- Note CEA-N-1875 -	CEA-N-1875
	FR7 603116
	FR7 603117
	FR7€03118
	FR7603153
	FR7603154
	FR7603156
	FR7603157
	FR7603158
	FR7603159
	FR7 603160
	FR7603161
	FR7603162
	FR7 603163
Centre d'Etudes de Bruydres la Châtal	FR7€03164
Centre à Études de Bruyeres-le-Châter	FR7€03165
	FR7603166
	FR7 603167
	FR7603168
	FR7603169
	FR7 €93170
	FR7€03172
	FR7603173
	FR7603175
	FR7603177
COMPTE RENDU D'ACTIVITE	FR7 €03178
	FR7603179
SERVICE DE PHYSIONE NUCLEAIDE	

「「「「ない」とない

## COMPT

NS

DU SERVICE DE PHYSIQUE

POUR L'ANNEE 1975

- Avril 1976 -

# COMMISSARIAT A L'ENERGIE ATOMIQUE

FRANCE

- Note CEA-N-1875 -

an indexed

Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel

# COMPTE RENDU D'ACTIVITE DU SERVICE DE PHYSIQUE NUCLEAIRE

POUR L'ANNEE 1975

CEA-N-1875 - SERVICE DE PHYSIQUE NUCLEAIRE - CENTRE D'ETUDES DE BRUYERES-10-CHATEL

COMPTE RENDU D'ACTIVITE DU SERVICE DE PHYSIQUE NUCLEAIRE POUR L'ANNEE 1975

Semmaire.- Ce compte-rendu décrit l'ensemble des traveux effectués au Service de Physique Nuclés.re (2.E. Broyères-le-Chitel) pendant l'année 1975. L'activité expérimentale a porté, en grande partie, sur la détermination de sections efficects induites par les veutrons rapides et Lar l'étude du phénomène de fission. L'activité théorique a porté d'une part sur la sise au point de méthodes et de codes de calcul pour l'éve luation des données et d'autre part sur l'utilisation des méthodes Martree-Fock-Bogoluphov pour l'étude des propriétés microscôpiques des noyaux dans leur état fondamental. Plusieurs évaluations de données ont été genées à bien grâce en particulier eux résultats expérimentaux et aux cal.uls effectués dans le Service.

1976

227 p.

Commissariat à l'Energie Atomique - France

CEA-N-1875 SERVICE DE PHYSIQUE NUCLEAIRE - CENTRE D'ETUDES D' BRUYERES-10-CHATEL

PROGRESS REPORT OF THE NUCLEAR PHYSICS DIVISION FOR THE YEAR 1975

Summary.- This progress report gives an over(1) presentation of the work carried out in the Nuclear Physics Division (C.E. Bruyères-le-Châtel) in 1975. Most experiments have been male to dotermine fast neutron cross sections and to study the firsion phenomenon. The theoratical work were devoted on the one hand to the methods and the codes which are necessary for data evaluation and on the other hand to the application of the Hartree-Fock ard Hartree-Fock-Bogolulow methods to the study of microscopic properties of nuclei in their ground state. Several data evaluations have been carried out using experimental and calculated results obtained in the Division.

; 376

227 p.

Commissariat à l'Energie Atomique - France

PREFACE

En 1975, le Service de Physique Nucléaire est entré dans la troisième année de travail après l'ouverture<sup>\*</sup>, ce qui correspond maintenant à un rythme de croisière .

- I -

Les activités du Service en 1975 ont toujours été orientées en fonction des deux missions générales définies au moment de l'ouverture :

- <u>la première mission</u> consiste à fournir des données nucléaires mesurées, calcu?ées ou évaluées . Un effort important a été fait dans ce domaine pour que le programme de travail du Service coïncide le plus possible avec les demandes formulées par les utilisateurs de données nucléaires et ainsi leur donner satisfaction au maximum . Dans une première étape, les données fournies par le Service P.N. l'ont été sous forme ponctuelle, c'est-à-dire, qu'elles concernaient des sections efficaces isolées demandées par les utilisateurs, mais sans se préoccuper de la cohérence avec d'autres sections efficaces utilisées dans les calculs de neutronique . Une deuxième étape a été amorcée en 1975 ; elle consiste, pour un noyau donné, à fournir un jeu complet et cohérent de sections efficaces dans le format ENDF/B, utilisé aux U.S.A., et largement diffusé dans les pays de l'O.C.D.E. Les résultats accomplis dans le domaine des données nucléaires résultent d'un effort combiné de plusieurs spécialistes; théoriciens, expérimentateurs et évaluateurs, ce qui permet de s'entourer au maximum de garanties pour la qualité drs travaux fournis .

Le Service P.N. ne travaille pas seul dans ce domaine puisqu'une coopération étroite existe avec la DEDR, coordonnée par le Comité des Constantes Nucléaires. Cette coopération est étendue à d'autres laboratoires étrangers grâce aux différents comités internationaux de données nucléaires.

- <u>la deuxième mission</u> consiste à progresser dans les secteurs de recherche voisins des missions appliquées. Signalons à ce sujet la réunion de spécialistes à TRIESTE (Déc. 1975) sur l'utilisation de la physique nucléaire théorique pour l'évaluation des données nucléaires.

Voir le précédent compte rendu annuel CEA-N-1798 .

Cette réunion, à laquelle le Service P.N. a présenté un exposé d'ensemble, a montré très clairement les liens très étroits et souvent ignorés entre la recherche fondamentale et les applications pour l'énergie nucléaire. Il est apparu par exemple que les calculs microscopiques du type Hartree-Fock, dans lesquels le Service P.N. s'est engagé depuis longtemps vont avoir prochainement des applications intéressantes. En attendant des calculs Hartree-Fock-Bogolyubov effectués au Service P.N. ont eu l'intérêt, grâce aux liens scientifiques créés par la visite du Professeur HOFSTADTER, d'expliquer la distribution de charge de <sup>58</sup>Ni telle qu'elle a été obtenue par des mesures à l'ALS de l'Orme des Merisiers.

La frontière entre ces deux missions est difficile à tracer et de nombreuses études dont le caractère paraît assez fondamental sont en fait utilisées très rapidement dans le domaine des données nucléaires.

Le Service P.N. se félicite d'avoir pu en 1975, bénéficier de la compétence de nombreux collaborateurs étrangers de valeur qui lui out permis de mieux faire fruccifier ses travaux.

Les publications du Service progressent de façon satisfaisante. Un effort particulier a été fait en 1975 pour présenter les résultats obtenus à deux Congrès internationaux sur la physique du neutron, à WASHINGTON en Mars 1975 (5 communications et un exposé d'ensemble) et à KIEV en Juin 1975 (23 communications).

Les équipements n'ont pas subi de modifications importantes en 1975. Le bon fonctionnement des appareils a été unanimement apprécié des utilisateurs, dont certains commencent à venir de l'extérieur. Signalons la bonne tenue de l'Accélérateur "an de Graaff Tandem après l'amélioration apportée fin 1974.

Enfin le Service P.N. a accueilli avec une grande satisfaction la décision prise en Septembre 1975 de construire GANIL (Grand Accélérateur National d'Ions Lourds), ce qui ouvre des possibilités de travail particulièrement intéressantes à tous les physiciens concernés.

> A. MICHAUDON Chef du Service de Physique Nucléaire

	Pages
A-SUPPORT TECHNIQUE - EQUIPEMENTS -	5
A-I-Accélérateurs .	5
A-I-I-Van de Graaff Tandem .	5
A-I-2-Van de Graaff 4 MeV .	6
A-I-3-Van de Graaff 553 keV et Samès 150 keV .	6
A-I-4-Etudes et activités liées aux Accélérateurs .	6
A-I-5-Spectromètre magnétique Split Pole.	7
A-I-6-Répartition du temps des accélérateurs en 1975.	8
A-II-Electronique nucléaire .	9
A-II-I-Automatisation des accélérateurs .	9
A-II-2-Amélioration des moyens d'acquisition de données.	10
A-II-3-Circuits électroniques divers .	10
A-III-Informatique .	11
A-III-l-Systèmes d'acquisition et de traitement des données.	11
A-III-2-Terminal IRIS 45 .	12
A-III-3-Programmes de calcul.	13
A-IV-Technobgie .	14
A-IV-1-Laboratoire des cibles.	14
A-IV-2-Bureau de dessin et atelier .	14
A-V-Diversification .	15
B-EXPERIENCES ET INTERPRETATION -	16
B-I-Etude de la diffusion élastique et inélastique des neutrons rapides	• 16
B-I-l-Amélioration des techniques expérimentales dans les expérience	8
de diffusicn de neutrons .	16
B-I-2-Etude de la déformation des isotopes pairs de samarium par la	
diffusion des neutrons.	19
B-I-3-Diffusion élastique et inélastique des neutrons rapides par	
les isotopes pairs de sélénium.	24
B-I-4-Etude des réactions (n,n'γ) sur les isotopes pairs de sélénium	• 30
B-I-5-Diffusion des neutrons par les isotopes pairs de néodyme.	35
B-I-6-Sections efficaces différentielles et totale de la réaction	
12C(n.n'3a) à 14.2 MeV.	42

•

1 -

- 2 -

B-II-Mesures de sections efficaces de réaction .	46
B-II-1-Mesures de flux de neutrons .	46
B-II-2-Mesures de sections efficaces de capture radiative.	55
B-II-3-Mesure des sections efficaces (n,2n) et (n,3n) du	
seuil à 15 MeV.	60
B-II-4-Mesure des sections efficaces de fission.	66
B-III-Etude de la fission.	71
B-III-1-Détermination expérimentale du spectre en énergie des	
neutrons de fission induite .	71
B-III-2-Etude de la section efficace de fission de <sup>237</sup> Np entre	
100 keV et 2 MeV .	77
B-III-3-Mesure de l'énergie cinétique et de la distribution en	
masse des fragments de fission.	81
B-III-4-Détermination des masses des fragments de fission par la	
méthode du temps de vol.	84
B-III-5-Etude de la réaction <sup>235</sup> U(d,pf) .	88
B-III-6-Influence de l'évaporation des neutrons sur l'énergie	
cinétique d'un fragment (ou d'un ion lourd) .	<b>92</b>
B-IV-Autres études de réactions nucléaires .	95
B-IV-1-Etude de la réaction proton-deuteron.	95
B-IV-2-Etude des réactions $30$ Si(d,n) <sup>31</sup> P et $31$ P(d,n) <sup>32</sup> S.	99
B-IV-3-Etude des transicions électromagnétiques dans le noyau 43 Ti	
au moyen de la réaction $40$ Ca( $\alpha$ ,n $\gamma$ ) $43$ Ti.	104
B-IV-4-Etude des résonances dans le système ${}^{12}$ C + ${}^{12}$ C de	
$E_{1ab} = 14 a 22 MeV$ .	107
B-IV-5-Etude de la structure intermédiaire à haute énergie	
d'excitation .	109
C-THEORIE ET EVALUATION -	110
C-I-Evaluation de données .	111
C-I-1-Codes de calcul pour l'évaluation .	111
C-I-2-Sections efficaces de capture neutronique .	113
C-I-3-Réactions (n,2n) et (n,3n) .	122
$C-I-4-v_{\rm c}$ pour la fission par neutrons rapides .	127
C-I-5-Données relatives au carbone .	136
C-I-6-Autres évaluations complètes .	142

na**ę**a. P

1

ļ

ł

146 C-II-Calculs de constantes nucléaires . C-II-l-Réactions  $(n,\gamma)$  et (n,n') pour des isotopes de l'yttrium. 146 C-II-2-Sections efficaces des isotopes de l'or . 147 C-II-3-Calculs de réactions (n,xn) et (n,xnf). 150 C-II-4-Sections efficaces  $(n, n'\gamma)$  pour le nickel et le chrome 157 naturels . C-II-5-Calcul des distributions angulaires des réactions (n,n') 160 en modèle statistique . C-III-Autres études de modèles nucléaires . 162 C-III-l-Calculs en modèle des couches sur les isotopes du scandium . 162 C-III-2-Détermination du potentiel optique par la méthode "SPRT". 164 C-III-3-Etude de réactions induites par des protons . 167 C-III-4-Effets de la déformation nucléaire sur la section efficace totale . 170 C-III-5-Etude systématique de réactions (n,2n) . 176 C-III-6-Etude sur le modèle d'excitons . 179 C-III-7-Etudes et applications de modèles de folding. 182 C-III-8-Calculs et spectroscopie en modèle RPA schématique . 188 C-IV-Etudes en modèles microscopiques du type Hartree-Fock . ¢89 C-IV-1-Traitement auto-cohérent des déformations axiales et des effets d'appariement . 189 C-IV-2-Extension des traitements auto-cohérents aux formes triaxiales. 192 C-IV-3-Systèmes nucléaires très déformés, traités sur une base à deux centres . 192 C-IV-4-Utilisation de modèles collectifs basés sur des résultats Hartree-Fock . 195 C-IV-5-Corrections du second ordre au rayon de charge de l'oxygène 16 . 199 D - BIBLIOGRAPHIE -204 E - SEMINAIRES -219 

Ce Compte Rendu a été édité par D. DIDIER, Adjoint au Chef de Service de Physique Nucléaire.

- 3 -

PARTIE A : SUPPORT TECHNIQUE - EQUIPEMENTS

#### A-I-ACCELERATEURS -

A-I-1-Van de Graaff Tandem .

L'accélérateur Van de Graaff Tandem transformé en Super EN a fonctionné de manière très satisfaisante en 1975.

Depuis la conversion de la machine en Super EN, l'accélérateur, dont la plage en tension s'étend aisément jusqu'à 7 MV, a largement gagné en souplesse de réglage et en sûreté de fonctionnement . Rappelons que cette conversion, effectuée en 1974, consistait : à remplacer le tube accélérateur par un nouveau tube à électrodes d'acier poli, à changer également le modèle des résistances de répartition de tension et à ajouter 30% de SF6 au gaz d'isolement composé initialement d'un mélange de  $CO_2$  et  $N_2$ .

La machine a été ouverte une <sup>c</sup>ois durant le mois de mai afin de changer la courroie qui s'est légèrement détériorée après 5800 heures de fonctionnement . On en a profité pour réparer le voltmètre générateur et pour procéder à une inspection minutieuse des autres éléments . Aucune trace de détérioration pouvant être due au SF6 n'a alors pu être décelée . Quelques résistances de répartition ont été changées après vérification de l'ensemble du lot .

Les études et améliorations ont porté sur : - un dispositif de centrage automatique du faisceau [1],

- un post-pulsateur destiné à éliminer les flancs de la bouffée en régime pulsé.

Le faisceau de l'accélérateur a été utilisé principalement pour produire des neutrons par les réactions  $D(d,n)^{3}He$  et  $T(p,n)^{3}He$ ,

- 5 -

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

L'accélérateur Van de Graaff 4 MeV fonctionne correctement malgré des difficultés d'exploitation dues en grande partie à l'implantation des cibles dans un seul local. La source d'ions doit en moyenne être changée après 400 heures de fonctionnement ce qui nécessite de fréquentes ouvertures du réservoir. Une panne sur l'alimentation des aimants a nécessité l'intervention d'un technicien de HVEE .

- 6 -

Le faisceau a été utilisé essentiellement pour produire des neutrons .

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

Ces deux petits générateurs de neutrons ont été utilisés pour la préparation d'expériences sur le Van de Graaff Tandem et pour des travaux avec les neutrons de 3 MeV et de 14 MeV au profit du Service PN, de la Radiochimie et d'un groupe d'Orsay.

Le Samès 150 keV est capable de délivrer un faisceau pulsé à la fréquence de 1,25 MHz ou 2,5 MHz .

A-I-4-Etudes et activités liées au fonctionnement des accélérateurs.

- Une nouvelle installation de stockage du gaz d'isolement du Van de Graaff Tandem est en cours de montage . Les nouveaux réservoirs, conformes aux normes de sécurité en vigueur, permettront de stocker deux réserves de gaz, dont une composée de  $CO_2-N_2$  et l'autre de  $CO_2-N_2-SF_6$ . Cette dernière charge est utilisée seulement lorsque la machine doit fonctionner au dessus de 6 MV.

- La réalisation d'un banc de pulvérisation cathodique pour la fabrication de cibles minces, est en cours, en liaison avec le groupe de technologie.

- L'accélération d'ions 0 est en cours d'étude sur la source duoplasmatron à échange de charge et sur la source à extraction directe.

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

## REFERENCE

 [1] - Ch. MOREL - Dispositif de centrage automatique de faisceau d'accélérateur - Note PN-612/75 du 10.7.1975 . A-I-5-Spectromètre magnétique split-pole.

L'étude de l'emploi du spectromètre split-pole pour la détection des particules chargées a été poursuivie. Elle a conduit à des améliorations substantielles de l'appareillage.

7 -

- La chambre à cible du spectromètre magnétique a été modifiée pour être adaptée aux expériences de fission induite par particules chargées. Un nouveau sas a été réalisé pour le montage des cibles en boite à gants, leur transport sous vide et leur introduction dans la chambre à cible. Divers dispositifs permettent le positionnement précis de la cible au centre de la chambre à réaction. Une platine peut porter 10 détecteurs semi-conducteurs refroidis à une température voisine de celle de l'azote liquide.

- Des mesures du champ magnétique ont fait apparaître des dérives lentes. Celles-ci sont contrôlées et enregistrées au cours de l'expérience pour permettre leur correction lors de la réduction des données.

- La détection dans le plan focal du spectromètre est faite à l'aide d'un compteur à fil du type BORKOWSKI de longueur 60 cm [1]. La localisation par division des charges collectées aux deux extrémités a été essayée. Un système analogique procède à cette division et code ensuite le résultat sur 1024, 2048 ou 4036 canaux [2]. La résolution spatiale ainsi obtenue est constante sur toute la longueur du compteur et voisine de 1 mm. Elle correspond à une résolution de 10 keV pour des protons de 7 MeV.

(J. SIGAUD, J.P. LOCHARD, M. JOLIBOIS)

#### REFERENCES

[1] - C.J. BORKOWSKI, M.K. KOPP, Rev. Sci. Inst. 39 (1968) 1515.
 C.J. BORKOWSKI, M.K. KOPP, IEEE Trans. Nucl. Sci. 17 (1970) 340.
 J. SIGAUD et al., Rapport d'Activité 1974, Note CEA-N-1798 (1974).

2] - V. GOURSKY, Codeur de Position, réalisé par S.E.S.-C.E.N. de Saclay (1975) .

A-I-6-Répartition du temps des scélérateurs en 1975.

	Van de Graaff Tandem	Van de Graaff 4 MeV
Entretien et réparations	595	622
Arrêts dus à des causes extérieures	156 <sup>¥</sup>	18
Etudes et améliorations	183	0
Règlages	298	188
Temps morts	276	473
Temps total d'utilisation	3078 <sup>¥</sup> ¥	2882
- en protons	429	1932
- en deutérons	2327	950
- en He et Ions lourds	322	

- それにより、これは人民などの情報の機能によっていた。日本語を見たいたが、1980年、198

(Temps exprimés en heures)

- 8 -

Utilisation - du Van de Graaff 550 keV : 1239 heures en deuteron - du Samès 150 keV : 236 heures en deuteron

En grande partie à la suite de l'incendie du 20.12.1974
Dont les 2/3 environ avec un gaz d'isolement contenance d SF6 .

#### A-II-ELECTRONIQUE NUCLEAIRE -

## A-II-1-Automatisation des accélérateurs.

Les travaux de couplage de l'accélérateur Van de Graaff Tandem avec un ordinateur ont largement progressé au cours de cette année . Rappelons que ce couplage a pour but de faciliter et d'automatiser en partie la conduite de cet accélérateur .

Le système de centralisation et d'acquisition de données a été complété par des équipements reliés à l'accès canal direct (D.I.O.) de l'ordinateur. Il s'agit essentiellement :

- d'un multiplexeur à 256 voies qui permet à l'ordinateur de scruter des états tout ou rien (par exemple le signe des alimentations de tension de polarisation des plaques de déflecteurs du type steerer).
- d'un concentrateur de données digitales qui crée quatre lignes omnibus permettant d'adresser et de commander 32 appareils numériques. Les informations en entrée et en sortie, peuvent être échangées par mots de 64 bits.

Par ailleurs, une console calcule la fréquence à appliquer à la sonde du gaussmètre à résonance magnétique nucléaire, en fonction du type et de la charge de la particule accélérée, de l'énergie de fonctionnement désirée et de l'aimant d'analyse utilisé . Le résultat, affiché avec 8 décades, sera utilisé pour piloter automatiquement la fréquence de l'oscillateur du gaussmètre et asservir le champ magnétique . L'étude de cette partie est en cours . La console est branchée sur une ligne omnibus du concentrateur .

Pour le réglage et le contrôle de la source à extraction directe du Van de Graaff Tandem, on a réalisé et mis au point un équipement à 16 voies de mesure utilisant une seule transmission optique. Cet équipement sera relié au système d'acquisition par l'intermédiaire du concentrateur et à la salle de commande de la machine où les grandeurs seront affichées.

Rappelons qu'un équipement du même type avait précédemment été mis au point sur l'accélérateur Van de Graaff 550 keV .

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

Pour les deux ordinateurs d'acquisition type 10.020 ATR on a réalisé un coupleur permettant d'utiliser un bloc mémoire Radiotechnique de 16.000 mots de 18 bits, en mémoire externe.

Pour le miniordinateur MULTI 8 on a réalisé une extension des lignes entrée-sortie grâce à la mise en place d'un multiplexeur. On a obtenu ainsi quatre lignes d'entrée de 32 bits et quatre lignes de sortie de 32 bits supplémentaires.

## A-II-3-Circuits électroniques divers .

Plusieurs circuits spéciaux ont été réalisés à la demande des physiciens, en particulier : un couplage d'imprimante avec un fréquencemètre . Ce montage est utilisé par le Groupe de Technologie pour la mesure des épaisseurs de dépôts (par la méthode du quartz) et par les physiciens pour le contrôle du champ magnétique du spectrographe split-pole.

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

#### A-III-INFORMATIQUE -

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

L'acquisition des données est réalisée à l'aide de deux ordinateurs CII type 10.020 (ATR) situés auprès du V. de G. Tandem et d'un ordinateur MITRA 15 placé auprès du Van de Graaff 4 MeV. Les deux 10.020 ATR sont reliés à un 3ème ordinateur 10.020 (ETD) pour l'Exploitation en Temps Différé.

- 10.020 ATR-ETD .

Les capacités mémoire des deux ordinates:s 10.020 d'Acquisition en Temps Réel (ATR) ont été portées respectivement à 24000 mots et à 32000 mots par l'adjonction de blocs mémoire Radiotechnique dont le couplage a été réalisé dans notre laboratoire.

Des disques DIAM de 6 Mégaoctets ont été de plus branchés sur ATRI et sur l'ordinateur d'Exploitation en Temps Différé (ETD). Le logiciel nécessaire pour l'utilisation de cette nouvelle configuration, en acquisition et traitement en ligne, est en cours :

Le moniteur RBM E52 (Remote Batch Monitor) a été implanté sur ETD ainsi que le compilateur ANS FORTRAN IV, ce qui a nécessité la refonte des différentes bibliothèques. Le système a maintenant, de ce fait, une puissance accrue.

Un logiciel, permettant la prise en compte et le traitement des différents paramètres de fonctionnement de l'accélérateur Van de Graaff Tandem, a été écrit pour ATR 2.

#### - Mitra 15 .

Les améliorations apportées au système d'acquisition et de prétraitement MITRA 15 se rapportent surtout à l'utilisation d'un disque pour conserver et pour traiter en différé les spectres constitués en ligne.

On a réalisé également, un logiciel permettant de former, sur bande magnétique, des histogrammes compatibles avec les traceurs BENSON.

Il est prévu de remplacer l'imprimante à aiguilles actuelle par une imprimante à 400 lignes/minute .

## 2 ·III-2-Terminal IRIS <5 .

Le terminal IRTS 45 a maintenant accès aux différents noeuls de la CISI et en particulier un noeud CDC 7600.

Je fonctionnement de l'ensemble est devent tout à fait satisfaisant hormis quelques pannes d + 1'ordinateur IBK 360 90 .

Une modification récente permet de sortir maintenant les fichiers cartes perforées sur une bande magnétique ; ces fichiers peuvent être ensuite renvoyés et utilisée à Sacley.

Le logiciel du terminal est actuellement en cours de modifiation par la CUSU afin de permettre l'utilisation du 370-168 IBM, exploité avec le nouveau système OS/VS2, à partir du début de l'ennee 1976.

(Y. de PENQUER, M. GUILLOUD et les Agents du Groupe)

## A-III-3-Programmes de Calcul.

Le Bureau de Calcul s'est chargé de l'écriture ou de l'adaptation des programmes d'exploitation de nouvelles expériences. Il s'agit en particulier de l'exploitation des mesures de sections efficaces de fission et des calculs de soctions efficaces de capture. Les nouvelles expériences (d,pf), décrites plus loin dans ce compte rendu, ont également nécessité la mise au point de nouveaux programmes de dépouillement.

Des programmes pour la déconvolution des spectres obtenus avec les scintillateurs NaI ou avec le NE 213 ont été adaptés à nos équipements. Ces programmes, originaires d'Oak Ridge seront utilisés pour exploiter les expériences de diffusion des neutrons par les noyaux lourds.

Le demarrage de l'activité Evaluation a nécessité un gros effort de programmation qui se poursuivra durant une partie de l'année 1976. C'est ainsi que le fichier de documentation du groupe évaluation a été rentré en machine où il peut être utilisé sur bande magnétique ou sur disque.

Les programmes de gestion de ce fichier fonctionnent maintemant en accès direct.

Les données évaluées du <sup>12</sup>C ont été mises en format ENDF/B, la bande correspondante a été fournie aux utilisateurs . Des programmes de mise en format ENDF, des données calculées et des programmes de révision de bandes ENDF existantes sont en cours d'étude .

Dans le domaine théorique, une série de programmes destinés à l'étude des noyaux lourds et au calcul des barrières de fission, a été mise au point .

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

## A-IV-TECHNOLOGIE -

A-IV-1-Le laboratoire des cibles a fourni en 1975, des cibles usuelles sur support épais et de nombreuses cibles autoportées à plusieurs laboratoires.

Le Service PN a utilisé en particulier des cibles T-Ti et D-Ti sur Cu, Al et Au et T-Y sur Cu et Al ainsi que des cibles T-Ti et D-Ti autoportées . Citons également les cibles autoportées de <sup>40</sup>Ca, C, Pb et de polyéthylène deutéré sur Carbone .

Pour d'autres laboratoires, il a été réalisé des cibles de Tritium sur support mince, des dépôts de titane tritié sur des jonctions, ainsi que des feuilles de Vyns aluminées .

La qualité des feuilles de Vyns préparées a été très largement améliorée.

Les problèmes que posent la préparation de cibles minces d'actinides ont été étudiés en liaison avec le Service de Chimie Analytique du Centre de Bruyères-le-Châtel . L'installation d'un banc de pulvérisation cathodique pour la fabrication de ces cibles a été engagée .

La mesure "directe", par la méthode du quartz, des masses déposées a donné lieu à une publication [1] .

A-IV-2-Le Bureau de Dessin et l'Atelier ont étudié et réalisé en particulier :

- des protections pour les détecteurs de neutrons,
- une enceinte spéciale pour l'étude de la fission,
- un banc d'étalonnage d'e sources alpha et diverses pièces pour les accélérateurs (diaphragmes, fentes règlables ....)

(J. JOUANIGOT et l'ensemble du Groupe de Technologie)

#### REFERENCES

[1] - C. BONETTI, "Utilisation d'un quartz piezo-electrique comme substrat pour la fabrication de cibles de Terres Rares, autosupportées, sous forme métallique non oxydées", Nucl. Inst. Meth. 128 (1975) 267.

## A-V -DIVERSIFICATION -

- Plusieurs actions de diversification ont eu lieu en 1975 : - des irradiations de cellules solaires et de composants optiques par des protons ont été réalisées au profit du Centre d'Etudes Spatiales de TOULOUSE (ONERA) à l'aide du Van de Graaff Tandem .
- Des cibles minces auto-supportées en titane tritié ou deutéré ont été fabriquées par le groupe de technologie du Service au profit du Laboratoire Central de l'Armement (Arcueil).

PARTIE B : EXPERIENCES ET INTERPRETATIONS

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

B-I-1-<u>Amélioration des techniques expérimentales utilisées dans les expériences</u> <u>de diffusion de neutrons</u>

Un programme de mesures de diffusion de neutrons rapides est developpé dans le Service depuis plusieurs années. Il est en effet bien établi que l'étude simultanée de la diffusion élastique et de la diffusion inélastique par les premiers niveaux excités contribue à la détermination précise des paramètres du potentiel décrivant la diffusion neutron-noyau [1]. La qualité de ces études expérimentales dépend principalement de la résolution en énergie du spectromètre de neutrons, du taux de réduction du bruit de fond dans les conditions de l'expérience et enfin ce la stabilité des détecteurs.

Pour mener à bien les études relatives à la diffusion des neutrons de 7 MeV par les noyaux de Nd et de Sm, une résolution en énergie comprise entre 120 et 150 keV a été nécessaire ; celle-ci a été obtenue :

- en limitant à environ 50 keV la dispersion en énergie des neutrons primaires [2,3], ceci a été obtenu en particulier en choisissant pour la cible gazeuse des fenêtres d'entrée de faible épaisseur (2,50  $\mu$ m de Ni) et en fixant la pression du gaz à 0,8 atmosphère ,
- en minimisant les dispersions géométriques dues à l'échantillon ainsi que les effets de diffusions multiples,
- en optimisant la résolution électronique des détecteurs et la définition en temps du signal synchrone de la pulsation du faisceau.
   Dans ces expériences la longueur de la base de vol était de 8 mètres.

De nouvelles protections ont été conçues, réalisées et expérimentées . Chaque détecteur est placé à l'intérieur d'un cylindre de paraffine chargée de carbonate de lithium et de borate . Le canal de détection des neutrons est gainé de cuivre et de plomb .

- 16 -

La figure l donne une représentation schématique de ces protections . Un système de barres d'ombre en fer avec pointes en tungstème a été utilisé pour réduire le bruit de fond causé par les neutrons provenant directement de la cible . Enfin des collimateurs intermédiaires ont été placés entre les barres d'ombre et les protections des détecteurs .

Une bonne précision dans les mesures de diffusion exige, en outre, une grande stabilité de l'efficacité des détecteurs . Celle-ci est assurée par une régulation de la tension d'alimentation des photomultiplicateurs déjà décrite par ailleurs [4] et par une stabilisation en température des détecteurs . Ceux-ci sont, à cet effet, entourés d'une jaquette thermostatée par circulation d'eau à la température constante de 15°.

(G. HAOUAT, J. LACHKAR, J. SIGAUD, Y. PATIN, F. COÇU, M. JOLIBOIS, J. CHARDINE, G. DALBERA, C. HUMEAU, J.P. LOCHARD, S. SEGUIN).

## REFERENCES

- [1] Cf B.I.2 et B.I.3 ce compte rendu.
- [2] G. HAOUAT, J. LACHKAR, J. SIGAUD, Y. PATIN et S. SEGUIN, National Conf. on Neutron Physics, KIEV (1975).
- [3] F. COÇU, à paraître.
- [4] G. HAOUAT et D. GIMAT, Nucl. Inst. Meth. 117 (1974) 611 .



B-I-1-Fig.1 - PROTECTION POUR DETECTEUR DE NEUTRONS

- 18

.

B-I-2-Etude de la déformation des isotopes pairs de samarium par la diffusion des neutrons.

Nous avons étudié les effets de la déformation des noyaux, sur les isotopes  $^{148}$ Sm,  $^{150}$ Sm,  $^{152}$ Sm et  $^{154}$ Sm, à partir de mesures de diffusion des neutrons rapides. Ces isotopes conviennent à l'étude de tels effets car ils se situent dans la région N  $\approx 88$  où la déformation nucléaire change rapidement en fonction de N [1]. Ainsi l'isotope  $^{150}_{62}$ Sm est d'un intérêt particulier puisque c'est un noyau de transition entre les noyaux vibrationnels et rotationnels.

Les mesures de diffusion élastique et inélastique de neutrons par ces isotopes ont été faites aux énergies de neutrons incidents de 4,1 et 7,0 MeV. Le choix de ces énergies s'appuie sur une étude récente [2,3] des différentes sections efficaces totales pour les isotopes pairs de Sm où il apparaît que les effets de la déformation sur la section efficace totale  $\sigma_{\rm T}$  sont maximum à 7,0 MeV, tandis que, au voisinage de 4,1 MeV,  $\sigma_{\rm T}$  est très sensible au terme dépendant de l'isospin dans le potentiel réel du modèle optique décrivant  $\sigma_{\rm T}$  [4].

