

TR 480244

CEA-N-2037
NEANDC (E) 194 "L"
INDC (FR) 28/L

- Note CEA-2037 -

Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel

**COMPTE RENDU D'ACTIVITE
DU SERVICE DE PHYSIQUE NUCLEAIRE
POUR L'ANNEE 1977**

par

André MICHAUDON, Daniel DIDIER, Maurice SOLEILHAC

- Juin 1978 -

Note CEA-N-2037

DESCRIPTION-MATIERE (mots clefs extraits du thesaurus SIDON/INIS)

en français

PHYSIQUE NUCLEAIRE
C.E.A.
FISSION
SECTIONS EFFICACES
ACTINIDES
DIFFUSION ELASTIQUE
DIFFUSION INELASTIQUE
TECHNIQUES DES NEUTRONS PULSES
REACTIONS PAR IONS LOURDS
PROGRAMMES DE RECHERCHE

en anglais

NUCLEAR PHYSICS
C.E.A.
FISSION
CROSS SECTIONS
ACTINIDES
ELASTIC SCATTERING
INELASTIC SCATTERING
PULSED NEUTRON TECHNICS
HEAVY ION REACTIONS
RESEARCH PROGRAMS

- Note CEA-N-2037 -

Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel

COMPTE RENDU D'ACTIVITE
DU SERVICE DE PHYSIQUE NUCLEAIRE
POUR L'ANNEE 1977

par

André MICHAUDON, Daniel DIDIER, Maurice SOLEILHAC

CEA-N-2037 - MICHAUDON André, DIDIER Daniel, SOLEILHAC Maurice
COMPTE RENDU D'ACTIVITE DU SERVICE DE PHYSIQUE NUCLEAIRE POUR L'ANNEE
1977 -

Sommaire.- Ce compte rendu présente les travaux effectués au sein du Service de Physique Nucléaire du Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel, pendant l'année 1977. Il comprend : une partie sur les activités techniques et les équipements puis une partie sur les expériences et leur interprétation. La troisième partie est consacrée aux travaux théoriques et aux évaluations de données nucléaires. A la fin du compte rendu on donne la liste des documents émis par le Service au cours de l'année 1977 ainsi que la liste des séminaires qui ont eu lieu dans le laboratoire.

1978

163 p.

Commissariat à l'Energie Atomique - France.

CEA-N-2037 - MICHAUDON André, DIDIER Daniel, SOLEILHAC Maurice
PROGRESS REPORT OF THE NUCLEAR PHYSICS DIVISION FOR THE YEAR 1977

Summary.- This progress report gives a presentation of the work carried out in the Service de Physique Nucléaire (C.E. Bruyères-le-Châtel) during the year 1977. It comprises a part about technical work and equipments and a second part on experiments and their interpretation. The third part is devoted to the theoretical work and nuclear data evaluations. At the end of the report we give a list of the documents issued during the year and a list of the talks given in the laboratory.

1978

163 p.

Commissariat à l'Energie Atomique - France.

PREFACE

Le Service de Physique Nucléaire a travaillé pendant l'année 1977 dans des conditions très semblables à celles des années précédentes. L'examen de ce compte rendu révèle cependant quelques différences que je vais résumer rapidement.

Sur le plan de la physique expérimentale, l'étude des réactions nucléaires induites par ions lourds a démarré avec les mesures relatives aux résonances étroites apparaissant dans le système ($^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$). La détermination du spin de plusieurs d'entre elles et la mise en évidence d'une deuxième résonance 0^+ à basse énergie ont permis de proposer un nouveau mécanisme de réaction, basé sur un modèle rotation-vibration lui-même dérivé des études du phénomène de fission, domaine bien connu du Service P.N. Cependant, pour progresser dans ce domaine, il est indispensable d'améliorer les équipements existants afin de pouvoir préparer dans de bonnes conditions les expériences qui ultérieurement devront être effectuées avec GANIL.

Une source pulsée intense de neutrons, au spectre très large, obtenue en bombardant une cible épaisse de béryllium avec le faisceau de deutons de l'accélérateur Van de Graaff Tandem a été mise en fonctionnement en octobre 1977 et utilisée immédiatement pour préciser certains types de structures dans les sections efficaces de fission. Cette étude continuera dans les années suivantes en liaison très étroite avec les Laboratoires de LOS ALAMOS et OAK RIDGE qui disposent de sources très intenses de neutrons (WNR et ORELA).

Les études de fission se poursuivent pour préciser expérimentalement la dynamique du phénomène entre le point-selle et la scission, soit pour la fission induite par particules chargées ($^{233}\text{U}(d,pf)$) soit pour la fission induite par neutrons dans des conditions particulières (résonances de vibration de $^{232}\text{Th}(n,f)$, par exemple).

Les mesures de sections efficaces de capture radiative, démarrées en 1976 grâce à une méthode nouvelle qui se révèle prometteuse, commencent à être exploitées de façon systématique.

Dans les autres domaines où le Service P.N. a déjà acquis une bonne expérience, les activités continuent à un rythme de croissance. Citons par exemple : les mesures de diffusion élastique et inélastique où un effort particulier est entrepris pour les actinides, noyaux pour lesquels les données sont très clairsemées, les mesures de sections efficaces ($n,2n$) qui utilisent la technique du gros scintillateur liquide, les mesures absolues de flux de neutrons (en coopération avec le Bureau National de Métrologie) et celles des sections efficaces de fission pour des énergies de neutrons voisines de 14 MeV.

Les équipements n'ont que peu évolué en 1977. Signalons cependant l'étude et le lancement des opérations relatives au rajeunissement et à la modernisation de notre système d'informatique. Les accélérateurs ont fonctionné avec un bon taux d'utilisation, malgré quelques interventions sur le Van de Graaff Tandem, et ceci en dépit du fait que ces accélérateurs sont systématiquement arrêtés pendant le week-end.

La physique nucléaire théorique concentre ses travaux essentiellement sur l'étude microscopique des noyaux à l'aide de la méthode Hartree-Fock-Bogolyubov (H.F.B.). Des résultats très intéressants ont été obtenus sur la densité de charge et de matière nucléaire, sur les modes oscillatoires des noyaux et sur la compressibilité de la matière nucléaire. L'inclusion dans le formalisme H.F.B. de fonctions d'ondes à 1 particule, obtenues à partir de potentiels à deux centres, permet d'autre part d'aborder de façon plus fondamentale les sujets relatifs à la fission et aux réactions induites par ions lourds.

Enfin les activités d'évaluation et de calculs de données nucléaires se poursuivent régulièrement en s'appuyant sur les travaux expérimentaux d'une part et sur les résultats théoriques fondamentaux d'autre part. Ces activités, orientées essentiellement vers les utilisateurs de données nucléaires, sont revues périodiquement au comité des données nucléaires et font aussi l'objet de collaboration avec des Laboratoires étrangers grâce aux comités internationaux.

A. MICHAUDON

Chef du Service de Physique Nucléaire

TABLE DES MATIERES

PARTIE A - SUPPORT TECHNIQUE - EQUIPEMENTS -	5
<u>A-I-ACCELERATEURS -</u>	5
<i>A-I-1-Van de Graaff Tandem.</i>	5
<i>A-I-2-Van de Graaff 4 MeV.</i>	7
<i>A-I-3-Van de Graaff 550 keV et SAMES 150 keV.</i>	7
<i>A-I-4-Amélioration des possibilités du système de pulsation du Van de Graaff Tandem.</i>	8
<i>A-I-5-Emploi des accélérateurs en 1977.</i>	9
<u>A-II-ELECTRONIQUE NUCLEAIRE -</u>	10
<i>A-II-1-Automatisation des accélérateurs.</i>	10
<i>A-II-2-Amélioration des moyens d'acquisition de données.</i>	10
<i>A-II-3-Circuits électroniques divers.</i>	10
<u>A-III-INFORMATIQUE -</u>	12
<i>A-III-1-Système d'acquisition et de traitement des données.</i>	12
<i>A-III-2-Terminal CISI.</i>	12
<i>A-III-3-Programme de calcul.</i>	13

A-IV-TECHNOLOGIE - 14

A-IV-1-Laboratoire des cibles. 14

A-IV-2-Bureau de Dessin et Atelier. 15

A-IV-3-Mise au point d'une cible gazeuse de tritium pour la production
de flux importants de neutrons. 16

PARTIE B - EXPERIENCES ET INTERPRETATION - 20

B-I-ETUDE DE LA DIFFUSION ELASTIQUE ET INELASTIQUE DES NEUTRONS RAPIDES - 20

B-I-1-Spectromètre de temps de vol à quatre détecteurs utilisé pour
l'étude de la diffusion des neutrons de 8 à 15 MeV. 20

B-I-2-Analyse des données de diffusion des neutrons par le carbone
entre 10 et 40 MeV. 21

B-I-3-Diffusion de neutrons par les isotopes $^{206}, ^{207}, ^{208}\text{Pb}$ et ^{209}Bi
dans la gamme d'énergie 7,5-13,5 MeV. 29

B-I-4-Etude de la diffusion des neutrons par les noyaux de la région
des actinides. 33

B-I-5-Déformations nucléaires des isotopes du tungstène. 40

B-I-6-Spectres des neutrons secondaires émis par ^6Li et ^7Li pour des
énergies de neutrons incidents de 6-10 et 14 MeV. 48

B-I-7-Production de neutrons d'énergie comprise entre 15 et 30 MeV. 51

B-II-MESURES DE SECTIONS EFFICACES DE REACTIONS - 55

B-II-1-Mesures de flux de neutrons. 55

B-II-2-Mesures de sections efficaces de capture radiative. 59

B-II-3-Etude de la capture résonnante de ^{28}Si entre 500 keV et 1 MeV. 63

B-II-4-Mesure des sections efficaces (n,2n) et (n,3n) du seuil à 15 MeV. 66

B-II-6-Mesures de sections efficaces de fission. 70

B-III-ETUDE DE LA FISSION - 73

B-III-1-Etude des variations de l'énergie cinétique totale moyenne des
fragments de fission de la réaction $^{232}\text{Th}(n,f)$. 73

B-III-2-Etude de la réaction $^{233}\text{U}(d,pf)$. 79

B-III-3-Etude du bilan énergétique dans les expériences de fission. 86

<u>B-IV-ETUDE DES REACTIONS INDUITES PAR IONS LOURDS -</u>	91
<i>B-IV-1-Etude des résonances dans le système $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$.</i>	91
PARTIE C - THEORIE ET EVALUATION -	99
<u>C-I-EVALUATION DES DONNEES -</u>	99
<i>C-I-1-Evaluation de données nucléaires de Ir naturel.</i>	99
<i>C-I-2-Evaluation de la section efficace de capture de ^{191}Ir, ^{193}Ir et Ir nat. dans la gamme d'énergie 0,250 keV-20 MeV.</i>	101
<i>C-I-3-Sections efficaces de capture de ^{85}Rb, ^{133}Cs, ^{159}Tb, ^{176}Lu et ^{181}Ta.</i>	101
<i>C-I-4-Evaluation des sections efficaces $\sigma(n,n)$, $\sigma(n,n')$, $\sigma(n,\gamma)$, $\sigma(n,p)$ de ^{130}Ba et ^{132}Ba.</i>	102
<i>C-I-5-Evaluation des sections efficaces $(n,2n)$ de ^{85}Rb et ^{140}Ce.</i>	104
<i>C-I-6-Réactions (n,p) et (n,α).</i>	104
<i>C-I-7-Section efficace $^{169}\text{Tm}(n,\gamma)^{170}\text{Tm}$.</i>	107
<i>C-I-8-Codes et fichiers.</i>	110
<u>C-II-CALCULS DE DONNEES NUCLEAIRES -</u>	113
<i>C-II-1-Evaluation par modèles nucléaires des sections efficaces neutroniques de ^{240}Pu et ^{242}Pu de 10 keV à 20 MeV.</i>	113
<i>C-II-2-Calcul des sections efficaces $(n,2n)$ des isotopes du néodyme et du samarium.</i>	117
<i>C-II-3-Calculs de sections efficaces de certains actinides.</i>	119
<i>C-II-4-Calculs des sections efficaces de capture radiative des isotopes du samarium.</i>	120
<u>C-III-ETUDE DE MODELES POUR LE CALCUL DE DONNEES -</u>	121
<i>C-III-1-Etude du formalisme de calcul des sections efficaces pour le modèle statistique (noyaux sphériques) - Isotopes de Mo.</i>	121
<i>C-III-2-Interaction des nucléons avec ^{197}Au.</i>	125
<i>C-III-3-Déformations des isotopes du tungstène.</i>	127
<i>C-III-4-Formalisme pour la diffusion inélastique de neutrons par des noyaux rotationnels impairs.</i>	129
<i>C-III-5-Diffusion élastique et inélastique des neutrons sur ^{12}C.</i>	130
<i>C-III-6-Calcul des sections efficaces et des spectres des particules émises dans les réactions nucléaires à l'aide du modèle d'excitons.</i>	131

<i>C-III-7-Etudes en modèles optiques utilisant des méthodes matricielles.</i>	134
<i>C-III-8-Etudes mathématiques.</i>	136
<u>C-IV-DESCRIPTION DES NOYAUX DANS LE CADRE DES THEORIES SELF-CONSISTANTES</u> -	137
<i>C-IV-1-Propriétés statistiques des noyaux à déformation axiale.</i>	137
<i>C-IV-2-Propriétés statiques des noyaux triaxiaux.</i>	138
<i>C-IV-3-Traitement dynamique des oscillations collectives de grande amplitude.</i>	138
<i>C-IV-4-Traitement des oscillations collectives de faible amplitude (Random phase approximation, RPA).</i>	139
<i>C-IV-5-Etudes Hartree-Fock avec des bases à deux centres.</i>	141
<u>C-V-ASTROPHYSIQUE</u> -	142
<i>C-V-1-Hydrodynamique - Evolution des galaxies.</i>	142
PARTIE D - <u>BIBLIOGRAPHIE</u> -	143
PARTIE E - <u>SEMINAIRES</u> -	153

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

PARTIE A

SUPPORT TECHNIQUE - EQUIPEMENTS

A-I-ACCELERATEURS -

A-I-1-Van de Graaff Tandem.

L'accélérateur Van de Graaff Tandem de 7 MV a été utilisé surtout pour produire des neutrons rapides à partir de faisceaux de protons ou de deuteron. L'accélération d'ions lourds a cependant pris une place plus importante que les années précédentes (ions oxygène - ions carbone).

Des améliorations mineures ont encore été apportées au système de pulsation du faisceau et l'on est maintenant en mesure d'obtenir des bouffées de protons de durée moyenne inférieure à 0,6 ns avec un courant moyen de 1 μ A et une fréquence de répétition de 2,5 MHz (les courants de deuteron sont légèrement inférieurs aux courants de protons).

La mise en place d'une base de vol de 40 m. de long, destinée aux expériences avec des neutrons produits par réaction ${}^9\text{Be}(d,n){}^{10}\text{B}$ en cible épaisse, a entraîné la modification du système de déviation isochrone. Le deuxième aimant possède maintenant une sortie supplémentaire à 23°, dans la direction de cette nouvelle base de vol.

L'enceinte de l'accélérateur a été ouverte cinq fois au cours de cette année :

- au mois de janvier pour remplacer la courroie de montée des charges, après 6500 heures de fonctionnement. Au cours de cette ouverture on a également changé le moteur d'entraînement de l'alternateur et mis en place de nouvelles feuilles de carbone dans l'échangeur de charge.
- les feuilles de carbone ont encore été changées au cours de la seconde ouverture qui a eu lieu en mai.
- deux autres ouvertures (en juillet et en août) ont eu lieu afin de procéder au remplacement des deux sections basse énergie du tube accélérateur. Cette partie du tube donnait en effet, depuis quelque temps, des signes de fatigue et portait des traces provoquées par des claquages internes. Ces sections de tube étaient en service depuis le mois de juin 1974, elles avaient environ 6300 heures de fonctionnement et ont été remplacées par des sections identiques, à champ incliné et à électrodes d'acier.

Les essais de fonctionnement, qui ont suivi cette opération d'échange de la partie basse énergie du tube, ont montré que, malheureusement, les sections haute énergie ne permettaient plus de travailler à la tension nominale de 7 MV. Les difficultés de fonctionnement étant apparues au-delà de 6,3 MV, il a été décidé de remplacer prochainement les deux sections restantes ; cette opération devrait avoir lieu au cours du deuxième trimestre de 1978.

- une autre ouverture a eu lieu en novembre pour changer à nouveau le moteur d'entraînement de l'alternateur.

Il est envisagé également de remplacer les résistances de colonne (résistances enrobées type 4 HETA), dont la valeur ohmique varie trop au cours du temps, par des résistances à un seul éclateur et de fabrication différente.

Enfin, une étude, dont le but est la diminution de la fluctuation de la tension accélératrice, vient d'être entreprise. On envisage de porter le canal central, situé dans la tête haute tension, à un potentiel différent de celui du terminal. Cette différence de potentiel devra être asservie afin de compenser les fluctuations de la tension de fonctionnement de l'accélérateur.

On examine également les différentes solutions envisageables pour augmenter l'énergie des ions accélérés : ions légers pour la production de neutrons d'énergie supérieure à 15 MeV et ions lourds pour élargir la gamme des ions capables de franchir la barrière coulombienne d'une cible donnée.

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

Comme, les années précédentes, l'accélérateur Van de Graaff 4 MeV a été utilisé principalement pour produire des neutrons d'énergie voisine du MeV.

Une troisième ligne de faisceau a été mise en service au début de l'année. On peut, sur cette nouvelle extension, obtenir un faisceau pulsé mais non regroupé (largeur de bouffée 10 à 12 ns, minimum).

La maintenance de cet accélérateur a nécessité de nombreux travaux : six changements de source d'ions, remplacement des plaques du pulsateur à 1 MHz, nettoyage et alignement du système de déflexion, à 20 MHz, de l'aimant de regroupement.

Le Van de Graaff a également été mis à la disposition du Laboratoire d'analyse par réactions nucléaires de SACLAY pour la mise au point de méthodes d'analyse par irradiation.

A-I-3-Van de Graaff 550 keV et SAMES 150 keV.

Ces appareils ont été utilisés pour produire des neutrons de 14 MeV par réaction ${}^3\text{H}(d,n){}^4\text{He}$ au profit du Service PN et d'autres unités du C.E.A.

(A.DANDINE, A.COURTAIN et l'ensemble du Groupe)

A-I-4-Amélioration des possibilités du système de pulsation du Van de Graaff Tandem.

Une nouvelle source de neutrons présentant un spectre en énergie assez large a été développée auprès du Tandem Van de Graaff, en bombardant une cible épaisse de béryllium avec des deutérons de 14 MeV. La sélection en énergie des neutrons incidents est réalisée par la méthode du temps de vol, avec des bases de vol pouvant atteindre 40 mètres. La diversité des expériences envisagées et le souci d'adapter au mieux la fréquence de pulsation du faisceau à chaque expérience, tout en conservant l'excellente résolution en temps du système actuel, nous ont conduits à développer un système simple qui permet de faire varier dans une gamme étendue la fréquence de la pulsation.

Le faisceau est d'abord réglé avec la fréquence de pulsation habituelle de 2,5 MHz. Une tension de 400 volts est ensuite appliquée sur un système de déflexion situé en amont du pulsateur. Le signal de l'oscillateur du pulsateur, après division, est convenablement retardé et mis en forme, puis appliqué sur un système de commande qui annule la tension de déflexion : le faisceau est rétabli pendant le temps juste nécessaire à l'élaboration d'une bouffée de particules chargées. La fréquence de base de 2,5 MHz peut être divisée au choix du physicien par un facteur :

$$2^i \cdot 3^j \cdot 5^k \cdot 7^l$$

avec $i, j, k, l = 0, 1, 2$ ou 3 .

Le seul réglage consiste à ajuster la phase relative du signal de déclenchement et de l'oscillateur du pulsateur.

Avec une mise en forme un peu plus large, ce système permet également de générer 3 bouffées de particules chargées séparées de 400 ns toutes les 60 μ s et fournit ainsi le système de pulsation requis pour les mesures de $\sigma(n,2n)$.

(M.BEAU, J.FREHAUT, G.LE CORRE, A.COURTAIN)

A-I-5-Répartition du temps de fonctionnement des accélérateurs en 1977.

(temps en heures)

	Van de Graaff Tandem 7 MV	Van de Graaff 4 MeV
Entretien - Réparation	795	497
Arrêts dus à des causes extérieures	85	68
Etudes et Améliorations	462	167
Réglages	313	114
Temps morts	223	285
Temps total d'utilisation	2.934	3.103
- en protons	616	2.802
- en deuteron	1.746	301
- en ions lourds	572	-

Utilisation du Van de Graaff 550 keV :

Temps total 1005 heures dont :

- 7 heures en protons
- 998 heures en deuteron.

A-II-ELECTRONIQUE NUCLEAIRE -

A-II-1-Automatisation des accélérateurs.

Le remplacement du calculateur CII 10020 (ATR2), destiné en particulier à assurer les liaisons avec l'accélérateur, par un ordinateur MITRA 15, nous a obligé à modifier le logiciel et une partie du matériel. Actuellement, le dispositif de visualisation Tektronix 4014 est couplé au nouvel ordinateur. Le remplacement du système d'acquisition des mesures par une centrale, montée à partir d'éléments CAMAC, est envisagé.

A-II-2-Amélioration des moyens d'acquisition de données.

Quelques opérations ponctuelles ont été effectuées sur les systèmes d'acquisition de données du 10020 ATR 1 et du MITRA 15-1. Pour équiper le nouveau MITRA 15-2 (qui remplace ATR2), un certain nombre de circuits ont été étudiés et mis en fabrication.

A-II-3-Circuits électroniques divers* .

L'étude des possibilités de détection et de localisation offertes par les nouveaux photomultiplicateurs multianode à galette de microcanaux, a été entreprise. Un photomultiplicateur MPM 5 x 5 construit par la Radiotechnique et qui comporte 25 anodes, a été mis en oeuvre.

L'électronique associée à ce genre de détecteur, a été étudiée et réalisée; elle comporte : 25 voies d'entrées analogiques munies de discriminateurs, les circuits d'anticoïncidence, les aiguilleurs, le codeur et le dispositif d'adressage.

L'organe de visualisation correspondant fait partie d'un bloc BA 163 Intertechnique. Les résultats y sont présentés soit sous forme analogique (25 spectres de 512 canaux) soit sous forme matricielle.

*avec le concours de MM. BERTIN et PRANAL.

A chaque anode correspond un cana' dans lequel on effectue l'intégration du nombre de coups détectés ; les 25 canaux sont représentés sous la forme d'une matrice 5 x 5 qui traduit la disposition des anodes dans le photomultiplicateur.

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

A-III-INFORMATIQUE -

A-III-1-Systèmes d'acquisition et de traitement des données.

Une partie du parc des ordinateurs d'acquisition des données est en cours de rénovation. Les ordinateurs CII du type 10020 vont être progressivement remplacés par des nouvelles machines du type MITRA.

- Le poste d'acquisition n° 1 : (ATR 1) est encore en service avec un 10020. La plupart du temps il fonctionne en mode autonome (prise en compte des informations sur disque). Sa fiabilité laisse de plus en plus à désirer.
- Le poste d'acquisition n° 2 : (ATR 2) est maintenant équipé d'un ordinateur MITRA 15; des mises au point de programmes, dues au changement de machine, sont en cours.
- Le MITRA 15 n° 1 associé au Van de Graaff 4 MeV continue à donner entière satisfaction, il ne nécessite que des travaux de routine.
- Le poste d'exploitation des données en temps différé (ETD) est encore basé sur un ordinateur CII 10020 auquel est associée, en particulier, une visualisation graphique SINTRA VU 2000. Cet appareillage sera remplacé prochainement par du matériel de fabrication plus récente. L'ordinateur sera du type MITRA 125, construit par SEMS, auquel sera couplée une console de visualisation graphique type VG 2110, construite par CIT-ALCATFL. Le nouveau système sera utilisé, dès son arrivée, pour les travaux d'évaluation de données ; la mise au point du nouveau poste d'exploitation durera environ une année.

A-III-2-Terminal CISI.

Le terminal relié aux ordinateurs de la CISI à Saclay est une machine du type IRIS 45 (CII) qui donne satisfaction sur le plan technique mais dont le coût de location-maintenance est élevé. Une étude en vue d'un changement de machine est en cours, en liaison avec la CISI.

(Y. de PENQUER, M. GUILLOUD)

A-III-3-Programmes de calcul.

La plupart des calculs scientifiques sont exécutés sur les ordinateurs de la CISI à SACLAY, par l'intermédiaire du terminal installé dans nos locaux à BRUYERES-LE-CHATEL.

Cette année encore plusieurs programmes d'exploitation de données sont venus enrichir la bibliothèque existante. Il faut citer en particulier des programmes de tris rapides, un calcul Monte-Carlo d'interaction des neutrons avec un "détecteur noir" (voir partie B de ce compte rendu) et un programme d'inversion de matrice, également par Monte Carlo.

Une partie des codes fonctionnant sur ordinateur IBM ont été transcrits sur CDC.

Enfin, les problèmes d'évaluation de données et de mise en forme sur bande, dans un format ENDF/B, ont conduit à la mise au point de programmes particuliers.

(M.A.BEUVE, D.COTTEN, M.GAUTIER)

A-IV-TECHNOLOGIE -

A-IV-1-Le Laboratoire des Cibles.

Le laboratoire des cibles a poursuivi son activité qui consiste d'une part en la fabrication de cibles par des procédés déjà éprouvés et d'autre part en un travail de recherche et de mise au point de nouvelles techniques pour répondre aux besoins de plus en plus diversifiés des physiciens.

Parmi les cibles fabriquées pour le Service, on peut mentionner les cibles de titane tritié sur supports minces ou épais, les cibles de ${}^7\text{Li}$ pur, les cibles de carbone mince (5 à 100 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$). Quelques cibles de ${}^{232}\text{Th}$ et de ${}^{235}\text{U}$ ont été réalisées sur supports de carbone de 30 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$.

Quelques cibles ont également été fabriquées pour d'autres laboratoires du CEA, de l'IPN Orsay et du LCA.

La mise en oeuvre d'un bâti de pulvérisation cathodique et la détermination des paramètres de dépôts a eu lieu en début d'année. Les études reprendront pour déterminer les limites d'épaisseur de dépôts d' UO_3 sur carbone mince.

L'étude et la réalisation d'implants pour un ablatomètre, commandé à un Service de la DAM par la SNIAS, a eu lieu dans un délai record malgré la complexité du problème au départ.

(C. BONETTI)

A-IV-2-Le Bureau de Dessin et l'Atelier.

ont étudié et réalisé en particulier :

- . Les équipements pour la nouvelle base de vol,
- . Un scintillateur gazeux et des passeurs d'échantillon,
- . Une enceinte pour la détection des fragments de fission,
- . Divers équipements pour les accélérateurs,
- . Des collimations neutroniques.

(M.DUMAZERT, G.GOMES et l'ensemble du Groupe
de Technologie)

A-IV-3-Mise au point d'une cible gazeuse de tritium pour la production de flux importants de neutrons.

Parmi les réactions utilisées pour la production de neutrons monoénergétiques auprès des accélérateurs Van de Graaff, la réaction $T(p,n)^3He$ présente la plus grande section efficace dans la gamme d'énergie des neutrons comprise entre 1,2 et 4 MeV [1]. Cependant les dangers liés à la manipulation du tritium limitent souvent l'emploi de cette réaction à des cibles solides dans lesquelles le tritium est absorbé ou à des cibles gazeuses n'acceptant que des courants faibles [2]. Dans le but d'obtenir des flux importants de neutrons avec une dispersion en énergie relativement faible, tout en observant les règles de sécurité imposées par le Service de Protection Radiologique, nous avons mis au point une nouvelle cible gazeuse.

Le schéma est donné dans la figure 1 et le système complet avec les circuits de remplissage dans la figure 2. Le tritium est contenu dans un petit cylindre de 1,5 cm de longueur dont le fond est en tantale. Ce cylindre est fermé par une fenêtre mince de havar, de 2,3 μ d'épaisseur, recouverte d'une couche de 0,5 μ d'or. Côté accélérateur, le tube est fermé par une fenêtre mince de nickel de 2,5 μ d'épaisseur. Entre les deux fenêtres minces, circule un courant d'hélium entraîné par un circulateur sec et hermétique (pour éviter une contamination extérieure en cas de rupture de la fenêtre de havar). Le courant d'hélium a une vitesse de 100 m/s environ au niveau des fenêtres minces qu'il refroidit.

Une cible de ce type a fonctionné avec des courants de protons de 25 μA moyen pendant plus de 210 heures sans contamination observable du circuit d'hélium (dans des essais antérieurs, sous de forts courants, les fenêtres minces, mal refroidies, devenaient poreuses et laissaient diffuser du tritium). Les caractéristiques du faisceau de neutrons produit et de fonctionnement de la cible étaient les suivantes :

- pression de tritium : 0,600 kg,
- pression d'hélium amont : 1,3 kg,
- pression d'hélium aval : 0,7 kg,
- énergie du faisceau de protons : 2,510 MeV ,
- courant moyen de protons : 25 μA ,
- flux de neutrons : $1,25 \cdot 10^9$ n/sr.s à 0°,
- énergie moyenne des neutrons : 1,370 MeV ,
- résolution en énergie des neutrons : ± 23 keV.

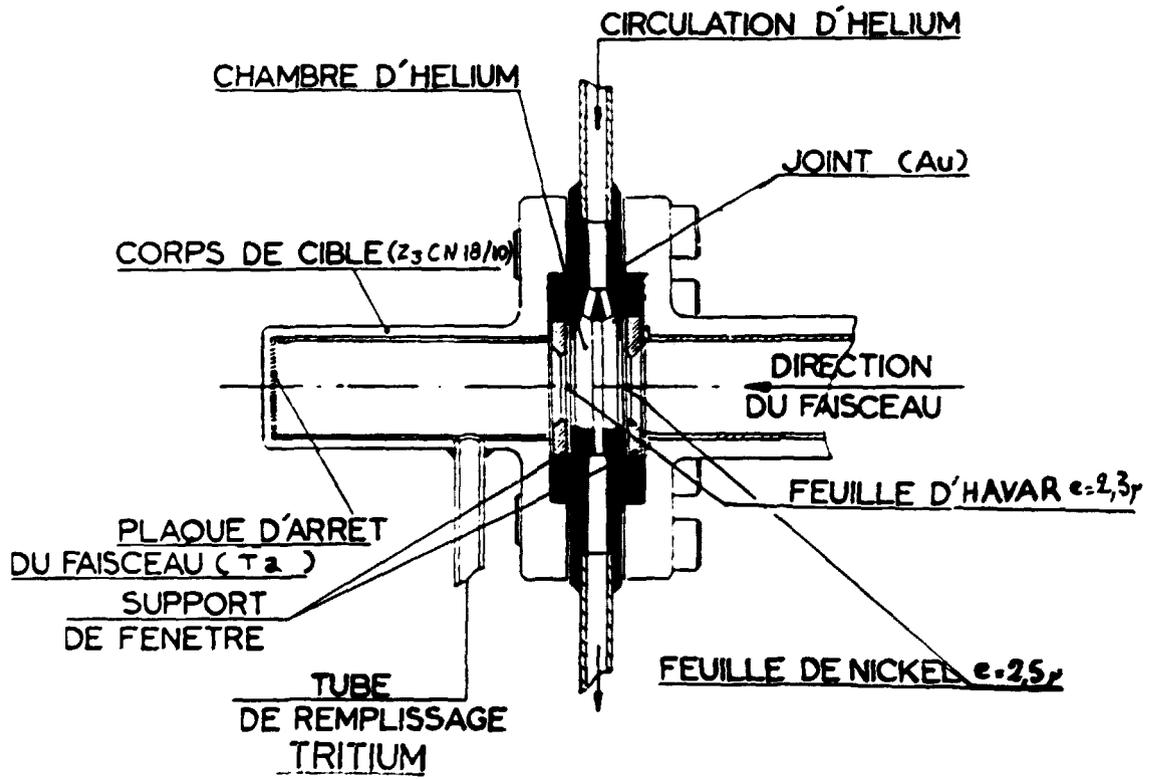
Moyennant de très faibles modifications, nous espérons utiliser une telle cible avec un courant de protons de 40 μ A pour réaliser des expériences ayant de très faibles taux de comptage.

(H.ABOU YEHIA^{*}, F.BRISARD, Y.PRANAL, J.TROCHON)

^{*} *Collaborateur extérieur*

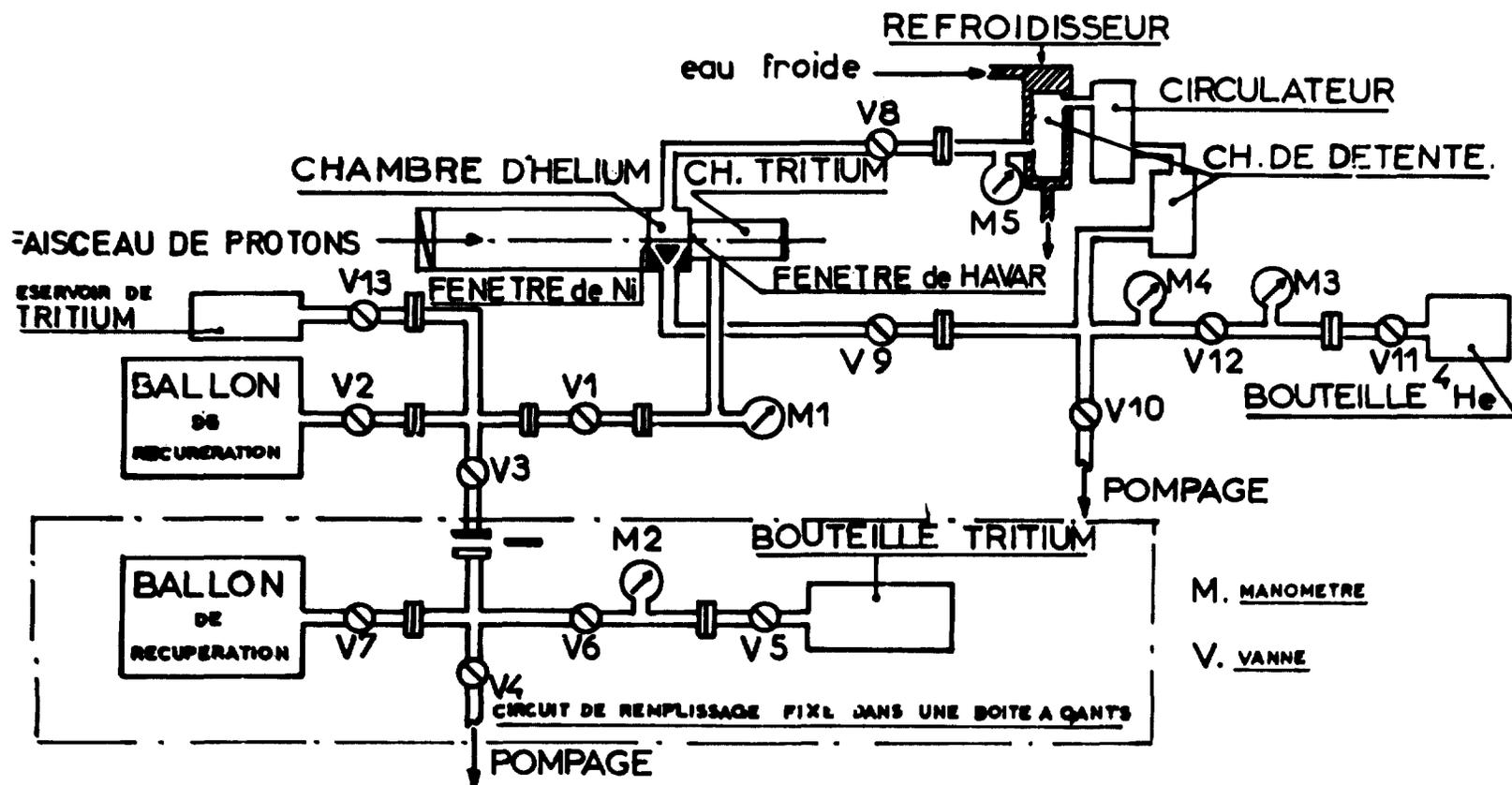
REFERENCES

- [1] - M. SOLEILHAC, *Note CEA-N-1812 (1975)*.
- [2] - G. HAOUAT, S. SEGUIN, *Note CEA-N-1739 (1974)*.



A-IV-3-FIGURE 1

Corps de cible et assemblage.



A-IV-3-FIGURE 2 - CIRCUIT DE REMPLISSAGE TRITIUM
ET
SYSTEME DE CIRCULATION ET DE REFROIDISSEMENT

PARTIE B

EXPERIENCES ET INTERPRETATION

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

B-I-1-Spectromètre de temps de vol à quatre détecteurs utilisé pour l'étude de la diffusion des neutrons de 8 à 15 MeV.

Pour répondre aux demandes de données neutroniques dans le domaine d'énergie compris entre 8 et 15 MeV, nous avons conçu, réalisé et expérimenté un spectromètre de temps de vol à quatre détecteurs. Les neutrons incidents sont produits à partir de l'accélérateur Van de Graaff tandem Super EN du Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel à l'aide de cibles gazeuses de deutérium ou de tritium. Un équipement auxiliaire composé d'un accélérateur 150 KV pulsé permet de produire, à l'aide de la réaction ${}^3\text{H}(d,n){}^4\text{He}$, un flux de neutrons d'énergie 14,9 MeV dans les mêmes conditions géométriques qu'à l'aide de l'accélérateur tandem. Un rapport, présentant les caractéristiques de cet équipement et quelques résultats expérimentaux obtenus a paru dernièrement [1].

(J.LACHKAR, G.HAOUAT, J.SIGAUD, Y.PATIN, F.COÇU,
C.HUMEAU, S.SEGUIN)

REFFERENCE

- [1] - J. LACHKAR, G. HAOUAT, J. SIGAUD, Y. PATIN, F. COÇU, C. HUMEAU, S. SEGUIN, *Rapport CEA-R4839, NEANDC (E) 177 "L", INDC (FR) 12/L.*

B-I-2-Analyse des données de diffusion des neutrons par le carbone entre
10 et 40 MeV.

L'ensemble des données relatives à l'interaction des neutrons avec le Carbone, en dessous de 20 MeV, a été réexaminé en détail au cours de travaux récents effectués dans ce laboratoire [1,2]. Les données de diffusion élastique et inélastique de neutrons sont suffisamment nombreuses et cohérentes dans la gamme d'énergie de 8,5 à 20 MeV [3-5] pour permettre d'analyser la diffusion des neutrons par ^{12}C dans le cadre du modèle optique en voies couplées.

Les fonctions d'excitation de diffusion de neutrons par ^{12}C présentent des structures relativement faibles au delà de 8,5 MeV [1]. On peut alors décrire le comportement moyen de la diffusion des neutrons au moyen du modèle optique. L'analyse des données a été effectuée à l'aide d'un modèle optique en voies couplées, en supposant que le noyau ^{12}C est déformé [6].

Dans les calculs nous avons supposé un couplage complexe entre l'état fondamental 0^+ et le premier état excité 2^+ (4,439 MeV) de ^{12}C . Les valeurs des paramètres du potentiel optique et leur dépendance en énergie ont été déterminées en considérant les données de section efficace totale et de diffusion élastique et inélastique (2^+) entre 8,5 et 20 MeV. Ces valeurs sont rassemblées dans le tableau 1 et comparées à celles obtenues à DUKE UNIVERSITY pour des énergies de neutrons inférieures à 15 MeV [7]. Les valeurs des paramètres proposées sont semblables à celles trouvées pour la diffusion de nucléons pour des noyaux plus lourds, sauf pour les diffusivités. Ces dernières sont plus petites et comparables aux diffusivités obtenues dans d'autres études de la diffusion de nucléons par ^{12}C [6-8].

Les distributions angulaires de diffusion élastique et inélastique (2^+) calculées sont montrées dans la figure 1 pour les énergies de neutrons de 14,5 et 19,9 MeV avec les données expérimentales correspondantes. Les calculs reproduisent assez bien la variation avec l'énergie de la contribution non résonnante des sections efficaces totale et de diffusion élastique (fig. 2) ainsi que celle de la section efficace inélastique (2^+) et de la somme des sections efficaces non élastiques résiduelles (fig. 3).

Les calculs ont été étendus à la gamme d'énergie des neutrons de 20 à 40 MeV. Pour le potentiel d'absorption de surface W_D , nous avons adopté la loi de variation avec l'énergie du tableau 1 jusqu'à 30 MeV ; entre 30 et 40 MeV, W_D reste constant. Il n'a pas été introduit d'absorption de volume.

La dépendance en énergie de la partie réelle du potentiel est de la forme suivante, au delà de 20 MeV : $V = V_0 - \alpha E - \beta E^2$, avec $\alpha = 0,27$ et $\beta = 0,0018$ (E est l'énergie des neutrons incidents exprimée en MeV).

Les valeurs calculées de la section efficace totale et de la section efficace non élastique sont comparées dans la figure 4 aux données compilées par DEL GUERRA [9]. L'accord pour la section efficace totale est bon ; pour la section efficace non élastique, les données sont peu nombreuses mais l'accord semble encore bon.

