. SHAMU**).

* Université de Kentucky, Lexington, Kentucky, USA } Collaborateurs
 ** Université de Michigan, USA. } étrangers.

REFERENCES :

- [1] CHAPMAN R., McLATCHIE M., KITCHING J.E., Phys. Lett. 531 (1970) 292.
- [2] GOGNY D., communication dans ce rapport.
- [3] SHAMU R.E., BERNSTEIN E.M., BLONDIN D., RAMIREZ J.J., ROCHAU G., Phys. Lett. 45B (1973) 241.
- [4] LAGRANGE Ch., Journ. Phys. Lett. 35 (1974) 111.

N.B. - Les isotopes proviennent de Oak Ridge National Laboratory.



B-I-3 - Fig. 1 : Spectre de temps de vol des neutrons diffusés par ^{150}Sm .
 $E_n = 7,00 \pm 0, \text{ MeV}$ $\theta_{\text{lab}} = 140^\circ$. Base de vol $L = 8,0 \text{ m}$.
 Ce spectre montre les contributions de O (Sm_2O_3) et de C (containeur de polyéthylène).

B-I-4 - DIFFUSION ELASTIQUE ET INELASTIQUE DES NEUTRONS PAR LES ISOTOPES PAIRS

DE Se.

Nous avons étudié expérimentalement la diffusion élastique et inélastique des neutrons par les isotopes pairs de Sélénium (^{76}Se , ^{78}Se , ^{80}Se , ^{82}Se) aux trois énergies incidentes de 6, 8 et 10 MeV. Les neutrons ont été produits au moyen de cibles gazeuses de deutérium et de tritium. Les échantillons de Se^{e} se composaient de poudres de Sélénium métallique (50 g environ) isotopiquement séparé, placées dans des récipients de polyéthylène. Les neutrons diffusés ont été détectés et analysés au moyen du spectromètre de temps de vol décrit dans la référence [1]. La dispersion totale en énergie était comprise entre 180 et 300 keV. Ces conditions expérimentales permettaient de distinguer les neutrons diffusés par le fondamental et par le premier niveau d'excitation.

L'ensemble des résultats fait apparaître, aux trois énergies de neutrons incidents et tant pour la diffusion élastique que pour la diffusion inélastique, une augmentation relative de la diffusion aux grands angles. Cette augmentation croît avec la masse du noyau diffuseur. A titre d'illustration nous présentons dans la figure 1 la distribution angulaire des neutrons diffusés par les isotopes de Se à l'énergie de 8 MeV.

De telles variations peuvent être reliées soit à la déformabilité des noyaux de Se, soit à la présence du terme de symétrie en $\frac{N-Z}{A}$ dans le potentiel optique qui décrit la diffusion élastique de norme. La déformabilité des noyaux de Sélénium ne peut être en cause du fait que, à 6 MeV, la contribution du mécanisme d'interaction directe est faible. Or c'est ce dernier qui pourrait être sensible à la déformation par couplage des voies de diffusions élastique et inélastique. Par contre, l'analyse de nos résultats tend à montrer que les variations observées sont reliées à la dépendance du potentiel optique avec l'isospin. Cette dépendance a été clairement démontrée dans le cas de la diffusion élastique des protons [2-4] mais ne semble pas avoir été aussi clairement établie dans le cas des neutrons, avant cette étude [5-6]. L'interprétation complète de ces résultats est en cours.

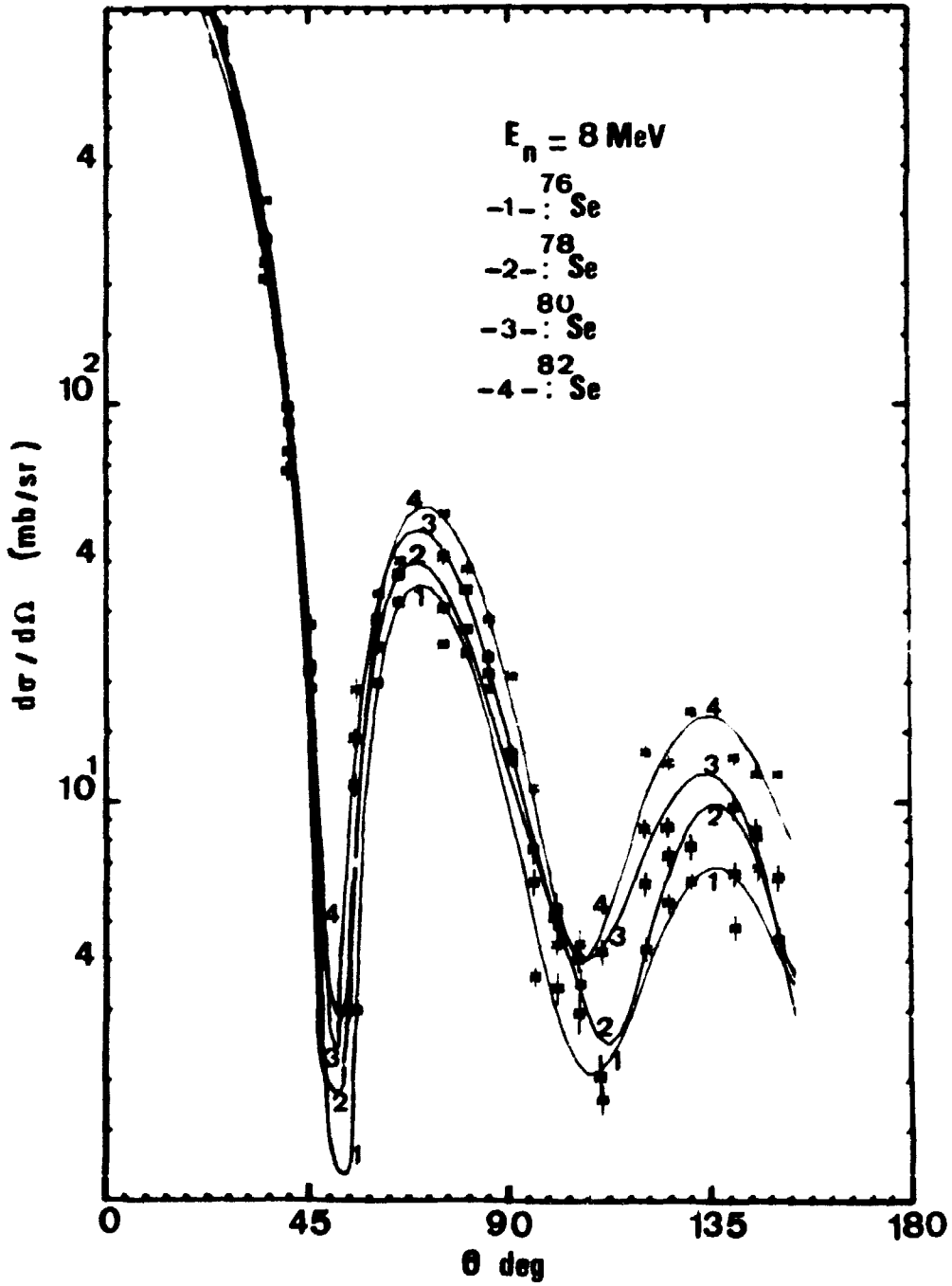
Nous tenons à remercier M. CARLOS (DPh-N/MF) et le Département de Recherche et d'Analyse de Saclay de nous avoir prêté les échantillons. (G. HAOUAT, J. LACHKAR, Y. PATIN, J. SIGAUD, F. COÇU, M.T. McELLISTREM).

* Echantillons en provenance d'URSS.

** Collaborateur étranger - Université de Kentucky, Lexington, Kentucky, USA.

REFERENCES :

- [1] HAOUAT G., LACHKAR J., SIGAUD J., PATIN Y., COÇU F.,
RAPPORT CEA-R-4641 (1974).
- [2] PEREY C.M., PEREY F.G., Phys. Lett. 26B (1968) 123.
- [3] SATCHLER GR in "Isospin in Nuclear Physics" North-Holland
Publishing Company, Amsterdam (1969).
- [4] MENET J.J.H, Phys. Rev. C4 (1971) 1114.
BECCHETTI F.D., GREENLEES G.W., Phys. Rev. 182 (1969) 1190.
- [5] HOLMQUIST B., WIEDLINK T., Nucl. Phys. A188 (1972) 24.
- [6] NEWSTEAD C.M., DELAROCHE J., CAUVIN B., Comptes-Rendus Int. Conf.
on Statistical Properties of Nuclei, Albany (N.Y.) (1971) -
Plenum Press (1972) p. 367.



B-I-4 - Fig. 1 : Distribution angulaire des neutrons diffusés élastiquement par les isotopes de Se à l'énergie des neutrons de 8 MeV.

R-I-5 - ETUDE DES REACTIONS (n,n'γ) SUR LES ISOTOPES PAIRS DE Se, Ge et de Sm.

Nous avons entrepris la mesure des sections efficaces de production de rayons γ émis après diffusion inélastique des neutrons par ^{76}Se , ^{78}Se , ^{80}Se , ^{82}Se , ^{76}Ge dans la gamme d'énergie de 2,5 à 4,5 MeV et par ^{148}Sm , ^{152}Sm et ^{154}Sm à l'énergie des neutrons incidents de 8 MeV.

Les neutrons sont produits à l'aide de la réaction $T(p,n)^3\text{He}$ en bombardant une cible gazeuse de tritium avec un faisceau de protons issus de l'accélérateur Van de Graaff Tandem. Le courant moyen est de $2\mu\text{A}$. La dispersion totale en énergie des neutrons incidents ainsi obtenus est de 160 keV. Le spectromètre γ utilisé dans ces expériences a été décrit précédemment [1]. Il se compose d'une diode Ge(Li) coaxiale cylindrique de 100 cm³ entourée d'un scintillateur NaI(Tl) en forme de manchon. La détection des photons s'accompagne d'une chronométrie par temps de vol qui permet de discriminer les photons de desexcitation des neutrons diffusés d'une part et des rayons γ parasites d'autre part. Pour chaque transition γ, la section efficace différentielle de production de rayonnement γ par la réaction (n,n'γ) est déterminée en valeur absolue avec une précision variant entre 10 et 20 % suivant l'énergie et l'intensité de la transition. Les méthodes de mesure et d'analyse ont été décrites dans la référence [2].

Les mesures ont été faites, pour les isotopes pairs de Se et pour ^{76}Ge , à onze énergies de neutrons comprises entre 2,2 et 4,1 MeV et séparées de 200 keV (Fig.1). Nous avons ainsi enregistré la fonction d'excitation à 55 degrés des principales transitions observées. Ces mesures permettent de préciser le schéma de niveaux de ces noyaux. En outre, les distributions angulaires des transitions les plus alimentées ont été mesurées à l'énergie des neutrons de 3 MeV ; elles permettent de déduire le rapport de mélange de multipolarités de la transition analysée et le spin de son niveau initial.

En utilisant les mêmes techniques expérimentales, nous avons enregistré la distribution angulaire des principales transitions émises après diffusion inélastique des neutrons de 8 MeV par ^{148}Sm , ^{152}Sm , ^{154}Sm . Cette étude de complète l'étude de la déformation des noyaux de Sm. Le but est de préciser la nature des excitations fortement couplées à la bande du fondamental dans le cas des noyaux déformés de ^{152}Sm et de ^{154}Sm . Le traitement des données expérimentales est en cours.

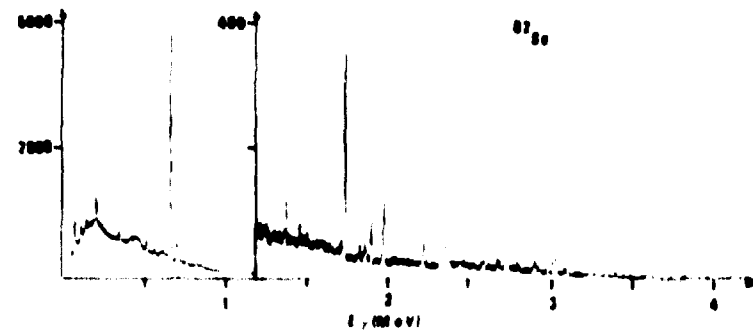
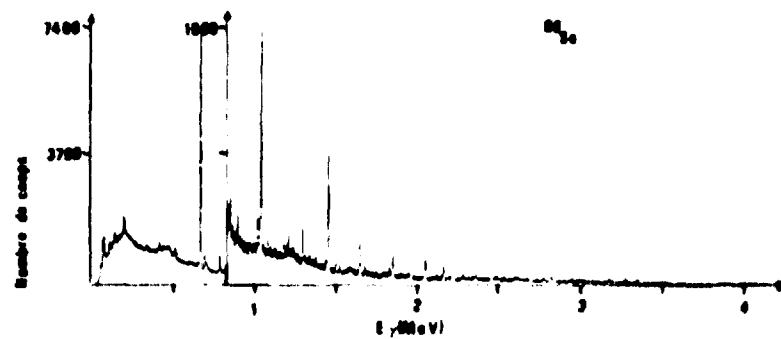
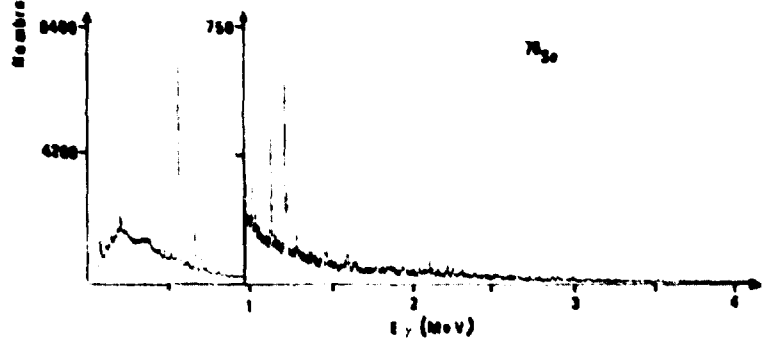
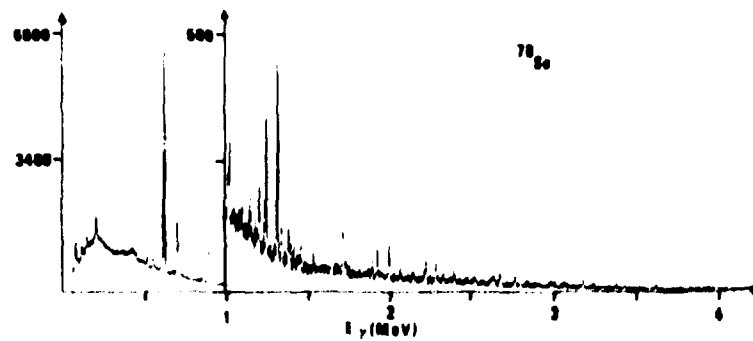
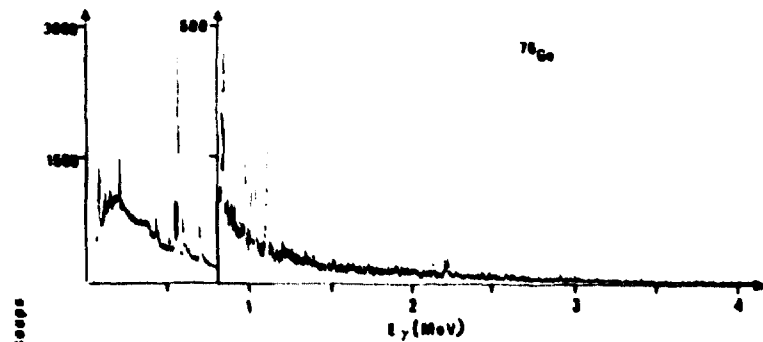
(J. SIGAUD, J. LACHKAR, Y. PATIN, G. HAOUAT, M.T.McELLISTREM[✱], R. SHAMU^{✱✱}).

✱ Collaborateur étranger Université de Kentucky, USA.

✱✱ Collaborateur étranger Université de Michigan, USA.

REFERENCES :

- [1] CHARDINE J., HAOUAT G., HUMEAU C., LACHKAR J., SIGAUD J.,
Rapport CEA-R-3747 (1967).
- [2] LACHKAR J., SIGAUD J., PATIN Y., HAOUAT G., Nucl. Phys. A222,
(1974) 333.



B-I-5 - Fig. 1 : Spectre en énergie des rayons γ émis à 55 deg après diffusion inélastique des neutrons sur les isotopes de ^{76}Ge , de ^{76}Se , ^{78}Se , ^{80}Se et ^{82}Se à l'énergie des neutrons incidents de 4,1 MeV.

B-II - ETUDE DES REACTIONS NUCLEAIRES A TROIS CORPS -

Nous avons déjà étudié les trois réactions $D(p,np)P$, $D(n,p)2n$, $D(d,dn)P$ avec des conditions expérimentales qui fixent entièrement la cinématique. La théorie des collisions leur a été appliquée avec des potentiels nucléaires conservant l'isospin. Par le choix de ce modèle on met en évidence certaines relations de symétrie entre les éléments de matrice spatiaux. Ces relations se déduisent rigoureusement de l'antisymétrie des fonctions d'onde initiales et finales. Pour l'étude quantitative nous nous limitons à l'approximation de Born en ondes planes. Dans ce modèle simple les résultats obtenus sont identiques pour les deux réactions $D(p,np)_p$ et $D(n,np)_n$ dans des mêmes géométries.