Les données mesurées à 4,1 MeV sont actuellement en cours de traitement . Les mesures de sections efficaces différentielles à 7,0 MeV ont été rapportées récemment [4,5] . Nous présentons dans le figure 1 les distributions angulaires de diffusion élastique, pour <sup>148</sup> Sm et <sup>150</sup> Sm. La figure 2 montre, pour <sup>152</sup> Sm et <sup>154</sup> Sm, la somme des sections efficaces différentielles de diffusion élastique et de diffusion inélastique par le premier niveau excité 2<sup>+</sup> . Les sections efficaces de diffusion inélastique par le premier niveau excité 2<sup>+</sup> de <sup>148</sup> Sm, <sup>150</sup> Sm et <sup>152</sup> Sm sont données dans la figure 3 . Les résultats d'un calcul d'équations couplées [6] sont présentés sur ces trois figures où sont indiquées également les valeurs du paramètre de déformation  $\beta_2$  déduites de ces calculs .

Les valeurs du paramètre de forme du potentiel nucléaire ainsi obtenues pour <sup>152</sup>Sm et <sup>154</sup>Sm sont inférieures d'environ 10% à celles trouvées en excitation coulombienne pour la distribution des charges dans le noyau [7]. Une telle différence, déjà signalée [8], pourrait être attribuée au mode d'excitation du noyau [9].

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

Collaborateur étranger Western Michigan University, USA .
 Collaborateur étranger University of Kentucky, USA .

REFERENCES

- [1] P.H. STELSON et L. GRODZINS, Nucl. Data 1A (1965) 21.
- [2] R.E. SHAMU, E.H. BERNSTEIN, D. BLONDIN, J.J. RAMIREZ et G. ROCHAU Phys. Lett. 45B (1973) 241.
- [3] Ch. LAGRANGE, Lett. Journ. de Phys. 35 (1974) 111.
- [4] R.E. SHAMU, G. HAOUAT, J. LACHKAR, Ch. LAGRANGE, M.T. MCELLISTREM,
   Y. PATIN, J. SIGAUD, F. COÇU, E. BERNSTEIN et J.J. RAMIREZ,
   3<sup>ième</sup> Conf. Nat. Sov. sur la Physique du Neutron (KIEV, Juin 1975).
- [5] M.T. MCELLISTREM, J. LACHKAR, G. HAOUAT, Ch. LAGRANGE, Y. PATIN, R.E. SHAMU, J. SIGAUD et F. COÇU, Bull. Am. Phys. Soc. 20 (1975) 174.
- [6] Ch. LAGRANGE, Cecompte rendu Partie C.
- [7] K.A. ERLO et al., Phys. Rev. Lett. 29 (1972) 1010.
   J.X. SALADIN, Bull. Am. Phys. Soc. 19 (1974) 493.
- [8] A.H. SHAW et J.S. GREENBERG, Phys. Rev. C10 (1974) 263.
- [9] V.A. MADSEN, V.R. BRCWN et J.D. ANDERSON, Phys. Rev. Lett. 34 (1975) 1398.



## B-I-2-FIGURE 1

Distributions angulaires de diffusion élastique pour  $^{148}$ sm et  $^{150}$ sm à l'énergie des neutrons incidents de 7,0 MeV. Les courbes sont le résultat de calculs d'équations couplées pour les valeurs de  $\beta_2$  données dans la figure.

- 21 -



B-1-2-FIGURE 2

Distributions angulaires pour la somme des sections efficaces élastique et inélastique (premise état excité 2<sup>+</sup>) pour  $152 \,\mathrm{Sm}$  et  $154 \,\mathrm{Sm}$  à l'énergie des neutrons incidents de 7,0 MeV. Les tracés continus représentent les sections efficaces calculées de diffusion élastique plus inélastique (2<sup>+</sup>) pour les valeurs de  $\beta_2$  données dans la figure.

- 22 -



B-I-2-FIGURE\_3

Distributions angulaires de diffusion inélastique par le premier niveau excité 2<sup>+</sup> de  $^{148}$ Sm,  $^{150}$ Sm et  $^{152}$ Sm . Les courbes sont le résultat d'un calcul d'équations couplées pour les valeurs de  $\beta_2$  données dans la figure .

- 23 -

## B-I-3-Diffusion élastique et inélastique des neutrons rapides par les isotopes pairs de Se .

Nous avons entrepris l'étude de la diffusion des neutrons rapides par les isotopes pairs de Se (<sup>76</sup>Se, <sup>78</sup>Se, <sup>80</sup>Se, <sup>82</sup>Se). Le but de ce travail était d'observer les effets du couplage de la voie de diffusion élastique à celle de la diffusion inélastique par le premier niveau excité 2<sup>+</sup>. L'intensité de ce couplage étant proportionnelle, en première approximation, au carré du paramètre de déformation dynamique  $\beta_2$ , le choix des isotopes de Se permet une bonne analyse de ce phénomène. En effet, les expériences d'excitation coulombienne [1] ont montré une forte variation du paramètre  $\beta_2$  entre <sup>76</sup>Se ( $\beta_2 = 0,28$ ) et <sup>82</sup>Se ( $\beta_2 = 0,175$ ). Une telle variation entraîne ainsi une différence de plus d'un facteur 2 sur les effets à étudier.

Par ailleurs, la variation du paramètre d'asymétrie,  $\zeta = \frac{N-Z}{A}$ , est grande pour les isotopes étudiés,  $[\zeta ({}^{86}Se) - \zeta ({}^{76}Se) = 0,065]$ et elle permet de préciser la dépendance du potentiel de diffusion avec le spin isotopique.

Les mesures ont été faites lans la gamme d'énergie des neutrons incidents comprise entre 6 et 10 MeV. A ces énergies, la contribution du mécanisme de noyau composé est faible dans le cas de la diffusion élastique et négligeable dans le cas de la diffusion inélastique par le premier niveau excité.

Nous avons mesuré les sections efficaces de diffusion élastique et inélastique des neutrons par  $^{76}$ Se,  $^{78}$ Se,  $^{80}$ Se,  $^{82}$ Se à l'énergie des neutrons incidents de 8 MeV et par  $^{76}$ Se et  $^{82}$ Se aux énergies incidentes de 6 et 10 MeV. La distribution angulaire a été établie sur 16 ou 24 points de mesures entre 20 et 150°. La dispersion en énergie des neutrons était de 180 keV à 6 et 10 MeV et de 300 keV à 8 MeV. Ces valeurs étaient suffisamment faibles pour permettre une bonne séparation des groupes de neutrons de diffusion élastique et de diffusion inélastique par le premier niveau d'excitation. Les données expérimentales ont été présentées et commentées dans la réf. [2]. L'examen de ces données montre que, aux trois énergies incidentes, la diffusion élastique aux grands angles croît avec 1e nombre de neutrons du noyau diffuseur.

- 24 -

En outre, les sections efficaces différentielles de diffusion inélastique par le premier niveau excité de chaque isotope ont sensiblement la même valeur pour <sup>76</sup>Se et <sup>82</sup>Se à l'énergie de 6 MeV et sont très voisines pour les quatre isotopes à 8 MeV. A titre d'illustration nous présentons dans les figures 1 et 2 l'ensemble des données relatives aux énergies incidentes de 6 et 8 MeV.

L'interprétation de ces résultats expérimentaux a été faite en utilisant successivement deux descriptions disférentes de la diffusion neutron-noyau : celle du modèle optique et la théorie des voies couplées Dans le cadre de ces deux formalismes nous avons procédé à la paramétrisation des potentiels qui décrivent au mieux la diffusion élastique pour le premier, les diffusions élastique et inélastique pour le second . Les paramètres déduits de ces deux analyses sont rassemblés dans le tableau l .

Les effets observés dans la diffusion élastique ont été attribués à la présence de termes dépendant de l'isospin dans les potentiels réels et imaginaires . L'amplitude du premier de ces deux termes, trouvée à l'aide du modèle optique, est beaucoup plus faible que celle adoptée à partir des données de diffusion des protons [3] et que celle déduite de l'analyse utilisant la méthode des voies couplées . Cette dernière analyse a permis, en outre, de décrire convenablement la diffusion inélastique par le premier niveau 2<sup>+</sup>; la constance des sections efficaces de diffusion inélastique d'un isotope à l'autre est expliquée par la compensation de deux effets dûs, le premier, à la dépendance du potentiel d'absorption avec l'isospin et, le second, à la variation de  $\beta_2$  avec le nombre de neutrons .

Cette étude tend à prouver que, dans le cas des neutrons en particulier, le fort couplage des voies de diffusion élastique et inélastique doit être explicitement pris en compte et que l'indétermination du produit W.B<sub>2</sub> souligné précédemment [4] peut être levée par la description simultanée de la diffusion élastique et de la diffusion inélastique [5].

(G. HAOUAT, J. LACHKAR, M.T. MCELLISTREM, Y. PATIN, J. SIGAUD, F. COÇU)

\*Collaborateur étranger University of Kentucky, USA.

- 25 -

- [1] J. BARRETTE, M. BARRETTE, G. LAMOUREUX, S. MONARO et S. MARZIKA, Nucl. Phys. A235 154 (1974) .
- [2] J. LACHKAR, G. HAOUAT, M.T. MCELLISTREM, Y. PATIN, J. SIGAUD et F. COÇU Proc. Conf. Nuclear Cross Sections and Technology, Washington (Mars 1975) et 3<sup>ième</sup> Conf. Nat. Sov. sur la Physique du Neutron (KIEV, Juin 1975).
- [3] F.D. BECCHETTI et G.W. GREENLEES, Phys. Rev. 182, 1190 (1969) .
- [4] Ch. LAGRANGE, Lett. Jour. de Phys. 35 11 (1974).
- [5] G. HAOUAT, J. LACHKAR, M.T. MCELLISTREM, Y. FATIN, J. SIGAUD et F. COÇU, soumis pour publication dans Physical Review.

## LEGENDE DES FIGURES

- Fig. 1 Sections efficaces différentielles de diffusion élastique et inélastique pour <sup>76</sup>Se et <sup>82</sup>Se à l'énergie des neutrons incidents de 6 MeV. Les courbes sont déduites des calculs en équations couplées en supposant pour <sup>76</sup>Se  $\beta_2 = 0,27$ , pour <sup>82</sup>Se  $\beta_2 = 0,19$  (courbes en trait plein) et  $\beta_2 = 0,21$  pour <sup>82</sup>Se (courbe en pointillés).
- Fig. 2 Sections efficaces différentielles de diffusion élastique et inérastique pour les quatre isotopes pairs de Se à l'énergie des neutrons incidents de 8 MeV. Les courbes en pointillés sont les résultats des calculs à partir du modèle optique. Les courbes en trait plein sont déduites des calculs en équations couplées en supposant pour <sup>76</sup>Se  $\beta_2 = 0,27$ , pour <sup>78</sup>Se  $\beta_2 = 0,25$ , pour <sup>80</sup>Se  $\beta_2 = 0,23$  et pour <sup>82</sup>Se  $\beta_2 = 0,19$ . La courbe en trait mixte correspond à  $\beta_2 = 0,21$  pour <sup>82</sup>Se.

#### LEGENDE DU TABLEAU 1

Paramètres des potentiels utilisés dans cette étude . Les paramètres adoptés sans ajustement sont identifiés par (a), ceux qui ont été optimisés sont identifiés par (0) .





- 27 -



# Se + n $E_n = 8$ MeV

B-1-3-FIGURE 2

1

ł

Forme du potentiel : Potentiel réel : potentiel de Woods-Saxon .

Potentiel imaginaire de surface et potentiel spin-orbite : dérivée d'un potentiel de Woods-Saxon .

Potentiel imaginaire de volume : potentiel de Woods-Saxon . L'indice s désigne les termes d'absorption de surface, o ceux de volume et Ls ceux de couplage spin-orbite .

		Modèle optique		Equations co (terme de co	Equations couplées (terme de couplage complexe)	
Rayon		$R = R_g = R_V = R f s = R_O A^{1/3} (fm)$ .				
	R <sub>0</sub> (fm)	1.25	a	1.25	8	
Diffusivité	a (fm) a <sub>s</sub> (fm) a <sub>l</sub> s (fm) a <sub>v</sub> (fm)	0.67 0.60 = a = a (10 MeV)	(a) (c) (a) (a)	0.62 0.56 = a = a <sup>e</sup> (10 MeV)	(c) (c) (a) (a)	
Profondeur du potentiel réel		$v = v_0 - \alpha E - \zeta V_1$				
	V <sub>O</sub> (MeV) a V, (MeV)	49.0 ± 1.0 + 0.02 0.32 - 0.05 9.3 ± 1.8	(o) (o)	52 0.35 20	(o) (o)	
Profondeur des potentiels d'absorption			W <sub>s</sub> = W <sub>o</sub> +	α <sub>s</sub> E - ζW <sub>1</sub> et W <sub>V</sub>		
	W <sub>0</sub> (MeV) W <sup>3</sup> (MeV) W <sup>1</sup> /W <sub>0</sub> W <sub>V</sub>	13.7 0.02 ≥ 0 43.2 3.2 0.95 (10 MeV)	(o) (o) (o) (o) (o)	9 0.25 38.2 4.2 1.2 (10 MeV)	(0) (0) (0) (0) (0)	
Profondeur du potentie	l spin-orbite V <sub>ls</sub> (MeV)	6.0	(a)	6.0	(a)	

1 29 1

B-I-4-Etude des réactions (n,n'y) sur les isotopes pairs de Se .

1000 as

Les niveaux d'énergie et les schémas de désexcitation de  $^{76}$  Se,  $^{78}$  Se et  $^{82}$ Se ont été étudiés en mesurant la section efficace différentielle de la réaction (n,n' $\gamma$ ).

Ces isotopes ont un nombre de neutrons compris entre 42 et 48, aussi l'étude comparée de leur schéma de niveaux permet d'apprécier les variations de leur déformabilité au voisinage de la saturation de la couche g 9/2 à N = 50. Cette étude complète ainsi celle de la diffusion des neutrons par les isotopes de Se présentée ailleurs dans ce compte rendu [1].

Nous avons mesuré la fonction d'excitation à 55° des rayonnements  $\gamma$  émis après diffusion inélastique des neutrons d'énergie comprise entre 2,0 et 4,1 MeV. Les mesures ont été faites à 11 énergies de neutrons incidents. Le pas en énergie adopté (200 keV) correspondait à la dispersion totale du faisceau de neutrons ; il était suffisant pour lever toute ambiguité sur l'attribution des niveaux identifiés dans cette expérience.

Nous avons complété cette étude en mesurant la distribution angulaire des transitions  $\gamma$  les plus alimentées à l'énergie des neutrons de 3,0 MeV. Ces distributions angulaires ont été mesurées à 7 angles variant entre 20 et 130°. Dans ces expériences les neutrons incidents étaient produits à l'aide de la réaction T(p,n)<sup>3</sup>He en bombardant une cible gazeuse de tritium avec un faisceau de protons. Les neutrons étaient diffusés par un échantillon de sélénium placé à 0° du faisceau incident et à 6,65 cm du centre de la cible. Les photons émis après diffusion inélastique étaient détectés par un spectromètre  $\gamma$  anticompton composé d'une diode Ge(Li) coaxiale, cylindrique de 100 cm<sup>3</sup>, entouré d'un scintillateur Na I (T1) [2]. Pour réduire le bruit de fond dû aux neutrons diffusés et aux rayonnements  $\gamma$  parasites une méthode de chronométrie était utilisée.

Des schémas de niveaux ont été établis pour les quatre isotopes jusqu'à l'énergie d'excitation de 3,7 MeV environ . Ceux~ci complètent ceux déduits de la désintégration  $\beta$  des isotopes de As ou de Br [3] st des mesures d'excitation coulombienne [4] . De nombreux niveaux ont été identifiés pour tous les isotopes, ils sont repérés pour <sup>76</sup>Se et <sup>82</sup>Se par exemple, par un astérisque dans les figures 1 et 2. Leur mode de désintégration est précisé par la détermination des rapports de branchements.

L'interprétation théorique des données expérimentales est basée sur le formalisme de Hauser et Feshbach . Elle permet d'attribuer le spin et la parité de chaque nouveau niveau identifié dans cette étude, ainsi que le rapport de multipolarité des principales transitions observées .

L'analyse des schémas de niveaux ainsi obtenus permet de souligner certaines caractéristiques communes à tous les isotopes étudiés.

En premier lieu on peut remarquer que la position du premier niveau excité  $2^+$  n'est pas notablement influencée par le remplissage de la couche de neutrons l g 7/2 puisque la différence d'énergie entre les niveaux n'est au maximum que de 107 keV entre <sup>76</sup>Se et <sup>82</sup>Se . En outre, on peut interpréter les quatre premiers niveaux excités de chaque isotope par des excitations à l et à 2 phonons, bien séparées des niveaux d'énergie supérieure . Au-delà des énergies d'excitation à 2 phonons, les schémas de niveaux des divers isotopes ne semblent pas présenter les mêmes analogies qu'à plus basse énergie . On peut ainsi penser que ces niveaux ne correspondent pas à des excitations simples . Les travaux de HOLZWARTH et LIE [5] relatifs au <sup>78</sup>Se ont tenté de les interpréter dans le cadre du modèle vibrationnel anharmonique .

(J. SIGAUD, M.T. Mcellistrem, G. HAOUAT, J.LACHKAR, B. PEYAUD, Y. PATIN)

Collaborateur étranger University of Kentucky, USA.
Stagiaire militaire

#### REFERENCES

[1] - Cf. Ce compte rendu, Partie B-I-3.

[2] - J. LACHKAR, J. SIGAUD, Y. PATIN et G. HAOUAT, Nucl. Sci. Eng. 55 (1974) 168.

- 31 -
- [3] D.K. Mc MILLAN et B.D. PATE, Nucl. Phys. A174 (1971) 604 .
  G. FUNEL et C. YTHIER, Compt. Rend. B272 (1971) 158 .
  D.K. Mc MILLAN et B.D. PATE, Nucl. Phys. A140 (1970) 529 .
  J. LEHMAN, M. VANUFFELEN et J. VERVIER, J. Physique 33 (1972) 465 .
  P.F. HINRICHSEN, G. KENNEDY et T. PARADELLIS, Nucl. Phys. A212 (1973) 365 .
  D.K. Mc MILLAN et B.D. PATE, Nucl. Phys. A174 (1971) 593 .
  J. VAN KLINKEN, L.M. TAFF, H.T. DIJKSTRA, A.H. DE HAAN, M. HANSON, B.K.S. KOENE, J.W. MARING, J.J. SCHURMAN et F.B. YANO, Nucl. Phys. A157 (1970) 385 .
  D.C. CAMP et D.C. FOSTER, Nucl. Phys. A177 (1971) 401 .
- [4] J. BARETTE, M. BARETTE, G. LAMOUREUX, S. MONARO et S. MARZIKA, Nucl. Phys. A235 (1974) 154.
- [5] G. HOLZWARTH et S.G. LIE, Z. Phys. 249 (1972) 332.

1



# B-I-4-FIGURE 1

Schéma de niveaux proposés pour <sup>76</sup>Se. Les niveaux marqués d'un astérisque ont, au moins, une caractéristique déterminée par ces mesures .

- 33 -



## B-I-4-FIGURE 2

Schéma de niveaux proposés pour <sup>82</sup>Se . Les niveaux marqués d'un astérisque ont, au moins, une caractéristique déterminée par ces mesures .

- 34 -

### B-I-5-Diffusion de neutrons par les isotopes pairs de Nd.

La plupart des informations expérimentales sur la déformation, nucléaire, actuellement disponibles, a été obtenue à l'aide de techniques qui sont sensibles à la distribution des charges dans le noyau, comme l'excitation coulombienne . Cependant, des mesures de diffusion récentes [1,2], où l'on utilisait des particules chargées, protons et particules a, d'énergies supérieures à la barrière coulombienne, ont permis d'avoir une information détaillée sur la déformation nucléaire. Ces mesures déterminent la forme du potentiel nucléaire, c'est-à-dire essentiellement la forme de la distribution des neutrons et protons . Elles tendent à prouver qu'il existe une différence systématique entre le paramètre de forme du potentiel nucléaire et le paramètre de forme de la distribution des charges [1,2]. Sur la base de telles conclusions Madsen et al. [3] ont suggéré que le paramètre de déformation  $\beta$  pourrait dépendre du mode d'excitation. Il nous est paru intéressant de comparer les valeurs de  $\beta$  déduites des études de diffusion élastique et inélastique de neutrons à celles trouvées par excitation coulombienne . En effet, les neutrons sont des projectiles intéréssants car, à la différence des particules chargées, ils sont sensibles uniquement au potentiel nucléaire ; de ce fait les effets de la déformation sont plus importants dans la diffusion des neutrons que dans la diffusion des protons [4] .

- 35 - INT

Nous avons entrepris l'étude de la diffusion des neutrons rapides par les isotopes pairs de Nd (<sup>142,144,146,148,150</sup>Nd). Ces noyaux conviennent particulièrement aux études de la déformation car le paramètre de déformation quadrupolaire  $\beta_2$  varie de 0,097, pour le noyau <sup>142</sup>Nd, qui a une couche fermée en neutrons avec N = 82, à 0,261 pour le noyau déformé <sup>150</sup>Nd [5].( $\beta_2$  est donné avec r<sub>0</sub> = 1,24 fm) En outre, cette étude complète des travaux précédents, effectués dans ce laboratoire, sur les isotopes pairs de Sm et sur <sup>146</sup>Nd [6]. Les mesures ont été faites aux énergies de neutrons incidents de 4,1 et 7,0 MeV. Le choix de ces énergies s'appuie sur une étude récente des sections efficaces totales de ces corps, entre 0,75 et 14,5 MeV, entreprise à Western Michigan University [7]. Les effets de la déformation sur  $\sigma_T$  sont les plus marqués aux environs de 7 MeV, alors que, autour de 4,1 MeV,  $\sigma_T$  est très sensible au terme dépendant de l'isospin dans le potentiel réel du modèle optique décrivant  $\sigma_T$  [8]. A l'énergie des neutrons incidents de 4,1 MeV, la dispersion en énergie des neutrons était de JOO keV. Les distributions angulaires ont été établies sur J9 points de mesure entre 20° et J60°. Les données mesurées sont actuellement en cours de traitement.

A l'énergie de 7 MeV, la dispersion en énergie des neutrons était de 130 keV . Les distributions angulaires comprennent 29 points de mesure entre 20° et 160° . Sur la figure l sont présentées les données de diffusion élastique, à 7,0 MeV, pour 142, 144, 146, 148 Nd . Pour <sup>150</sup>Nd la dispersion en énergie de 130 keV rend difficile la séparation du groupe de neutrons de diffusion élastique de celui dc diffusion inélastique par le premier niveau excité 2<sup>+</sup> à 132 keV . Nous présentons dans la figure 3 la somme des sections efficaces différentielles de diffusion élastique et inélastique (premier niveau 2<sup>+</sup>) pour <sup>150</sup>Nd à 7,0 MeV . Les sections efficaces de diffusion inélastique, à 7,0 MeV, par le premier niveau excité 2<sup>+</sup> des isotopes <sup>142</sup>, 144, 146, 148<sub>Nd</sub> sont données dans la figure 3 .

Les résultats préliminaires d'un calcul en équations couplées effectué par l'un des auteurs [9] sont également présentés sur les figures 1, 2 et 3 sous forme de tracés. Les paramètres de déformation  $\beta_2$  déduits de ces calculs pour les cinq isotopes sont comparés dans le tableau 1 à ceux obtenus par excitation coulombienne et rassemblés par STELSON et al. [5].

> (G. HAJUAT, J. LACHKAR, R.E. SHAMU, M.T. McELLISTREM, J. SIGAUJ, Y. PATIN, F. COÇU, Ch. LAGRANGE)

\*Collaborateur étranger Western Michigan University USA
 \*\*Collaborateur étranger University of Kentucky USA

- 36 -

### REFERENCES

- [1] D.L. HENDRIE, Phys. Rev. Lett. 31 (1973) 478.
- [2] J.X. SALADIN, Bull. Am. Phys. Soc. 19 (1974) 493 .
- [3] V.A. MADSEN, V.R. BROWN et J.D. ANDERSON, Phys. Rev. Lett. 34 (1975) 1398.
- [4] T. TAMURA, Rev. Mod. Phys. 37 (1965) 679.
- [5] P.H. STELSON et L. GRODZINS, Nucl. Data 1A (1965) 21.
- [6] Ce compte rendu, Partie B-I-2.
- [7] R.E. SHAMU, Communication privée.
- [8] R.E. SHAMU, Ch. LAGRANGE, E.M. BERSTEIN, J.J. RAMIREZ, T. TAMURA et C.Y. WONG, à paraître
- [9] Ch. LAGRANGE, ce compte rendu, Partie C.



# B-I-5-FIGURE 1

Sections efficaces différentielles de diffusion élastique pour <sup>142</sup>Nd, <sup>144</sup>Nd, <sup>146</sup>Nd et <sup>148</sup>Nd à l'énergie des neutrons incidents de 7,0 MeV. Les courbes sont le résultat d'un calcul en équations couplées. La valeur du paramètre de déformation  $\beta_2$ , utilisée pour chaque corps est indiquée sur la figure.



B-I-5-FIGURE 2

Distribution angulaire de la somme des sections efficaces différentielles élastique et inélastique (premier état excité 2 à 132 keV) pour 150Nd à l'énergie des neutrons incidents de 7,0 MeV. Les courbes sont le résultat d'un calcul en équations couplées. Le tracé continu représente la somme des contributions élastique (0<sup>°</sup>) et inélastique (2<sup>°</sup>). Le tracé en tirés est la distribution angulaire élastique (0<sup>°</sup>). Le tracé en pointillé est la distribution angulaire inélastique correspondant au premier niveau excité 2<sup>°</sup>. La valeur du paramètre de déformation utilisée est  $\beta_2 = 0,22$ .



## B-1-5-FIGURE 3

Sections efficaces différentielles de diffusion élastique, à l'énergie des neutrons incidents de 7,0 MeV, pour le premier niveau excité 2<sup>+</sup> de <sup>142</sup>Nd (1,570 keV), <sup>144</sup>Nd (695 keV), <sup>146</sup>Nd (453 keV) et <sup>148</sup>Nd (300 keV). Les courbes sont le résultat d'un calcul en équations couplées. Les valeurs de  $\beta_2$  sont indiquées sur la figure.

- 40 -

Isotope	β <sub>2</sub> (diffusion de neutrons)	β <sub>2</sub> (excitation coulombienne)		
142 <sub>Nd</sub>	0,10	0,097		
144 <sub>Nd</sub>	0,12	0,104		
146 <sub>Nd</sub>	0,16	0,151		
148 <sub>Nd</sub>	0,17	0,184		
150 <sub>Nd</sub>	0,22	0,261		

## B-1-5-TABLEAU ]

Comparaison des paramètres de déformation  $\beta_2$  obtenus en diffusion de neutrons dans ce travail et en excitation coulombienne, [5] pour <sup>142</sup>Nd, <sup>144</sup>Nd, <sup>146</sup>Nd, <sup>148</sup>Nd et <sup>150</sup>Nd . La précision sur les valeurs de  $\beta_2$  est estimée à ± 0,01 .

51,15

### B-I-6-Sections efficaces différentielles et totale de la réaction

<sup>12</sup>C(n,n'3 α) à 14,2 MeV.

La mesure des sections efficaces différentielles de la réaction  ${}^{12}C(n,n'3 \alpha)$  a été effectuée pour une énergie de neutrons incidents de 14,2 MeV et pour quatre angles de détection des neutrons émergents  $\theta_n = 10$ , 30, 80 et 120°. La méthode utilisée est celle du scintillateur diffuseur. Un enregistrement biparamétrique des informations relatives à l'énergie des particules produites et détectées dans le scintillateur diffuseur et du temps de vol des neutrons associés à ces évènements a permis une meilleure estimation du bruit de fond (Fig. 1).

Pour la réaction étudiée  ${}^{12}C(n,n'3 \alpha)$  une valeur de la section efficace totale a été déduite de la distribution angulaire, cette valeur de 202,2 mb a été comparée aux résultats précédemment publiés et rassemblés dans les références [1,2]. Les différentes voies de sortie possibles pour la réaction n +  ${}^{12}C$  avec des neutrons dont l'énergie est comprise entre 8 et 14 MeV peuvent être classées en deux catégories. L'une conduit à l'état final n' + 3  $\alpha$ , l'autre conduit à un état final à 2 corps et qui se compose principalement des trois réactions suivantes :

$12_{C(n,n)} 12_{C}$	Q = 0 MeV
$^{12}C(n,n')^{12}C$	Q = - 4,439 MeV
$12_{C(n,\alpha_0)}^{9}Be$	Q = -5,704  MeV

Si l'on additionne les sections efficaces partielles de ces différentes réactions nous devons obtenir aux incertitudes près, la section efficace totale. Les résultats obtenus par comparaison de cette section efficace totale avec les mesures faites par HAOUAT et al. [1] sur les diffusions élastique et inélastique (Q = - 4,439 MeV) permettent de retrouver  $\sigma_{T}(n,n'3 \alpha)$  en accord avec la valeur que nous proposons ici .

- 42 -

A la lumière de nos résultats il semble que la voie  $\alpha$  est alimentée en grande partie selon un processus séquentiel du type  $n + {}^{12}C^* \rightarrow n' + {}^{12}C$  où  ${}^{12}C$  se scinde en trois particules  $\alpha$ . Ce processus passe par les états excités de  ${}^{12}C$  d'énergie d'excitation supérieure à 7,66 MeV. Les résultats expérimentaux sont présentés sur la figure 2 dans le cas où le détecteur de neutrons est placé à 1,57 m, dans la direction  $\theta_n = -30^\circ$ . Le spectre présente dans la partie haute énergie un pic très prononcé qui peutêtre reproduit par une gaussienne de 1 MeV de largeur à mi-hauteur.

(F. COÇU, G. HAOUAT, J. LACHKAR, J. SIGAUD, Y. PATIN, G. DALBERA,
C. HUMEAU, S. SEGUIN, J.P. LOCHARD, M. JOLIBOIS)

#### REFERENCES

- [1] G. HAOUAT, J. LACHKAR, J. SIGAUD, Y. PATIN, F. COÇU, Rapport CEA-R-4641.
- [2] J. LACHKAR, F. COÇU, G. HAOUAT, P. LE FLOCH, Y. PATIN, J. SIGAUD, paru dans NEANDC (E) 168 "L" - INDC (FR)-7/L (1975) .





### B-I-6-FIGURE 1

Enregistrement biparamétrique des informations pour  $\theta_n = 30^\circ$  et une distance de détection des neutrons de 1,57 m . En abscisse et en ordonnée sont portées respectivement les impulsions relatives au temps de vol des neutrons et à l'énergie libérée, pour les protons, les particules  $\alpha$  et les  $12^\circ$ C de recul dans le scintillateur diffuseur .

- 44 -



B-I-6-FIGURE 2

Résultats expérimentaux pour  $\theta_n = 30^\circ$  et pour une distance de détection du neutron de 1,57 m. En abscisse est porté le temps de vol des neutrons exprimé en canaux et la valeur correspondante de leur énergie. L'axe des ordonnées représente le nombre de neutrons en coîncidence avec les particules  $\alpha$  de la réaction (n,n'3  $\alpha$ ).

- 45 -

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

Une détermination précise des flux de neutrons dans la gamme d'énergie 0,1-14 MeV correspond à des besoins internes et externes au Service . Si cette connaissance est indispensable aux mesures de sections efficaces de fission, elle est aussi nécessaire à la plupart des autres mesures . D'autre part, en dehors de ses besoins propres, le Service assure des prestations telles que : irradiations, étalonnages de détecteurs de neutrons qui nécessitent de bien connaître les flux de neutrons .

C'est un problème qui préoccupe d'ailleurs la plupart des laboratoires travaillant avec des neutrons et pour répondre à ce besoin, des comparaisons de flux de neutrons organisée par le BIPM<sup>®</sup> ont été entreprises entre plusieurs de ces laboratoires. Celles-ci sont très délicates car il est en effet difficile de retrouver des conditions expérimentales identiques (cible, faisceau, salle d'expérience, etc ...) d'un laboratoire à un autre .

En raison de ces difficultés, nous avons limité notre action à des mesures d'intercomparaison avec les détecteurs utilisés dans le Service, c'est-à-dire un scintillateur liquide, un long compteur directionnel réalisé et étalonné à Cadarache [1], un télescope mis au point dans le Service [2]. Parallèlement nous avons entrepris la mise au point d'une méthode permettant d'obtenir l'efficacité absolue d'un détecteur de neutrons (voir-ci-dessous).

B-II-1-1-Détermination de l'efficacité absolue d'un détecteur de neutrons par la méthode de la particule associée.

C'est une méthode bien connue dans le cas des neutrons d'énergie voisine de 14 MeV produits par la réaction  $T(d,n)^4$ He. Son utilisation avec la réaction  $D(d,n)^3$ He a été, jusqu'à maintenant, beaucoup plus limitée par suite des difficultés rencontrées (importance de la diffusion des deutons sur le support épais de la cible) et l'énergie des neutrons était toujours voisine de 2,5 MeV. Cette méthode a aussi été utilisée avec la réaction  $T(p,n)^3$ He pour des neutrons d'énergie comprise entre 0,5 et 2 MeV mais avec des dispositifs assez complexes (déviations magnétiques ou électrostatiques).