Ce travail a fait l'objet d'une communication au Symposium de BROOKHAVEN [10].

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

REFERENCES

- [1] - J. LACHKAR, F. COÇU, G. HAOUAT, P. Le FLOCH, Y. PATIN, J. SIGAUD, *Rapport NEANDC (E) 168 "L", INDC (FR) 7/L (1975).*
- [2] - J. LACHKAR, *Intern. Symp. on Neutron Standards and Applications, GAITHERSBURG, MD., NBS-SP 493 (1977) 93.*
- [3] - G. HAOUAT, J. LACHKAR, J. SIGAUD, Y. PATIN, F. COÇU, *Rapport CEA-R-4641 (1975), et à paraître prochainement dans Nucl. Sci. and Eng.*
- [4] - D.W. GLASGOW et al., *Nucl. Sci. and Eng.* 61 (1976) 521.
- [5] - G. DECONNINCK, J.P. MEULDER, *Phys. Rev.* C1 (1970) 1326.
- [6] - G.A. GRIN, C. JOSEPH, C.Y. WONG, T. TAMURA, *Phys. Lett.* 25B (1967) 387.
- [7] - F.O. PURSER et al., *Report BNL-NCS 21501 (1976) 274.*

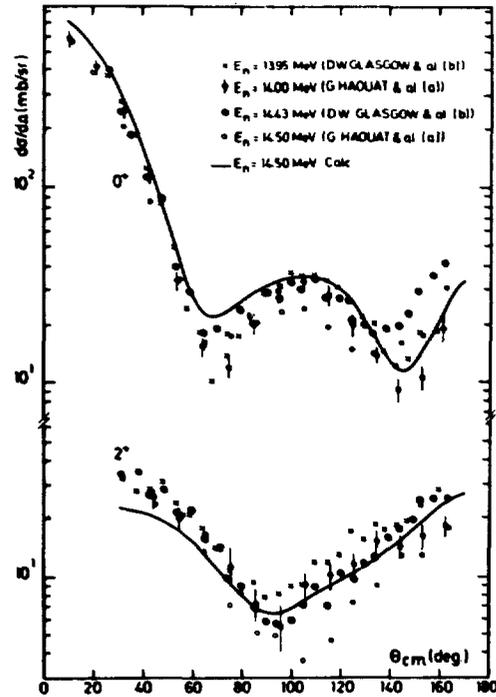
- [8] - J.S. NODVIK, C.B. DUKE, H.A. MELKANOFF, *Phys. Rev.* 125 (1962) 975.
- [9] - A. DEL GUERRA, *Nucl. Inst. and Meth.* 135 (1976) 337.
- [10] - G. HAOUAT, J. LACHKAR, J.P. DELAROCHE, Y. PATIN, J. SIGAUD,
Symposium on Neutrons Cross Sections, 10-40 MeV, BROOKHAVEN
Nat. Lab. UPTON, L.I., N.Y., 3-5 Mai 1977.

B-I-2-TABLEAU I

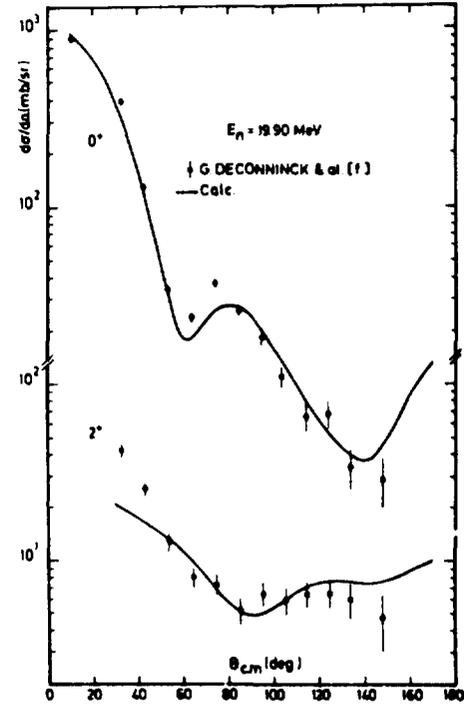
Paramètres du potentiel optique utilisés dans les calculs d'équations couplées.

W_R , W_D , V_{SO} et E (Energie des neutrons) sont donnés en MeV. R et a sont donnés en fm.

Ref.	Potentiel réel			Potentiel imaginaire			Potentiel spin-orbite			Paramètre de déformation
	R_R	a_R	V_R	R_D	a_D	W_D	R_{SO}	a_{SO}	V_{SO}	β_2
ce travail	1,25	0,40	$51,5 - 0,3E$	1,25	0,30	$0,74 + 0,38 (E-8,5)$	1,05	0,40	5,0	- 0,60
7	1,25	0,35	$58 - 0,9E$	1,25	0,20	$0,28E$	1,25	0,35	5,0	- 0,64

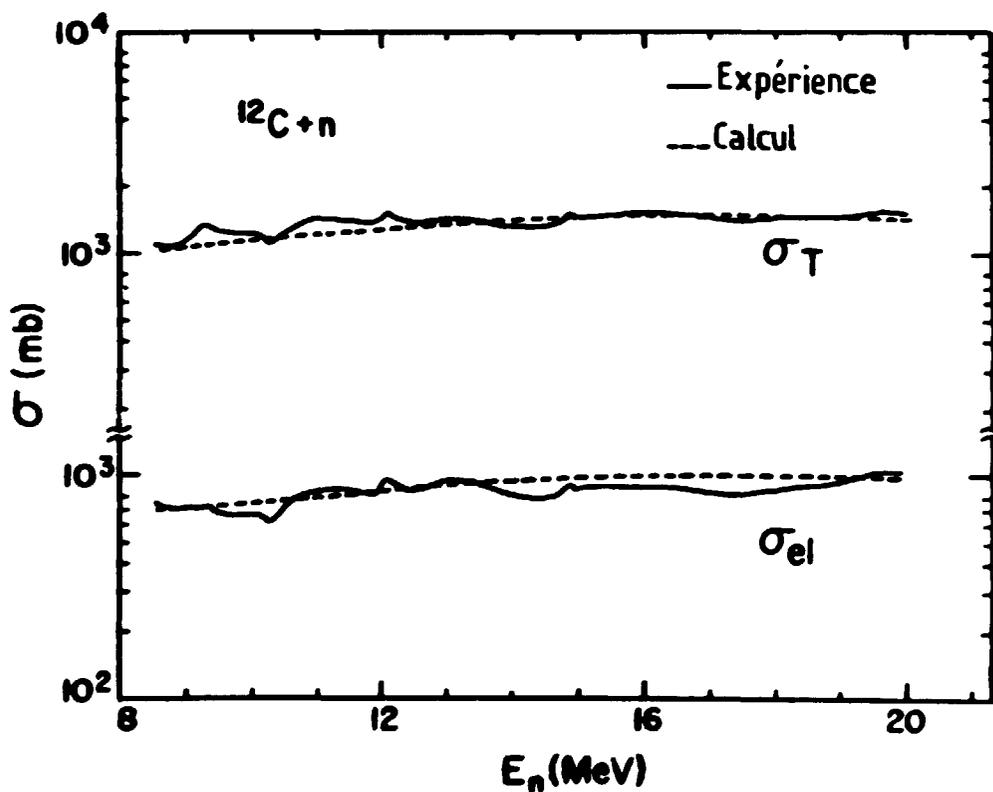


B-I-2-FIGURE 1a



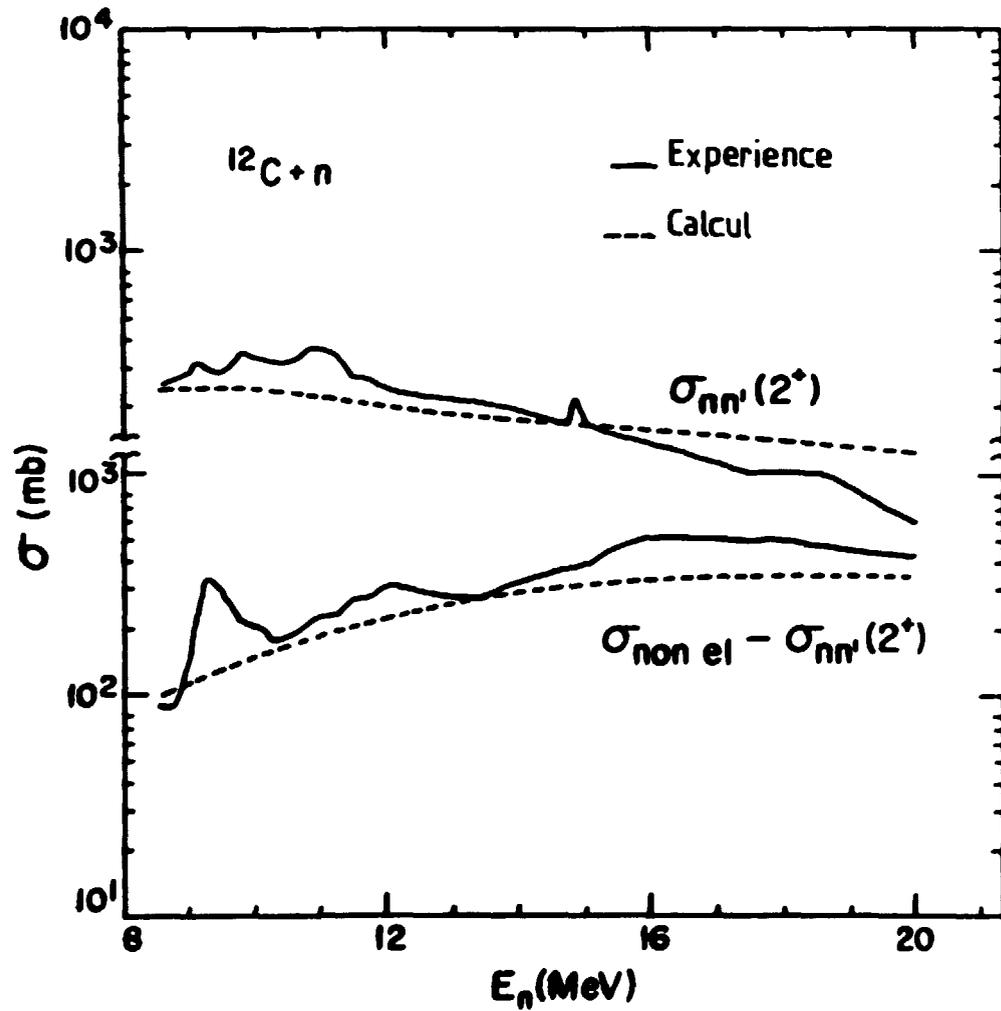
B-I-2-FIGURE 1b

Comparison des mesures de sections efficaces différentielles élastiques (0^+) et inélastiques (2^+) de ^{12}C aux distributions angulaires calculées à 14,5 MeV (Fig. 1a) et 19,9 MeV (Fig. 1b).
 a : réf. 3 - b : réf. 4 - f : réf. 5.



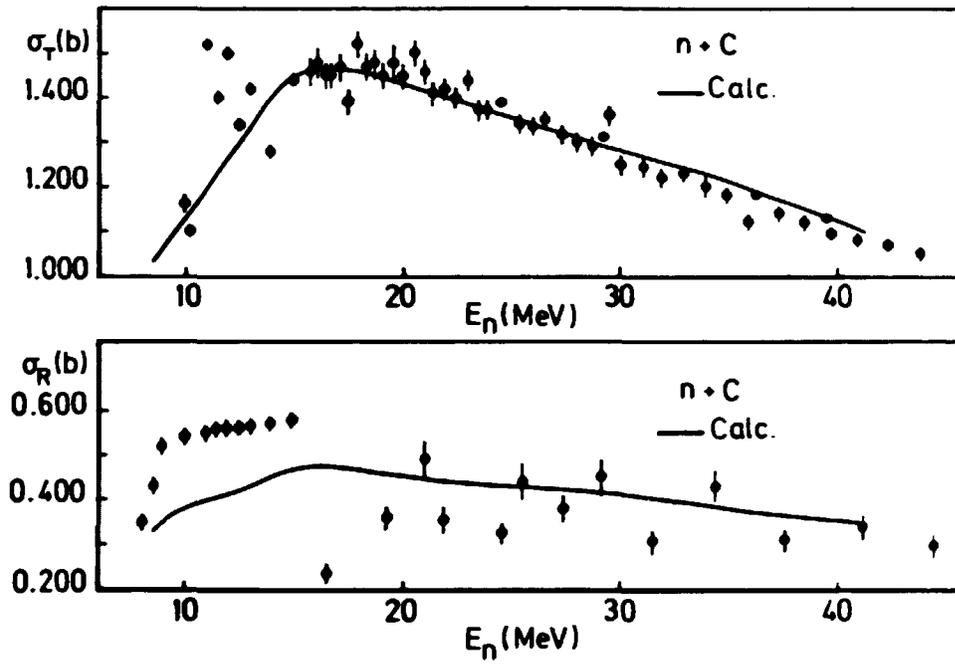
B-I-2-FIGURE 2

Sections efficaces totale (σ_T) et élastique (σ_{el}) pour le carbone entre 8,5 et 20 MeV. Les courbes en trait continu sont les valeurs recommandées [1], les tracés pointillés sont le résultat du calcul en équations couplées décrit dans le texte.



B-I-2-FIGURE 3

Valeurs recommandées [1] (tracé continu) et calculs en équations complètes (tracé pointillé) entre 8,5 et 20 MeV pour la section efficace inélastique 2^+ ($\sigma_{nn'}(2^+)$) et pour la somme des autres sections efficaces non élastiques ($\sigma_{\text{non el}} - \sigma_{nn'}(2^+)$) du ^{12}C .



B-I-2-FIGURE 4

Sections efficaces totale (σ_T) et non élastique (σ_R) entre 10 et 40 MeV. Les mesures sont prises dans la référence [9]. Le tracé continu est le résultat des calculs en équations couplées.

B-I-3-Diffusion de neutrons par les isotopes $^{206,207,208}\text{Pb}$ et ^{209}Bi dans
la gamme d'énergie 7,5-13,5 MeV.

La diffusion des neutrons par les isotopes $^{206,207,208}\text{Pb}$ et ^{209}Bi a été étudiée dans la gamme d'énergie de 7,5 à 13,5 MeV, afin d'obtenir des informations précises sur les paramètres du potentiel de modèle optique et sur les propriétés collectives des noyaux situés autour du noyau ^{208}Pb à couche fermée en protons et en neutrons.

Les sections efficaces différentielles de diffusion élastique et inélastique de neutrons ont été mesurées à 7,5 - 9,5 - 11,5 et 13,5 MeV, en utilisant l'ensemble de spectrométrie des neutrons par temps de vol du Service de Physique Nucléaire [1]. Les neutrons incidents étaient produits à l'aide de la réaction $^2\text{H}(d,n)^3\text{He}$ en cible gazeuse. La dispersion en énergie des neutrons incidents était de l'ordre de 180 keV aux quatre énergies. La résolution totale en énergie de l'ensemble de mesure était de 250 keV. Une telle résolution permet de séparer expérimentalement les groupes de neutrons de diffusion élastique et de diffusion inélastique, pour les quatre isotopes étudiés. Les sections efficaces différentielles ont été mesurées entre 20 et 160 degrés, par pas de 5 degrés, pour les quatre noyaux. Les distributions angulaires de diffusion élastique pour les noyaux ^{206}Pb et ^{208}Pb et pour les quatre énergies de neutrons incidents sont présentées dans la figure 1, à titre d'illustration.

Une analyse préliminaire de ces données, à l'aide d'un modèle optique sphérique, a été entreprise : le potentiel optique est considéré comme local et dépendant de l'énergie. Les paramètres du potentiel obtenus dans cette étude sont identiques pour ^{206}Pb et ^{208}Pb (tableau 1). Les calculs ont été effectués avec uniquement un terme d'absorption de surface. Les calculs sont présentés dans la figure 1 sous forme de tracés continus. L'analyse des données se poursuit notamment en ce qui concerne la diffusion inélastique.

Cette étude a pour but de comparer la diffusion des neutrons par les noyaux de la région de masse $A \approx 208$, où l'influence des effets de couches semble importante, à la diffusion par des noyaux de masse plus élevée [2]. Parallèlement, il sera intéressant de confronter la paramétrisation

phénoménologique obtenue dans ce travail, à celle calculée par des méthodes matricielles, dans lesquelles les potentiels peuvent être du type "folding" ou HARTREE-FOCK [3], ou aux prévisions issues des calculs théoriques de JEUKENNE et al. [4].

(G. HAOUAT, J. LACHKAR, Y. PATIN, Ch. LAGRANGE, M. CATES*)

*Collaborateur temporaire étranger, Los Alamos Scientific Laboratory,
LOS ALAMOS, New Mexico 87545 (USA).

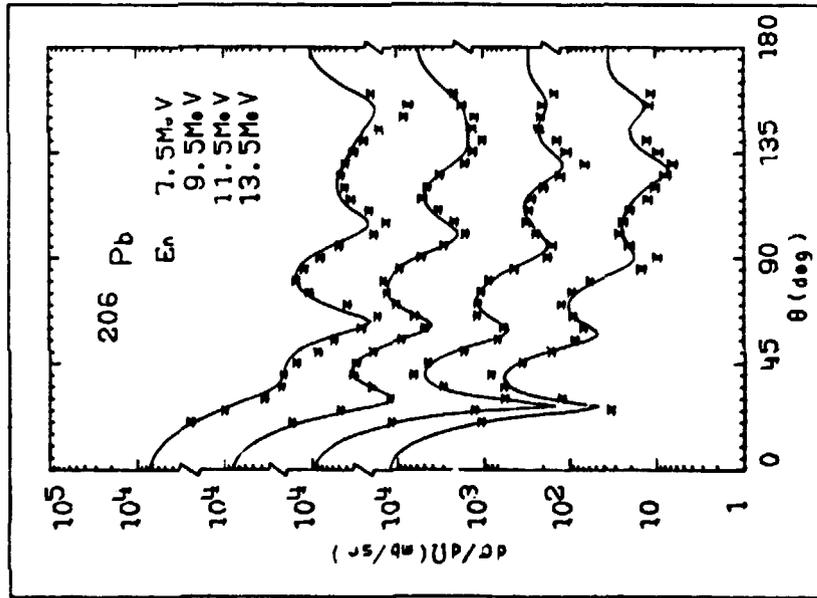
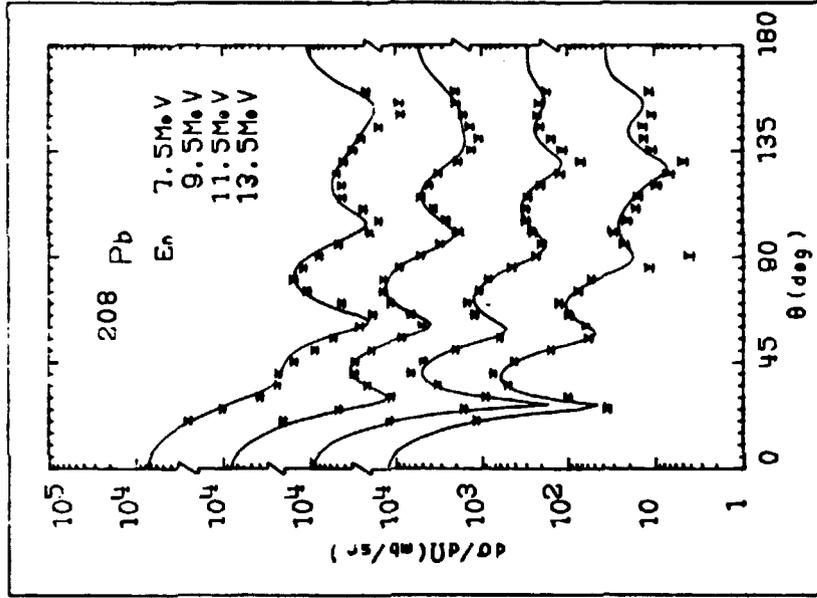
REFERENCES

- [1] - J. LACHKAR, M.T. Mc ELLISTREM, G. HAOUAT, Y. PATIN, J. SIGAUD,
F. COÇU, *Phys. Rev.* C14 (1976) 933.
- [2] - W.G. VONACH, A.B. SMITH, P.A. MOLDAUER, *Phys. Lett.* 11 (1964) 331.
- [3] - J.M. DUFOUR, J. SALVY, *Note CEA-N-1969, NEANDC (E) 181 "L",*
INDC (FR) 14/L (1977) p. 149.
- [4] - J.P. JEUKENNE, A. LEJENNE, C. MAHAUX, *Phys. Rev.* C16 (1977) 80.

B-I-3-TABLEAU 1

Paramètres du modèle optique pour ^{208}Pb et ^{208}Pb . Les potentiels et l'énergie E des neutrons sont exprimés en MeV, les rayons et diffusivités en fm.

Potentiel réel	$V_R = 46,4 - 0,3E$	$r_R = 1,26$	$a_R = 0,63$
Potentiel imaginaire de surface	$W_D = 2,3 + 0,45E$ ($E < 10$ MeV) $W_D = 6,8$ ($E \geq 10$ MeV)	$r_D = 1,26$	$a_D = 0,52$
Potentiel spin-orbite	$W_{SO} = 8,40$	$r_{SO} = 1,12$	$a_{SO} = 0,47$



B-I-3-FIGURE 1a

B-I-3-FIGURE 1b

Sections efficaces différentielles de diffusion élastique à $E_{\eta} = 7,5 - 9,5 - 11,5$ et $13,5$ MeV pour ^{206}Pb (a) et ^{208}Pb (b). Les tracés continus sont le résultat du calcul de modèle optique décrit dans le texte.

B-I-4-Etude de la diffusion des neutrons par les noyaux de la région des actinides.

Nous avons poursuivi l'étude de la diffusion des neutrons dans la région des actinides en analysant, au moyen du formalisme du modèle optique en voies couplées, les données de sections efficaces élastique et inélastique obtenues dans ce laboratoire pour ^{232}Th , ^{238}U , ^{235}U et ^{239}Pu à 3,4 MeV [1] ; nous y avons inclus le noyau sphérique ^{208}Pb . Cette étude prolonge et complète celle entreprise sur ^{208}Pb , ^{232}Th et ^{238}U à l'énergie des neutrons de 2,5 MeV [2]. Nous nous proposons, dans ce travail, de décrire la diffusion des neutrons par les noyaux déformés de masse impaire ^{235}U et ^{239}Pu et de la comparer à celle des noyaux pair-pair voisins. Nous tentons de plus, de déterminer les paramètres de déformation de ces noyaux qui n'ont jamais été mesurés ni calculés.

Les caractéristiques expérimentales concernant la mesure des sections efficaces différentielles ont déjà été présentées [1]. Mentionnons toutefois que les groupes de neutrons de diffusion élastique et de diffusion inélastique pour les deux premiers niveaux excités de ^{232}Th et ^{238}U ont pu être séparés expérimentalement. Pour ^{235}U et ^{239}Pu , la complexité du schéma de niveaux de ces noyaux (fig. 1) ne permet pas de séparer expérimentalement tous les groupes de neutrons. Pour ^{235}U , nous avons pu extraire les sections efficaces correspondant à la somme des contributions des états $(7/2^- + 1/2^+ + 3/2^+)$, $(9/2^- + 5/2^+)$ et $(11/2^-)$. Pour ^{239}Pu nous avons extrait les sections efficaces pour $(1/2^+ + 3/2^+)$, $(5/2^+ + 7/2^+)$ et $(9/2^+ + 11/2^+)$. Les sections efficaces différentielles sont présentées dans la figure 2 pour ^{232}Th et ^{238}U et dans la figure 3 pour ^{235}U et ^{239}Pu .

L'analyse des données, à l'aide du modèle optique en voies couplées, a été faite en adoptant les mêmes paramètres géométriques pour tous les noyaux (voir tableau 1). Pour ^{232}Th et ^{238}U les profondeurs du potentiel optique et leur dépendance en énergie sont essentiellement les mêmes que celles déduites de notre précédente étude à 2,5 MeV [2]. Pour ^{235}U et ^{239}Pu , les valeurs des potentiels ont été obtenues à partir des présentes données et en s'appuyant sur la méthode SPRT de paramétrisation du potentiel [3].

Les paramètres de déformation β_2 et β_4 des isotopes ^{232}Th , ^{235}U , ^{238}U et ^{239}Pu ont été déterminés en ajustant les distributions angulaires calculées aux données expérimentales (figures 2 et 3). Les calculs ont été faits avec une base de couplage (0^+ , 2^+ , 4^+) pour ^{232}Th et ^{238}U , ($1/2^+$, $3/2^+$, $5/2^+$, $7/2^+$, $9/2^+$, $11/2^+$) pour ^{239}Pu et ($7/2^-$, $9/2^-$, $11/2^-$) pour ^{235}U ; pour les quatre noyaux nous avons adopté des facteurs de forme complexes. Les valeurs des paramètres β_2 et β_4 obtenues sont rassemblées dans le tableau 2. En ce qui concerne le noyau ^{235}U , nous n'avons tenu compte que du couplage des états collectifs les plus bas appartenant à la bande de rotation construite sur l'état fondamental $7/2^-$. Il semble, en comparant les calculs aux données (fig. 3), que cette hypothèse est suffisante et que l'excitation des états correspondants à la bande de rotation construite sur le niveau de particule $1/2^+$ est relativement faible; en effet le niveau $7/2^+$ (84 keV) de cette bande, très nettement séparé des niveaux voisins, n'est pas alimenté.

Quelques remarques s'imposent dans l'état actuel de l'analyse: les valeurs des potentiels sont très voisines pour les quatre actinides étudiés; de plus, l'absorption adoptée pour le noyau ^{208}Pb , à double couche fermée, est plus faible que pour les actinides (tableau 1). D'autre part, les noyaux de masse impaire ^{235}U et ^{239}Pu possèdent une déformation d'équilibre nettement plus grande que les actinides pair-pair voisins (tableau 2).

L'étude des actinides va se poursuivre en y incluant l'isotope ^{233}U .

(G. HAOUAT, J. LACHKAR, Ch. LAGRANGE, R.E. SHAMU*, Y. PATIN, J. SIGAUD)

*Collaborateur temporaire étranger, Western Michigan University, KALAMAZOO Michigan (USA).

REFERENCES

- [1] - G.HAOUAT, J.LACHKAR, Ch.LAGRANGE, R.E. SHAMU, Y. PATIN, J. SIGAUD, J. CHARDINE, *Note CEA-N-1969, NEANDC (E) 181 "L", INDC (FR) 14/L (1977) p. 39.*
- [2] - G. HAOUAT, J. SIGAUD, J. LACHKAR, Ch. LAGRANGE, B. DUCHEMIN, Y. PATIN, *Rapport NEANDC (E) 180 "L", INDC (FR) 13/L (1977).*
- [3] - J.P. DELAROCHE, Ch. LAGRANGE, J. SALVY, *Nuclear Theory in Neutron Nuclear Data Evaluation, Vol. II IAEA-190 (1976) 251.*

B-I-4-TABLEAU 1

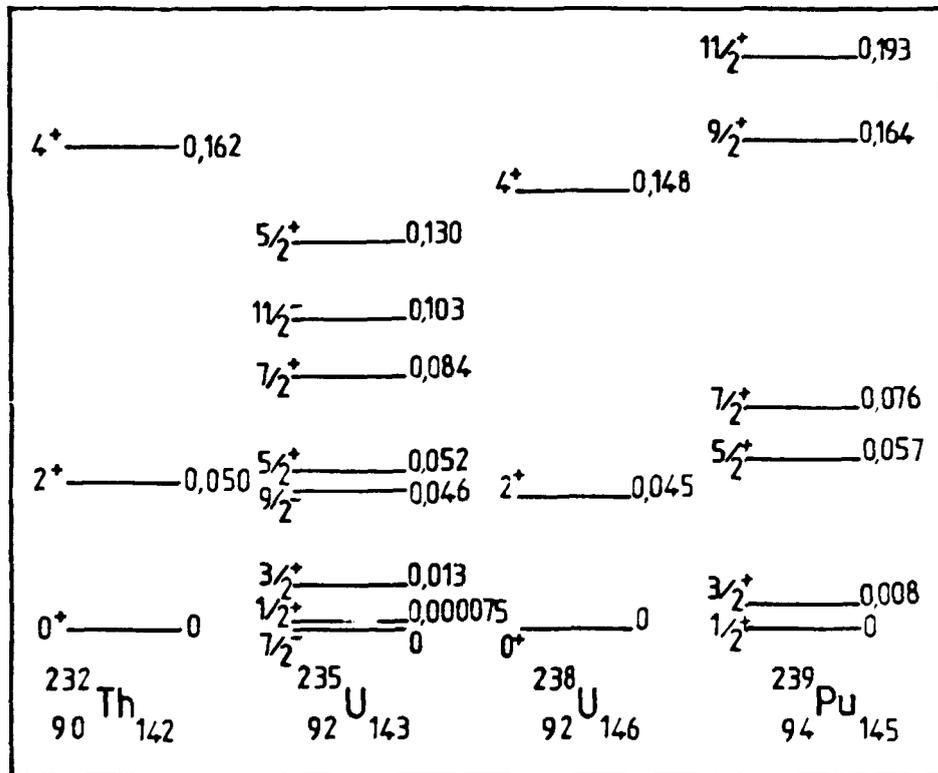
Paramètres du modèle optique. Les potentiels et l'énergie E des neutrons sont exprimés en MeV, les rayons et les diffusivités en fm.

	$r_R = 1,26$ $a_R = 0,63$	$r_D = 1,26$ $a_D = 0,52$	$r_{SO} = 1,12$ $a_{SO} = 0,47$
$^{208}_{Pb}$	$V_R = 46,4 - 0,3E$	$W_D = 2,3 + 0,45E$ ($E < 10$)	$V_{SO} = 8,4$
		$W_D = 6,8$ ($E \geq 10$)	
$^{232}_{Th}$	$V_R = 46,4 - 0,3E$	$W_D = 3,6 + 0,4E$ ($E < 10$)	$V_{SO} = 6,2$
		$W_D = 7,6$ ($E \geq 10$)	
$^{238}_{U}$	$V_R = 46,2 - 0,3E$	$W_D = 3,6 + 0,4E$ ($E < 10$)	$V_{SO} = 6,2$
		$W_D = 7,6$ ($E \geq 10$)	
$^{235}_{U}$	$V_R = 46,37 - 0,3E$	$W_D = 3,3 + 0,4E$ ($E < 10$)	$V_{SO} = 6,2$
		$W_D = 7,6$ ($E \geq 10$)	
$^{239}_{Pu}$	$V_R = 46,2 - 0,3E$	$W_D = 3,6 + 0,4E$ ($E < 10$)	$V_{SO} = 6,2$
		$W_D = 7,6$ ($E \geq 10$)	

B-I-4-TABLEAU 2

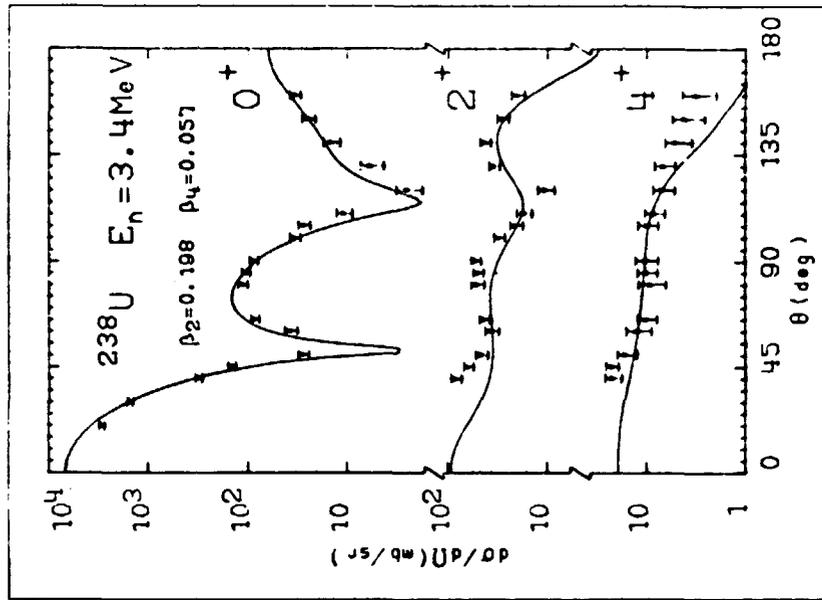
Paramètres de déformation quadrupolaire β_2 et hexadécapolaires β_4 .

	$^{232}_{Th}$	$^{238}_{U}$	$^{235}_{U}$	$^{239}_{Pu}$
β_2	0,190	0,198	0,220	0,220
β_4	0,071	0,057	0,080	0,070

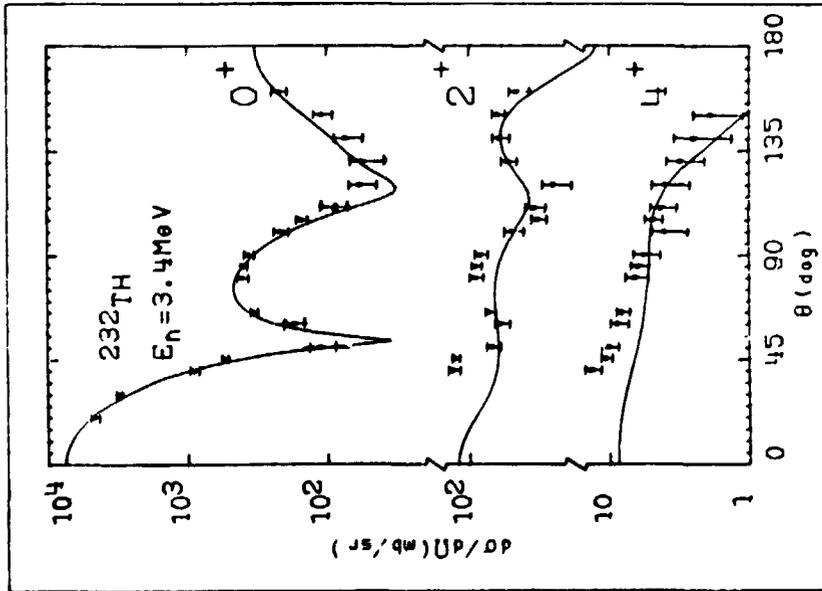


B-I-4-FIGURE 1

Schémas de niveaux de ^{232}Th , ^{235}U , ^{238}U et ^{239}Pu .
 Les énergies d'excitation sont données en MeV.

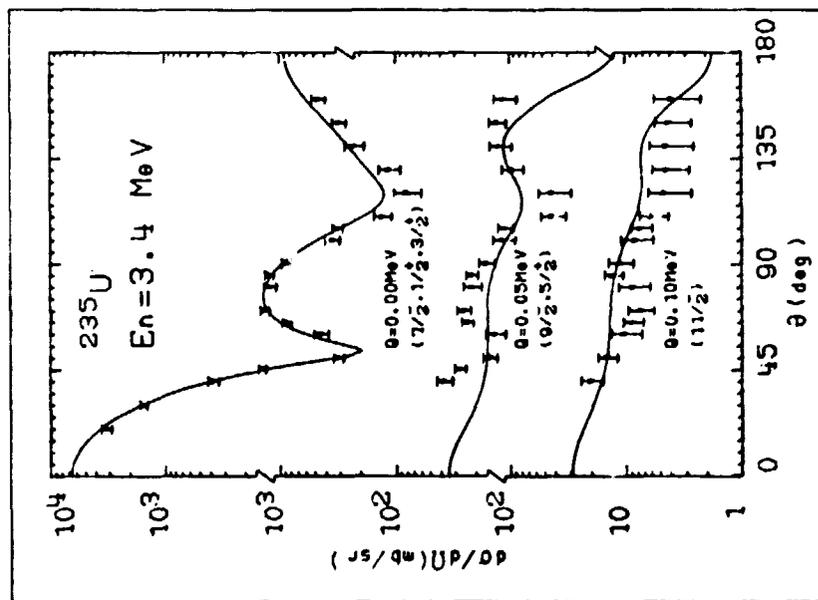
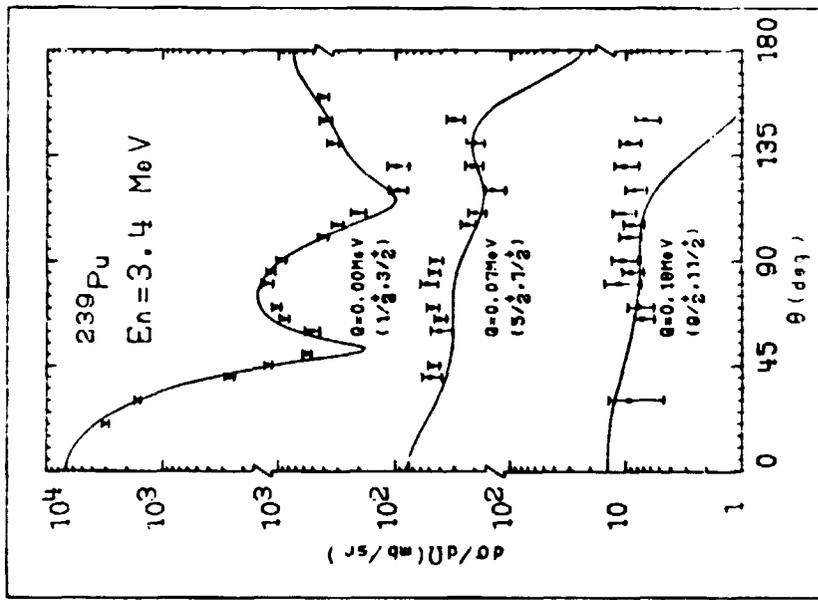


B-I-4-FIGURE 2b



B-I-4-FIGURE 2a

Sections efficaces différentielles de diffusion élastique (0^+) et inélastique par les premiers états excités 2^+ et 4^+ de ^{232}Th (x) et ^{238}U (o). Les traits continus sont le résultat du calcul d'équations couplées décrit dans le texte.



B-I-4-FIGURE 2b

B-I-4-FIGURE 2a

Sections efficaces différentielles pour ^{235}U (a) et ^{239}Pu (b). Les traits continus sont le résultat du calcul d'équations couplées décrit dans le texte.

B-I-5-Déformations nucléaires des isotopes du tungstène.

L'étude des déformations nucléaires, à l'aide de la diffusion des neutrons, entreprise dans la région des terres rares, tout d'abord avec les isotopes pair-pair de Nd et Sm [1], a été poursuivie avec les isotopes 182, 183, 184 et 186 du tungstène. Ces noyaux ont des déformations nucléaires permanentes et, de plus, ils sont caractérisés par des valeurs négatives du paramètre de déformation hexadécapolaire [2].

Les sections efficaces différentielles de diffusion élastique et de diffusion inélastique par les deux premiers états excités de $^{182,183,184,186}\text{W}$ ont été mesurées pour des neutrons incidents de 3,40 MeV. Le choix de cette énergie s'appuie sur des calculs récents qui montrent, aux environs de 3,40 MeV, une grande sensibilité de la section efficace totale de ^{182}W aux variations du paramètre de déformation quadrupolaire β_2 [3]. Les conditions expérimentales ont été soigneusement choisies pour permettre une bonne séparation des groupes de neutrons de diffusion élastique et de diffusion inélastique [4]. Les distributions angulaires ont été établies sur 19 points entre 20 deg. et 160 deg.

L'analyse des données de diffusion élastique et inélastique obtenues pour les isotopes pair-pair $^{182,184,186}\text{W}$ a été faite à l'aide du modèle optique en voies couplées pour décrire le processus d'interaction directe et du modèle statistique utilisant les coefficients de transmission généralisés pour tenir compte du mécanisme de formation du noyau composé. Les termes du potentiel optique et les paramètres de déformation β_2 et β_4 ont été déterminés en se basant sur les présentes données de distributions angulaires et en s'appuyant sur la méthode SPRT de paramétrisation du potentiel [5]. Les résultats des calculs ainsi que les données expérimentales sont présentés dans la figure 1 pour la diffusion élastique, dans les figures 2 et 3 pour la diffusion inélastique sur les premiers états excités 2^+ et 4^+ respectivement. Les calculs en voies couplées ont été effectués en supposant une base de couplage (0^+ , 2^+ , 4^+) et un facteur de forme complexe. Les parties réelle et imaginaire du potentiel comprennent un terme dépendant de l'isospin. Les paramètres du potentiel optique sont donnés dans le tableau 1.

Dans le tableau 2 sont rassemblés les paramètres de déformation β_2 et β_4 obtenus dans cette étude pour ^{182}W , ^{184}W et ^{186}W . Les valeurs proposées sont données à $\pm 3\%$ pour β_2 et $\pm 6\%$ pour β_4 . Ces valeurs sont comparées aux résultats des calculs de minimisation de l'énergie potentielle effectués par GÖTZ et al. [5], MÖLLER et al. [2] et GOGNY [7]. Les présentes données sont systématiquement inférieures d'environ 5% aux calculs des références 2 et 7 ; nous observons une différence plus importante notamment pour le paramètre β_4 avec les valeurs données par GÖTZ et al. [6].

Ce travail a fait l'objet d'une communication à la Conférence de KIEV [8].