B-II-1- Réaction $D(p,np)P$:

Les calculs de cette réaction ont été effectués avec le modèle décrit en utilisant des potentiels nucléon-nucléon de forme :

$$V(|\vec{r}_i - \vec{r}_j|) = \left\{ V_0 + U_0 \vec{\sigma}_i \cdot \vec{\sigma}_j \right\} f(|\vec{r}_i - \vec{r}_j|)$$

la fonction $f(|\vec{r}_i - \vec{r}_j|)$ est une gaussienne et les paramètres sont choisis de façon à respecter les longueurs de diffusion et les portées effectives données par la littérature.

La forme de la section efficace de la coïncidence exprimée en fonction de l'énergie d'une des particules est une courbe en cloche où le maximum est atteint lorsque l'énergie de la particule non détectée est minimale.

Par cette méthode nous reproduisons convenablement la forme de la section efficace mesurée (p-n) en fonction de l'énergie du proton. La forme de la section efficace (p-p) est légèrement plus large et nous retrouvons également cet effet.

Les valeurs absolues sont surestimées d'un facteur deux.

D'autre part, l'expérience prouve [1 et 2] que la section efficace (p-n) au maximum est, dans une large gamme d'énergie, environ deux fois plus grande que la mesure en coïncidence proton-proton au pic.

Dans notre modèle réaliste, nous montrons qu'avec le seul potentiel nucléon-nucléon V_0 il est impossible de retrouver ce rapport. Avec V_0 et U_0 (liés aux potentiels triplet et singulet) nous retrouvons un rapport satisfaisant de 1,7 pour des longueurs de diffusion $l^t = 5,32$ fm et $U^s = -23,46$ fm.

B-II-2- Réaction $D(n,p)2n$:

a) La conservation de l'isospin impose que la section efficace de la coïncidence (p-n) dans la réaction $D(n,p)n$ soit identique à la section efficace (p-n) pour $D(p,p)p$. De même, une coïncidence (n-n) serait identique à une coïncidence (p-p), l'effet coulombien étant négligé. La mesure expérimentale de (n-n) comparée à celle de (p-p) donnerait une appréciation du rôle joué par la charge.

b) La réaction $D(n,p)2n$ a été étudiée dans un cas de cinématique incomplète en mesurant le spectre des protons émis à $\theta = 0^\circ$ par rapport à l'axe du faisceau incident. Dans ces conditions, on obtient un pic pour les énergies élevées du proton. Le calcul appliqué à cette réaction reproduit la forme expérimentale (fig.1). Le pic résulte de l'accroissement des éléments de matrice spatiaux. Une part importante est vraisemblablement due à la quasi diffusion libre, ce qui n'élimine pas une contribution de l'interaction dans l'état final des deux neutrons.

B-II-3- Réaction $d+D \rightarrow n+p+d$:

Dans cette réaction trois types de forces nucléon-nucléon ont été essayées.

$$a) V_0 \delta(|\vec{r}_i - \vec{r}_j|) ; V_0 = -1100 \text{ MeV fm}^3$$

$$b) V_g e^{-h|\vec{r}_i - \vec{r}_j|} ; V_g = -50 \text{ MeV} , h = 0,4 \text{ fm}^{-2}$$

$$c) (V_0 + U_0 \vec{\sigma}_i \cdot \vec{\sigma}_j) e^{-h|\vec{r}_i - \vec{r}_j|}^2$$

Dans le cas C, le plus élaboré, nous retrouvons convenablement la forme de la coïncidence (D-n) (fig.2), par contre la coïncidence (p-n) (fig.3) est nettement élargie par rapport aux résultats expérimentaux. Nous constatons également que les sections efficaces calculées sont 200 fois plus grandes que les données expérimentales. Ce résultat n'est pas surprenant : car pour une énergie incidente aussi faible que 12 MeV et une réaction aussi complexe, l'approximation du premier ordre est largement insuffisante. Par ce calcul, les coïncidences (D-p) ont même intensité que des coïncidences (D-n). Une différence entre ces deux mesures met en évidence l'influence de l'effet coulombien qui est relativement faible puisque leur rapport est de 1,2.

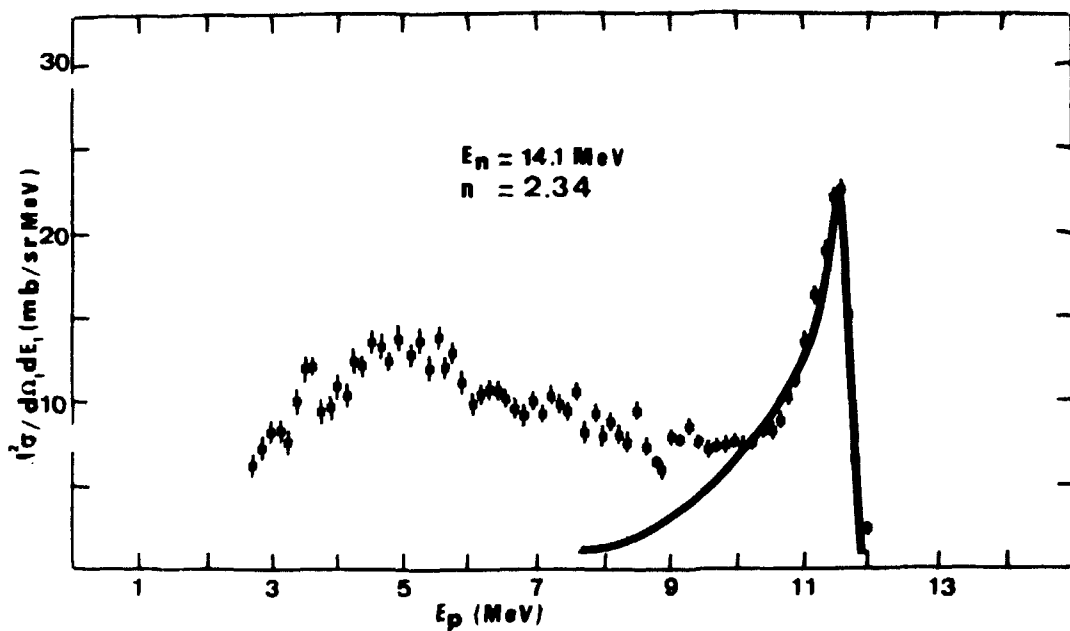
(F. COÇU et G. AMBROSINO).

REFERENCES :

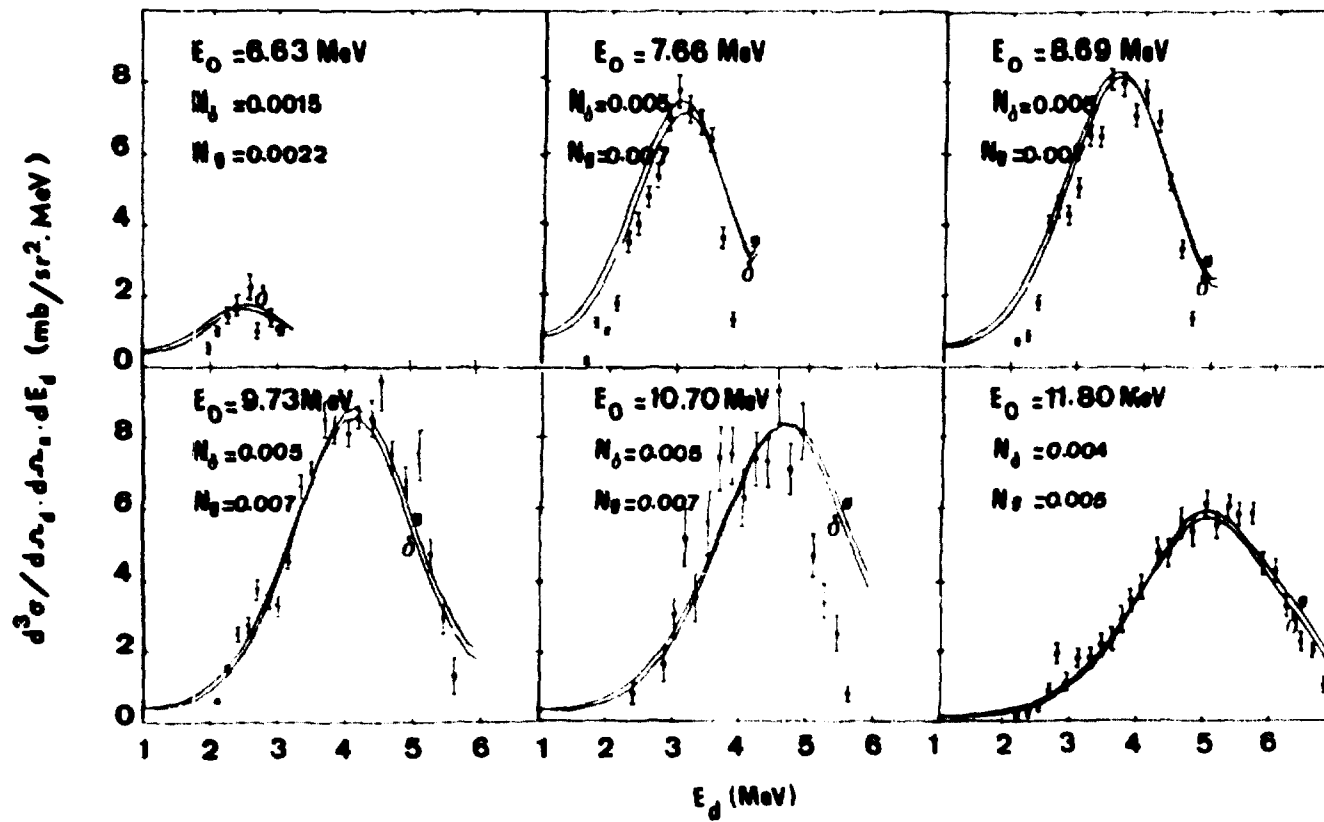
- [1] P. COGU, G. AMBROSINO, D. GUERREAU, Communication soumise à la Conférence Internationale sur les "Problèmes à petit nombre de corps dans la physique du noyau et des particules élémentaires", Université de Laval, QUEBEC, 1974.

- [2] V. VALKOVIC, D. RENDIC, V.A. OTTE, W. VON WITSCH et O.C. PHILLIPS, Nucl. Phys. A166 (1971) 547.

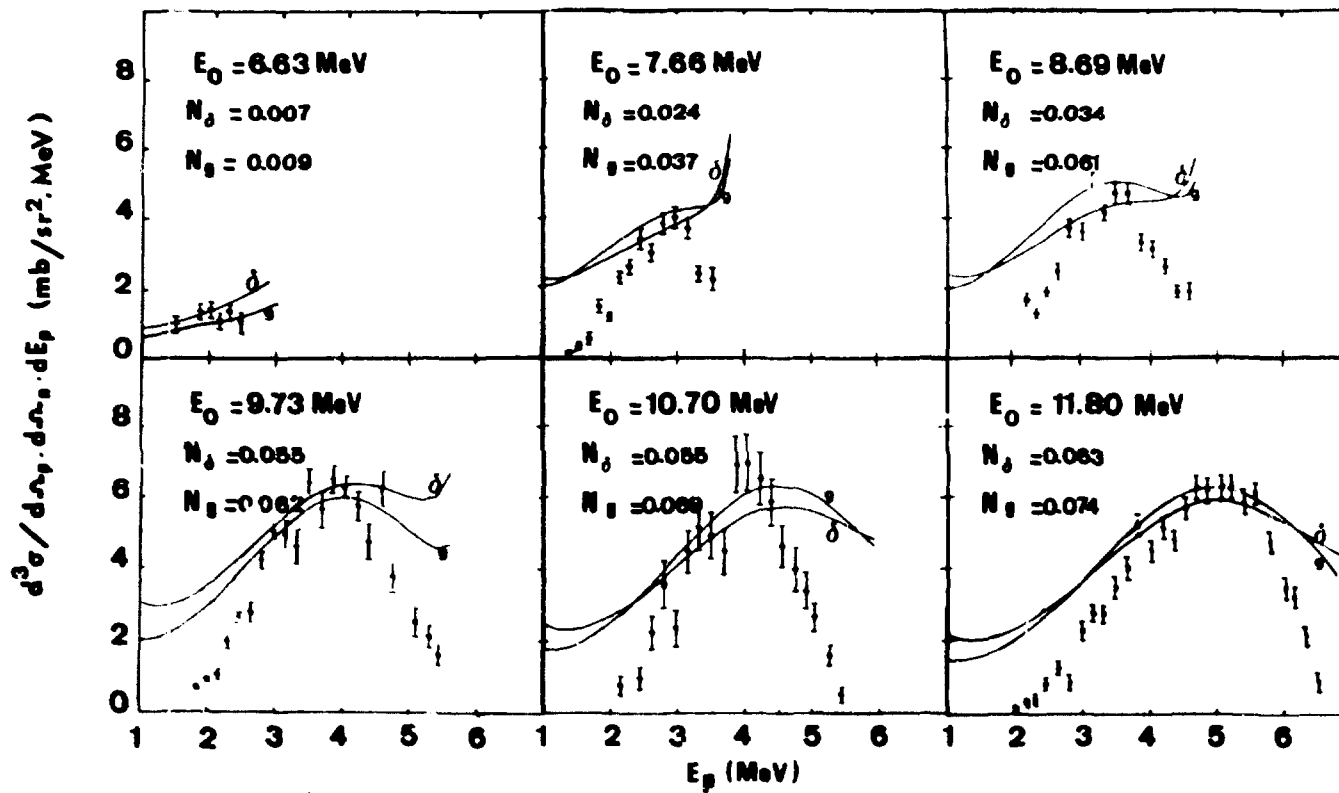
- [3] F. COGU, G. AMBROSINO, D. GUERREAU, J. LACHKAR, International Symposium on neutron induced reaction, SMOLENICE 01-07 Sept. 1974.



B-II - Fig. 1 : Spectre des protons de recul à $\langle \theta \rangle = 0^\circ$ dans la réaction $n+D \rightarrow n+p$. Le coefficient indiqué sur la figure est le rapport de la section efficace théorique sur la mesure expérimentale ramenée au pic d'interaction neutron-neutron. La courbe en trait plein est le résultat d'un calcul qui fait appel à l'approximation des ondes planes.



B-II - Fig. 2 : Spectres de coïncidence deuteron-neutron dans la réaction $d+d \rightarrow n+p+d$ pour $\theta_d = 19^\circ, 5$ et $\theta_n = -30^\circ$. Les coefficients indiqués sur la figure sont définis par le rapport de la section efficace expérimentale à la section efficace théorique ramenée au pic de quasi-diffusion libre. Ces coefficients sont différents suivant les types de potentiels nucléon-nucléon que nous avons choisis. Les courbes en trait plein sont le résultat d'un calcul qui fait appel à l'approximation des ondes planes.



B-II -Fig. 3 : Spectres de coïncidence proton-neutron dans la réaction $d+D \rightarrow n+p+d$ pour $\theta_p = 19^\circ,5$
 $\theta_n = -30^\circ$.

B-III - MESURES DE SECTION EFFICACES DE REACTION -

B-III-1-CALCUL DE L'EFFICACITE D'UN DETECTEUR DE NEUTRONS -

La mesure de sections efficaces absolues faisant intervenir la détection de neutrons nécessite la connaissance précise de l'efficacité du détecteur. Cette efficacité peut être soit mesurée, par la méthode de la particule associée par exemple, soit calculée. La mesure ne peut que difficilement être répétée avant chaque expérience et aussi doit-on faire appel à des efficacités calculées soit par la méthode de Monte-Carlo soit par une méthode analytique. Les programmes basés sur la méthode de Monte-Carlo [1-4] sont souvent volumineux et utilisent un temps de calcul très long pour obtenir une bonne précision. Par contre la méthode analytique est beaucoup plus rapide et les programmes correspondants [5-6] peuvent être utilisés sur des petits calculateurs.

A l'aide de la seconde méthode, un programme de calcul d'efficacité a été écrit en partant des idées de base proposées par KURZ [5]. Ce programme est utilisable dans le cas d'un faisceau de neutrons parallèle et uniforme arrivant perpendiculairement à une face plane d'un détecteur hydrocarboné cylindrique (épaisseur l).

- Méthode de calcul .

L'efficacité de détection est définie par la probabilité qu'a un neutron d'induire une lumière de scintillation supérieure à un seuil fixé.

Pour $E_n < 10$ MeV, les phénomènes prépondérants sont la diffusion élastique n-p et les diffusions doubles n-p, n-p et n-C, n-p, mais, pour $E_n > 10$ MeV, les réactions nucléaires sur le carbone ne peuvent plus être négligées. Les réactions introduites dans le programme sont rassemblées dans le tableau suivant :

	Q (MeV)	E_n seuil (MeV)
Réactions simples	1. n-p	0
	2. $^{12}\text{C}(n,\alpha)^9\text{Be}$	- 5.702
	3. $^{12}\text{C}(n,p)^{12}\text{B}$	-12.588
	4. $^{12}\text{C}(n,n'3\alpha)$	- 7.65
Diffusions doubles	5. n-p, n-p	0
	6. n-C, n-p	0
	7. n-C*, n-p	- 4.439

Les sections efficaces adoptées pour ces réactions sont celles utilisées dans le code 05S et sont de plus considérées comme isotropes dans le centre de masse, sauf la diffusion n-p pour $E_n > 10$ MeV pour laquelle la distribution angulaire proposée par GAMMEL [7]ⁿ a été employée .