<sup>\*</sup>Bureau International des Poids et Mesures

a)-Méthode de la particule associée avec la réaction  $D(d,n)^3$ He .

Cette méthode a pu être développée avec la réaction D(d,n)<sup>3</sup>He depuis que des cibles de polyéthylène deutéré sur support mince de carbone sont réalisées dans le Service . La faible valeur du numéro atomique du support et sa faible épaisseur permettent de réduire considérablement la diffusion des deutons incidents sur ce dernier . D'autre part, la détection de la particule <sup>3</sup>He peut se faire vers l'avant, donc avec une plus grande énergie . L'utilisation d'un détecteur semi-conducteur  $\Delta E$  permet en outre de bien discriminer les particules <sup>3</sup>He des autres particules .

Des essais ont été effectués avec l'accélérateur Van de Graaff 4 MeV. La figure l représente le spectre d'amplitude obtenu avec des deutons incidents de 3,5 MeV, le détecteur semiconducteur étant placé à un angle de 28° par rapport au faisceau incident.

L'efficacité absolue d'un scintillateur liquide NE 213 de 10 cm x 5 cm a été déterminée par cette méthode avec des neutrons de 2,67 MeV. Les conditions expérimentales utilisées pour cette mesure sont résumées dans le Tableau 1. L'efficacité obtenue pour ce détecteur est ensuite comparée (Tableau 2), d'une part à l'efficacité calculée par Monte Carlo et d'autre part à l'efficacité expérimentale déterminée en prenant le long compteur comme référence.

#### - 47 -

B-II-I-TABLEAU 1

Cible : polyéthylène deutéré de	$214 \ \mu g/cm^2 \ sur \ 7 \ \mu g/cm^2 \ de \ carbone$	
Energie des deutons incidents Angle de détection des <sup>3</sup> He Angle de détection des neutrons Energie des neutrons associés	: 3,5 MeV : 26°25 : 107°50 : 2,67 MeV	

Conditions experimentales

B-II-I-TABLEAU 2

Efficacité calculée (code Monte Carlo)	0,4225
Efficacité expérimentale avec le long compteur comme référence	0,423
Efficacité obtenue (Méthode de la particule associée)	0,426*

Efficacité d'un Scintillateur NE 213 de 10 cm x 5 cm

\*Valeur obtenue avec une incertitude inférieure à 1% .



### B-II-I-FIGURE |

Spectre d'amplitude obtenu avec des deutons incidents de 3,5 MeV, le détecteur semi-conducteur étant placé à un angle de 28° par rapport au faisceau incident.

Des mesures qui seront faites par la suite auprès de l'accélérateur Tandem devraient nous permettre de déterminer l'efficacité de détecteurs avec des neutrons d'énergie comprise entre 2 et 8 MeV.

b)-Méthode de la particule associée avec la réaction  $T(p,n)^3$ He .

Cette réaction permet de faire des mesures avec des neutrons d'énergie comprise entre 0,5 et 2 MeV . Nous pensons utiliser la même technique avec des cibles de titane tritié autoportées de 200  $\mu$ g/cm<sup>2</sup>, également réalisées dans le Service .

Il existe un inconvénient à cette méthode de la particule associée, car elle n'est possible qu'avec un très faible courant de particules incidentes tombant sur la cible, donc un faible taux de comptage pour les particules <sup>3</sup>He (de l'ordre de 5 évènements par seconde avec la réaction  $D(d,n)^{3}He$ ). Ceci limite son emploi avec des détecteurs ayant une grande efficacité tels que : le scintillateur hydrogéné classique ou le détecteur noir [3].

### B-II-1-2-Mesures d'intercomparaison de détecteurs.

Celles-ci ont débuté par l'intercomparaison de deux détecteurs préalablement étalonnés : le long compteur directionnel et le télescope .

L'efficacité du long compteur, donnée avec une précision de 2% entre 0,01 et 1 MeV et inférieure à 5% entre 1 et 3 MeV, est remise en cause par les mesures de comparaison de flux de neutrons entre laboratoires. D'où l'intérêt de le comparer au télescope dont l'efficacité a été calculée entre 1 et 14 MeV et vérifiée expérimentalement à 2,5 et 14,1 MeV par la méthode de la particule associée. L'incertitude retenue pour son efficacité est de 3%.

Les mosures ont été faites avec la réaction D(d,n)<sup>3</sup>He en utilisant une cible gazenne. Les détecteurs étaient placés dans deux directions correspondence à deux angles symétriques dans le système du centre de marger. Par suite de la symétrie de la réaction, le rapport des flux de neutrons sur les deux détecteurs est ainsi rigoureusement connu.

Les conditions expérimentales résumées dans le tableau 3, permettaient de contrôler l'efficacité du long compteur à 1,94 et 2,8 MeV tout en utilisant le télescope dans une gamme d'énergie où son emploi n'offre pas de difficultés .

Les résultats présentés dans le Tableau 4, ont été obtenus en faisant chaque fois deux mesures : l'une avec et l'autre sans deutérium dans la cible, pour une même charge reçue sur la cible . En effet, contrairement à la réaction  $T(p,n)^3$ He pour laquelle la production de neutrons parasites est faible, celle-ci est importante dans le cas de la réaction  $D(d,n)^3$ He . Ce fond représente une correction de l'ordre de 1% pour le télescope et d'environ 25% pour le long compteur (à comparer à 0,2% lorsque le long compteur est utilisé avec la réaction  $T(p,n)^3$ He).

Les écarts importants enregistrés d'une mesure à l'autre pour les mêmes conditions expérimentales ne permettent pas de conclure mais ils font ressortir les difficultés de ces mesures de comparaison avec le long compteur qui n'offre aucune possibilité de discrimination (ni par l'énergie, ni par le temps).

- 51 -

B-II-1-TABLEAU 3

\*

 Accélérat	ceur utilisé	Van de Graaff 4 MeV				
Cible uti	lisée	Cible gazeuse de deutérium - fenêtre d'Havar de 2 µ d'épaisseur - parois et fond doublés de tantale - longueur de i cm - deutérium à la pression de 2 atmosphères				
Energie o	les deutons incidents	3 MeV				
Energie n	moyenne des deutons	2,77 MeV				
 Lo	ong compteur	Télescope				
ler cas	$\theta = 100^{\circ}$ E <sub>n</sub> = 2,8 MeV	$\theta$ = 48°26 E <sub>n</sub> = 4,87 MeV				
 2ème c <b>as</b>	θ = 136°8 E <sub>n</sub> = 1,94 MeV	θ = 23°49 E <sub>n</sub> = 5,73 MeV				

Conditions expérimentales pour le contrôle de l'efficacité du long compteur

- 52 -

# B-II-1-TABLEAU 4

•

$\varphi_1 - \varphi_2$	ler cas	2ème cas				
	+ 2,7%	- 2,4%	- 17	- 6,7%	- 5,27	

# Résultats des mesures de flux avec le long compteur et le télescope

Cette comparaison sera reprise lorsqu'on aura réduit la production des neutrons parasites en évitant les dépôts de carbone et en améliorant la géométrie de la cible gazeuse. L'utilisation de la réaction  $T(p,n)^3$ He peut aussi être envisagée en sachant que l'emploi du élescope sera alors plus délicat.

(M. CANCE, G. GRENII J. JOLY, J.J. VOIGNIER)

### REFERENCES

- [1] J.L. LEROY, J.L. HUET et J. GENTIL, Nuclear Inst. Meth. 88 (1970) 1 .
- [2] Ce télescope est utilisé dans le laboratoire pour les mesures (n,n)(n,n') et  $(n,n'\gamma)$  par J. LACHKAR et al.

[3] - W.P. POENITZ, ANL-7915, Argonne National Laboratory (1972).

- 55 then

### B-II-2-Mesure des sections efficaces de capture radiative.

Afin de répondre de façon satisfaisante, et dans un délai relativement court, à certaines demandes de sections efficaces de capture, nous avons mis au point une méthode utilisant un scintillateur NaI (T1).

Cette méthode est basée sur la mesure directe du spectre d'énergie des rayonnements y résultant de la capture d'un neutron dans le noyau cible.

Les rayonnements  $\gamma$  provenant des réactions (n,n' $\gamma$ ) pouvant être très intenses, seule la partie supérieure du spectre est exploitable ( $E_{\gamma} > E_n$ ), les rayonnements  $\gamma$  de capture étant masqués dans la partie inférieure par les rayonnements  $\gamma$  produits par la diffusion inélastique ( $E_{\gamma} < E_n$ ).

Le spectre des rayonnements  $\gamma$  de capture peut être calculé à l'aide d'un modèle, (statistique ou semi~direct), puis ajusté à la partie supérieure du spectre expérimental, après correction de l'efficacité et de la fonction de réponse du scintillateur NaI. En sommant les rayonnements  $\gamma$  produits dans tout le domaine d'énergie  $E_{\gamma}$ , il est possible d'obtenir une mesure de la section efficace de capture.

Jusqu'à présent, la méthode du scintillateur a été principalement utilisée dans la gamme d'énergie des neutrons  $E_n = 5 - 15$  MeV, domaine d'application du modèle semi-direct. Dans ce modèle, les transitions  $\gamma$  ont lieu vers des états à l-particule et seules les sections efficaces partielles de capture correspondant aux états de basse énergie ont été mesurées. Cette methode peut être étendue aux mesures de sections efficaces totales de capture.

# Technique expérimentale .

Pour bénéficier à la fois d'une réduction du bruit de fond et d'un spectre de réponse simplifié, le scintillateur central NaI (5 x 15 cm) est associé à un cristal NaI annulaire (25,4 x 30,5 cm). Cet ensemble est utilisé simultanément en spectromètre anti-Compton (pic d'absorptior totale) et en spectromètre de paires (pic de simple échappement). De plus, la mesure de l'intervalle de temps, qui sépare l'instant de la capture des neutrons de celui de la détection des rayonnements γ, permet de rejeter une grande partie des rayonnements γ produits en dehors de l'échantillon . L'élimination du bruit de fond se fait donc successivement :

- au niveau de la protection qui entoure le détecteur (Pb,  $CO_{3}Li_{2}$ , paraffine, <sup>6</sup>LiH et W),
- au niveau du mode de détection (anti-Compton ou simple échappement),
- au niveau de l'acquisition (spectres d'énergie E conditionnés par le spectre de temps de vol) .

L'acquisition des données (spectre de temps de vol, spectre d'absorption totale, spectre de simple échappement) est réalisée à l'aide d'un ordinateur Mitra 15. Un prétraitement en ligne permet de constituer les spectres suivants :

- spectre d'absorption totale conditionné par le pic γ du spectre de temps de vol,
- spectre d'absorption totale conditionné par le bruit de fond du spectre de temps de vol,
- spectre de simple échappement conditionné par le pic  $\gamma$  du spectre de temps de vol,
- spectre de simple échappement conditionné par le bruit de fond du spectre de temps de vol,
- spectre de temps de vol conditionné par la partie du spectre d'absorption totale pour laquelle  $E_v > E_n$  (fig. 1).

Résultats préliminaires et mesures envisagées .

Les premières mesures de capture radiative ont été effectuées avec des disques (100 x 5 mm) et (60 x 1 mm) de Au, Pb et Bi aux deux énergies de neutrons :  $E_n = 1,2$  MeV et  $E_n = 3,3$  MeV. Les résultats obtenus (fig. 2) sont encourageants et devraient permettre l'emploi d'échantillous de faible épaisseur (1 mm). Des mesures de sections efficaces de capture sont en cours dans le domaine d'énergie 100 keV - 4 MeV et concernent les noyaux suivants : Au, Y, Tm, Nb, Rh, Ir, Tl, Pt, Ni et W.

( D. DRAKE, S. JOLY, 1. NILSSON, J.J. VOIGNIER, G. GRENIER, M. CANCE)

Collaborateur étranger, Los Alamos National Laboratory, New Mexico, USA.

••Collaborateur étranger, UPPSALA (Suède) .

,



## B-II-2-FIGURE 1

Spectre de temps de vol conditionné par la partie supérieure du spectre d'absorption totale .  $(E_{\gamma} > E_n) ,$ 



B-II-2-FIGURE 2

Spectre de capture et spectre de bruit de fond de la réaction Au $(n,\gamma)$  . E = 3,3 MeV . (échantillon Ø = 100 mm, épaisseur = 5 mm) .

- 59 -

### B-11-3-Mesure des sections efficaces (n,2n) et (n,3n) du seuil à 15 MeV.

V.S. N

Les mesures de sections efficaces (n,2n) et (n,3n) du seuil à 15 MeV par la méthode du gros scintillateur liquide chargé au gadolinium [1] ont été poursuivies intensivement en 1975. Elles ont concerné les noyaux  $^{45}$ Sc,  $^{51}$ V,  $^{75}$ As, ainsi que les éléments naturels Ti, Cr, Cu, Ga, Zr, Mo, Pb. Les mesures ont également porté sur les isotopes 142, 144, 146, 148 et 150 du néodyme, ainsi que sur les isotopes 148, 150, 152 et 154 de samarium, à partir d'isotopes séparés en provenance des U.S.A.

Les résultats obtenus pour les isotopes du néodyme et du samarium sont portés dans le tableau 1. Mis à part le cas de  $^{142}$ Nd, l'ensemble des sections efficaces (n,2n) mesurées pour ces isotopes est en accord satisfaisant ( $\sim$  15%) avec le calcul semi-empirique de PEARLSTEIN [2] pour les énergies en-dessous du seuil de réaction (n,3n). Cependant, les valeurs expérimentales sont systématiquement inférieures aux valeurs calculées. Au-dessus du seuil (n,3n), les sections efficaces (n,2n) calculées dans la référence [2] décroissent rapidement, tandis qu'apparaît la section efficace (n,3n). Expérimentalement , on observe au contraire que les sections efficaces (n,2n) continuent à augmenter jusqu'à environ 1,5 MeV au-dessus du seuil de la réaction (n,3n) ; dans cet intervalle d'énergie, les sections efficaces (n,3n) restent très faibles.

Le calcul de PEARLSTEIN [2] repose sur le modèle statistique d'après lequel le noyau composé formé par capture d'un neutron rapide se désexcite par émission successive de neutrons. Un neutron supplémentaire sera toujours émis si le noyau a une énergie suffisante. Le spectre de neutrons émis est alors un spectre d'évaporation.

Pour les énergies inférieures au seuil de réaction (n,3n), la différence entre les résultats expérimentaux et les prévisions de ce modèle simple peut s'interpréter de deux façons. La première consiste à admettre que, lorsque le noyau composé a émis un premier neutron, le noyau résiduel se désexcite préférentiellement par émission de rayonnement gamma quand il a une énergie légèrement supérieure à l'énergie de liaison d'un neutron.

- 60 -

Ce processus est particulièrement favorisé lorsque le noyau composé est formé dans un état de moment angulaire relativement élevé, car l'évaporation d'un premier neutron, de faible énergie, n'est pas susceptible de diminuer notablement le moment angulaire . Le noyau résiduel reste alors dans un état de spin élevé, d'où la possibilité d'une compétition neutron-gamma .

La seconde interprétation est liée à la possibilité d'un processus de pré-équilibre . Dans ce cas, l'interaction du neutron incident avec le noyau cible conduit à un état intermédiaire entre le noyau composé et l'interaction directe . Le neutron incident n'échange de l'énergie qu'avec un nombre limité de nucléons . Le spectre en énergie du premier neutron émis est alors plus dur qu'un spectre d'évaporation, ce qui limite partiellement la possibilité d'émission d'un second neutron .

Pour des énergies légèrement supérieures au seuil de réaction (n,3n) la compétition neutron-gamma et le processus de prééquilibre peuvent contribuer cette fois à favoriser la réaction (n,2n) au détriment de la réaction (n,3n), ce qui est en bon accord avec les résultats expérimentaux.

Un programme de calcul précis des sections efficaces (n,2n) et (n,3n) incluant notamment la compétition neutron-gamma et le processus de pré-équilibre, est actuellement en cours de mise au point au Service PN [3].

En 1966, CSIKAI et PETÖ [4] ont observé que les sections efficaces expérimentales de réaction (n,2n) variaient linéairement en fonction de N-Z pour une valeur du nombre de neutrons N donnée et une énergie d'excès U<sub>R</sub> = 3 MeV. Cette dernière est définie par la relation :

$$U_{R} = E_{n} - Q \quad (n, 2n)$$

où  $E_n$  est l'énergie des neutrons incidents et Q (n,2n) le seuil de réactions (n,2n). Ils en déduisirent une relation empirique :

$$\sigma (Z \pm \Delta Z, N) = \sigma (Z, N) + m (U_n) \Delta Z \qquad (1)$$

- 61 -

avec m = 231 pour  $U_R = 3$  MeV, quand les sections efficaces sont exprimées en millibarns. Cette relation a été largement utilisée par les évaluateurs pour prévoir les sections efficaces (n,2n) non mesurées [5].

L'ensemble des résultats que nous avons obtenus, en particulier sur des séries d'isotopes, ainsi que des mesures récentes de QUAIM [6] et d'autres résultats que nous avons tirés des compilations de BODY [5] et de KONDAIAH [7] nous permettent à présent de réaliser une étude plus approfondie de ce phénomène [8].

Nous avons porté sur la figure l les sections efficaces expérimentales  $\sigma(n,2n)$  en fonction de N-Z pour plusieurs isotones situés dans les régions N = 50 et N = 82 et pour plusieurs valeurs de l'énergie d'excès U<sub>p</sub>.

Pour une valeur donnée de N et pour U<sub>R</sub>  $\approx$  3 MeV, l'expression (!) prévoit une variation linéaire de  $\sigma(n,2n)$  en fonction de N-Z, avec une pente de 231 mb, indépendante de N (voir à l'extrême droite de la figure l).

L'examen des résultats expérimentaux pour  $U_R = 3$  MeV montre que si  $\sigma(n,2n)$  varie approximativement de façon linéaire en fonction de N-Z, la pente dépend beaucoup de la valeur de N et est généralement inférieure à 231 mb. Pour les autres valeurs de  $U_R$ , la variation de  $\sigma(n,2n)$  en fonction de N-Z est souvent plus irrégulière et il n'est pas possible de la représenter par une loi simple. Ainsi l'effet que CSIKAI et PETO ont observé pour  $U_R = 3$  MeV ne doit pas être généralisé car les variations de  $\sigma(n,2n)$  en fonction de N-Z pour N donné ne sont pas régulières pour d'autres valeurs de  $U_R$ . En particulier, cette observation ne peut pas servir de base pour prévoir des sections efficaces (n,2n) par des lois du type de l'expression (1).

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

Collaborateur étranger,Université de ZAGREB, Yougoslavie

### REFERENCES

- [1] J. FREHAUT, G. MOSINSKI, Rapport CEA-R-4627.
- [2] S. PEARLSTEIN, Nucl. Sci. Eng. 23 (1965) 238 .
- [3] J. JARY, L. FAUGERE (communication privée) .
- [4] J. CSIKAI, G. PETÖ, Phys. Letters 20 (1966) 52 .
- [5] Z. BODY, INDC (HUN) 10 (1973) .
- [6] S.M. QUAIM, Nucl. Phys. A 224 (1974) 319.
- [7] E. KONDAIAH, J. Phys. A 7 (1974) 1457 .
- [8] N. CINDRO, J. FREHAUT, Publication à paraître dans Phys. Letters .

$\frac{E_{n} + \Delta E_{n}}{MeV}$	<sup>238</sup> u	<sup>142</sup> Nd	<sup>144</sup> Nd	<sup>146</sup> Nd	<sup>148</sup> Nd	150 <sub>Nd</sub>	<sup>148</sup> Sm	<sup>150</sup> Sm	<sup>152</sup> Sm	<sup>154</sup> Sm
	of, mb	mb <b>5</b> (n, 2 n) , mb								
8,03 + 0,150	953			174 + 14	346 + 20	241 + 17				
8,18 + 0,150	957		145 + 14							
8,44 + 0,140	962			478 + 24	673 + 32	606 + 30			 	140 + 14
8,59 + 0,140	963		332 + 21				163 + 14	182 + 15	36 + 14	
8,94 + 0,120	964		645 <del>+</del> 31	858 + 41	1119 + 50	989 + 47	361 + 20	429 + 24	316 + 17	565 + 29
9,44 + 0,120	960		893 + 43	1150 + 54	1288 + 59	1261 + 59	679 + 34	731 + 37	641 + 31	965 <u>+</u> 46
9,93 + 0,113	952	[	1186 + 56	1365 + 65	1474 + 68	1384 + 69	1032 + 49	1131 + 57	1049 ± 49	1219 + 61
10,42 + 0,10)	948	222 + 17	1276 + 61	1469 + 70	1525 + 71	1545 + 73	1179 ± 57	1233 + 60	1221 + 58	1426 ± 68
10,91 + 0,100	952	470 + 26	1414 + 68	1639 + 80	1635 + 78	1640 + 79	1379 + 67	1408 + 69	1415 + 68	1596 + 78
11.88 + 0,090	965	978 + 66	1565 + 102	1787 + 116	1713 + 111	1817 + 118	1669 +110	1574 + 104	1614 +104	1814 + 118
12,85 + 0,080	999	1473 + 98	1727 + 120	1920 + 128	1809 + 121	1950 + 130	1732 + 116	1776 + 119	1764 + 118	1942 + 129
$13,80 \pm 0,070$	1086	$1725 \pm 118$	1727 + 121	2006 <u>+</u> 137	1906 + 134	2012 + 139	1835 + 128	1933 + 134	1902 + 132	2071 + 143
$14,28\pm0,070$	1136		1755 + 127		1804 + 133					
14,76 + 0,070	1216	2077 + 1 <del>1</del> 6 -	1850 + 137	2040 +153	1834 + 142	1774 + 138	1912 + 139	2049 +148	1985 + 143	2131 + 156
		σ (n, 3 n), mb								
12.85 + 0.080	999					10 + 2	1			
13,80 + 0,070	1086				28 + 4	51 + 5	1			
14,28 + 0,070	1136				69 + 6					
14,76 + 0,070	1216			34 + 5	143 + 11	267 + 18			10 + 4	16 + 5
						1	1			

··· - 3/\*\*\*

-----

----- T

### B-II-3-TABLEAU 1

Valeurs expérimentales des sections efficaces (n,2n) et (n,3n) des isotopes pairs du néodyme et du samarium, normalisées à la section efficace de fission de <sup>238</sup>U.

- 64 -

ł

.



### B-II-3-FIGURE 1

Variation de la section efficace (n,2n) en fonction de N-Z pour différentes valeurs de l'énergie d'excès  $U_R$  et pour plusieurs isotones dans les régions N = 50 et N = 82. Les points marqués (a) ont été obtenus à partir de mesures sur un état isomérique ( $\sigma^m$ ) auxquelles on a ajouté une valeur calculée de  $\sigma^g$ . A l'extrême droite de la figure, les prévisions de l'expression (1) à  $U_R$  = 3 MeV ont été portées pour les isotones N = 44 et N = 90.

- 65 -

B-II-4-Mesures de sections efficaces de fission.

B-II-4-1-Mesure absolue des sections efficaces de fission de  $\frac{235}{U}$  et  $\frac{238}{U}$ .

a)-Avec des neutrons de 14,6 MeV .

La valeur de la section efficace de fission de  $^{235}$ U au voisinage de l4 MeV est particulièrement importante puisque les mesures relatives de O(n,f) sont fréquemment normalisées dans cette région .

Récemment, CZIRR et SIDHU [1] ont obtenu pour cette section efficace une valeur 7% plus faible que celle de ENDF/BIV. D'où l'intérêt de la mesure faite à 14,6 MeV avec une technique très différente de celle utilisée par ces auteurs.

Cette mesure a déjà été présentée [2], nous rappellerons cependant qu'elle a été réalisée avec une double chambre d'ionisation  $4\pi$ , contenant deux dépôts de 100 µg/cm<sup>2</sup> de tétrafluorure d'uranium 235 et 238 déposé par évaporation sur un support de vyns de 85 µg/cm<sup>2</sup> d'épaisseur et métallisé avec 20 µg/cm<sup>2</sup> d'aluminium .

La méthode de la particule associée utilisée (Fig. 1) permet d'effectuer une mesure absolue avec une grande précision . En effet, si l'angle solide défini par le cône des neutrons associés aux particules alpha détectées, est plus petit que l'angle solide sous-tendu par le dépôt d'uranium, aucun facteur géométrique ne rentre dans le calcul de  $\sigma(n,f)$  . Seules les fissions en coïncidence avec ces particules alpha sont analysées . Si on appelle respectivement  $N_{\alpha}$ ,  $N_{f}$  et  $n_{at}$  : le nombre de particules alpha comptées, le nombre de fission en coïncidence rt le nombre d'atomes d'uranium par cm<sup>2</sup>, la section efficace de fission est égale à :

$$\frac{N_{f}}{N_{\alpha} \cdot n_{at}}$$

Dans la communication présentée à KIEV en juin [2] la section efficace de fission de  $^{235}$ U était basée sur le nombre d'atomes/ cm<sup>2</sup> obtenu à partir de comptages alpha effectués au BCMN à GEEL en géométrie fine .

- 66 -

Des mesures faites avec la même méthode nous ont permis de retrouver la même activité totale alpha mais elles ont révélé aussi, lorsque différents diaphragmes sont placés entre le détecteur et le dépôt, une inhomogénéité de ce dernier. Le nombre d'atomes/cm<sup>2</sup> four la surface du dépôt que nous avons utilisé est 2,4% plus faible que le nombre pris initialement.

Avec cette nouvelle valeur, obcenue avec une précision d'environ 2,5%, la section efficace de fission de  $^{235}$ U serait de 2,05 barns .

Dans cette même communication faite à KIEV la section efficace de fission de  $^{238}$ U était basée sur le nombre d'atomes/cm<sup>2</sup> obtenu à partir du comptage alpha 4 $\pi$  fait au BCMN . Nous sommes en bon accord avec ce comptage mais la très faible activité alpha du dépôt ne permet pas comme dans le cas de  $^{235}$ U de vérifier l'homogénéité .

La valeur obtenue pour la section efficace de fission de <sup>238</sup>U est de 1,18 barns . La précision obtenue par cette méthode pour les sections efficaces de fission dépend essentiellement de la connaissance du nombre d'atomes fissiles par cm<sup>2</sup> des dépôts; nous nous efforçons donc d'améliorer la détermination de celui-ci.

## b)-Avec des neutrons d'énergie comprise entre 0,5 et 3,2 $\ensuremath{\text{MeV}}$ .

La technique expérimentale utilisée pour ces mesures a été décrite antérieurement [2] . Nous rappellerons cependant que la mesure du flux de neutrons a été faite avec un long compteur directionnel [3] dont la courbe d'efficacité utilisée a été remise en cause par les mesures comparatives de flux de neutrons en cours dans plusieurs laboratoires .

Les valeurs de  $\sigma(n, f)$ , que nous avons obtenues, dépendent donc essentiellement des mesures de flux de neutrons que nous avons entreprises (voir B-II-1).
# B-II-4-2-Mesures absolues de $\sigma(n,f)$ de <sup>241</sup>Am avec des neutrons d'énergie comprise entre 0,5 et 3,2 MeV.

Ces mesures ont été faites avec un scintillateur gazeux  $4\pi$  constitué par deux cellules séparées optiquement par le support du dépôt. Ce dernier de 40 mm de diamètre et d'environ 20  $\mu$ g/cm<sup>2</sup> a été déposé par électrospraying sous forme d'acétate sur du vyns de 20  $\mu$ g/cm<sup>2</sup> métallisé par 20  $\mu$ g/cm<sup>2</sup> d'aluminium.

La technique expérimentale utilisée a été l'écrite dans la réf. [2] . L'acquisition n'était faite que pour les informations donnant lieu à une coïncidence entre les deux cellules .

La forte activité alpha oblige à réduire le nombre d'atomes, ce qui conduit à un nombre très faible de fissions comptées par seconde (de l'ordre de 0,035 pour la mesure faite avec des neutrons de 2,66 MeV).

Seules trois mesures ont pu être faites avec des neutrons d'énergie 0,89, 1,63 et 2,66 MeV . La figure 2 représente le spectre d'amplitude de la somme des énergies cinétiques des fragments de fission corrélés obtenu avec des meutrons de 2,66 MeV .

Comme pour les  $\sigma(n,f)$  de <sup>235</sup>U et <sup>238</sup>U celles de <sup>241</sup>Am dépendent des mesures de flux de neutrons . De plus, la mesure d'activité alpha doit être faite pour déterminer le nombre d'atomes Par suite de la forte activité alpha, le système de mesure a dû être modifié pour des questions de sécurité, avant d'entreprendre la mesure .

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

#### REFERENCES

- [1] J.B. CZIRR et G.S. SIDHU, Nucl. Sci. Eng. 57 (1975) 18.
- [2] M. CANCE et G. GRENIER, Communication à la Conférence Nationale Soviétique sur la Physique du Neutron (KIEV, Juin 1975).

[3] - J.L. LEROY, J.L. HUET et J. GENTIL, Nuclear Inst. Meth. 88 (1970) 1.



Postal

B-II-4-FIGURE 1

Dispositif expérimental.

- 69 -

1

ļ



# B-II-4-FIGURE 2

Spectre d'amplitude de la somme des énergies cinétiques des deux fragments de fission corrélés obtenu avec des neutrons de 2,66 MeV.

- 70 -

1008 - 71 -

B-III-ETUDE DE LA FISSION -

B-III-1-Détermination du spectre en énergie des neutrons de fission pour la fission de 235U et de 238U induite par des neutrons de 0,6 MeV et de 7 MeV.

La méthode du diffuseur est généralement utilisée pour la mesure des spectres en énergie des neutrons de fission. Dans ce cas un échantillon massif est irradié par un faisceau pulsé de neutrons monocinétiques. Les neutrons issus de l'échantillon sont alors détectés par la méthode du temps de vol, à un angle déterminé. Pour des neutrons incidents d'énergie  $E_0$ , le spectre expérimental peut-être divisé en 3 zones :

- pour  $E > E_0$  le spectre ne comprend que des neutrons de fission,
- pour  $E = E_0$  le pic de diffusion élastique se superpose aux neutrons de fission,
- pour  $E < E_0$  les neutrons diffusés inélastiquement et éventuellement ceux des réactions (n,2n) s'ajoutent au spectre des neutrons de fission.

En pratique, si l'énergie  $E_0$  des neutrons incidents ne dépasse pas l à 2 MeV, on exploite seulement la zone  $E > E_0$ . Au-delà de 2 MeV, en plus de la zone  $E > E_0$ , on prend la partie du spectre  $E < E_0$ , en incluant une composante pour la diffusion inélastique. Comme il faut aussi déduire la diffusion élastique, le spectre des neutrons de fission devient imprécis. Le spectre de bruit de fond est déterminé à partir d'une mesure sans échantillon, pour le même flux de neutrons incidents.

En remplaçant le diffuseur par une chambre à fission, on dispose d'une information synchrone de la fission : on peut alors analyser le spectre des neutrons de fission depuis l'énergie du seuil de détection jusqu'à sa valeur maximum . Le signal de la chambre à fission est utilisé d'une part comme condition pour la mesure du temps de vol des neutrons, d'autre part pour déterminer, également par temps de vol, l'énergie du neutron incident qui a provoqué la fission . Le spectre ainsi obtenu permet, dans le cas de <sup>235</sup>U, de corriger le résultat final de l'effet produit par les neutrons de très basse énergie qui contaminent le faisceau incident .

Le fait d'appliquer la condition "fission" au détecteur de neutrons n'élimine pas complètement la diffusion élastique et inélastique, notamment sur les plateaux de la chambre . Ce bruit de fond correspond à des coïncidences fortuites entre la chambre et le détecteur de neutrons . Il est obtenu en créant après chaque fission détectée dans la chambre, un signal retardé d'un nombre entier de pulsationsdu faisceau ; le spectre obtenu avec cette condition "fission simulée" correspond statistiquement au spectre de bruit de fond .

Le détecteur de neutrons utilisé dans cette expérience a été décrit précédemment [1], ainsi que le système de stabilisation du gain . Un effort important a été fait pour obtenir une détermination précise de l'efficacité du détecteur de neutrons . Plusieurs méthodes sont utilisées :

- comparaison avec un détecteur à  $BF_3$  [2], étalonné avec une précision de 1,8% en-dessous de 1 MeV et de 3 à 4% entre 1 et 3 MeV .
- mesure de la distribution angulaire de la réaction D(d,n)<sup>3</sup>He et normalisation sur les sections efficaces différentielles évaluées par LISKIEN [3].
- comparaison avec les résultats d'un programme de calcul par une méthode de MONTE-CARLO [4].
- mesure absolue à 2,6 MeV par la méthode de la particule associée de la réaction  $D(d,n)^3$ He pour  $E_d = 3,5$  MeV .