L'analyse des données de diffusion élastique relatives au noyau ^{183}W , actuellement en cours, indique que ce noyau semble aussi déformé sinon plus déformé que ^{182}W (fig. 4). Toutefois l'hypothèse, pour ce noyau impair, du couplage faible du nucléon célibataire à un coeur pair-pair déformé semble insuffisante pour reproduire la diffusion inélastique. L'étude de ce noyau se poursuit.

(J. LACHKAR, J.P. DELAROCHE, G. HAOUAT, R.E. SHAMU*, J. SIGAUD, Y. PATIN, J. CHARDINE)

*Collaborateur temporaire étranger, Université de Western Michigan, KALAMAZOO, Michigan (USA).

REFERENCES

- [1] - M.T. Mc ELLISTREM, R.E. SHAMU, J. LACHKAR, G. HAOUAT, Ch. LAGRANGE, Y. PATIN, J. SIGAUD, F. COÇU, *Phys. Rev.* C15 (1977) 927.
- G. HAOUAT, J. LACHKAR, Ch. LAGRANGE, M.T. Mc ELLISTREM, Y. PATIN, R.E. SHAMU, J. SIGAUD, *B.A.P.S.*; Vol. 20 n° 3 (1975) 116.
- R.E. SHAMU, G. HAOUAT, J. LACHKAR, M.T. Mc ELLISTREM, Ch. LAGRANGE, J. SIGAUD, J.P. DELAROCHE, Y. PATIN, F. COÇU, *Int. Conf. on the Interactions of Neut. with Nuclei*, 6-9 Juillet 1976, Lowell, Massachusetts (USA), CONF 760715, tome 2 (1976) p. 1327.

- [2] - P. MÖLLER, S.G. NILSSON, J.R. NIX, *Nucl. Phys.* A229 (1974) 292.
- [3] - Ch. LAGRANGE, *Jour. de Phys. Lett.* 35 (1974) 111.
- [4] - J. LACHKAR, G. HAOUAT, Y. PATIN, J. SIGAUD, J. CHARDINE, J.P. DELAROCHE, R.E. SHAMU, *Note CEA-N-1969, NEANDC (E) 181/L - INDC (FR) 14/L* (1977), p. 36.
- [5] - J.P. DELAROCHE, Ch. LAGRANGE, J. SALVY, *Nuclear Theory in Neutron Nuclear Data Evaluation, Vol. II, IAEA-190* (1976) 251.
- [6] - U. GÖTZ, H.C. PAULI, K. ALDER, *Nucl. Phys.* A192 (1972) 1.
- [7] - D. GOGNY, *Conf. on Hartree-Fock and self-consistent field theories in Nuclei, TRIESTE (Italie) du 24/2/1975 au 1/3/1975*, p. 333.
- [8] - J.P. DELAROCHE, G. HAOUAT, R.E. SHAMU, J. LACHKAR, Y. PATIN, J. SIGAUD, J. CHARDINE, *Conf. Nat. Soviet sur la Physique du Neutron, KIEV (URSS) 18-22 Avril 1977*.

B-I-5-TABLEAU 1

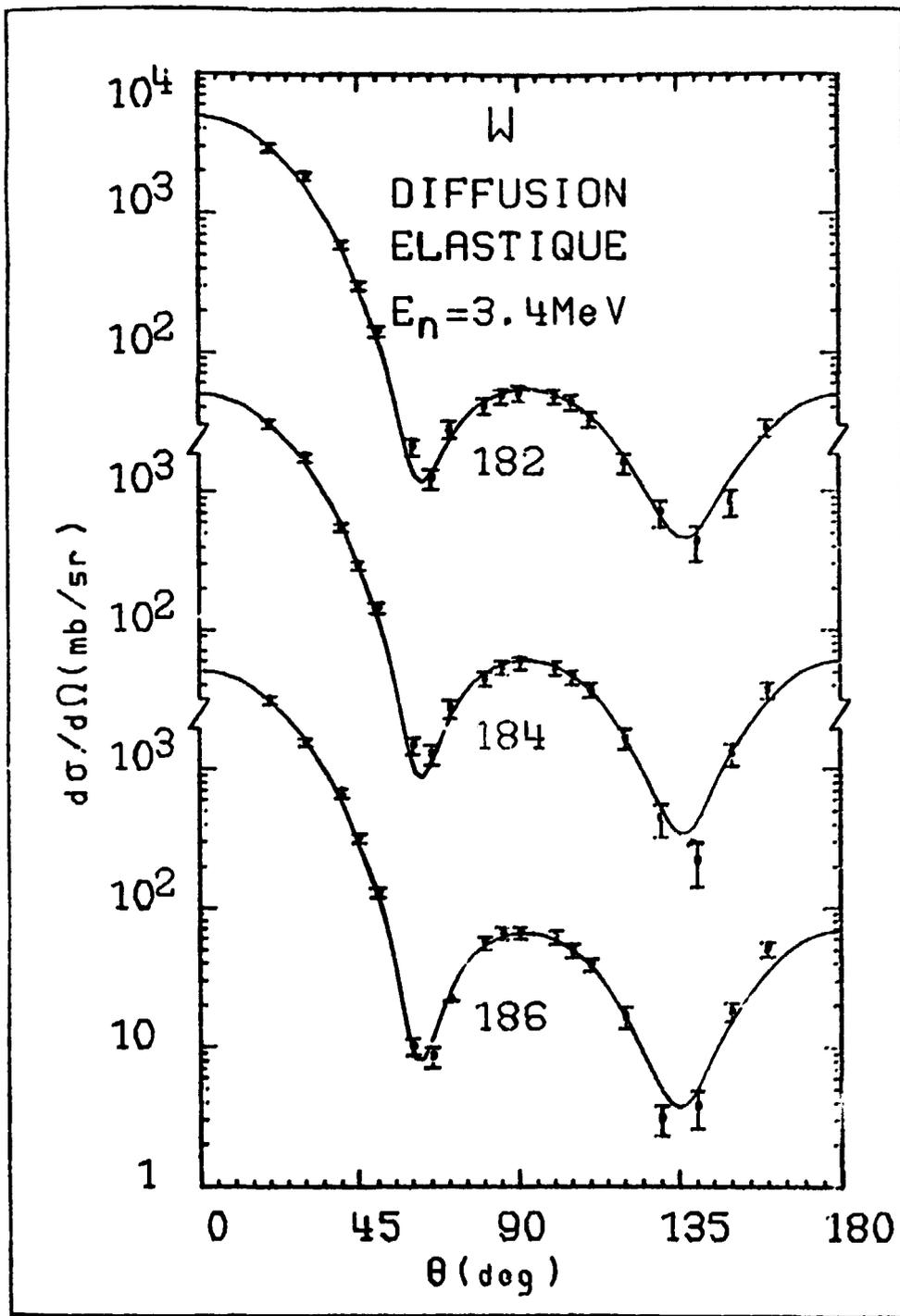
$V = 50.00 - 16 \left(\frac{N-Z}{A} \right) - 0.25 E_n$	$W_D = 4.93 - 8 \left(\frac{N-Z}{A} \right) + 1.30 E_n^{1/2}$	$V_{SO} = 6.00$
$r_V = 1.26$	$r_D = 1.28$	$r_{SO} = 1.26$
$a_V = 0.63$	$a_D = 0.47$	$a_{SO} = 0.63$
Les intensités sont exprimées en MeV, les rayons et épaisseurs de surface en fm.		

Les paramètres du potentiel optique pour la diffusion de neutrons sur les isotopes pair-pair du tungstène.

B-I-5-TABLEAU 2

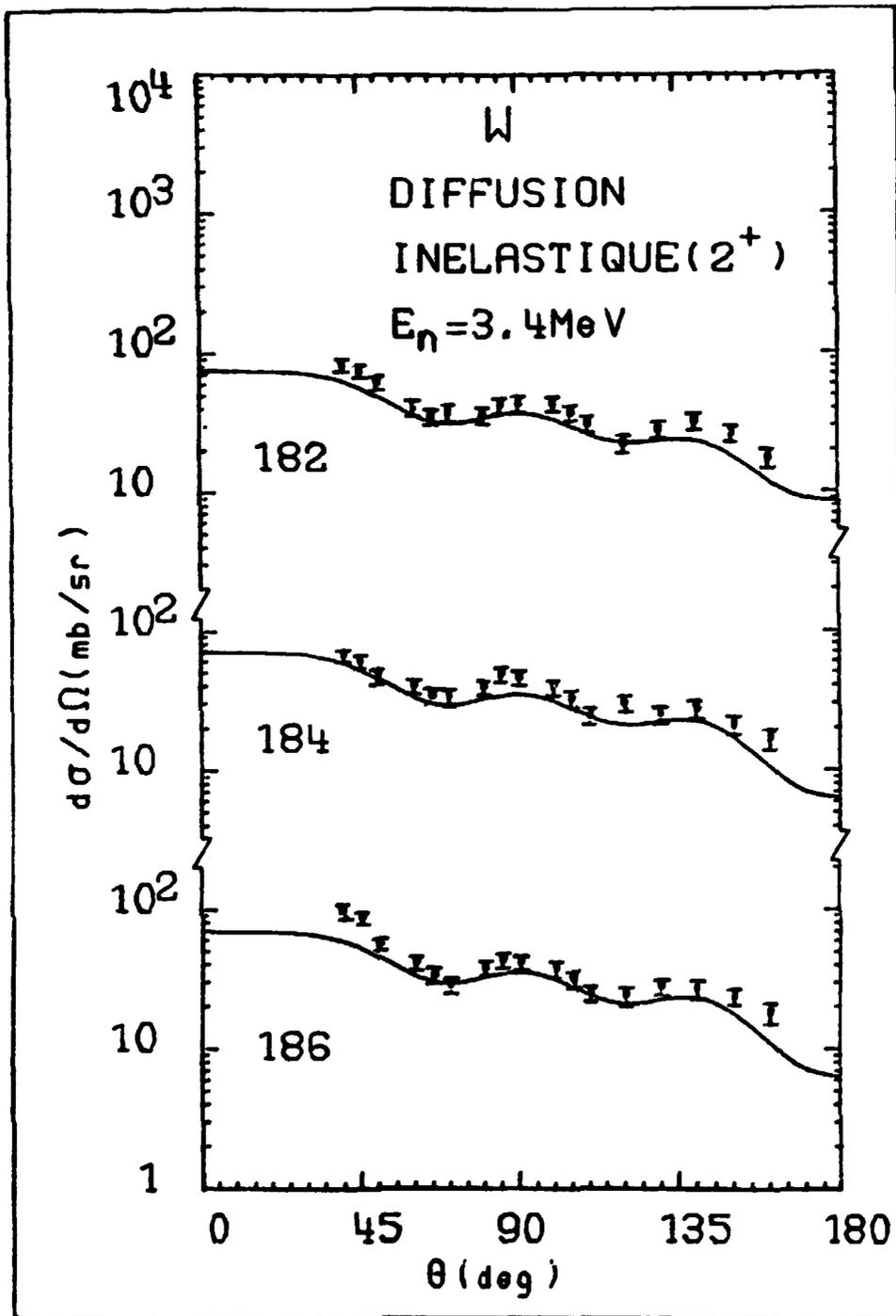
Auteurs	^{182}W		^{184}W		^{186}W	
	β_2	β_4	β_2	β_4	β_2	β_4
Götz et al. [2]	0.240	-0.084	0.230	-0.090	0.230	-0.090
Möller [3]	0.235	-0.057	0.220	-0.059	0.213	-0.060
Gogny [10]			0.216	-0.060		
travail présent	0.223	-0.044	0.209	-0.056	0.203	-0.057

Les paramètres de déformation β_2 et β_4 des isotopes pair-pair du tungstène. Comparaison des valeurs obtenues dans cette étude aux valeurs issues de calculs de structure nucléaire.



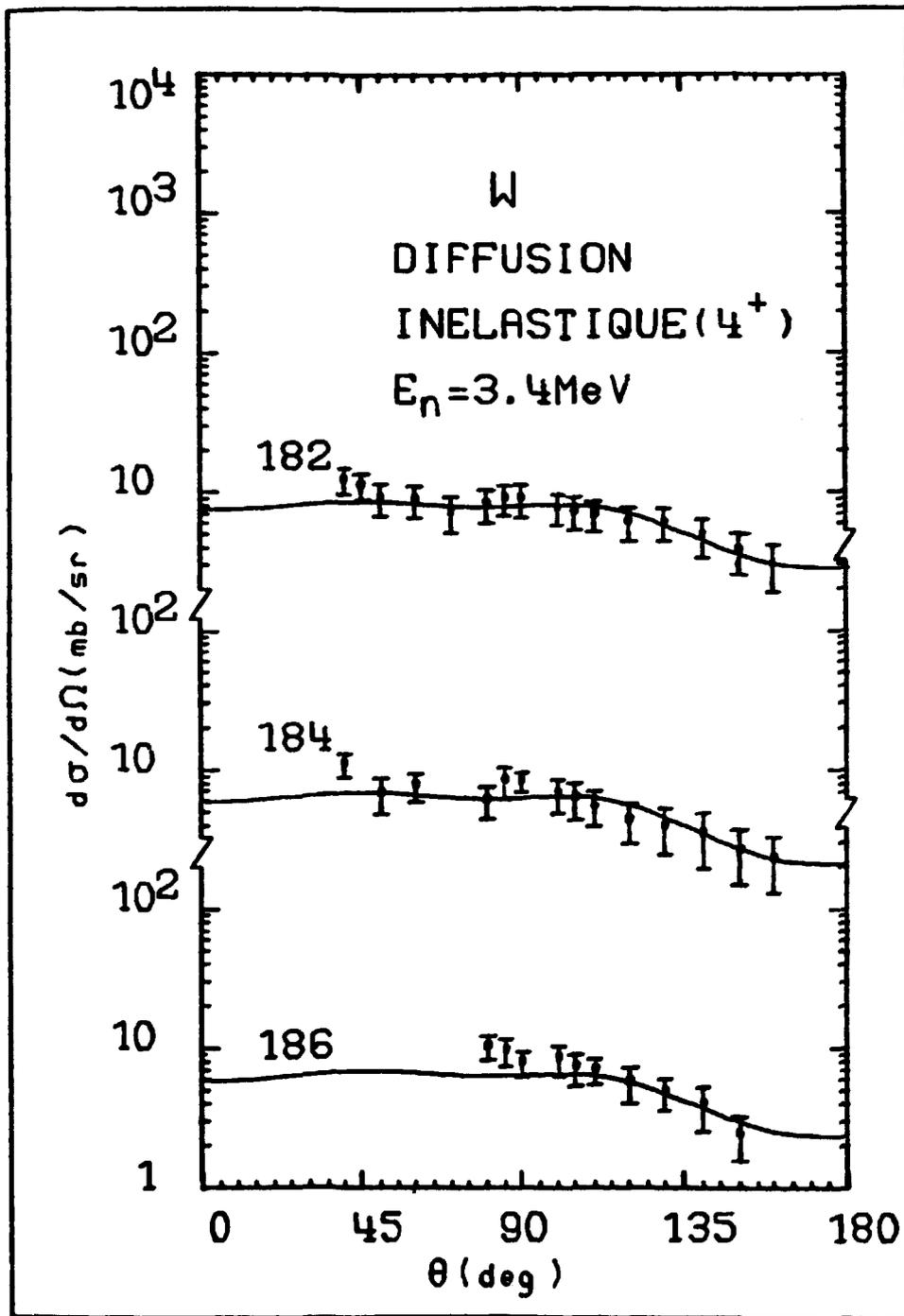
B-I-5-FIGURE 1

Sections efficaces différentielles de diffusion élastique pour 182, 184, 186 W à l'énergie des neutrons incidents de 3,4 MeV. Les tracés continus sont le résultat des calculs présentés dans le texte.



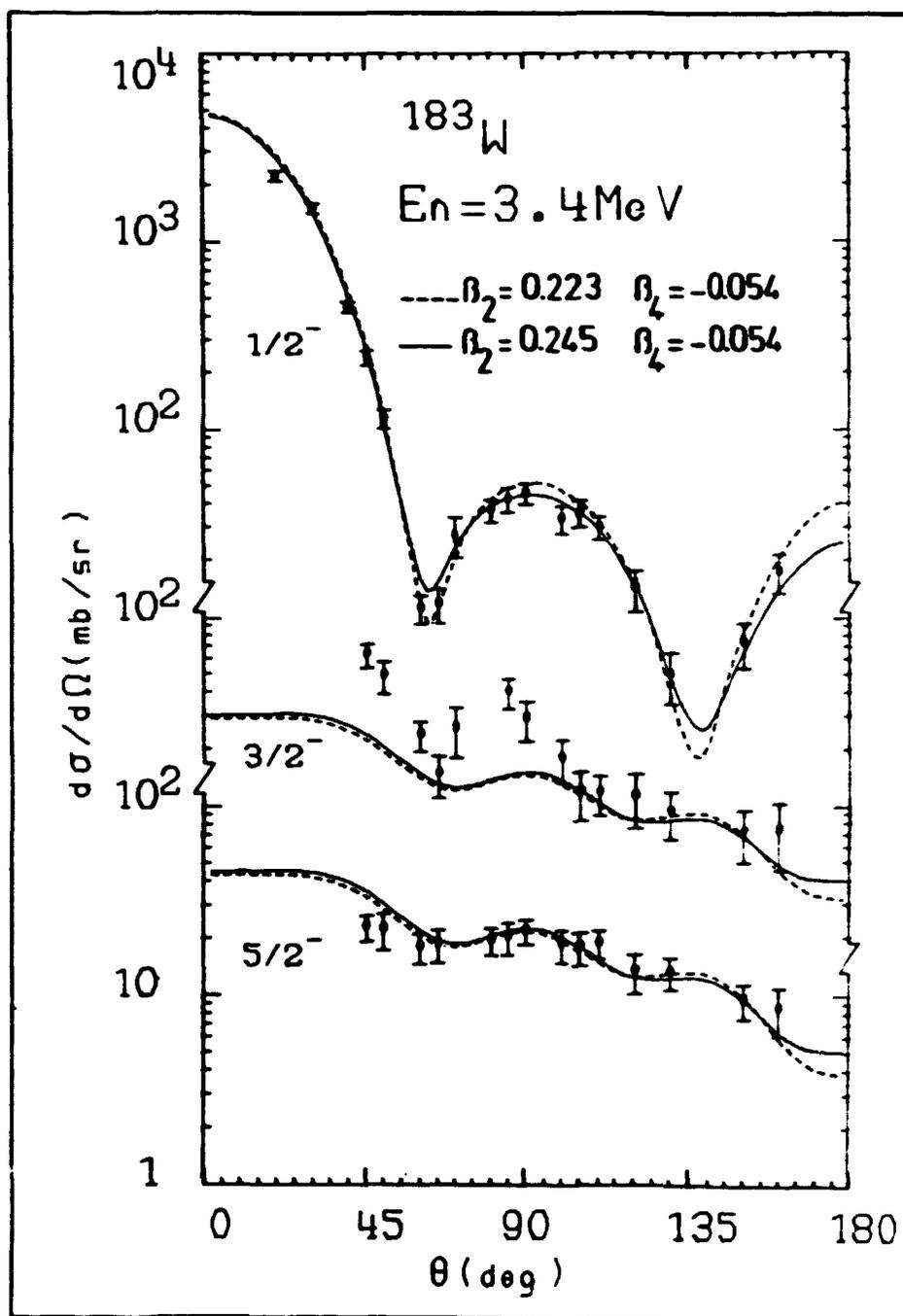
B-I-5-FIGURE 2

Sections efficaces différentielles de diffusion inélastique pour le premier état excité 2^+ de $^{182,184,186}\text{W}$ à $E_n = 3,4 \text{ MeV}$. Les tracés continus sont le résultat des calculs décrits dans le texte.



B-I-5-FIGURE 3

Sections efficaces différentielles de diffusion inélastique par le premier état excité 4^+ de $^{182,184,86}\text{W}$ à $E_n = 1,4 \text{ MeV}$. Les tracés continus sont le résultat des calculs décrits dans le texte.



B-I-5-FIGURE 4

Sections efficaces de diffusion élastique ($1/2^-$) et de diffusion inélastique par les premiers états excités $3/2^-$ (48 keV) et $5/2^-$ (99 keV) de ^{183}W à $E_n = 3,4$ MeV. Le tracé pointillé est le résultat des calculs en prenant comme paramètres de déformation ceux de ^{182}W ($\beta_2 = 0,223$, $\beta_4 = -0,054$). Le tracé continu est le résultat des calculs en prenant $\beta_2 = 0,245$ et en gardant $\beta_4 = -0,054$.

B-1-6-Spectres des neutrons secondaires émis par ${}^6\text{Li}$ et ${}^7\text{Li}$ pour des énergies de neutrons incidents de 6-10 et 14 MeV.

Les données de sections efficaces de production de neutrons secondaires par les isotopes ${}^6\text{Li}$ et ${}^7\text{Li}$ sont nécessaires pour les études de projets de réacteurs à fusion [1]. Elles permettent, de plus, de vérifier la consistance des données évaluées du type ENDF/B. Nous avons mesuré, au Laboratoire Scientifique de Los Alamos, les sections efficaces de production de neutrons pour ${}^6\text{Li}$ et ${}^7\text{Li}$, en utilisant la technique du temps de vol, aux énergies de neutrons incidents de 6-10 et 14 MeV.

Pour les mesures à 6 et 10 MeV, les neutrons incidents étaient produits à l'aide de la réaction ${}^1\text{H}(t,n){}^3\text{He}$ avec l'accélérateur tandem Van de Graaff. Pour les mesures à 14 MeV nous avons utilisé la réaction ${}^3\text{H}(d,n){}^4\text{He}$. Les échantillons étaient des cylindres droits de ${}^6\text{Li}$ et ${}^7\text{Li}$, enrichis à plus de 96%, placés dans des conteneurs en aluminium de 2,0 cm de diamètre et 2,5 cm de hauteur ; ils étaient placés à 12 cm de la source de neutrons. Le détecteur de neutrons, composé d'un scintillateur liquide NE 213, de 10 cm de diamètre et 7,5 cm d'épaisseur, couplé à un photomultiplicateur RCA 8854, était placé à 2,50 m de l'échantillon. Ce détecteur, muni d'un dispositif de discrimination des neutrons et des rayons γ , pouvait détecter les neutrons secondaires d'énergie allant de 250 keV à 15 MeV. Les mesures ont été faites à 10 angles entre 20 et 160 deg. pour les trois énergies de neutrons incidents. La figure 1 montre, à titre d'illustration, le spectre obtenu avec ${}^6\text{Li}$ à 60 deg. pour des neutrons incidents de 10 MeV.

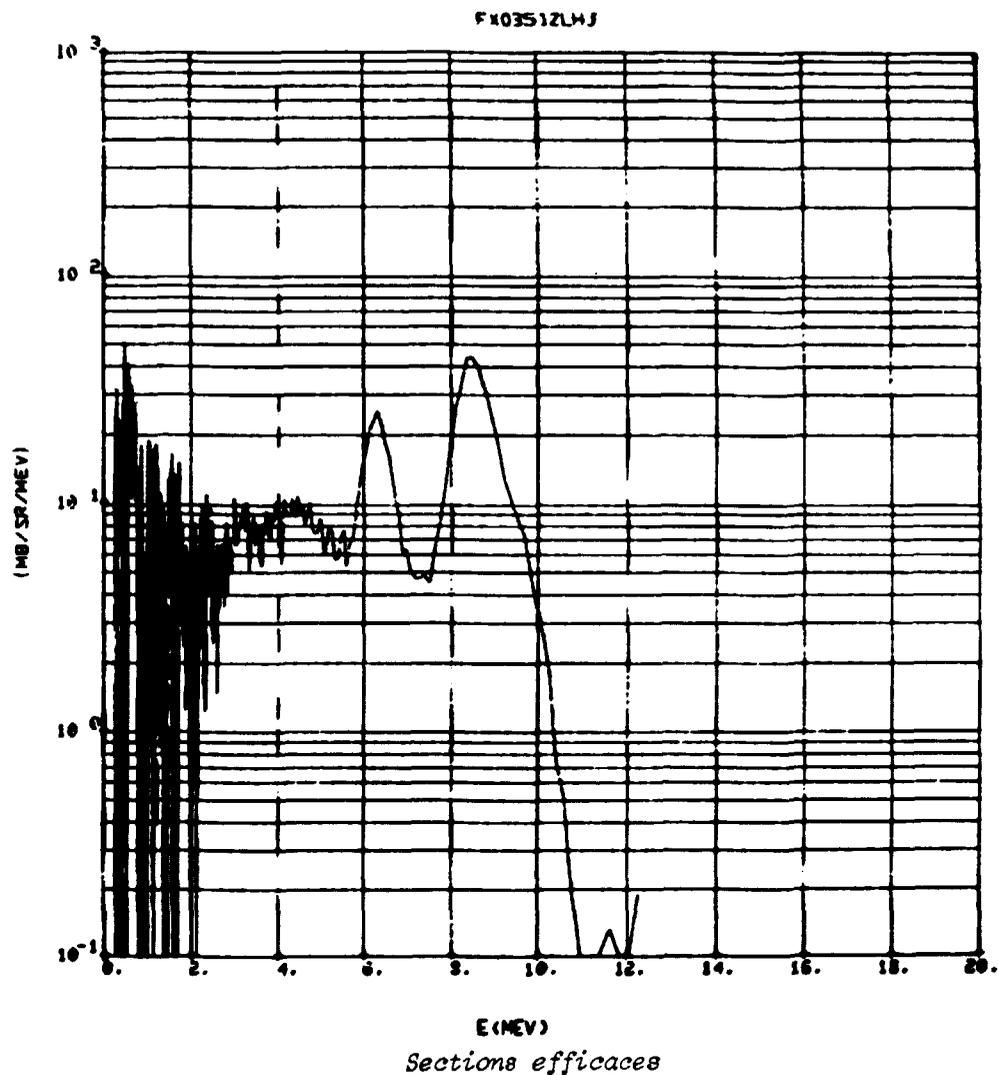
Le traitement des données est actuellement en cours. Les données, après corrections d'échantillon, seront alors comparées à l'évaluation ENDF/B IV.

(G. HAOUAT, S. JOLY)

Ce travail a été effectué en collaboration avec D. DRAKE, G. AUCHAMPAUGH, E. HILL, P. LISOWSKY et P. YOUNG, au Los Alamos Scientific Laboratory, LOS ALAMOS, New Mexico 87545 (USA).

REFERENCE

- [1] - D.I. DUDZIAK, D.W. MUIR, *Symposium on Neutron cross sections, 10-40 MeV, 3-5 Mai 1977, Brookhaven National Laboratory, UPTON L.I. (USA). NEANDC (US) 202/L. INDC (USA) 78/L (1977) 59.*



B-I-6-FIGURE 1

Sections efficaces d'émission de neutrons pour ${}^6\text{Li}$. L'énergie des neutrons incidents est 10 MeV. L'angle de la mesure est 60 deg. (système du laboratoire).

B-I-7-Production de neutrons d'énergie comprise entre 15 et 30 MeV.

Nous avons recensé diverses possibilités de production de neutrons de grande énergie en vue de l'étude de l'interaction des neutrons avec les noyaux dans la gamme d'énergie allant de 15 à 30 MeV. Suivant les types de mesures à effectuer, les sources de neutrons peuvent être à faible dispersion en énergie (sources monoénergétiques) ou présenter une large distribution en énergie (sources à spectre continu). Les neutrons sont produits à l'aide des réactions (p,n) ou (d,n) sur des éléments légers tels que D, T, ${}^7\text{Li}$ ou ${}^9\text{Be}$. Pour obtenir des neutrons entre 15 et 30 MeV, les protons doivent être généralement accélérés jusqu'à des énergies de l'ordre de 30 MeV.

Dans les sources à spectre continu en énergie, on utilise les réactions ($d + {}^7\text{Li}$), ($d + {}^9\text{Be}$) ou ($p + {}^7\text{Li}$) et ($p + {}^9\text{Be}$) en cibles suffisamment épaisses pour arrêter totalement les deutérons ou les protons. Le spectre en énergie des neutrons s'étend entre une énergie voisine de l'énergie des particules chargées incidentes et une énergie très basse encore mal précisée [1]. La figure 1 donne la distribution spectrale des neutrons à 0 degré pour la réaction ($d + {}^9\text{Be}$) à 40 MeV. Le flux des neutrons émis dépend de l'énergie des particules chargées incidentes [1].

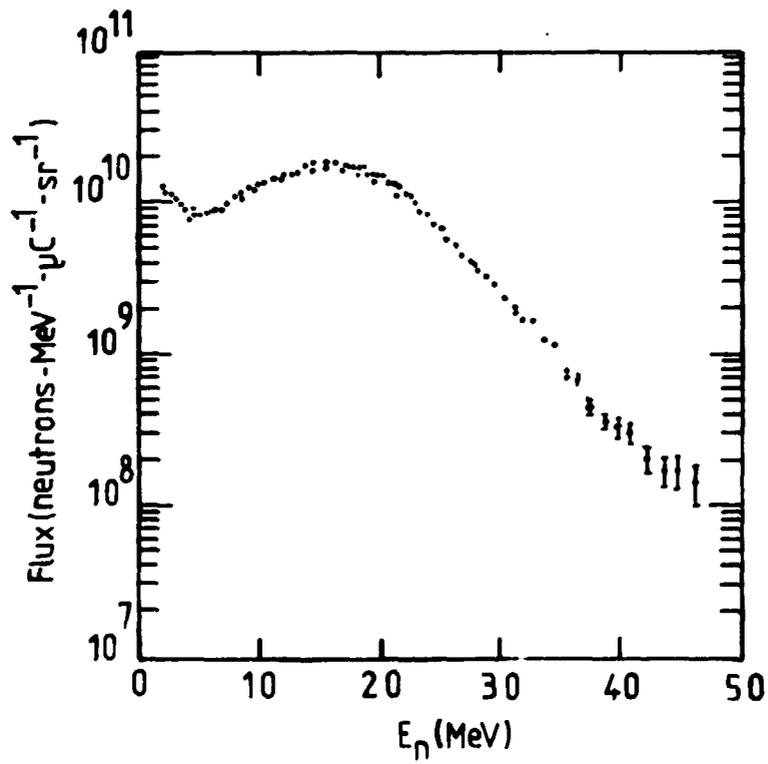
Pour les sources monoénergétiques, on utilise les réactions (p,n) sur les éléments D, T, ${}^7\text{Li}$ ou ${}^9\text{Be}$. Les cibles sont alors minces et leur épaisseur est fonction de la dispersion en énergie des neutrons, souhaitée. Les spectres de neutrons émis à 0 degré sont donnés à titre d'illustration dans la figure 2 pour D, T, ${}^7\text{Li}$ et ${}^9\text{Be}$. L'énergie des protons incidents est 30 MeV, l'énergie des neutrons monocinétiques est 27,76 - 29,24 - 28,36 et 28,15 MeV pour les réactions $\text{D}(p,n)$, $\text{T}(p,n)$, ${}^7\text{Li}(p,n)$ et ${}^9\text{Be}(p,n)$ respectivement. La dispersion en énergie des neutrons est d'environ 1 MeV. Il est aussi possible d'utiliser la réaction $\text{T}(d,n){}^4\text{He}$, mais la présence des neutrons de break-up du deutéron limite l'emploi de cette réaction comme source monoénergétique.

Notre investigation sur les caractéristiques de telles sources se poursuit, notamment pour définir les flux de neutrons en fonction de l'énergie des particules incidentes, les formes des spectres et les distributions angulaires des neutrons émis.

(G.HAOUAT, J.LACHKAR, Y.PATIN, J.SIGAUD, A.BERTIN, M.CANCE)

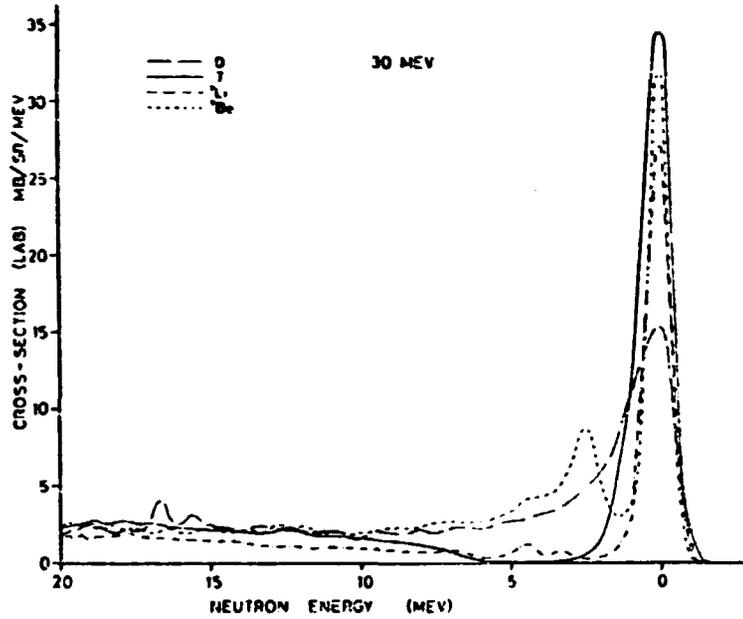
REFERENCES

- [1] - M.A. LONE, *Symposium on Neutron Cross Sections 10-40 MeV, 3-5 Mai 1977, Brookhaven National Laboratory, UPTON, L.I. (USA).*
NEANDC (US) 202/L - INDC (USA) 78/L (1977) 79.
- [2] - M.J. SALTMARSH, C.A. LUDEMANN, C.B. FULMEL, R.C. STYLES, *Nucl. Inst. and Meth.* 145 (1977) 81.
- [3] - C.J. BATTY, B.E. BONNER, A.I. KILVINGTON, C. TSCHALAR, L.E. WILLIAMS, A.S. CLOUGH, *Nucl. Inst. and Meth.* 68 (1969) 273.



B-I-7-FIGURE 1

Distribution spectrale de neutrons à 0 deg. pour la réaction de deuteron de 40 MeV sur une cible épaisse de ^9Be [2].



B-I-7-FIGURE 2

Spectres de neutrons observés à 0 deg. pour les réactions de protons de 30 MeV sur D, T, ${}^7\text{Li}$ et ${}^9\text{Be}$ [3]. Les échelles en énergie ont été ajustés de façon que les pics de neutrons monoénergétiques coïncident ; les énergies de neutrons se rapportent à la position de ce pic.

B-II-MESURES DE SECTIONS EFFICACES DE REACTIONS -

B-II-1-Mesures de flux de neutrons.

Dans le cadre du contrat passé avec le Bureau National de Métrologie, qui prévoit la fourniture de faisceaux de neutrons étalonnés entre 0,1 et 14 MeV, nous avons développé un détecteur de neutrons à absorption totale ou "détecteur noir" pour la gamme d'énergie 3-15 MeV.

Ce type de détecteur imaginé par W.P. POËNITZ [1], consiste en un gros scintillateur. Le faisceau de neutrons collimaté pénètre à l'intérieur du scintillateur grâce à un canal d'entrée dont le rayon est légèrement supérieur à celui du collimateur. Le neutron incident, dont le libre parcours moyen est nettement plus faible que les dimensions du scintillateur, subit plusieurs collisions et la presque totalité de son énergie se retrouve dans l'énergie des noyaux de recul : proton et carbone, puis sous forme de lumière détectée par plusieurs photomultiplicateurs.

L'étude avec le code Monte Carlo "Carlo Black" [1] de la sensibilité des différents paramètres géométriques nous a conduit à choisir un scintillateur cylindrique de 40 cm de long, 16 cm de rayon avec un canal d'entrée de 10 cm de profondeur et de 2,5 ou 5 cm de diamètre. Le liquide scintillant NE 224 est vu par quatre photomultiplicateurs XP 2041. L'efficacité de ce détecteur, obtenue avec le code Monte Carlo, a été vérifiée expérimentalement aux deux extrémités de sa gamme d'utilisation en utilisant la méthode de la particule associée [2,3].

Deux mesures ont été faites à 3,07 et 14,6 MeV en utilisant respectivement les réactions $D(d,n)^3\text{He}$ et $T(d,n)^4\text{He}$. Les résultats expérimentaux sont comparés aux valeurs calculées sur la figure 1. Un bon accord est obtenu, l'écart entre les points calculés et ceux obtenus expérimentalement étant inférieur à 2%.

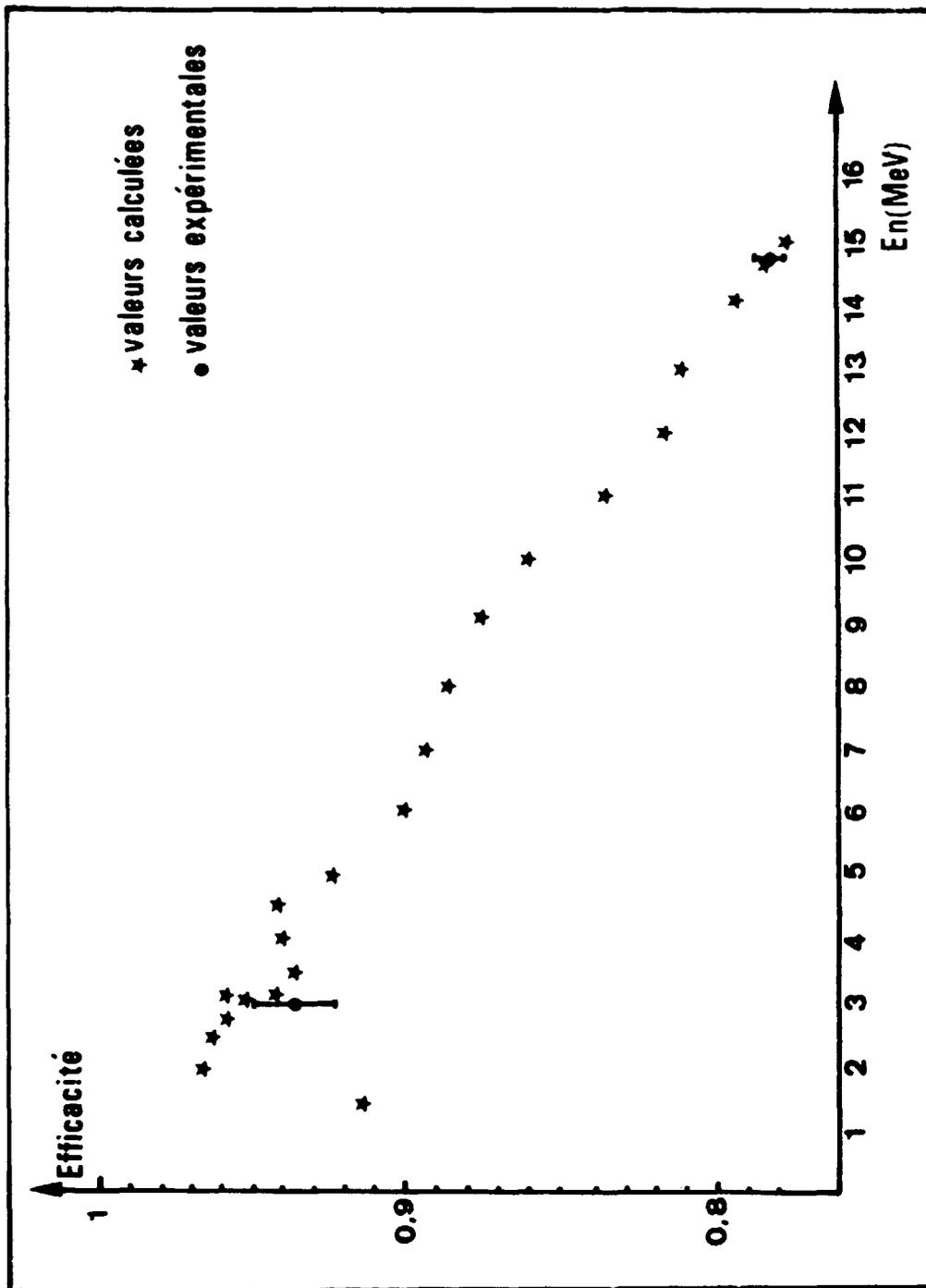
(M.CANCE, D.GIMAT, G.GRENIER, D.PARISOT)

REFERENCES

[1] - W.P. POENITZ, *ANL 7915 (1975)*.

[2] - CEA-N-1875 (1975) p. 47 (NEANDC (E) 173/L).

[3] - CEA-N-1969 (1976) p. 45 (NEANDC (E) 181/L).



B-II-1-FIGURE 1

Efficacité du détecteur de neutrons à absorption totale. Comparaison des résultats expérimentaux aux valeurs calculées.

B-II-2-Mesures de sections efficaces de capture radiative.

La méthode utilisée a été présentée dans les deux précédents comptes rendus annuels [1-2]. Elle est basée sur la mesure directe du spectre des rayonnements γ résultant de la capture d'un neutron dans le noyau cible.

La partie des faibles énergies du spectre (E_γ inférieur à l'énergie des neutrons incidents approximativement) est composée essentiellement des γ produits par diffusion inélastique des neutrons. Le spectre des rayons γ de capture doit donc être extrapolé vers les faibles énergies par un calcul théorique.