L'efficacité totale de détection est calculée comme étant la somme des efficacités partielles ϵ_i dues à chacune des 7 réactions .

- Réactions simples .

La contribution de la réaction 1 s'exprime par :

$$\epsilon_1 = n_H \int_0^l e^{-\bar{\Sigma}(E_n) x} dx + \int_{-1}^{X'_{\max}} \frac{d\sigma_{n-p}}{d\omega}(E_n, X') dX'$$

où : $\bar{\Sigma}(E_n) = n_H \sigma_H(E_n) + n_C \sigma_C(E_n)$

n_H = nombre d'atomes d'hydrogène par cm^3 .

n_C = nombre d'atomes de carbone par cm^3 .

$\sigma_H(E_n)$ = section efficace totale de diffusion n-p .

$\sigma_C(E_n)$ = section efficace totale de diffusion sur le carbone .

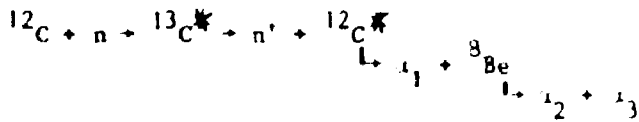
$X'_{\max} = \cos \theta_{\text{cm}}$, θ_{cm} étant l'angle maximal dans le centre de masse en deçà duquel la particule chargée produit une lumière supérieure au seuil .

$\frac{d\sigma_{n-p}}{d\omega}(E_n, X')$ = section efficace différentielle de la diffusion n-p .

La première intégrale représente l'absorption du flux de neutrons au sein du détecteur tandis que la seconde est proportionnelle à la probabilité de détection . Toutes les intégrales sont calculées par la méthode de Gauss à 16 points .

Les efficacités partielles dues aux réactions 2 et 3 sont calculées par des relations analogues .

Le mécanisme de la désintégration $^{12}\text{C}(n, n' 3 \alpha)$ est complexe et assez mal connu. Le schéma suivant a été adopté [8] :



en utilisant les rapports d'embranchement proposés par DIETZE [8], en fonction de E_n et de l'énergie d'excitation du ^{12}C :

$$\epsilon_4 = n_C \int_0^1 e^{-\bar{\sigma}(E_n)x} dx \cdot \mathcal{J}_4(E_n) f_{3\alpha}(E_n)$$

où $f_{3\alpha}(E_n)$ est la probabilité pour que la lumière produite par les 3 particules α soit supérieure au seuil.

- Réactions doubles .

La contribution de la réaction 5 est donnée par :

$$\epsilon_5 = n_C \int_0^1 e^{-\bar{\sigma}(E_n)x} dx \cdot 2 \int_{X'_{\max}}^1 \frac{d\sigma_{n-p}}{d\omega}(E_n, X') dX' \cdot n_H$$

$$\int_0^1 e^{-\bar{\sigma}(E'_n)u} du \cdot 2 \int_{-1}^{X''_{\max}} \frac{d\sigma_{n-p}}{d\omega}(E'_n, X'') dX''$$

où E'_n est l'énergie dans le système du laboratoire, du neutron diffusé suivant l'angle θ_{cm} dans le premier choc. La seconde intégrale représente la fraction des neutrons n'ayant pas donné de lumière supérieure au seuil dans le premier choc. La troisième est l'absorption calculée pour une distance moyenne d'échappement du cylindre. Cette distance est fonction à la fois de la profondeur x où a lieu le premier choc et de la direction de diffusion θ . La dernière intégrale représente la fraction des neutrons qui, dans un deuxième choc, donne une lumière totale supérieure au seuil.

Les efficacités partielles dues aux réactions 6 et 7 sont calculées par des relations similaires.

La variation de ces différentes efficacités partielles en fonction de E_n est représentée sur la figure 1, dans le cas d'un seuil de détection correspondant à $E_n = 1$ MeV . Cette figure montre clairement les contributions importantes des réactions 5 et 6 à basses énergies ($E_n < 7$ MeV) et de la réaction 4 pour $E_n > 14$ MeV .

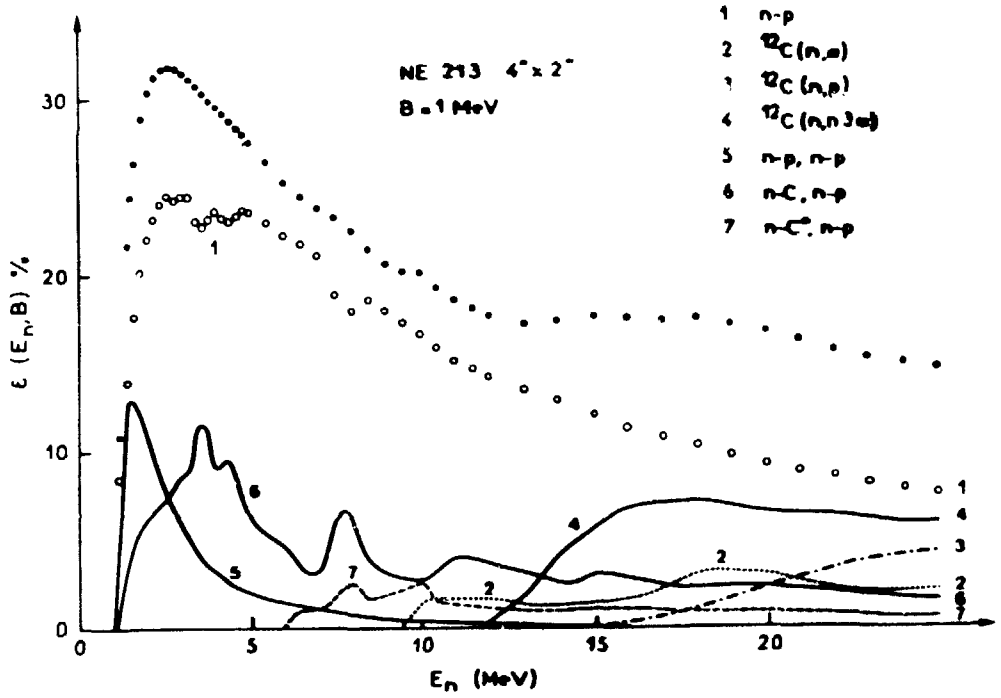
- Comparaison avec les résultats du code 05S .

La figure 2 regroupe les résultats obtenus, dans le cas d'un scintillateur NE 213 4"x2", par la méthode analytique et ceux déduits du code 05S pour 3 seuils différents, $B = 1, 2$ et 3 MeV . Les deux méthodes sont en bon accord pour $4 < E_n < 12$ MeV, l'écart n'excédant pas 4% . Par contre, au voisinage de $E_n = 14$ MeV, nos résultats sont inférieurs à ceux de 05S et ceci pour les 3 valeurs du seuil, la différence étant d'autant plus importante que le seuil diminue . Au delà de $E_n = 20$ MeV, l'efficacité calculée par 05S augmente légèrement tandis que nos résultats décroissent en fonction de E_n .

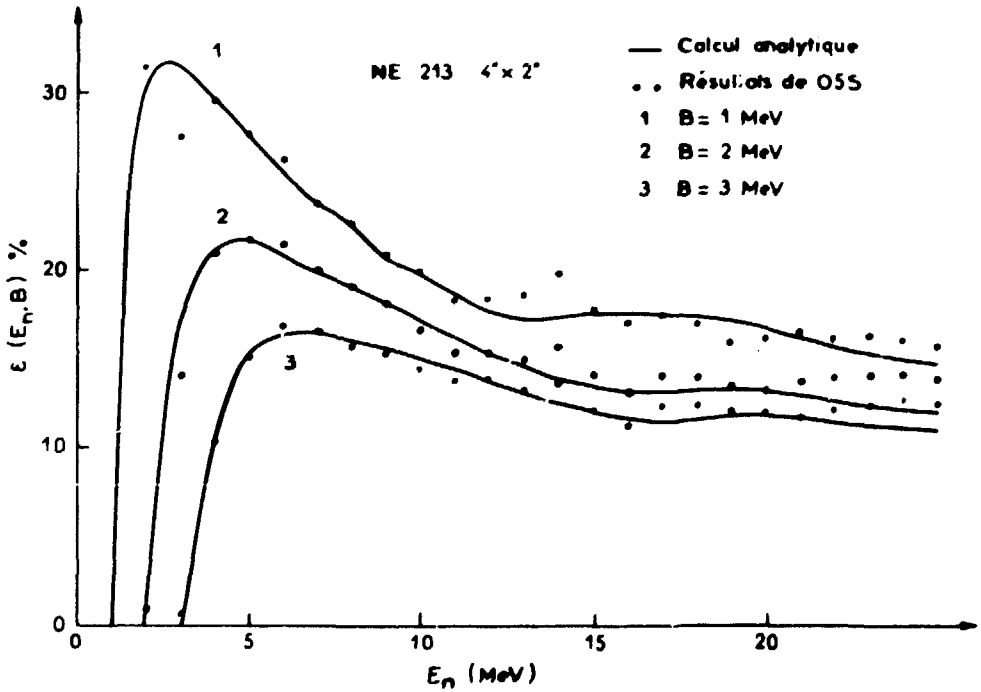
(O. BERSILLON) .

- R E F E R E N C E S -

- [1] - V.V. VERBINSKI, W.R. BURRUS, T.A. LOVE, N.W. HILL, R. TEXTOR
Nucl. Instr. Metho. 65 (1968) 8 ; R.E. TEXTOR, V.V. VERBINSKI
ORNL-4160 (1968) .
- [2] - B. GUSTAFSSON and O. ASPELLUND - Nucl. Instr. Meth. 48 (1970) 77 .
- [3] - W.W. LINDSTROM and B.D. ANDERSON - Nucl. Instr. Meth. 98 (1972)
413 .
- [4] - D. HERMSDORF, K. PASIEKA and D. SEELIGER - Nucl. Instr. Meth. 107
(1973) 259 .
- [5] - R.J. KURZ - UCRL 11339 (1964) .
- [6] - S.T. THORNTON and J.R. SMITH - Nucl. Instr. Meth. 96 (1971) 551 .
- [7] - J.L. GAMMEL in fast neutron physics (J.B. MARION and J.L. FOWLER)
(1963) .
- [8] - G. DIETZE - Physikalisch Technische Bundesanstalt - Rapport ND-4
(1973) .



B-III-1 - Fig. 1: Contribution des différentes réactions à l'efficacité totale (•). Les efficacités partielles relatives aux réactions 2 à 7 sont multipliées par 2.



B-III-1 - Fig. 2: Comparaison des résultats du calcul analytique et du code O5S.

3-III-2 - DETERMINATION DES SECTIONS EFFICACES DE CAPTURE

L'examen des demandes de constantes nucléaires fait ressortir un besoin très important de sections efficaces (n, γ) sur une gamme d'énergie s'étendant de 1 Kev à 3 Mev. Des évaluations peuvent répondre partiellement à ces demandes, mais d'une façon générale, les résultats expérimentaux disponibles sont très peu nombreux dans la partie haute de cette gamme d'énergies incidentes. Rares sont les mesures effectuées avec des neutrons ayant une énergie supérieure à 700 Kev. Pour répondre de façon satisfaisante à ces demandes (domaine d'énergie étendu jusqu'à 3 Mev, éléments fissiles ou non) des mesures sont nécessaires.

- Le dispositif envisagé pour réaliser ces mesures est basé sur l'utilisation d'un gros scintillateur liquide. Il permet de discriminer les rayonnements γ de capture des rayonnements γ produits soit par diffusion inélastique soit par fission (éléments fissiles).
- Des évaluations sont en cours sur le Tl naturel, ^{203}Tl et ^{205}Tl .

(J. VOIGNIER, G. GRENIER, M. CANCE).

S-III-3 - MESURE DES SECTIONS EFFICACES (n,2n) ET (n,3n) DU SEUIL A 15 MeV.

Le rapport CEA-R-4627 présente de façon détaillée le principe de la mesure des sections efficaces (n,2n) et (n,3n) basée sur la technique du gros scintillateur liquide chargé au Gadolinium. Cette technique repose sur la détection directe des neutrons de la réaction (n,2n) ou (n,3n). Les erreurs systématiques éventuelles sont différentes de celles qui peuvent s'introduire dans la technique de mesure par activation, généralement utilisée dans d'autres laboratoires. La comparaison des résultats obtenus par ces deux techniques complémentaires devrait donc permettre une bonne estimation des erreurs systématiques et devrait conduire à une meilleure connaissance des sections efficaces (n,2n) et (n,3n).

Le rapport CEA-R-4627 présente les résultats obtenus en 1973 pour les sections efficaces (n,2n) de ^{56}Fe , ^{59}Co , ^{89}Y , ^{169}Tm , ^{175}Lu , ^{181}Ta , ^{197}Au , ^{209}Bi , ^{238}U et la section efficace (n,3n) de ^{238}U . Ces résultats ont été complétés en 1974 par une nouvelle série de mesures. Les sections efficaces (n,2n) de ^{93}Nb , ^{103}Rh , W, Ni, Pt ont également été mesurées du seuil à 15 MeV.

Nous avons d'autre part mesuré la section efficace (n,2n) des isotopes 76, 78, 80 et 82 du Sélénium, à partir d'isotopes séparés provenant d'URSS. L'interprétation de ces résultats est en cours, en liaison avec Melle JARY qui réalise le calcul de ces sections efficaces à partir d'un modèle statistique. L'effort a porté également sur la mesure des sections efficaces (n,2n) et (n,3n) de ^{235}U et ^{239}Pu . Les résultats sont reproductibles pour ^{235}U en dessous de 12 MeV. La dispersion des résultats obtenus entre 12 et 15 MeV est due au taux important de neutrons parasites qui accompagnent la réaction $\text{D}(d,n)^3\text{He}$ productrice des neutrons incidents. La solution est à rechercher dans l'utilisation des réactions $\text{T}(p,n)^3\text{He}$ et $\text{T}(d,n)^4\text{He}$ pour produire les neutrons incidents.

Des résultats très encourageants ont également été obtenus en dessous de 12 MeV pour ^{239}Pu . Ils devront être confirmés par une mesure ultérieure.

(J. FREHAUT, G. MOSINSKI, R. BOIS).

B-111-4 - MESURE DES SECTIONS EFFICACES DE FISSION.

Les mesures de sections efficaces de fission de ^{235}U effectuées avec des neutrons d'énergie comprise entre 0,5 et 2,2 MeV correspondent à la première étape du programme de mesures de sections efficaces de fission mis sur pied pour répondre aux demandes des utilisateurs des données nucléaires.

Ces mesures nous permettent, d'une part de contrôler notre technique expérimentale dans un domaine d'énergie où les données évaluées sont les plus précises, d'autre part de comparer les trois modes d'utilisations possibles d'une chambre d'ionisation pour ce type de mesure : chambre 2π , chambre 4π et chambre 4π avec corrélation des fragments.

- Technique expérimentale :

Un dépôt de $100\ \mu\text{g}/\text{cm}^2$ d'acétate de ^{235}U , déposé par électrospraying sur du Vyns métallisé de $30\ \mu\text{g}/\text{cm}^2$, constitue l'électrode centrale de la chambre d'ionisation 4π utilisée.

Le flux des neutrons, produits par la réaction $\text{T}(p,n)^3\text{He}$ avec l'accélérateur Van de Graaff 4 MeV, est déterminé par un long compteur directionnel.

L'acquisition des quatre paramètres : l'énergie de chacun des deux fragments de fission, la somme des énergies des fragments et l'instant où se produit la fission, est réalisée avec l'aide d'un Mitra 15.

Un prétraitement en ligne permet de constituer, après élimination des fissions fortuites, les trois spectres suivants :

- le spectre d'énergie des fragments de fission détectés.
- le spectre de la somme des énergies de ces fragments de fission.
- le spectre de la somme des énergies des fragments de fission corrélés.

Ces spectres (figures 1,2 et 3) qui correspondent aux trois modes d'utilisation de la chambre d'ionisation, permettent de comparer ceux-ci pour des conditions expérimentales identiques.

- Résultats :

L'exploitation de ces spectres montre qu'entre les deux modes d'utilisation 4π et 2π .

- la proportion des fissions perdues dans le premier cas est inférieure à 1 %.
- le pourcentage du nombre de fissions obtenu par extrapolation du spectre vers les basses énergies est aussi deux fois plus petit dans le cas 4π , d'où une erreur correspondante diminuée d'autant.

D'autre part les résultats très proches obtenus avec les modes 2π et 4π avec corrélation des fragments, font apparaître tout l'intérêt de ce dernier mode lorsque l'activité alpha devient importante. Des mesures complémentaires, nécessaires à la détermination des valeurs des sections efficaces de fission, sont en cours.