La stabilité dans le temps du détecteur de neutrons est contrôlée en vérifiant la reproductibilité du spectre en énergie des neutrons de la fission spontanée du  $^{252}$ Cf . Les résultats, obtenus sur plusieurs mois pour le  $^{252}$ Cf , montrent que la partie du spectre comprise entre l et 10 MeV est bien représentée par la distribution Maxwellienne proposée par TERRELL [5], à laquelle correspond une énergie moyenne  $\tilde{E} = 2,27 \pm 0,02$  MeV . En-dessous de 1 MeV, on trouve un excès de neutrons de l'ordre de 4% par rapport à la loi de MAXWELL. MEADOWS [6] et JEKI [7] ont également observé un excès de neutrons du même ordre en dessous de 1 MeV pour le  $^{252}$ Cf.

Nous avons d'abord mesuré, à l'aide de ce détecteur, le spectre en énergie des neutrons de la fission de  $^{235}$ U induite par des neutrons de 0,6 MeV, en utilisant les deux techniques du diffuseur et de la chambre à fission décrites plus haut . Les spectres en énergie des neutrons de la fission induite dans  $^{235}$ U et  $^{238}$ U par des neutrons de 7 MeV ont ensuite été mesurés simultanément en utilisant la chambre à fission, qui contient 4 g. de chaque isotope . Les conditions expérimentales sont décrites dans la référence [8] .

Les neutrons de fission peuvent provoquer des réactions parasites dans le diffuseur ou les matériaux de la chambre à fission : la diffusion inélastique, la fission et la capture sont des réactions secondaires susceptibles de déformer le spectre en énergie des neutrons de fission . Cet effet a été corrigé à partir d'une méthode développée par ISLAM [9] . Cette correction est pratiquement négligeable pour la mesure avec le diffuseur ( $\sim 1\%$  sur l'énergie moyenne É des neutrons de fission). Dans le cas de la chambre à fission cette correction majore l'énergie moyenne É de l'ordre de 5%.

Les spectres en énergie obtenus avec les deux techniques de mesure pour la fission de <sup>235</sup>U induite par des neutrons de 0,6 MeV sont bien représentés par une loi de MAXWELL entre 1 et 10 MeV (fig. 1) . Les énergies moyennes correspondantes (tableau I) sont en bon accord . Dans la partie du spectre en dessous de 1 MeV, nous trouvons un excès de neutrons par rapport à la loi de MAXWELL . ISLAM a réalisé récemment [9] une mesure avec diffuseur sur <sup>235</sup>U pour une énergie de neutrons incidents de 0,4 MeV donc voisine de la nôtre . La partie du spectre comprise entre 0,55 MeV et 7 MeV est bien représentée par une loi de MAXWELL avec  $\vec{E} = 2,06 \pm 0,05$  MeV, ce qui est comparable avec la valeur 2,04  $\pm$  0,06 MeV que nous obtenons pour la même région du spectre à partir de la mesure avec chambre à fission .

- 73 -

Les spectres en énergie obtenus par la méthode de la chambre à fission pour la fission de  $^{235}$ U et de  $^{238}$ U induite par des neutrons de 7 MeV, sont également bien représentés par des lois de MAXWELL entre 1 et 10 MeV (fig. 2) ; les énergies moyennes correspondantes (tableau I) sont sensiblement différentes. Dans les deux cas, la partie du spectre située en dessous de 1 MeV présente un excès de neutrons par rapport à la loi de MAXWELL . A notre connaissance, il n'existe pas d'autres résultats expérimentaux pour le spectre en énergie des neutrons de la fission de  $^{235}$ U et  $^{238}$ U induite par des neutrons d'énergie voisine de 7 MeV .

Ces mesures ont montré que la chambre à fission est bien adaptée à l'étude des spectres en énergie des neutrons de fission . Elle présente un réel intérêt dans le domaine encore inexploré de la fission induite par des neutrons d'énergie supérieure à 2 MeV . Cependant, la quantité relativement faible de matériau fissile que l'on peut mettre dans une chambre à fission (quelques grammes) limite sévèrement le taux d'acquisition dans ces expériences .

(A. BERTIN, R. BOIS, J. FREHAUT)

#### REFERENCES

- [1] Note CEA-N-1798 Compte Rendu d'activité du Service de Physique Nucléaire pour l'année 1974.
- [2] J.L. LEROY et al. N.I.M. 88 (1970) 1.
- [3] H. LISKIEN et al. E.A.N.D.C. (E) 143 L (1971) .
- [4] V.V. VERBINSKI, O.R.N.L. 4160 (1968).
- [5] J. TERRELL Phys. Rev. 113 (1959) 527.
- [6] J.W. MEADOWS Phys. Rev. 157 (1967) 1076.
- [7] L. JEKI et al. KFKI 71-63.
- [8] A. BERTIN et al. 3ème Conférence Nationale Soviétique sur la Physique du Neutron, (KIEV, 9-13 Juin 1975).
- [9] M.M. ISLAM et al. Nucl. Sci. Eng. 50 (1973) 108 .

- 74 -

Isotope	E <sub>O</sub> (MeV)	Méthode Expérimentale	Intervalle d'Energie (MeV)	Energie moyenne (MeV)			
235 <sub>U</sub>	0,6	Diffus <b>eu</b> r	1 - 10	2,12 ± 0,08			
235 <sub>U</sub>	0,6	Chambre à fission	1 - 10	2,09 ± 0,05			
			0,55 - 7	2,04 ± 0,06			
235 <sub>U</sub>	0,4	Diffuseur	0,55 - 7	2,06 ± 0,05 [9]			
235 <sub>U</sub>	7	Chambre à fission	1 - 10	2,14 ± 0,06			
238 <sub>U</sub>	7	Chambre à fission	1 - 10	2,07 ± 0,07			

.

# B-III-1-TABLEAU I



B-III-I-FIG. 2

Comparaison des spectres en énergie des neutrons de fission obtenus par les 2 techniques du diffuseur et de la chambre à fission, pour la fission de 235 U induite par des neutrons de 0,6 MeV. Les droites correspondent à des ajustements par des lois de MAXWELL entre 1 et 10 MeV .

Spectres en énergie des neutrons de fission obtenus par la méthode de la chambre à fission, pour la fission de  $^{235}$ U et de  $^{238}$ U induite par des neutrons de 7 MeV. Les droites correspondent à des ajustements par des lois de MAXWELL entre 1 et 10 MeV .

115

- 77 -

2 MeV .

La section efficace de fission de <sup>237</sup>Np à basse énergie  $(E_{p} < 20 \text{ keV})$  offre le premier et le plus bel exemple de structure intermédiaire due à des états situés dans le second puits de la barrière de fission. Les valeurs moyennes des largeurs et des espacements de ces états, ainsi que les distributions correspondantes, indiquent qu'il s'agit d'états du noyau composé et que, tout comme dans le premier puits, les états collectifs dans le second puits sont complètement amortis . On en a déduit que l'énergie du second minimum devait être assez basse [l] (E<sub>II</sub> = 1,84 MeV), mais ce résultat n'a pu encore être confirmé, ou infirmé, par d'autres expériences, en particulier aucun isomère de forme n'a été observé jusqu'à présent dans 238 Np . Par ailleurs, la section efficace de fission au voisinage du seuil, mesurée à l'aide d'une explosion nucléaire avec une résolution de 5 keV à 300 keV [2] présente des fluctuations qui, si elles sont statistiquement significatives, indiqueraient la présence de résonances relativement étroites à ces énergies. De telles résonances déjà observées pour des noyaux composés pair-pair et impair-impair sont généralement interprétées comme des résonances de vibration dans le second puits . Si des résonances semblables existaient pour le noyau composé <sup>238</sup>Np avec des largeurs de l'ordre d'une dizaine de keV, elles contrediraient les conclusions tirées de l'étude de la structure intermédiaire . Il était donc légitime, à l'occasion de la recherche de résonances au voisinage du seuil de fission, d'inclure un échantillon de 237<sub>Np</sub>.

La mesure réalisée auprès de l'accélérateur linéaire de 60 MeV de Saclay, utilisé comme source pulsée de neutrons, portait sur les noyaux suivants :  $^{232}$ Th,  $^{238}$ U,  $^{237}$ Np,  $^{243}$ Am . Nous ne présentons ici que les résultats relatifs à  $^{237}$ Np entre 100 keV et 2 MeV .

Le détecteur de fragments de fission, placé sur une base de vol perpendiculaire au plan du modérateur, était constitué par un scintillateur gazeux déjà utilisé pour la mesure de la section efficace de fission de  $^{233}$ U,  $^{235}$ U,  $^{239}$ Pu et  $^{241}$ Pu dans le domaine des résonances ainsi que pour celle de  $^{237}$ Np sous le seuil de fission. Le neptunium, sous forme d'acétate de densité de 2 mg/cm<sup>2</sup> en <sup>237</sup>Np, était déposé sur les deux faces d'un demi-cercle en aluminium de 16 cm de diamètre et 10 µm d'épaisseur . Un dépôt de <sup>235</sup>U<sub>3</sub>O<sub>8</sub> de caractéristiques semblables était placé dans le même plan que le précédent afin de déterminer le spectre de neutrons délivré par l'accélérateur .

Le bruit de fond a été évalué par la méthode des résonances grises à l'aide de deux écrans de silice placés successivement dans le faisceau de neutrons et dont les épaisseurs étaient dans un rapport deux. Afin d'éviter le recouvrement entre plusieurs bouffées de neutrons, un filtre de Cd de 1,04 g/cm<sup>2</sup> était disposé dans le faisceau.

La figure 1 présente la section efficace de fission  $\sigma_{\rm f}$  entre 100 keV et 2 MeV, l'erreur statistique variant de ± 23% à 100 keV à ± 1,3% à 2 MeV. Les efficacités de détection des voies neptunium et uranium n'étant pas connues avec précision, la normalisation de  $\sigma_{\rm f}$ s'est faite sur l'intégrale de fission entre 1 et 2 MeV, calculée à partir de la bande ENDF/B IV ; la détermination de la section efficace de fission de <sup>235</sup>U a aussi été tirée de ENDF/B IV en interpolant logarithmiquement en énergie entre 100 keV et 2 MeV comme cela est recommandé. Les résultats sont en bon accord avec ceux obtenus à LOS ALAMOS à l'aide d'explosions nucléaires (Pommard et Physics 8) [3,4].

L'examen de la figure l indique de façon assez sûre l'absence de résonances dans le seuil de fission . La forme relativement lisse de  $\sigma_{\rm f}$  apporte une confirmation qualitative sur la position du second minimum de la barrière de fission qui, étant beaucoup plus bas que l'énergie d'excitation de <sup>238</sup>Np (E<sup>\*</sup> > 6,1 MeV), ne permet pas l'observation de résonances de vibration à cause de l'amortissement complet de ces états parmi ceux du noyau composé .

La mesure de  $\sigma_{\rm f}$  dans la région du seuil n'a pas apporté d'information nouvelle sur les barrières de fission de <sup>238</sup>Np. Il faut donc, pour accroître noure connaissance sur la forme de ces barrières, nous tourner résolument vers la recherche d'un isomère de forme.

> ( ). PLATTARD, Y. PRANAL, J. BLONS, C. MAZUR) \*DPh-N/MF ~ SACLAY

#### REFERENCES

- [1] S. PLATTARD, Thèse 3ème cycle, ORSAY 1973 .
- [2] R.J. JIACOLETTI, W.K. BROWN et H.G. OLSON, Nucl. Sci. Eng., 48, 412 (1972).
- [3] W.K. BROWN, D.R. DIXON, D.M. DRAKE, Nucl. Phys., A 156, 609, (1970).
- [4] R.J. JIACOLETTI et W.K. BROWN, Rapport LASL, LA 4753 MS, (1971).



## B-IIJ-2-FICURE 1

Section efficace de fission de  $\frac{237}{\text{Np}}$  normalisée sur la section efficace de fission de  $\frac{235}{\text{U}}$  calculée à partir de la bande ENDF/BIV.

- 80 -

#### b-222-Menune le l'Inergie cinétique et de la distribution en masse des fragle distribution de la masse des fragle distribution de la masse de la distribution en masse des fragle distribution de la masse de la distribution en masse des fragle distribution en masse des fragles distribution en masse de la distribution en masse distribution en masse de la distribution en masse de la distribution en masse distribution en masse de la distribution en masse distribution en masse distribution en masse de la distribution en masse distribution en m

Le projet de detecteur présenté dans le précédent compte rendu annuel [1] a été réalisé . Rappelons qu'il comprend quatre dépôts minces de matière fissile disposés entre cinq détecteurs de fragments de fission . La matière fissile a été déposée sur un diamètre de 19 mm et  $80 \text{ µg/cm}^2$  d'épaisseur, sur des supports de carbone de 30 µg/cm<sup>2</sup>, au Centre Euratom de GEEL (Belgique) . Les détecteurs sont des diodes à barrière de surface, complètement désertées, de 22 mm de diamètre et 60 am d'épaisseur .

ILN'

- 81 -

L'ensemble est directement placé dans le faisceau de neutrons . Un dispositif cryogénique permet de refroidir les diodes à la température de l'azote líquide afin de réduire la dégradation occasionnée par les neutrons dans le réseau cristallin .

Une première série d'expériences, avec deux diodes seulement, a été réalisée avec  $^{235}$ U afin de tester l'appareillage et mettre au point les programmes d'analyse. Elle nous a permis en outre d'apporter notre contribution à la vérification des travaux de BLYUMKINA et Coll. [2, 3]

La source de neutrons monoénergétiques de 55 keV de résolution, a été obtenue en bombardant une cible de <sup>7</sup>Li par le faisceau de protons du Van de Graaff 4 MeV de Bruyères-le-Châtel . Nous avons réalisé la mesure pour des neutrons d'énergie :  $E_n = 190$ , 291, 407 et 733 keV .

La létermination de l'énergie cinétique moyenne  $\overline{E}_{K}$  et de la masse des fragments de fission à partir des hauteurs des impulsions requeillies sur les deux détecteurs à été faite par la méthode de SCEMITE [5], en se rétérant à un spectre d'impulsions obtenu à partir d'une source mince de <sup>252</sup>Cr. Les diodes ont été calibrées toutes les 25 heures, à l'aide de cette source, afin d'éliminer, au cours de l'analyse, les effets dûs à la dérive de leurs caractéristiques.

Les valeurs de l'énergie totale moyenne obtenue (ont été) tracces sur la rigure la enfonction de l'énergie des neutrons incidents 11 n'apparaît aucune variation dans la région de  $F_n \approx 400$  keV, contraitemant aux resultats de BLYUMEINA (voir figure la egalement). Cette conclusion est en accord, avec celles d'autres auteurs (voir figure fb).

er al de la companya de la companya

## REFERENCES.

- [1] Rapport CEA-N-1798 (1974) p. 64 .
- [2] Yu. A. BLYUMKINA et coll., Nucl. Phys. 52 (1964) 648 .
- [3] P.P. DYACHENKO et coll., Soviet Journal of nuclear physics 8 n° 2 (1969) 165.
- [4] N.N. AJITANAND, J.W. BOLDEMAN, Nucl. Phys. A 144 (1970) 1 .
- [5] H.W. SCHMITT et coll., Phys. Rev. 137, n° 4B (1965) 837 .





## B-III-3-FIGURE I

Variation de l'énergie cinétique totale moyenne des fragments de fission de <sup>235</sup>U en fonction de l'énergie des neutrons incidents .

- a) Comparaison de nos résultats et de ceux de BLYUMKINA et coll. [2].
  b) Comparaison de nos résultats avec ceux de DYACHENKO et coll. [3] et de AJITANAND of BOLDEMAN [4] .

T.

## b-111-4-<u>Mitermination des masses des Inagmenos de fission par la méthode du</u> <u>temps de voi</u>t

1.22

Les réactions de fission induite par particules chargées et en particulier les réactions (d,pf) permettent une connaissance approfondie du processus de la fission à basse énergie. Des études antérieures ont montré que des informations relatives à la nature et à l'importance des effets dynamiques, peuvent être déduites des variations observées dans les distributions des masses et des énergies cinétiques des fragments avec l'énergie d'excitation du système fissionmant [1].

- 84 -

Dans nos mesures antérieures, les masses des fragments primaires étaient obtenues pour chaque évènement, en mesurant l'énergie cinétique de chaque fragment à l'aide de deux diodes à barrière de surface et en utilisant la méthode d'étalonnage proposée par SCHMITT [2]. L'emploi de cette méthode conduit, par ses approximations, à des limitations dans la détermination des masses et des énergies cinétiques [3]. Dans le but de s'affranchir de ces limitations, nous avons adopté une méthode de temps de vol pour la détermination des masses des fragments avant et après émission de neutrons.

Un fragment de masse m et d'énergie cinétique E parcourt une distance L en un temps :

$$T = \sqrt{\frac{m L^2}{2 E}}$$

Ce fragment est détecté par une diode à barrière de surface qui délivre un signal linéaire X, fonction de E et de m [2]:

$$E = (a + a'm) X + b + b'm$$

Ce détecteur, placé à une distance L de la cible, définit en outre, l'instant  $T_f$  de détection du fragment . L'instant d'émission du fragment est relié au signal de dé de le ne temps  $T_p$ , du proton de la réaction (d,pf), d'énergie  $E_p$ . Le mesure de la différence de temps  $\tau = T_f - T_p$ , à l'aide d'un convertisseur temps amplitude, permet de déterminer T. Pour ce faire il importe de tenir compte des différences de temps dues à l'électronique et au temps de vol du proton . On peut écrire la relation qui lie T et T sous la forme :

$$T = \tau + t_v (E_p) + t_p (E_p) - t_f (E) + \Delta t_{elec}.$$

où t (E) représente le temps de vol des protons entre la cible et le détecteur de proton .

 $t_p$  (E<sub>p</sub>) et  $t_f$  (E) correspondent respectivement aux retards dus aux temps de monté des impulsions relatives aux protons d'énergie (E<sub>p</sub>) et au fragment d'énergie (E),  $\Delta t_{élec}$ . est la différence de temps de transit dans les systèmes électroniques .

Une étude précise des divers facteurs affectant la mesure du temps a permis de conclure que les quantités  $t_p$ ,  $t_f$  (E) et  $\Delta t_{elec.}$  pouvaient être déterminées avec une précision voisine de quelques dizaines de picosecondes. La résolution en temps obtenue en refroidissant les détecteurs à une température de - 100°C, est de l'ordre de 0,2 ns. La résolution en masse est donnée par la relation :

$$\frac{\Delta m}{m} = \frac{\Delta E}{E} + 2 \frac{\Delta t}{t}$$

La résolution en énergie des détecteurs d'ions lourds étant comprise entre 1,5 et 2 MeV, il est possible de déterminer sur une base de vol L = 15 cm, la masse d'un fragment avec une incertitude de  $\pm$  2 UMA .

Il apparaît que par cette méthode, on peut déterminer la masse d'un fragment après émission de neutrons sans faire intervenin les relations de conservation de la masse, de l'énergie et de l'impulsion dans la fission.

En utilisant les relations  $m_1^* + m_2^* = A$  et  $m_1^* v_1^* = m_2^* v_2^*$ nous avons déduit la masse  $m^*$  des fragments primaires de la mesure des vitesses  $v_1$  et  $v_2$  des deux fragments post émission de neutrons. En effet si l'on suppose l'isotropie de l'émission des neutrons dans le système du centre de masse du fragment, on a, en valeur moyenne, une conservation de la vitesse du fragment avant et après émission de neutron  $v_1 = v_1^*$  et  $v_2 = v_2^*$ .

La validité de cette hypothèse est attestée par les mesures de BOWMAN et al.  $\begin{bmatrix} 4 \end{bmatrix}$  .

- 85 -

On obtient ainsi les masses pré émission de neutrons :

$$m_1^* = \frac{A v_2}{v_1 + v_2}$$
 et  $m_2 = \frac{A v_1}{v_1 + v_2}$ 

avec une incertitude comprise entre  $\pm$  2 et  $\pm$  3 UMA pour les conditions expérimentales précédentes .

Ces deux méthodes de détermination des masses pré et post émission de neutrons, contrairement à celle de SCHMITT [2], non seulement ne nécessitent pas la connaissance du nombre moyen de neutrons prompts  $\bar{v}_p$  (m\*) émis par le fragment de masse m\*, mais permettent de plus la mesure de  $\bar{v}_p$  (m\*) avec une incertitude de l'ordre de 0.5 UMA.

Nous présentons dans les figures la) et lb) les spectres bi-naramétriquess ( $T_1 \otimes T_2$ ) et ( $E_1 \otimes E_2$ ) pour les fragments détectés à 0° par rapport au recul du noyau <sup>234</sup>U dans la réaction <sup>233</sup>U(d,pf). O. co.state bien que les groupes des masses légères et lourdes sont miet séparés dans le cas de la méthode de temps de vol que dans celui des énergies cinétiques.

(Y. PAFIN, S. CIERJACKS, J. LACNKAR, J. SIGAUD, C. HUMEAU, J. CHARDINE) \*Collaborateur Stranger K.F.K. Karlsruhe (Allemagne Fédérale)

#### REFERENCES

- [1] J. LACHKAR, Y. PATIN, J. SICAUD, J. Phys. Lett. 36 (1975) L. 79 ec Rapport CEA P. 4715 (1975) .
- [2] H.W. SCHMITT, J.H. NEILER, F.J. WALTER, Phys. Rev. 141 (1966) 1146
- [3] W. JOHN, F.W. GUY, J.J. WESELOWSKI, Phys. Rev. C2 (1970) 1451 .
- [4] H.R. BOWMAN, S.G. TOMPSON, J.C.D. MILTON, W.J. SWIATECKI, Phys. Rev. 126 (1962) 2120 .



## B-III-4-FIGURE 1

а

Spectre bi-paramétrique en temps  $(T_1 \otimes T_2)$  (Figure 1a) et en énergie  $(E_1 \otimes E_2)$  (figure 1b), des événements corrélés dûs aux fragments de fission de la réaction  $^{233}$ U(d,pf). Ces événements correspondent à la totalité du spectre en énergie des protons et aux fragments émis à 0° du recul du noyau de  $^{234}$ U.

- 87 -

b

it.

B-III-5-Etude de la Plastion 200 y(1,pf) .

Une étude récente des propriétés de la fission de <sup>240</sup>Pu à basse énergie, induite par réaction <sup>239</sup>Pu(d,pf) a fait apparaître deux processus de fission différents pour ce noyau [1,2]. Dans l'hypothèse envisagée par SWIATECKI et BJØRNHOLM [3] l'un de ces processus, à basse énergie d'excitation, est caractérisé par une faible viscosité, tandis que l'autre, à plus haute énergie d'excitation, présente un fort amortissement du degré de liberté de la fission vers les autres degrés de liberté.

Il paraît donc intéressant de rechercher des effets similaires dans d'autres noyaux fissiles . Plusieurs considérations nous ont guidés dans le choix de l'étude de la fission du noyau  $^{234}$ U. Les expériences de UNIK et al. [4], relatives à la réaction  $^{233}$ U(n,f) ont mis en évidence des effets pair-impair dans la distribution des masses des fragments de fission ; de plus en utilisant la même réaction, BOLDEMAN et al. [5] ont montré que dans une gamme d'énergie de neutrons comprise entre 26 keV et 200 keV, l'énergie cinétique totale des fragments croit en fonction de l'énergie d'excitation . Ces deux résultats peuvent être interprétés par un processus de fission faiblement visqueux .

Nous avons donc entrepris la mesure des distributions des masses et des énergies cinétiques des fragments de fission de  $^{234}$ U induite par la réaction  $^{233}$ U(d,pf).

Cette étude a été faite au cours de deux expériences distínctes et en employant deux méthodes différentes .

Dans la première, nous avons utilisé la réponse en énergie de deux détecteurs semi-conducteurs, proposée par SCHMITT et al. [6]. Les conditions expérimentales adoptées étaient similaires à celles décrites par ailleurs [2]. Dans ce cas, les distances cible-détecteurs étaient réduites au minimum afin d'obtenir un taux de comptage élevé. Les protons étaient détectés à 110° du faisceau incident à l'aide d'un télescope AE et E d'ouverture angulaire égale à 42°. Deux paires de diodes à fragments de fission étaient placées à 0° et à 80° de la direction de recul du noyau de  $^{234}$ U, avec des angles d'ouverture égaux respectivement à 23° et à 35°. Ce dispositif expérimental nous a permis d'accumuler environ 120.000 évènements corrélés proton-fission, en 50 heures d'irradiation. La figure l présente les spectres de protons obtenus en coïncidence avec les fragments de fission émis respectivement à 0° et à 80° de la direction de recul . On peut remarquer un épaulement dans la section efficace de fission dans la gamme d'énergie d'excitation comprise entre 5 et 6 MeV . Cette structure a déjà été observée dans les mesures de BACK et al. [7] . Elle a été interprétée par la présence, à cette énergie d'excitation, d'un état vibrationnel dans le deuxième puits de la barrière de fission, couplé aux états composés de classe II .

Dans une deuxième expérience, nous avons adopté un dispositif expérimental différent, permettant une mesure des distributions des masses et des énergies cinétiques par une méthode de temps de vol . Le système de détection des protons était identique au précédent, mais les diodes à fragments de fission étaient éloignées de 15 cm de la cible avec des ouvertures angulaires de 10°. Le détail de ces mesures est décrit par ailleurs dans ce présent rapport [8].

(Y. PATIN, S. SIERJACKS<sup>\*</sup>, J. LACHKAR, J. SIGAUD, C. HUMEAU, J. CHARDINE) \*Collaborateur étranger K.F.K. Karlsruhe (Allemagne Fédérale)

#### REFERENCES

- [1] J. LACHKAR, Y. PATIN, J. SIGAUD, Journal de Physique Letters 36 (1975) L 79.
- [2] J. LACHKAR, J. SIGAUD, Y. PATIN, J. CHARDINE, C. HUMEAU, Rapport CEA-R 4715 (1975).
- [3] W.J. SWIATECKI, S. BJØRNHOLM, Phys. Rep. 4 (1972) 325.
- [4] J.P. UNIK, J.E. GINDLER, L.E. GLENDENIN, K.F. FLYNN, A. GORSKI,
   R.K. SJOBLOM, 30me Symp. on the Phys. and Chem. of fission, ROCHESTER 1973, IAEA-SM-174/209 (1973).
- [5] J.W. BOLDEMAN; R.L. WALSH, 2ème Conférence Nationale Soviétique sur la Physique du Neutron, KIEV 1973. Neitronaya Fízika 4 (1974) 921.

- [6] H.W. SCHMITT, J.H. NEILER, F.J. WALTER, Phys. Rev. 141 (1966) 1141.
- [7] B.B. BACK, OLE HANSEN, H.C. BRITT, J.D. GARRETT, 3ème Symp. on the Phys. and Chem. of fission, ROCHESTER 1973, IAEA-SM-174/27 (19/3).
- [8] Y. PATIN, S. CIER MACKS, J. LACHKAR, J. SIGAUD, C. HUMEAU, J. CHARDINE, Ce Compte-Rendu, partie B-III-4.



B-III-6-FIGURE 1

Spectre en amplitude des protons enregistrés en coïncidence avec les fragments de fission qui, quelles que soient leurs masses, sont émis : a) parallèlement à la direction de recul du noyau b) à 80° de la direction de recul du noyau

On peut remarquer un épaulement dans la section efficace de fission dans la gamme d'énergie d'excitation comprise entre 5 et 6 MeV.

B-III-6-Influence de l'évaporation des neutrons sur l'énergie cinétique d'un ion lourd.

13/4 7

Nous avons calculé la dispersion de l'énergie cinétique des fragments lourds primaires obtenus par fission ou par réaction entre ions lourds [1]. La distribution des énergies cinétiques des fragments mesurée expérimentalement est le produit de convolution de la distribution initiale des fragments primaires par la dispersion liée à l'émission des neutrons d'une part et par la résolution expérimentale d'autre part.

- 92 -

Cette étude permet de trouver, pour une énergie moyenne du fragment donné après émission de neutrons et pour une masse choisie, la largeur et la forme de la distribution des énergies cinétiques après émission de neutrons . Ce spectre, qui se présente sous forme d'une courbe à deux bosses, a une largeur qui dépend du nombre de neutrons émis par le fragment et de la température d'évaporation nucléaire . Ce calcul a été complété par les fluctuations de l'énergie cinétique totale données par NIX [2] . La convolution du spectre théorique obtenu avec une gaussienne de 2 MeV de largeur à mi-hauteur, introduit la résolution électronique de la mesure .

La figure présentée ci-dessous donne, pour un fragment de masse 138, la forme des spectres obtenus pour différentes valeurs de la température d'évaporation nucléaire et en fonction du nombre de neutrons émis par ce fragment . On constate que la largeur des spectres calculés est très sensible à la température d'évaporation nucléaire et du nombre  $\bar{v}$  de neutrons émis . De même, il se produit un léger déplacement du maximum des courbes obtenues en fonction des variations des températures nucléaires . Ces observations sont en eccord evec les résultats obtenus par MORETTO [3] pour des ions plus légers tels que  ${}^{12}_{C}$  et  ${}^{21}_{Ne}$ .

(F. COÇU, S. CIERJACKS, Y. PATIN, J. LACHKAR, J. SIGAUD, G. HAOUAT R. PERRIER)

\*Collaborateur étranger K.F.K. Karleruhe (Allemagne Fédérale)

## REFERENCES

[1] - J. LACHKAR, Y. PATIN, J. SIGAUD, Ce compte-Rendu, partie B-III-5.

[2] - J.R. NIK, Nucl. Phys. A 130 (1969) 2 241 .

[3] - L.G. MORETTO, Nucl. Phys. A 247 (1975) 211-230.



## B-111-6-FIGURE J

Spectre en énergie d'un fragment obtenu par fission en fonction des températures d'évaporation rucléaire et du nombre de neutrons émis

- courbe a 
$$-\bar{v} = 3$$
; T = 3 MeV  
b  $-\bar{v} = 3$ ; T = 1 MeV  
c  $-\bar{v} = 2$ ; T = 1 MeV  
d  $-\bar{v} = 1$ ; T = 1 MeV.

En ordonnée figure le nombre d'événements enregistrés pour la masse !38 UMA .

## B-IV-AUTRES ETUDES DE REACTIONS NUCLEAIRES

# B-IV-1-Etude des réactions D(p,pn)p et D(p,pp)n à 7 MeV < E < 13 MeV .

Dans les réactions à trois corps, seules les mesures qui donnent les connaissances de tous les paramètres cinématiques peuvent fournir des renseignements sur le mécanisme de la réaction . On réalise cette condition en comptant les coïncidences entre deux particules émises dans deux directions données et en mesurant l'énergie d'une de ces particules( dans notre cas un proton) . Pour deux angles d'émission fixés, on mesure ainsi la section efficace des coïncidences (p,n) ou (p,p) en fonction de l'émergie E du proton détecté . Le spectre obtenu, dans l'un et l'autre cas, présente un maximum pour une énergie E qui correspond au minimum d'énergie de la particule non détectée directement . L'approximation de BORN au premier ordre, en ondes planes antisymétrisées, rend compte qualitativement, mais non quantitativement, de cet effet . Cette approximation reproduit convenablement la forme des spectres mais non leur amplitude . On doit donc lui appliquer un coefficient de normalisation .

- 95 -

INT

On peut admettre sans grave erreur, que les nucléons obéissent au principe de la conservation de l'isospin. Il est donc intéressant de comparer les sections efficaces  $\sigma(pn)$  et  $\sigma(pp)$  dans les nêmes conditions cinématiques par exemple, au maximum des spectres en énergie. Si l'on admet que le potentiel d'interaction entre deux nucléons est un simple potentiel ordinaire V(r), les deux sections efficaces sont égales  $\sigma(pn) = \sigma(pp)$ . Pour limiter le problème nous ne traitons que les cas où les deux particules détectées sont émises symétriquement par rapport à l'axe d'incidence . Le maximum du spectre se situe à l'énergie E où les deux particules détectées ont la même énergie . Dans ces conditions, les mesures de VALKOVIC [1] déterminent qu'au voisinage d'une énergie incidente de 11 MeV, le rapport  $\frac{\sigma(pn)}{\sigma(pp)} \sim 2$  (Figure 1). L'approximation d'impulsion appliquée par VALKOVIC lui fournit un rapport de 1,2. Nous avons calculé l'approximition de BORN avec un potentiel dépendant du spin. de la forme :  $V_{ij} = (V_0 + V_1 \vec{\sigma}_i \cdot \vec{\sigma}_j)$ ,  $f(r_{ij})$ . Les amplitudes  $V_0$ ,  $V_1$  et la forme du potentiel  $f(r_{ij})$  étant choisis de façon qu'elles reproduisent les longueurs de diffusion triplet et singulet, assez bien connues expérimentalement .