D'après la théorie statistique, applicable aux noyaux lourds ($A > 100$), le spectre primaire des rayonnements γ dipolaires d'énergie E_γ est donné par :

$$v(U, E_\gamma) = 3 E_\gamma^3 f(E_\gamma) C(U) \frac{\rho(U - E_\gamma)}{\rho(U)}$$

$v(U, E_\gamma)$ représente le nombre de photons émis par les niveaux d'énergie comprise entre U et $U + dU$ où $\rho(U)$ est la densité de niveaux à l'énergie U , $C(U)$ est la constante de normalisation, définie en égalant la probabilité de désexcitation du niveau d'énergie U à sa probabilité de population et $f(E_\gamma)$ est la fonction densité γ introduite par BARTHOLOMEW et al. [3]. Cette dernière représente la largeur radiative moyenne réduite, par analogie avec la largeur réduite de particule et elle est définie par :

$$f(E_\gamma) = \frac{\langle \Gamma_\gamma \rangle}{E_\gamma^3} \rho(U)$$

$\langle \Gamma_\gamma \rangle$ étant la moyenne des largeurs radiatives partielles. Le spectre total des rayonnements γ de capture émis est donné par :

$$v(E_\gamma) = \int_{E_\gamma}^{E_{max}} v(U, E_\gamma) dU$$

Pour des neutrons d'énergie E_n et un noyau de masse A :

$$E_{max} = E_n \frac{A}{A+1} + B_n \quad (B_n \text{ étant l'énergie de}$$

liaison du neutron dans le noyau composé).

Le calcul numérique est effectué en utilisant la méthode de STARFELT [4].

La figure 1 représente les spectres primaire et total calculés pour $E_n = 0,72$ MeV.

La section efficace de capture est donnée par :

$$\sigma = \frac{K}{N \varnothing} \frac{\int_{E_{min}}^{E_{max}} S(E_\gamma) dE_\gamma}{\int_{E_{min}}^{E_{max}} v(E_\gamma) dE_\gamma}$$

- $v(E_\gamma)$ correspond au spectre total calculé pour la capture d'un neutron,
 $S(E_\gamma)$ est le spectre γ de capture obtenu à partir du spectre expérimental déconvolué et corrigé de l'efficacité du spectromètre et de l'atténuation des rayonnements γ dans l'échantillon,
 N est le nombre de noyaux dans l'échantillon,
 \varnothing est le flux de neutrons par cm^2 reçu par l'échantillon,
 K est un facteur de correction dépendant seulement de l'énergie des neutrons.

Ce facteur de correction tient compte des effets suivants :

- absorption des neutrons dans l'échantillon et dans l'air,
- auto-absorption des neutrons dans l'échantillon,
- diffusion multiple des neutrons dans l'échantillon,
- anisotropie de la source de neutrons.

Une présentation complète de la méthode de mesure de sections efficaces de capture radiative a été faite dans un rapport CEA [5]. Ce travail a fait l'objet de deux communications : l'une à la conférence de KIEV, avril 1977 [6] et l'autre au séminaire de KARLSRUHE, septembre 1977 [7]. Des résultats préliminaires, obtenus pour les éléments suivants : Au, Ir, Rh et Tm avec des neutrons de 0,52 - 0,72 - 1 - 2 et 3 MeV, ont été présentés. Un programme utilisant la méthode Monte Carlo, est adapté actuellement pour obtenir une meilleure correction de diffusion multiple des neutrons dans l'échantillon.

Les spectres de capture obtenus pour les isotopes de tungstène ($^{182-183-184-186}\text{W}$), de thalium ($^{203-205}\text{Tl}$) et de gadolinium ($^{155-156-157-158-160}\text{Gd}$) sont en cours d'exploitation.

(G.GRENIER, S.JOLY et J.VOIGNIER,

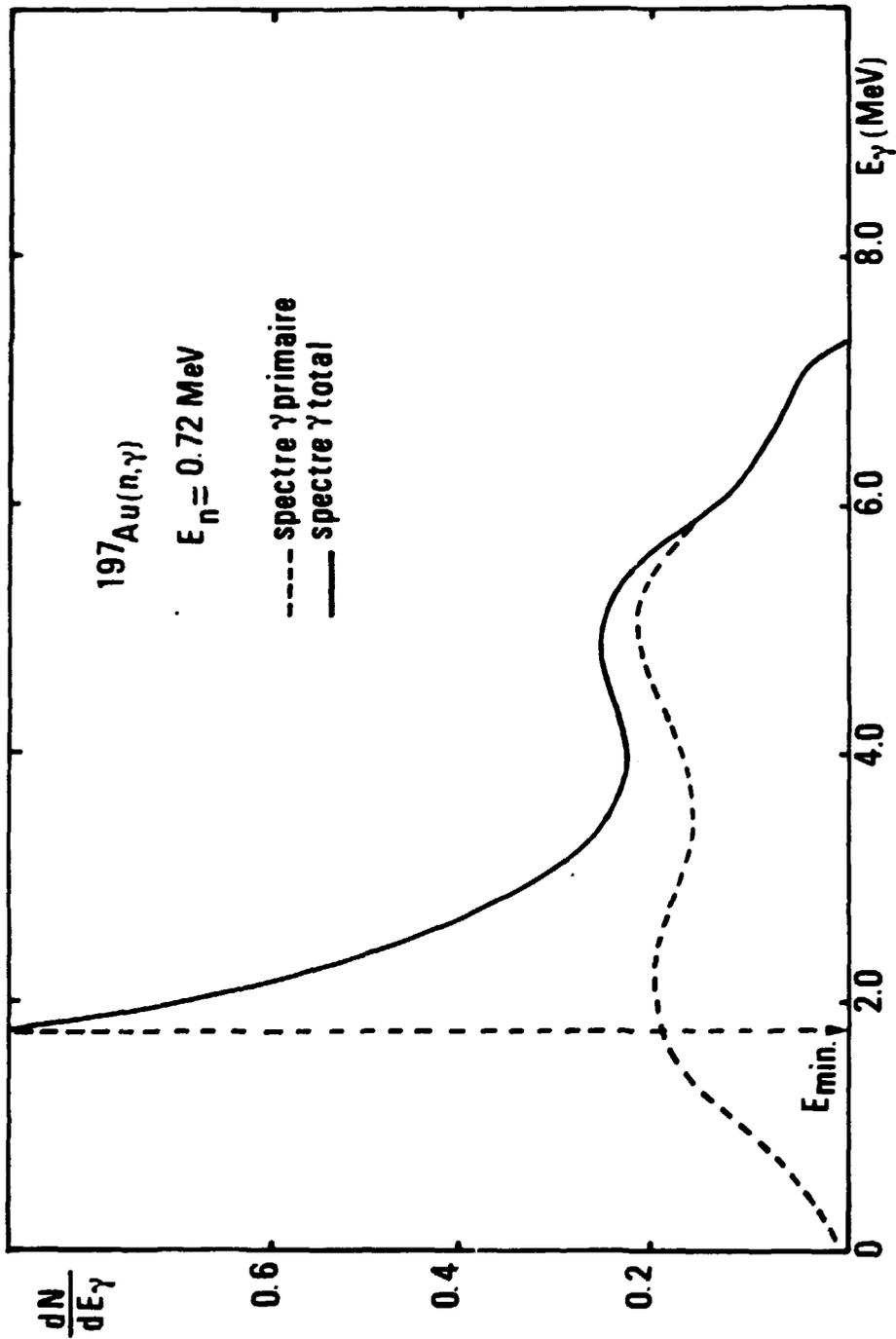
D.DRAKE* et L.NILSSON**)

*Collaborateur temporaire étranger, Los Alamos Scientific Laboratory,
LOS ALAMOS, New Mexico, 87545 (USA).

**Collaborateur temporaire étranger, UPPSALA (Suède).

REFERENCES

- [1] - Rapport NEANDC (E) 173 "L" (1975) p. 55.
- [2] - Rapport NEANDC (E) 181 "L" (1976) p. 45.
- [3] - G.A. BARTHOLOMEW et al., *Advances in Nuclear Physics* 7 (1973) 229.
- [4] - N. STARFELT, *Nucl. Phys.* 53 (1964) 397.
- [5] - S. JOLY, J. VOIGNIER, G. GRENIER, D. DRAKE et L. NILSSON,
Rapport CEA-R-4884 (1977), NEANDC (E) 188 "L", INDC (FR) 23/L.
- [6] - D. DRAKE, G. GRENIER, S. JOLY, L. NILSSON et J. VOIGNIER,
*Conf. Nat. Soviet sur la Physique du Neutron, KIEV 18-22
Avril 1977.*
- [7] - D. DRAKE, G. GRENIER, S. JOLY, L. NILSSON et J. VOIGNIER,
Neutron Interlab Seminar, KARLSRUHE 14-16 Septembre 1977.



B-II-2-FIGURE 1

Spectres primaire et total des rayonnements gamma de capture calculés pour $E_n = 0,72$ MeV.

B-II-3-Etude de la capture résonnante de ^{28}Si entre 500 keV et 1 MeV.

Le modèle de valence ne pouvant rendre compte des largeurs radiatives observées, HALDERSON et al. [1] ont calculé la largeur radiative $\Gamma_{\gamma 0}$ pour les résonances $3/2^-$ de ^{29}Si en utilisant le formalisme développé par BORIDY et MAHAUX [2]. La connaissance des largeurs radiatives partielles devrait cependant permettre de mieux tester la validité de ce modèle. Une mesure des transitions γ vers les premiers niveaux de ^{29}Si a donc été faite pour les deux résonances à 564 et 811 keV. Cette mesure a été décrite antérieurement [3-4].

Les largeurs radiatives partielles $\Gamma_{\gamma 0}$, ainsi que les intensités relatives des différentes transitions observées sont reportées dans le tableau I. Les largeurs radiatives partielles ($\Gamma_{\gamma 0}$) et totales sont comparées aux données antérieures dans le tableau II. Les largeurs $\Gamma_{\gamma 0}$ données par JACKSON et TOOHEY [5] ont été obtenues au moyen de la réaction $^{29}\text{Si}(\gamma, n)^{28}\text{Si}$. Ces valeurs sont environ deux fois plus grandes que les largeurs déduites du présent travail. Par contre, un meilleur accord est obtenu sur les valeurs relatives. Notre rapport $\Gamma_{\gamma 0}(811)/\Gamma_{\gamma 0}(564)$ est en bon accord avec celui qui est obtenu par la réaction inverse (3 comparé à 3,29). D'autre part, les largeurs partielles $\Gamma_{\gamma 0}$ données par JACKSON et TOOHEY, combinées avec nos intensités relatives sont en accord avec les largeurs radiatives totales obtenues par BOLDEMAN et al. [6], si l'on suppose que la contribution des transitions des niveaux d'énergie supérieure est négligeable. Les contributions relatives sont, de plus très voisines de celles observées par KENNY et al. [7] pour la résonance à 67,7 keV.

(G.GRENIER, S.JOLY, J. VOIGNIER, J. BOLDEMAN*)

* Collaborateur temporaire étranger, A.A.E.C. Research Establishment, SUTHERLAND (Australie).

REFERENCES

- [1] - D. HALDERSON et al., *Phys. Rev. Lett.* 36 (1975) 760, *Conférence de LOWELL 6-9 Juillet 1976.*
- [2] - E. BORIDY et C. MAHAUX, *Nucl. Phys.* A209 (1973) 604.
J. CUGNON et C. MAHAUX, *Ann. Phys.* 94 (1975) 128.
- [3] - Rapport NEANDC (E) 181 "L" (1976) p. 49.
- [4] - J. BOLDEMAN, G. GRENIER, S. JOLY et J. VOIGNIER, *National Conf. Nat. Soviet sur la Physique du Neutron, KIEV 18-22 Avril 1977.*
- [5] - H.E. JACKSON et R.E. TOOHEY, *Phys. Rev. Lett.* 29 (1972) 379.
- [6] - J.W. BOLDEMAN et al., *Nucl. Phys.* A252 (1975) 62.
- [7] - M.J. KENNY et al., *Nucl. Phys.* A170 (197C) 64.

B-II-3-TABLEAU I

Résultats

Résonance (keV)	Largeur radiative partielle $\Gamma_{\gamma 0}$ (eV)	Etat final (MeV)	Energie de la transition (MeV)	Intensités relatives des transitions
811	$2,3 \pm 0,5$	0	9,26	100 ± 10
		1,273	7,99	25 ± 6
		2,028	7,23	37 ± 8
		2,426	6,84	13 ± 6
564	$0,7 \pm 0,15$	0	9,02	100 ± 13
		1,273	7,75	16 ± 10
		2,028	6,99	18 ± 12
		2,426	6,59	39 ± 15

TABLEAU II

Largeurs radiatives partielles et totales pour les résonances à 564 et 811 keV

Résonance (keV)	Γ_{γ} totale (eV) [6]	$\Gamma_{\gamma 0}^{(1)}$ (eV)	$\Gamma_{\gamma 0}^{(2)}$ [5] (eV)	$\Gamma_{\gamma} = \Gamma_{\gamma 0}^{(1)} \cdot \Sigma_i I_i$ (eV) *	$\Gamma_{\gamma} = \Gamma_{\gamma 0}^{(2)} \cdot \Sigma_i I_i$ (eV) *
811	9,7	$2,3 \pm 0,5$	5,4	4,03	9,45
564	2,9	$0,7 \pm 0,15$	1,8	1,21	3,1

* Somme des intensités relatives données dans le Tableau I.

B-II-4-Mesure des sections efficaces (n,2n) et (n,3n) du seuil à 15 MeV.

Les sections efficaces (n,2n) et (n,3n) sont mesurées par la méthode du gros scintillateur liquide, basée sur la détection directe des neutrons de la réaction. Cette méthode permet d'obtenir avec une précision meilleure que 10% le rapport des sections efficaces (n,2n) et (n,3n) à la section efficace de fission de ^{238}U [1].

En 1977, l'effort a été mis sur la mesure de la section efficace (n,2n) de plusieurs séries d'isotopes séparés : les isotopes 206, 207, 208 du plomb, les isotopes 203 et 205 du thallium [2], les isotopes 155, 156, 157, 158, 160 du gadolinium ainsi que ^{151}Eu et ^{13}C .

Les sections efficaces obtenues pour les isotopes du plomb et du gadolinium sont portées respectivement sur les figures 1 et 2 en fonction du nombre de masse A pour différentes valeurs de l'énergie d'excès U_R au-dessus du seuil de réaction.

Ces résultats peuvent être en partie interprétés dans le cadre de la théorie statistique, à partir de laquelle on obtient une expression approchée pour la section efficace (n,2n) :

$$\frac{\sigma(n,2n)}{\sigma_{ne} - \sigma_{nc}} = 1 - \left(1 + \frac{U_R}{\theta}\right) \exp\left(-\frac{U_R}{\theta}\right) \quad (1)$$

avec $\theta = \left[(U_R + E_b) / a \right]^{\frac{1}{2}}$, où E_b est l'énergie de liaison du dernier neutron dans le noyau cible. La section efficace non élastique σ_{ne} reste pratiquement constante pour une série d'isotopes donnée, tandis que σ_{nc} , la section efficace de production de particules chargées, décroît exponentiellement en fonction de $(N-Z) / A$: cela explique, dans le cas du gadolinium, la croissance de $\sigma(n,2n)$ en fonction de A pour une valeur de U_R donnée, au moins pour les valeurs élevées de U_R . Pour les valeurs basses de U_R , cet effet est plutôt lié à la diminution de E_b lorsque $(N-Z)$ augmente [3].

Le paramètre a, approximativement proportionnel à A, est cependant très fortement diminué par les effets de couche au voisinage du noyau doublement magique ^{208}Pb . D'après l'expression (1), il résulte que $\sigma(n,2n) / (\sigma_{ne} - \sigma_{nc})$ doit croître moins vite en fonction de U_R pour les isotopes du plomb, ce qui est bien observé expérimentalement.

Pour les isotopes ^{155}Gd , ^{157}Gd et ^{207}Pb qui ont un nombre impair de neutrons, la section efficace est toujours inférieure à celle des isotopes voisins ayant un nombre pair de neutrons, pour une valeur donnée de U_R (figs 1 et 2). Cet effet avait déjà été observé pour les isotopes du tungstène [3]. L'expression (1) ne permet pas de rendre compte de cet effet mais donne au contraire un résultat opposé, lié au fait que les valeurs de E_p sont généralement plus faibles pour les isotopes de Z pair ayant un nombre impair de neutrons. Il semble que les hypothèses à l'origine de l'expression (1) ne soient plus vérifiées : pour de faibles excitations, le noyau résiduel pair-pair n'a pas une densité de niveaux suffisante pour justifier un traitement statistique. Un calcul plus réaliste est actuellement en cours pour les isotopes du tungstène et devrait permettre de préciser ce point [4].

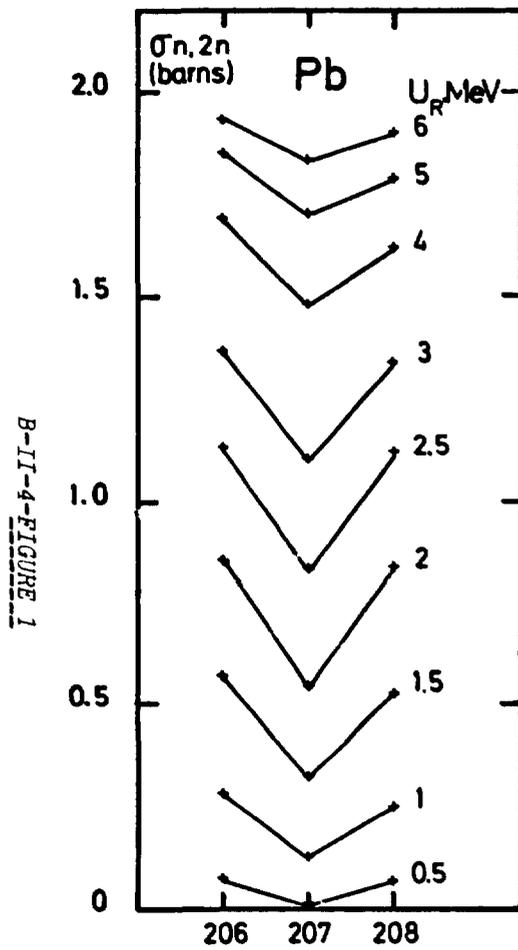
La figure 3 présente des résultats préliminaires pour la section efficace (n,2n) du ^{13}C . Celle-ci est caractérisée par une variation en escalier, liée vraisemblablement à des effets de moment angulaire, en relation avec des densités de niveaux particulièrement faibles pour le noyau cible ^{13}C et le noyau résiduel ^{12}C aux énergies concernées. Des calculs sont actuellement en cours à l'aide d'un modèle statistique tenant compte de la conservation du spin et de la parité et dans lequel les niveaux discrets de ^{12}C et ^{13}C ont été introduits [4].

(J.FREHAUT, M.CATES*, G.MOSINSKI)

*Collaborateur temporaire étranger, Los Alamos Scientific Laboratory,
LOS ALAMOS, New Mexico 87545 (USA)

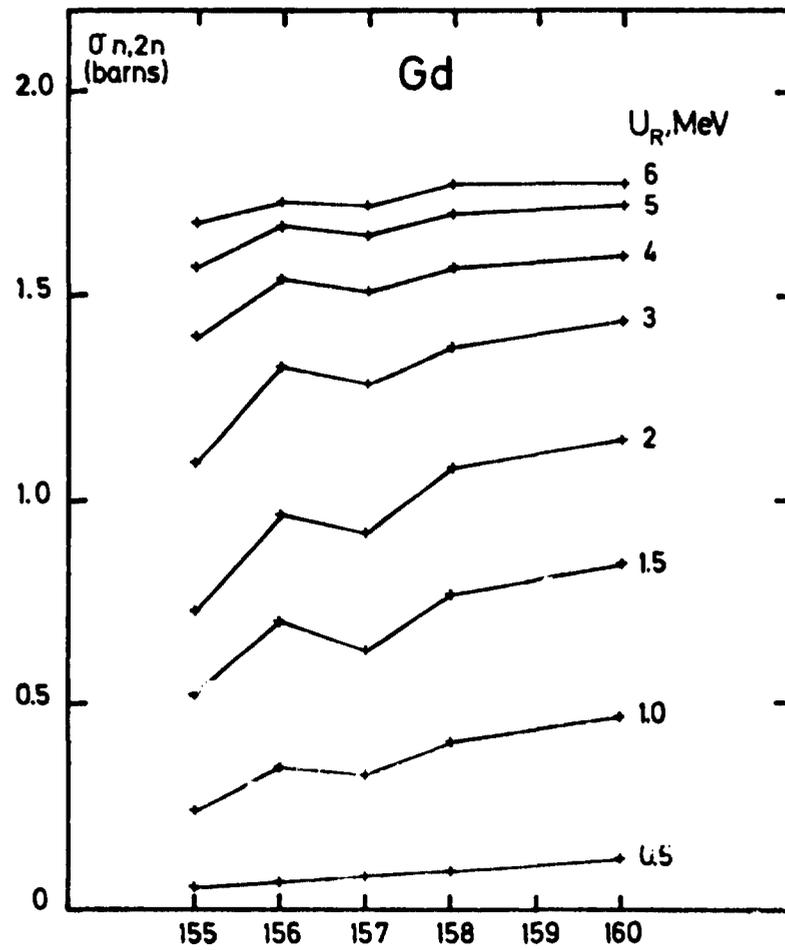
REFERENCES

- [1] - J. FREHAUT, *Nucl. Inst. and Meth.*, 135 (1976) 511.
- [2] - J. FREHAUT, E. HOLUB, M. CATES, G. MOSINSKI, *NEANDC (E) 187/L*.
- [3] - J. FREHAUT, *Compte Rendu de la Conférence Internationale sur l'interaction des neutrons avec les noyaux*, LOWELL (USA), CONF-760715, Tome 2 (1976), p. 365.
- [4] - J. JARY, *communication privée*.



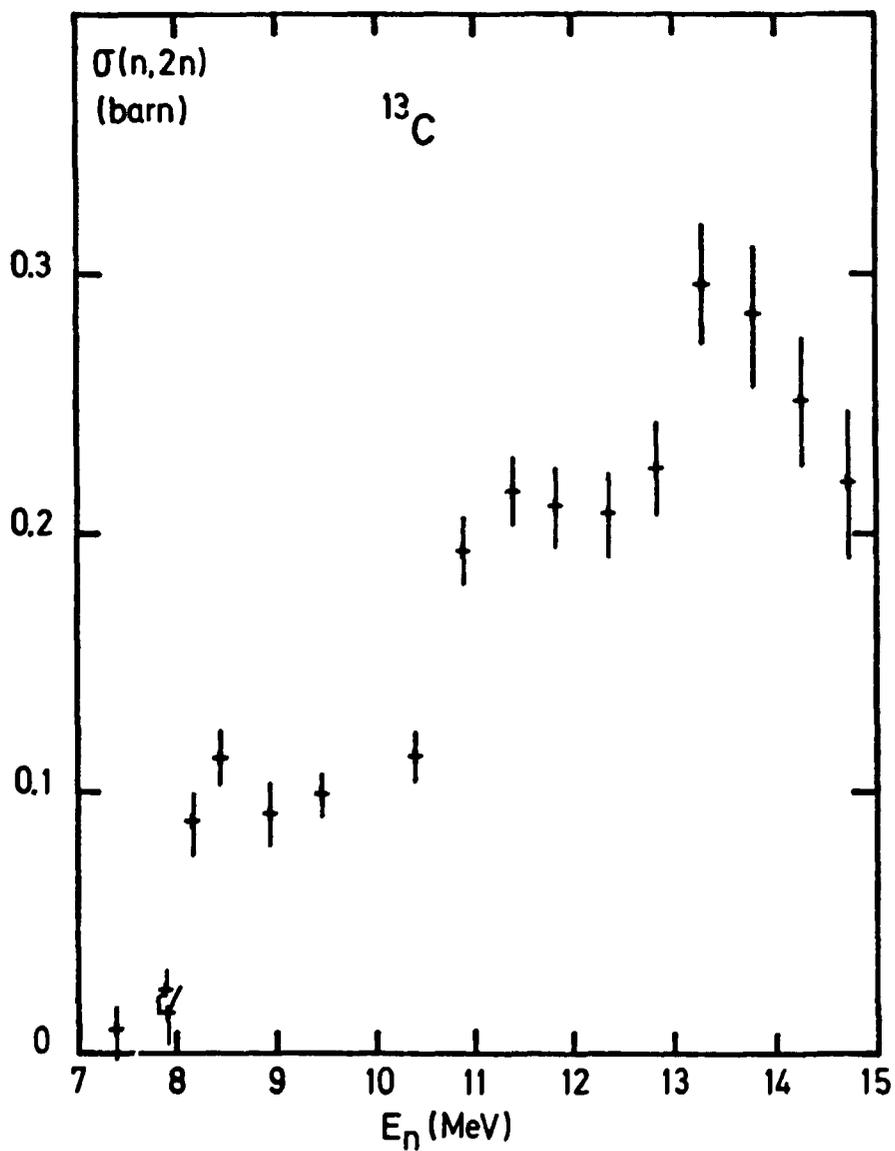
B-II-4-FIGURE 1

Section efficace $(n,2n)$ des isotopes du plomb en fonction du nombre de masse A pour différentes valeurs de l'énergie d'excès U_R .



B-II-4-FIGURE 2

Section efficace $(n,2n)$ des isotopes du gadolinium en fonction du nombre de masse A pour différentes valeurs de l'énergie d'excès U_R .



B-II-4-FIGURE 3

Section efficace $(n,2n)$ du ^{13}C en fonction de l'énergie des neutrons incidents.

B-II-5-Mesures de sections efficaces de fission.

Les mesures de sections efficaces de fission sont très souvent normalisées à la valeur obtenue à 14 MeV. Une première mesure des sections efficaces de fission de ^{235}U et ^{238}U faite à 14,6 MeV a déjà été présentée [1,2]. De nouvelles mesures ont été réalisées à 13,9 et 14,6 MeV pour vérifier la dépendance en énergie de ces sections efficaces autour de 14 MeV.

D'autre part, compte tenu des recommandations formulées à la réunion de spécialistes d'ARGONNE [2], des mesures directes de sections efficaces de ^{239}Pu ont aussi été faites à ces mêmes énergies.

Les conditions expérimentales ont déjà été décrites [2]. Rappelons simplement que les fissions étaient détectées avec une double chambre d'ionisation 4π et que la méthode de la particule associée était utilisée avec la technique du temps de vol.

Le dépôt de ^{239}Pu remplaçait le dépôt de ^{238}U dans la chambre. Comme dans le cas des dépôts de ^{235}U et ^{238}U il était déposé sous forme d'acétate par électrospraying. Le diamètre du dépôt était de 40 mm et son épaisseur de $70 \mu\text{g}/\text{cm}^2$.

Nos résultats présentés dans le tableau I ont été comparés aux données antérieures [3-4]. Il y a peu de mesures absolues et les seules mesures absolues récentes sont celles de BEHRENS et al. [5] pour les rapports $\sigma_{\text{nf}}(^{238}\text{U})/\sigma_{\text{nf}}(^{235}\text{U})$ et $\sigma_{\text{nf}}(^{239}\text{Pu})/\sigma_{\text{nf}}(^{235}\text{U})$. Ces dernières sont en très bon accord avec nos résultats. Nos valeurs sont d'autre part en bon accord avec les mesures de CZIRR et SIDHUE [6] et de DIFILIPPO et al. [7] qui sont toutes les deux normalisées à plus faible énergie (2,5-4 MeV) sur les valeurs de POËNITZ [8].

(M.CANCE, D.GIMAT, G.GRENIER)

REFERENCES

- [1] - CEA-N-1969 (1976) (NEANDC (E) 181 "L") p. 45.
- [2] - M. CANCE et G. GRENIER, *Proc. of the NEANDC/NEACRP Specialists Meeting, June 28-30 (1976) ARGONNE* p. 237.
- [3] - G. GRENIER, M. CANCE et D. GIMAT, *Neutron Interlab Seminar, KARLSRUHE, Septembre 1977.*
- [4] - M. CANCE et G. GRENIER, *Absolute measurements of 13.9 and 14.6 MeV neutron fission cross sections of ^{235}U , ^{238}U and ^{239}Pu , soumis à Nucl. Sci. Eng.*
- [5] - J.W. BEHRENS et al., *UCID 16981 (1975), Nucl. Sci. Eng. 63, 250 (1977).*
- [6] - J.B. CZIRR et G.S. SIDHUE, *Nucl. Sci. Eng. 57, 18 (1975).*
- [7] - F.C. DIFILIPPO et al., *Proc. of the NEANDC/NEACRP Specialists Meeting, June 28-30 (1976) ARGONNE* p. 114.
- [8] - W.P. POENITZ, *Nucl. Sci. Eng. 53, 370 (1974).*

B-II-5-TABLEAU I

Résultats

E_n (MeV)	$\frac{\sigma_{nf}^{(238U)}}{\sigma_{nf}^{(235U)}}$	$\frac{\sigma_{nf}^{(239Pu)}}{\sigma_{nf}^{(235U)}}$	$\sigma_{nf}^{(235U)}$ (barns)	$\sigma_{nf}^{(238U)}$ (barns)	$\sigma_{nf}^{(239Pu)}$ (barns)
13,9 ± 0,13	0,554 ± 0,016	1,125 ± 0,035	2,062 ± 0,039	1,143 ± 0,025	2,321 ± 0,058
14,6 ± 0,13	0,557 ± 0,017	1,110 ± 0,033	2,063 ± 0,039	1,149 ± 0,025	2,290 ± 0,052
$\frac{\text{Valeur}(14,6) - \text{Valeur}(13,9)}{\text{Valeur}(14,6)}$ (%)	+ 0,539	- 1,351	+ 0,048	+ 0,522	- 1,354

B-III-ETUDE DE LA FISSION -

B-III-1-Etude des variations de l'énergie cinétique totale moyenne des fragments de fission de la réaction $^{232}\text{Th}(n,f)$.

Dans le but d'obtenir des renseignements sur le passage du noyau du point selle au point de scission au cours du processus de fission, une mesure de l'énergie cinétique totale moyenne \bar{E}_K^* des fragments de fission de la réaction $^{232}\text{Th}(n,f)$ a été effectuée dans la gamme d'énergie $1,35 \leq E_n \leq 5,3$ MeV, région du seuil où de grandes résonances vibrationnelles de classe II ont été observées [1].

Le dispositif expérimental a déjà été décrit [2]. Deux dépôts fissiles de $80 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ d'épaisseur, 1,7 cm de diamètre, sur support de carbone de $30 \mu\text{g}/\text{cm}^2$, sont placés entre trois détecteurs à barrière de surface. L'ensemble est disposé dans le faisceau de neutrons produits par la réaction $T(p,n)^3\text{He}$ dans une cible de tritium gazeux. Les protons sont accélérés par un Van de Graaff de 4 MeV.

Un très grand soin a été apporté au contrôle et à la régulation de la stabilité du système, pour avoir une précision de 100 keV environ sur la mesure ($\bar{E}_K^* \sim 163$ MeV). Ceci a été obtenu en maintenant les détecteurs à une température rigoureusement constante (- 100°C) et en stabilisant la chaîne électronique à l'aide d'un calculateur MITRA 15.

L'énergie cinétique \bar{E}_K^* et la distribution en masse des fragments de fission ont été déterminées par la méthode de SCHMITT [3]. La calibration en énergie des détecteurs a été faite à partir de la fission thermique de ^{235}U .

Les résultats pour l'énergie \bar{E}_K^* sont portés dans la figure 1b avec ceux de différents autres laboratoires [4], après normalisation des valeurs à une énergie donnée pour éliminer les différences dues à des effets de calibration en énergie. Nous remarquons que l'accord est mauvais. Les valeurs de SERGACHEV et cell. sont plus basses, surtout entre 1,3 et 1,5 MeV.

En utilisant le bilan en énergie de la fission et dans l'hypothèse où l'énergie emportée par les rayons γ ne varie pas sensiblement dans la gamme d'énergie étudiée, nous avons déduit de nos résultats des valeurs de $\bar{\nu}$, nombre moyen de neutrons émis par fission, et nous les avons comparées aux valeurs expérimentales de CARUANA et coll. [6]. L'excellent accord observé sur la figure 1b montre que les deux mesures sont cohérentes. Ce bon accord ne se retrouve pas avec les résultats de SERGACHEV et coll. qui donnent des valeurs de $\bar{\nu}$ beaucoup trop grandes.

L'interprétation des variations obtenues dans notre mesure est encore préliminaire. L'observation simultanée des courbes $\bar{E}_K^* = f(E_n)$ et $\sigma_f = f(E_n)$ (figure 2a et b) suggère de classer les valeurs de \bar{E}_K^* en deux familles. La première regroupe les valeurs basses et peu dépendantes de l'énergie : $d\bar{E}_K/dE_n = (0,148 \pm 0,114)$. Elle correspond à la fission sous le seuil, souvent par l'intermédiaire d'états vibrationnels de classe II (1,43 - 1,6 - 2,2 MeV). La deuxième famille correspond à la fission au-dessus du seuil; les valeurs de l'énergie \bar{E}_K^* croissent linéairement en fonction de E_n , avec une pente $d\bar{E}_K/dE_n = + (0,349 \pm 0,032)$.

Pour interpréter ces résultats, il faut supposer que l'énergie disponible au point selle se retrouve en partie au point de scission sous forme d'énergie cinétique. Dans le cas de la fission sous le seuil, l'énergie disponible est nulle; l'énergie \bar{E}_K^* à la scission est donc minimum. Ce n'est pas le cas de la fission au-dessus du seuil pour laquelle l'énergie \bar{E}_K^* croît quand l'énergie d'excitation augmente. Cette interprétation pose implicitement l'hypothèse d'un processus de fission presque adiabatique, avec un faible couplage des états collectifs aux états intrinsèques (ou faible "viscosité").

Une étude plus détaillée des variations de l'énergie cinétique avec la masse des fragments a également été faite. La courbe $dE_K^*/dE = f(m^*)$ qui en a été déduite présente un minimum autour du noyau magique $m = 132$ (fig. 3). Ce résultat a déjà été obtenu pour la fission des actinium [6] et de ^{240}Pu [7], mais avec des courbes translatées vers les pentes négatives. Pourtant, la situation pour ces noyaux est complètement différente. On observe à des énergies d'excitation comparables par rapport aux barrières de fission, une très forte diminution de l'énergie \bar{E}_K^* avec l'énergie d'excitation E^* , linéaire, de

penne $dE_K/dE_n^* \sim 0,4 - \text{à} 0,6$. Ces résultats laissent supposer pour ces noyaux un processus de fission très "visqueux".

(H.ABOU YEHIA*, F. BRISARD, Y.PRANAL, J.TROCHON)

*Collaborateur extérieur

REFERENCES

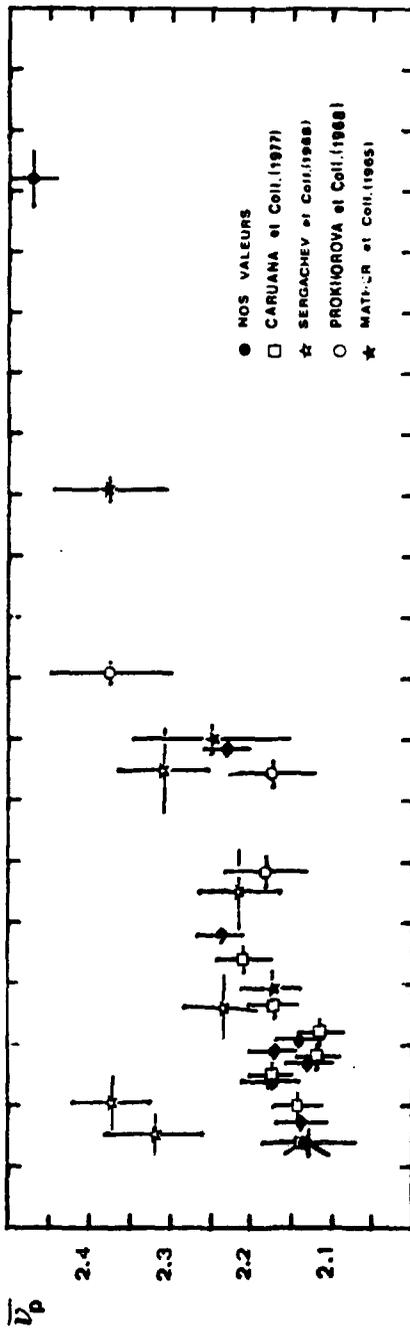
- [1] - J. BLONS, C. MAZUR, D. PAYA, *Phys. Rev. Lett.* 35 (1975) 1749.
- [2] - Compte rendu annuel CEA-N-1969 (1976) 73.
- [3] - H.W. SCHMITT et coll., "Physics and Chemistry of fission" (Conf. Vienne) 3 (1965) 531.
- [4] - A.I. SERGACHEV et coll., *Sov. J. Nucl. Energy* 1 (1968) 475.
- [5] - J. CARUANA, J. BOLDEMAN, R.L. WALSH, *Nucl. Phys.* A285 (1977) 217.
- [6] - E. KONECNY, M.J. SPECHT, J. NEBER, "Physics and Chemistry of fission" Conf. Rochester AIEA Vienne II (1974) 3.
- [7] - J. LACHKAR, Y. PATIN, J. SIGAUD, *Journal de Physique* 36 (1975) 79.

LEGENDE DES FIGURES

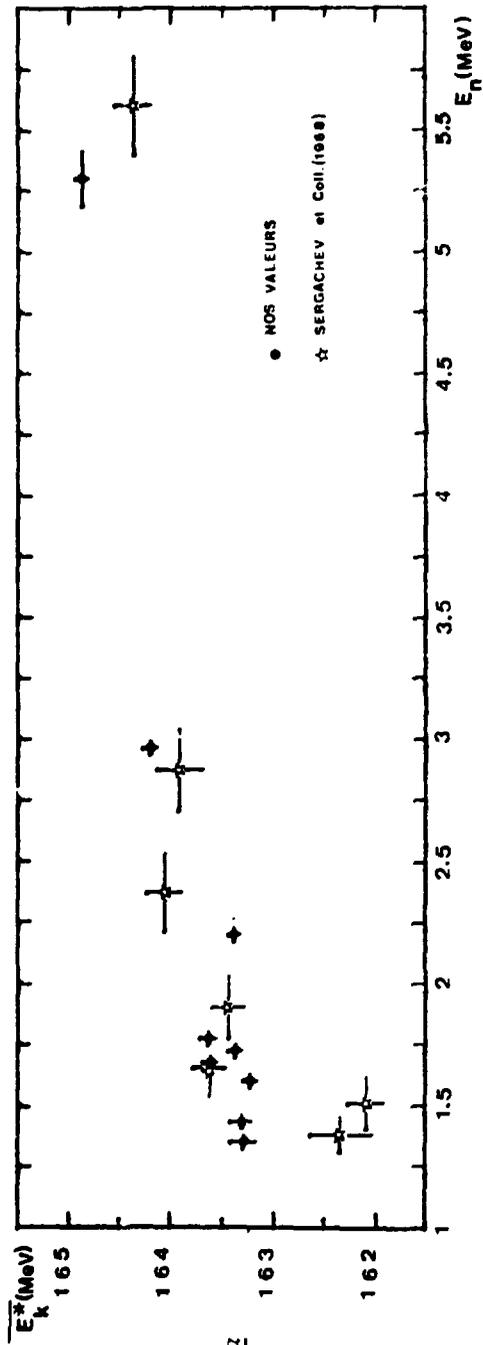
FIGURE 1a : Energie cinétique totale \bar{E}_K^* des fragments de fission de la réaction $^{232}\text{Th}(n,f)$ en fonction de l'énergie des neutrons incidents. Les données de SERGACHEV ont été normalisées avec nos valeurs pour $E_n = 1,6$ MeV.

FIGURE 1b : Valeurs du nombre $\bar{\nu}$ de neutrons prompts émis par fission, obtenues directement et à partir des mesures de l'énergie cinétique totale \bar{E}_K^* (normalisées à $E_n = 1,6$ MeV).

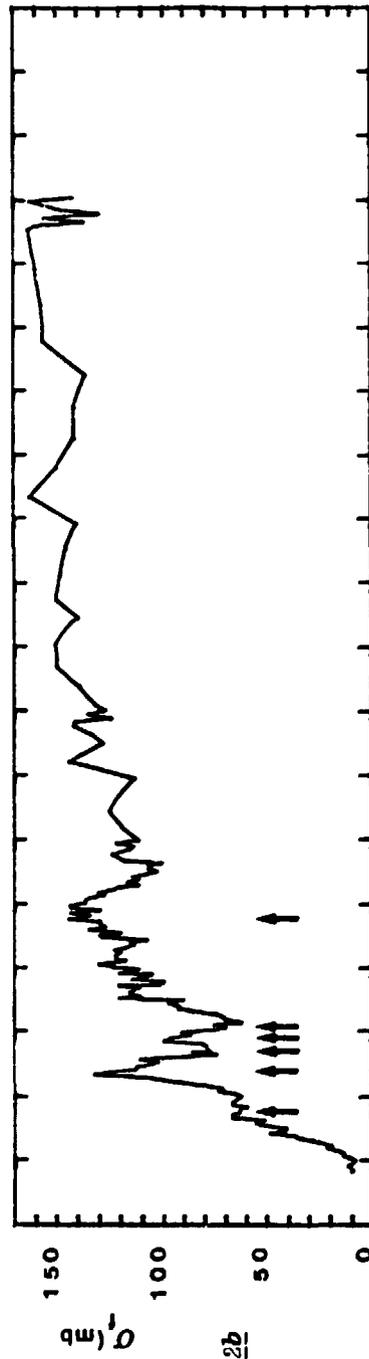
FIGURE 2 : Energie cinétique des fragments et section efficace de fission de la réaction $^{232}\text{Th}(n,f)$ en fonction de l'énergie des neutrons incidents.