- Mesures envisagées

Ce programme sera poursuivi avec la même technique par des mesures simultanées des sections efficaces de fission de ^{235}U et ^{238}U avec des neutrons d'énergie supérieure à 2 Mev, puis par des mesures de sections efficaces du ^{239}Pu .

Parallèlement des mesures seront entreprises sur un corps à très forte activité alpha - ^{241}Am - avec un scintillateur gazeux 4π .

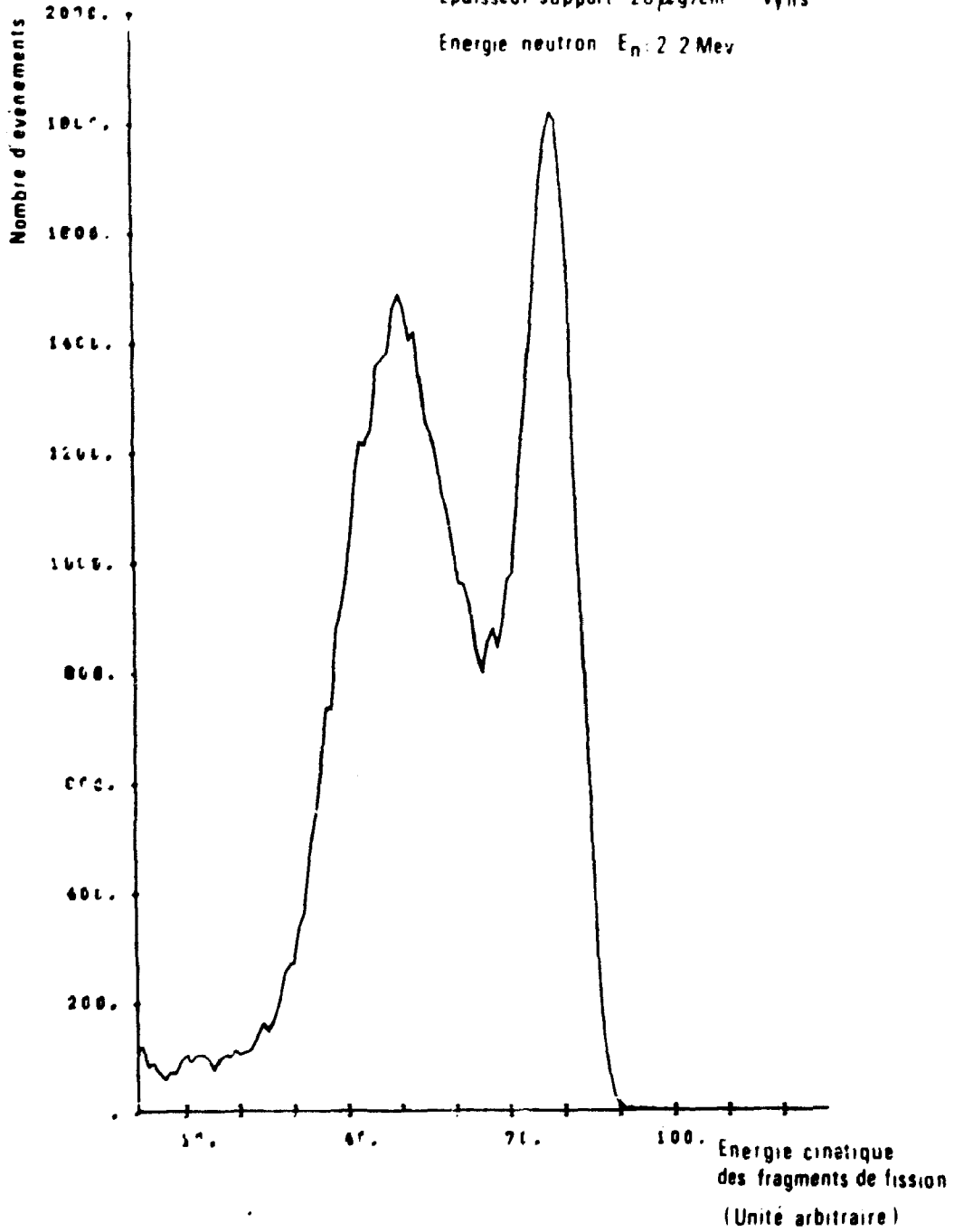
(M. CANCE, G. GRENIER, J. VOIGNIER).

CHAMBRE A FISSION 2π

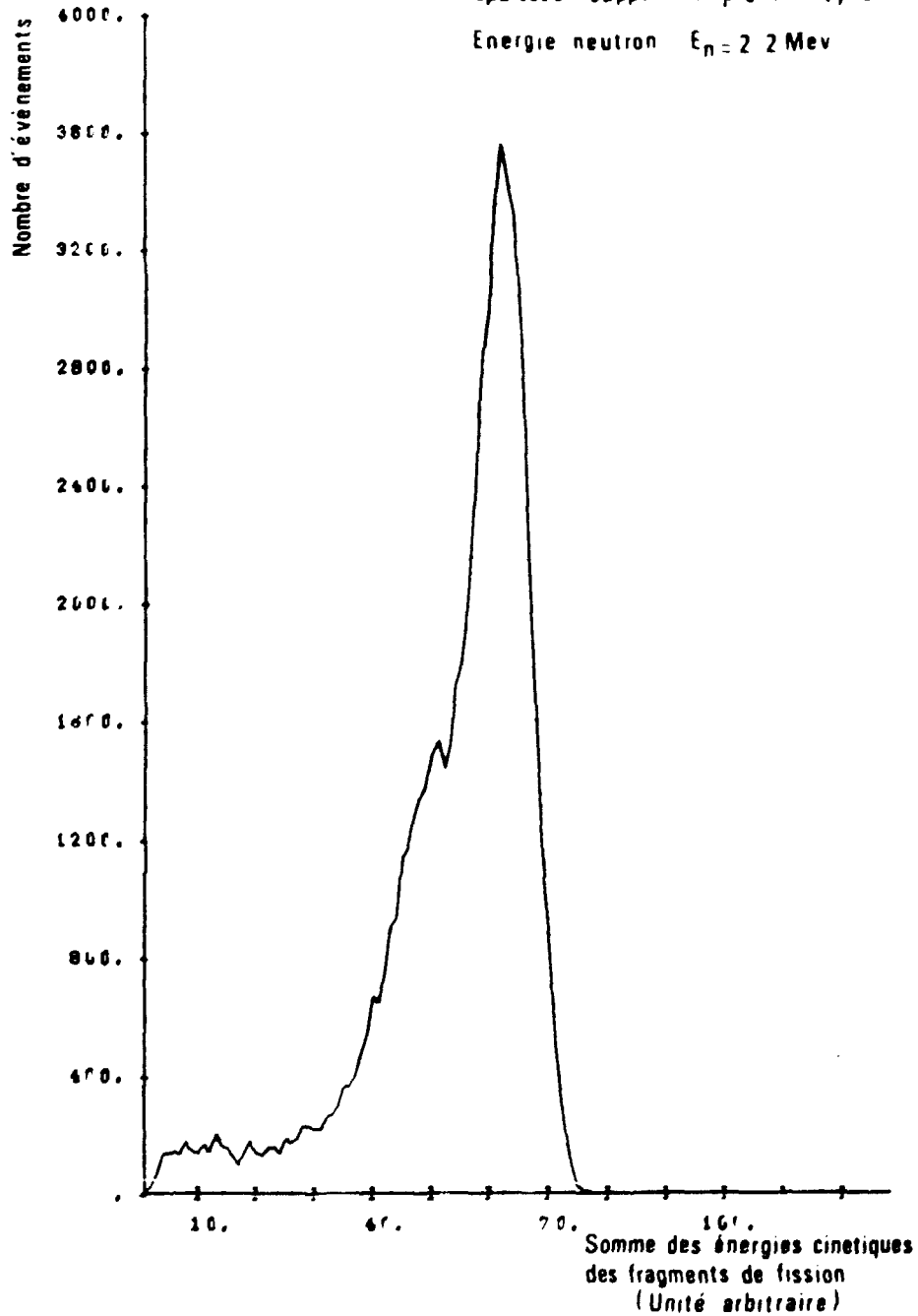
Epaisseur dépôt $100\mu\text{g}/\text{cm}^2$ (Acetate d Uranium 235)

Epaisseur support $20\mu\text{g}/\text{cm}^2$ Vyns

Energie neutron $E_n: 2.2\text{ Mev}$



B-III-4. Fig. 1 : Spectre d'énergie des fragments de fission.

CHAMBRE A FISSION 4π Épaisseur dépôt $100\mu\text{g}/\text{cm}^2$ (Acetate d'Uranium235)Épaisseur support $20\mu\text{g}/\text{cm}^2$ VvnsEnergie neutron $E_n = 2.2\text{ Mev}$ 

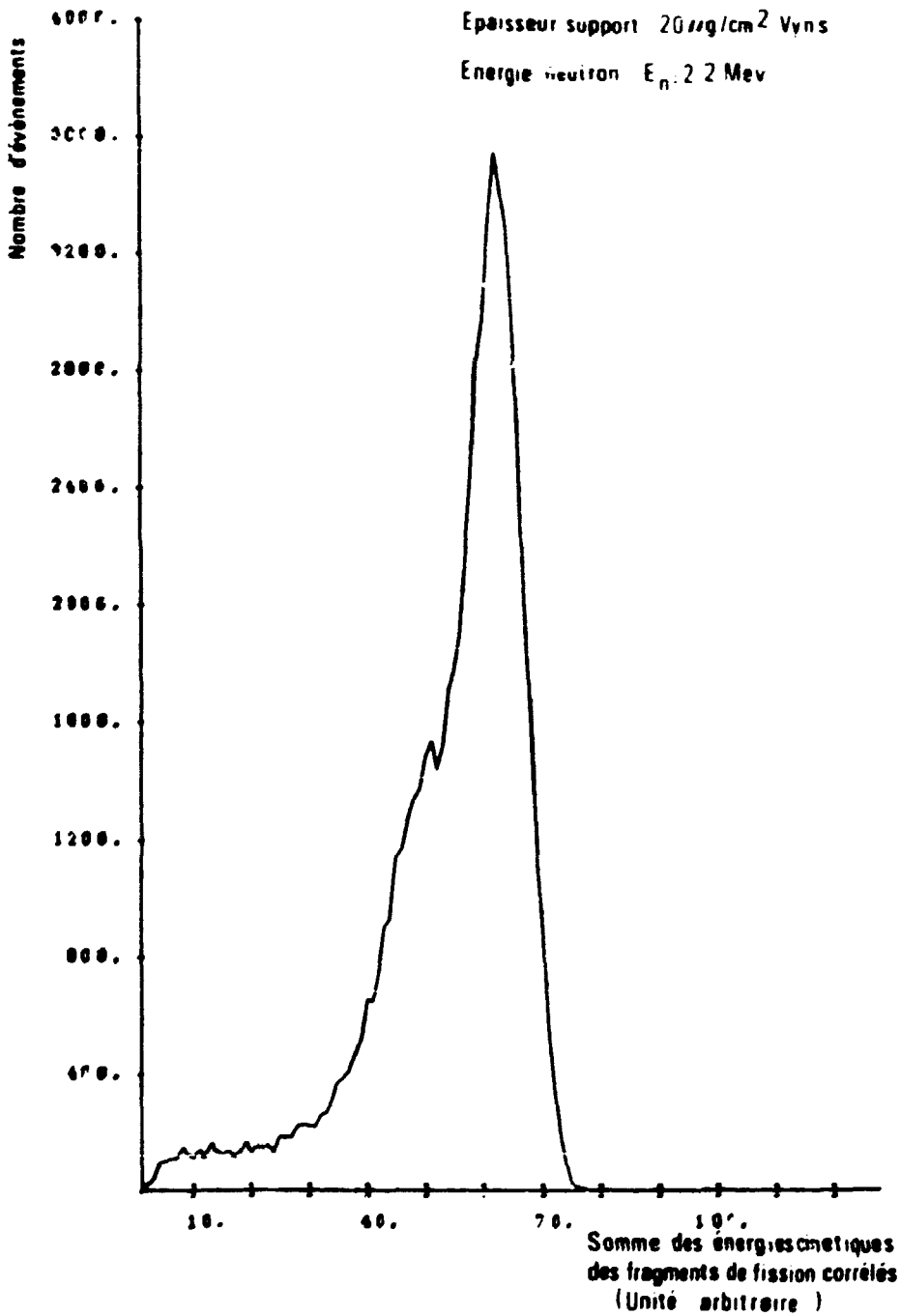
P-III-4. Fig. 2 : Spectre de la somme des énergies des fragments de fission.

CHAMBRE A FISSION 4 π
(Fragments de fission corrélés)

Épaisseur dépôt 100 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ (Acétate d'Uranium 235)

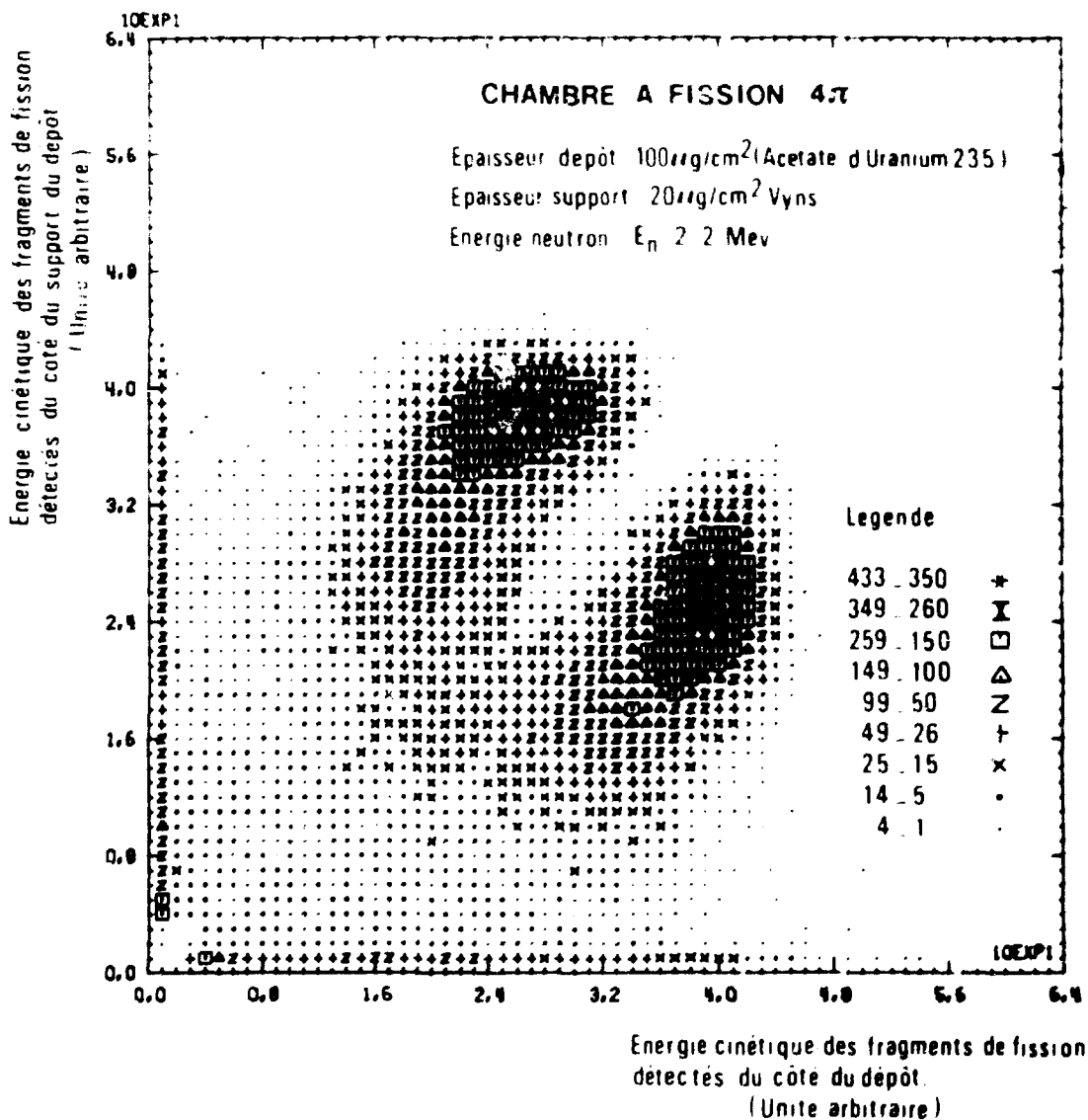
Épaisseur support 20 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ Vyns

Énergie neutron E_n 2.2 Mev



B-III-4 - Fig. 3

B-III-4. Fig. 3 : Spectre d'énergie de la somme des énergies des fragments de fission corrélés.



B-III-4. Fig. 4 : Spectre biparamétrique : de l'énergie des fragments détectés du côté du dépôt et de l'énergie des fragments détectés du côté du support du dépôt.

2.4. ETUDE DE LA FISSION

2.4.1. DETERMINATION EXPERIMENTALE DU SPECTRE EN ENERGIE DES NEUTRONS PROMPTS DE FISSION.

Les précisions de 1 à 5 % actuellement souhaitées pour les spectres en énergie des neutrons prompts de fission, ne sont pas entièrement satisfaites.