On constate alors que la réaction procède essentiellement par le mécanisme de la diffusion quasi-élastique des deux particules détectées, la particule non détectée conservant la quantité de mouvement qu'elle possédait au moment du choc (particule spectatrice). Ce mécanisme domine, lorsque la particule non détectée, du deuteron cible, a une énergie nettement inférieure à celle des particules détectées. En se limitant à ce mécanisme, on démontre que :

$$\frac{\sigma(pn)}{\sigma(pp)} = \frac{3 v_t^2 + v_s^2}{4 v_s^2}$$

où V est le potentiel triplet, V = V + V et V le potentiel singulet V = V - 3 V .

Le rapport des potentiels V et V que nous avons utilisé étant de 1,7, nous obtenons  $\frac{\sigma(n,p)}{\sigma(p,p)} = 2,2$  en meilleur accord avec les résultats de VALKOVIC.

Ainsi, l'approximation de BORN rend compte aisément du rapport  $\frac{\sigma(pn)}{\sigma(pp)}$  au voisinage du maximum des spectres, lorsque l'énergie de la particule non détectée est très petite. En se plaçant encore dans des positions symétriques, les faisceaux détectés étant symétriques par rapport à l'axe d'incidence avec un demi-angle d'ouverture  $\theta$ , nous avons examiné le rapport  $\frac{\sigma(pn)}{\sigma(pp)}$  au maximum du spectre en fonction de l'angle  $\theta$ . Pour une énergie incidente donnée, l'énergie de la particule non détectée varie en fonction de l'angle  $\theta$  et l'approximation ci-dessus n'est plus applicable. D'ailleurs, les expériences de VALKOVIC (figure 2) montrent que le rapport des sections efficaces varie avec  $\theta$  en passant par un maximum.

(F. COÇU, G. AMBROSINO)

### REFERENCE

[1] - V. VALKOVIC, D. RENDIC, V.A. OTTE, W. VONWITSCH, G.C. PHILLIPS, Nucl. Phys. A 166 (1971) 547.



C-IV-1-FIGURE 1

Variation du rapport  $\begin{pmatrix} \sigma_{np} \\ \sigma_{pp} \end{pmatrix}$  en fonction de l'énergie

du proton incident pour la réaction  $p + D \rightarrow p_1 + p_2 + n_3$  pour les angles symétriques de détection  $\emptyset_1 = - \emptyset_2 = 30^\circ$ . La ligne continue est le résultat de notre calcul simplifié lequel est égal à :

$$\frac{3v_t^2 + v_s^2}{4v_s^2}$$

La ligne en trait mixte est le résultat des calculs en approximation d'impulsion [1].

97 -



Variation du rapport  $\begin{pmatrix} \sigma_{np} \\ \sigma_{pp} \end{pmatrix}$  en fonction des angles Max

symétriques de détection  $\phi_1 = -\phi_2$ , pour une énergie de protons incidents de 12,5 MeV. La courbe continue est le résultat de notre calcul complet en utilisant le potentiel nucléon-nucléon. La ligne en trait mixte est le résultat des calculs en utilisant l'approximation d'impulsion [1] .

INFIS

Ce travail complète l'étude des réactions (d,n) sur certains noyaux de la couche s-d. Les résultats déduits des réactions  $^{29}$ Si(d,n)<sup>30</sup>P et  $^{26}$ Mg(d,n)<sup>27</sup>Al ont fait l'objet de publications récentes [1,2].

Les réactions  ${}^{30}$ Si(d,n)  ${}^{31}$ P et  ${}^{31}$ P(d,n)  ${}^{32}$ S ont été étudiées à l'énergie incidente de 7 MeV. Les neutrons sont détectés par la méthode du temps de vol en utilisant le spectromètre décrit en détail par ailleurs [3]. Les distributions angulaires de neutrons sont mesurées entre 0° et 100°. A l'énergie des deutérons E<sub>d</sub> = 7 MeV la contribution d'un mécanisme par noyau composé n'est pas négligeable et il en est tenu compte pour la détermination des intensités de transition.

- La réaction  ${}^{30}$ Si(d,n)  ${}^{31}$ P.

Une quarantaine de niveaux du noyau <sup>31</sup>P d'énergie d'excitation inférieure à 9 MeV sont mis en évidence au moyen de la réaction <sup>30</sup>Si(d,n)<sup>31</sup>P. Cependant, compte tenu de la statistique insuffisante, les distributions angulaires d'une quinzaine de niveaux seulement ont pu être étudiées. Les moments de transfert obtenus sont en accord avec les résultats précédents. Pour les transitions  $L_p = 0$ , les distributions expérimentales s'écartent des prévisions théoriques pour des angles supérieurs à 30°. Ce phénomène, qui a déjà été observé dans l'étude de la réaction <sup>26</sup>Mg(d,n)<sup>27</sup>Al [2], pourrait être dû à la déformation du noyau cible <sup>30</sup>Si. Les intensités de transition sont comparées aux résultats déduits des réactions (<sup>3</sup>He,d) ; nos résultats sont dans l'ensemble très voisins de ceux obtenus par WOLFF et LEIGHTON [4] mais divergent sensiblement de ceux donnés par MORRISON [5] et par LUTZ et al. [6].

- Réaction  ${}^{31}P(d,n){}^{32}S$  .

Une cinquantaine de niveaux de <sup>32</sup>S sont identifiés jusqu'à une énergie d'excitation de 11 MeV. Les niveaux d'énergie supérieure à 8,13 MeV sont observés pour la première fois dans la réaction <sup>31</sup>P(d,n). Les distributions angulaires des neutrons correspondant à un moment de transfert  $\lambda_p = 1$  sont présentées sur la fig. 1. De nouvelles attributions de spin et parité sont proposées pour les niveaux suivants : 6,67 MeV  $(1^+, 2^+)$ ; 9,21 MeV  $(1^+)$ ; 9,29 MeV  $(1^+)$ ; 9,73 MeV  $(1^-)$ et 10,24 MeV  $(\pi = -)$ .

Les intensités de transition expérimentales déterminées au cours du présent travail sont rassemblées et comparées, dans le tableau I, aux intensités de transition déduites d'autres travaux sur les réactions (d,n) et (<sup>3</sup>He,d). En général, l'accord est très satisfaisant, excepté pour les niveaux à 7,54 et 8,13 MeV (de spin isobarique  $T_>$ ). Du point de vue théorique, il semble que le modèle en couches, avec mélange de configurations, soit bien adapté à la description des propriétés (énergie et facteur spectroscopique) de nombreux niveaux de  $32 \atop_{S}$ .

- Comparaison des facteurs spectroscopiques obtenus au moyen des réactions (d,n) et (<sup>3</sup>He,d).

L'ensemble des résultats obtenus au cours de l'étude de la réaction (d,n) sur quatre noyaux de la zone intermédiaire de la couche s-d permet de faire une comparaison valable entre les facteurs spectroscopiques obtenus au moyen des réactions (d,n) et (<sup>3</sup>He,d). En ce qui concerne les états  $T_{<}$ , les facteurs spectroscopiques déterminés en réaction (<sup>3</sup>He,d) sont sensiblement les mêmes que ceux obtenus en réaction (d,n). Par contre, un désaccord existe pour les états  $T_{>}$  où les facteurs spectroscopiques S(<sup>3</sup>He,d) sont beaucoup plus grands que les facteurs S(d,n) ce qui mettrait en évidence un effet d'isospin dans les réactions de transfert d'un nucléon.

La publication des résultats est en cours de préparation et l'ensemble des résultats obtenus pour les quatre réactions étudiées a fait l'objet d'un mémoire [7].

(J. UZUREAU, A. ADAM, O. BERSILLON, S. JOLY)

\*Institut de Physique de NANTES

## REFERENCES

- [1] J. UZUREAU, D. ARDOUIN, P. AVIGNON, A. ADAM, B. DUCHEMIN, Nucl. Phys. A 230 (1974) 253.
- [2] J. UZUREAU, A. ADAM, S. JOLY, Nucl. Phys. A 250 (1975) 163.
- [3] A. ADAM, J. CABE, Nucl. Instr. Meth., 121 (1974) 339.
- [4] A.C. WOLFF, H.G. LEIGHTON, Nucl. Phys. A 140 (1970) 319.
- [5] R.A. MORRISON, Nucl. Phys. A 140 (1970) 97.
- [6] H.F. LUTZ, D. HEIKKINEN, W. BARTOLINI, T.A. CURTIS, Phys. Rev. C 2 (1970) 98.
- [7] J. UZUREAU, Thèse Université de Nantes (1975) .
- [8] P.M. ENDT, C. VAN DER LEUN, Nucl. Phys. A 214 (1973) 1.
- [9] A.H. HUSSEIN, G.C. NEILSON, W.J. McDONALD, W.K. DAWSON, Can. J. Phys. 52 (1974) 1288 .
- [10] A. GRAUE, L. HERLAND, J.R. LIEN, E.R. COSMAN, Nucl. Phys. A 210 (1968) 513 .
  [11] J. KALIFA, G. ROTBARD, M. VERGMES, G. RONSIN, J. Physique 34 (1973) 139 .

の見てい

Comparaison des intensités de transition expérimentales pour les réactions de transert

r	71 +1								
ند	л <mark>, 1</mark> , 1 р)	1		$G = \frac{2 \sigma_{g}^{2} r}{2 J_{z} + 1} c^{2} s_{p}$					
E			dij Dwba	(d,n)		(T,d)			
(nev)				7 NeV	4 Ma¥	5,45 NeV	12 Me¥	15 HeV	8 HeV
				présent travail	Réf.9	Réf.9	<b>Réf</b> .10	Réf.5	Réf.11
0,00	0*	0	2s1/2	0,75	0,66	0,60	0,60	0,55	0,53
2,23	2*	2	143	1,51		1,49	1,50	i <b>,6</b> 3	1,41
3,78	0 <sup>+</sup>	0	2 <b>5</b> 1/2	0,15	0,11	0,10	0,10	0,17	0,16
4,70	1*	2	143	0,67			0,37	0,68	0,59
5,01	3	3	112	0,92			∩ <sub>2</sub> 56	0,88	1,02
5,55	2*	2	Idž	0,13		0,21	0,16	0,25	0,17
5,80	ı Î	1	2p2	0,15	0,13	0,08	0,14	0,20	0,165
6,22	2	ĩ	2p <sup>3</sup> /2	0,15	0,15	0,14	0,15	0,24	0,165
6,62	4~	3	112	0,54			0,65		
6,67	(1,2)*	2	Idž	(0,10)					
7,00	1 <sup>*</sup> ; 1	2	143	0,58			0,44		
7,12	2*;1	2	1432	0,70			0,88		
7,19	1*	0	2s <sup>1</sup> /2	0,02			0,08		
7,43	(0-2)	1	2p <u>3</u>	0,09			0,10		
7,54	0*;1	0	2 <b>s</b> <sup>1</sup> /2	0,05			0,08		
7,88	(0-2)	1	2p <sup>3</sup> /2	0,035			0,04		
8,13	1* ; 1	0	2 <b>1</b> 2	0,06			0,14		
8,50	(0-2)	1	2 p 3/2	0,12			0,13		
9,06	(0-2)	1	2p <sup>3</sup> /2	0,07			0,07		
	•	lo	2.1	0,015					
9,21	1, 1 1	1	در.						
0.24		12	, a 2	0,005					1
7,44	I	(1)	2P2	(0,04)					
9,29	_ <b>+≇</b>	+	212	(0,01)					
		2	1 d 3/2	(0,06)					
9,39	2	1	2p <sup>3</sup> /2	(0,27)			(0,36)		
9,49	1	I.	2 p <sup>3</sup> /2	(0,08)					
9,73	, <b>-</b> ≉	1	2p <sup>3</sup> /2	(0,11)					
9,85	1	ŧ	2 p 3/2	(0,04)					
10,08	2 <b>°</b> ; I	1	2 p 3	(0,60)					
10,34	1	1	2 p <del>3</del>	(0,21)					
10,41	0 <sup>-</sup> *	i	2 p 1/2	(0,20)					

<sup>31</sup>P(d,n)<sup>32</sup>S et <sup>31</sup>P(<sup>3</sup>He,d)<sup>32</sup>S

a) Réf. 8

b) Les conclusions du présent travail sont indiquées par un astérisque .



B-IV-2-FIGURE 1

Distributions angulaires des neutrons de la réaction  ${}^{31}P(d,n){}^{32}S$  effectuée à  $E_d = 8$  MeV correspondant à un transfert  $l_p = 1$ .


B-IV-3-<u>Etude des transitions électromagnétiques dans le noyau <sup>43</sup>Ti au moyen de</u> <u>la réaction  $\frac{40}{Ca(q,n\gamma)}^{43}Ti$ </u>.

Jusqu'à présent très peu d'études ont été consacrées au noyau <sup>43</sup>Ti, les réactions permettant d'atteindre ce noyau ayant des bilans en énergie très négatifs. Les deux réactions les plus intéressantes sont :  ${}^{40}Ca(\alpha,n){}^{43}Ti$  et  ${}^{40}Ca({}^{6}Li,t){}^{43}Ti$ . La première a été utilisée pour déterminer la masse du  ${}^{43}Ti$  [1]. Quant à la seconde, elle a permit d'observer les états (fp)<sup>3</sup>, mais leur énergie reste assez imprécise [2].

104 .

La réaction  ${}^{40}$ Ca( $\alpha, n\gamma$ ) ${}^{43}$ Ti a été utilisée pour déterminer les énergies des niveaux, le schéma de désexcitation et les probabilités de transition du  ${}^{43}$ Ti . Le bilan de la réaction étant négatif (Q = - 11,2 MeV), de grandes énergies incidentes sont nécessaires pour obtenir un rendement de réaction satisfaisant . De plus, la section efficace de la réaction compétitive  ${}^{40}$ Ca( $\alpha, p\gamma$ ) ${}^{43}$ Sc est beaucoup plus grande que celle de la réaction étudiée, de sorte que les mesures doivent être faites en coïncidence . La réaction a été étudiée à plusieurs énergies : 15,3 - 16,5 - 19,5 et enfin 20,3 MeV, énergie à laquelle des mesures en coïncidence peuvent être faites dans un temps raisonnable .

Les coïncidences neutron-gamma et gamma-gamma sont faites simultanément. Les premières permettent d'identifier les transitions dans le noyau <sup>43</sup>Ti alors que les secondes servent à établir le schéma de désexcitation des niveaux peuplés par la réaction.

Les coıncidences  $\gamma - \gamma$  sont faites entre deux détecteurs Ge (Li) ayant respectivement pour volume 86 et 100 cm<sup>3</sup>, quant aux coincidences neutron-gamma, elles sont réalisées entre un détecteur NE 213 et la jonction de 100 cm<sup>3</sup> qui a de très bonnes performances. La géométrie adoptée pour les mesures de coincidences est présentée sur la fig. l. La cible de Ca naturel a une épaisseur d'environ 3 mg/cm<sup>2</sup>. L'intensité du faisceau de particules alpha est limitée à 3 nA afin de réduire le taux de comptage dans les deux détecteurs Ge (Li), qui affecte particulièrement la résolution . Les informations provenant des deux jonctions (coïncidences  $\gamma$ - $\gamma$ ) sont stockées en mode biparamétrique, avec une configuration 256 x 2048 canaux, sur bande magnétique . Deux spectres de coïncidences n- $\gamma$ , de 2048 canaux, sont stockés dans un bloc mémoire, l'un correspond aux coïncidences totales et l'autre aux coïncidences fortuites .

La vie moyenne des niveaux à 1,15 - 1,41 - 1,76 et 1,86 MeV a également été mesurée par la méthode du déplacement Doppler . La cible de <sup>40</sup>Ca pur, de 2,7 mg/cm<sup>2</sup> d'épaisseur, est déposée sur un support d'or épais . La géométrie adoptée pour la mesure est celle de la fig.2.

Les mesures sont faites à deux angles :  $\theta_1 = 25^\circ$  et  $\theta_2 = 100^\circ$ . Avec cette géométrie, les rayonnements  $\gamma$  détectés à  $\theta_2 = 100^\circ$  ne présentent pas de déplacement Doppler et ont donc l'énergie de la transition étudiée. Pour des raisons d'encombrement mécanique, nous n'avons pu obtenir  $\theta_1 = \theta_p$ , ce qui aurait donné le déplacement Doppler maximal.

Afin de minimiser les dérives de l'électronique pendant les grandes périodes de comptage, de nombreux cycles de mesure sont faits pour les deux angles de détection  $\gamma$ . Les dérives globales de la chaine électronique sont contrôlées en enregistrant le spectre  $\gamma$  direct entre chaque mesure.

Les données sont en cours d'analyse .

(S. JOLY, A. ADAM)

## REFERENCES

[1] - A.M. ALDRIGE et al., Nucl. Phys. A 98 (1967) 323 .

[2] - R.A. LINDGREN et al., Phys. Lett. 48 B (1974) 209.



B-IV-3-FIGURE 1

Géométrie adoptée pour les mesures de coïncidence n-y et y-y .



## B-IV-3-FIGURE 2

Géométrie utilisée pour la mesure de vies moyennes par la méthode du déplacement Doppler .

- 107 - 16/F INS

B-IV-4-Etude des résonances dans le système  ${}^{12}C + {}^{12}C$  de  $E_{lab} = 14$  d 22 MeV.

Les fonctions d'excitation des réactions  ${}^{12}C({}^{12}C,\alpha){}^{20}Ne$  et  ${}^{12}C({}^{12}C,r){}^{23}Na$  ont été mesurés à 15° et 30° lab. dans la gamme d'énergie de  $E_{lab} = 14 - 22$  MeV ( $E_{cm} = 7 - 11$  MeV) pour une dizaine des niveaux résiduels de  ${}^{20}Na$  et  ${}^{25}Na$ . Ces mesures ont été effectuées avec 'arcé-lérateur Van de Graaff tandem du CEN/SACLAV, en utilisant un télescope simi-conducteur  $\Delta E = E$  comme détecteur de particules . La résolution fotale de la Lesure était de 180 keV pour les particules alpha et de 150 keV pour les protons

Des calculs récents ont prédit l'existence d'un groupe de résonances vers  $E_{cm} = 7,5 - 8$  MeV où, expérimentalement, aucune résonance n'avait été observée auguravant (en <sup>22</sup>C + 12<sup>C</sup>). Le but de l'expérience était, donc, de chercher des résonances à haute énergie d'excitarion dans <sup>24</sup>Mg ( $E_{\chi}$  {<sup>24</sup>Mg} = 2C - 21 MeV) par l'observation des oscillations corrélées dans les fonctions d'excitation mesurées. Dans ce cadre nous avons calculé les fonctions de déviation :

$$D_{\theta, f}(E) = \left| \frac{\sigma_{\theta, f}(E) - \overline{\sigma_{\theta, f}(E)}}{\overline{\sigma_{\theta, f}(E)}} \right|.$$

Pour chaque voie de sortie les oscillations corrélées devraient donner lieu à des pics dans toutes (ou presque toutes) les fonctions de déviation.

Un pic apparaît, en effet, vers  $L_{lab} = 15 \text{ MeV} (E_{cm} = 7,5 \text{ MeV})$ dans toutes les fonctions de déviation des voies alpha et dans qualques voies protons (fig. 1). Nous attributons ce pic à une cu à un groupe de résonances autour de cette énergie. L'absence de pic dans qualques voies protons pourrait s'expliquer par un spin élevé de la résonance. Nous remarquons que cette résonance a été observée par la réaction inverse  $[2] \frac{20}{Ne(\alpha_1)^2 C} \frac{12}{C}$ . (N. CINDRO<sup>\*</sup> en collaboration avec: 2. BASRAK, F. AUGER, B. FERNANDEZ, J. GASTEBOIS)<sup>\*\*\*</sup>

\*Collaborateur étranger, Institut Ruder Bošković, ZAGREB (Yougoslavie) \*\*IRB, ZAGREB (Yougoslavie) \*\*\*CEN-SACLAY

#### REFERENCES

- [1] Y. KONDO, T. MATSUSE, Y. ABE, 2<sup>nd</sup> Conf. on Clustering Phenomena in Nuclei, College Park, Md (1975) VIIB-5.
- [2] N.O. LASSEN, J.S. OLSEN, Mat. Fys. Medd. Dans. Vid. Sels. Vol 33, N° 3 (1963).

# B-IV-5-Etude des structures intermédiaires à haute énergie d'excitation.

Les structures intermédiaires observées dans les collisions entre ions lourds ont donné. lieu à diverses spéculations tant en ce qui concerne leur nature physique que par les configurations mises en jeu.Plusieurs modèles ont été avancés, les deux principaux étant le modèle moléculaire et le modèle à configurations alpha.

La synthèse des données expérimentales récentes et leur analyse en terme des différents modèles existants a été l'objet de deux séries de conférences données aux deux écoles de physique; International Summer School "Enrico Fermi", Varenna 1974 et International School of Spectroscopy, Zakopane, Pologne 1975. L'analyse montre que, à présent, il n'existe aucun modèle capable de rendre compte, même qualitativement, de tous les phénomènes observés. En particulier, l'absence de résonance dans des systèmes tels que  ${}^{13}C + {}^{12}C$  ou  ${}^{16}O + {}^{16}O$  aux énergies près de la barrière Coulombienne reste inexpliquée.

# (N. CINDRO) +

♥Collaborateur étranger, Institut Ruder Bosković, ZAGREB (Yougoslavie)

PARTIE C : THEORIE ET EVALUATION

Dans le Service de Physique Nucléaire de Bruyères-le-Châtel se sont développés un certain nombre de moyens propres à l'évaluation de constantes nucléaires, et en particulier de diverses sections efficaces neutroniques faisant l'objet de demandes exprimées par les utilisateurs. Ces moyens, très variés et encore diversement développés, out pour but l'élaboration d'un jeu unique de données recommandées, soit à partir d'un ensemble de mesures ou d'évaluations précédentes (activités correspondantes décrites essentiellement en C-I), soit par des moyens de calculs basés sur les modèles nucléaires (activités correspondantes décrites essentiellement en C-II, III et IV). Dans tous les cas, un effort particulier a été entrepris en vue de réaliser la sortie des données recommandées sous un format adapté à l'utilisation (format ENDF). L'activité "Evaluation des Données", qui n'a démarré qu'en 1974, s'est développée en 1975 notamment par la mise en oeuvre de codes de calcul et de traitement des données, et par la réalisation soit d'évaluations complètes de sections efficaces, soit d'évaluations partielles en réponse à des demandes ponctuelles.

Les autres activités, paus spécifiquement théoriques et développées depuis plusieurs années, ont abouti en 1975 à la mise au point d'un ensemble de codes ainsi que de méthodes de calculs permettant de générer toutes les sections efficaces importantes d'une même cible dans le domaine d'énergie 1 keV-20 MeV . Ces moyens théoriques, basés sur les modèles nucléaires courants (modèles optiques, statistiques et de prééquilibre) ont fait l'objet d'applications et d'études essentiellement décrites en C-II et III. Leur utilisation s'est notamment avérée nécessaire dans le cas des cibles instables, soit dans leur état fondamental, soit dans un état isomérique. Par ailleurs, les modèles microscopiques du type HARTREE-FOCK, dont les méthodes précédemment mises au point sont à présent appliquées en liaison avec d'autres équipes de théoriciens, ont continué à connaître en 1975 des développements particulièrement marquants qui sont décrits en C-IV . En particulier, le succès obtenu dans ce contexte par la force effective internucléon D1 permet d'envisager que de nombreux résultats de structure nucléaire obtenus par ces modèles pourront être utilisés à des fins d'évaluations de sections efficaces . Des moyens originaux nécessaires pour cet objectif ont commencé à être mis en place en 1975.

- 110 -

#### C-I-EVALUATION DE DONNEES -

C-I-1-Codes de calcul pour l'évaluation des données .

a) Le fichier ENDFB/IV ainsi que les codes de traitement EVLIST, EVCORR, EVDICT\_EVCHECK qui permettent de modifier ce fichier et de faire des vérifications de structure, et EVRESO qui permet de calculer les sections efficaces dans la zone des résonances, ont été catalogués sur l'ordinateur IEM 145 (Unité de Calcul B.III) et sont è présent opérationnels . Une version intégrée EVALU des codes EVCORR, EVDICT, EVCHECK est en cours de test .

#### (C. PHILIS, G. PILLON)

b) La réalisation du code COHER a commencé . Ce code permettra de retrouver la cohérence des sections de la "file" neutronique des fichiers ENDF après introduction de nouvelles données dans cette "file". L'ensemble des relations liant entre elles les différentes sections efficaces composant ces sections, étant généralement perturbé au cours de cette opération, la cohérence sera retrouvée par la modification, dans des limites données, des sections spécifiées.

(G. SIMON, C. PHILIS)

c) - Calcul de coefficients de transmission.

Le sous-programme SCAT, écrit par W.R. SMITH [1] a été adapté pour le calcul des coefficients de transmission  $T_{lj}$ , et implanté sur l'ordinateur CII 10 020. Ce code utilise des potentiels conventionnels, y compris l'approximation locale d'un potentiel non local.

(0. BERSILLON)

#### REFERENCE

[1] - W.R. SMITH, Computer Physics Communications 1 (1969) 106.

- 111 -

d) Un code de calcul de coefficients de transmission pour neutrons, protons, deuterons, alphas - TCCOMP [2] utilisé à LASL-a été rendu opérationnel sur le CDC 7600 de la C.I.S.I. Ce code est basé sur un modèle optique sphérique pour lequel il est possible de choisir les potentiels. Le format de sortie est adapté à l'entrée du code GNASH.

## (C. PHILIS)

#### REFERENCE

[2] - P.G. YOUNG, E.D. ARTHUR, LASL, communication privée .

e)-GNASH [2].

GNASH, un code basé sur la théorie statistique est en cours d'adaptation sur ordinateur CDC. Ce code permet de calculer les spectres en énergie des neutrons, rayons gamma et particules chargées pour des réactions neutroniques et pour des énergies allant jusqu'à 20 MeV et plus.

Il permet également de calculer les sections de formation des niveaux excités (maximum 50) des noyaux résiduels (maximum 60). Différents aménagements et améliorations lui ont été apportés : une grande partie du sous-programme appelé dans la boucle la plus interne a étéréécrite et optimisée ; un gain en temps de plus de 10% a ainsi été obtenu . Par une modification de la logique du programme, ce gain a été encore accru de 20%. Un aménagement de l'introduction des données a été fait, en particulier pour les niveaux des noyaux résiduels.

(C. PHILIS, G. PILLON)

f)-FISPRO .

Afin de pouvoir répondre rapidement à des demandes de sections efficaces du type  $(n,\gamma)$ , nous avons implanté et testé le code FISPRO sur l'ordinateur IRM 145 de l'Unité de Calcul du Centre. Ce code permet en partant de la théorie d'HAUSER-FESHBACH et au moyen d'approximations de calculer les sections efficaces  $(n,\gamma)$ ,  $(n,\gamma\gamma')$  et la section efficace de capture en tenant compte des effets directs et collectifs. Ce code contient entre autres un calcul des coefficients de transmission par potentiel optique.

- 113 -

Des modifications sont en cours pour étendre au-dessous de Z = 29 la gamme des noyaux traités. Une sortie dans le format ENDF vient d'être adaptée à ce programme.

(G. SIMON)

g)-Bibliographie et données expérimentales.

Un fichier bibliographique à des fins d'évaluation a été constitué sur ordinateur IBM 145, et comporte actuellement environ 1000 entrées . Il continue à être mis à jour régulièrement . Les programmes de gestion de ce fichier sont opérationnels .

D'autre part, un programme de gestion de données expérimentales a été écrit et a commencé à être testé.

(C. PHILIS, M.A. BEUVE, M. GAUTIER, G. PILLON)

C-I-2-Evaluation de sections efficaces de capture neutronique.

 $a) - \frac{89}{39}Y(n,\gamma)\frac{90}{39}Y$ .

Cette évaluation [1] a été entreprise pour répondre à la demande n° 682019 de WRENDA 1974 [2].

Les résultats expérimentaux des documents retenus et analysés en détail sont représentés figure l jusqu'à 3,5 MeV. Nous remarquons sur cette figure une très grande dispersion des valeurs expérimentales surtout pour des énergies du neutron incident inférieures à 200 keV.

Les résultats obtenus pour les différentes méthodes de mesure ont été re-normalisés par rapport à un ensemble cohérent de données de référence qui sont :

-	le schéma	de désintégration de <sup>90</sup> Y	J.B.	BALL et al.	[3]
-	la section	efficace de fission de <sup>235</sup> U	M.G.	SOWERBY	[4]

- la section efficace de la réaction  $\frac{197}{Au(n,\gamma)}$  Au ENDF/B.III [5] - la section efficace de la réaction  $\frac{181}{Ta(n,\gamma)}$ Ta V. BENZI et al. [6] - la section efficace de la réaction  $\frac{127}{I(n,\gamma)}$ <sup>128</sup>I V. BENZI et al. [6] - la section efficace de la réaction  $\frac{107}{Ag(n,\gamma)}$  Ag V. BENZI et al. 6 - la section efficace de la réaction  $\frac{27}{\text{Al}(n,\alpha)}^{24}$ Na P.G. YOUNG [7] - la section efficace de la réaction  $235_{U(n,\gamma)}^{236}_{U(n,\gamma)}$ ENDF/B.III 5 - les sections efficaces de capture des cibles <sup>197</sup>Au, <sup>89</sup>Y, <sup>127</sup>I, <sup>235</sup>U et la section efficace de fission de 235 y pour les neutrons thermiques  $(E_n = 0,025 \text{ eV})$ BNL 325 [8]

- 114 -

Les valeurs re-normalisées représentées figure 2 montrent une amélioration sensible de leur accord par rapport à celui des données initiales surtout entre 60 et 800 keV. L'enveloppe de la quasitotalité des points expérimentaux (indiquée en pointillés figure 2) représente l'incertitude admise sur les données recommandées ;  $\pm$  60% entre 10 et 20 keV ;  $\pm$  20% entre 20 et 50 keV ;  $\pm$  25% entre 50 et 250 keV ;  $\pm$  20% - 15% entre 250 et 1100 keV ;  $\pm$  10% entre 1100 et 3500 keV. Cette incertitude n'a pas été majorée des erreurs sur les standards adoptés sauf entre 1100 et 3500 keV où l'incertitude admise :  $\pm$  10% tient compte de l'incertitude de  $\pm$  4% sur la section efficace de la réaction <sup>235</sup>U(n,f) donnée par M.G. SOWERBY [4].

Les résultats obtenus ont été comparés à des résultats de calculs théoriques ou semi-empiriques; un bon accord a été trouvé en particulier avec l'évaluation théorique de P. THOMET [12,13].

A 14 MeV, nous recommandons la valeur  $\sigma = 1,2 \pm 0,3$  mb, basée sur les résultats de [9,10,11].

Les données que nous recommandons ne satisfont la demande [2] que pour une énergie des neutrons comprise entre 1100 et 3500 keV. Il apparaît donc que des mesures supplémentaires seraient nécessaires dans les autres gammes d'énergie.

Pour compléter cette étude, nous avons entrepris l'évaluation de la section efficace de la réaction  $\frac{89}{39}$ Y(n,Y) $\frac{90m}{39}$ Y.

(N. NAVARRE-VERGES, C. PHILIS)

- [1] N. NAVARRE-VERGES, C. PHILIS, "Evaluation de la section efficace de la réaction  ${}^{89}_{39}$ Y(n, $\gamma$ ) ${}^{90}_{39}$ Y de 10 keV à 3,5 MeV et valeur recommandée aux alentours de 14 MeV", Rapport CEA-R-4729 (1975).
- [2] "World request list for neutron data measurements for nuclear reactors", INDC (SEC) - 38/U, (1974).
- [3] J.B. BALL, M.W. JOHNS, K. WAY, Nuclear data Tables A 8 (1970) 407 "Midstream evaluation, A = 90".
- [4] M.G. SOWERBY, B.H. PATRICK, D.S. MATHER, AERE-R-7273 (1973), "A detailed report on the simultaneous evaluation of the fission cross of U-235, Pu-239 and U-238 capture cross section in the energy range 100 eV to 20 MeV".
- [5] Fichier ENDF/B.III.
- [6] V. BENZI, R. D'ORAZI, G. REFFO, M. VACCARI, DOC CEC (71) (1971) -CCDN/NW 10 (1969) "Fast neutron radiative capture cross sections of stable nuclei with 29 < Z < 79".</p>
- [7] P.G. YOUNG, D.G. FOSTER Jr., LA 4726 (1972) "A preliminary evaluation of the neutron and photon production cross sections for aluminium".
- [8] S.F. MUGHABGHAB, D.I. GARBER BNL 325, 3<sup>rd</sup>. ed. (1973) "Neutron cross sections Volume I, resonance parameters".
- [9] J.L. PERKIN , L.P. O'CONNOR, R.F. COLEMAN, Proc. Phys. Soc. 72 n° 466 (1958) 505 "Radiative capture cross sections for 14,5 MeV neutrons".
- [10] J. CSIKAI, G. PETO, M. GUCZKO, Z. MILIGY, N.A. EISSA, Nucl. Phys. A 95 (1967) 229 "Radiative capture cross sections for 14,7 MeV neutrons".
- [11] F. RIGAUD, J.L. ROTURIER, J.L. IRIGARAY, G.Y. PETI, G. LONGO, F. SAPORETTI, Nucl. Phys. A 154 (1970) 243 "Radiative neutron capture on Si, Rb, Sr and Y in the dipole giant resonance region".