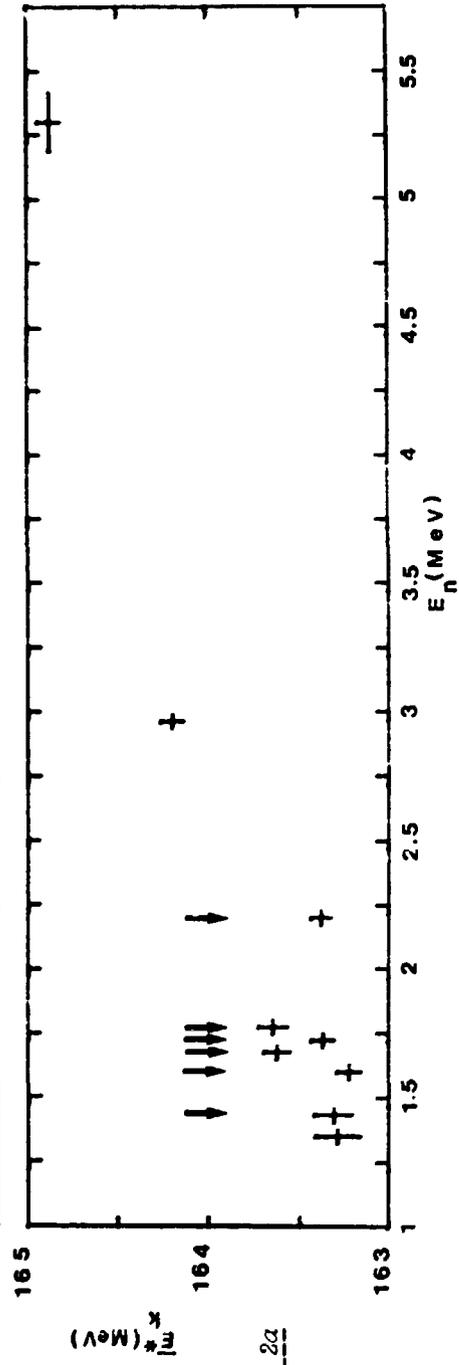
B-III-1-FIGURE 1b



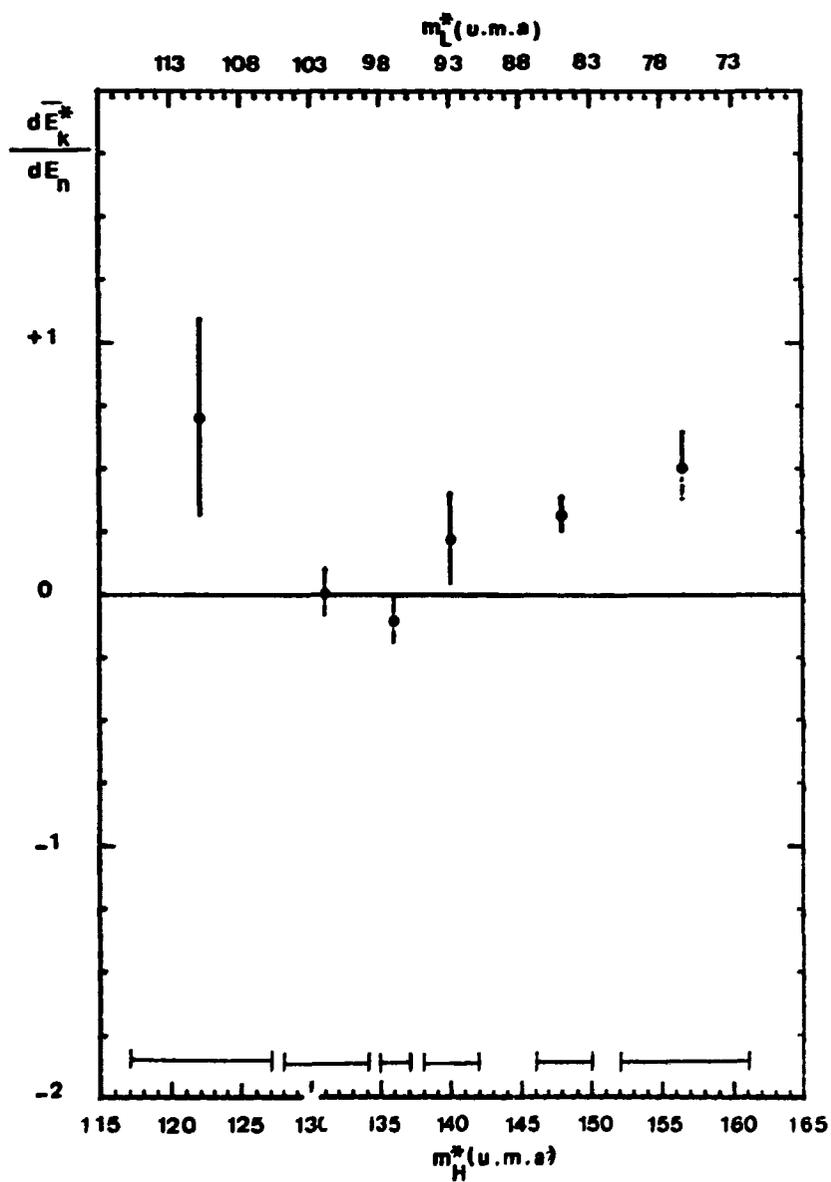
B-III-1-FIGURE 1a



B-III-1-FIGURE 2b



B-III-1-FIGURE 2a



B-III-1-FIGURE 3

Energie cinétique des fragments de fission en fonction de l'énergie d'excitation du noyau fissionnant (^{233}Th) pour différents types de fragmentation.

B-III-2-Etude de la réaction $^{233}\text{U}(d,pf)$.

L'étude du processus de la fission qui met en jeu des énergies de l'ordre de 200 MeV, permet une approche du comportement dynamique des noyaux au cours de la déformation qui mène à la fragmentation. Expérimentalement, on n'a accès qu'aux distributions finales qui définissent le type de fragmentation (les masses des fragments, leur énergie cinétique, leur spin, leur mode de désexcitation par émission de neutrons et de rayons γ). Ces diverses distributions sont le plus souvent interprétées par l'évolution du système entre le point selle et le point de scission [1].

Nous avons entrepris, depuis quelques années, des études de fission induites par particules chargées et notamment des réactions (d,pf). Nous nous sommes attachés à étudier plus particulièrement les distributions des masses et des énergies cinétiques des fragments et les variations de celles-ci en fonction de l'énergie d'excitation du système fissionnant [2,3].

Ces distributions sont généralement obtenues en mesurant, pour chaque évènement, l'énergie cinétique des deux fragments après émission de neutrons, à l'aide de deux détecteurs à barrière de surface suivant la méthode proposée par SCHMITT et al. [4]. L'emploi de cette méthode conduit, du fait de ses approximations, à des limitations dans la détermination des masses et des énergies cinétiques avant émission de neutrons [5]. Ainsi la mesure des masses des fragments suppose connu le nombre de neutrons évaporés $\nu(m^{\bullet})$ pour chacun des fragments. Dans le but de s'affranchir de ces incertitudes, nous avons adopté une méthode de temps de vol pour la détermination des masses des fragments avant émission de neutrons dans l'étude de la fission de ^{234}U induite par la réaction $^{233}\text{U}(d,pf)$. Nous ne rappellerons que très brièvement le dispositif expérimental et la méthode de calcul, qui ont déjà été décrits dans le précédent compte rendu d'activité du Service [6]. Les protons sont détectés à 110° du faisceau incident à l'aide d'un compteur télescope $\Delta E, E$. La base de vol est de 15,5 cm, le temps étant mesuré entre l'instant de détection du proton et l'instant d'arrivée des fragments dans les paires de détecteurs placés à 0° et 60° de la direction de recul de ^{234}U .

Nous avons établi les calibrations en temps et en énergie des divers détecteurs à l'aide d'une source de ^{252}Cf . Ainsi pour les 700.000 évènements accumulés nous avons pu calculer les masses m^{\bullet} des deux fragments primaires, leur énergie cinétique avant et après émission de neutrons ainsi que l'énergie d'excitation de ^{234}U correspondant à l'énergie du proton détecté.

A titre d'illustration, nous présentons dans la figure 1 la distribution des masses primaires m^* des fragments détectés à 0° par rapport à la direction de recul et quelle que soit l'énergie d'excitation de ^{234}U . Ces masses sont directement déduites des mesures de temps de vol, sans aucune correction d'émission de neutrons ou de résolution des détecteurs. Le rapport pic vallée de 102 est à rapprocher de celui obtenu par FLYNN et al. en fission induite par neutrons de fission qui est de 110 [7]. Dans la figure 2 nous présentons la variation de la valeur moyenne de l'énergie cinétique d'un fragment après émission de neutrons en fonction de la masse primaire de ce fragment. Nous avons aussi étudié la variation de la distribution en masse m^* des fragments primaires en fonction de l'énergie d'excitation $E_{\text{exc.}}$ de ^{234}U . La figure 3a présente la variation du rapport pic vallée de cette distribution m^* en fonction de $E_{\text{exc.}}$. On observe une forte diminution de ce rapport pour $E_{\text{exc.}} > 8,5$ MeV ce qui pourrait correspondre à la barrière de fission symétrique. Ce phénomène apparaît plus faiblement quand on observe l'écart quadratique moyen $\sigma(m^*)$ de la distribution des masses lourdes en fonction de $E_{\text{exc.}}$ (figure 3b). Par contre, la valeur moyenne de cette distribution semble très peu sensible à l'apparition des masses symétriques (figure 3c). Nous avons parallèlement mesuré la valeur moyenne de l'énergie cinétique totale de l'ensemble des fragments avant et après émission de neutrons, en fonction de $E_{\text{exc.}}$. L'énergie cinétique totale post-émission de neutrons $\overline{\text{TKE}}$ a été calculée en utilisant la mesure directe de l'énergie par la méthode de SCHMITT [4] (figure 4a). Par contre l'énergie cinétique totale pré-émission de neutrons $\overline{\text{TKE}}^*$ a été calculée par la méthode des vitesses combinées des deux fragments (figure 4b).

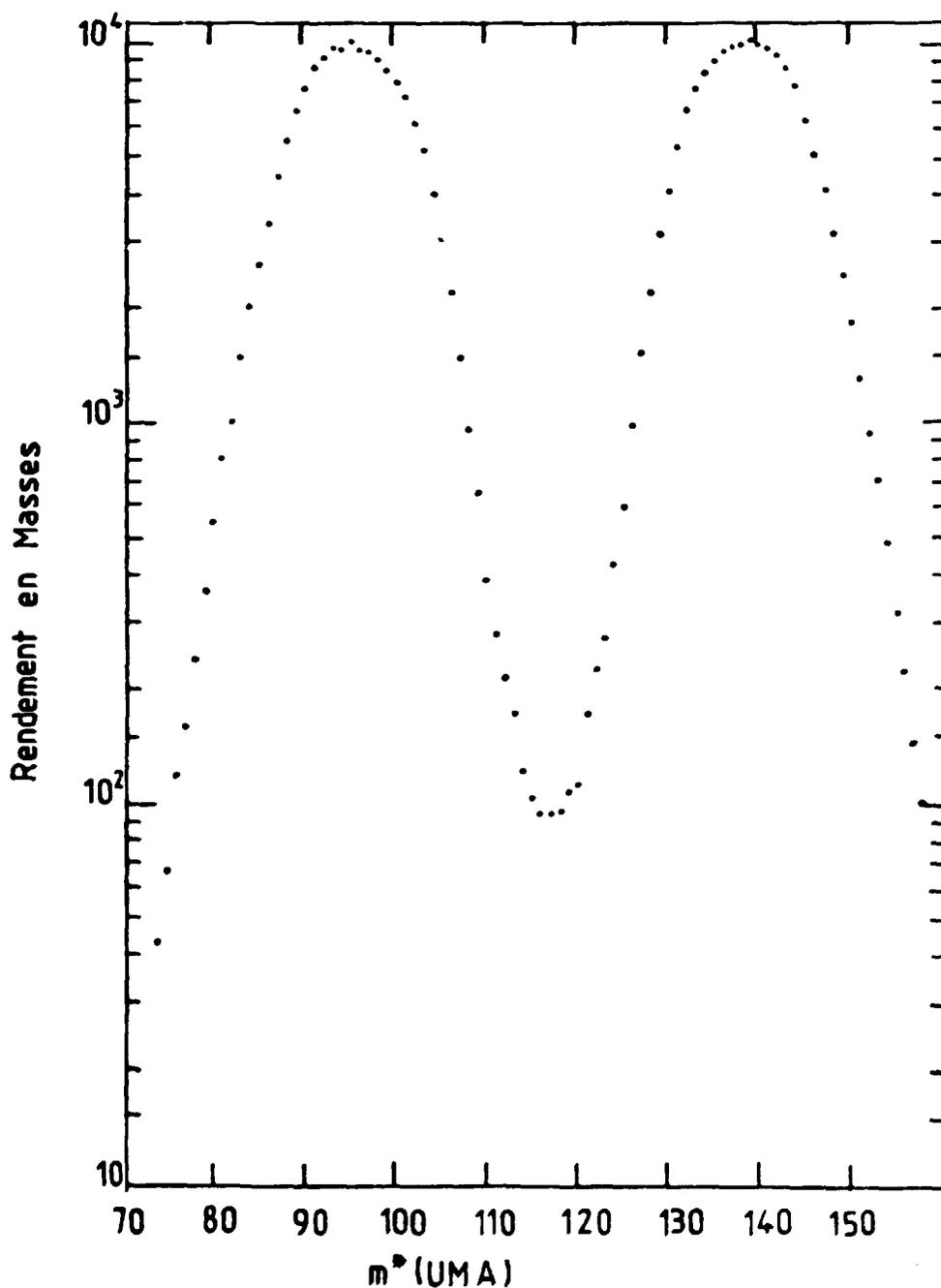
L'interprétation théorique de ces divers résultats est actuellement en cours.

(Y. PATIN, S. CIERJACKS*, J. LACHKAR, J. SIGAUD, F. COÇU, C. HUMEAU, J. CHARDINE)

*Collaborateur temporaire étranger, K.F.K., KARLSRUHE (Allemagne Fédérale).

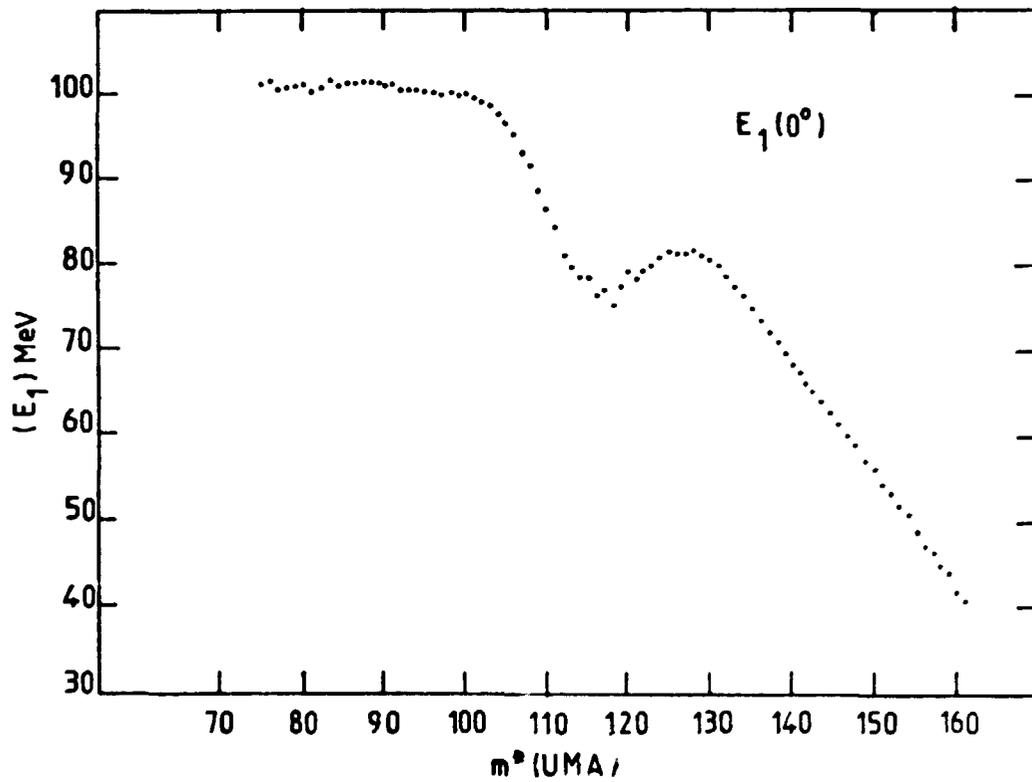
REFERENCES

- [1] - W.J. SWIATECKI, S. BJØRNHOLM, *Phys. Rev.* C4 (1972) 325.
- [2] - J. LACHKAR, Y. PATIN, J. SIGAUD, *Journ. de Phys. Lett.* 36
(1975) L-79.
- [3] - J. LACHKAR, Y. PATIN, J. SIGAUD, J. CHARDINE, C. HUMEAU,
Rapport CEA-R-4715 (1975).
- [4] - H.W. SCHMITT, J.M. NEILER, F.J. WALTER, *Phys. Rev.* 141 (1966)
1146.
- [5] - W. JOHN, F.W. GUY , J.J. WESELOWSKI, *Phys. Rev.* C2 (1970) 1451.
- [6] - Y. PATIN, S. CIERJACKS, J. LACHKAR, J. SIGAUD, F. COÇU, C. HUMEAU,
J. CHARDINE, *NEANDC (E)* 181/L 68.
- [7] - K.F. FLYNN, L.E. GLENDENIN, *ANL* 77 19.



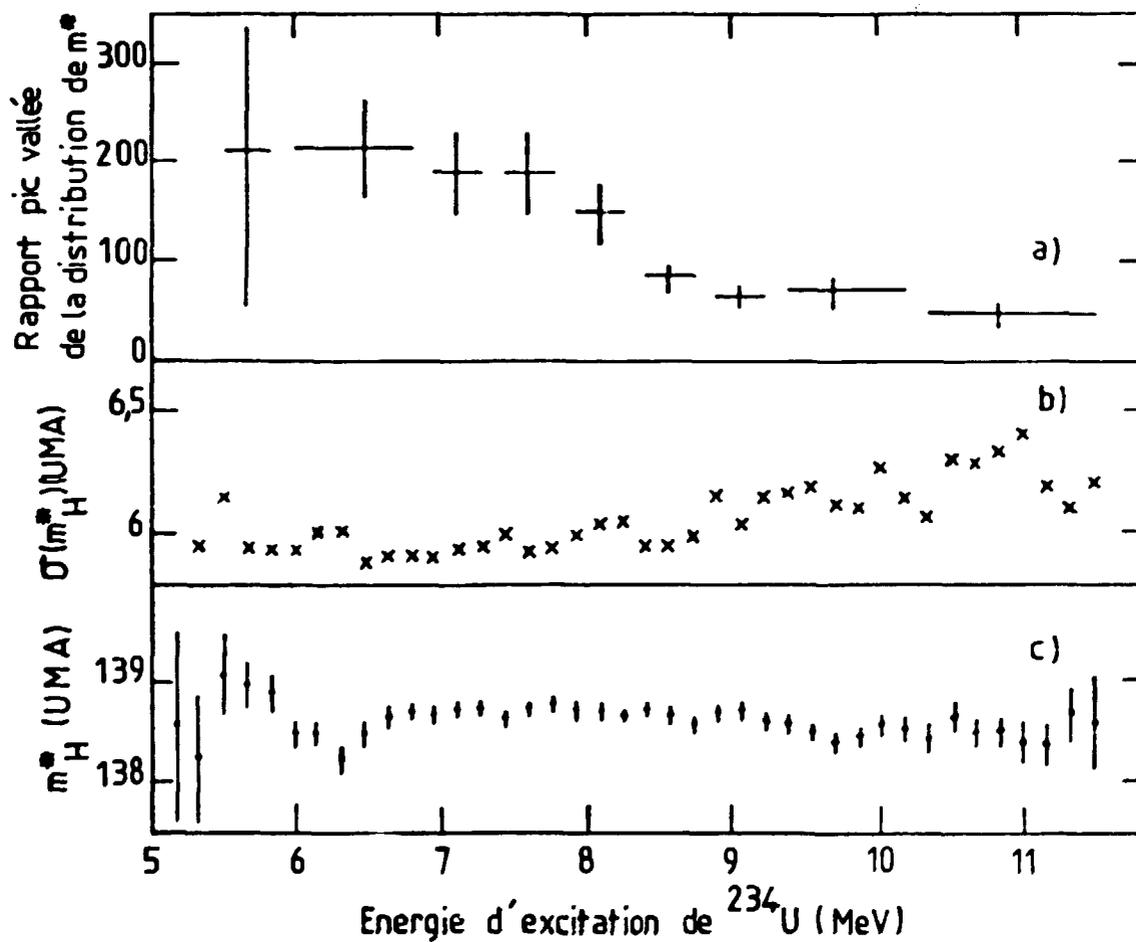
B-III-2-FIGURE 1

Distribution des masses pré-émission de neutrons obtenue à partir de la méthode de temps de vol. Les masses sont calculées par la relation : $m^* = A v_2 / (v_1 + v_2)$, où A est la masse de ^{234}U , et v_1 et v_2 les vitesses respectives des deux fragments de fission.



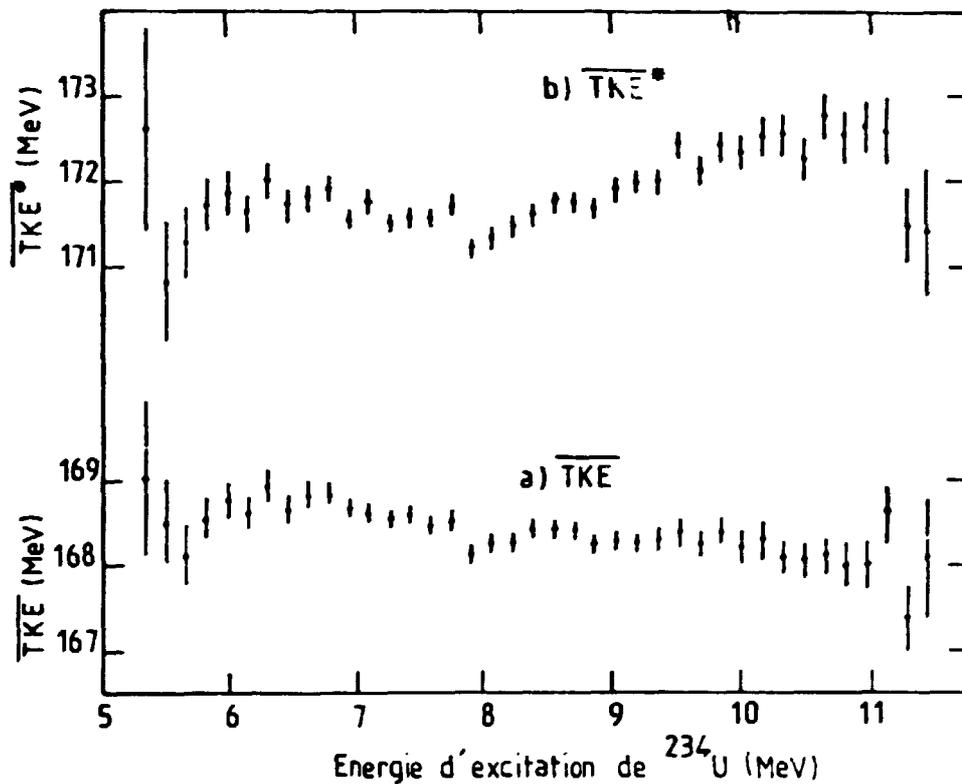
B-III-2-FIGURE 2

Valeur moyenne de l'énergie cinétique d'un fragment post-émission de neutrons en fonction de la masse primaire de ce fragment. L'énergie est calculée par la méthode de SCHMITT [4].



B-III-2-FIGURE 3

- a) Rapport pic-vallée de la distribution des masses primaires m en fonction de l'énergie d'excitation de ^{234}U .
- b) Ecart quadratique moyen de la distribution des masses primaires m^* en fonction de E_{exc} .
- c) Valeur moyenne des masses lourdes \bar{m}_H^* en fonction de E_{exc} .



B-III-2-FIGURE 4

a) Valeur moyenne de l'énergie cinétique totale après émission de neutrons, en fonction de E_{exc} .

Ces énergies sont calculées par la méthode de SCHMITT [4] :

$$\text{TKE} = E_1 + E_2 .$$

b) Valeur moyenne de l'énergie cinétique totale avant émission des neutrons, en fonction de E_{exc} . Les énergies sont calculées par la méthode de temps de vol :

$$\text{TKE}^* = A \cdot v_1 \cdot v_2 .$$

B-III-3-Etude du bilan énergétique dans les expériences de fission.

Les expériences de fission que nous avons entreprises conduisent à étudier les distributions en énergie cinétique des fragments de masses données [1]. De telles distributions doivent permettre de rendre compte du partage de l'énergie disponible au point de scission, en énergies cinétiques et en énergies d'excitation des fragments. Toutefois, les distributions mesurées expérimentalement sont perturbées par l'évaporation de neutrons et l'émission de rayons γ . Elles peuvent être corrigées de ces effets en supposant une loi d'évaporation maxwellienne pour l'émission des neutrons dans le système du centre de masse du fragment et en adoptant une énergie moyenne de l'émission du rayonnement γ .

L'énergie disponible dans la fission Q_0 est donnée par l'excès de masse entre le noyau initial $M(Z)$ et la somme des deux fragments primaires $M_1^*(z_1)$ et $M_2^*(Z-z_1)$:

$$Q_0 = \left[M(Z) - M_1^*(z_1) - M_2^*(Z-z_1) \right] c^2 + E_{ex} \quad (1)$$

ou E_{ex} est l'énergie d'excitation du noyau fissionnant.

La conservation de l'énergie pour une fission donnée peut s'écrire :

$$Q_0(M_1^*, Z_1) = \alpha E_1^* + \sum_{i=1}^{\gamma_1+\gamma_2} (B_n(i) + E_n(i)) + E_\gamma \quad (2)$$

où $\alpha = 1 + \frac{M_1^*(z_1)}{M_2^*(Z-z_1)}$

E_1^* est l'énergie cinétique du fragment $M_1^*(z_1)$, $B_n(i)$ est l'énergie de liaison du $i^{\text{ème}}$ neutron évaporé et $E_n(i)$ son énergie cinétique. E_γ est l'énergie totale de l'émission des rayons γ .

Si on adopte une distribution maxwellienne pour l'énergie d'un neutron évaporé, la probabilité pour que l'énergie E_n soit emportée par ν neutrons est donnée par :

$$P(E_n) = \prod_{i=1}^{\nu} P_{\bar{\nu}}(i) \frac{E_n^{2i-1}}{(2i-1)! T^{2i}} e^{-E_n/T} \quad (3)$$

où $P_{\bar{\nu}}(i)$ est la probabilité d'évaporer le $i^{\text{ème}}$ neutrons pour un nombre moyen $\bar{\nu}$ neutrons, T est la température nucléaire d'évaporation d'un neutron. Cette température est choisie constante pour tous les neutrons.

Connaissant $\bar{\nu}_1$ et $\bar{\nu}_2$ on peut calculer par la formule (3) les spectres d'évaporation pour les masses $M_1^*(z_1)$ et $M_2^*(Z-z_1)$. En utilisant ces spectres d'évaporation et en appliquant l'équation (2) de la conservation de l'énergie on obtient la distribution en énergie cinétique E_1^* du fragment primaire $M_1^*(z_1)$:

$$P(E_1^*) dE_1^* = \alpha e^{-\frac{(Q-\alpha E_1^*)}{T}} \prod_{i=1}^{\nu_1} P_{\bar{\nu}_1}(i) \frac{1}{T^{2i}} \prod_{j=1}^{\nu_2} P_{\bar{\nu}_2}(j) \frac{1}{(2i+2j-1)!} \frac{1}{T^{2j}} (Q - \alpha E_1^*)^{2i+2j-1} \quad (4)$$

$$\text{avec } Q = Q_0 - \sum_{i=1}^{\nu_1 + \nu_2} (B_n(i) + E_n(i)) = E_\gamma \quad (5)$$

Les effets cinématiques liés à l'évaporation des neutrons sont calculés en sommant sur les variables non observées (angles d'émission et énergies des neutrons).

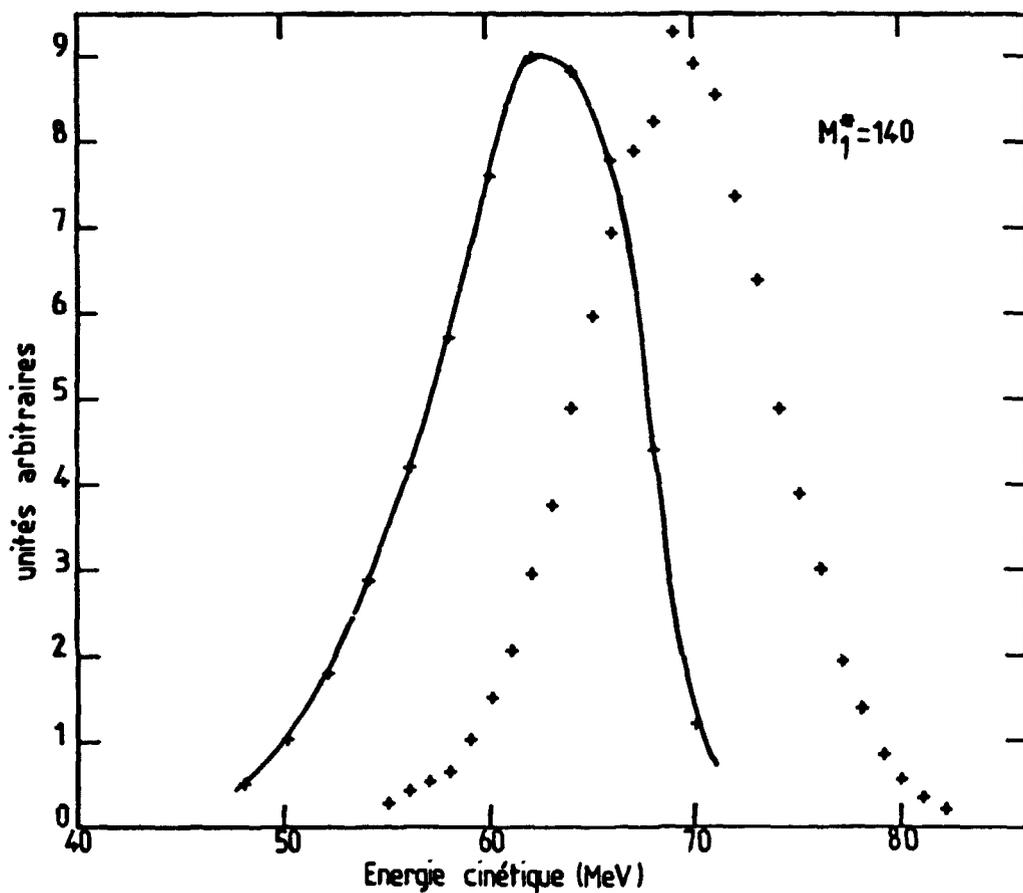
Dans les figures 1 et 2, les résultats préliminaires de ce calcul sont comparés pour les masses 140 et 94, aux résultats expérimentaux obtenus après fission de ^{234}U dans la réaction $^{233}\text{U}(d, pf)$ [1]. Le calcul semble rendre compte des formes et des largeurs des distributions expérimentales, mais présente un décalage systématique. Le bilan total en énergie Q_0 a été déduit des tables de masses données par G.T. GARVEY et al. [3] en supposant une division en charges proportionnelles aux masses ($z_1 = 54$ et $z_2 = 38$). L'accord entre le calcul et l'expérience devrait être amélioré en adoptant une distribution plus réaliste des charges au moment de la fragmentation.

(F.COÇU, Y.PATIN, G.HAOUAT, J.LACHKAR, J.SIGAUD, J.M.FIENI,* J.UZUREAU)

**Sous Contrat Temporaire de Recherche.*

REFERENCES

- [1] - Y. PATIN, S. CIERJACKS, J. LACHKAR, J. SIGAUD, F. COÇU, C. HUMEAU, J. CHARDINE, *ce présent compte rendu.*
- [2] - F. COÇU, S. CIERJACKS, Y. PATIN, J. LACHKAR, J. SIGAUD, G. HAOUAT, R. PERRIER, *Note CEA-N-1875, NEANDC (E) 173 L 92 (1976).*
- [3] - G.T. GARVEY, W.J. GERACE, R.L. JAFFE, I. TALMI, *Rev. Mod. Phys.* 41 (1969).



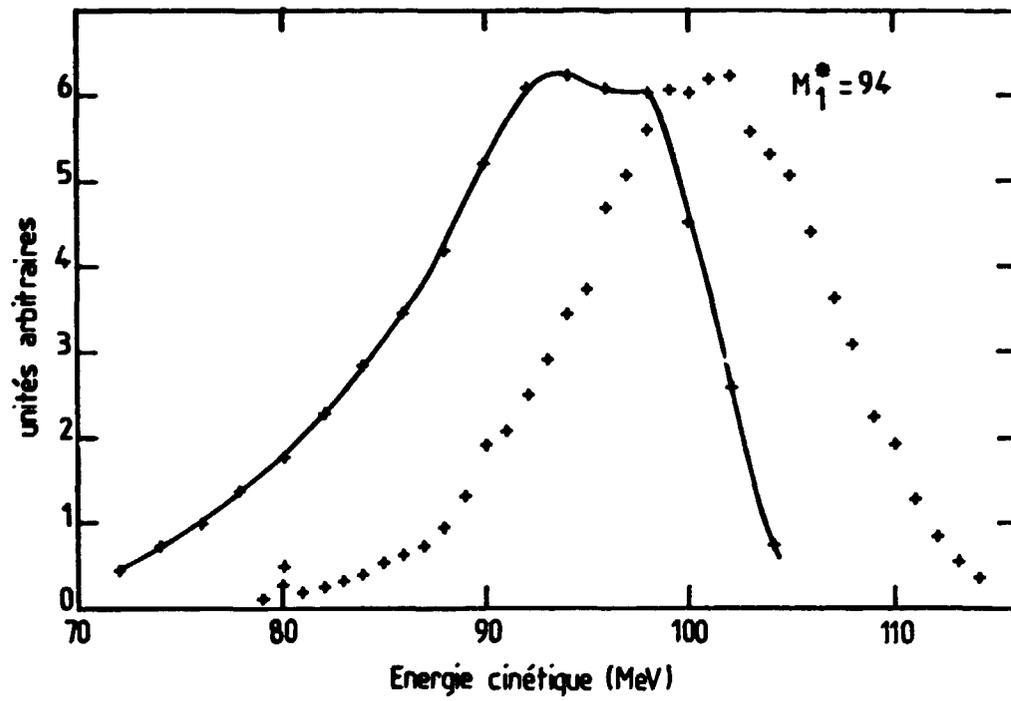
B-III-3-FIGURE 1

Distribution de l'énergie cinétique du fragment de masse primaire de 140 UMA.
La ligne continue est le résultat du calcul effectué avec les fragments
suivants :

$$T = 1,2 \text{ MeV} ; Q_0 = 199,39 \text{ MeV} ;$$

$$\bar{v}_1 = 1,42 ; \bar{v}_2 = 1,29 ; \bar{E}_\gamma = 6,3 \text{ MeV}.$$

Les croix sont les résultats expérimentaux obtenus à partir de la réaction :
 $^{233}\text{U}(d, pf)$ [1].



B-III-3-FIGURE 2

Distribution de l'énergie cinétique du fragment de masse primaire 94 UMA. Les paramètres utilisés sont identiques à ceux de la Figure 1.

B-IV-ETUDE DES REACTIONS INDUITES PAR IONS LOURDS -

B-IV-1-Etude des résonances dans le système $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$.

A-Recherche expérimentale de nouvelles résonances.

Plusieurs expériences récentes [1-5] ont permis de préciser de nombreuses valeurs de spin et parité pour des résonances situées à de hautes énergies d'excitation dans le noyau ^{24}Mg . Si l'on porte sur un graphique l'énergie de ces résonances (de spin J) en fonction de la quantité $J(J+1)$, il est clair que [6] :

- i) toutes les valeurs mesurées (caractérisées par E, J, π) s'étendent approximativement suivant une droite,
- ii) les résonances de même J^π sont groupées en quelques MeV.

Il apparaît aussi que les données de la littérature sont encore insuffisantes pour permettre l'analyse qualitative de ces résonances et la comparaison avec les différentes approches théoriques. En particulier, il semble que le faible nombre de résonances 6^+ observées jusqu'à ce jour ne soit pas compatible avec les observations beaucoup plus nombreuses faites pour les spins 2, 4, 8 et 10. Par ailleurs, l'existence ou non d'une seconde résonance $J^\pi = 0^+$ (et à fortiori de plusieurs autres) est d'un intérêt fondamental pour la compréhension du mécanisme responsable de la présence de résonances dans le système $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$.

Afin de résoudre au moins partiellement ces problèmes, nous avons étudié la réaction $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha)^{20}\text{Ne}$ dans la gamme d'énergie $5,65 \leq E_{\text{CM}} \leq 14,5$ MeV. Nous avons observé de nouvelles résonances aux énergies de 5,80 ; 6,63 ; 8,05 ; 8,85 ; 11,20 et 13,75 MeV pour lesquelles nous avons attribué des valeurs de spin et parité.

L'expérience a été réalisée en utilisant l'accélérateur Van de Graaff tandem Super EN. Les particules alpha issues de la réaction $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha)^{20}\text{Ne}$ ont été analysées dans un spectromètre magnétique split-pole EPS 60 et détectées en position par un compteur à fil de longueur utile 30 cm.

La recherche des résonances a été effectuée à partir de la mesure des fonctions d'excitation des premiers groupes d'alpha correspondant au niveau fondamental et aux premiers niveaux excités de ^{20}Ne . Ces fonctions d'excitation (voir par exemple fig. 1) ont été mesurées à plusieurs angles, les cibles utilisées ayant une épaisseur de $5 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ pour $5,65 \leq E_{\text{CM}} \leq 6,60$ MeV et de $30 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ pour $6,60 < E_{\text{CM}} < 14,5$ MeV.

L'obtention des distributions angulaires puis leur analyse par test en χ^2 (voir rapport annuel précédent CEA-N-1969) permet alors la détermination des spins et parités des résonances observées. Les résultats obtenus pour les résonances de spin non nul sont présentés dans le tableau I. Par ailleurs, la fig. 2 reproduit la distribution angulaire des particules α associées à l'état fondamental de ^{20}Ne , distribution correspondant à la résonance 6^+ observée à $E_{\text{CM}} = 8,85$ MeV.

Au cours de cette étude, nous avons également mis en évidence l'existence d'une seconde résonance $J^\pi = 0^+$ à haute énergie d'excitation dans ^{24}Mg ($E_{\text{CM}} = 5,80$ MeV ; $E_X = 19,70$ MeV). Celle-ci se trouve comprise entre deux autres résonances $J^\pi = 2^+$ et $J^\pi = 4^+$ situées respectivement aux énergies $E_{\text{CM}} = 5,65$ et $E_{\text{CM}} = 5,90$ MeV et déjà signalées par d'autres auteurs. Les résultats de notre test en χ^2 peuvent être trouvés dans la réf. [7]. Une analyse complémentaire effectuée à l'aide du code GENERE [8] nous a permis en outre d'évaluer (tableau II) les différentes sections efficaces partielles σ_l pour sept valeurs de l'énergie incidente comprises entre 5,65 et 5,95 MeV (CM). La distribution angulaire obtenue à 5,75 MeV présentée sur la fig. 3 est donnée à titre d'exemple.

La publication de l'ensemble de nos résultats est en cours de préparation, la mise en évidence de la seconde résonance $J^\pi = 0^+$ ayant fait l'objet d'un article récent [7].

B-Mécanisme possible pour la présence des résonances.
.....

La description des résonances observées dans le système $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ est souvent faite en termes d'états moléculaires dans le puits de potentiel de deux noyaux ^{12}C faiblement liés. Ce type de potentiel présente, semble-t-il, une grande similitude avec le second (ou l'éventuel troisième) puits de la barrière de fission de certains actinides responsable de l'existence des isomères de fission.