Il existe des divergences allant parfois jusqu'à 5 % dans la zone du spectre la mieux connue (2 MeV-7 MeV). Ces divergences proviennent essentiellement de l'imprécision sur l'efficacité des détecteurs à scintillation.

En 1974, nous avons jugé préférable d'interrompre momentanément nos mesures en fission provoquée sur ^{238}U , ^{235}U et ^{239}Pu , afin de faire porter notre effort sur la reproductibilité des mesures.

Nous avons étudié plus particulièrement toutes les questions se rapportant à la stabilité de l'appareillage, aux méthodes de calibration des détecteurs de neutrons, et à l'importance de l'environnement pour les problèmes de bruit de fond. Lorsque le détecteur de neutrons est précédé d'un collimateur, le spectre observé peut être affecté par la position et la constitution de ce collimateur ; nous avons donc examiné également cette question.

Le ^{252}Cf a été suggéré comme standard. Les diverses mesures récentes sont toujours en désaccord entre elles, tant sur les valeurs de l'énergie moyenne, qui divergent de 5 %, que sur la forme du spectre en-dessous de 1 MeV. Nous avons cherché à obtenir avec le ^{252}Cf une forme de spectre reproductible qui puisse servir de référence en fission provoquée. Les mesures ont été réalisées en détectant le rayonnement γ prompt pour identifier la fission. Le spectre en énergie des neutrons prompts est déterminé par la méthode du temps de vol dans l'intervalle 80 KeV - 20 MeV. Le détecteur de neutrons est constitué d'un scintillateur liquide NE213 (diamètre 10 cm, épaisseur 5 cm) couplé à un photomultiplicateur XP1040. Son efficacité est fonction du gain de la chaîne et de la valeur du seuil électronique.

On peut considérer que les seuils électroniques ont une stabilité relativement bonne ; par contre le gain de la chaîne est sensible aux variations de température du scintillateur et du tube photomultiplicateur ainsi qu'aux dérives éventuelles d'autres constituants de la chaîne. Le déplacement du détecteur (agitation du liquide, changement d'orientation par rapport au champ magnétique terrestre) lors d'une distribution angulaire, conduit parfois à une modification du gain de 10 % et par suite à une variation du seuil de détection.

Pour remédier à ces inconvénients, un système de contrôle automatique du gain est utilisé dans la chaîne de détection. Une impulsion lumineuse stable en amplitude, délivrée par une diode photoluminescente, est appliquée sur le scintillateur ; une thermistance compense les variations de la luminescence avec la température. Ce système, couplé à un stabilisateur de pic, et l'utilisation de sources gamma pour la calibration, nous ont permis d'effectuer des mesures parfaitement stables et reproductibles sur le spectre des neutrons de fission du ^{252}Cf à plusieurs mois d'intervalles.

Lorsque le seuil de détection a une valeur inférieure à 1 Mev, il est difficile de connaître sa valeur exacte car les rapports de scintillation entre électron et proton diffèrent suivant les auteurs. Nous avons effectué des mesures de ce rapport dans la gamme d'énergie 80 KeV à 20 MeV. Le tableau ci-dessous donne les rapports de scintillation obtenus dans le cas du scintillateur NE213.

Energie proton (Mev)	0,080	0,160	0,235	0,320	0,400	0,465	0,520						
Energie électron(Mev)	0,010	0,020	0,030	0,040	0,050	0,060	0,070						
	0,580	0,690	0,890	1,070	1,220	1,590	1,820	2,35	2,9	5	9,2	11	
	0,080	0,100	0,150	0,200	0,250	0,400	0,500	0,750	1	2	4	5	

Nos résultats expérimentaux sur la forme du spectre des neutrons prompts de fission du ^{252}Cf sont bien représentés par une loi de Maxwell $N(E) = KE^{1/2} e^{-E/T_f}$ entre 1 et 10 MeV, avec $T_f = 1,48 \pm 0,02$ MeV.

Au dessous de 1 MeV, nos mesures donnent des valeurs majorées de 5 à 10 % par rapport à cette loi. Ces résultats sont préliminaires, des mesures complémentaires sont nécessaires pour déterminer avec précision l'efficacité du détecteur.

Des mesures à basse énergie ($E_n \leq 1$ MeV) sont envisagées pour étudier cette zone du spectre encore mal connue. Des détecteurs de neutrons plus adaptés à cette gamme seront utilisés, le NE110 et le scintillateur liquide chargé au ^{10}B en particulier.

(A. BERTIN).

D-IV-2 - MESURE DE $\bar{\nu}$ ET DE \bar{E}_γ POUR LA FISSION DE ^{241}Pu INDUITE PAR NEUTRONS DE RESONANCES - RECHERCHE DE LA REACTION $(n,\gamma f)$.

Les mesures du nombre moyen $\bar{\nu}$ de neutrons prompts et de l'énergie moyenne \bar{E}_γ du rayonnement γ prompt de fission que nous avons réalisées pour la fission de ^{235}U et ^{239}Pu induite par neutrons "s" ont conduit à la mise en évidence de la réaction $(n,\gamma f)$, dans laquelle le noyau composé se désexcite partiellement par transition radiative avant fission [1,2]. Le rayonnement γ de préfission s'ajoute alors aux rayons γ émis par les fragments, d'où une augmentation de \bar{E}_γ . L'émission de rayons γ avant fission diminue l'énergie d'excitation du noyau composé, ce qui conduit à une réduction des énergies d'excitation des fragments de fission et diminue ainsi le nombre de neutrons qu'ils émettent. Expérimentalement, on observe un mélange de fissions directes et de réactions $(n,\gamma f)$ et les quantités observées s'expriment par les relations [2] :

$$\bar{E}_\gamma = \bar{E}_{\gamma d} + \frac{\Gamma_{\gamma f}}{\Gamma_f} \bar{e}_\gamma$$

$$\bar{\nu} = \bar{\nu}_d - \frac{\Gamma_{\gamma f}}{\Gamma_f} \bar{e}_\gamma \left(\frac{d\nu}{dE^*} \right)$$

où $\bar{E}_{\gamma d}$ et $\bar{\nu}_d$ sont les valeurs de \bar{E}_γ et $\bar{\nu}$ pour la fission directe, \bar{e}_γ est l'énergie moyenne du rayonnement γ de préfission et $\frac{d\nu}{dE^*}$ représente la variation linéaire [3] de $\bar{\nu}$ en fonction de l'énergie d'excitation E^* du noyau composé. Le rapport de la largeur $\Gamma_{\gamma f}$ pour la réaction $(n,\gamma f)$ à la largeur totale de fission Γ_f exprime la proportion de réactions $(n,\gamma f)$ dans la désexcitation du noyau composé par fission. Pour les résonances ayant les mêmes spin et parité J^π , les quantités \bar{e}_γ et $\Gamma_{\gamma f}$ restent constantes car le processus $(n,\gamma f)$ a un grand nombre de voies de sortie : les lois $\bar{E}_\gamma = f\left(\frac{1}{\Gamma}\right)$ et $\bar{\nu} = f\left(\frac{1}{\Gamma}\right)$ sont donc des droites dont la pente est caractéristique de la réaction $(n,\gamma f)$.

La mise en évidence de $(n,\gamma f)$ à partir des mesures de $\bar{\nu}$ et \bar{E}_γ pour la fission de ^{235}U et ^{239}Pu induite par neutrons "s" nous a conduits à rechercher l'influence de cette réaction dans le cas de la fission induite dans ^{241}Pu , en utilisant le même appareillage [1]. Les neutrons incidents, dans la gamme d'énergie 2 à 100 eV ont été produits en utilisant l'accélérateur linéaire d'électrons de 60 MeV de Saclay. Les mesures de $\bar{\nu}$ et \bar{E}_γ ont été réalisées à l'aide d'un scintillateur liquide sphérique chargé au Gadolinium.

Les figures 1 et 2 présentent les distributions expérimentales $E_Y = f(\frac{4}{\Gamma_f})$ et $\bar{v} = f(\frac{1}{\Gamma_f})$ pour les 2 familles de résonances du ^{242}Pu , ayant respectivement les spin et parité 2^+ et 3^+ , en utilisant la détermination des spins et des largeurs de fission de BLONS [4]. L'échelle \bar{E}_Y est arbitraire (canaux). Le lissage de ces résultats par des droites donne les résultats suivants :

- résonances $J^\pi = 2^+$

$$\bar{E}_Y = (94,59 \pm 0,13) + (34,06 \pm 22,66)\Gamma_f^{-1}$$

$$\bar{v} = (2,909 \pm 0,005) - (0,892 \pm 0,869)\Gamma_f^{-1}$$

- résonances $J^\pi = 3^+$

$$\bar{E}_Y = (94,71 \pm 0,10) + (7,45 \pm 3,45)\Gamma_f^{-1}$$

$$\bar{v} = (2,893 \pm 0,006) - (0,249 \pm 0,188)\Gamma_f^{-1}$$

A partir des pentes de ces droites, en utilisant la valeur récente $\frac{d\bar{v}}{dE^*} = 0,147 \pm 0,023$ neutrons/MeV [3] et le résultat de l'étalonnage de la voie E_Y [1] ($0,216 \pm 0,004$ MeV/canal), on déduit les valeurs suivantes pour le produit $\bar{E}_Y \cdot \Gamma_{Yf}$:

	résonances $J^\pi = 2^+$	résonances $J^\pi = 3^+$
à partir de $\bar{E}_Y = f(\frac{1}{\Gamma_f})$	$(7619 \pm 4901) \text{ eV}^2$	$(1682 \pm 747) \text{ eV}^2$
à partir de $\bar{v} = f(\frac{1}{\Gamma_f})$	$(6068 \pm 5987) \text{ eV}^2$	$(1694 \pm 1306) \text{ eV}^2$
valeur moyenne	$(6997 \pm 3792) \text{ eV}^2$	$(1684 \pm 642) \text{ eV}^2$

Les résultats préliminaires d'un calcul théorique [5] indiquent que \bar{E}_Y dépend peu de J^π et est voisin de 1,2 MeV, ce qui conduit à des valeurs de Γ_{Yf} de ~ 6 meV pour les résonances 2^+ et de $\sim 1,5$ meV pour les résonances 3^+ .

L'effet de la réaction $(n,\gamma f)$ est important pour les résonances ayant $J^\pi = 2^+$. Pour ces états, la barrière de fission se trouve à environ 700 keV [6] en dessous de l'énergie de liaison du dernier neutron : il y a au moins une voie de fission complètement ouverte et les largeurs

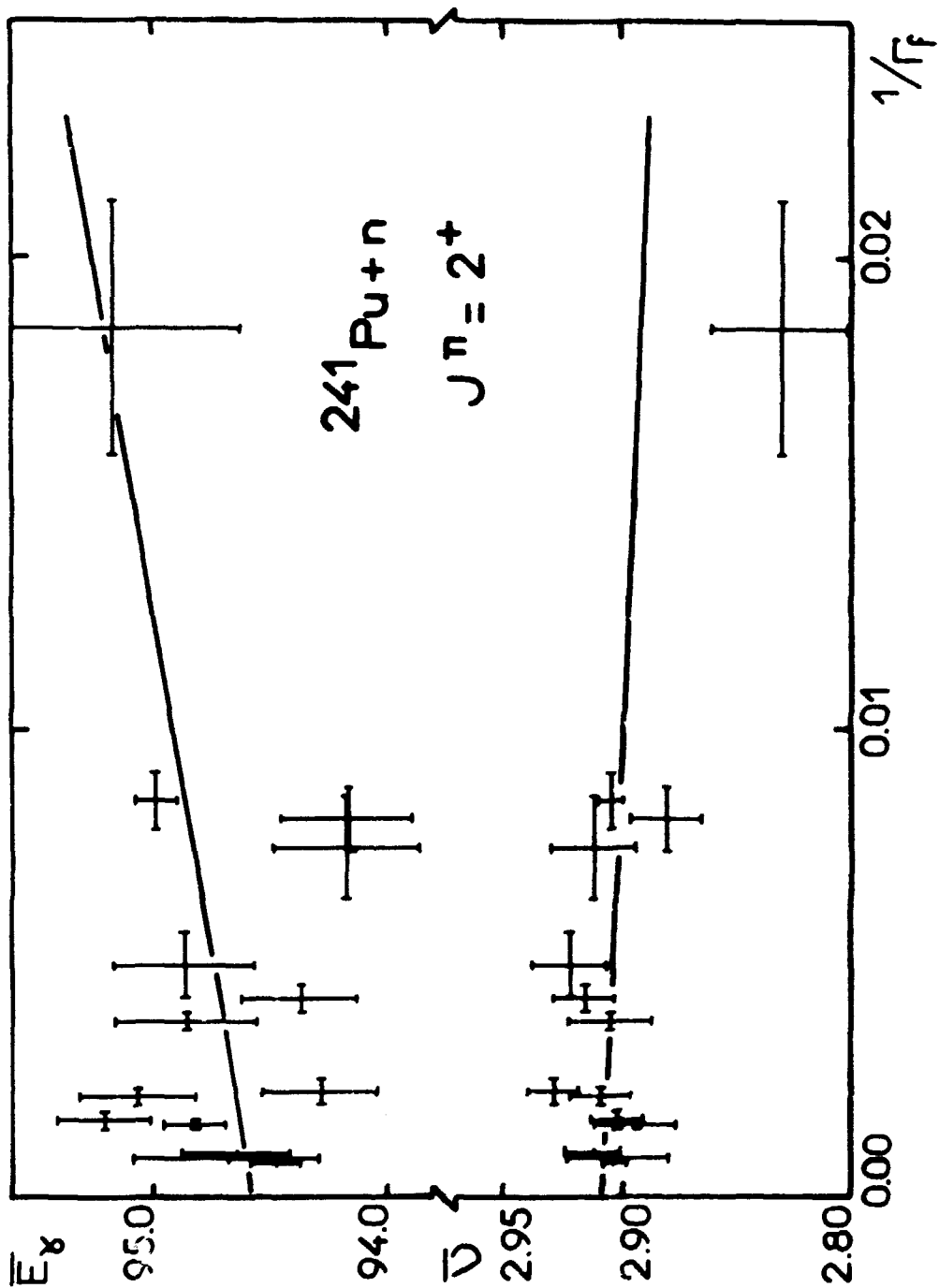
de fission sont donc généralement larges pour ces résonances. Expérimentalement, on n'observe pas de résonances ayant une largeur de fission suffisamment petite pour que la réaction $(n, \gamma f)$ soit prédominante ($\Gamma_f \gg \Gamma_{\gamma f}$). L'effet de cette réaction est masqué par les erreurs expérimentales, ce qui entraîne une mauvaise détermination du produit $e_{\gamma} \cdot \Gamma_{\gamma f}$.

Pour les résonances ayant $J^{\pi} = 3^+$, l'effet de la réaction $(n, \gamma f)$ est très faible et également masqué par les erreurs expérimentales.

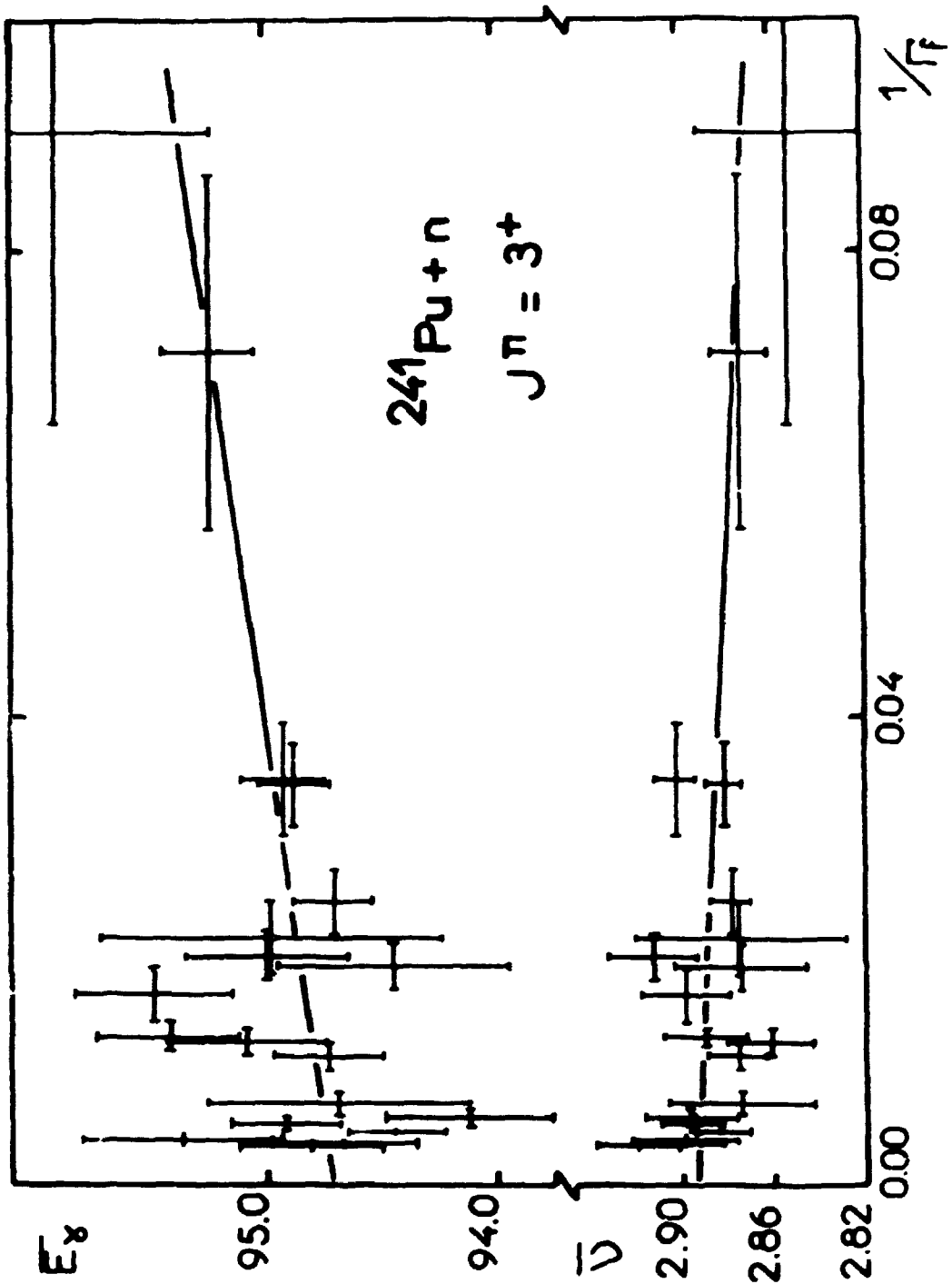
(J. FREHAUT, G. SIMON).