[12] - P. THOMET, Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel, Communication privée.

[13] - C. PHILIS, P. THOMET, N. VERGES, "Aspects experimentaux et théoriques dans l'évaluation des sections efficaces de capture de l'yttrium entre 10 keV et 3 MeV", National Soviet Conference on Neutron Physics, (KIEV, 9-13 Juin 1975).



Section efficace de la réaction 89 Y(n, $\gamma$ ) 90 Y. Données expérimentales non re-normalisées .



- 119 - 1LNF NIS

 $b) - \frac{169}{Tm(n,\gamma)} Tm$ .

Cette évaluation a été entreprise pour répondre aux demandes 692289 et 671075 de WRENDA 1974 [1]. Les demandes sont faites avec la priorité 1 et les données sont désirées avec une précision de  $\pm$  57 dans la région d'énergie E < 1 keV et de  $\pm$  107 pour des énergies supérieures

Après analyse de quelques documents anciens et peu nombreux nous avons re-normalisé les résultats publiés par rapport à un ensemble cohérent d'éléments de référence, parmi lesquels :

- la section efficace de la réaction  ${}^{197}Au(n,\gamma){}^{98}Au$  ENDF/BIV [2] - la section efficace de la réaction  ${}^{127}I(n,\gamma){}^{128}I$  V. BENZI et al. [3]

Nous obtenons ainsi les valeurs conseillées entre 3,5 et 167 keV avec une précision estimée  $\pm 25\%$  sauf pour E = 24 keV où elle est de  $\pm 11\%$ .

La figure 3 groupe les valeurs expérimentales re-normalisées et nos valeurs conseillées dans la même gamme d'énergie.

Pour les valeurs situées dans la région  $E_n > 167$  keV il n'existe que l'évaluation de BENZI et al. [3] que nous conseillons donc dans cette gamme d'énergie et dont les valeurs sont indiquées sur la figure 3.

(F. BERTRAND-LEPAGE)

#### REFERENCES

- [1] "World request list for neutron data measurements for nuclear reactors", INDC (SEC) - 38/U, (1974).
- [2] Fichier ENDF/BIV, mat. 1283 .
- [3] V. BENZI, R. D'ORAZI, G. REFFO, M. VACCARI, DOC CED (71), (1971) -CCDN/NW 10 (1969) "Fast neutron radiative capture cross sections of stable nuclei with 29 < Z < 79.</p>



 $c)-Ni(n,\gamma)$ .

Nous avons entrepris cette évaluation pour répondre aux demandes formulées dans WRENDA 1975  $\begin{bmatrix} 1 \end{bmatrix}$ , la précision la plus fine demandée étant de ± 5% entre 500 eV et 1 MeV.

Une exploration systématique des données parues dans la littérature a été faite et celles-ci sont en cours de re-normalisation. De nombreux problèmes se posent pour mener à bien cette évaluation du fait des résonances détectées pour des neutrons incidents d'énergie 500 keV et plus.

(N. NAVARRE-VERGES)

## REFERENCE

[1] - INDC (SEC) - 46/U + R + F + S "World request list for nuclear data measurements" Juin 1975.

 $d) - t (n, \gamma).$ 

Cette évaluation, entreprise pour répondre aux demandes formulées dans WRENDA 1975 [1] est en cours. La précision la plus fine demandée est de  $\pm$  107 entre 1 keV et 3 MeV.

Après exploration systématique des travaux publiés, il apparaît que les valeurs expérimentales disponibles sont anciennes. Elles sont en cours de re-normalisation par rapport à un ensemble cohérent de données de références.

(F. BERTRAND-LEPAGE)

#### REFERENCE

[1] - INDC (SEC) - 46/U + R +F + S " World request list for nuclear data measurements" Juin 1975 . e)-Compilation de sections efficaces de capture.

Une compilation a été faite pour rechercher les éléments ayant pour l'essentiel une section efficace de capture suivant le mieux possible une loi en l/V dans la gamme d'énergie la plus grande possible et un rapport  $\sigma_{capture}/\sigma_{totale}$  le plus grand possible. Cinq éléments ont répondu aux critères demandés : l'argent, le platine, l'or, l'holmium et le molybdène.

(N. NAVARRE-VERGES, F. BERTRAND-LEPAGE, G. SIMON)

C-I-3-Evaluation des sections efficaces des réactions (n, 2n) et (n, 3n) .

 $a)^{-238}U(n,2n)^{237}U et^{-238}U(n,3n)^{236}U$ .

Cette évaluation, entreprise pour répondre à la demande n° 692396 de WRENDA 1974 [1], est en cours. Deux méthodes de mesure ont été utilisées par les auteurs :

- mesure directe du nombre de neutrons émis par l'échantillon au cours de l'irradiation.
- mesure après irradiation de la radioactivité de  $^{237}$ U produit par réaction (n,2n).

Les résultats obtenus par ces méthodes de mesure restent à re-normaliser sur un ensemble cohérent de données de références :

- section efficace de la réaction  $^{238}$ U(n,f) [2] - section efficace de la réaction  $^{27}$ Al(n, $\alpha$ ) $^{24}$ Na [3].

#### (G. SIMON)

#### REFERENCES

- [1] "World request list for neutron data measurements for nuclear reactors" INDC (SEC) - 38/U, (1974).
- [2] Fichier ENDF/BIV, Mat. = 1262.
- [3] Fichier ENDF/BIV, Mat. = 1198.

- 122 -

Cette étude répond partiellement à la demande n° 692315 de WRENDA 1974 [1] .

Les résultats expérimentaux retenus proviennent de l'analyse de quatorze articles. Les mesures ont été faites soit par activation scit par comptage direct du nombre de neutrons émis par l'échantillon.

Les standards utilisés pour re-normaliser les résultats expérimentaux sont :

- schéma de désintégration de Au : WAPSTRA [2] .
- schéma de désintégration de Au : JANSEN [3].
- schéma de désintégration de <sup>195</sup>Au : MARTIN [4] .

- section efficace de la réaction  $^{27}$ Al(n, $\alpha$ )<sup>24</sup>Na : ENDF/BIV MAT. = ]]93 [5].

- section efficace de la réaction  $238_{U(n,f)}$  : ENDF/BIV MAT. = 1262 [6].

Les données recommandées, issues des valeurs expérimentales re-normalisées, sont présentées en trait plein sur la figure !, les courbes en tirets représentant les incertitudes adoptées sur les données recommandées.

Ces données recommandées sont en général voisines des évaluations antérieures à celle-ci ainsi que des résultats de calculs théoriques ou semi-empiriques, sauf en ce qui concerne la section efficace de la réaction  $^{197}$ Au(n,3n) $^{195}$ Au entre 16 et 20 MeV, où nos résultats sont très inférieurs à ceux des évaluations ENDF/BIV MAT. = 1283 [7], et LLL [8].

D'autre part, l'évaluation de la section efficace de la 196m réaction Au(n,2n) Au(8,2 s) est nouvelle, elle est cependant assez imprécise du fait du petit nombre de points expérimentaux.

(C. PHILIS, O. BERSILLON)

à

#### REFERENCES

- [I] "World request list for neutron data measurements for nuclear reactors" INDC (SEC) - 38/U, (1974).
- [2] A.H. WAPSTRA, Nucl. Phys. A 93 (1967) 527.
- [3] J.F.W. JANSEN, H. PAUW, Nucl. Phys. A 96 (1967) 235.
- [4] M.J. MARTIN, Nucl. Data Sheets B 8, 5 (1972) 471.
- [5] Fichier ENDF/BIV, Mat. = 1193 .
- [6] Fichier ENDF/BIV, Mat. = 1262.
- [7] Fichier ENDF/BIV, Mat. = 1283.
- [8] Bibliothèque du Lawrence Livermore Laboratory, Mat. = 7047.



# C-I-3-FIGURE 1

Sections efficaces des réactions  ${}^{197}$  Au(n,2n)  ${}^{196}$  Au,  ${}^{197}$  Au(n,2n)  ${}^{196m1}$  Au,  ${}^{197}$  Au(n,2n)  ${}^{196m2}$  Au,  ${}^{197}$  Au(n,3n)  ${}^{195}$  Au,  ${}^{197}$  Au(n,4n)  ${}^{194}$  Au.

- 125 -

 $c) - \frac{175}{Lu(n, 2n)} et (n, 3n)$ .

Les évaluations de sections éfficaces de réactions sur <sup>175</sup>Lu ont été effectuées en collaboration avec le groupe T2 de LASL . Les sections efficaces (n,2n) et (n,3n) ont été évaluées du seuil à 20 MeV, l'accord entre calculs et données expérimentales est satisfaisant . A l4 MeV, un calcul plus complet, tenant compte des réactions (n,p), (n, $\alpha$ ), (n,np) a été fait . Dans tous les cas, les sections efficaces conduisant aux différents niveaux excités des noyaux résiduels ainsi que les spectres en énergies des particules émises ont été calculés avec le code GNASH [1]. Ce travail fait l'objet d'un rapport en cours de rédaction .

(C. PHILIS, P.G. YOUNG, E.D. ARTHUR<sup>♥</sup>)

★LOS ALAMOS SCIENTIFIC LABORATORY (USA)

### REFERENCE

[1] - P.G. YOUNG, E.D. ARTHUR, LASL, communication privée .



# C-I-4-Evaluation semi-empirique de $\overline{v}_p$ pour la fission induite par neutrons rapides.

Le calcul des assemblages fissiles à neutrons rapides nécessite la connaissance du nombre moyen  $\tilde{v}$  de neutrons prompts émis dans la fission induite dans les transactinides par des neutrons d'énergie E inférieure à 15 MeV. Cependant, certains noyaux ont une vie trop courte pour qu'une mesure de la loi  $\tilde{v}_p = f(E)$  soit actuellement envisageable. C'est pour cette raison que nous avons développé une systématique des lois  $\tilde{v}_p = f(E)$ , essentiellement basée sur les mesures réalisées au Service PN sur les noyaux <sup>235</sup>U, <sup>238</sup>U, <sup>239</sup>Pu, <sup>240</sup>Pu, <sup>241</sup>Pu [1],[2] dans la gamme d'énergie 0,2-15 MeV. Pour cela, nous avons admis que  $\tilde{v}_p$  variait linéairement avec l'énergie d'excitation dans cette gamme d'énergie. En particulier, les faibles écarts à une loi linéaire, dûts aux réactions (n,n'f) et (n,2n'f) dont les seuils se situent respectivement vers 6 et 12 MeV, ont été systématiquement négligés.

Les lois  $\overline{v} = f$  (E) sont donc représentées par des droites d'équation :

$$\bar{\nu}_{p} = A (E - E_{S}) + \bar{\nu}_{S}$$
(1)

Dans cette expression, la pente A et la valeur  $\overline{\nu}_S$  de  $\overline{\nu}_p$  au seuil de fission  $E_S$  dépendent du nombre N de neutrons et du nombre Z de protons du noyau cible . Les valeurs de  $E_S$  ont été déterminées expérimentalement pour de nombreux isotopes [3] [4] [5] [6] [7].

Sur les figures 1 et 2 sont portées respectivement les valeurs de A et de  $\bar{v}_{S}$  en fonction de N, pour les différents isotopes étudiés au Service PN. Ces valeurs ont été obtenues à partir de la formule (1) par la méthode des moindres carrés. Pour faciliter l'ajustement, la valeur expérimentale de  $\bar{v}_{S}$  de  $^{232}$ Th [8] a été également portée sur la figure 2.

Dans la limite de la précision expérimentale, la pente A est indépendante de Z et varie linéairement avec N (figure 1) . La méthode des moindres carrés donne le résultat :

$$A = 0,1495 + 0,0032 (N - 145)$$
(2)

La figure 2 montre que  $\overline{v}_S$  est pratiquement constant pour une valeur de Z et une parité de N données . Les valeurs moyennes correspondantes ont été portées sur la figure 3 en fonction de Z.

La variation de  $\bar{\nu}_{S}$  avec la parité de N est  $\Delta \bar{\nu}_{S} = 0,185 \pm 0,035$ pour les isotopes de Pu et  $\Delta \bar{\nu}_{S} = 0,165 \pm 0,016$  pour les isotopes de U. Nous la supposons indépendante de Z et la valeur moyenne  $\Delta \bar{\nu} = 0,169$  est introduite dans la loi  $\bar{\nu}_{S} = f$  (N,Z) sous la forme 0,084 (-)<sup>N</sup>.

Pour une parité de Ndonnée,  $\bar{v}_{S}$  varie linéairement avec Z (figure 3) et la pente est indépendante de cette parité dans la limite des barres d'erreur. La méthode des moindres carrés donne pour cette pente  $(\Delta \bar{v}_{S}/\Delta Z) = 0,206$ . La valeur  $\bar{v}_{S}$  de  $\bar{v}_{p}$  au seuil de fission  $E_{S}$  peut donc s'exprimer par la loi :

$$\bar{\nu}_{s} = 2,775 + 0,084 (-)^{N} + 0,206 (Z - 94)$$
 (3)

en choisissant le noyau cible <sup>239</sup> Pu comme noyau de référence.

La valeur de  $\overline{v}_p$  en fonction de l'énergie E des neutrons incidents pour un noyau cible comprenant N neutrons et Z protons et ayant un seuil de fission E<sub>S</sub> peut donc s'écrire :

$$\bar{v}_{p} = \bar{v}_{s} + A(E - E_{s}) = 2,775 + 0,084(-)^{N} + 0,206(Z - 94) + [0,1495 + 0,0032(N - 145)](E - E_{s})$$
 (4)

Cette expression permet de retrouver à mieux de 3% les différentes valeurs de  $\bar{v}_p$  publiées pour les isotopes de Th, U, Pu [8]. Elle devrait donc reproduire avec la même précision les valeurs de  $\bar{v}_p$  des isotopes de ces noyaux pour lesquels il n'existe pas de mesures. Son extension aux isotopes de Pa et de Np, pour lesquels aucune mesure n'a été réalisée, est plus hasardeuse, car il n'est pas exclu que  $\bar{v}_p$  dépende également de la parité de Z.

Pour Z > 94, seules des mesures de  $\overline{v}_p$  pour la fission thermique ont été réalisées. Le tableau I permet de comparer les valeurs expérimentales  $\overline{v}_{th}$  de  $\overline{v}_p$  pour la fission thermique aux prévisions de la loi (4) pour l'ensemble des noyaux étudiés. Les valeurs calculées sont nettement plus basses que les valeurs mesurées pour les noyaux ayant Z > 94. Contrairement à ce qui est observé pour les isotopes de U et de Pu on constate que les valeurs de  $\tilde{v}_{th}$  diffèrent sensiblement pour les isotopes <sup>243</sup>Cm et <sup>245</sup>Cm, ce qui semble indiquer dans ce cas une dépendance de  $\tilde{v}_{th}$  avec N. Ceci est à rapprocher des variations des valeurs  $\tilde{v}_{sp}$  de  $\tilde{v}_{p}$  mesurées pour la fission spontanée [8] [9] [10] et portées en fonction de N sur la figure 4 : ces valeurs sont à peu près indépendantes de N pour les isotopes de U et de Pu tandis qu'elles varient linéairement avec N pour les isotopes de Cm et de Cf. Dans la limite de ± 37, elles sont données par les relations :

$$Z \le 94$$
  $\overline{v}_{sp} = 2,134 + 0,085 (Z-94)$ 

94 < z < 98  $\overline{v}_{sp} = 2,120 + 0,172 (z-94) + 0,115 (N-146)$ 

Par analogie, l'expression (3) de  $\bar{v}_{S}$  a été modifiée pour Z > 94 en incluant un terme dépendant de N. Cette nouvelle formulation a été déterminée par la méthode des moindres carrés à partir des résultats expérimentaux, en admettant la validité de l'expression (2) de la pente A au delà de Z = 94. Pour 94 < 2 < 98 la valeur de  $\bar{v}_{p}$  s'exprime alors par la relation :

$$\bar{\nu}_{p} = 2,835+0,084(-)^{N}+0,140(Z-94)+0,153(N-145)+[0,1495+0,0032(N-145)](E-E_{S})$$
 (5)

Les valeurs  $\overline{v}_{th}$  de  $\overline{v}_{p}$  pour la fission thermique, calculées par cette formule pour 94 < Z < 98 sont reportées dans le tableau I. Elles sont en accord à ± 3% avec les valeurs expérimentales, même pour les isotopes de Am de Z impair. Ce dernier point semble montrer que les variations de  $\overline{v}_{p}$  en fonction de N et Z sont peu sensibles à la parité de Z. Cependant l'absence de données expérimentales pour la fission par neutrons rapides des noyaux de la région 94 < Z < 98 ne permet pas d'attribuer à la formule (5) une précision meilleure que 10%.

Au delà de Z = 98, l'influence de la fission symétrique ne permet plus d'utiliser la formule (5). En effet, dans ce cas les fragments formés sont voisins de noyaux magiques donc peu déformés : ils émettent en moyenne moins de neutrons que les fragments de la fission asymétrique.

(R. BOIS, J. FREHAUT)

#### REFERENCES

- [1] M. SOLEILHAC, J. FREHAUT, J. GAURIAU, Journal of Nuclear Energy 23 (1969) 257.
- [2] J. FREHAUT, G. MOSINSKI, R. BOIS, M. SOLEILHAC, Rapport CEA-R-4626, 1974.
- [3] B.B. BACK, O. HANSEN, H.C. BRITT, J.D. GARRET, LA-UR-73 (1973), 1762.
- [4] B.B. BACK, O. HANSEN, H.C. BRITT, J.D. GARRET, B. LEROUX, Physics and Chemistry of fission, AIEA, Rochester 1973, Vienne 1974, I, 3.
- [5] Rapport CCDN, EANDC 95 U (1974) .
- [6] BNL 325, Second Edition, Supplément n° 2.
- [7] J.A. NORTHRUP, R.H. STOKES, K. BOYER, Phys. Rev. 115 (1959) 1277.
- [8] F. MANERO, V.A. KONSHIN, Atomic Energy Review 10, AIEA, Vienne (1972) 637.
- [9] D.M. DAKOVSKII, Yu. A. LAZAREV, Yu. Ts. OGANESYAN, Sov. J. Nucl. Phys. 18 (1974) 371.
- [10] D.M. DAKOVSKII, Yu. A. LAZAREV, Yu. Ts. OGANESYAN, G.V. BUKLANOV, Sov. J. Nucl. Phys. 17 (1973) 360.

Norma eitile	Mesure	Calcul		
NOYAU CIDIE	$\bar{v}_{th} \pm \Delta \bar{v}$	v <sup>¥</sup> th	v <b>¥</b> ¥ th	
22 9 <sub>Th</sub>	2,02 ± 0,10	1,95	-	
233 <sub>U</sub>	2,46 ± 0,01	2,39	-	
235 <sub>U</sub>	2,39 ± 0,01	2,37	-	
238 <sub>Pu</sub>	2,87 ± 0,02	2,79	-	
239 <sub>Pu</sub>	2,86 ± 0,01	2,83	-	
24 I Pu	2,90 ± 0,02	2,82		
241 Am	3,10 ± 0,02	2,92	3,07	
242 <sub>Am</sub>	3,24 ± 0,02	2,99	3,29	
243 <sub>Cm</sub>	3,40 ± 0,05	3,23	3,47	
245 <sub>Cm</sub>	3,80 ± 0,03	3,22	3,76	
249 <sub>Cf</sub>	4,53 ± 0,21	3,68	4,40	
<sup>249</sup> Cf	4,05 ± 0,04	3,68	4,40	

1997年を加えたのである。

# C-I-4-TABLEAU I

Comparaison des valeurs mesurées et des valeurs calculées de  $\bar{v}_p$  pour la fission thermique .

¥Valeurs calculées à partir de l'expression (4)

¥¥ Valeurs calculées à partir de l'expression (5)

Les valeurs expérimentales sont tirées de la compilation de F. MANERO et V.A. KONSHIN [8].



C-I-4-FIGURE 1

)

Variation de la pente A =  $\frac{\Delta v p}{\Delta E}$  en fonction du nombre N de neutrons du noyau cible . La droite correspond à un ajustement par la méthode des moindres carrés .



C-I-4-FIGURE 2

Variation de la valeur  $\overline{\nu}_{S}$  de  $\overline{\nu}_{p}$  au seuil de fission en fonction du nombre N de neutrons du noyau cible .





Variation pour une parité de N donnée de la valeur moyenne  $\langle \overline{v}_S \rangle$  de  $\overline{v}_p$  au seuil de fiscion en fonction du nombre Z de protons du noyau cible . Les droites correspondent à un ajustement par la méthode des moindres carrés pour chaque parité de N . La droite supérieure correspond aux valeurs paires de N .

with the second second second



C-I-4-FIGURE 4

Variation des valeurs expérimentales  $\tilde{v}_{sp}$  de  $\tilde{v}_{p}$  pour la fission spontanée en fonction du nombre N de neutrons du noyau fissionnant .

# C-I-5-Evaluation des données relatives à l'interaction des neutrons d'énergie inférieure à 20 MeV avec le carbone.

Nous avons rassemblé et analysé les principaux travaux relatifs à l'interaction des neutrons avec le carbone dans la gamme d'énergie comprise entre  $10^{-5}$  eV et 20 MeV. Nous en avons déduit un ensemble complet de données cohérentes. Celles-ci ont été commentées dans la réf. [1] et ont été enregistrées sur bande magnétique dans le format ENDF/BIV.

Diverses considérations ont motivé le rééxamen des données évaluées relatives au carbone. Les évaluations antérieures étaient limitées à l'énergie des neutrons incidents de 15 MeV. En outre, peu de données avaient été rapportées entre 8 et 14 MeV avant les mesures de diffusion de neutrons de HAOUAT et al. [2]. Or la comparaison de ces mesures et des données évaluées de la bande ENDF/BIV [3] faisait apparaître des différences de 7 à 15% pour la section efficace élastique et de plus de 50% pour la diffusion inélastique. Enfin, des mesures récentes relatives aux réactions (n,n' $\gamma$ ) [4] et (n,n' $3\alpha$ ) [5,6] ont permis de préciser, pour les premières, des distributions angulaires des photons et pour les dernières les distributions angulaires et les distributions en énergie des neutrons secondaires.

Les données expérimentales relatives aux réactions <sup>13</sup>C( $\gamma$ ,n)<sup>12</sup>C, <sup>9</sup>Be( $\alpha$ ,n)<sup>12</sup>C et <sup>11</sup>B(d,n)<sup>12</sup>C ont été aussi analysées. Elles ont permis de déduire les valeurs des sections efficaces des réactions (n, $\gamma$ ), (n, $\alpha_0$ ) et (n,d<sub>0</sub>) en utilisant le théorème de réciprocité.

La figure l représente la section efficace totale évaluée entre 10<sup>-5</sup> eV et 2 MeV. Sur la figure 2 nous avons porté les sections efficaces totales et partielles proposées entre 2 et 20 MeV. Les coefficients des polynômes de Legendre dans les développements des distributions angulaires des neutrons diffusés par le niveau fondamental et le premier niveau excité sont donnés respectivement dans les figures 3 et 4.

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

➡Stagiaire Militaire

REFERENCES

- [1] J. LACHKAR, F. COCU, G. HAOUAT, P. LE FLOCH, Y. PATIN, J. SIGAUD, Rapport INDC et NEANDC à paraître.
- [2] G. HAOUAT, J. LACHKAR, J. SIGAUD, Y. PATIN, F. COCU, Rapport CEA-R-4641 (1975).
- [3] F.G. PEREY, C.Y.FU, ENDF/BIV Mat. = 1274 (1974).
- [4] G.L. MORGAN, T.A. LOVE, J.K. DICKENS, F.G. PEREY, ORNL TM 3702 (1972) .
- [5] B. ANTOLKOVIC, Z. DOLENEC, Nucl. Phys. A 237 (1975) 235.
- [6] F. COÇU, à paraître.





C-I-5-FIGURE 1

Section efficace totale évaluée entre 10<sup>-5</sup> eV et 2 MeV .



C-I-4-FIGURE\_2

Sections efficaces totales et sections efficaces partielles évaluées entre 2 et 20 MeV .


C-I-5-FIGURE 3

Coefficients des polynomes de Legendre du développement de la distribution angulaire des neutrons diffusés élastiquement entre 0 et 20 MeV.



C-1-5-FIGURE 4

Coefficients des polynomes de Legendre du développement de la distribution angulaire des neutrons diffusés inélastiquement par le premier níveau excité de <sup>12</sup>C du seuil à 20 MeV.

a)-Niobium .

La nouvelle évaluation du Nb (MAT = 5189) révise et complète l'évaluation ENDF/BIV (MAT = 1189) en modifiant des données de la file 3 (neutronique) . Les améliorations suivantes ont été apportées :

- la section efficace <sup>93</sup>Nb(n,2n)<sup>92m</sup>Nb (conduisant à l'état isomérique de 10,15 j) qui n'existait pas dans ENDF/BIV, a été ajoutée d'après l'évaluation [1]. Une estimation des incertitudes adoptées pour cette section efficace est donnée dans les commentaires (file 1, MT = 451).
- la section efficace  ${}^{93}$ Nb(n,2n) ${}^{92}$ Nb conduisant à l'état fondamental, (file 3, MT = 16) a été modifiée <u>A</u> l'évaluation [2] nous en avons substitué une plus récente et plus complète [1] ; les résultats de ces deux évaluations sont comparés dans [1]. Une estimation des incertitudes adoptées pour cette section efficace est donnée dans les commentaires (file 1, MT = 451).
- les sections efficaces inélastiques et élastiques ont été ajustées pour tenir compte de l'intégration des nouvelles données de la section efficace  ${}^{93}$ Nb(n,2n) ${}^{92}$ Nb et conserver la cohérence avec la section efficace totale de [2] dont l'incertitude est faible ( $\lesssim 5\%$  pour  $E_n > 0,5$  MeV). Ces ajustements ont été effectués à l'intérieur des limites d'incertitudes des sections efficaces élastiques et inélastiques estimées dans [2], et en conservant le caractère de continuité des courbes. Les figures 1 et 2 résument les résultats des ajustements faits comparés aux données de la version IV.

(C. PHILIS)

#### REFERENCES

- [1] C. PHILIS, P.G. YOUNG, "Evaluation des sections efficaces de réactions  ${}^{93}$ Nb(n,2n)  ${}^{92m}$ Nb et  ${}^{93}$ Nb(n,2n)  ${}^{92}$ Nb du seuil à 20 MeV" Rapport CEA-R-4676 (1975).
- [2] R. HOWERTON, A. SMITH, P. GUENTHER, J. WHALEN, "Evaluated neutron cross section file for niobium" ANL/NDM-6 (1974).







ł

b)-Yttrium .

Une évaluation complète du noyau <sup>89</sup>Y a été commencée pour réviser et compléter l'évaluation ENDF/BIV (MAT. = 192). Ce travail a été entrepris après l'observation de différences importantes entre les données récemment publiées et celles de la version IV (facteur  $\sim$  2 pour la réaction (n, $\gamma$ ) [1]. Nous comptons en particulier inclure dans cette nouvelle évaluation complète les données des évaluations partielles [1] et [2].

(C. PHILIS)

#### REFERENCES

- [1] C. PHILIS, P. THOMET, N. NAVARRE-VERGES, "Aspects expérimentaux et théoriques dans l'évaluation des sections efficaces de capture de l'yttrium entre 10 keV et 3 MeV", Conférence Nationale Soviétique sur la Physique du Neutron, Kiev (du 9 au 13.6.1975).
- [2] C. PHILIS, "Evaluation de la section efficace de la réaction  $\frac{89}{39}$ Y(n,2n) $\frac{88}{39}$ Y du seuil à 20 MeV", Rapport CEA-R-4636 (1975).

c)-Isotopes du Ti .

Nous avons récemment commencé une évaluation sur les isotopes du Ti (46,47,48,49,50), qui doit porter sur les sections efficaces (n,p), (n,2n), (n, $\gamma$ ), totale et éventuellement (n, $\alpha$ ). La re-normalisation de toutes les données concernant les sections (n,p) est en cours et l'étude des paramètres permettant de calculer les réactions (n, $\gamma$ ) (pour lesquelles on dispose de très peu de mesures) a été commencée.

(O.BERSILLON, C. PHILIS, G. SIMON)

# C-II-1-Réactions $(n, \gamma)$ et (n, n') de 3 keV à 3 MeV pour une série d'isotopes de <u>l'yttrium</u>.

Divers aspects de la nouvelle version du code de calcul par modèle statistique, des sections efficaces  $(n,\gamma)$  et (n,n') dans le domaine d'énergie 1 keV-3 MeV, ont été décrits dans les communications [1] et [2]. En utilisant ce même code et une systématique locale des largeurs radiatives moyennes, les sections efficaces de capture sur les états fondamentaux des 3 isotopes 89 (stable) et 87 et 88 (instables) de l'yttrium ont été évaluées et publiées dans la communication [3]. De plus des calculs de capture et de diffusion inélastique ont été complétés également sur divers états isomériques de ces nuclides susceptibles d'intervenir en tant que cibles, à savoir : les états  $\frac{9}{2}^+$  (12,7 h) de  $^{87}$ Y,  $1^+$  (0,3 ms) et 8<sup>+</sup> (14 ms) de  $^{88}$ Y, et  $\frac{9^+}{2}$  (16 s) de  $^{89}$ Y. Les pénétrabilités neutron utilisées dans ces calculs ont été calculées à partir d'un potentiel optique sphérique mis au point pour  $^{89}$ Y par Ch. LACRANGE [4] au moyen de la méthode "SPRT" (Cf. chap. C-III-2).

#### (P. THOMET)

- [1] P. THOMET, Communication à la 18ème Réunion du Comité de l'AEN des Constantes Nucléaires, HARWELL du 7 au 11.4.1975.
- [2] P. THOMET, Communication à la Conférence Nationale Soviétique sur la Physique du Neutron, KIEV du 9 au 13.6.1975.
- [3] C. PHILIS, P. THOMET, N. NAVARRE-VERGES, Communication à la Conférence Nationale Soviétique sur la Physique du Neutron, KIEV du 9 au 13.6.1975.
- [4] Ch. LAGRANGE, Communication à la Conférence Nationale Soviétique sur la Physique du Neutron, KIEV du 9 au 13.6.1975.

- 147 - 1W/ NIS

### C-II-2-Sections efficaces des isotopes de l'or (A=193 à A=199).

Basée sur la méthode "SPRT" décrite au paragraphe C-III-2, une interprétation cohérente des sections efficaces de l'isotope stable <sup>197</sup>Au (sections efficaces de neutron, mais aussi de proton, et d'échange de charge (p,n) via l'état analogue isobarique du noyau résiduel) a été effectuée dans le cadre du modèle optique et du modèle statistique dans le domaine d'énergie l keV-26 MeV. Cette interprétation, qui recherche avant tout la plus profonde cohérence d'ensemble possible, s'appuie sur les hypothèses de LANE concernant la dépendance en isospin du potentiel optique.

Les résultats qui ont été obtenus tendent à confirmer la consistance de ces hypothèses. L'étude de la diffusion nucléon <sup>197</sup>Au a permis de définir un potentiel optique dit "LANE-consistant" qui est, de ce fait, directement utilisable pour le calcul des sections efficaces des isotopes instables. L'interprétation des réactions induites par proton est commentée au Chap. C-III-3.

Le calcul des sections efficaces de capture radiative, qui nécessite, en plus des coefficients de transmission, la connaissance de la largeur moyenne  $\langle \Gamma_{\gamma} \rangle$  et du paramètre de densité de niveaux "a" pour chaque isotope, est en voie d'achèvement . Les paramètres nécessaires  $\langle \Gamma_{\gamma} \rangle$  et "a" sont déduits à partir de méthodes analogues à celles utilisées dans la référence [1] pour les isotopes d'yttrium .

La détermination du potentiel optique "LANE-consistant" qui précède a permis également, en relation avec les paramètres de densités de niveaux "a", d'entreprendre le calcul des sections efficaces (n,2n) des isotopes instables de l'or de façon cohérente.

La figure 1 présente les résultats du calcul de la section efficace de capture radiative de <sup>197</sup>Au entre 1 keV et 3 MeV en comparaison avec diverses mesures . Cette section efficace a été calculée en même temps que les compétitions de diffusion élastique et de diffusion inélastique traitées dans le cadre du modèle statistique . Les résultats obtenus pour ces autres processus sont en accord très satisfaisant avec les données expérimentales correspondantes en dessous de 3 MeV . La figure 2 donne un exemple de résultats obtenus pour la diffusion sur l'or pour des neutrons de plus haute énergie, à 8,05 MeV et comparés aux données expérimentales de la référence [2]. L'interprétation de ces données amène les observations suivantes. La résolution expérimentale en énergie est telle que les mesures de diffusion élastique sont contaminées par la diffusion inélastique vers des niveaux excités jusqu'à 600 keV environ. Sur la figure 2, sont montrés : la diffusion élastique telle qu'elle est prédite par le potentiel optique déterminé précédemment (trait pointillé), une estimation obtenu par un calcul DWBA, des diffusions inélastiques directes sur les états excités collectifs, et la somme des diffusions élastique et inélastique précédentes (trait plein). L'accord calcul-expérience ainsi obtenu est satisfaisant.