Dans les sections efficaces de fission [9], il apparaît parfois une structure prononcée composée de pics très espacés, assimilés à des résonances de vibration. Dans ces pics, on peut remarquer des structures fines constituées de pics étroits et rapprochés, analysés en termes de bandes de rotation associées à l'état de vibration correspondant. En ce qui concerne le système $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, bien que les déformations soient différentes, la situation pourrait être analogue avec toutefois des effets inversés pour les rotations et pour les vibrations. En effet, la séquence des résonances serait alors constituée par un certain nombre d'états rotationnels très espacés, le groupement des résonances de même spin étant provoqué par des états de vibration très proches couplés aux rotations.

Dans cette représentation, il est essentiel de trouver expérimentalement les premiers états des bandes de rotation. A ce propos, la découverte d'une seconde résonance $J^\pi = 0^+$ est d'une importance considérable pour la vérification de ce mécanisme. La fig. 4 assimilable à un classement des résonances en fonction de $J(J+1)$ permet de montrer qu'il est effectivement possible d'identifier deux séries de résonances connues, construites à partir des deux résonances $J^\pi = 0^+$ observées expérimentalement. Ces deux séries suivent une même loi linéaire (de pente $\hbar^2/2J \approx 100$ keV) avec un espacement de 1,5 MeV correspondant à la différence d'énergie existant entre les deux résonances 0^+ . Afin d'expliquer complètement le spectre des résonances dans le système $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ par un tel mécanisme, il convient néanmoins de trouver expérimentalement d'autres résonances de spin nul.

(F. COÇU, J.M. FIENI*, A. MICHAUDON, Y. PATIN, S. PLATTARD, J.L. UZUREAU et
M. CATES*, G.A. KEYWORTH*, N. CINDRO**)

*Collaborateur temporaire étranger, Los Alamos Scientific Laboratory,
LOS ALAMOS, New Mexico 87545 (U.S.A.)

**Collaborateur temporaire étranger, "Institut Rudjer Boskovic"
ZAGREB (Yougoslavie)

*Sous Contrat Temporaire de Recherche.

REFERENCES

- [1] - K.A. ERB, R.R. BETTS, D.L. HANSON, M.W. SACHS, R.L. WHITE, P.P. TUNG et D.A. BROMLEY, *Phys. Rev. Lett.* 37 (1976) 670.
- [2] - H.T. FORTUNE, T.H. BRAID, R.E. SEGEL et K. RAGLANNATAN, *Phys. Lett.* 63 B (1976) 403 ; *Phys. Rev.* C14 (1976) 1271.
- [3] - Z. BASRAK, F. AUGER, B. FERNANDEZ, J. GASTEBOIS et N. CINDRO, *Phys. Lett.* 65 B (1976) 119 ; *Lett. J. Phys.* 37 (1976) 131.
- [4] - N.R. FLETCHER, J.D. FOX, G.J. KEKELIS, G.R. MORGAN et G.A. NORTON, *Phys. Rev.* C13 (1976) 1173.
- [5] - W. GALSTER, W. TREU, P. DÜCK, H. FRÖHLICH et H. VOIT, *Phys. Rev.* C15 (1977) 950.
- [6] - N. CINDRO, F. COÇU, J. UZUREAU, Z. BASRAK, M. CATES, J.M. FIENI, E. HOLUB, Y. PATIN et S. PLATTARD, *Proc. Int. Conf. Resonances in Heavy Ion Reactions, HVAR, ed. by N. CINDRO, North Holland, AMSTERDAM, 1977 (in press).*
- [7] - F. COÇU, J. UZUREAU, S. PLATTARD, J.M. FIENI, A. MICHAUDON, G.A. KEYWORTH, M. CATES et N. CINDRO, *Lett. J. Phys.* 38 (1977) 421.
- N. CINDRO, F. COÇU, J. UZUREAU, Z. BASRAK, M. CATES, J.M. FIENI, E. HOLUB, Y. PATIN et S. PLATTARD, *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 39, n° 18 (1977) p. 1135 à 1138.
- [8] - F. AUGER, P. CHARLES et E.F. Da SILVEIRA, (*Soumis à Phys. Rev.*).
- [9] - A. MICHAUDON, *Proc. Int. Conf. Interactions of Neutrons with Nuclei - CONF 760715 - P1, Vol. 1, p. 641 et Physics Today (à paraître).*

B-IV-1-TABLEAU I

Valeurs de χ^2 obtenues en fonction de l_{max} pour les distributions angulaires mesurées aux énergies de résonance ($J \neq 0$). a)

$E_{CM} \backslash l_{max}$	2	4	6	8	10	12	14	16	18	20	22	24
6,63	118	79,3	45,9	12,7	5,7	5,3	5,2	4,8	4,1	1,9		
8,05		141	110	85,2	49,6	12,8	4,1	2,1	1,6	1,7	1,7	1,6
8,85		123	122	109	109	63	64,7	12,6	14	15,8	19,1	22,9
11,2		99,6	99,2	102	104	105	114	0,98	1,08	1,2	0,8	0,92
13,75		41,0	40,3	41,9	43,1	39,0	40,8	41,5	43,8	2,5	1,6	1,7

a)

$$\chi^2 = \frac{1}{N-m} \sum_{i=1}^N \left| \frac{\sigma_{exp}^i - \sigma_{cal}^i}{\Delta \sigma_{exp}^i} \right|^2 \quad \text{avec } N : \text{ nombre de points expérimentaux}$$

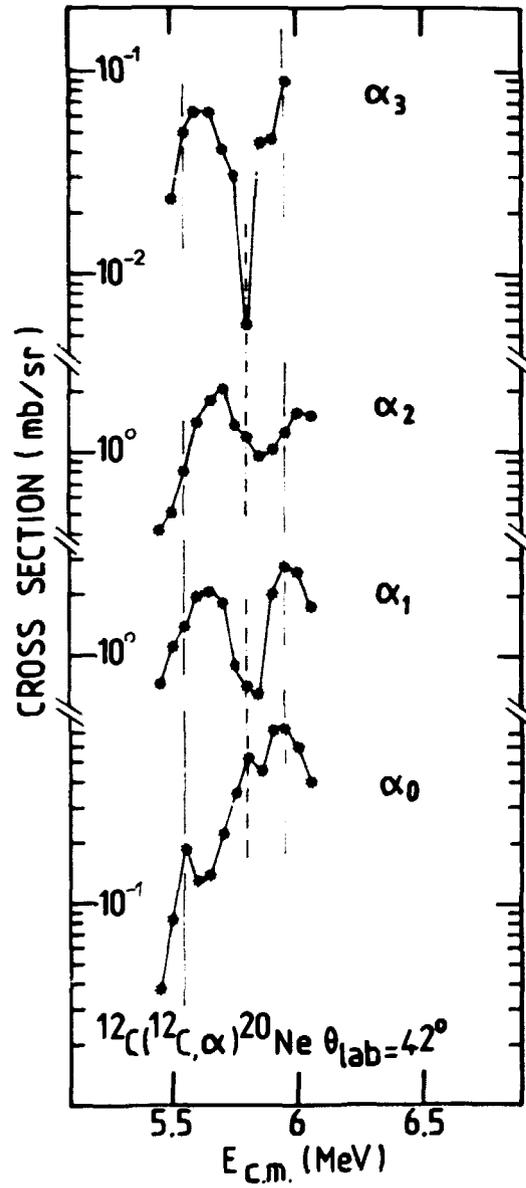
$$m = \frac{l_{max} + 2}{2} \quad \text{et} \quad \sigma_{cal} = \sum_{l=0}^{l_{max}=2J} a_l P_l(\cos \theta); \quad l \text{ pair.}$$

B-IV-2-TABLEAU II

Valeurs des sections efficaces partielles σ_l (mb) obtenues à partir des distributions angulaires mesurées en utilisant les expressions

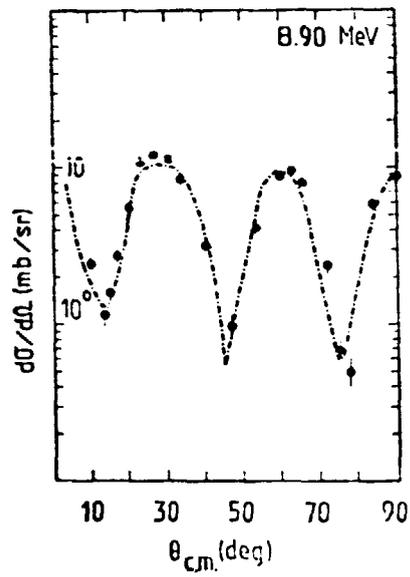
$$\sigma(\theta) = \left| \sum_{l=0}^L B_l P_l(\cos \theta) \right|^2 \quad \text{et} \quad \sigma_l = \frac{4\pi}{2l+1} |B_l|^2.$$

E_{CM}	5,65	5,70	5,75	5,80	5,85	5,90	5,95
σ_0	1,69	2,29	3,26	3,87	5,56	5,20	4,23
σ_2	1,57	1,35	1,33	1,45	0,21	0,24	0,35
σ_4	0,22	0,30	0,43	0,48	0,97	2,18	2,18



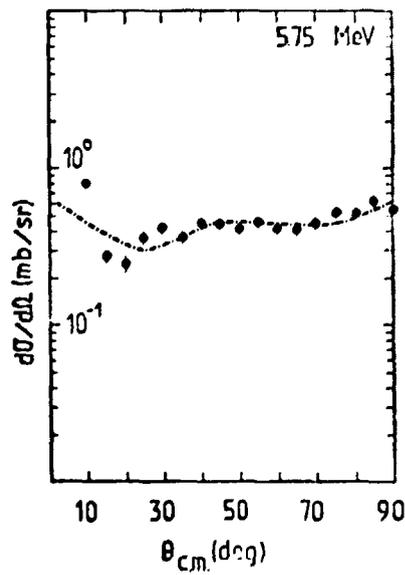
B-IV-1-FIGURE 1

Fonctions d'excitation dans le système du centre, de masse pour quatre groupes α issus de la réaction $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha)^{20}\text{Ne}$ correspondant respectivement au fondamental et aux trois premiers niveaux excités de ^{20}Ne .



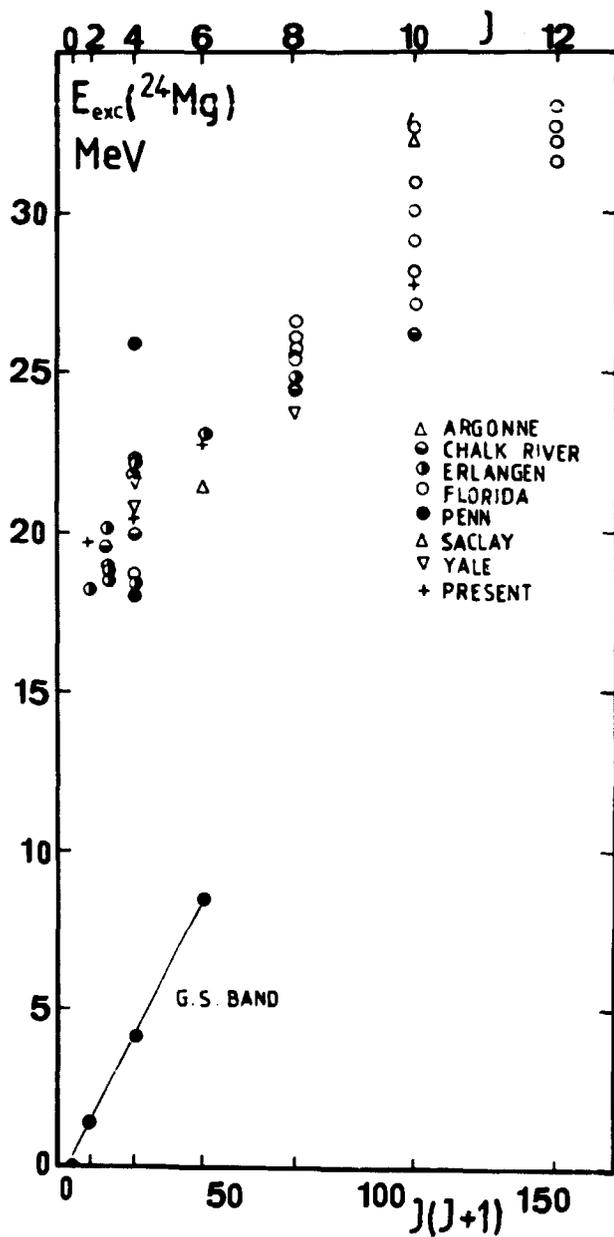
B-IV-1-FIGURE 2

Distribution angulaire des particules α_0 correspondant à la résonance 6^+ observée à $E_{CM} = 8,90$ MeV.



B-IV-1-FIGURE 3

Distribution angulaire des particules α_0 correspondant à la résonance 0^+ observée à $E_{CM} = 5,75$ MeV.



B-IV-1-FIGURE 4

Résonances observées dans le système $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$; énergie d'excitation dans ^{24}Mg (MeV) en fonction de $J(J+1)$.

PARTIE C

THEORIE ET EVALUATION

C-I-EVALUATION DES DONNEES -

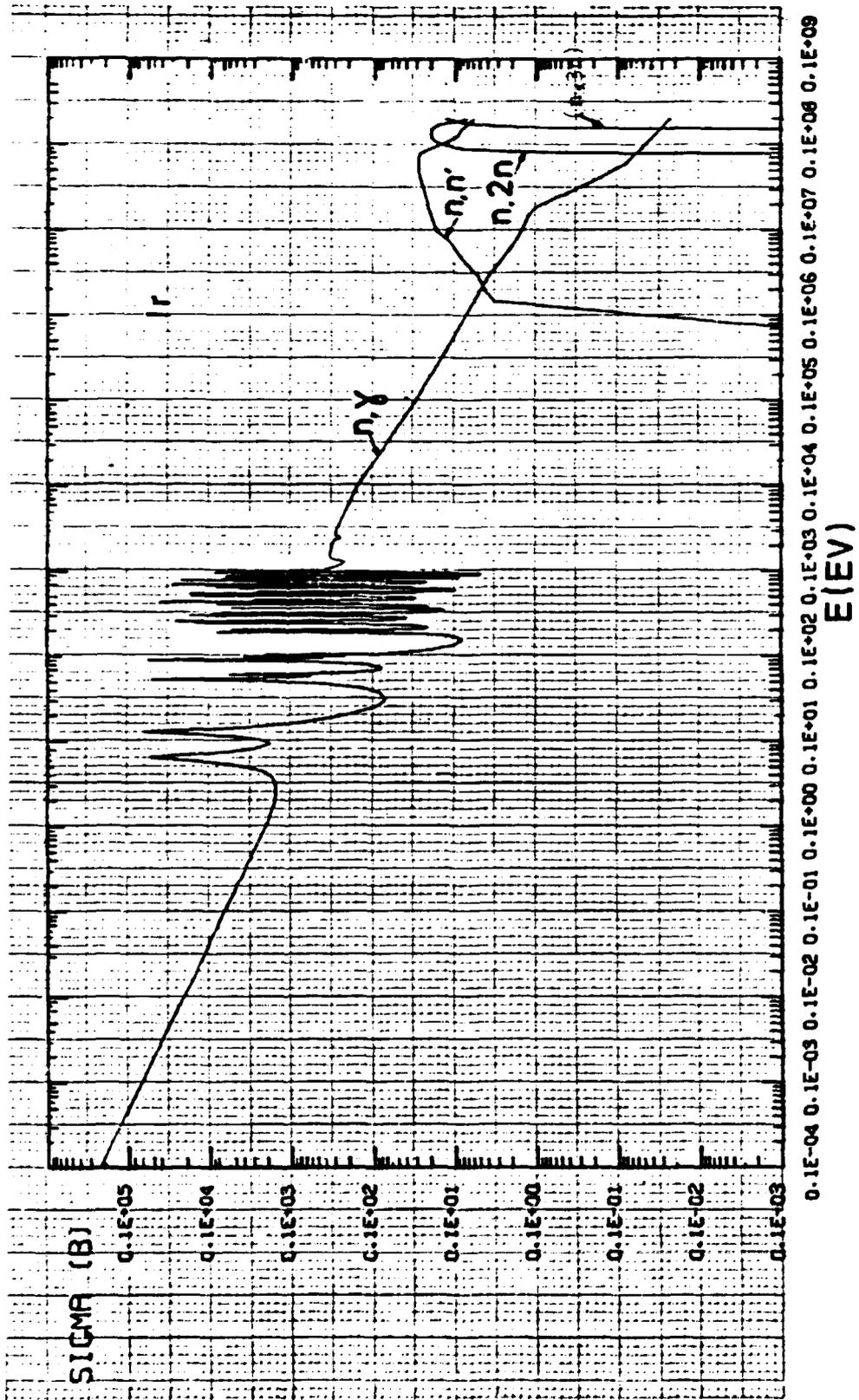
C-I-1-Evaluation de données nucléaires de Ir naturel.

Une première évaluation des données nucléaires de Ir naturel a été faite et mise sous format ENDF. Elle comprend :

- les sections efficaces tabulées : totale, élastique, inélastique et de capture, (n,2n), (n,3n) dans la gamme d'énergie 10^{-5} eV à 20 MeV (voir figure 1),
- les distributions angulaires des sections efficaces élastique (avec matrice de passage pour passer dans le système du laboratoire), (n,2n), (n,3n), (n,n'), (continuum),
- les spectres de renvoi en énergie des réactions (n,2n), (n,3n) et (n,n').

Par ailleurs les sections efficaces neutroniques de Ir naturel ont été calculées pour des températures élevées et mises sous format ENDF. A cette occasion, le code d'élargissement SIGMA 1 a été modifié de façon à résoudre les instabilités numériques à basse énergie ($\approx 10^{-2}$ eV).

(C. PHILIS, G. SIMON)



C-I-FIGURE 1

Sections efficaces (n, γ), (n, n'), (n, 2n) et (n, 2n) de Ir naturel.

C-I-2-Evaluation de la section efficace de capture de ^{191}Ir , ^{193}Ir et
Ir nat. dans la gamme d'énergie 0,250 keV-20 MeV (**).

Afin de prendre en compte de récents résultats expérimentaux concernant la section efficace de capture de ^{191}Ir , ^{193}Ir [1] et de Ir naturel [2], obtenus à LOS ALAMOS et à BRUYERES-LE-CHATEL, une étude plus détaillée de ces sections efficaces dans la gamme d'énergie 0,250 keV-20 MeV a été entreprise en collaboration avec le Laboratoire de LOS ALAMOS. Cette étude est basée d'une part sur les nouveaux résultats expérimentaux et d'autre part sur des calculs effectués à l'aide de modèles statistiques jusqu'à 6 MeV, complétés au-delà de cette énergie, par une composante directe-semi-directe.

(E.D.ARTHUR*, O.BERSILLON)

*Permanente adresse : T2, Los Alamos Scientific Laboratory, LOS ALAMOS,
New Mexico 87545 (USA).

**Travail effectué au Laboratoire de LOS ALAMOS.

C-I-3-Sections efficaces de capture de ^{85}Rb , ^{133}Cs , ^{159}Tb , ^{176}Lu et ^{181}Ta .

Les sections efficaces de capture de ^{85}Rb , ^{133}Cs , ^{159}Tb , ^{176}Lu et ^{181}Ta ont été évaluées de 10^{-5} eV à 20 MeV. Dans les régions des résonances, ces sections efficaces ont été tabulées, à l'aide du code RESEND, sur la base des paramètres donnés dans les fichiers ENDF/B IV révisés. A plus haute énergie les valeurs des sections efficaces, existant dans les fichiers ENDF, ont été adoptées.

(G.SIMON, N.VERGES, C.PHILIS)

C-I-4-Evaluation des sections efficaces $\sigma(n,n)$, $\sigma(n,n')$, $\sigma(n,\gamma)$, $\sigma(n,p)$ de ^{130}Ba et ^{132}Ba .

Nous avons évalué les sections efficaces de diffusion élastique, de diffusion inélastique, de capture radiative et de la réaction (n,p) de ^{130}Ba et ^{132}Ba dans la gamme d'énergie 10^{-5} eV à 2 MeV (du seuil à 2 MeV). Ce travail complète les évaluations faites sur les autres isotopes du barium.

Les sections efficaces évaluées ont été mises sous le format ENDF.

C-I-4-1- ^{130}Ba .
.....

a) $\sigma(n,n)$, $\sigma(n,\gamma)$, $\sigma(n,n')$ de 10^{-5} eV à 2 MeV.

Dans la gamme d'énergie 10^{-5} eV à 2,2 keV, qui correspond à la région des résonances résolues de ^{130}Ba , les sections efficaces élastique et de capture ont été obtenues à l'aide du code RESEND. Les paramètres de résonances utilisés proviennent essentiellement de la référence [3]. La largeur moyenne $\bar{\Gamma}_\gamma$ a été fixée constante et égale à 100 meV, valeur moyenne adoptée dans [3]. Une loi en $1/v$ a été ajoutée à la section efficace de capture ainsi calculée de façon à reproduire la valeur à l'énergie thermique.

Pour les énergies supérieures à 2,2 keV, ces mêmes sections efficaces ont été calculées en utilisant le code de modèle statistique NCNR [4] qui fournit également les sections efficaces des voies inélastiques.

b) $\sigma(n,p)$ du seuil à 2 MeV.

La section efficace (n,p) a été calculée du seuil ($Q = -0,342$ MeV) à 2 MeV au moyen du code THRESH 2.

C-I-4-2- ^{132}Ba .
.....

a) $\sigma(n,n)$, $\sigma(n,\gamma)$, $\sigma(n,n')$ de 10^{-5} eV à 2 MeV.

Dans la gamme d'énergie 10^{-5} eV à 1 keV, qui correspond à la région des résonances résolues du ^{132}Ba , les sections efficaces élastique et de capture de ^{132}Ba ont été obtenues à l'aide du code RESEND. Les énergies des résonances proviennent de la référence [3]. Les largeurs Γ_n ont été obtenues à

partir de la fonction force S_0 ($1.3 \cdot 10^{-4}$), calculée par le code NCNR, et de l'espacement moyen des résonances $D_0 = 133,6$ eV, à l'aide de la relation $\Gamma_n = S_0 D_0 \sqrt{E}$. Les largeurs Γ_γ ont été prises constantes et égales à 108 meV, valeur donnée par BENZI [5]. Une loi en $1/v$ a également été ajoutée à la section efficace de capture de façon à reproduire la valeur à l'énergie thermique.

Au-delà de 1 keV, ces mêmes sections efficaces ont été calculées en utilisant le code de modèle statistique NCNR [4] qui fournit également les sections efficaces des voies élastiques.

b) $\sigma(n,p)$ du seuil à 2 MeV.

La section efficace (n,p) a été calculée du seuil ($Q = -0,489$ MeV) à 2 MeV en utilisant le code THRESH 2.

(G.SIMON, C.PHILIS, N.VERGES)

REFERENCES

- [1] - D.M. DRAKE et R.L. MACKLIN, *communication privée* (1977).
- [2] - S. JOLY, G. GRENIER, J.J. VOIGNIER, D.M. DRAKE et L. NILSSON, *communication privée* (1977).
- [3] - B.L. BERMAN et J.C. DROWNE, *Phys. Rev. C7* (1973) 2522.
- [4] - P. THOMET, *communication à la conférence de KIEV* (1975).
- [5] - V. BENZI, R. D'ORAZI, G. REFFO, M. VACCARI, *Doc CEC* (71) 9.
Fast neutron radiative capture cross sections of stable nuclei with $29 < Z < 79$.

C-I-5-Evaluation des sections efficaces (n,2n) de ^{85}Rb et ^{140}Ce .

La compilation des résultats expérimentaux des mesures de la section efficace (n,2n) de ^{85}Rb et ^{140}Ce est terminée. L'étude a montré une assez grande divergence entre les différents résultats (voir figure 2).

Un traitement des données en notre possession, à l'aide d'un code de modèle statistique, sera effectué afin d'essayer de lever l'ambiguïté sur la forme de la fonction d'excitation.

(N. VERGES)

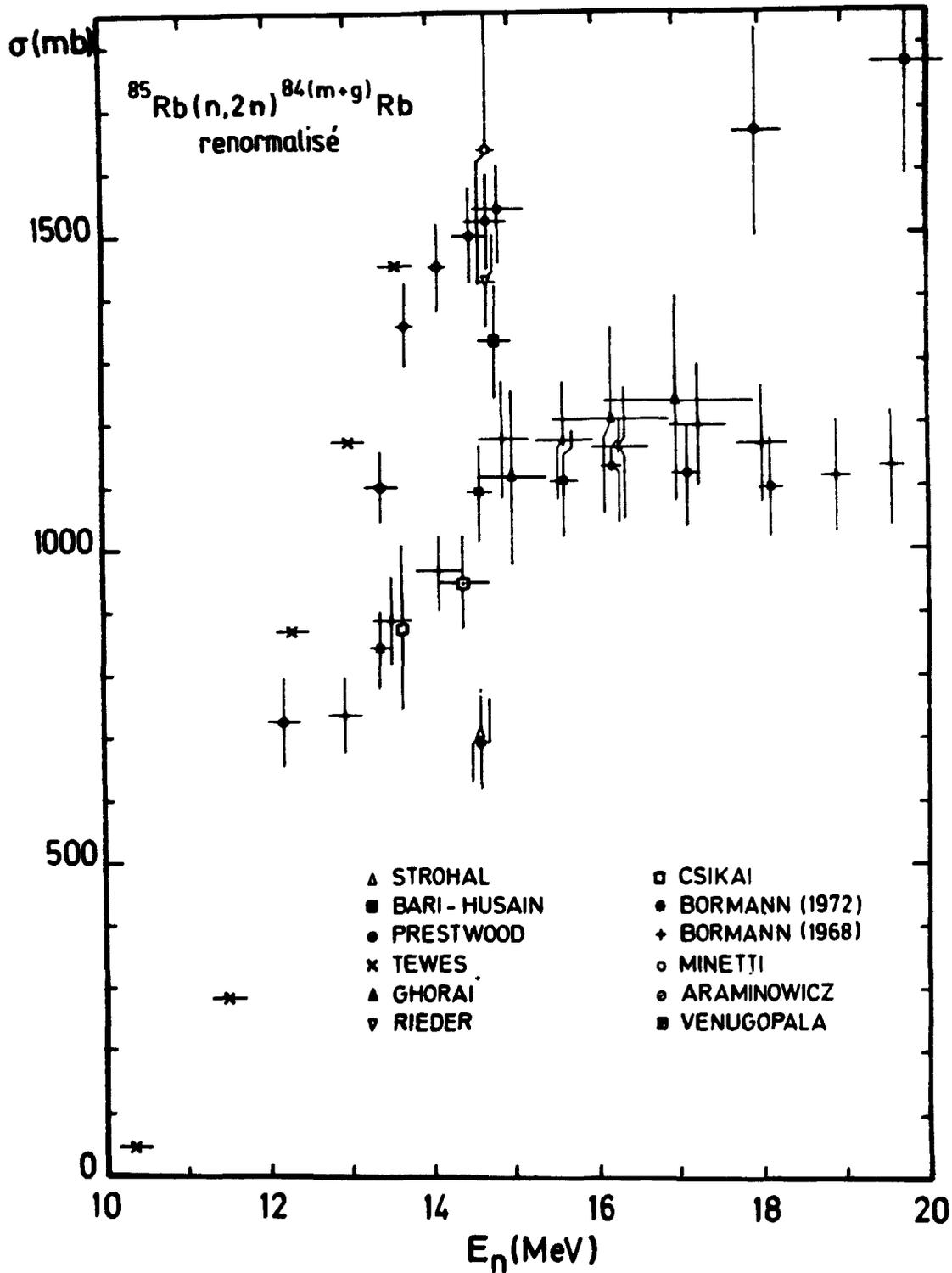
C-I-6-Réactions (n,p) et (n, α).

Les sections efficaces des réactions (n,p) et (n, α) sur les noyaux ^{169}Tm , ^{175}Lu , ^{185}Re , ^{188}Os et ^{197}Au ont été calculées, des seuils à 20 MeV, à l'aide du code AMALTHEE [1]. Ce programme, basé sur le modèle d'exciton de GRIFFIN, utilise une résolution matricielle du système d'équations différentielles couplées, décrivant l'évolution temporelle du noyau composite. Du fait du petit nombre de résultats expérimentaux concernant les sections efficaces étudiées, les paramètres du modèle ont été ajustés grâce aux sections efficaces (n,n') et (n,2n) correspondantes. A titre d'exemple la figure 3 montre la comparaison entre les formes des spectres des particules α observées expérimentalement [2] et celles calculées dans le cas de la réaction $^{197}\text{Au}(n,\alpha)$ pour différentes énergies incidentes.

(O. BERSILLON)

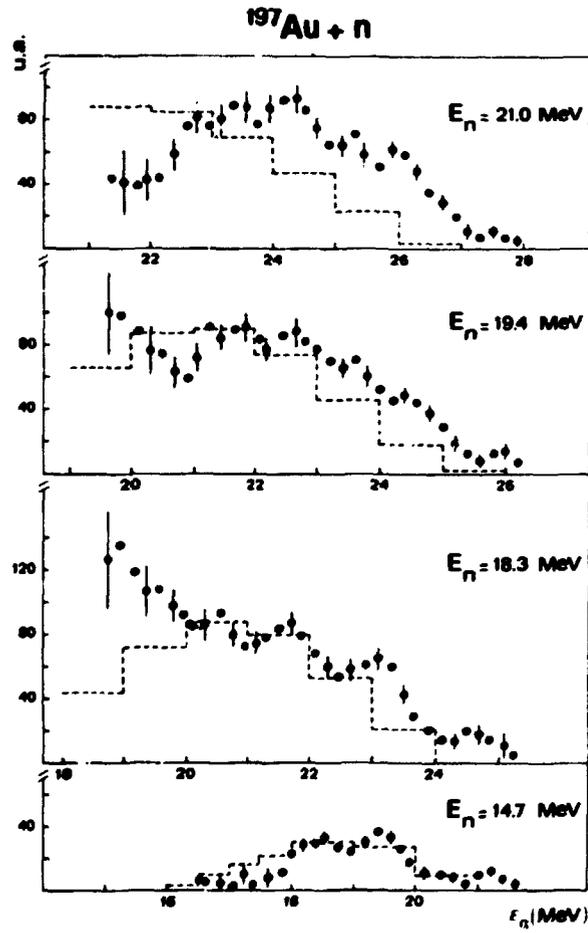
REFERENCES

- [1] - O. BERSILLON et L. FAUGERE, à paraître.
- [2] - A. RUBBINO et D. ZUBCKE, *Nucl. Phys.* 85 (1966) 606.



C-I-FIGURE 2

Données expérimentales renormalisées des sections efficaces $^{85}\text{Rb}(n,2n)^{84m}\text{Rb}$
et $^{85}\text{Rb}(n,2n)^{84g}\text{Rb}$.



C-I-FIGURE 3

Comparaison entre les spectres observés (points) et calculés (lignes discontinues) pour la réaction $^{197}\text{Au}(n,\alpha)$.

C-I-7-Section efficace $^{169}\text{Tm}(n,\gamma)^{170}\text{Tm}$.

Avec la collaboration de E.D. ARTHUR* nous avons réalisé une évaluation de la section efficace de capture radiative de ^{169}Tm dans la gamme d'énergie 10^{-5} eV à 20 MeV.

Jusqu'à 760,6 eV la section efficace a été calculée à partir des paramètres de résonances en utilisant la formulation de REICH et MOORE de notre version du code RESEND.

Les paramètres utilisés sont ceux qui sont donnés dans le rapport BNL 325 [1], certains spins ont été pris d'après TELLIER et al. [2].

Afin de bien reproduire les valeurs de la section efficace de diffusion élastique et de capture radiative, à l'énergie thermique, nous avons pris pour le rayon effectif de diffusion la valeur 7,7 fm et nous avons supposé l'existence d'une résonance d'énergie négative ayant les paramètres suivants : $E_r = -15$ eV, $\Gamma_n = 110$ meV, $\Gamma_\gamma = 71$ meV, $J = 0,5$.

Au-dessus de 760,6 eV et jusqu'à 6 MeV la section efficace de capture a été calculée à l'aide d'un code de modèle statistique : COMNUC [3]. Au-dessus de 6 MeV les contributions des processus directs et semi-directs ont été prises en compte d'une façon simple : expression donnée par LANE et LYNN [4] pour le processus direct. Pour les effets semi-directs, les paramètres de la résonance géante dipolaire ont été déterminés à partir des résultats (γ,n) pour ^{165}Ho : $E_{\text{GDR}} = 13,8$ MeV, $\Gamma_{\text{GDR}} = 6,5$ MeV.

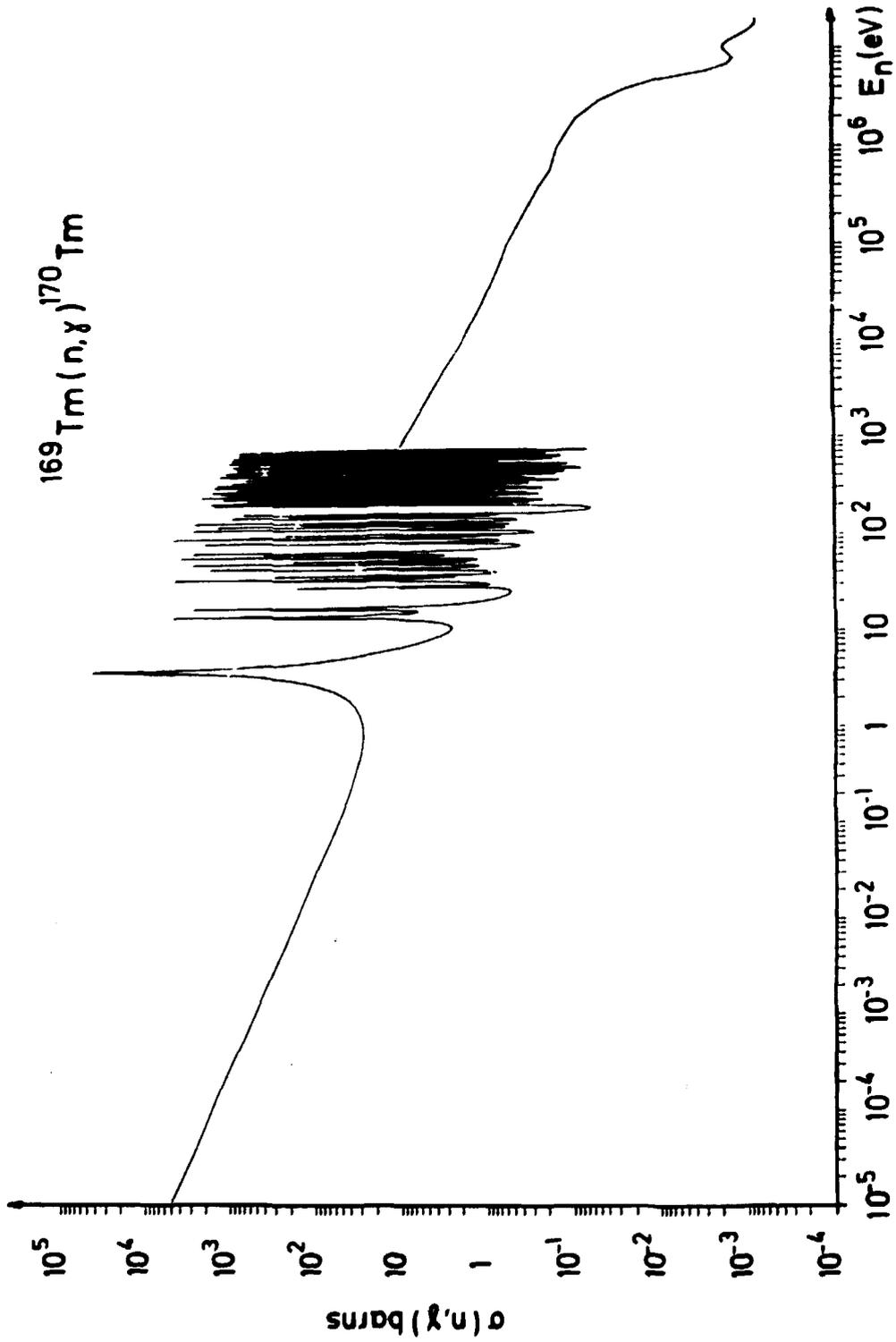
Les résultats obtenus sont portés sur la figure 4. Ces résultats sont en très bon accord avec les tous récents résultats expérimentaux de DRAKE et MAKLIN [5] et ceux de JOLY [6]. Une évaluation plus complète en collaboration avec le laboratoire de LOS ALAMOS est en cours.

(E.D. ARTHUR*, G.SIMON, N.VERGES, C.PHILIS)

*Collaborateur temporaire étranger, Los Alamos Scientific Laboratory,
LOS ALAMOS, New Mexico 87545 (U.S.A.).

REFERENCES

- [1] - S.F. MUGHABGHAB, D.I. GARBER, *BNL 325, third edition, Vol. I, EANDC (US) 183/L - INDC (USA) 58/L.*
- [2] - n. TELLIER et M. ALIX, *CEA-N-1563 (1972).*
- [3] - C.L. DUNFORD, *Atomic International Report AI-AEC-12931, 1970 programme COMNUC.*
- [4] - A.M. LANE et J.E. LYNN, *Genève 1958, Conf. on Peaceful uses of Atomic energy Vol. 15 P/4.*
- [5] - D.M. DRAKE et R.L. MACKLIN, *communication privée (1977).*
- [6] - S. JOLY, *communication privée (1977).*



C-I-FIGURE 4

Section efficace de capture du ^{169}Tm .

C-I-8-Codes et fichiers.

a) Les programmes COMNUC et CASCADE, basés sur le modèle statistique, ont été implantés sur l'ordinateur CDC 7600 de SACLAY et sont actuellement opérationnels.

b) Le programme de calcul d'élargissement par effet Doppler SIGMA 1 a été vérifié (en particulier les problèmes de précision numérique). Il est maintenant opérationnel sur l'ordinateur CDC 7600.

c) Un programme de fusion de données sous format ENDF a été réalisé et commence à être opérationnel sur IBM 370/145 de l'Unité Calcul.

d) *Programme INTERSEC.*

Pour comparer la validité des sections efficaces évaluées, nous avons réalisé un programme de mise en groupe. Ce programme opérationnel sur ordinateur CII 10 020 permet de mettre en groupe des sections efficaces tabulées dans le format ENDF en utilisant soit un flux tabulé dans le même format, soit un flux donné sous une forme analytique. Plusieurs formes analytiques sont déjà prévues.

e) Pour simplifier les problèmes d'interpolation et adapter les données aux calculs d'élargissement par effet DOPPLER, un programme de linéarisation a été fait et est opérationnel sur CII 10 020.

f)- 1)-Un code destiné à calculer les populations des niveaux excités (d'un ensemble de noyaux), pouvant être produits par des réactions $(n,2n)$, $(n,3n)$, (n,γ) , (n,n') à partir d'autres niveaux, a été écrit. On doit tenir compte de ces interactions dans le cas où les périodes de ces niveaux excités ne sont pas négligeables devant la durée de la bouffée de neutrons (quand les débits de fluence sont importants) et qui peuvent donc servir à leur tour de cibles. Les populations calculées peuvent évoluer en fonction d'un flux variant en énergie et en temps. Ce code est en cours de test. Une extension aux sections efficaces (n,p) , (n,α) , (n,f) , est prévue.

2)-Une étude concernant les niveaux excités de différents noyaux stables et instables a été entreprise. Pour chaque noyau une fiche regroupe les niveaux excités existants avec leur durée de vie quand elle est connue, spin et parité pour les isotopes concernés. On donne également, dans la mesure du possible, les sections efficaces des réactions $(n,2n)$ intervenant pour passer d'un isotope à l'autre.

Cette étude est presque terminée.

g)-La bibliothèque ENDF/B IV a été entièrement mise à jour à l'aide des deux séries de révisions publiées à cette occasion. Une vérification générale a été faite et des erreurs corrigées (*).

h)-Un programme destiné à associer et traiter les sections efficaces de réactions et les spectres en énergie des particules sortantes (pris dans le format ENDF), pour aboutir à une section efficace par groupe d'énergies pour les particules incidentes et sortantes, a été étudié, écrit et testé.

i)-Le programme SCAT 2, dérivé du programme SCAT [1] est destiné au calcul des coefficients de transmission à partir des paramètres d'un modèle optique sphérique. Les fonctions de Coulomb et leurs dérivées sont calculées suivant une nouvelle méthode proposée par BARNETT et al. [2]. L'équation de SCHRÖDINGER radiale est intégrée selon la méthode matricielle de NUMEROV [3]. Les résultats obtenus ont été comparés à ceux d'autres codes [4], [5], l'écart global n'excède pas 1%.

REFERENCES

- [1] - W.R. SMITH, *Comp. Phys. Comm.* 1 (1969) 106.
- [2] - A.R. BARNETT, D.H. FENG, J.W. STEED et J.J.B. GOLDFARD, *Comp. Phys. Comm.* 8 (1974) 377.
- [3] - J.C. ALLISON, *Jour. Comp. Phys.* 6 (1970) 578.
- [4] - C.L. DUNFORD, *Atomic International Report AI-AEC-12931*, 1970 - Programme COMNUC.
- [5] - M. BONNET et J. SALVY, *communication privée* (1977).