REFERENCES :

- [1] J. FREHAUT, D. SHACKLETON, Proc. Symposium on Physics and Chemistry of Fission, Rochester II (1973) 201.
- [2] Yu. RYABOV, J. TROCHON, D. SHACKLETON, J. FREHAUT, Nucl. Phys. A216 (1973) 395.
- [3] J. FREHAUT, G. MOSINSKI, R. BOIS, M. SOLEILHAC, Rapport CEA-R-4626 (1974)
- [4] J. BLONS, H. DERRIEN, A. MICHAUDON, Proc. of Conf. on Neutron Cross Sections and Technology, Knoxville II (1971) 836.
- [5] G. SIMON, J. TROCHON, ce compte-rendu.
- [6] B. BACK et al., Nucl. Phys. A165 (1971) 449.



B-IV-2 - Fig. 1 : Distributions expérimentales $\bar{v}_y = f(\frac{1}{r_f})$ et $\bar{v} = f(\frac{1}{r_f})$ pour les résonances $J^\pi = 2^+$ du ^{241}Pu . Les droites en traits pleins représentent des ajustements obtenus par la méthode des moindres carrés.



B-IV-2 - Fig. 2 : Distributions expérimentales $\bar{E}_\gamma = f(\frac{1}{f})$ et $\bar{D} = f(\frac{1}{f})$ pour les résonances $J^\pi = 3^+$ du ^{242}Pu . Les droites en traits pleins représentent des ajustements obtenus par la méthode des moindres carrés.

3-IV-3 - ETUDE D'UN DETECTEUR POUR LA MESURE DE L'ENERGIE CINETIQUE ET LA DISTRIBUTION EN MASSE DES FRAGMENTS DE FISSION.

Lorsqu'au cours du processus de fission le noyau s'est déformé au delà du point seuil, il va inévitablement vers la scission. Comment se comporte-t-il pendant cette période ? Quel rôle joue la superconductivité nucléaire ? Y a-t-il des ruptures de paires de nucléon avant la scission ou seulement pendant ? Autant de questions qui se posent à l'heure actuelle.

Expérimentalement, nous pouvons tenter d'y répondre en étudiant les propriétés des fragments de fission, principalement leur énergie d'excitation et leur énergie cinétique \bar{E}_K . C'est pourquoi nous avons entrepris l'étude d'un détecteur permettant de mesurer l'énergie cinétique et la distribution en masse des fragments de fission dans le cas de réaction (n,f). Les mesures seront faites auprès du Van de Graaff Tandem et du Van de Graaff 4 MeV utilisés comme sources pulsées de neutrons.

Un schéma d'ensemble du détecteur est présenté sur la fig. 1. La matière fissile est déposée sur quatre feuilles de carbone de 30 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ d'épaisseur. Les dépôts ont un diamètre de 19 mm et 80 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ d'épaisseur.

Les fragments de fission sont détectés par cinq jonctions à barrière de surface, complètement désertées. Leur épaisseur est de 50 μ . Ces détecteurs seront directement dans le faisceau de neutrons. A la température ambiante, le constructeur estime qu'ils sont détruits après une irradiation dans un flux intégré de 10^{13} neutrons/cm². Afin de prolonger leur durée de vie, nous les refroidissons à la température de l'azote liquide. Des irradiations ont été effectuées avec des neutrons de 14 MeV produits par le Van de Graaff de 550 keV du CEB-3. Les caractéristiques de la jonction utilisée ont commencé à se détériorer sensiblement après une irradiation par un flux intégré de 10^{13} neutrons/cm². La durée de vie ainsi obtenue est donc augmentée d'un facteur 5 par rapport à une utilisation à la température ambiante.

L'énergie cinétique E_K et la masse de chaque fragment seront déterminées à partir de la hauteur des impulsions obtenues simultanément dans les deux jonctions entourant le dépôt fissile, par une calibration faite à l'aide de la fission spontanée du ²⁵²Cf. Afin d'éliminer les éventuelles dérives du gain des jonctions et de l'électronique associée, nous mesurerons alternativement en de courtes périodes, le corps à

étudier et la fission spontanée du ^{252}Cf . Par ailleurs, un dépôt "fantôme", c'est à dire une feuille de carbone sans dépôt fissile, sera mis en place dans l'enceinte afin de contrôler d'une part les réactions parasites, et d'autre part la contamination des jonctions par autotransfert des atomes des dépôts de ^{252}Cf . Les trois types de dépôt, corps fissile, ^{252}Cf et dépôt "fantôme" seront sur une roue qui les placera alternativement entre les jonctions. Sur la même roue, il est prévu une quatrième place, ce qui permettra éventuellement d'étudier deux corps à la fois.

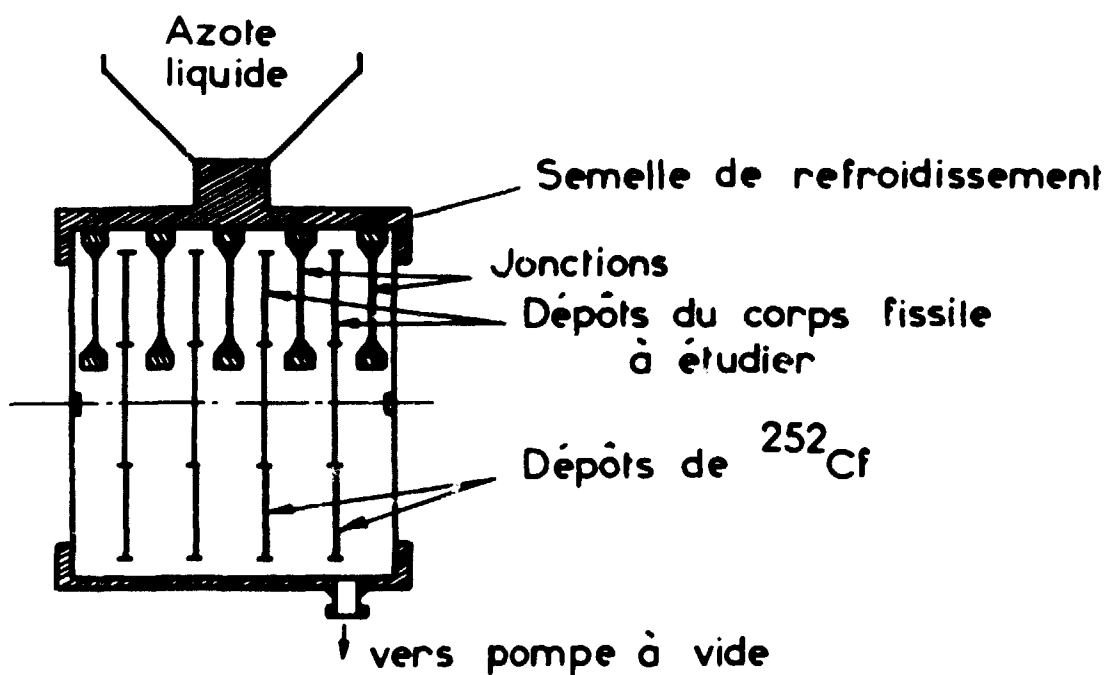
Les noyaux cibles dont l'étude est envisagée sont :

- noyaux fissiles ^{235}U , ^{239}Pu : vérification des travaux de Blyumkina qui sont actuellement mis en doute [1].
- noyaux ayant un seuil de fission pour les neutrons :
 - ^{238}U : étude des variations de \bar{E}_K au moment de la fission de 2ème chance, 3ème chance etc...
 - ^{231}Pa , ^{232}Th et, si l'on peut en disposer, ^{230}Th : étude de \bar{E}_K dans les structures résonnantes se trouvant dans le seuil de fission.

(S. PLATTARD, Y. FRANJAL, J. TROCHON).

REFERENCE :

[1] BLYUMKINA Yu et al., Nucl. Phys. 52 (1964) 64P



B-IV-3. Fig. 1 : Schéma de principe du détecteur de fragments de fission.
Echelle : environ 1/2.

7-IV-4 - CALCUL DES PARAMETRES DE LA REACTION (n, γf) POUR LE ²³⁹Pu ET LE ²³⁵U.

La réaction (n, γf) a été mise en évidence par plusieurs expériences sur le ²³⁹Pu et également, mais de façon moins nette, sur le ²³⁵U et le ²⁴¹Pu. Des valeurs du produit $\Gamma_{\gamma f} \bar{e}_{\gamma f}$ de la largeur de réaction $\Gamma_{\gamma f}$ par la valeur moyenne $\bar{e}_{\gamma f}$ du spectre des rayons γ de préfission pour chaque état de spin ont été déterminées [1,2,3]. Nous avons cherché à reproduire ces résultats par un calcul séparé de $\Gamma_{\gamma f}$ et de $e_{\gamma f}$.

Après émission d'un rayon γ d'énergie E_{γ} , le noyau composé est dans un état d'énergie d'excitation $S_n - E_{\gamma}$, de spin et parité $J'\pi'$. La largeur $\Gamma_{\gamma f}$ correspond à la somme des probabilités qu'a le noyau de fissionner pour les différentes valeurs de E_{γ} et de $J'\pi'$:

$$\Gamma_{\gamma f} = K \int_0^U P(E_{\gamma}) \rho(S_n - E_{\gamma}; J') \frac{\Gamma_f(S_n - E_{\gamma}; J'\pi')}{\Gamma_f(S_n - E_{\gamma}; J'\pi') + \Gamma_{\gamma}(S_n - E_{\gamma})} dE_{\gamma}$$

Dans cette formule $P(E_{\gamma})$ est la probabilité d'émission d'un rayon γ d'énergie E_{γ} , ρ est la densité des niveaux, Γ_f et Γ_{γ} les largeurs de fission directe et de capture radiative à l'énergie $(S_n - E_{\gamma})$ et K un facteur de normalisation. L'intégration est effectuée jusqu'à l'énergie U correspondant à l'énergie de liaison d'un neutron diminuée de l'énergie d'appariement.

En l'absence de données expérimentales précises, les calculs ont été effectués avec deux lois $P(E_{\gamma})$ différentes : l'une ayant une dépendance en E_{γ}^3 [4], l'autre une forme de résonance géante dipolaire [5]. Dans les deux cas, les transitions M1 et l'émission de deux rayons γ ont été prises en compte. Les largeurs Γ_f ont été déterminées en effectuant un calcul de transmission de barrière à une et deux bosses [6]. Dans le premier cas, nous avons utilisé les paramètres déterminés par BRITT [7]. Dans le second, les paramètres sont ceux de B. BACK [8]. Le "damping" dans le second puits est traité selon la méthode de BONDORF [9]. Les résultats sont présentés dans le tableau I.

Un premier calcul effectué avec une barrière de fission à une bosse afin de tester le programme, donne des résultats en accord avec l'expérience, au moins lorsqu'on utilise la probabilité d'émission de rayons γ de BLATT et WEISSKOPF. Les résultats obtenus avec une barrière à deux bosses dans les deux cas limités du "damping" nul et du "damping" complet encadrent les valeurs expérimentales. Le choix de ce paramètre et de son évolution avec l'énergie d'excitation est donc particulièrement important.

Malheureusement nous disposons de très peu d'informations expérimentales et théoriques à ce sujet. Une première tentative faite en choisissant un "damping" compatible avec l'amortissement de la résonance observée par réaction (d,pf) à 5 MeV d'énergie d'excitation du noyau composé ("damping" intermédiaire) ne donne pas de résultats satisfaisants.

(G. SIMON, J. TROCHON).

REFERENCES :

- [1] SHACKLETON D. et al., Phys. Lett., 42B (1972) 344.
- [2] RYABOV Yu et al., Nucl. Phys. A216 (1973) 395.
- [3] FREHAUT J. et al., Proceeding Conf. Rochester, Physics and Chemistry of fission, II (1973) 201.
- [4] BLATT J.M, WEISSKOPF VF., Theoretical Nuclear Physics. Ed John WILEY and son, New-York (1952).
- [5] BOLLINGER LM et THOMAS G.E., Phys. Rev. 6C(1972)1322.
- [6] THOMET, communication privée.
- [7] BRITT HC et al., Phys. Rev. 175(1968)1525.
- [8] BACK BB et al., Phys. Rev. 9C(1974)1924.
- [9] BONDORF J.P and al. Phys. Lett. 31B(1970) 1.

Type de barrière	Forme du "damping"	$^{239}\text{Pu} + n$			$^{235}\text{U} + n$				
		Loi en E^3		Loi reson. pénante	Loi en E^3		Loi reson. pénante		
		0^+	1^+	0^+	1^+	3^-	4^-		
à 1 bosse [7]		7168	5577	3675	1659	4383	1996	2284	1004
à 2 bosses [8]	nul	225	665						
à 2 bosses [8]	complet	11910	9189	9228	7635				
à 2 bosses [8]	intermédiaire [9]	987	1334	390	730	1544	968	575	339
à 2 bosses 200 keV [8]	intermédiaire [9]	2753	2747						
Résultats expérimentaux [3]		0^+ : 7350 ± 4600		1^+ : 5005 ± 550		4^- : 1480 ± 660			

TABLEAU I : Valeurs expérimentales et calculées du produit $\Gamma_{\beta} \cdot \sigma_{\beta}$ en eV^2 .

D-IV-5 - EFFETS DYNAMIQUES DANS LA FISSION DE ^{240}Pu .

Les effets dynamiques de la fission de ^{240}Pu à basse énergie ont été étudiés expérimentalement à partir de la réaction $^{239}\text{Pu}(d, p f)$ [1] et de la mesure du nombre moyen de neutrons prompts émis lors de la fission induite par neutrons [2]. Ces résultats ont été analysés avec ceux de la fission spontanée et de l'isomère de fission rapportés par ailleurs [1,4]. L'ensemble de ces données permet d'étudier l'influence de l'énergie d'excitation de ^{240}Pu sur les diverses grandeurs caractéristiques de la fission de ce noyau : l'anisotropie d'émission des fragments, la distribution de leur énergie cinétique, le nombre moyen de neutrons prompts (Fig. 1) et la distribution de leur masse.

Les états de ^{240}Pu d'énergie d'excitation élevée ($\approx 4,75$ MeV) donnent naissance à des fragments dont la valeur moyenne de l'énergie cinétique totale décroît lorsque l'énergie d'excitation du noyau fissionnant croît. Les fragments sont donc d'autant plus excités que l'énergie d'excitation de ^{240}Pu est grande. Ces observations sont compatibles avec l'hypothèse d'un mode de fission avec fort amortissement.

Le comportement des valeurs moyennes de l'énergie cinétique totale des fragments, de leur masse et du nombre de neutrons prompts, pour la fission spontanée, montre qu'un autre processus intervient à plus basse énergie d'excitation. Il se rapporte à la fission de l'état fondamental, de l'isomère de forme et des états vibrationnels peu couplés du deuxième puits de la barrière ($E_{\text{exc}} \approx 4,65$ MeV). Pour ceux-ci, la quasi-totalité de l'énergie d'excitation de ^{240}Pu est transférée en énergie cinétique des fragments. Une part très faible, sinon nulle, de l'énergie libérée au cours de la fission est dissipée en énergie d'excitation des fragments. Divers arguments permettent de supposer que les configurations au point de scission sont semblables pour ces états et que l'accroissement d'énergie du système se retrouve ainsi en énergie cinétique de pré-scission. Ces observations tendent à accréditer l'hypothèse d'une faible viscosité pour ce mode de fission.

(J. LACHKAR, J. STGAUD, Y. PATIN) .