Le potentiel optique "LANE-consistant" déterminé dans cette étude globale des interactions nucléon <sup>197</sup>Au apparaît très adapté à l'évaluation des constantes nucléaires des isotopes instables du même élément .

(J.P. DELAROCHE)

- [1] C. PHILIS, P. THOMET, N. NAVARRE-VERGES, Communication à la Conférence Nationale Soviétique sur la Physique du Neutron, KIEV du 9 au 13.6.1975.
- [2] B. HOLMQVIST et al., Rapport AE-430, AKTEIBOLAGET ATOMENERGI (1971).







C-II-2-FIGURE 2

C-II-3-Calculs de réactions (n,xn) et (n,xnf).

1151, 11

# a)-Réactions (n,xn) de noyaux de masse intermédiaire (cas des isotopes d'yttrium).

- 150 -

Un programme de calcul des réactions (n,xn) par un modèle statistique tenant compte de la conservation du moment angulaire et de la parité a été construit . Il a été exploité dans le cas d'une série d'isotopes de l'yttrium (A = 87,88 et 89 ) considérés aussi bien dans leur état fondamental que dans certains de leurs états isomériques . Les coefficients de transmission neutron  $T_{1j}$  nécessaires pour calculer les sections efficaces (n,2n) ont été déterminés à partir d'un potentiel optique sphérique dont la paramétrisation a été effectuée par Ch. LAGRANGE [1] en utilisant la méthode "SPRT" exposée au Chap. C-III-2 . Le même programme traite les cascades  $\gamma$ , calcule les rapports isomériques et inclut les effets de prééquilibre suivant la méthode explicitée plus loin .

Des résultats sont présentés sur la figure 1 . Du seuil de la réaction jusqu'à une énergie des neutrons incidents de 16 MeV (soit  $\sim$  4 MeV au dessus du seuil), la section efficace  $\frac{89}{Y(n,2n)}$ calculée par ce modèle (au moyen des T<sub>1</sub>) donne un accord avec l'expérience bien meilleur que celui obtenu à l'aide du modèle statistique simplifié (utilisant globalement la section efficace de formation du noyau composé  $\sigma_c$ , sans conservation du moment angulaire et de la parité) qui a été décrit dans la référence [2] . Au delà de 16 MeV, ces deux modèles donnent des résultats identiques. Le fait de considérer la cible <sup>89</sup> **\*** dans l'état isomérique entraîne simplement, dans ce cas, un déplacemen du seuil (n,2n) . Par contre, les figures 2 et 3 montrent que les rapports isomériques calculés dans les réactions (n,2n) sont totalement différents suivant que la cible <sup>89</sup>Y est excitée ou non . L'influence des règles de sélection du spin est encore plus évidente pour  ${}^{88}$ Y(n,2n) comme le montre la figure 4 . Dans l'état fondamental (4) de <sup>88</sup>Y, le modèle présent donne, pour une énergie des neutrons incidents de 14 MeV, une section efficace environ 30% plus faible que le modèle simplifié . L'yttrium 88 dans son état isomérique 1<sup>+</sup> a une section efficace (n,2n) égale à celle du modèle statistique simplifié, alors que dans son état  $8^+$  la section efficace est fortement diminuée par la conservation de la parité et du moment angulaire . Le prééquilibre a été introduit dans ces calculs sous la forme simplifiée décrite par BLANN [3] :  $\sigma_c$  étant la section efficace de formation du "noyau composé", on admet que :

$$\sigma_{c} = \sigma_{prééquilibre} + R \sigma_{c}$$

où R est un facteur d'atténuation qui tient compte de la proportion globale d'émission de prééquilibre (ler terme) par rapport à celle d'équilibre (2ème terme). Il dépend de l'énergie des neutrons et est mis en facteur de la section efficace de réaction inverse dans le calcul de la section efficace par modèle statistique.

Pour ce prééquilibre, on utilise :

$$\frac{d\sigma}{d\varepsilon} \sim \frac{g_2}{g_c^5 E^3} \frac{t}{2\pi (M)^2} \varepsilon \sigma_{inv} d\varepsilon \sum_{n=1}^{18} n(n+1)^2 \left(\frac{g_r U}{g_c E}\right)^{2n-1}$$

 $\varepsilon$  est l'énergie du neutron émis,  $\sigma_{inv.}$  la section efficace de réaction inverse ( $\sigma_{inv.} = \sigma_{c}$ ),  $g_r$  et  $g_c$  sont les sommes des espacements de niveaux à l particule du proton et du neutron pour le noyau résiduel et le noyau composé respectivement. E est l'énergie d'excitation du noyau composé, U celle du noyau résiduel . Les éléments de matrice (M)<sup>2</sup> des interactions à 2 corps sont calculés, pour chaque énergie des neutrons incidents, à partir du rapport des sections efficaces expérimentales de prééquilibre et d'équilibre de la réaction <sup>89</sup>Y(n,n') [4] . La mise au point du calcul des réactions en compétition (n,n'), (n, $\alpha$ ), (n,p), (n,f) dans le même formalisme est en cours .

### (J. JARY)

- [1] Ch. LAGRANGE, Communication à la Conférence Nationale Soviétique sur la Physique du Neutron, KIEV du 9 au 13.6.1975.
- [2] J. JARY, Communication à la Conférence Nationale Soviétique sur la Physique du Neutron, KIEV du 9 au 13.6.1975.
- [3] C.K. CLINE, M. BLANN, Nuclear Physics A 172 (1971) 225.
- [4] P. DECOWSKY, W. GROCHULSKI, Rapport ZFK 271 (1974).

с





C-II-3a)-FIGURE 2



C-II-3a)-FIGURE 3

Why They

#### b)-Réactions (n,xn) et (n,xnf) sur noyaux lourds.

La méthode de calcul des réactions (n,xn) et (n,xnf) par modèle statistique décrite dans la référence [1] a été modifiée pour tenir compte de la barrière à double bosse dans la limite d'un damping complet [2]. D'autre part, un paramètre fixant le rapport des largeurs d'émission  $\gamma$  aux largeurs de fission, a été introduit pour les noyaux fissiles.

Le même programme peut également calculer les réactions (n,4n) par un modèle simplifié [3], mais ces réactions n'interviennent pas dans les évaluations présentes, faites jusqu'à 20 MeV. Un calcul systématique des réactions (n,2n), (n,3n) et de fission pour les isotopes du plutonium  $\begin{pmatrix} 236 \\ Pu a \\ ^{244} Pu \end{pmatrix}$  est envisagé. Dans ce but et sur des isotopes pair-pair de cette série, des exploitations systématiques du code de modèle optique en voies couplées ont été reprises. En particulier un nouveau jeu de paramètres de déformation plus approprié, notamment pour  $\begin{array}{c} 240 \\ Pu, a & eté adopté. De plus, ces exploitations ont$ été étendues jusqu'à 20 MeV.

La figure l'représente une estimation de la section efficace de fission du plutonium 237. Les points représentent les valeurs obtenues par le produit des probabilités de fission P<sub>f</sub> mesurées par GAVRON [4] [réactions  ${}^{236}_{Np} ({}^{3}He, df)$ ] et des sections efficaces de réactions  $\sigma_{R}$  calculées par un modèle en voies couplées.

 $\sigma_f = P_f \times \sigma_R$ 

La courbe en trait plein résulte d'une méthode tout à fait différente, utilisant le modèle statistique précédemment décrit [J] avec des paramètres obtenus par un ajustement sur les données expérimentales de fission du <sup>239</sup>Pu (fission de 3ème chance) .

(J. JARY, Ch. LAGRANGE)

- [1] J. JARY, Rapport CEA-R-4647 (1975) .
- [2] J.E. LYNN, B.B. BACK, Journal Phys. A Math. Nucl. Gen. Vol. 7 (1974) p. 395.
- [3] JACKSON, Can. J. Phys. 34 (1956) 767 .
- [4] A. GAVRON et al., LA-UR-75-161 (1975) .



C-II-3a)-FIGURE 4



C-11-3b)-FIGURE 1

)

L'influence sur ces sections efficaces, des voies de sortie, autres que la voie neutron, a été étudiée. Dans le <sup>58</sup>Ni, en particulier, les réactions (n,p) et (n,a) représentent plus de 40% de la section efficace de réaction au-delà de 5 MeV en énergie incidente neutron [1]. Une correction expérimentale de nos résultats précédents [2] a permis de donner dans la référence [3] des tableaux de valeurs calculées des sections efficaces de production des  $\gamma$  de la réaction (n,n' $\gamma$ ) sur le chrome et le nickel naturels pour des énergies  $E_n$  du neutron incident comprises entre 2 et 10 MeV. De même des calculs d'anisotropie ont été effectués. Le tableau l donne ces anisotropies pour les principaux rayonnements  $\gamma$  étudiés.

Pour étudier les sections efficaces (n,p) et  $(n,\alpha)$ , la mise au point du code CINDY [4] a été faite en collaboration avec Melle M. BONNET (MA/CS). Elle a nécessité un grand nombre de modifications en vue de l'adaptation à nos projets de calculs.

(B. DUCHEMIN)

- [1] Cross Sections for (n,p) reactions on <sup>27</sup>Al, <sup>46, 47, 48</sup>Ti, <sup>54,56</sup>Fe, <sup>58</sup>Ni, <sup>59</sup>Co and <sup>64</sup>Zn from near threshold to 10 MeV.
  D.L. SMITH, J.W. MEADOWS, ANL/NDM-10 (1975).
- [2] a) Calculations of (n,n'γ) cross sections from 2 to 7 MeV neutron energy for light nuclei .
   B. DUCHEMIN, Topical Meeting TOKYO (March 1974), JAERI-M-5984 (1975) .
  - b) Sections efficaces différentielles de production des rayonnements gamma émis par les réactions Si(n,XY), Cr(n,XY) et Ni(n,XY) avec des neutrons d'énergie comprise entre 3 et 7 MeV et avec des neutrons de 14,1 MeV.
    G. GRENIER, B. DUCHEMIN, D. PARISOT, Rapport CEA-R-4634 (1974).
- [3] Calcul des sections efficaces de production de raies γ discrètes dans la réaction (n,n'γ) sur le chrome et le nickel jusqu'à 10 MeV.
   B. DUCHEMIN, communication à la Conférence Nationale Soviétique sur la Physique du Neutron, Kiev du 9 su 13 Juin 1975.

[4] - Computation of total and differential cross sections for compound nuclear reactions of the type (a,a), (a,a'), (a,b), (a,γ), (a,γ-γ), (a,b,γ) and (a,b,γ-γ)
 E. SHELDON, V.C. ROGERS, CPC 6 p. 99 (1973) ; E. SHELDON, communication

privée (1975) .

$E_n$ (MeV)	ISOTOPE	2	3,20	4,22	5,44	6,50	8	10
0,643 0,936 1,434 1,531 1,010 1,332 1,450	52 <sub>Cr</sub> 52 <sub>Cr</sub> 52 <sub>Cr</sub> 52 <sub>Cr</sub> 52 <sub>Cr</sub> 58 <sub>N</sub> 58,60 <sub>Ni</sub> 58,60 <sub>Ni</sub>	56 47 54	58 36 56 62 34 37	15 54 34 31 59 30 31	11 49 32 24 54 26 27	10 46 30 22 50 22 23	9 43 28 20 36 20 20	7 36 24 16 33 18 18

## C-II-4-TABLEAU 1

Anisotropie  $\frac{W(0^\circ) - W(5^\circ)}{W(90^\circ)}$  grimée en pour-cent des principaux rayonnements gamma étudiés en fonction de l'énergie  $E_n$  du neutron incident entre 2 et 10 MeV.

# C-II-5-<u>Calcul des distributions angulaires des réactions (n,n') en modèle</u> statistique.

160 115

Dans le but de compléter un ensemble cohérent de programmes d'évaluations théoriques, le code HELMAG, précédemment construit pour le calcul des distributions angulaires des réactions (n,n') dans l'hypothèse du noyau composé statistique, a été modifié pour y introduire l'influence de la capture ainsi qu'un calcul plus précis des sections efficaces dans la région du continuum .

Ces distributions angulaires sont calculées sous la forme du développement en polynômes de Legendre suivant :

$$\sigma (\theta) = \frac{\sigma}{4\pi} \int_{\mathbf{l}=0}^{\mathbf{l} \max} B_{\mathbf{l}} P_{\mathbf{l}}(\cos \theta) \text{ (avec } B_{\mathbf{0}} = 1).$$

A titre d'exemple les coefficients B<sub>1</sub> ainsi que l'anisotropie  $f = \frac{\sigma(0^{\circ}) - \sigma(90^{\circ})}{\sigma(90^{\circ})}$  exprimé en % et la section efficace intégrée  $\sigma$ ; sont donnés dans le tableau l pour le ler niveau excité de  $\frac{\delta 9}{Y}(J^{\pi} = \frac{9}{2}^{+})$ , E<sub>x</sub> = 0,909 MeV) et pour des énergies E<sub>n</sub> du neutron incident comprises entre l MeV et 7 MeV.

(B. DUCHEMIN)

E <sub>r.</sub> , MeV	<sup>в</sup> 2,	В <sub>4</sub> ,	<sup>B</sup> 6,	<sup>B</sup> 8,	<sup>B</sup> 10 ,	f	o″mp
1	12.10 <sup>-2</sup>	15.10 <sup>-5</sup>				19	48,9
2	- 54.10 <sup>-3</sup>	23.10 <sup>-3</sup>	- 62.10 <sup>-6</sup>			- 6	200,8
4	- 18.10 <sup>-2</sup>	28.10-3	32.10 <sup>-6</sup>	- 78.10 <sup>-6</sup>		- 22	101,9
7	- 18.10 <sup>-2</sup>	22.10 <sup>-4</sup>	88.10 <sup>-4</sup>	- 15.10 <sup>-4</sup>	13.10 <sup>-5</sup>	- 24	3,3

C-II-5-TABLEAU 1

C-III-AUTRES ETUDES DE MODELES NUCLEAIRES -

C-III-1-Calculs en modèle des couches sur les isotopes du scandium.

Les calculs des niveaux d'énergie, facteurs spectroscopiques et transitions électromagnétiques des isotopes 42 et 43 du scandium ont été effectués dans l'espace lf 2p complet avec une interaction M.S.D.I. Les niveaux du <sup>43</sup>Sc sont donnés dans la figure l : l'interaction I est du type M.S.D.I. ( $A_0 = 0,50$ ;  $A_1 = 0,56$ ;  $B_0 = -0,54$ ;  $B_1 = 0,18$ ); l'interaction II diffère de la I uniquement par l'élément de matrice d'isoappariement :

ILN" N'S

< f 
$$\frac{7}{2}^{2}$$
 |V| f  $\frac{7}{2}^{2}$  >

augmenté en valeur absolue de 1 MeV. Le tableau 1 donne les facteurs spectroscopiques de la réaction  ${}^{42}Ca({}^{3}He,d){}^{43}Sc$ . La comparaison avec les résultats expérimentaux pour les niveaux  $\frac{3}{2}$  et  $\frac{5}{2}$  est rendue délicate par les difficultés de correspondance entre les niveaux calculés et les niveaux expérimentaux. L'examen de ces résultats, comparés à ceux de Mc GRORY [1], utilisant une force de Kuo-Brown modifiée, et à l'expérience [2], montre que :

- a) l'élément de matrice de type isopairing est sous-évalué par la S.D.I.
- b) la M.S.D.I. modifiée donne en général des résultats meilleurs que l'interaction réaliste même modifiée.
- c) certains niveaux de ces noyaux ne peuvent être décrits que par l'introduction d'états du coeur.

(B. DUCHEMIN, K. LJPS)\*
\*University of Kentucky, USA .

### REFERENCES

- [1] Shell Model Spectroscopy of f.p Shell Nuclei with A < 44. J.B. McGRORY, Phys. Rev. 8C n° 2 (1973) p. 693.
- [2] Study of <sup>43</sup>Sc states with proton transfer reactions on <sup>42</sup>Ca
   J. BOMMER et al., Nucl. Phys. Al60 n° 3 (1971) p. 577 .

- 162 -

,/2` 17/2` `Y2 4 5/2 72 13/2 19/2 13/2 19/2 207 . 15/2" 72-19/2 3 12 - 15/2-15/2 E<sub>ex.</sub> (MeV) 9/2 111/2) . 57 (9/2) 5/2 5/2 11/2-2 ... 11/2 . 9/2 11/2-5/2-1/2 \_\_ 1/2-7/2-\_ 3/2' - 3/2" <u>~ 1/2</u>^ 1 \_ 3/2" 5/2-32-\_ 3/2. 0 **7/2**^ n 7/2 7/2 l H M & GRORY EXP

<sup>43</sup>Sc

# C-III-1-FIGURE 1

1

Niveaux de parité négative du  $^{43}$ Sc calculés à l'aide du modèle en couches dans l'espace If2p et comparés à ceux calculés par McGRORY et à l'expérience.

J <sup>π</sup>	Т	P	$(2J + 1)S_{exp}$ . $(2J + 1)S_{theo}$ .		
				McGRORY	11
$\frac{1}{2}_{1}$	$\frac{1}{2}$	1	0,7	0,4	0,47
$\frac{3}{2}$	$\frac{1}{2}$	1	(0,5)	1,2	1,52
5 2 1	$\frac{1}{2}$	3	(0,1)	0,8	0,49
$\frac{7}{2}^{-}$	$\frac{1}{2}$	3	6,6	6,9	6,78

## C-III-I-TABLEAU 1

Facteurs spectroscopiques des premiers niveaux de parité négative du  ${}^{43}$ Sc excités par la réaction  ${}^{42}Ca({}^{3}He,d){}^{43}Sc$ .

- 163 -

## C-III-2-Détermination de la géométrie du potentiel optique par la méthode "SPRT".

Une méthode a été mise au point dans le laboratoire, en vue de déterminer les paramètres du potentiel optique sur un grand intervalle d'énergie (quelques keV à plus de 20 MeV) et pour un noyau donné. Les fonctions densité neutroniques pour les ondes "s" et "p" ( $S_0$  et  $S_1$ ) ainsi que le rayon de diffusion (R') - qui, à basse énergie, est lié à la section efficace potentielle  $\sigma_p$  par :  $\sigma_p \simeq 4\pi (R')^2$  - y sont considérés comme des quantités fondamentales. On y tient également compte, sur un même pied d'égalité, de la variation avec l'énergie de la section efficace totale  $\sigma_T(E)$ . Cette section efficace est en effet la seule dont les variations moyennées sur un intervalle d'énergie sont <u>directement</u> comparables aux prévisions du modèle optique dans tout le domaine d'énergie.

En première approximation, le potentiel spin-orbite  $V_{SO}$  a une géométrie et une intensité imposées ; des paramètres "standard" sont généralement choisis pour celui-ci . Ce potentiel, qui a peu d'influence sur S<sub>0</sub>, S<sub>1</sub>, R' et  $\sigma_{T}$  (E), est ensuite amélioré, une fois déterminés les termes centraux (réel et imaginaire) du potentiel . A défaut de résultats de mesure de polarisation P( $\theta$ ), les distributions angulaires de diffusion élastique de neutron peuvent, à cette fin, servir de guide .

Un ensemble de paramètres du potentiel optique est considéré comme prometteur s'il conduit à des valeurs acceptables pour  $S_0$ ,  $S_1$  et R'. Cet ensemble est alors employé pour le calcul des variations "lisses" avec l'énergie, de  $\sigma_T(E)$  jusqu'à quelques MeV (10 MeV par exemple), quand la compétition entre l'absorption de surface et l'absorption de volume est encore négligeable. De l'analyse de  $\sigma_T(E)$  on peut extraire les variations des potentiels avec l'énergie. On doit s'attendre à continuer la recherche de nouveaux ensembles de paramètres du potentiel optique aussi longtemps que nécessaire, de façon à obtenir des valeurs raisonnables pour  $S_0$ ,  $S_1$ , R' et des variations satisfaisantes de  $\sigma_T$  avec l'énergie. Avec l'ensemble final de paramètres, et aux énergies où les effets de rormation du noyau composé sont négligeables, on obtient directement des distributions angulaires de diffusion élastique en bon accord avec les résultats expérimentaux correspondants . L'accord général peut encore être amélioré : pour être sûr que l'absorption de surface  $W_D$ possède une bonne variation avec l'énergie, on doit comparer les valeurs calculées et expérimentales des sections efficates de diffusion inélastique (quand on peut négliger les effets de fortation du noyau composé) et modifier  $W_D$  si nécessaire .

Aucune procédure mettant en oeuvre des recherches de paramètres par moindres carrés n'a été utilisée.

A plus haute énergie, entre 10 et 20 MeV par exemple, il existe peu de résultats expérimentaux. Il est donc difficile de déterminer la compétition entre l'absorption de surface et de volume. Cependant, une étude de sections efficaces de proton peut être très utile pour préciser cette compétition (cf Chap. suivant).

Cette méthode a été mise en servre et s'est avérée satisfaisante sur de nombreux noyaux. Une région de masse étendue (A = 89 à 238) a été explorée et notamment des éries d'isotopes du samarium, du néodyme et de l'or ont fait l'objet d'études systématiques. La même méthode a également été exploitée sur des noyaux sphériques (Au, <sup>93</sup>Nb, <sup>89</sup>Y) dans le cadre du modèle de "folding" (Cf Chap.C-III-7-2).

L'un des exemples les plus marquants de l'utilité de cette méthode "SPRT" est celui du calcul cohérent d'un grand nombre de sections efficaces obtenu pour <sup>233</sup>U dans tout le domaine d'énergie l keV-20 MeV [1]. L'intérêt des paramètres optiques obtenus dans ce cas a été, par ailleurs, mis en évidence dans la référence [2] en ce qui concerne la section efficace de diffusion inélastique sur le ler niveau excité 2<sup>+</sup> de <sup>238</sup>U. La prédiction théorique de cette section efficace s'est en effet trouvée en accord avec des mesures ultérieures.

La méthode précédente a été présentée dans l'article de Revue [3] sur le Modèle Optique .

(J.P. DELAROCHE, Ch. LAGRANGE, J. SALVY)

- [1] J. JARY, Ch. LAGRANGE, P. THOMET, Communication présentée à la Conférence Nationale Soviétique sur la Physique du Neutron, KIEV du 9 au 13.6.1975.
- [2] GUENTHER, A.B. SMITH, Conférence sur les sections efficaces et la technologie, WASHINGTON (3-7.3.1975) NBS Spect. pub. 425, p. 862.
- [3] J.P. DELAROCHE, Ch. LAGRANGE, J. SALVY, Article de Revue au Meeting de Consultants sur l'utilisation de la Théorie Nucléaire pour l'évaluation de Constantes Nucléaires, TRIESTE (8-12.12.1975).

C-III-3-Etude des réactions induites par des protons.

L'analyse de sections efficaces induites par proton (p,p), (p,p') et (p,n) a été entreprise pour deux raisons principales et complémentaires :

- 1°) Vérifier que la géométrie du potentiel optique (incluant les déformations) déterminée à partir de données neutroniques, suivant la méthode "SPRT" (Cf Chap. C-III-2), est valable aussi pour les réactions de protons . Nous considérons, en effet, que l'étude de ces réactions constitue un test complémentaire et très significatif de la géométrie du potentiel optique . Notre but consiste également à apprécier les limites de la méthode "SPRT".
- 2°) Déterminer le terme complexe d'isospin (U<sub>1</sub>) du potentiel optique afin de vérifier, quand cela est possible, la <u>consistance</u> des hypothèses de LANE.

Cette analyse a été faite dans les deux cas très différents qui suivent :

A)  $\frac{197}{Au}$ :  $\sigma(p,p)$  (cf. figures la, lb) et  $\sigma(pn)$ .

Cette étude de la diffusion élastique (p,p) et de la réaction d'échange de charge (p,n) via l'état analogue isobarique du noyau résiduel, a rendu possible une détermination complète du potentiel optique (incluant  $U_1$ ) et a permis de connaître et de déduire, grâce au potentiel de LANE, le potentiel optique relatif aux isotopes instables, noyaux pour lesquels aucune mesure directe n'est possible. La figure la montre les résultats du calcul obtenu pour la diffusion élastique à 17 MeV [1]. Dans la figure 1b, on a représenté (trait plein) le résultat du calcul pour la polarisation de proton  $P(\theta)$  à 13,77 MeV [2] ainsi que (en pointillé) les valeurs obtenues pour une diffusivité de l'absorption augmentée de 45% environ.

On peut ainsi déduire, de façon cohérente, des coefficients de transmission des neutrons. Ces derniers, en effet, doivent être employés dans le calcul de sections efficaces comme  $\sigma_{n,\gamma} \stackrel{\text{et } \sigma}{\underset{(n,2n)}{}}$ pour les isotopes instables de l'or (Cf Chap. C-II-2). L'analyse des diffusions élastique et inélastique de protons par ces isotopes a été entreprise afin de mieux préciser les deux points suivants :

a) la partie imaginaire du terme d'isospin.

En effet, pour ces isotopes, le paramètre de déformation quadrupolaire  $\beta_2$  croît avec le nombre de masse A . Ainsi la détermination du terme d'isospin, basée sur les seules "données neutron", se heurte à l'ambiguité connue :  $\beta_2$  W<sub>n</sub>.

b) les valeurs des paramètres de déformation quadrupolaire.

Les valeurs obtenues ont été testées grâce à l'analyse de la diffusion inélastique de protons sur le premier état excité de ces isotopes.

Nous avons effectué ces études pour des énergies de protons de 16 MeV [3] et de 50,8 MeV [4]. On peut remarquer que les analyses, publiées antérieurement [3,4], de ces données expérimentales, donnaient pour <sup>154</sup> Sm deux valeurs différentes de  $\beta_2$ ( $\beta_2 = 0,250$  à 16 MeV et  $\beta_2 = 0,294$  à 50,8 MeV).

Les deux problèmes a) et b) ont donc pu être ainsi résolus de manière satisfaisante . Des comparaisons de nos calculs avec des données expérimentales sont représentées dans les figures lc et ld . L'analyse des réactions induites par proton s'avère donc complémentaire de celle des réactions neutroniques, et indispensable dans certains cas pour une utilisation cohérente du modèle optique .

```
(Ch. LAGRANGE, J.P. DELAROCHE)
```

- [1] I.E. DAYTON et al., Phys. Rev. 101 (1956) 1358 .
- [2] R.D. RATHMELL et al., Nucl. Phys. A178 (1972) 458.
- [3] P. STOLER et al., Phys. Rev. C2 (1970) 765.
- [4] P.B. WOOLLAM et al., Nucl. Phys. A179 (1972) 637 .

= a<sub>ws</sub> = 0.65 fm

100 120 140



C-III-3-FIGURE 1c

ł

k

C-III-3-FIGURE 1d

110

 $heta_{cm}$  (deg)

**= 0** 

Q=0,082 (2\*)

150

130

170

a) Isotopes du samarium .

Les nouvelles mesures de la section efficace totale de  $^{148}$ Sm et des sections efficaces totales relatives suivantes :  $^{148,150}$ Sm,  $^{148,152}$ Sm et  $^{148,154}$ Sm de R.SHAMU et ses collaborateurs [1] ont été analysées à l'aide du modèle optique en voies couplées. Cette nouvelle étude diffère de la précédente [2] par le fait que le nuclide de référence est ici l'isotope  $^{148}$ Sm au lieu de l'isotope  $^{150}$ Sm , et par la grande variété des résultats expérimentaux considérés .

Les effets de la déformation nucléaire ont été étudiés sous la forme suivante :

$$\rho_{\mathbf{x}} (\mathbf{E}_{\mathbf{n}}) = \frac{\sigma_{\mathbf{T}}^{(\mathbf{x}} \mathbf{S}\mathbf{m}) - \sigma_{\mathbf{T}}^{(\mathbf{148}} \mathbf{S}\mathbf{m})}{\sigma_{\mathbf{T}}^{(\mathbf{148}} \mathbf{S}\mathbf{m})}$$

où E est l'énergie du neutron et x prend les valeurs 150, 152, 154.

La méthode "SPRT" a été employée pour la détermination des paramètres du potentiel optique. Cependant les incertitudes (ou l'absence) des données expérimentales de base : fonctions densité et section efficace totale à basse énergie, a gêné cette détermination. Ce problème a été résolu en considérant en complément les résultats expérimentaux de diffusion élastique et inélastique de neutrons par ces isotopes. Quelques ambiguïtés subsistant encore, l'analyse des diffusions élastique et inélastique de protons a permis de les résoudre (cf Chap. C-III-3).

La figure 1 présente les résultats obtenus pour la section efficace totale du <sup>148</sup>Sm ( $\beta_2 = 0,14$ ); la figure 3 présente ceux obtenus pour les sections efficaces totales relatives : <sup>150</sup>Sm ( $\beta_2 = 0,17$ ); <sup>152</sup>Sm ( $\beta_2 = 0,22$ ); <sup>154</sup>Sm ( $\beta_2 = 0,24$ ).

L'accord calcul-expérience est bon pour  $^{148}$  Sm,  $^{152}$  Sm,  $^{154}$  Sm. Cependant pour  $^{150}$  Sm les résultats des calculs montrent clairement que ni le modèle rotationnel, ni le modèle vibrationnel n'apportent un bon accord dans toute la gamme d'énergie considérée ici. L'analyse théorique a montré, d'une part que la détermination des énergies  $E_n$  pour lesquelles  $\rho_x$  ( $E_n$ ) est voisin de zéro, était très sensible à la valeur du terme d'isospin réel, et, d'autre part, que l'amplitude des oscillations de  $\rho_x$  ( $E_n$ ) dépendait exclusivement du paramètre de déformation quadrupolaire  $\beta_p$  (x).

Les différentes étapes de ce travail ont fait l'objet de communications ou de publications: [1] [3] [4].

L'étude théorique a été faite dans le domaine d'énergie de quelques keV à 20 MeV, de manière à obtenir les données de base nécessaires aux calculs de diverses sections efficaces comme  $\sigma(n,\gamma)$  et  $\sigma(n,2n)$  demandées pour une série d'isotopes.

## b) Isotopes du néodyme .

Une étude analogue a été entreprise pour les isotopes du néodyme : <sup>142</sup>, 144, 146, 148, 150<sub>Nd</sub> ; le noyau de référence étant le <sup>144</sup>Nd . L'intérêt de cette étude réside dans le fait que le premier isotope <sup>142</sup>Nd possède une couche fermée en neutrons (forme d'équilibre quasi-sphérique) et que le dernier <sup>150</sup>Nd possède une déformation permanente . Il a paru fondamentalement intéressant de comparer dans une chaine d'isotopes et (ou) d'isotones l'effet d'adjonction de 2 neutrons ou de 2 protons à un noyau donné . Les mesures de section efficace totale de R. SHAMU et ses collaborateurs [5] sont présentées avec les résultats d'une première analyse en voies couplées figures 2 et 4 .

Les paramètres du potentiel optique adoptés pour les isotopes du néodyme diffèrent de ceux adoptés pour les isotopes du samarium, par un rayon nucléaire (ou bien une diffusivité) du potentiel réel plus faible.

Cette étude a fait l'objet d'une communication [5].

(Ch. LAGRANGE)

- [1] R.E. SHAMU et al., communication à la Conférence Nationale Soviétique sur la Physique du Neutron KIEV du 9 au 13.6.1975.
- [2] R.E. SHAMU, E.M. BERNSTEIN, D. BLONDIN, J.J. RAMIREZ, C. ROCHAU, Phys. Lett. 45 B (1973) 241.
   Ch. LAGRANGE, Lett. J. de Phys. 35 (1974) 111.
- [3] F.D. McDANIEL et al., Bull. Am. Phys. Soc. 20 (1975) 624.
- [4] Ch. LAGRANGE et al., Phys. Lett. 58 B (1975) 293.
- [5] R.E. SHAMU et al., Bull. Am. Phys. Soc. 20 (1975) 1196.

L

i.

\_\_\_\_\_



- 173 -



C-III-4-FIGURE 3



C-III-4-FIGURE 4
### S-III-5-Etudé systématique de réactions (n.2n) .

L'étude systématique de la réaction (n,2n) pour un grand nombre de noyaux, s'étendant de A = 50 à A = 205, a été entreprise pour des énergies incidentes  $E_i$  telles que l'énergie d'excitation maximale  $U_p$  disponible dans le noyau résiduel soit voisine de 6 MeV :

$$U_{R} = E_{i} + Q(n,2n) = E_{i} - B_{n} (A) = 6 \pm 1 \text{ MeV}$$

La section efficace théorique a été calculée à l'aide d'un modèle statistique indépendant du moment angulaire [1], dont la sensibilité aux différents paramètres qu'il utilise a été soigneusement testée . En particulier, une variation de 20% du paramètre de densité de niveaux vers A = 150, conduit à une variation de  $\sigma(n,2n)$  de 5% environ . De même, plusieurs ensembles de sections efficaces inverses des neutrons [2,3], diffèrant jusqu'à 20% suivant l'énergie, donnent une variation de  $\sigma(n,2n)$  de 2 à 3%.