*Travail effectué en collaboration avec Mme C. DESVIGNES (U.C./B.3).

j)-Le programme CDMLAB [1] permet de faire passer une distribution angulaire, caractérisée par les coefficients de son développement en polynômes de Legendre, du référentiel du centre de masse à celui du laboratoire. Cette transformation s'effectue à l'aide d'une matrice de passage qui, dans les fichiers de données neutroniques ENDF, n'est donnée que dans le cas de la diffusion élastique. Le calcul et l'utilisation de cette matrice ont été étendus au cas le plus général d'une réaction nucléaire afin, soit d'exploiter pleinement les informations relatives aux distributions angulaires et contenues dans les fichiers ENDF existants, soit de constituer la matrice lors de la création de nouveaux fichiers.

REFERENCE

[1] - O. BERSILLON et R. PERRIER, *Note CEA-N-1993 (1977)*.

k)-Code EVBIB.

Ce code permet de constituer une bibliothèque, en entrant tous les articles en notre possession puis tout article nouveau au fur et à mesure de son arrivée et d'effectuer des recherches sélectives dans la bibliothèque ainsi créée et continuellement mise à jour.

Ce code autorise par exemple le tri des informations, afin de rechercher un type de réaction donné portant sur un noyau donné.

Ce code fonctionne actuellement sur l'ordinateur CDC 7600. Par la suite il sera adapté à l'ordinateur CII 10 020.

l)-Une documentation importante concernant le zirconium a été rassemblée. Cette documentation regroupe tous les documents concernant les sections efficaces neutroniques des principales réactions [à savoir : totale, élastique, totale inélastique, (n,γ) , $(n,2n)$, (n,p) , (n,α)] sur le zirconium naturel et les isotopes ^{90}Zr , ^{91}Zr , ^{92}Zr , ^{94}Zr et ^{96}Zr .

Les différents documents ainsi rassemblés ont été répertoriés, fichés et serviront de base à l'application pratique du code EVBIB.

(C. PHILIS, O. BERSILLON, G. SIMON, S. PERLES*, N. VERGES, R. PERRIER)

* *Stagiaire Universitaire.*

C-II-CALCULS DE DONNEES NUCLEAIRES -

C-II-1-Evaluation par modèles nucléaires des sections efficaces neutroniques des plutonium 240 et 242 de 10 keV à 20 MeV.

Les modèles optique et statistique ont été utilisés pour déterminer un ensemble physiquement cohérent des sections efficaces neutroniques de ^{240}Pu et ^{242}Pu entre 10 keV et 20 MeV [1]. Pour déterminer les paramètres du potentiel optique déformé nous nous sommes basés sur les données expérimentales (fonctions densité et section efficace totale) existantes pour le ^{240}Pu . Cette étude a été facilitée grâce à l'expérience acquise dans l'analyse des résultats expérimentaux de diffusion élastique et inélastique de neutrons par ^{238}U , ^{232}Th à 2,5 MeV [2] et à 3,4 MeV. Le potentiel déformé ainsi déterminé ne diffère de celui obtenu dans la référence [2] que par l'intensité des potentiels et la valeur des paramètres de déformation. Il diffère également de celui qui a été utilisé précédemment pour l'étude d'un ensemble d'isotopes de Plutonium [4]. Les pénétrabilités neutron issues des calculs en voies couplées précédents ont servi dans les évaluations faites par modèles statistiques suivant le formalisme décrit en [3]. Les sections efficaces totale, de diffusions élastique et inélastiques, de capture et de réactions (n,xn) sont montrées sur les figures 1 à 5. Les résultats des calculs sont d'une manière générale en bon accord avec les données expérimentales dont on dispose sur ^{240}Pu .

Une extrapolation pour ^{242}Pu des paramètres du potentiel optique obtenus pour ^{240}Pu nous a permis de calculer la section efficace totale et les sections efficaces élastiques et inélastiques directes sur cet isotope. Un calcul par modèle statistique a été conduit pour ^{242}Pu de la même manière que pour ^{240}Pu .

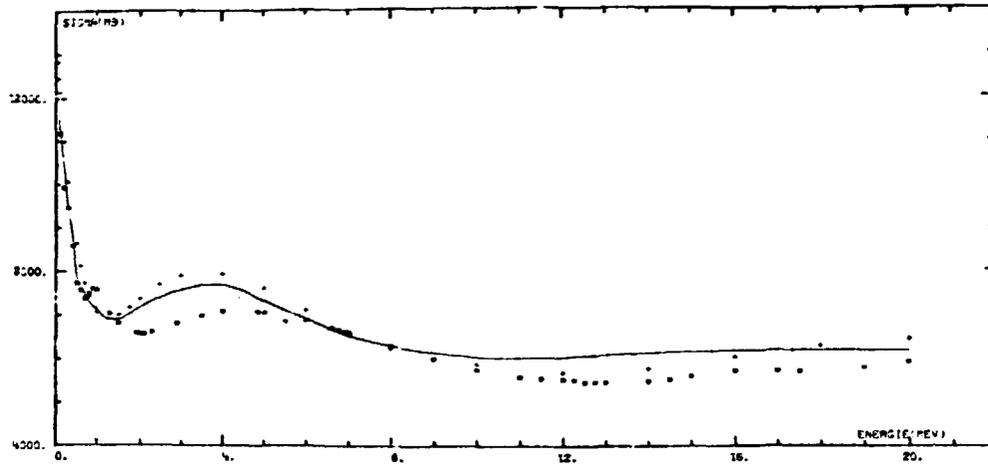
Les résultats de nos calculs obtenus pour ^{240}Pu et ^{242}Pu ont été mis sous format ENDF.

(J.JARY, Ch.LAGRANGE, D.COTTEN)

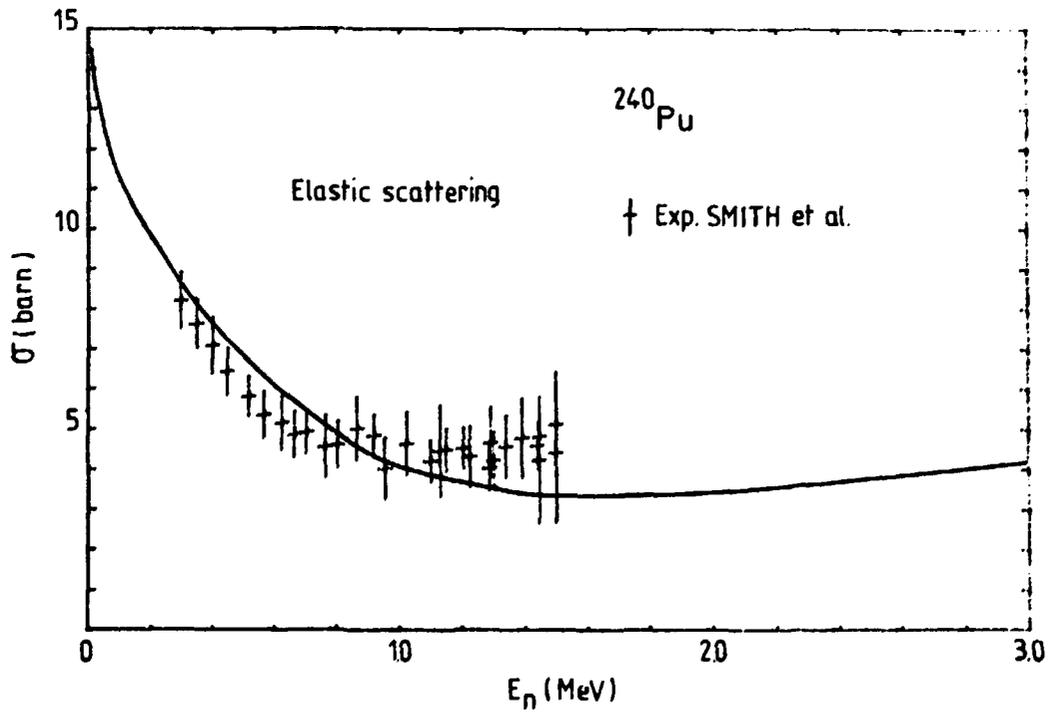
REFERENCES

- [1] - J. JARY, Ch. LAGRANGE, *Note PN-872/77 du 28 Octobre 1977.*
- [2] - G. HAOUAT, J. SIGAUD, J. LACHKAR, Ch. LAGRANGE, B. DUCHEMIN,
Y. PATIN, *Rapport NEANDC (E) 180 L, INDC (FR) 13/L (1977).*
- [3] - J. JARY, Ch. LAGRANGE, P. THOMET, "*Coherent optical and statistical
model calculations of neutron cross sections for ^{238}U between 1 keV
and 20 MeV*", *Rapport NEANDC (E) 174 L, INDC (Fr) 9/L (1977).*
- [4] - Ch. LAGRANGE, *Note CEA-N 1970, NEANDC (E) 179 L (Juin 1977).*

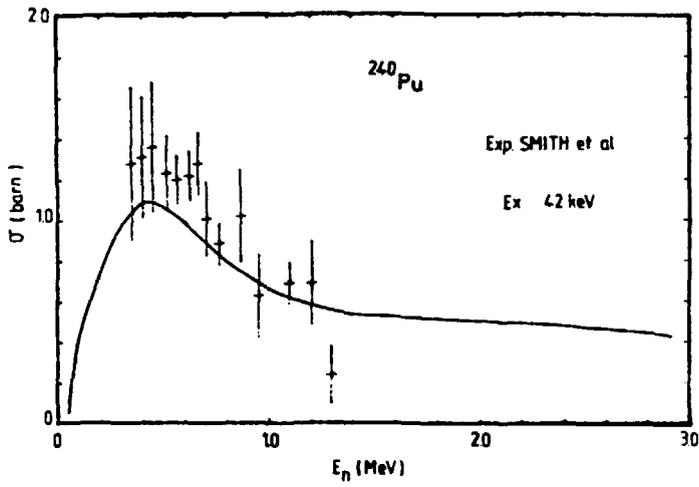
PU 240 SECTION EFFICACE TOTALE -- ENDFB4 = ENCL + LAGRANGE (NOV. EVALUATION)



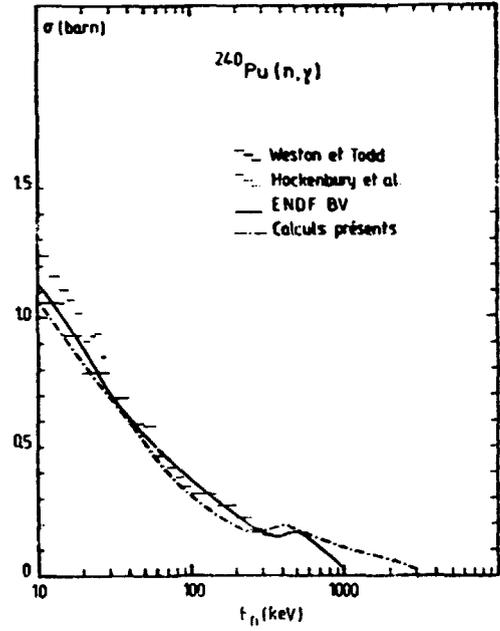
C-II-1-FIGURE 1



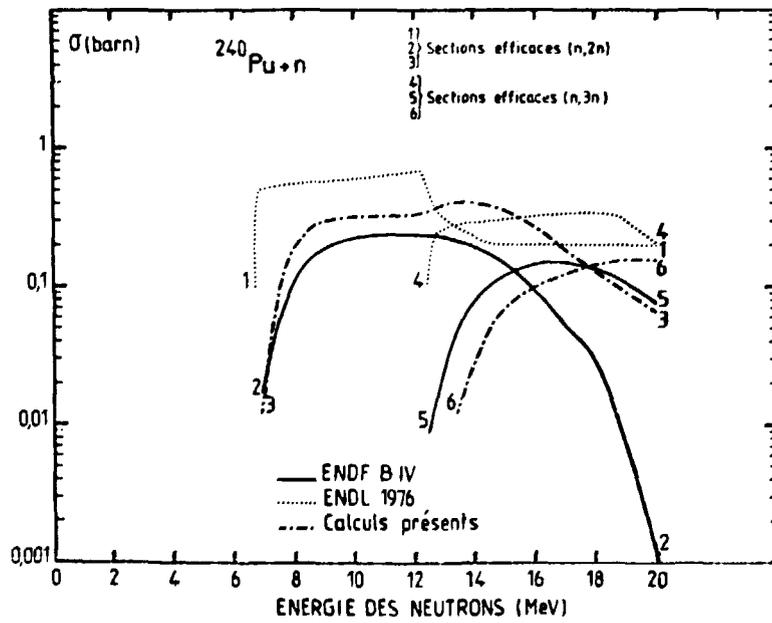
C-II-1-FIGURE 2



C-II-1-FIGURE 3



C-II-1-FIGURE 4



C-II-1-FIGURE 5

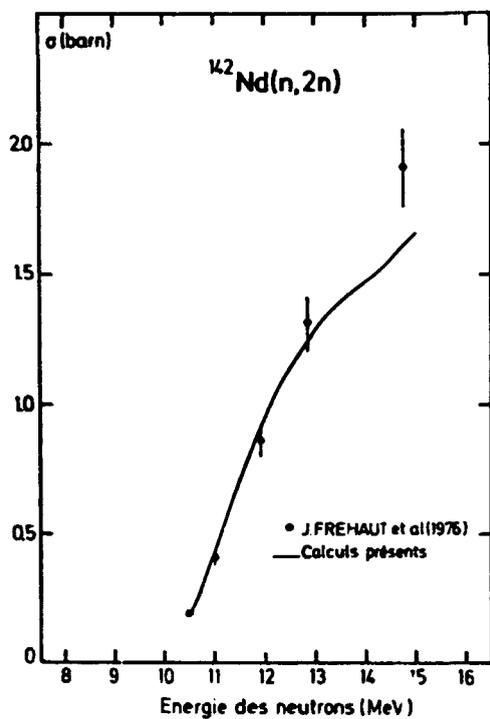
C-II-2-Calcul des sections efficaces (n,2n) des isotopes du néodyme et du samarium.

Les sections efficaces (n,2n) des néodyme 142 à 150 et des samarium 148 à 154 ont été calculées par un modèle statistique corrigé de l'émission de prééquilibre [1]. Les sections efficaces de formation du noyau composé et de réactions inverses nécessaires au calcul sont celles d'un modèle optique en voies couplées [2]. Les densités de niveaux utilisées pour les néodyme sont calculées d'après la systématique de GILBERT et CAMERON [3]. L'élément de matrice de l'interaction à deux corps $|M|^2$ qui intervient dans le calcul de l'émission de prééquilibre est de la forme $M^2 = K/A^3 E$ où A est le nombre de masse, E l'énergie d'excitation du noyau émetteur, et K une constante qui dans le cas des néodyme a été déduite de l'analyse de la section efficace expérimentale $^{142}\text{Ce}(p,n)$ [4]. Les résultats pour les néodyme 142 , 145 et 150 sont donnés à titre d'exemple sur les figures 1-a à c. Pour les samarium la constante K ci-dessus est celle donnée par KALBACH [5] : $K \sim 400 (\text{MeV})^3$. Nous donnons sur la figure 1-d les résultats obtenus pour le samarium 154 . Les calculs effectués sans tenir compte de la conservation du spin et de la parité ne donnent pas toujours un bon accord avec l'expérience près des seuils. Des calculs utilisant un modèle dépendant du spin et de la parité sont actuellement en cours pour améliorer les résultats aux voisinages des seuils (n,2n).

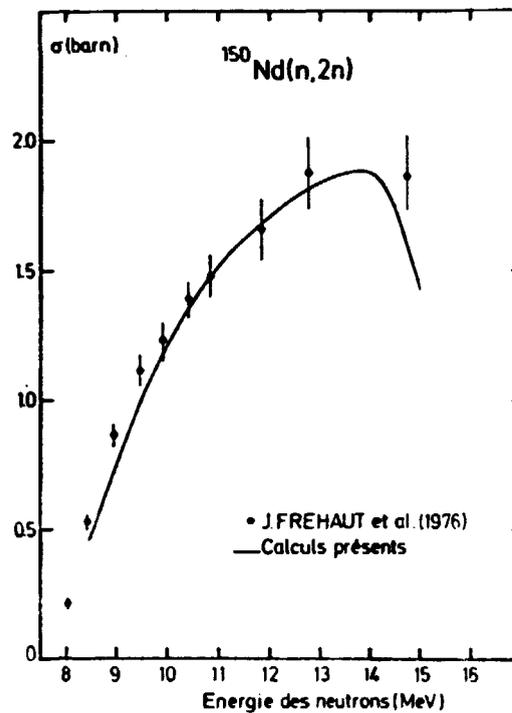
(J.JARY, G.MOSINSKI)

REFERENCES

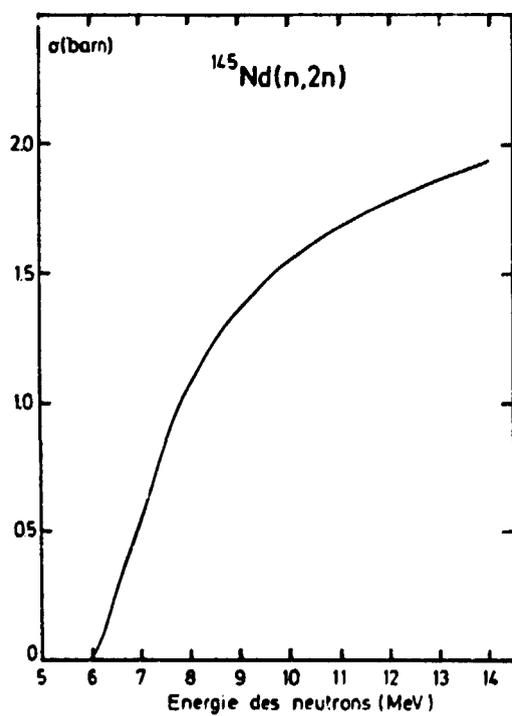
- [1] - J. JARY, "MSPQ, a fortran code for cross section calculations using a statistical model with preequilibrium effects", Rapport INDC (FR) 10 "L", NEANDC (E) 175 "L" (1977).
- [2] - Ch. LAGRANGE, communication privée.
- [3] - A. GILBERT, A.G.W. CAMERON, *Can. J. of Phys.* 43 (1965) 1446.
- [4] - BIRATTARI et al., *Nucl. Phys.* A201 (1973) 579.
- [5] - C. KALBACH, communication privée.



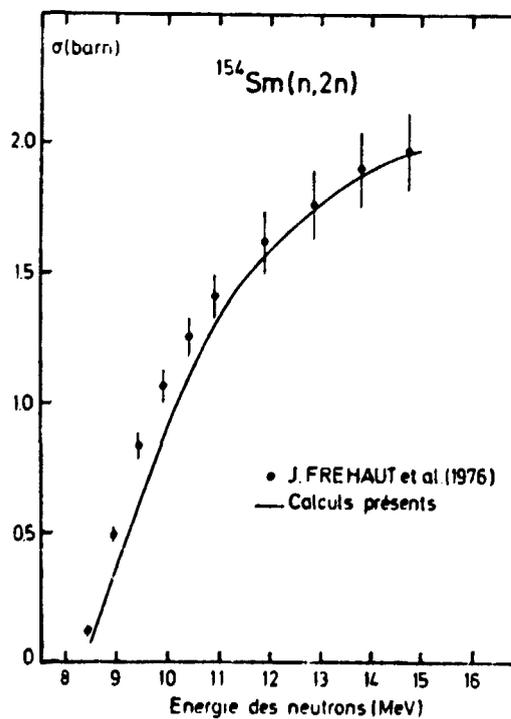
C-II-2-FIGURE 1a



C-II-2-FIGURE 1b



C-II-2-FIGURE 1c



C-II-2-FIGURE 1d

C-II-3-Calculs de sections efficaces de certains actinides.

a) Des calculs sont actuellement en cours pour effectuer une systématique des sections efficaces de fission de ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu , ^{237}U et ^{239}U à partir des probabilités de fission mesurées par réactions directes [1] et des barrières de fission qui en sont déduites. Des modifications de programme sont actuellement en cours, afin, d'une part de rendre plus souple l'ajustement des barrières de fission, et d'autre part de réduire le temps de calcul du facteur de fluctuation des sections efficaces calculées par modèle statistique.

b) En ce qui concerne les isotopes 231, 232, 233 du Thorium des travaux sont en cours pour étendre vers les basses énergies les évaluations faites dans le domaine d'énergie 1 MeV-20 MeV [2].

(J.JARY)

REFERENCES

[1] - B.B. BACK et al., *Phys. Rev. C9* (1974) 1924.

[2] - J. JARY, "Sections efficaces des réactions $(n,\alpha n)$ et $(n,\alpha n f)$ des $^{231,232,233}\text{Th}$ dans le domaine d'énergie 1 MeV-20 MeV", CEA-N-1971, NEANDC (E) 178 "L" (Juin 1977).

C-II-4-Calculs des sections efficaces de capture radiative des isotopes du samarium.

Les sections efficaces neutroniques des isotopes séparés pair-pair du samarium ont fait, dans ce Service, l'objet d'études approfondies tant d'un point de vue expérimental que théorique [1]. L'analyse de ces résultats a permis l'établissement d'une paramétrisation cohérente du potentiel optique en voies couplées.

Les coefficients de transmission généralisés, déterminés à partir de ce potentiel, permettent de calculer la section efficace du noyau composé pour chaque isotope et, dans le cadre du modèle statistique, de répartir cette section efficace sur les voies de réaction (n,γ) , (n,n) et (n,n') qui sont les seules voies ouvertes pour des énergies de neutron allant de 1 keV à quelques MeV.

Ce calcul cohérent des sections efficaces de capture radiative, de diffusions élastique et inélastiques par formation du noyau composé a été entrepris entre 1 keV et 3 MeV en utilisant des données récentes relatives à la spectroscopie des états excités.

Les résultats obtenus pour la capture radiative des isotopes pair-pair et impairs ont été présentés au dernier Meeting organisé à PETTEN par l'AIEA [2]. De la comparaison entre ces calculs et l'évaluation ENDF/B IV, il ressort des écarts qui peuvent être importants, surtout au-delà de quelques centaines de keV.

(J.P.DELAROCHE, Ch.LAGRANGE)

REFERENCES

- [1] - Comptes Rendus d'Activité du Service de Physique Nucléaire, *Rapports CEA-N-1875, NEANDC (E) 173 "L" et CEA-N-1969, NEANDC (E) 181 "L"*.
- [2] - J.P. DELAROCHE, Ch. LAGRANGE, *Communication au "Second Advisory Group Meeting on Fission Product Nuclear Data", PETTEN (Netherlands), 5-9 Septembre 1977.*

C-III-ETUDE DE MODELES POUR LE CALCUL DE DONNEES -

C-III-1-Etude du formalisme de calcul des sections efficaces par le modèle statistique (noyaux sphériques) - Isotopes de Mo.

L'étude théorique entreprise pour le calcul des sections efficaces de capture, diffusions élastique et inélastique du ^{98}Mo [1] et des $^{92,96,98,100}\text{Mo}$ [2] a montré la difficulté d'obtenir simultanément un bon accord pour les fonctions d'excitation de diffusion inélastique et pour les valeurs des minima de la section efficace différentielle de diffusion élastique. Les valeurs de ces minima étaient en fait surtout obtenues par la diffusion élastique calculée par le formalisme du noyau composé. Les codes de calcul utilisés NCNR et HELMAG étaient basés sur le formalisme le plus utilisé du "paramètre d'overlap" de MOLDAUER [3]. Il nous a paru utile de tester les nouvelles théories [4,5,6] de calcul des sections efficaces.

La méthode pratique proposée par TEPEL et al. [4] permet d'éviter le calcul de l'intégrale de fluctuation mais n'est applicable que lorsque le nombre de voies ouvertes est assez grand (≈ 20). Cette méthode n'était donc pas adaptée au calcul de la capture radiative à basse énergie. La méthode proposée par MOLDAUER [5], basée sur l'hypothèse "M cancellation" est par contre utilisable dans tout le domaine d'énergie. Son application demande l'évaluation numérique de l'intégrale de fluctuation et la détermination pour les différentes voies du degré effectif de liberté ν . Après avoir résolu le problème de l'évaluation numérique de l'intégrale de fluctuation qui demandait beaucoup de temps de calcul, nous avons adopté la formule semi-empirique proposée par HOFMANN et al. [6] pour le nombre de degré effectif de liberté ν avec la condition supplémentaire : $1 \leq \nu \leq 2$. Cette méthode a été implantée dans notre code de calcul (HELMAG) de sections efficaces par modèle statistique.

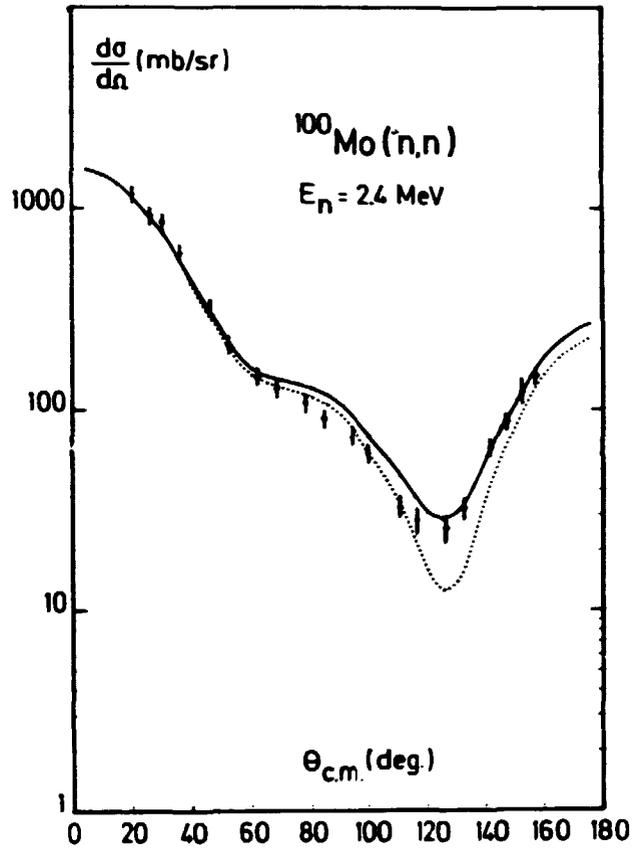
Des comparaisons de calculs obtenus en utilisant l'ancien formalisme du "paramètre d'overlap" et le "nouveau" formalisme sont présentés fig. 1, a b c d. Les courbes en trait plein sont obtenues en utilisant le "nouveau" formalisme. Une différence notable apparaît en ce qui concerne le calcul des sections efficaces de diffusion (Cf. Fig. 1, a b c).

De notre dernière étude [7] portant sur les isotopes du Molybdène il apparaît que le nouveau formalisme employé basé sur l'hypothèse "M cancellation" et la formule semi-empirique de HOFMANN et al. [6] pour déterminer les divers v , permet d'éviter le choix du "paramètre d'overlap" Q qui est sans doute fonction du nombre de masse A et de l'énergie du neutron incident.

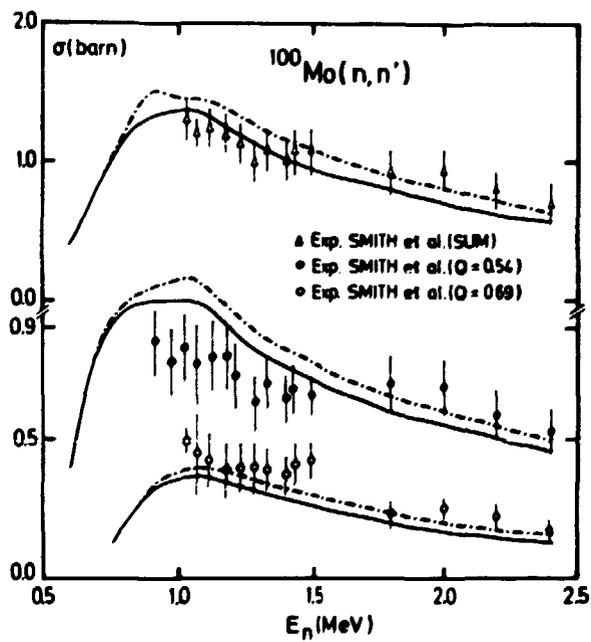
(Ch. LAGRANGE)

REFERENCES

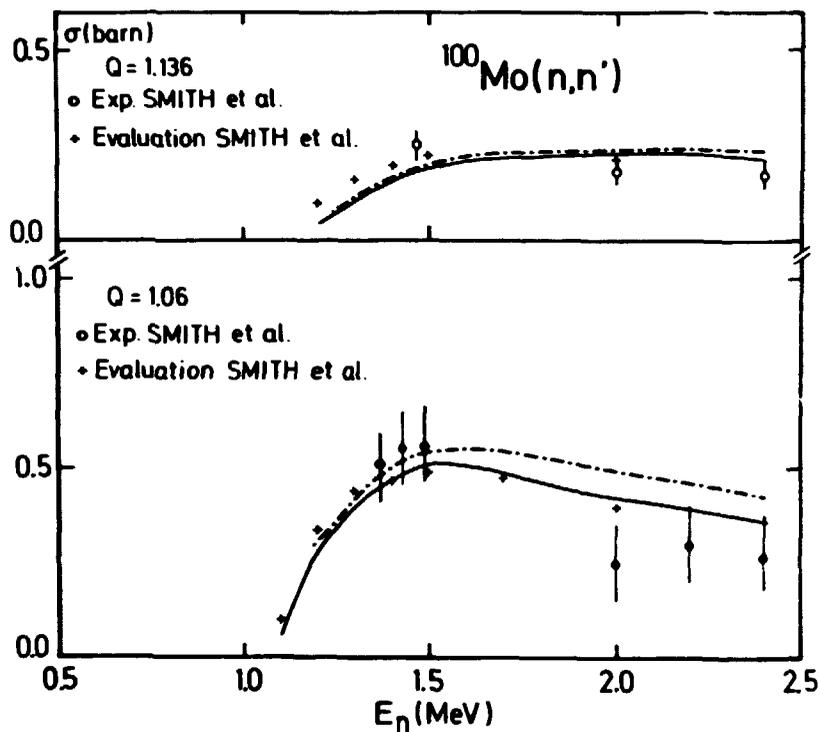
- [1] - Ch. LAGRANGE, *NEANDC (E) 183 "L", INDC (FR) 17/L (1977)*.
- [2] - Ch. LAGRANGE, *Contribution au Meeting "Second Advisory Group Meeting on Fission Product Nuclear Data", PETTEN (Netherlands) 5-9 Septembre 1977*.
- [3] - P.A. MOLDAUER, *Rev. Mod. Phys.* 36, 1079 (1964).
- [4] - J.W. TEPEL, H.M. HOFMANN, H.A. WEIDENMÜLLER, *Phys. Lett.*, 49 B, 1 (1974).
- [5] - P.A. MOLDAUER, *Phys. Rev.* C11, 426 (1975), C12, 744 (1975), C14, 764 (1976).
- [6] - H.M. HOFMANN, J. RICHERT, J.W. TEPEL et H.A. WEIDENMÜLLER, *Ann. Phys.* 90, 403 (1975).
- [7] - Ch. LAGRANGE, *Contribution au Meeting "Specialists Meeting on Neutron Data of Structural Materials" GEEL (Belgique), 5-8 Décembre 1977*.



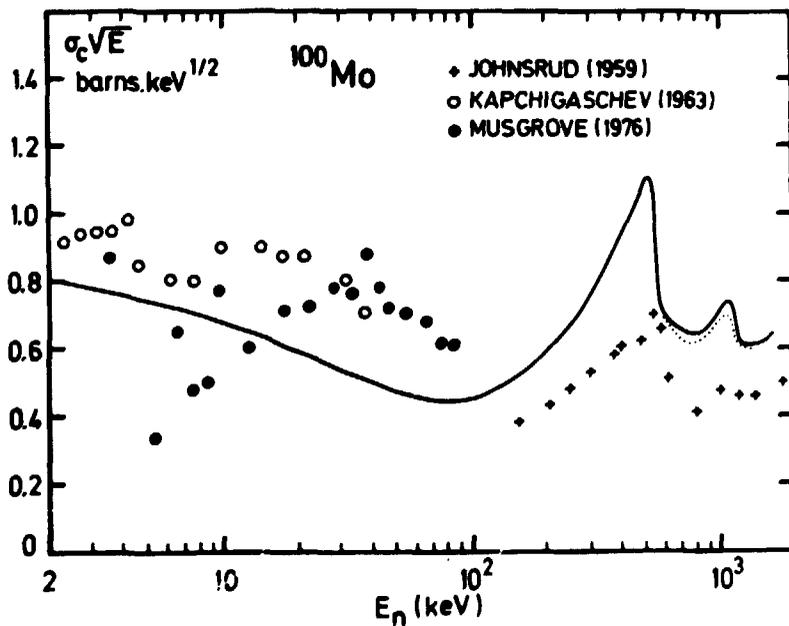
C-III-1-FIGURE 1a



C-III-1-FIGURE 1b



C-III-1-FIGURE 1c



C-III-1-FIGURE 1d

C-III-2-Interactions des nucléons avec ¹⁹⁷Au.

Cette étude de l'interaction nucléon - ¹⁹⁷Au n'est pas nouvelle en soi. Elle constitue un prolongement important d'un travail précédent sur le même noyau [1]. Les premières analyses n'étaient pas satisfaisantes à plusieurs égards :

a) le désaccord important à basse énergie ($E_n < 300$ keV) entre section efficace totale σ_T expérimentale et théorique était mal compris ;

b) la paramétrisation choisie pour le potentiel optique sphérique n'amenait pas d'accord véritablement satisfaisant pour les distributions angulaires de diffusion élastique dans un grand intervalle d'énergie, tant pour les neutrons que pour les protons ;

c) les valeurs des paramètres adoptés pour le potentiel optique, sans être exotiques, s'écartaient des valeurs usuelles ;

d) enfin, la section efficace neutronique de formation du noyau composé ainsi calculée était un peu faible en dessous de 2 MeV.

L'étude a donc été reprise en vue d'améliorer la cohérence globale et la qualité de l'analyse. Des résultats expérimentaux supplémentaires ont été pris en compte : les données de diffusion élastique (p,p) et d'échange de charge (p,n), qui s'échelonnent entre 17 et 57 MeV, doivent aider considérablement à la détermination des variations avec l'énergie des potentiels réel et imaginaire à haute énergie.

Dans cette nouvelle étude en modèle optique sphérique, comme dans l'étude antérieure, il n'a pas été possible de reproduire la section efficace totale σ_T en dessous de 300 keV environ. Au delà de cette énergie et contrairement à ce qui avait été choisi, on s'est imposé de bien reproduire les variations en énergie de σ_T . Sept distributions angulaires de diffusion élastique de proton considérées ont permis de déterminer avec une assez grande précision la compétition absorption de volume - absorption de surface au delà de 10 MeV, et jusqu'à 57 MeV. La paramétrisation obtenue pour le modèle optique est très satisfaisante. Les calculs de modèle statistique, utilisant les coefficients de transmission obtenus à l'aide de cette paramétrisation, amènent eux aussi de meilleures précisions pour les sections efficaces de diffusions inélastiques (n,n') entre 300 keV et 2 MeV.

Un bon accord global a donc été obtenu pour un grand nombre de résultats expérimentaux s'étendant depuis 300 keV jusqu'à 57 MeV. Il subsiste cependant une difficulté : bien rendre compte des structures observées dans la dépendance angulaire des sections efficaces (p,n) à 25,80 MeV et 27 MeV. Cette difficulté semble être liée au fait que l'on ne puisse plus représenter de façon traditionnelle, pour un noyau aussi riche en neutrons, le facteur de forme responsable de la transition vers l'état analogue isobarique dans le noyau résiduel.

Une partie des résultats obtenus dans ce cadre de modèle optique sphérique ont été présentés à la dernière Conférence de GAUSSIG [2]. Depuis lors, la paramétrisation du potentiel optique a encore été améliorée.

Il reste un dernier point qui lui aussi a été résolu : le comportement à basse énergie de la section efficace totale σ_T . Les divergences importantes entre calculs et expériences disparaissent pour l'essentiel si l'on considère l' ^{197}Au comme un noyau légèrement déformé. L'étude des sections efficaces de l'or, entre 10 keV et 57 MeV, a donc été complétée dans le cadre du formalisme en voies couplées. L'accord global finalement obtenu est à présent bon dans toute la gamme d'énergie indiquée. Cette étude montre la disparition progressive des effets de déformation au-delà de quelques MeV.

(J.P. DELAROCHE)

REFERENCES

- [1] - J.P. DELAROCHE, *Compte Rendu d'Activité du Service de Physique Nucléaire pour l'année 1975, Note CEA-N-1875 (1976)*
- [2] - J.P. DELAROCHE, 7^{th} *Symposium on "Interactions of fast Neutrons with Nuclei", GAUSSIG (Novembre 1977).*

C-III-3-Déformations des isotopes du tungstène.

L'étude des déformations par diffusion de neutrons sur les noyaux situés dans la région des terres rares a été poursuivie dans ce laboratoire. Des mesures de diffusion élastique et inélastique de neutrons de 3,4 MeV par les isotopes $^{182,183,184,186}\text{W}$ ont ainsi été entreprises (Cf. [1] et Chap. B-I-5).

Ces noyaux sont connus [2] pour avoir des déformations permanentes prononcées et notamment d'importantes déformations hexadécapolaires β_4 négatives. Le but de l'analyse théorique des résultats expérimentaux a été la détermination des paramètres de déformation β_2 et β_4 relatives aux isotopes pair-pair. L'analyse des données relatives à l'isotope ^{183}W est encore dans un état préliminaire, mais indique néanmoins que ce noyau est au moins aussi déformé que le plus déformé parmi ses voisins pair-pair.

Les données de diffusion élastique et inélastique ainsi que les sections efficaces totales σ_T et les données à basse énergie (c'est à dire S_0, S_1, R') ont été analysées à l'aide du modèle optique en voies couplées et du modèle statistique utilisant les coefficients de transmission généralisés. Une partie de cette analyse a été présentée à la dernière Conférence de KIEV [3]. Les paramètres de déformation β_2 et β_4 obtenus pour les isotopes pair-pair sont en bon accord avec les calculs de structure nucléaire de GOGNY [4] et de MÖLLER [2].

Les valeurs ainsi trouvées pour β_2 et β_4 à partir de l'analyse des sections efficaces neutroniques peuvent servir à la prévision des sections efficaces (p,p) et (p,p') pour ces mêmes isotopes. Quand ces prévisions sont comparées aux mesures disponibles correspondantes, il y a alors possibilité immédiate de tester les valeurs de β_2 et β_4 déterminées précédemment et de voir si celles-ci conviennent aussi à la description des sections efficaces de diffusion élastique et inélastique (p,p) et (p,p'). Cette comparaison, qui a été faite à 16 MeV sur des mesures récentes [5], amène un bon accord théorie-expérience si l'on tient compte également des déformations du champ Coulombien. Les résultats de cette étude ont été présentés à la dernière Conférence de GAUSSIG [6].

(J.P. DELAROCHE)

REFERENCES

- [1] - Compte Rendu d'Activité du Service de Physique Nucléaire pour l'année 1976; *Note CEA-N-1969 (1977)*.
- [2] - U. GÖTZ et al., *Nucl. Phys. A192 (1972) 1*;
P. MÖLLER et al., *Nucl. Phys. A229 (1974) 292*.
- [3] - J.P. DELAROCHE et al., *Nat. Sov. Conf. on Neutron Physics, KIEV (1977)*.
- [4] - D. GOGNY, *Conf. on Hartree-Fock and Self-Consistent field theories in nuclei, TRIESTE (1975)*.
- [5] - T. KRUSE et al., *Nucl. Phys. A169 (1971) 177*.
- [6] - J.P. DELAROCHE, 7th *Symp. on Fast Nucleon Interactions with nuclei, GAUSSIG (1977)*.

C-III-4-Formalisme pour la diffusion inélastique de neutrons par des noyaux rotationnels impairs.

On interprète habituellement les données de diffusion inélastique des neutrons pour des noyaux rotationnels impairs dans le cadre du modèle optique en voies couplées de la même façon que les noyaux déformés pair-pair. En général, il n'est pas tenu compte pour ces noyaux impairs des mélanges de bandes de rotation ni des excitations possibles du nucléon célibataire.

Un formalisme en voies couplées qui tient compte de ces deux possibilités a été écrit. Pour le moment, la force effective nucléon-nucléon considérée ne contient qu'une partie directe et comporte les termes scalaire, vectoriel et tensoriel.

Un tel formalisme est susceptible d'améliorer la description de la diffusion inélastique des neutrons sur les noyaux impairs à déformations permanentes. Des travaux antérieurs, relatifs à la diffusion inélastique de protons sur des noyaux vibrationnels impairs ont en effet montré que l'état du nucléon célibataire n'était pas négligeable dans le mécanisme de la réaction [1].

(J.P.DELAROCHE)

REFERENCE

- [1] - Ch. LAGRANGE, *Rapport CEA-R-3950 (1970)*.

C-III-5-Diffusion élastique et inélastique des neutrons par ¹²C.