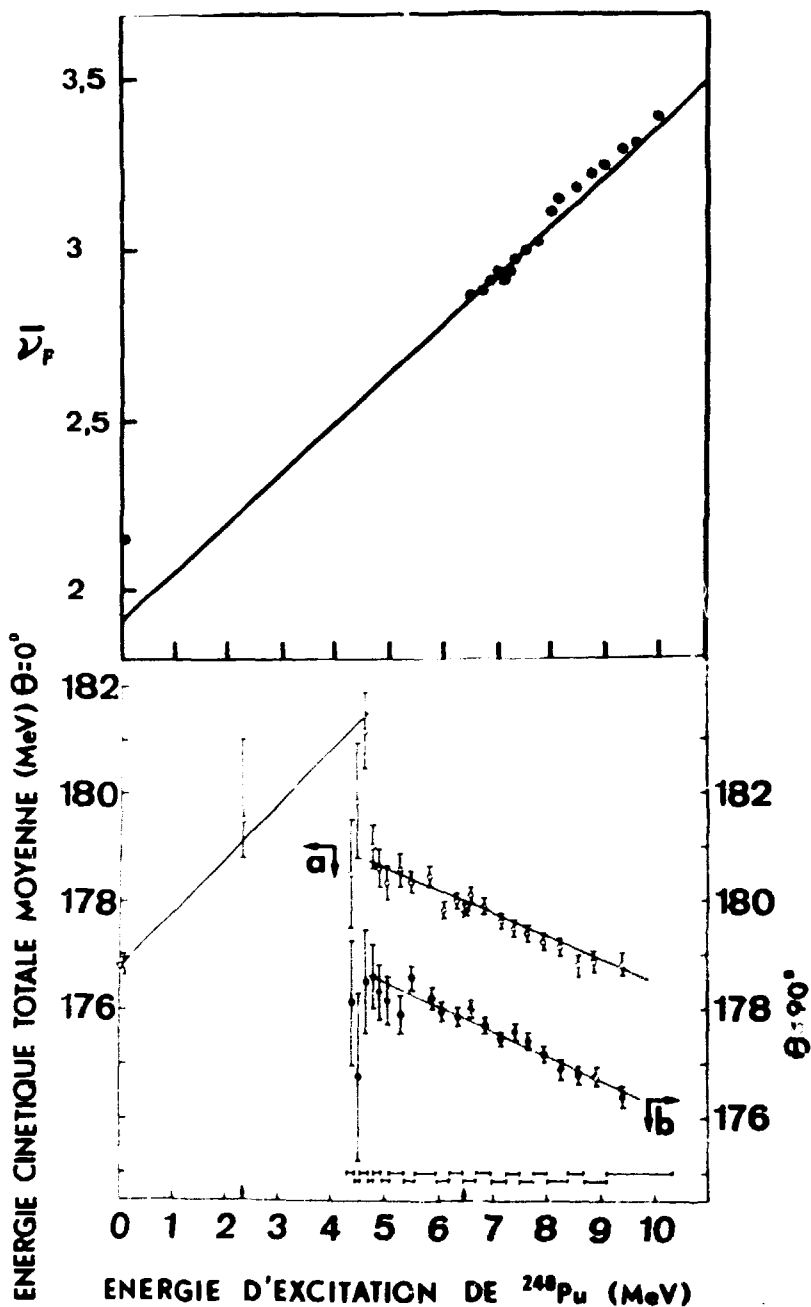
REFERENCES :

- [1] - LACHKAR J., SIGAUD J., PATIN Y. - Proceeding Conf. SMOLENICE (1974) to be published .

- [2] - SOLEILHAC M., FREHAUT J., GAURIAU J., MOSINSKI G. - Nucl. data for Reactors (Proc. Conf. HELSINKI 1970) 2 IAEA VIENNA (1970) 145 .

- [3] - DERUYTTER A.J., WEGENER-PENNING G. - Third Conf. Phys. and Chem. of Fission, ROCHESTER (1973) IAEA/SM - 174/35 .

- [4] - WEBER J., SPECHT H.J., KONECNY E., HEUNEMAN D. - Nucl. Phys. A 221 (1974) 414 .



B-IV-5 - FIGURE 1 -

En haut : Valeur du nombre moyen $\bar{\nu}_p$ de neutrons prompts émis au cours de la fission de ^{239}Pu induite par capture de neutrons en fonction de l'énergie d'excitation du noyau composé ^{240}Pu [2]. Le point à l'énergie d'excitation nulle correspond à la fission spontanée [2].

En bas : Valeur moyenne, de l'énergie cinétique totale des fragments primaires en fonction de l'énergie d'excitation du noyau fissionnant .

Les points blancs - échelle de gauche - ont trait aux fragments de fission émis dans la direction de recul du noyau ^{240}Pu ; les points noirs - échelle de droite - aux fragments émis dans la direction perpendiculaire .

Le point à $E_{exc} = 0$ est relatif à la fission spontanée [3] et le point à $E_{exc} = 2.35 \text{ MeV}$ est relatif à la fission isomérique .

B-V - ETUDE DE REACTIONS DE TRANSFERT AVEC NEUTRONS DANS LA VOIE DE SORTIE -

B-V-1 - REACTIONS (d,n) ET (t,n) SUR CERTAINS NOYAUX DE LA COUCHE s-d.

L'étude présentée ici se situe dans le cadre de recherches destinées à approfondir nos connaissances expérimentales et théoriques des noyaux situés au voisinage des sous-couches $1d \frac{5}{2}$ et $2s \frac{1}{2}$ de la couche s-d où les déformations nucléaires présentent un caractère ambigu en raison de leurs brusques variations. Si l'on admet, désormais, que ces déformations sont relativement grandes et positives pour $A \sim 25$, plus faibles et négatives pour ^{28}Si , à nouveau positives pour ^{32}S , il n'en reste pas moins vrai que la structure de la plupart des noyaux de cette région n'est pas encore très bien comprise. Aussi nos expériences ont-elles été envisagées dans le but d'obtenir de nouvelles informations (spin, parité, isospin, facteurs spectroscopiques ou intensités de transition) susceptibles d'améliorer les approches théoriques.

- Réaction $^{29}\text{Si}(d,n)^{30}\text{P}$.

Une première analyse de la réaction $^{29}\text{Si}(d,n)^{30}\text{P}$ a déjà été présentée dans le précédent rapport d'activité. Les résultats plus complets, publiés récemment [1], font apparaître un accord satisfaisant entre les caractéristiques spectroscopiques expérimentales et les prévisions du modèle en couches aussi bien pour les niveaux de parité positive que pour ceux de parité négative.

- Réaction $^{26}\text{Mg}(d,n)^{27}\text{Al}$.

Les sections efficaces différentielles de la réaction $^{26}\text{Mg}(d,n)^{27}\text{Al}$ ont été mesurées en utilisant le Van de Graaff Tandem aux énergies incidentes de 6 et 8 MeV avec le dispositif expérimental décrit dans la réf. [2]. Les différents spectres de temps de vol des neutrons ont été obtenus pour des angles compris entre 0° et 100° à $E_d = 6$ MeV, 15° et 80° à $E_d = 8$ MeV. La figure 1 représente l'un de ces spectres.

Pour une longueur de vol constante et égale à 18 m, avec une cible d'oxyde de magnésium (enrichie à 99 %) d'environ $100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$, la résolution en énergie varie d'une centaine de keV pour les neutrons associés au niveau fondamental de ^{27}Al à moins de 20 keV pour les neutrons associés à des niveaux d'énergie d'excitation de 8,5 MeV.

L'étude des différents spectres fait apparaître 70 niveaux du noyau ^{27}Al . A chaque énergie incidente, une cinquantaine de distributions angulaires de neutrons ont été extraites. Au cours de l'analyse de ces distributions, il s'est avéré que les sections efficaces différentielles devaient être traitées comme résultant de la superposition incohérente de deux mécanismes d'interaction, l'un direct, le plus souvent prépondérant, l'autre de noyau composé. La section efficace directe a été calculée, dans le cadre de l'approximation de Born en ondes déformées (DWBA), avec le programme DWUCK [3]. La contribution d'un mécanisme de réaction par noyau composé (supposée de nature statistique) a été évaluée avec un programme de calcul Hauser-Feshbach (HF) [4]. La figure 2 rassemble les transitions $l_p = 1$ obtenues ; elle montre que la forme des distributions angulaires expérimentales est bien reproduite par l'addition incohérente des résultats des calculs DWBA et HF.

Le noyau cible ^{26}Mg étant pair-pair, les niveaux de ^{27}Al peuplés par un mécanisme direct (au nombre d'une trentaine pour chaque énergie incidente) ont une parité $(-1)^{l_p}$ définie par la détermination du moment de capture du proton et seulement les valeurs possibles de spin $J = l_p \pm \frac{1}{2}$. L'étude de la réaction $^{26}\text{Mg}(d,n)^{27}\text{Al}$ nous a permis de proposer, compte tenu des valeurs l_p , de nouvelles attributions de spin et parité pour une dizaine de niveaux appartenant à la région d'excitation comprise entre 6 et 9 MeV. Ces niveaux étaient pratiquement inconnus jusqu'alors [5]. Le tableau 1 rassemble les principaux résultats obtenus pour cette région d'énergie d'excitation. Le transfert $l_p = 1$ auquel conduit l'analyse des distributions angulaires de neutrons correspondant aux niveaux à 6,16 - 6,61 et 7,00 MeV (figure 2) est en désaccord avec les valeurs $l_p = 2$, $l_p = 0$ et $l_p = 2$ respectivement proposées lors d'une étude de la réaction $^{26}\text{Mg}(r,d)^{27}\text{Al}$ [6]. En ce qui concerne les niveaux d'énergie d'excitation inférieure à 6 MeV, les valeurs des moments angulaires orbitaux sont compatibles avec les attributions de spin et parité établies antérieurement. Enfin, il convient de souligner que les intensités de transition déterminées en réaction (d,n) ont été comparées d'une part à celles obtenues en réaction (r,d) et d'autre part aux prévisions fournies soit par le modèle en couches soit par les modèles collectifs. La publication de l'ensemble des résultats et de leur interprétation est actuellement en préparation.

- Réactions $^{30}\text{Si}(d,n)^{31}\text{P}$ et $^{31}\text{P}(d,n)^{32}\text{S}$.

Les réactions $^{30}\text{Si}(d,n)^{31}\text{P}$ et $^{31}\text{P}(d,n)^{32}\text{S}$ ont été étudiées à l'énergie incidente de 7 MeV, les distributions angulaires de neutrons ayant été mesurées entre 0° et 100° . Des spectres de temps de vol des neutrons associés à ces réactions sont présentés sur les figures 3 et 4. Au stade actuel du dépouillement, il apparaît qu'une quinzaine de distributions dans le cas de ^{31}P et une vingtaine dans le cas de ^{32}S sont caractéristiques d'un mécanisme direct.

- Réaction $^{28}\text{Si}(r,n)^{30}\text{S}$.

Une première étude de la réaction $^{28}\text{Si}(r,n)^{30}\text{S}$ a été effectuée à l'énergie incidente de 12 MeV. La figure 5 représente un spectre de temps de vol des neutrons détectés à 10° . L'analyse DWBA des six distributions angulaires obtenues est en cours.

(J. UZUREAU*, A. ADAM, O. BEPSTILLON, S. JOLY, D. ARDOUIN*).

REFERENCES.

- [1] J. UZUREAU, D. ARDOUIN, P. AVIGNON, A. ADAM et B. DUCHEMIN, Nucl. Phys. A230 (1974) 253.
- [2] A. ADAM et J. CABE, Nucl. Instr. and Meth., 121 (1974), 339.
- [3] P.D. KUNZ, COG 535-613 - Université de Colorado, (1967).
- [4] E. SHELDON et R.M. STRANG, Computer Phys. Comm. 1 (1969) 35.
- [5] J. UZUREAU, A. ADAM, S. JOLY, Conf. on Nuclear structure and Spectroscopy, Amsterdam (1974) p.184.
- [6] BOHNE et al., Nucl. Phys. A131 (1969) 273.

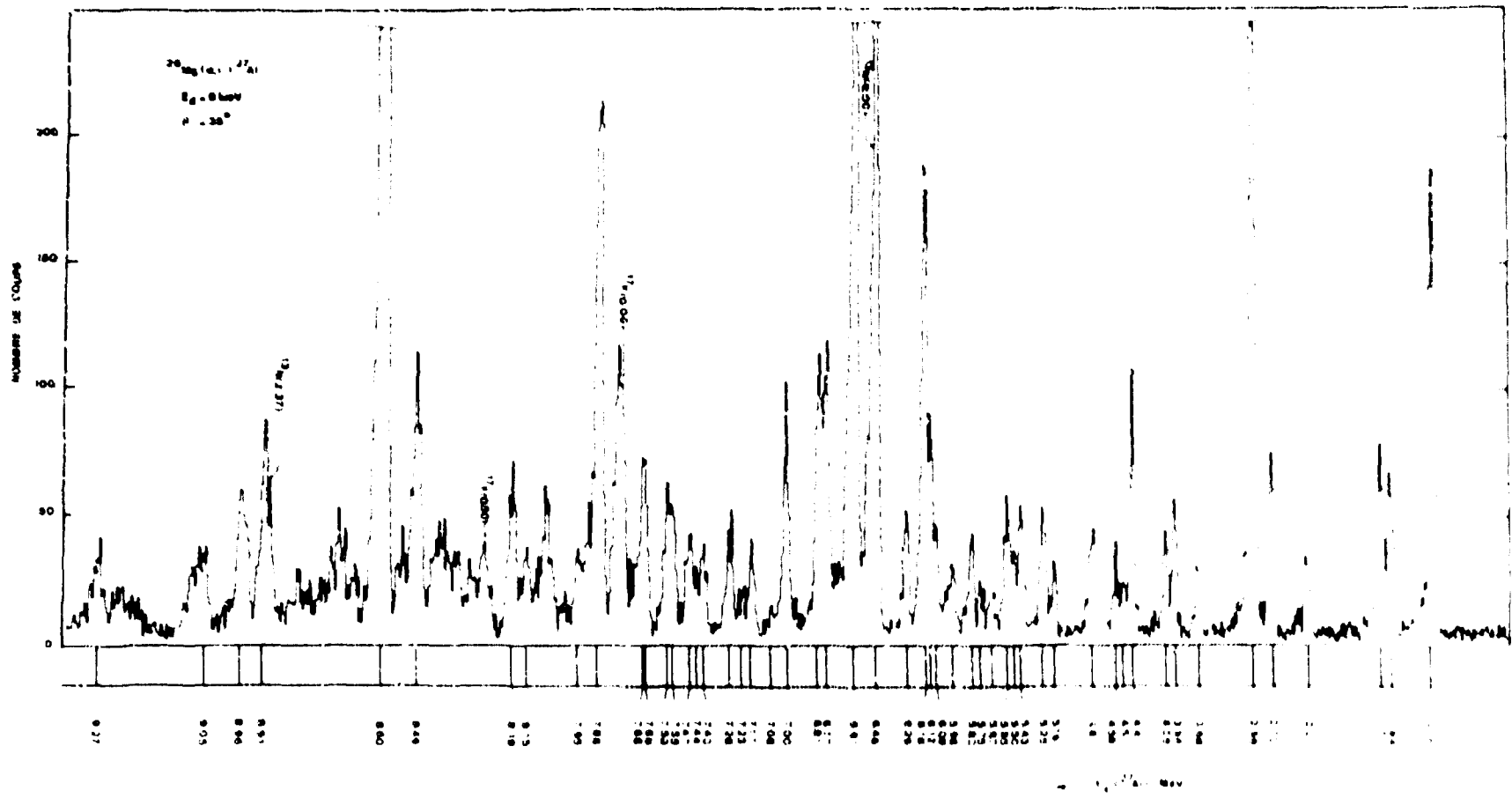
* Institut de Physique de Nantes.