Une paramétrisation du modèle optique en voies couplées a été établie de façon à rendre compte des sections efficaces de diffusion élastique et inélastique sur le premier état excité (2^+) mesurées pour des neutrons d'énergie comprise entre 8 et 20 MeV. De plus, le potentiel optique a été contraint à reproduire les variations moyennes en énergie de sections efficaces totale et de réaction dans cette gamme d'énergie. Enfin, la paramétrisation obtenue a permis de rendre compte de façon satisfaisante des variations moyennes en énergie - jusqu'à 40 MeV - de la section efficace totale et de la section efficace de réaction du Carbone naturel. Une partie de ces travaux a été présentée [1] au Symposium de UPTON (1977).

(J.P.DELAROCHE)

REFERENCE

- [1] - G. HAOUAT et al., *Symposium on Neutron Cross Sections, 10-40 MeV, UPTON, 3-5 Mai 1977.*

C-III-6-Calcul des sections efficaces et des spectres des particules émises dans les réactions nucléaires à l'aide du modèle d'excitons.

Rejetant, pour l'étude des spectres des particules émises dans une réaction nucléaire, toute combinaison d'une partie "évaporation" et d'une partie "prééquilibre", dont l'interprétation soulève de nombreuses difficultés, nous avons résolu de façon analytique le système complet d'équations différentielles décrivant l'évolution temporelle des états à n excitons du noyau composite. Les populations de ces états sont alors connues à chaque instant et permettent de calculer les spectres des particules émises par intégration sur le temps et sommation sur les états.

A l'aide d'une suite d'équations différentielles on peut, alors, calculer les spectres des secondes particules. Pour interpréter la partie haute énergie des spectres des particules complexes, nous avons introduit, pour les états à petit nombre d'excitons, un paramètre qui traduit la probabilité d'extraire du coeur du noyau un nucléon supplémentaire.

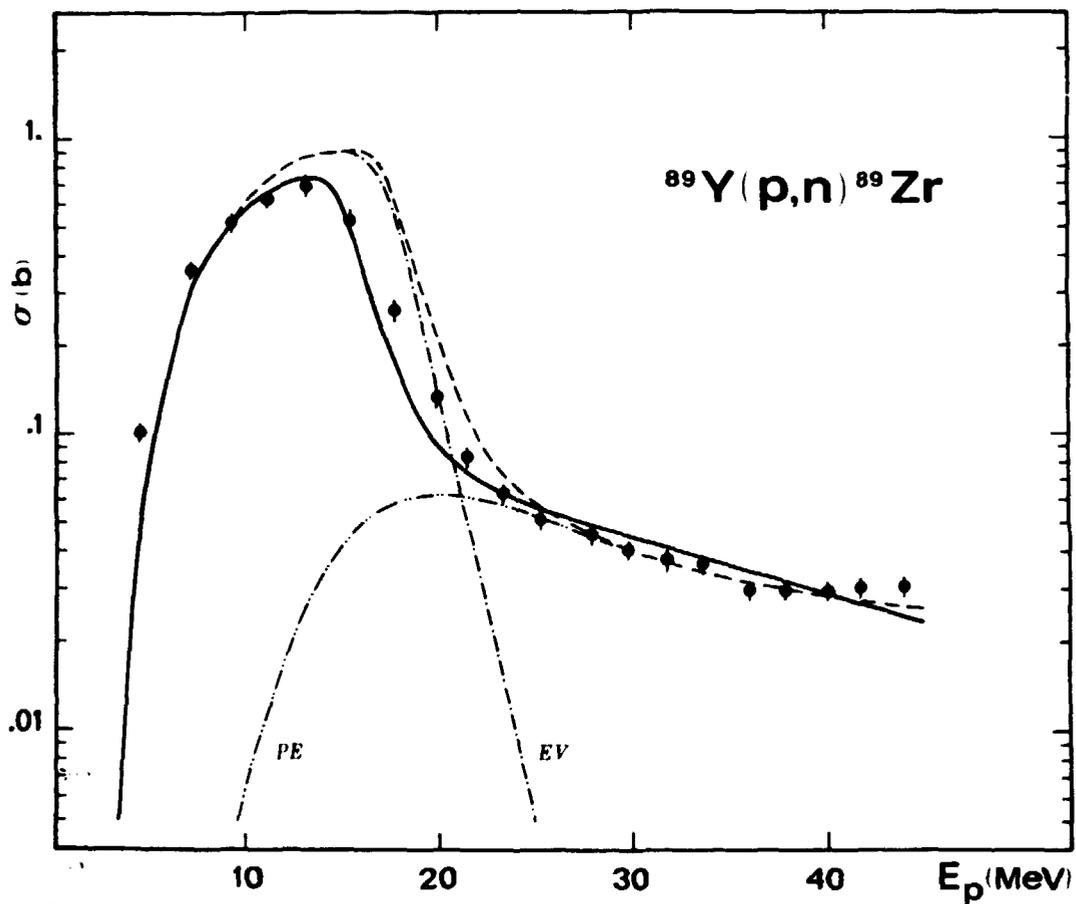
L'ensemble des résultats d'un tel calcul, [1-2-3], nous a conduit à étendre, à l'aide du code AMALTHEE [4], le domaine d'énergie de particules incidentes. La figure 1 donne la section efficace de la réaction $^{89}\text{Y}(p,n)^{89}\text{Zr}$, étudiée jusqu'à 45 MeV d'énergie incidente. Pour comparaison, nous avons indiqué les résultats obtenus par BIRATTARI et al. [5] qui combinent une partie évaporative EV et une partie prééquilibre PE. Nous avons pris une densité d'états unique $g = A/13$ et un élément de matrice réduit, $|M|^2 = 190/A^3 E$; l'ensemble des réactions étudiées est : (p,p), (p,n), (p,d), (p,t), (p, ^3He), (p, α), (p,2n), (p,np).

Ces résultats satisfaisants nous conduisent à étendre le domaine d'utilisation du code AMALTHEE dans deux directions : - introduction des cascades d'émission pour chaque état d'exciton de façon à interpréter des réactions du type (i ; xn ; yp) et - introduction des réactions de fission à chaque étape d'une telle cascade ; les travaux correspondants à de telles extensions sont en cours.

(O. BERSILLON, L. FAUGERE)

REFERENCES

- [1] - O. BERSILLON, L. FAUGERE, *Conférence de LOWELL, Massachusetts (USA) (1976), CONF-760715, Tome 2 (1976) p. 1449.*
- [2] - L. FAUGERE, O. BERSILLON, *NEANDC (E) 184 "L" (1977).*
- [3] - L. FAUGERE, O. BERSILLON, *Conférence de DRESDEN (Gaussig) (1977).*
- [4] - O. BERSILLON, L. FAUGERE, *AMALTHEE : " a Fortran code for spectra and cross sections calculations within the exciton model" , NEANDC (E) 191 L, INDC (FR) 26/L (à paraître).*
- [5] - C. BIRATTARI et al., *Nucl. Phys. A201 (1973) 579.*



C-III-6-FIGURE 1

Fonctions d'excitations expérimentale et calculées de la réaction $^{89}\text{Y}(p,n)^{89}\text{Zr}$. Les points représentent les résultats expérimentaux. Les résultats du calcul de BIRATTARI et al. [5] donnent l'évaporation (EV), le prééquilibre (PE) et leur somme (tirets). La courbe continue représente nos calculs.

C-III-7-Etudes en modèles optiques utilisant des méthodes matricielles.

Quelques applications ont été faites de l'utilisation de potentiels optiques sphériques dans le cadre de méthodes de résolution matricielles de l'équation de Schrödinger. Divers avantages de cette méthode ont été explicités dans les références [1,2]. Une étude a été faite sur l'interprétation des données neutroniques du ^{208}Pb et ^{93}Nb [2] dans le domaine d'énergie 10 keV-15 MeV.

Un code a été construit permettant de calculer le potentiel optique généralisé, suivant la formulation de FESHBACH, dans le cadre du couplage faible particule-vibrations. Ce potentiel sans paramètre libre, utilisant pour partie principale un potentiel de folding ajusté sur des propriétés d'états liés, a été ensuite exploité par des méthodes matricielles pour calculer diverses données neutroniques du ^{208}Pb (fonctions densité S_0 , S_1 , rayon de diffusion R' à basse énergie, sections efficaces totale, de réaction et élastiques différentielles directes et composées) dans le domaine 10 keV-2,6 MeV, ainsi qu'à 7 MeV et 14,6 MeV. L'influence du choix de l'intervalle d'énergie I sur lequel les moyennes sont réalisées a été examinée. Il a été trouvé que la prise en compte d'un nombre suffisant de moments angulaires permettait entre autres d'obtenir une section efficace d'absorption moyenne réaliste. De plus le calcul de cette dernière utilisant l'intégrale du produit de fonctions d'ondes de diffusion et de la partie imaginaire du potentiel a été trouvé insuffisant quand ces fonctions ne sont solutions que du terme de potentiel du 1er ordre.

Un code de modèle optique a également été construit qui utilise pour partie réelle principale le champ non local issu de calculs du type HARTREE-FOCK et explicité en termes des paramètres de la force 2 corps effective $D1$ [3] et des matrices densité. Après adjonction d'une partie imaginaire phénoménologique, des applications ont été effectuées pour la cible ^{208}Pb et sont en cours pour ^{93}Nb .

Enfin ces méthodes matricielles ont été adaptées au calcul des quasi-résonances à "1 particule" lors de la diffusion entre 2 noyaux de ^{12}C et en utilisant des combinaisons de potentiels adiabatique et soudain, fournis par des calculs type HARTREE-FOCK sur 2 centres (calculs de M. BERGER). En particulier une méthode pratique de recherche de ces résonances a été mise au point pour les moments relatifs $l = 0, 2, 4$ et 6 .

(J.M. DUFOUR, J. SALVY)

REFERENCES

- [1] - J. SALVY, M. BONNET, *Proc. de la Conf. nationale de KIEV (1975)*, Vol. III, p. 79 ; CEA-CONF-3302.
- [2] - J.M. DUFOUR, J. SALVY, *Communication au Symposium sur l'interaction des nucléons rapides avec les noyaux, GAUSSIG (Novembre 1977)*.
- [3] - D. GOGNY, *Proc. of the Int. Conf. on Nucl. Phys. MUNICH (août-Septembre 73)*, vol. I, p. 48 ,

C-III-8-Etudes mathématiques.

Une coopération a été réalisée dans le cadre d'un projet d'édition d'ouvrages de synthèse sur les méthodes de Physique Mathématique telles que : méthodes variationnelles, semi-groupes, transformations de LAPLACE, problèmes mixtes, méthodes de perturbation, théories de la diffusion, etc ... Dans ce contexte une note de synthèse a été écrite sur divers aspects mathématiques liés à la résolution de l'équation de SCHRÖDINGER avec un potentiel à symétrie sphérique [1].

Par ailleurs une étude a été réalisée sur l'équation de HARTREE-FOCK dans le cas stationnaire et pour des interactions 2 corps. La résolution du problème stationnaire y repose sur la minimisation de la forme quadratique associée à l'hamiltonien à n fermions sur l'ensemble des déterminants de Slater. Le problème de HARTREE-FOCK non stationnaire, sur lequel une étude a été complétée, est résolu à l'aide de la méthode FAEDO-GALERKIN et du lemme de GRONWALL, en utilisant une technique développée par LIONS, MAGENES et ARTOLA dans le cas linéaire [2].

(M.CESSEMAT, D.GOGNY)

REFERENCES

- [1] - M. CESSEMAT, Note PN 161/77 du 25.2.1977.
- [2] - J. GINIBRE, G. VELO, à paraître dans *Advances in Mathematics* ; et addendum (1977).

C-IV-DESCRIPTION DES NOYAUX DANS LE CADRE DES THEORIES SELF-CONSISTANTES -

C-IV-1-Propriétés statiques des noyaux à déformation axiale.

L'étude des noyaux à déformation axiale a été poursuivie par les méthodes, HARTREE-FOCK (H.F.), H.F. plus traitement approché de l'appariement (B.C.S.) et enfin avec la théorie complète HARTREE-FOCK-BOGOLYUBOV (H.F.B.). Notre investigation a porté sur les noyaux légers - Etats 4 particules-4 trous du ^{12}C et de l'oxygène 16 - Noyaux pair-pair de la couche s.d et de la couche f.p. Nous avons calculé en particulier les surfaces d'énergie potentielle des isotopes 58 à 64 du nickel et des isotopes 68 à 76 du germanium. Ces études font apparaître l'importance décisive d'un traitement correct de l'appariement dans la détermination de la forme d'équilibre de ces noyaux. Pour les noyaux déformés un autre facteur important est l'énergie de rotation interne. Nous avons estimé cette énergie en calculant la valeur moyenne de J^2 avec les solutions H.F.B. et le moment d'inertie I_X par la méthode de Cranking. Un calcul pour différentes déformations nous a permis de déterminer un critère de validité de la relation $E_{\text{Rot}} = \hbar^2 \langle J^2 \rangle / I_X$. Cette étude montre que l'on surestime fortement l'énergie de rotation pour des déformations β inférieures à 0,3. Une estimation de cette énergie rotationnelle à faible déformation a pu être obtenue en interpolant la courbe d'énergie de rotation entre les grandes déformations où le calcul donne la valeur correcte et le point sphérique où l'on sait que cette correction s'annule.

(M. GIROD, J. DECHARGE, D. GOGNY)

C-IV-2-Propriétés statiques des noyaux triaxiaux.

Nous avons recherché s'il existe des noyaux à déformation triaxiale dans leur état fondamental. Nous avons trouvé des déformations de ce type pour les trois noyaux suivants ^{82}Zn , ^{134}Ce et ^{186}W . Toutefois il faut noter que le gain d'énergie de liaison est très faible lorsque l'on compare à celle obtenue en imposant aux noyaux de garder une forme à symétrie axiale. La conclusion de cette étude est que, dans la grande majorité des cas, les noyaux sont très facilement déformables dans la direction γ et qu'une prédiction précise des déformations d'équilibre nécessite un calcul dynamique qui prenne en compte ce degré de liberté supplémentaire.

(M.GIROD, B.GRAMMATICOS*)

*C.N.R.S./STRASBOURG

C-IV-3-Traitement dynamique des oscillations collectives de grande amplitude.

Nous avons entrepris une étude spectroscopique des noyaux déformés en utilisant le Hamiltonien de BOHR à cinq dimensions. Il est bon de rappeler que les calculs H.F.B. sous contraintes nous fournissent tous les ingrédients nécessaires à la construction de cet Hamiltonien et qu'en conséquence nous ne faisons pas intervenir d'autres paramètres que ceux présents dans la définition de l'interaction effective D_1 . Nous calculons les surfaces d'énergie potentielle à deux dimensions $V(\beta, \gamma)$, les paramètres de masse $M_{ij}(\beta, \gamma)$ et les moments d'inertie avec le programme H.F.B. triaxial et les contraintes $r^2 Y_2^0$ et $r^2 (Y_2^2 + Y_2^{-2})$ associées aux deux degrés de liberté collectifs β et γ . Les noyaux étudiés jusqu'à présent sont les noyaux pairs suivants : $^{156,158}\text{Er}$, $^{150,152}\text{Sm}$. Les résultats obtenus pour les premiers niveaux excités sont très encourageants. Il semble toutefois indispensable de tenir compte des corrections à la surface $V(\beta, \gamma)$ dues à l'énergie de point zéro de rotation et vibration.

Ces corrections ont été faites dans le cas du ^{150}Sm . Le calcul théorique reproduit alors de façon très satisfaisante la situation expérimentale. D'autres études sont en cours pour les isotopes du germanium, du nickel, du fer et du zinc.

(M. GIROD, B. GRAMMATICOS*, D. GOGNY)

*C.N.R.S./STRASBOURG

C-IV-4-Traitement des oscillations collectives de faible amplitude. (Random phase approximation. RPA).

L'étude que nous avons entreprise à la fin de l'année dernière sur la propagation des modes collectifs dans la matière nucléaire fait l'objet d'une publication dans la Revue Nuclear Physics [1]. Elle devrait paraître à la fin de cette année ou début de l'année prochaine. Nous décrivons maintenant le contenu essentiel de cette publication.

En fournissant une représentation simple des excitations individuelles, la matière nucléaire reste le cadre idéal pour comprendre les excitations collectives résultant des variations du champ moyen. Sous certaines conditions nous avons montré que les équations R.P.A. dans la matière nucléaire sont tout à fait semblables à celles obtenues par LANDAU dans sa théorie des liquides. En outre, dans cette même étude on s'est intéressé à l'amortissement des modes collectifs dû au spectre continu des excitations individuelles. Enfin quelques éclaircissements ont pu être apportés concernant le principe de PAULI et la règle de somme pour l'amplitude de diffusion vers l'avant. En prolongement de cette étude, R. PADJEN [2] a comparé la solution du son zéro calculé à l'approximation hydrodynamique avec celle obtenue à partir de la R.P.A. Il montre que l'approche hydrodynamique peut raisonnablement approcher la solution R.P.A. dans la mesure où le mode collectif est très dégagé du spectre continu. Par contre si ce mode devait être noyé dans le continu alors l'approximation hydrodynamique serait inapte à reproduire cette situation. Enfin, toujours dans le cadre de la

Random Phase Approximation, mentionnons une application récente sur quelques noyaux sphériques. En collaboration avec J.P. BLAIZOT de SACLAY, elle a fait l'objet d'une publication dans Nuclear Physics [3].

(D.GOGNY, R.PADJEN*, J.P.BLAIZOT**)

*Collaborateur temporaire étranger, Université de MONTREAL (Canada)

**Service Physique Théorique, CEN-SACLAY

REFERENCES

[1] - D. GOGNY, R. PADJEN, *Nucl. Phys.* (à paraître).

[2] - R. PADJEN, (soumis à *Nucl. Phys.*).

[3] - J.P. BLAIZOT, D. GOGNY, *Nucl. Phys.* A284 (1977) p. 429.

C-IV-5-Etudes Hartree-Fock avec des bases à deux centres.

Les méthodes de calcul Hartree-Fock à deux centres ont fait l'objet d'une étude théorique approfondie et nous entreprenons maintenant quelques applications aux interactions entre ions lourds. Nous nous sommes particulièrement intéressés au système $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ qui présente à certaines énergies une structure quasi-moléculaire. Notre méthode de calcul consiste à déterminer le potentiel ion-ion pour des énergies incidentes très faibles (approximation adiabatique) ou très élevées (approximation soudaine) et à prendre aux énergies intermédiaires un potentiel $V(R,E)$, mélange des deux précédents. Les résultats obtenus jusqu'à présent sont difficiles à interpréter et il semble bien que pour reproduire correctement l'ensemble des résultats expérimentaux, il soit nécessaire de tenir compte explicitement des effets dynamiques. C'est dans cette voie que nous envisageons de continuer ces études.

(J.F.BERGER)

C-V-ASTROPHYSIQUE -

C-V-1-Hydrodynamique - Evolution des galaxies.

L'étude de la formation et de l'évolution des galaxies elliptiques a été entreprise en collaboration avec le groupe d'Astrophysique de J. AUDOUZE*.

Une série de calculs d'hydrodynamique fondés en partie sur l'évolution des moments de la fonction de distribution des vitesses des étoiles $f(\vec{R}, \vec{V}, t)$ régie par l'équation de Boltzmann ont mis en évidence le rôle prépondérant joué par les supernovae dans la formation d'un "vent chaud" ($T \sim 10^8$ K) enrichi en éléments lourds (C, N, O ...).

Ce résultat apporte une contribution à la compréhension de l'absence observée de gaz interstellaire dans les galaxies elliptiques, par ailleurs fréquemment radio sources non thermiques [1].

L'originalité du programme mis en oeuvre réside :

- d'une part dans les traitements distincts et adaptés respectivement au gaz interstellaire et à l'assemblée d'étoiles,
- d'autre part dans le couplage entre ces deux fluides introduit par les lois de l'Evolution Chimique des Galaxies (loi de Schmidt pour le taux de formation des étoiles, loi de Salpeter relative au spectre de masse des étoiles formées, etc ...).

(J.P. CHIEZE)

REFERENCE

- [1] - W.G. MATHEWS et J.C. BAKER, *APJ*, 170, 241.

*Laboratoire R. Bernas, ORSAY et Observatoire de MEUDON .

PARTIE D : BIBLIOGRAPHIE

(DOCUMENTS EMIS PAR LE SERVICE PN AU COURS DE L'ANNEE 1977)

I - PUBLICATIONS -

Deformation effects in neutron scattering from the Sm isotopes.

M.T. McELLISTREM, R.E. SHAMU, J. LACHKAR, G. HAOUAT, Ch. LAGRANGE, Y. PATIN,
J. SIGAUD, F. COGU.

Physical Review (1977) 15 n° 3 p. 927

Differential cross sections for carbon neutron elastic and inelastic scattering from 8.0 to 14.5 MeV.

G. HAOUAT - J. LACHKAR - J. SIGAUD - Y. PATIN - F. COGU.

Sciences & Nuclear Sciences and Engineering.

Theory of elementary excitations in closed shells nuclei.

J.P. BLAIZOT, D. GOGNY.

Nuclear Physics A284 (1977) 429

A reconciliation of p₀ and D.C. measurements of \bar{v}_p for neutron induced fission of ²³⁵U.

J.W. BOLDEMAN, J. FREHAUT, R.L. WILSON

"Nuclear Sciences and Engineering" 63 4 p. 430 (1977).

Radiative capture cross section measurements for fast neutrons using a large Gd-loaded liquid scintillator.

S.K. KUPTA, J. FREHAUT, R. BOIS.

Soumis à "Nuclear Instruments and Methods".

The propagation and the damping of the collective modes in the nuclear matter.

D. GOGNY, R. PADJEN.

Soumis à "Nuclear Physics".

On the existence of a second $J^\pi = 0^+$ resonance at high excitation energy in ^{24}Mg and possible mechanism for the occurrence of resonances in the ($^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$) system.

F. COÇU, J. UZUREAU, S. PLATTARD, J.M. FIENI, A. MICHAUDON, G.A. KEYWORTH,

M. CATES, N. CINDRO.

Journal de Physique "LETTRES" (1977) Vol. 38 n° 21 PL 421.

Evidence for a rotational band in ^{24}Mg and its fragmentation : A rotation-vibration coupling ?

N. CINDRO, F. COÇU, J. UZUREAU, Z. BASRAK, M. CATES, J.M. FIENI, E. HOLUB, Y. PATIN, S. PLATTARD.

Phys. Rev. Lett., Vol. 39, N° 18 (1977) p. 1135 à 1138.

The hydrodynamical approximations in the cold nuclear matter.

R. PADJEN.

Soumis à "Nuclear Physics".

Dynamic deformation theory of shape coexistence, pair fluctuations, and shape transition in Ge nuclei.

K. KUMAR.

Soumis à "Letters Section of Journal of Physics serie G".

Dynamic deformation theory based on the pairing plus quadrupole model and its extension to multi-phonon vibrational bands of ^{154}Gd .

K. KUMAR, J.B. GUPTA, J.H. HAMILTON.

Soumis à "Australian Journal of Physics".

Measurement of fast neutron capture cross sections using a NaI spectrometer.

S. JOLY, J. VOIGNIER, G. GRENIER, D.M. DRAKE, L. NILSSON.

Soumis à "Nuclear Instruments and Methods".

The quest for triaxial nuclei : some Hartree-Bogoliubov predictions.

M. GIROD, B. GRAMMATICOS.

Soumis à "Physical Review Letters".

Manuscrit reçu le 14 avril 1978

II - COMMUNICATIONS -

Conférence Nationale Soviétique sur la Physique du Neutron, KIEV du 18 au 22 Avril 1977.

- 1 - Mesures des sections efficaces de capture radiative de neutrons entre 0,5 et 3 MeV.
D. DRAKE, G. GRENIER, S. JOLY, L. NILSSON, J. VOIGNIER.
CEA-CONF 3960.
- 2 - Etude de la capture neutronique résonnante du ^{28}Si entre 0,5 et 1 MeV.
J. BOLLEMAN, G. GRENIER, S. JOLY, J. VOIGNIER.
CEA-CONF 3961.
- 3 - Propagation des modes collectifs dans la matière nucléaire.
D. GOGNY, R. PADJEN.
CEA-CONF 3962.
- 4 - Etude des informations des isotopes pair-pair du tungstène au moyen de la diffusion des neutrons.
J.P. DELAROCHE, G. HAOUAT, R. SHAMU, J. LACHKAR, Y. PATIN, J. SIGAUD, J. CHARDINE.
CEA-CONF 3963.

Congrès de la Société Française de Physique. Colloque de Physique Nucléaire POITIERS du 27.6 au 1.7.1977.

- 1 - Etude microscopique de la triaxialité des noyaux de transition
M. GIROD, B. GRAMMATICOS - *Paraftra en rapport CEA-CONF.*
- 2 - Propriétés d'appariement des noyaux pair-impair. Etude des noyaux impairs de Sn avec l'interaction effective D1. *Paraftra en rapport CEA-CONF.*
J. DECHARGE - D. GOGNY.
- 3 - Existence d'une bande collective à de hautes énergies d'excitation dans ^{24}Mg et de sa fragmentation. *Paraftra en rapport CEA-CONF.*
N. CINDRO - F. COÇU - J. UZUREAU.

3° Symposium sur la dosimétrie des neutrons en biologie et en médecine,
NEUHERBERG/MUNICH du 23 au 27.05.1977.

- Neutron production with Van de Graaff accelerators and flux measurements
in the energy range 0.1 - 20 MeV.

G. GRENIER.

paraftra en rapport CEA-CONF.

International Specialists symposium on neutron standards and application
GAITHERSBURG (U.S.A) du 28 au 31.03.1977.

- Evaluation and use of carbon as a standard (Invited paper).

J.C. LACHKAR.

CEA-CONF 3940.

International Conference of resonances in Heavy ion reactions a Europhysics
topical conference, HVAR (Yougoslavie) du 30.05 au 3.06.1977.

- New evidence for a band at high excitation energy in ^{24}Mg and its
fragmentation.

N. CINDRO, F. COÇU, J. UZUREAU, Z. BASRAK, M. CATES, J.M. FIENI, E. HOLUB,
Y. PATIN, S. PLATTARD.

Edité par M. CINDRO, North Holland, Amsterdam (1977), in Press.

Symposium on neutron cross sections from 10 to 40 MeV, BNL UPTON (U.S.A.)
du 3 au 5 Mai 1977.

- An evaluation of the neutron induced reaction cross sections on carbon
from 10 to 20 MeV.

G. HAOUAT, J. LACHKAR, J.P. DELAROCHE, Y. PATIN, J. SIGAUD.

CEA-CONF 4034 - BNL - NCS 50681 p. 277 - 286.

Second advisory group meeting on fission product nuclear data, PETTEN (Pays-
Bas) du 5 au 9.09.1977.

- 1 - Coherent optical and statistical model calculations of neutron capture
cross sections by samarium isotopes between 1 keV and 3 MeV.

J.P. DELAROCHE, Ch. LAGRANGE - *paraftra en CEA-CONF.*

PETTEN (Pays-Bas) suite.

2 - Coherent optical and statistical model calculations of neutron cross sections for even A Mo isotopes.

Ch. LAGRANGE.

Paraftra en CEA-CONF.

Int'l symposium on nuclear collisions and their microscopic description
BLED (Yougoslavie) du 26.09 au 1.10.1977.

- A rotational band in ^{24}Mg at high energies of excitation a rotation-vibration coupling.

F. COÇU, N. CINDRO, J. UZUREAU, Z. BASRAK, M. CATES, J.M. FIENI, E. HOLUB,
Y. PATIN, S. PLATTARD.

Fizika 9 Vol. 1 Suppl. 2, 26 (1977).

Specialist meeting on neutron data of structural materials for fast reactors,
GEEL (Belgique) du 5 au 8.12.1977

1 - Evaluation of the (n,p) cross sections of natural Ti and its isotopes from thresholds to 20 MeV.

O. BERSILLON, C. PHILIS. - *Paraftra en rapport CEA-CONF.*

2 - Evaluation of the neutron capture cross section of natural Ti from 10^{-5} eV to $20 \cdot 10^6$ eV.

G. SIMON - O. BERSILLON - G. MCSINSKI - C. PHILIS - J. TROCHON -
N. VERGES. *Paraftra en rapport CEA-CONF.*

3 - Coherent optical and statistical model calculations of neutron cross sections for Mo isotopes.

Ch. LAGRANGE. *paraftra en rapport CEA-CONF.*

7th Symposium on Interaction of fast neutrons with nuclei, DRESDEN (R.D.A)
du 21 au 25.11.1977.

1 - Coherent theoretical interpretation of nucleon interactions with ^{197}Au .

J.P. DELAROCHE - J. JARY. *Paraftra en rapport CEA-CONF.*

DRESDEN (R.D.A.) suite.

2 - Theoretical analysis of nucleon interactions below 20 MeV with W isotopes.

J.P. DELAROCHE. *Paraftra en rapport CEA-CONF.*

3 - Coherent calculations of spectra and excitation functions within the Griffin model.

O. BERSILLON - L. FAUGERE - *Paraftra en rapport CEA-CONF.*

4 - On usefulness of matrix methods in optical model calculations.

J.M. DUFOUR, J. SALVY. *Paraftra en rapport CEA-CONF.*

III - RAPPORTS ET NOTES C.E.A.

Evaluation des sections efficaces des réactions $^{197}\text{Au}(n,2n)^{196}\text{Au}$,
 $^{197}\text{Au}(n,3n)^{195}\text{Au}$, $^{197}\text{Au}(n,4n)^{196}\text{Au}$ des seuils à 30 MeV et $^{197}\text{Au}(n,2n)^{196\text{m}1}\text{Au}$
(8,2s), $^{197}\text{Au}(n,2n)^{196\text{m}2}\text{Au}$ (9,7 h) des seuils à 20 MeV.

C. PHILIS - O. BERSILLON

Rapport CEA-R-4826 - NEANDC(E) 185 "L" - INDC(FR) 19/L -

Etude de la cassure du deutéron à basse énergie dans les réactions $D(d,pn)d$
et $D(d,dn)p$.

F. COÇU - G. AMBROSINO - D. GUERREAU (Orsay).

Rapport CEA-R-4838

Description d'un spectromètre de temps de vol à quatre détecteurs utilisé
pour l'étude de la diffusion des neutrons de 8 à 15 MeV au Centre d'Etudes
de Bruyères-le-Châtel.

J. LACHKAR - G. HAOUAT - J. SIGAUD - Y. PATIN - F. COÇU - C. HUMEAU -
S. SEGUIN -

Rapport CEA-R- 4839 - NEANDC(E) 177 "L" - INDC(FR) 12/L -

Mesure absolue de l'activité neutronique d'une source de ^{252}Cf .

P. NICOLAS - J. FREHAUT -

Rapport - CEA-R-4799 - NEANDC(E) 176 "L" - INDC(FR) 11/L -

Evaluation des paramètres de résonances et des sections efficaces totale
de capture radiative et de diffusion élastique du titane naturel entre
 10^{-5} eV et 20 keV.

J. TROCHON - G. SIMON - O. BERSILLON - G. MOSINSKI -

Rapport CEA-R-4883 - NEANDC(E) "190 L" - INDC(FR) 25/L -

Mesures de sections efficaces de capture radiative de neutrons par la
méthode du spectre intégré.

S. JOLY - J.J. VOIGNIER - G. GRENIER -

rapport CEA-R-4884 - NEANDC(E) "188 L" - INDC(FR) 23/L -

Caractéristiques d'un spectromètre à neutrons rapides pour la mesure du
spectre en énergie des neutrons de fission.

A. BERTIN - J. FREHAUT -

Rapport CEA-R-4895 - NEANDC(E) "189 L" - INDC(FR) 24/L -

Mesure du spectre en énergie des neutrons de fission pour la fission de ^{235}U et de ^{238}U induite par des neutrons rapides.

A. BERTIN - R. BOIS - J. FREHAUT -

Rapport CEA à paraître et diffusion NEANDC(E) - INDC(FR).

Sections efficaces des réactions (n,xn) et (n,xnf) des ^{231}Th , ^{232}Th dans le domaine d'énergie 1 MeV - 20 MeV.

J. JARY.

Note CEA-N-1971 - NEANDC(E) "178 L" - INDC(FR) 15/L

Calculs dans le cadre du modèle optique en voies couplées de sections efficaces neutroniques pour ^{236}Pu , ^{238}Pu , ^{240}Pu , ^{242}Pu , ^{244}Pu dans le domaine d'énergie 1 keV - 20 MeV.

Ch. LAGRANGE

Note CEA-N-1970 - NEANDC(E) "179 L" - INDC(FR) 16/L -

Compte rendu d'activités du Service P.N. pour l'année 1976.

A. MICHAUDON, D. DIDIER, M. SOLEILHAC.

Note CEA-N-1969 - NEANDC(E) "181 L" - INDC(FR) 14/L -

Transformation des distributions angulaires lors du changement de référentiel Centre de masse \leftrightarrow laboratoire.

O. BERSILLON - R. PERRIER

Note CEA-N-1993 - NEANDC(E) "186 L" - INDC(FR) 20/L -

Détermination du potentiel optique décrivant l'interaction neutron ^{98}Mo .

Ch. LAGRANGE.

Note CEA-N-1984 - NEANDC(E) "183 L" - INDC(FR) 17/L.

Mesure de la section efficace (n,2n) des isotopes ^{203}Tl et ^{205}Tl du seuil à 15 MeV.

J. FREHAUT - E. HOLUB - M. CATES - G. MOSINSKI -

Note CEA-N-1998 - NEANDC(E) "187 L" - INDC(FR) 22/L -

IV - DIVERS ET THÈSES

M.S.P.Q. : Fortran code for statistical model cross sections calculations with preequilibrium effects.

J. JARY.

Rapport NEANDC(E) "175 L" - INDC(FR) 10/L -

Coherent optical and statistical model calculations of neutron cross sections from ^{238}U between 1 keV and 20 MeV.

J. JARY - Ch. LAGRANGE - P. THOMET -

rapport NEANDC(E) "174 L" - INDC(FR) 9/L.

Differential cross section measurements of fast neutron scattering for ^{208}Pb , ^{232}Th and ^{238}U at 2.5 MeV.

G. HAOUAT, J. SIGAUD, J. LACHKAR, Ch. LAGRANGE, B. DUCHEMIN, Y. PATIN.

Rapport NEANDC(E) "180 L" - INDC(FR) 13/L -

A new approach for interpreting nuclear spectra within a preequilibrium model.

L. FAUGERE - O. BERSILLON -

Rapport NEANDC(E) "184 L" - INDC(FR) 18/L -

Evaluated (n,p) cross sections of ^{46}Ti , ^{47}Ti and ^{48}Ti .

C. PHILIS - O. BERSILLON - D. SMITH - A. SMITH -

A.N.L./N.D.M. - 27 Janvier 1977.

Amalthee : A fortran code for spectra and cross sections calculations within the exciton model.

O. BERSILLON - L. FAUGERE -

A paraître en rapport NEANDC(E) - INDC(FR).

Etude des propriétés de la fission dans les résonances de ^{239}Pu induites par neutrons lents.

J. TROCHON.

Thèse Docteur-Ingénieur.

Sur l'équation de Schrodinger avec un potentiel à symétrie sphérique cas stationnaire - cas particulier de l'atome d'hydrogène.

M. CESSENAT.

Note Scientifique n° PN 161/77 du 26.02.1977

La Section efficace de capture radiative de ^{154}Sm calculée entre 1 keV et 3 MeV.

J.P. DELAROCHE.

Note Scientifique n° PN 275/77 du 4.04.1977.

Le Laboratoire d'Etude et de préparation de cibles du Service de Physique Nucléaire.

C. BONETTI - D. DIDIER -

Note Technique n° PN 240/77 du 22.03.1977.

Transfert et séchage du gaz de l'accélérateur V.D.G tandem - Consignes d'exploitation -

L. SINOPOLI.

Note technique n° PN 111/77 du 9.02.1977.

PARTIE E

SEMINAIRES TENUS AU SERVICE DE PHYSIQUE NUCLEAIRE EN 1977

Lundi 10 Janvier 1977 -

Analyse des mécanismes des réactions par distributions et corrélations angulaires.

(E.D. Da SILVEIRA, SPN/BE-SACLAY).

Lundi 24 Janvier 1977 -

Multiplicité des rayons γ dans la réaction de quasi-fission.

(D. PAYA, DPh-N/MF-SACLAY).

Lundi 31 Janvier 1977 -

Problèmes posés par la réalisation d'un réacteur thermonucléaire.

(C. LELOUP, Centre d'Etudes Nucléaires de Fontenay-aux-Roses).

Lundi 7 Février 1977 -

Détecteurs à galettes micro-canaux : Applications.

(J.P. BOUTOT, L.E.P. LIMEIL).

Lundi 14 Février 1977 -

Evolution des abondances des éléments lourds du type S dans la galaxie.
(B. ROCCA-VOLMERANGE, Laboratoire C. Bernas, ORSAY).

Lundi 21 Février 1977 -

Mécanismes de formation de modes collectifs dans la matière nucléaire.
(R. PADJEN, Service de Physique Nucléaire, C.E. Bruyères-le-Châtel ;
détaché de l'Université de Montréal (Canada)).

Lundi 28 Février 1977 -

Quelques développements du modèle optique nucléon-noyau.
(J.L. ESCUDIE, DPh-N/ME - CEN-SACLAY).

Lundi 7 Mars 1977 -

Neutron scattering experiments carried out at TUNL.
(C. GOULD, TUNL, USA).

Lundi 21 Mars 1977 -

Etude de l'appariement par la méthode Hartree-Fock-Bogoliubov dans les
noyaux déformés.
(M. GIROD, Service de Physique Nucléaire, C.E. Bruyères-le-Châtel).

Lundi 4 Avril 1977 -

Les résonances moléculaires : système ($^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$).
(Z. BASRAK, DPh-N/BE-SACLAY, Institut "Rudjer Boskovic", ZAGREB (Yougoslavie)).

Lundi 25 Avril 1977 -

Collisions très inélastiques et fusion avec des ions lourds ($A > 40$).
(B. TAMAIN, Institut de Physique Nucléaire, Département Radio-Chimie, ORSAY).

Lundi 2 Mai 1977 -

Systèmes de contrôle de Ganil, Lampf et du grand accélérateur du CERN.
(M. PROME et VANDER-BECKEN, Service GANIL, SACLAY).

Lundi 9 Mai 1977 -

Expériences en coïncidences entre fragments issus de collisions très inélastiques.
(B. CAUVIN, DPh-N/MF, SACLAY).

Lundi 16 Mai 1977 -

Evaluation des sections efficaces du titane naturel et de ses isotopes.
(C. PHILIS - G. SIMON, Service Physique Nucléaire, C.E. Bruyères-le-Châtel).

Lundi 23 Mai 1977 -

Etude des réactions entre ions lourds en voies couplées.
(E. EL BAZ, Institut de Physique Nucléaire, LYON).

Vendredi 16 Septembre 1977 -

Problèmes d'évaluations - Réactions (n,a).
(R. SCHENTER, Engineering development Laboratory, HANFORD (USA)).

Vendredi 14 Octobre 1977 -

Etudes récentes sur les isomères de fission.
(S. BJØRNHOLM, Institut Niels Bohr, COPENHAGUE (Danemark)).

Lundi 24 Octobre 1977 -

Etude des multiplets particule-trou et trou-trou au moyen des réactions
(^3He , d^2) et (^3He , α^2).
(S. GALES, Institut de Physique Nucléaire, ORSAY).

Lundi 7 Novembre 1977 -

Sources d'ions lourds.
(B. DELAUNAY, DPh-N/BE, CEN-SACLAY).

Lundi 14 Novembre 1977 -

Self consistent calculation of magnetic properties in the lead region.

(L. SIPS, Service de Physique Nucléaire, C.E. Bruyères-le-Châtel ; détaché de l'Institut "Rudjer Boskovic", ZAGREB, (Yougoslavie)).

Vendredi 18 Novembre 1977 -

Heavy-ion reactions as a spectroscopic tool.

(M. WAAGEN Jans, Bergen - Nordita (Danemark)).

Lundi 21 Novembre 1977 -

Les réactions photonucléaires dans la résonance géante et au dessus.

(R. BERGERE, DPh-N/MF - CEN-SACLAY).

Lundi 28 Novembre 1977 -

Dissipation et fluctuations statistiques dans les réactions très inélastiques induites par ions lourds.

(C. NGÔ, Institut de Physique Nucléaire, ORSAY).

Mardi 29 Novembre 1977 -

Calcul du potentiel optique à partir d'une interaction nucléon-nucléon réaliste.

(C. MAHAUX, Université de Liège (Belgique)).

Lundi 12 Décembre 1977 -

Résultats récents en diffusion d'électrons sur les noyaux.

(J. BELLICARD, DPh-N/HE, CEN-SACLAY).

Jeudi 22 Décembre 1977 -

Distributions spectrales à séniorité fixée.

S. SPITZ, Université libre de Bruxelles, détaché à l'IPN des Sciences d'ORSAY).

Manuscrit reçu le 14.4.78

Edité par
le Service de Documentation
Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay
Boîte Postale n° 2
91190 GIF-SUR-YVETTE (France)