B-V-1 - TABLEAU I

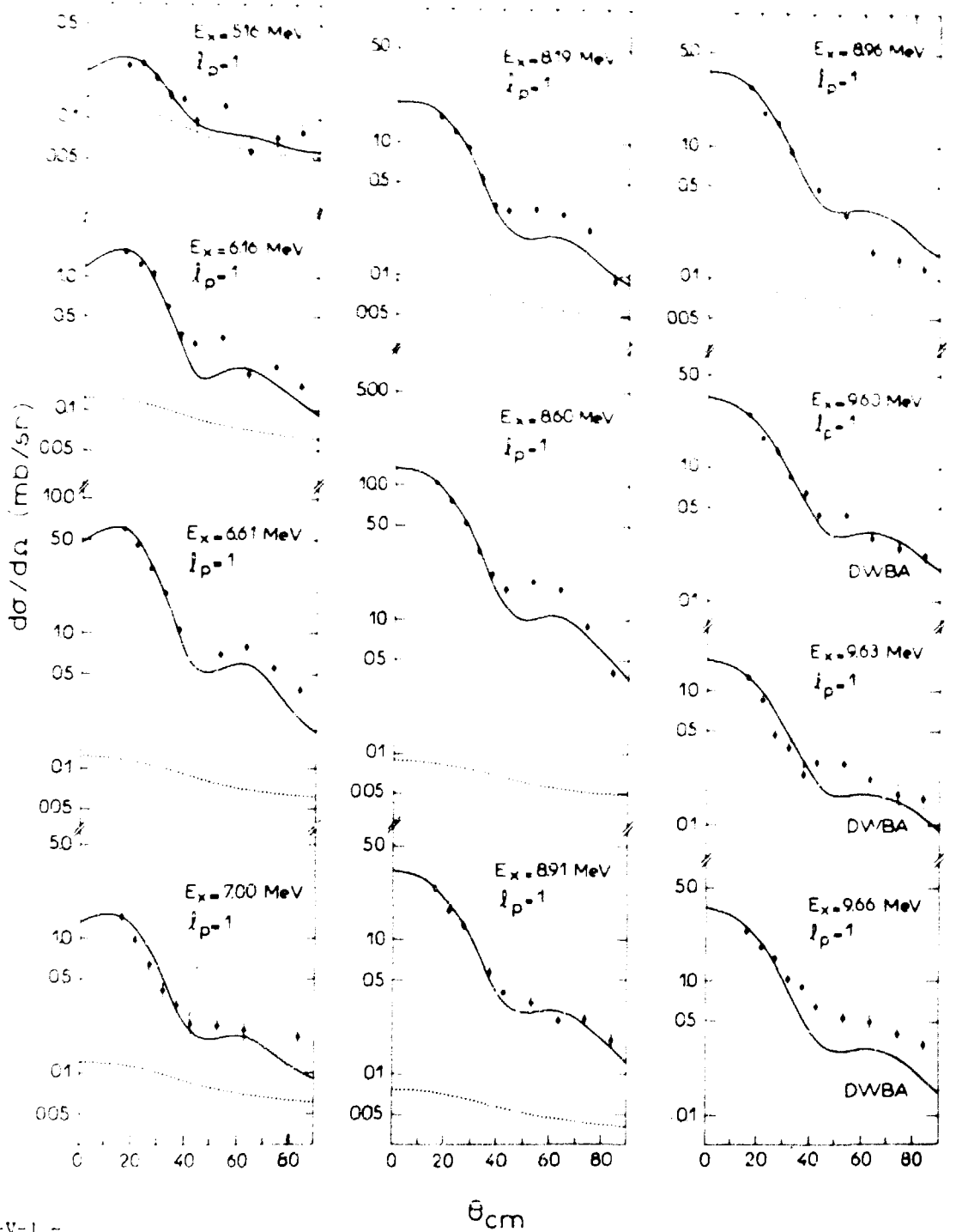
Informations spectroscopiques déduites de l'étude de la réaction $^{24}\text{Mg}(d,n)^{27}\text{Al}$ pour la région d'énergie d'excitation (du noyau ^{27}Al) comprise entre 6 et 9 MeV

E_x (^{27}Al) (keV)	l_p	J^-	T	$(2J+1) \sigma^{\pm}$	
				(d,n) 6 MeV	(d,n) 8 MeV
6155 ± 4	1	$(\frac{1}{2}, \frac{3}{2})^-$	$\frac{1}{2}$	0,09	0,07
6475 ± 5	3	$\frac{7}{2}^- *$	$\frac{1}{2}$	1,97	1,52
6605 ± 4	1	$(\frac{1}{2}, \frac{3}{2})^-$	$\frac{1}{2}$	0,27	0,24
6813 ± 4	0	$\frac{1}{2}^+ *$	$\frac{3}{2}$	0,24	0,29
6995 ± 7	1	$(\frac{1}{2}, \frac{3}{2})^-$	$\frac{1}{2}$	0,04	0,05
7069 ± 7	0	$\frac{1}{2}^+$	$\frac{1}{2}$	0,01	0,01
7862 ± 4	2	$\frac{3}{2}^+ *$	$\frac{3}{2}$	0,34	0,38
8135 ± 5	0	$\frac{1}{2}^+$	$\frac{1}{2}$	0,02	0,02
8187 ± 4	1	$(\frac{1}{2}, \frac{3}{2})^-$	$\frac{1}{2}$	0,02	0,05
8604 ± 5	1	$\frac{3}{2}^- *$	$\frac{1}{2}$	(0,41)	(0,42)
8717 ± 6	0	$\frac{1}{2}^+$	$\frac{1}{2}$	(0,08)	(0,14)
8916 ± 6	1	$(\frac{1}{2}, \frac{3}{2})^-$	$\frac{1}{2}$	(0,10)	(0,12)
8971 ± 6	1	$(\frac{1}{2}, \frac{3}{2})^-$	$\frac{1}{2}$	(0,10)	(0,13)

* connu antérieurement .

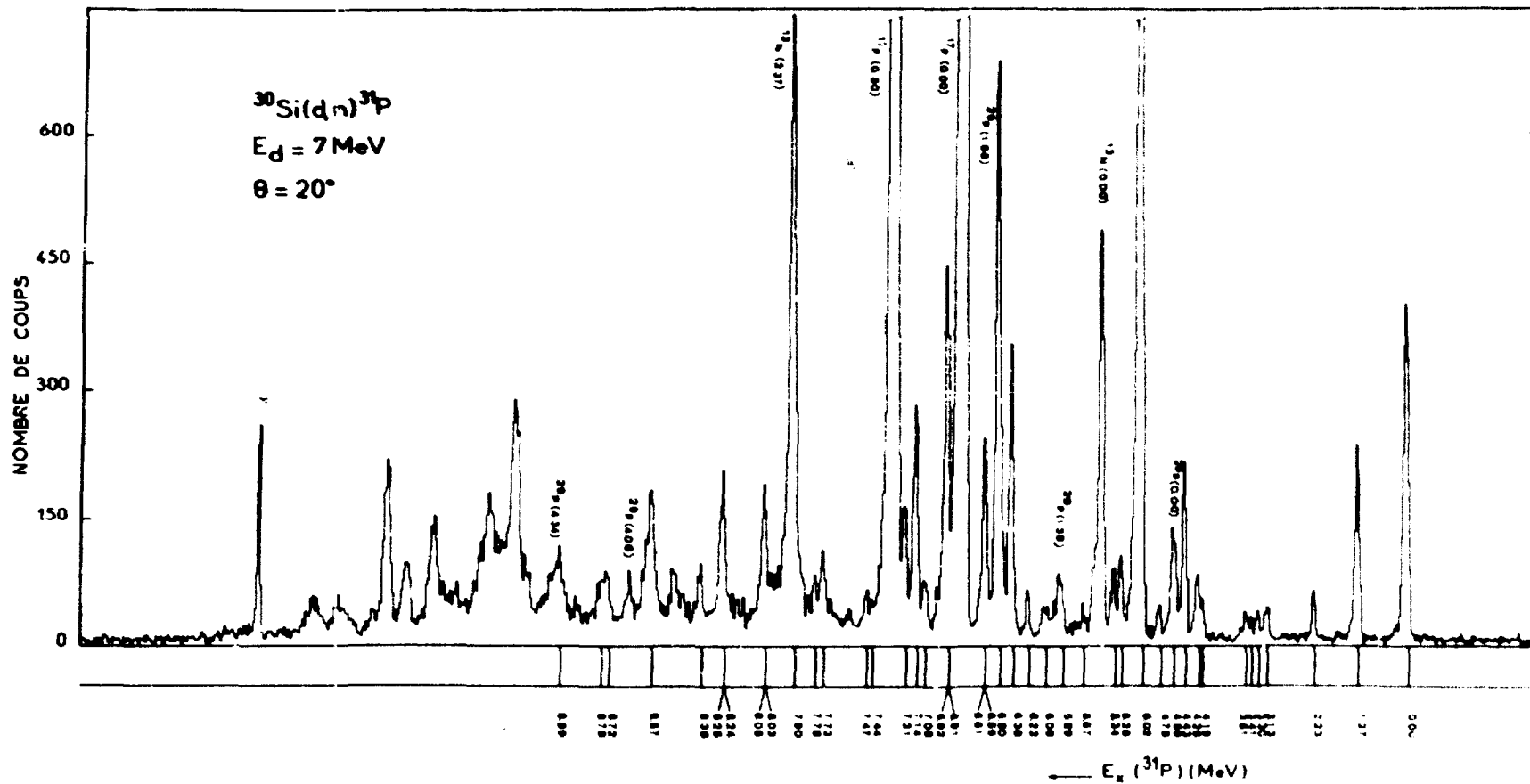


SNV-1. Fig.1 - Spectre de temps de vol des neutrons émis au cours de la réaction $^{26}\text{Mg}(d,n)^{27}\text{Al}$ à une énergie incidente de 6 MeV et à l'angle $\theta_{\text{lab}} = 35^\circ$.

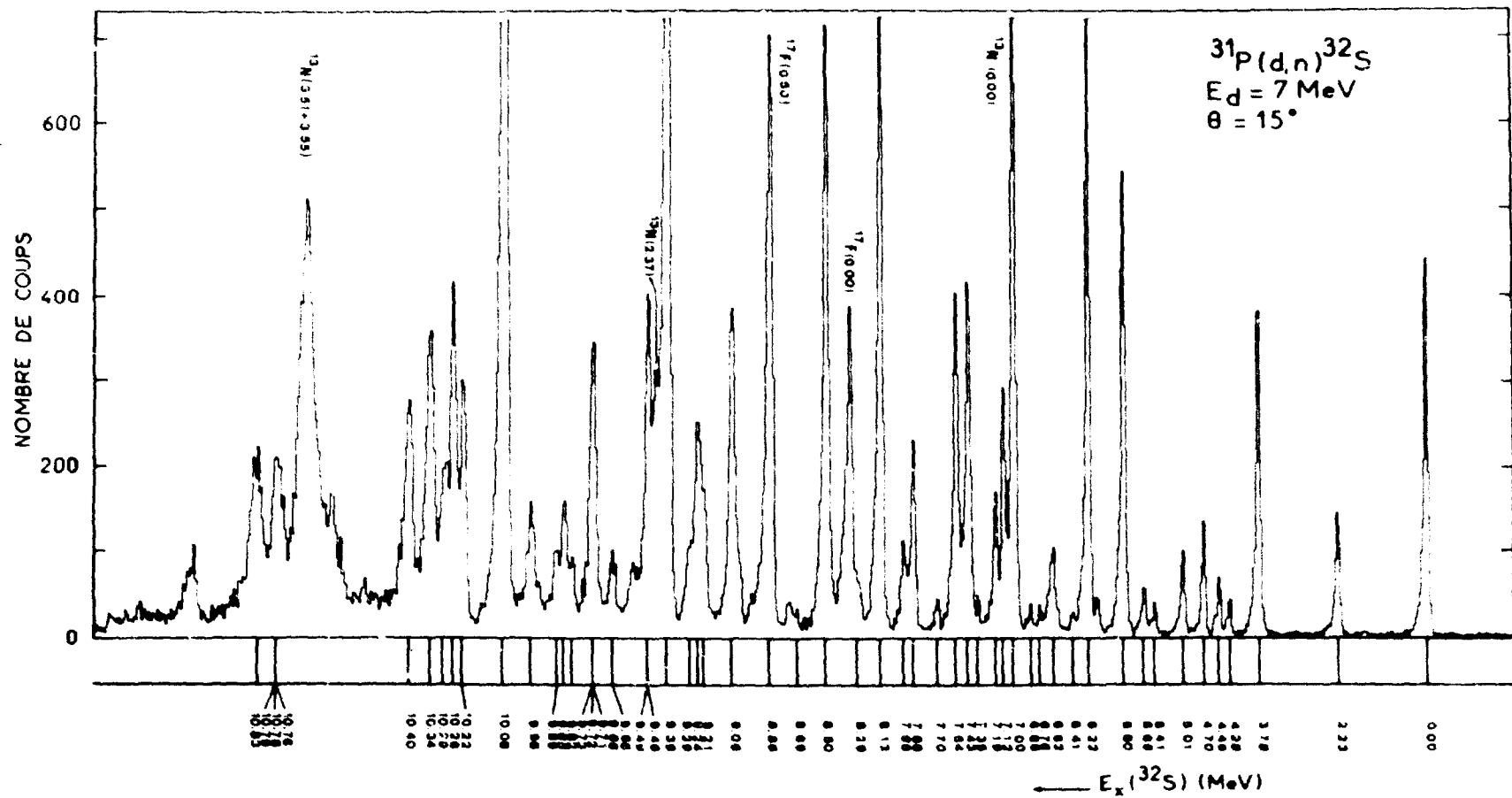


B-V-1 -

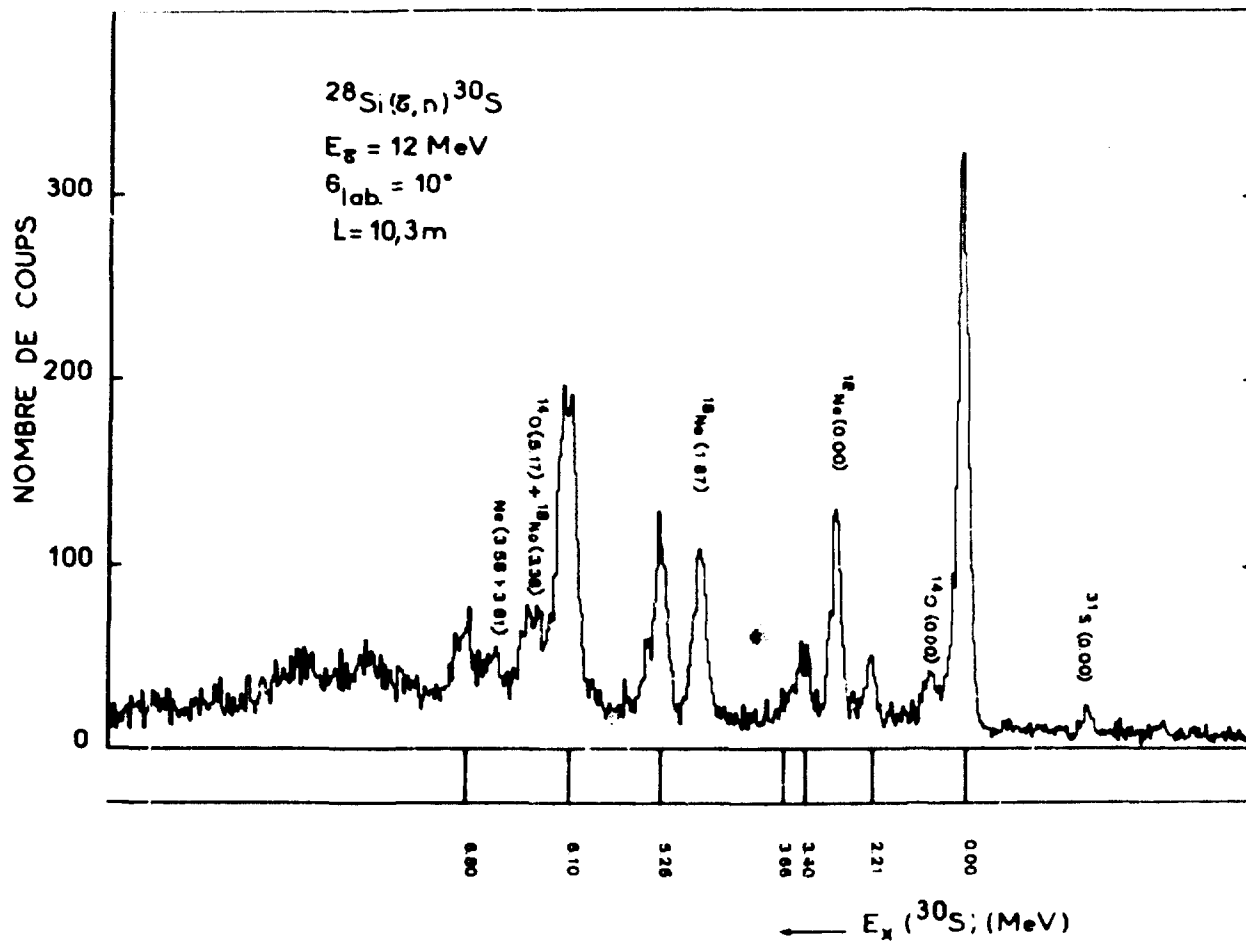
Fig.2 - Distributions angulaires des neutrons issus de la réaction $^{26}\text{Mg}(d,n)^{27}\text{Al}$ effectuée à 8 MeV correspondant à un transfert $l_p = 1$. Les courbes en pointillés représentent la contribution du noyau composé calculée à partir de la théorie Hauser-Feshbach (H.F). Les courbes en traits pleins correspondent soit aux résultats des calculs DWBA soit à l'addition incohérente des résultats des calculs DWBA et H.F.



B-V-1. Fig.3 - Spectre de temps de vol des neutrons émis au cours de la réaction $^{30}\text{Si}(d,n)^{31}\text{P}$ à une énergie incidente de 7 MeV et à l'angle $\theta_{\text{lab}} = 20^\circ$.



B-V-1. Fig.4 - Spectre de temps de vol des neutrons émis au cours de la réaction $^{31}\text{P}(d,n)^{32}\text{S}$ à une énergie incidente de 7 MeV et à l'angle $\theta_{\text{lab}} = 15^\circ$.



B-V-1. Fig.5 - Spectre de temps de vol des neutrons émis au cours de la réaction $^{28}\text{Si}(\alpha, n)^{30}\text{S}$ à une énergie incidente de 12 MeV et à l'angle $\theta_{\text{lab}} = 10^\circ$.