Sur la figure 1 sont regroupés les rapports de la section efficace (n,2n) expérimentale et de la section efficace statistique, en fonction de la masse des noyaux. Les valeurs obtenues sont, en général, inférieures à l'unité, excepté dans la région A = 150. Une analyse en moindres carrés montre que ces points se répartissent autour de la droite :

$$\frac{d^{2} \exp}{d^{3} \sin^{2} \theta} = 0,92 - 0,000061 \text{ A}.$$

Ce résultat signifie que le modèle statistique surestime systématiquement les sections efficaces. Cependant l'introduction d'un processus de prééquilibre dans l'émission du premier neutron, ayant pour effet de durcir le spectre de celui-ci, réduit la probabilité d'émission du second neutron et, de ce fait, réduit la section efficace théorique (n,2n). Des calculs sont actuellement en cours pour estimer cet effet.

(). HEROILLON, N. CINDRO, E. HOLDB, J. JARY) \* Clidenatour Atragor, Institut Rator Bosković, Zagrob (Yougoslavie) \*\* Mataise to Pinatitut Ruder Bosković, Zagrob (Yougoslavie) REFERENCES

- [1] J. JARY, à paraître .
- [2] Ch. LAGRANGE, communication privée .
- [3] E. HOLUB et al., Contribution 5<sup>th</sup> Int. Symp. on the interaction of fast neutrons with nuclei, GAUSSIG (DDR), Nov. 1975.



## C-III-5-FIGURE 1

Rapport des sections efficaces (n,2n) calculée et expérimentale pour des valeurs de l'énergie d'excitation maximale  $U_R$  voisine de 6 MeV.

## -III-v-Etude du spectre des particules émises dans les réactions nucléaires à l'aide du modèle d'excitons de GRIFFIN .

Les spectres des différentes particules émises dans une réaction nucléaire ne peuvent généralement pas être interprétés par le modèle d'évaporation seul, du fait de la présence de particules d'énergie élevée . L'introduction du prééquilibre permet de rendre compte de cette partie à haute énergie en ecrivant :

$$\frac{d\sigma}{d\varepsilon} = \alpha \left(\frac{d\sigma}{d\varepsilon}\right)_{\text{équ.}} + \beta \left(\frac{d\sigma}{d\varepsilon}\right)_{\text{prééq.}}$$

où les paramètres  $\alpha$  et  $\beta$  sont ajustés pour reproduire au mieux les spectres expérimentaux .

Cette interprétation soulève néanmoins quelques difficultés dans la définition de  $\left(\frac{d\sigma}{d\varepsilon}\right)_{prééq.}$ 

C'est pourquoi nous avons tenté d'interpréter les spectres des particules émises par le prééquilibre seul, en utilisant le modèle d'excitons de GRIFFIN [1]. Dans ce modèle, chaque état est caractérisé par son nombre d'excitons n = p ÷ h, où p est le nombre de particules excitées et h le nombre de trous. Les seules transitions possibles entre états voisins sont celles à deux excitons, une particule et un trou , elles sont donc définies par  $\Delta_n = \pm 2$ , les transitions  $\Delta_n = 0$ expriment que les transitions internes existent par réarrangement des excitons. Ces probabilités de transition sont calculées à partir du modèle très simple à niveaux équidistants. De plus, chacun des états à n excitons peut émettre différentes particules, les probabilités d'émission étant calculées d'une manière analogue à celle du modèle statistique d'équilibre .

Nous avons résolu de façon analytique le système complet d'équations différentielles décrivant l'évolution du noyau composé au cours du temps, alors que, ju à présent, seules des solutions par la méthode des différences finies ou par la méthode de Monte-Carlo étaient proposées. Les solutions du système d'équations permettent de calculer à chaque instant, la population des états à n excitons, populations à partir desquelles il est possible d'obtenir les spectres des différentes particules émises par intégration sur le temps et les sections efficaces par intégration sur l'énergie.

Les résultats d'un tel calcul sont reportés sur la figure 1, où les points représentent le spectre expérimental de tous les neutrons émis en bombardant du <sup>93</sup>Nb avec des neutrons de 14,6 MeV. Les courbes (1) et (2) représentent le spectre de prééquilibre du premier neutron émis calculé à deux instants très différents.

A l'instant  $t_1$  faible  $(6.10^{-21} \text{ s})$  le spectre obtenu ne fait intervenir que des états à faible nombre d'excitons qui émettent préférentiellement des particules de grande énergie . Par contre, à l'instant  $t_2$  très grand  $(10^{-18} \text{ s})$ , le spectre calculé fait intervenir tous les états d'excitons qui émettent alors un spectre qui se rapproche d'un spectre d'évaporation . Au-delà du temps  $t_2$  l'émission est négligeable .

Les sections efficaces des réactions (n,p), (n, $\alpha$ ), (n,pn), (n,np) étant faibles, nous pouvons déduire le spectre du second neutron et la section efficace de la réaction  ${}^{93}$ Nb(n,2n) ${}^{92}$ Nb.

(O. BERSILLON, L. FAUGERE)

KEFERENJE

[1] - J.J. GRIFFIN, Phys. Rev. Lett. 17 (1966) 478 .



### C-III-6-FIGURE 1

Spectre des neutrons émis par la réaction  $^{93}$ Nb + n à  $E_n = 14,6$  MeV. Les courbes représentent les spectres de prééquilibre du premier neutron émis, pour deux valeurs différentes de t. Le spectre expérimental est donné par les points et les proix. 7-1-Etats liés .

a) <u>Potentiels sphériques</u>.

Dans le cadre de la méthode matricielle précédemment mise au point [1] pour le calcul des énergies et fonctions propres d'états liés de nucléons dans un potentiel fini généré par la convolution d'une gaussienne (de portée  $\mu$ ) avec une fonction de densité  $\rho$  (potentiel dit "de folding"), nous avons introduit, dans un même passage du programme, la possibilité de déterminer les dérivées des grandeurs calculées par rapport à tous les paramètres du modèle . Ces sensibilités sont calculées suivant une méthode de perturbation qui utilise en particulier des éléments de matrices, sur les états d'oscillateur, des dérivées du potentiel par rapport à ces paramètres. Les meilleures méthodes de calcul de ces éléments de matrices ont été étudiées et testées. Elles diffèrent suivant la nature des paramètres : potentiels multiplicatifs (centraux et spin-orbite), rayons et diffusivités, ou termes de nonlocalité. La rapidité de calcul de ces dérivées se prête à un ajustement automatique des paramètres sur un ensemble donné de niveaux neutron et proton par exemple . Un processus de recherche automatique utilisant une méthode de moindres carrés généralisés, a été adapté dans ce but aux programmes précédents et exploité, pour plusieurs types de potentiels de folding, dans le cas des noyaux  $\begin{bmatrix} 16 & 40 \\ 0 & Ca \end{bmatrix}$ ,  $\begin{bmatrix} 48 \\ Ca & 2r \end{bmatrix}$  et 208<sub>Pb</sub>.

Un potentiel de folc ng gaussien a également été utilisé pour représenter un potentiel effectif à 2 nucléons du type coeur mou (somme de 2 gaussiennes de signes apposés). Pour le calcul des états liés dans ce type de potentiel, l'utilisation de la méthode matricielle précédente a montré qu'une convergence suffisante et raisonnable est obtenue moyennant une définition convenable des fonctions d'oscillateur de base .

# 1) <u>Polecticio diformés</u> .

La méthode de STRUTINSKY de calcul des énergies de déformation des noyaux a été programmée et étudiée en relation avec l'utilisation de nos potentiels de folding gaussien, et appliquée en particulter au cas des isotopes pairs 148, 152 et 154 du samarium traités au moyen d'une fonction densité o constante dans un sphéroïde. La transition de phase entre le <sup>148</sup> Sm sphérique et le <sup>154</sup> Sm déformé est bien reproduite par ces calculs . En même temps, une étude a été faite de plusieurs difficultés associées à la méthode, et notamment celles liées à la contribution, non négligeable, des états de ces potentiels placés dans le continuum . Des déformations hexadécapolaires variables ont été également introduites dans les programmes et prises en compte dans le cas du <sup>154</sup> Sm, dont une configuration d'équilibre a été obtenue pour les déformations multipolaires  $\beta_2 = 0,27$  et  $\beta_4 = 0,06$ de la fonction densité  $\rho$ .

Les méthodes précédentes ont été utilisées et complétées pour la recherche de configurations d'équilibre de deux fragments d'un noyau lourd au moment de la scission . En particulier, de nouvelles méthodes de calcul de l'interaction coulombienne ainsi que de l'interaction nucléaire entre les deux fragments décrits par nos potentiels diffus ont été programmées . La figure I montre les surfaces d'énergie totale du système (écarts de 1 MeV) obtenues dans le cas de la scission symétrique du noyau <sup>236</sup>U. Les fonctions densité  $\rho$  des deux fragments de <sup>118</sup>Pd sont des sphéroïdes, de rapports d'axes P<sub>1</sub> et P<sub>2</sub>, et éloignés de 0,4 fermi . L'existence d'une seule configuration d'équilibre dans la portion de plan étendue (P<sub>1</sub>, P<sub>2</sub>) explorée est due à la prise en compte de l'interaction nucléaire entre les deux fragments diffus . La figure 2 donne les variations des énergies des orbitales neutron, comprises entre 0 et - 20 MeV, en fonction du paramètre de déformation  $\beta$  de la densité sphéroïdale d'un seul des fragments  $\frac{118}{Pd}$  Pd .

(J. SALVY, Melle J.M. DUFOUR\*)

\*Centre d'Etudes de LIMEIL



# C-III-7-FIGURE



C-III-7-FIGURE 2

## 7-2-Modèles optiques non locaux traités par des méthodes matricielles .

La méthode de "matrice R calculable" [2] a été utilisée pour développer un modèle optique dans lequel le potentiel, non local, est introduit sous la forme de ses éléments de matrices sur des états d'oscillateur harmonique [1] . Ceci permet de traiter commodément, par exemple, des parties réelles sous la forme de champs du type HARTREE-FOCK . Cependant les exploitations qui ont été effectuées jusqu'à présent utilisent un potentiel de folding gaussien ayant la forme suivante :

$$U(\mathbf{r}) = - V_R \partial_R (\mathbf{r}) + 2 \lambda_{\pi}^2 V_{SO} \frac{1}{\mathbf{r}} \frac{d \boldsymbol{v}_{SO}(\mathbf{r})}{d\mathbf{r}} \boldsymbol{\vec{l}} \cdot \boldsymbol{\vec{s}} - \mathbf{i} W_D \boldsymbol{v}_V(\mathbf{r}) + \mathbf{i}_{\gamma} W_D \frac{d \boldsymbol{v}_D(\mathbf{r})}{d\mathbf{r}}$$

où les différentes fonctions &(r) sont du type "folding" (cf aussi 7-1):

$$\mathcal{B}_{i}(\mathbf{r}) = \int \rho_{i}(\vec{\mathbf{r}'}) \mathbf{v}_{i}(|\vec{\mathbf{r}} - \vec{\mathbf{r}'}|) d\vec{\mathbf{r}'}.$$
  
(i = R, SO, V, D)

Ce potentiel a été rendu non local suivant le processus de PEREY et BUCK [3]. Dans ces conditions les éléments de matrices d'un tel potentiel sont calculables d'une façon très pratique quand la gauss erne v. est développée sous la forme séparable qui a été utilisée par D. GOGNY [4] dans des calculs HARTREE-FOCK. Quelques résultats obtenus dans le cas ou la "densité" e est prise constante à l'intérieur d'une sphère ont été publiés dans la référence [5]. Dans ce travail, les propriétés de convergence de tette méthode matricielle sur les déphasages et sur les fonctions d'ondes ont été discutées.

Dans ces programmes de modèle optique nous avons introduit, dans un même passage machine, la possibilité de calculer les dérivées des diverses grandeurs physiques obtenues par rapport à l'un quelconque des paramètres du potentiel ou par rapport à l'énergie. Les meilleures méthodes de calcul de ces dérivées ont été étudiées et testées suivant la nature du paramètre : multiplicatif ( $V_R$ ,  $V_{SO}$ ,  $W_U$ ,  $W_D$ ), ou paramètres de diffusivité (portées  $u_i$  des fonctions gaussiennes  $v_i$ ), ou paramètres de rayon et de non-localité . Ces calculs de dérivées ont été utilisés dans la mise au point de processus d'optimisation par des tests en  $\chi^2$ . En particulier des ajustements ont été prévus sur les données expérimentales suivantes : fonctions force S<sub>0</sub> et S<sub>1</sub>, rayon de diffusion potentielle R' (grandeurs calculées à 10 keV), et sections efficaces totales. Ainsi, la méthode SPRT (cf. C-III-2) a été exploitée sur quelques noyaux sphériques tels que <sup>93</sup>Nb, <sup>89</sup>Y, <sup>197</sup>Au. Quelques résultats sur <sup>93</sup>Nb ont été donnés dans l'article de revue sur le modèle optique [6].

Des recherches ont été effectuées, d'états de base différents susceptibles d'améliorer la convergence de la méthode, par exemple : états quasi-liés résultant de diagonalisations (cf 7-1), ou états de diffusion correspondant à un déphasage donné dans un potentiel soit diffus ( $\mu \neq 0$ ), soit carré ( $\mu = 0$ ). Il a été trouvé que ces nouvelles combinaisons d'oscillateurs harmoniques ne conduisaient pas, à précision égale, à des matrices d'ordres sensiblement plus faible que celles obtenues avec la base initiale.

Diverses extensions des méthodes précédentes sont actuellement à l'étude . En particulier la construction des éléments de matrice du potentiel U (r) non localisé et dans lequel les fonctions densité  $\rho_i$  sont prises déformées, a été effectué dans une base d'oscillateurs harmoniques isotropes . Des calculs de diffusion inélastique en voies couplées correspondants ont été entrepris dans le schéma de couplage  $0^+-2^+$ .

(J. SALVY, M. BONNET, J.M. DUFOUR)

\*Centre d'Etudes de Limeil

#### REFERENCES

- [1] Compte-rendu annuel d'activités 1974, Note CEA -N-1798.
- [2] A.M. LANE, D. ROBSON, Phys. Rev. 185 (1969) 1403.
- [3] F.G. PEREY, B. BUCK, Nucl. Phys. 32 (1962) 353 .

- 186 -

- [4] D. GOGNY, Nucl. Phys. A237 (1975) 399.
- [5] J. SALVY, M. BONNET, communication à la Conférence Nationale Soviétique sur la Physique du Neutron, KIEV (9-13 Juin 1975).
- [6] J.P. DELAROCHE, Ch. LAGRANGE, J. SALVY, Review Paper n° 5, IAEA Consultants meeting on "The Use of Nuclear Theory in Neutron Nuclear Data Evaluation", I.C.T.P., TRIESTE (8-12 Décembre 1975).

### C-III-8-Calculs de spectroscopie en modèle RPA schématique.

Les codes de calcul mis au point précédemment concernant le calcul des états non rotationnels à partir de la méthode de SOLOVIEV ont été remaniés de façon à permettre l'utilisation de champs à une particule finis et donc différents de ceux de NILSSON . Les adaptations nécessaires ont été faites en vue de la prise en compte de champs déformés du type PARTREE-FOCK (cf. C-IV) ainsi que de potentiels de folding (cf C-III-7-1) . Dans le même contexte, le formalisme de calcul des éléments de matrices des fonctions multipolaires du type  $r^{\lambda} \chi^{\lambda}_{\mu}$  sur des états d'oscillateurs harmoniques déformés a été mis au point et programmé en utilisant des cordonnées cylindriques . Quelques tests et applications ont été faits sur des isotopes pairs du samarium à leur déformation d'équilibre .

(A. LEBRUN, R. PERRIER, J.M. DUFOUR)

\*Centre d'Etudes de Limeil

#### C-IV-ETUDES DE MODELES MICROSCOPIQUES DU TYPE HARTREE-FOCK -

### C-IV-1-Traitement auto-cohérent des déformations ariales et des effets d'appariement.

En vue de tester le modèle et l'interaction effective que nous utilisons, nous avons étendu nos calculs statiques des propriétés de déformations nucléaires à toute une gamme de noyaux de la région des terres rares  $\begin{bmatrix} 134 \\ Ce \end{bmatrix}$ ,  $\begin{bmatrix} 148 \\ Nd \end{bmatrix}$ ,  $\begin{bmatrix} 150 \\ Nd \end{bmatrix}$ ,  $\begin{bmatrix} 184 \\ W \end{bmatrix}$ . Comme dans l'étude réalisée l'année dernière [1] sur les quatre isotopes pairs du samarium de masses 148, 150, 152 et 154, nous utilisons la procédure HARTREE-FOCK-BOGOLYUBOV complète et l'interaction effective DI décrite dans la référence [2].

Les résultats de nos calculs sont présentés en partie dans la référence [3]. Ils confirment le très bon comportement de l'interaction effective DI quand il s'agit de reproduire non seulement des propriétés globales mais aussi les effets très fins associés à l'appariement. Mentionnons en passant que ces calculs H.F.B. prédisent les énergies de liaison totales qui, pour l'ensemble des noyaux envisagés jusqu'à présent, ne diffèrent jamais de plus de 5 MeV des valeurs expérimentales. En outre si l'on excepte le <sup>150</sup>Nd les moments quadrupolaires de charge calculés sont toujours dans les barres d'erreurs expérimentales lorsque ces mesures existent.

En ce qui concerne le <sup>150</sup>Nd le calcul statique prévoit un moment quadrupolaire de charge de 380 fm<sup>2</sup>, à comparer avec la valeur expérimentale de l'ordre de 515 fm<sup>2</sup>. Pour comprendre ce désaccord nous avons été amenés à faire une étude particulièrement intéressante sur le noyau du <sup>150</sup>Nd A l'aide de la méthode H.F.B. et d'une contrainte supplémentaire sur le moment quadrupolaire de masse, nous avons calculé la surface d'énergie potentielle en fonction de la déformation. La forme de la surface qui résulte de cette étude est très particulière et diffère notablement de toutes celles que nous avons obtenues pour les noyaux de cette région. Sur la figure 1 on constate qu'elle varie de masse comprises dans l'intervalle [800 fm<sup>2</sup>, 1700 fm<sup>2</sup>] et que la barrière sphérique du côté allongé est de l'ordre de 8 MeV. Ceci montre clairement qu'on ne peut attribuer une déformation permanente au noyau de <sup>150</sup>Nd .

INF

- 189 -

En conséquence la description du <sup>150</sup>Nd nécessite de prendre en compte l'effet dynamique associé à des oscillations collectives autour d'une forme d'équilibre déformée. Une telle étude est en cours qui devrait expliquer la trop faible valeur du moment quadrupolaire prédite par le calcul statique H.F.B.

Enfin, mentionnons aussi qu'au cours des études qui viennent d'être décrites nous avons pu comparer la méthode H.F.B. avec différents traitements approchés des effets d'appariement. Ainsi, entre le traitement H.F.B. et les traitements approchés nous avons pu observer des écarts d'autant plus significatifs que l'on s'écarte davantage de la déformation d'équilibre.

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

#### REFERENCES

- [1] Compte-rendu d'activité du Service de Physique Nucléaire pour l'année 1974, CEA-N-1798.
- [2] D. GOGNY, Proc. of the Int. Conf. on Nuclear Physics, MUNICH, 27.8 au 1.9.1973.
- [3] D. GOGNY, Nuclear Self constant Fields, Edité par G. RIPKA et M. PORNEUF (North-Holland 1975) .



- La flèche "exp" indique le point où le moment quadrupolaire de charge calculé est égal au moment quadrupolaire expérimental.
- La flèche "atat", placée au minimum de la courbe, indique la valeur du moment quadrupolaire de masse obtenu par un calcul statique.

- 161 -

#### C-IV-2-Extension des traitements auto-cohérents aux formes triaxiales.

En collaboration avec le Service de Physique Théorique de Saclay, nous avons commencé l'élaboration d'un nouveau programme de calcul HARTREE-FOCK utilisant l'interaction effective DI . Ce programme permettra de traiter les noyaux à déformation triaxiale c'est-à-dire des noyaux n'ayant pas la symétrie de rotation autour d'un axe . Les premiers tests du programme avec la partie centrale de l'interaction sont très encourageants et permettent d'envisager une étude effective des noyaux triaxiaux très prochainement . Il reste pour cela à introduire la partie spin-orbite de l'interaction et le potential Coulombien . Enfin puisque nous projettons d'étudier les surfaces d'énergie en fonction des paramètres de déformation ( $\beta$ , $\gamma$ ), il reste à introduire une contrainte sur les deux composantes du moment quadrupolaire de masse .

(M. GIROD, B. GRAMMATICOS)

\*Actuellement au Service de Physique Théorique de Saclay

C-IV-3-Systèmes nucléaires très déformés, traités sur une base à deux centres.

Les calculs HARTREE-FOCK (H.F.) à deux centres sont destinés à étendre la description statique des noyaux à des d'omaines de déformation où deux fragments apparaissent. Ils s'appliquent donc à toutes les formes nucléaires rencontrées au cours de la fission d'un noyau ou de la fusion de deux noyaux distincts. Dans ces calculs, les états individuels H.F. sont exprimés sur une base de fonctions à deux centres, c'est-à-dire de fonctions "piquées" en deux points différents. La méthode utilisée pour obtenir de telles bases est donnée en référence [1].

Nous avons construit un programme H.F. dans lequel les fonctions de base à deux centres sont obtenues à partir de deux ensembles de fonctions de l'oscillateur harmonique (O.H.) décentrés. Ce choix apporte une grande simplification dans l'expression du champ H.F. et permet de diminuer dans une large mesure, le temps de calcul à chaque itération . Le potentiel deux corps utilisé est l'interaction D! qui a fourni des résultats très satisfaisants, en particulier pour les propriétés de déformation des noyaux. La symétrie imposée est la symétrie axiale avec possibilité de décrire une fragmentation asymétrique. Des calculs préliminaires ont été réalisés en excluant du potentiel deux corps les termes spin-orbite et coulombien, dans le cas de la fusion de deux noyaux <sup>40</sup>Ca . La dimension de la base à deux centres utilisée correspond à deux fois 6 quanta de 1'O.H. (cas de deux <sup>40</sup>Ca bien séparés), ou à 8 quanta de 1'O.H. (cas de deux <sup>40</sup>Ca fusionnés) . La déformation du système, étroitement reliée à la distance séparant les centres de masse des deux noyaux <sup>40</sup>Ca, est imposée par une contrainte sur le moment quadrupolaire de masse total . A chaque déformation, l'énergie du système à 80 mucléons (compte non term des termes négligés dans le potentiel) est obtenue après minimisation par rapport aux paramètres de la base (distance des centres de la base, valeur des paramètres de l'O.H.) . La variation de cette énergie en fonction du moment quadrupolaire de masse total est représentée sur la figure 1 . La courbe obtenue représente la partie mucléaire du potentiel d'interaction de deux noyaux <sup>40</sup>Ca .

Les premiers résultats obtenus démontrent la faisabilité des calculs H.F. à deux centres dans le cas de potentiel deux corps de portée finie . Ils permettent en outre de dégager l'importance relative des différents paramètres de la base à deux centres utilisés, et de préparer les calculs plus réalistes prévus ultérieurement, incluant tous les termes du potentiel deux corps et appliqués à des noyaux plus lourds, éventuellement non distincts .

(J.F. BERGER, D. GOGNY)

#### REFERENCE

 [1] - J.F. BERGER, D. GOGNY, Communication à la 3ème Session d'Etudes Biennales de Physique Nucléaire, LA TOUSSUIRE (10-15 Fév. 1975), Proceeding LYCEN 75-02 S-6.



Surface d'énergie (énergie coulombienne exclue) du système <sup>40</sup>Ca + <sup>40</sup>Ca. Q, moment quadrupolaire total, mesure l'élongation du système. A droite (Q = 6000 fm<sup>2</sup>) les deux noyaux <sup>40</sup>Ca sont complètement séparés A gauche (Q = 0.) la fusion des deux noyaux est réalisée.

- 194 -

C-IV-4-Utilisation de modèles collectifs basés sur des résultats HARTREE-FOCK .

INF

:NIS

- 195 -

# a) Calcul de la densité de charge du noyau de <sup>58</sup>Ni incluant l'effet dynamique associé aux oscillations collectives .

La distribution de charge du noyau de <sup>58</sup>Ni, extraite d'une expérience récente, réalisée à Saclay (A.L.S.), fournit un test très précieux des modèles nucléaires qui tentent de décrire le noyau dans son état fondamental. Elle a déjà servi d'éléments de comparaison à de nombreux calculs théoriques de densité de charge dont les plus raffinés utilisent la méthode de HARTREE-FOCK avec des interactions effectives qui dépendent de la densité (D.D.H.F.) . Dans les meilleurs des cas, le principal désaccord entre l'expérience et la théorie se manifeste par des oscillations trop prononcées dans les densités théoriques (cf. figure la). La courbe en trait plein représente le résultat du calcul statique HARTREE-FOCK-BOCOLYUBOV sphérique (D.D.H.F.B.) qui est une extension des calculs statiques (D.D.H.F.) . On remarque déjà que notre densité D.D.H.F.B. améliore notablement les densités D.D.H.F. calculées jusqu'à présent . Ceci est probablement à mettre sur le compte de l'interaction effective "D1" utilisée ici et qui s'est avérée reproduire, par ailleurs, un grand nombre de propriétés nucléaires. Très récemment il est apparu que ces calculs D.D.H.F. qui supposent un noyau de <sup>58</sup>Ni de forme sphérique très rigide, pouvaient être remis en cause . Des calculs de HARTREE-FOCK montrent en effet que le <sup>58</sup>Ni se déforme facilement en présence d'un faible champ extérieur et par conséquent il n'y a aucune raison pour que des densités résultant d'un calcul statique reproduisent en détail les prédictions expérimentales .

L'étude présente a consisté à prendre en compte les oscillations collectives associées à des changements de forme du noyau tout en conservant la symétrie axiale. Pour cela nous avons utilisé l'approche semi-classique des mouvements collectifs.

Nous mentionnons seulement que le Hamiltonien collectif est construit ici à partir des fonctions d'onde qui résultent d'un calcul HARTREE-FOCK-BOGOLYUBOV avec une contrainte sur le moment quadrupolaire de masse . Dans notre approche, le fondamental du <sup>58</sup>Ni est alors décrit comme une superposition de solutions H.F.B. déformées avec une fonction poids qui n'est autre que la fonction d'onde collective associée à l'énergie la plus basse .



- 196 -

Comme le montre la courbe en trait pointillé (cf. figure 1b) le calcul dynamique conduit à une distribution de charge dont les caractéristiques essentielles sont celles de l'expérience. Comme elle, ce calcul prédit très peu d'effets de couche si ce n'est un pic central indiquant une légère croissance de la densité de charge au centre du noyau.

Enfin, il faut souligner que si une telle correction a permis d'améliorer des détails, elle n'en est pas moins petite .

Aussi, compte tenu du fait qu'il devrait en être toujours ainsi pour toute interaction effective raisonnable, nous pensons que la densité déduite de l'expérience sur le noyau du <sup>58</sup>Ni fournit un très bon test des interactions effectives employées dans les calculs D.D.H.F.

(D. GOGNY, M. GIROD)

b) Calculs R.P.A.

Ces applications R.P.A. sont réalisées en collaboration avec le Service de Physique Théorique de Saclay.

Un intérêt immédiat de telles applications est de fournir un test supplémentaire de l'interaction effective DI puisqu'ils font intervenir explicitement les éléments de matrice particule-trou de l'interaction . Il est bon de rappeler que la définition de l'interaction particule-trou n'est pas triviale pour des interactions qui dépendent de la densité . Une façon simple de trouver sa définition consiste à dériver les équations de la R.P.A. en partant du formalisme HARTREE-FOCK dépendant du temps . On constate de cette façon qu'à la définition usuelle il convient d'ajouter des termes de réarrangement qui proviennent des dérivées première et seconde par rapport à la densité .

Nous avons déjà un certain nombre de résultats préliminaires sur les noyaux sphériques suivants :  ${}^{16}O$ ,  ${}^{40}Ca$ ,  ${}^{20}Zr$ ,  ${}^{208}Pb$  [1]. Comme premier résultat important signalons que les valeurs propres R.P.A. obtenues pour ces noyaux sont toutes réelles, ce qui signifie que les solutions HARTREE-FOCK sont stables par rapport à toutes les excitations particule-trou . Ce point est important car il signifie que les composantes de l'interaction DI ont un comport ment raisonnable dans chaque sous-espace de spin et d'isospin.

D'autre part, ces calculs ont conduit à une étude très intéressante sur la résonance géante monopolaire (0<sup>+</sup>) des noyaux mentionnés ci-dessus [2]. Elle montre en particulier que, pour une interaction donnée, l'énergie de la résonance dépend essentiellement de la valeur de l'incompressibilité obtenue dans la matière nucléaire. Ce résultat et des expériences récentes sur la résonance géante monopolaire nous ont permis de prédire avec une bonne précision la valeur de l'incompressibilité de la matière nucléaire, grandeur qui jusqu'à présent était très mal définie.

(J.P. BLAIZOT, D. GOGNY, B. GRAMMATICOS)\*\*

\*CEN-SACLAY

\*\*Actuellement au Service ae Physique Théorique de Saclay

REFERENCES

- J.P. BLAIZOT, D. GOGNY, Nuclear Self Consistent Fields . Edité par
   G. RIPKA et M. PORNEUF (North-Holland 1975) .
- [2] J.P. BLAIZOT, D. GOGNY, B. GRAMMATICOS, Nuclear matter incompressibility (soumis pour publication).

#### C-IV-5-Corrections du second ordre au rayon de charge de l'oxygène 16.

L'interaction nucléon-nucléon de PIRES [1] est telle que la matrice de réaction G( $\omega$ ) peut être limitée à ses deux premiers termes :

$$G(\omega) = V + V - \frac{Q}{\omega - H_0} V$$

où V est l'interaction libre, Q le projecteur de PAULI,  $H_0$  l'hamiltonien non perturbé,  $\omega$  l'énergie disponible au moment de l'interaction . Il y a deux attitudes possibles pour utiliser cette interaction effective  $G(\omega)$  dans les sytèmes mucléaires .

Dans l'approche la plus simple, on considère le deuxième terme de  $G(\omega)$  comme une perturbation par rapport à V. On calcule donc l'énergie de liaison et les rayons des systèmes nucléaires en série ordinaire des perturbations sur la base des états HARTREE-FOCK déterminés avec la seule interaction libre V. Les résultats que nous avons obtenus de cette manière ont été publiés [2] et [3]. Rappelons que le terme du second ordre de l'énergie de liaison représente 25 à 30% de l'énergie potentielle HARTREE-FOCK ; au total l'énergie de liaison par nucléon est de l'ordre de 8 à 9 MeV dans les noyaux, de 17 MeV dans la matière nucléaire. Les rayons de charge ont été calculés à l'approximation HARTREE-FOCK . Ils sont proches des valeurs expérimentales : l'écart maximum est de 8% dans le plomb. Le tableau l résume ces résultats .

Concernant les corrections aux rayons de charge seuls KERMAN et STAYER les avaient calculées jusqu'à présent en partant de l'interaction libre de TABAKIN [4]. Cette étude semblait indiquer que ces corrections seraient toujours très faibles indépendemment de l'interaction utilisée.

Dans la seconde approche, on traite la matrice de réaction globalement et on détermine donc les propriétés d'équilibre des systèmes nucléaires sur la base des états propres de  $G(\omega)$  : c'est la procédure BRUCKNER-HARTREE-FOCK (B.H.F.) . Dans L cas de l'interaction de PIRES cette procédure revient à traiter le second ordre de manière self consistante . De tels calculs ont été effectués pour <sup>16</sup>O en collaboration avec une équipe de l'Université de MONTREAL [5]. Les résultats obtenus sont résumés dans le tableau 2 . On trouve en colonne 1, les résultats B.H.F. et en colonne 2 les résultats BRUCKNER-HARTREE-FOCK renormalisés (R.B.H.F.) au sens de BRANDOW [6]incluant les disgrammes de réarrangement du second ordre en G( $\omega$ ).

- 199 -

16MF

11/2

Pour ce qui concerne l'énergie de liaison, l'accord est statisfaisant entre les deux approches . Par contre l'écart est important pour les rayons de charge : 187 pour B.H.F., 137 pour R.B.H.F. L'écart avec les calculs R.B.H.F. suggère que les corrections du second ordre au rayon de charge ne sont pas aussi négligeables qu'on le croyait .

Aussi, nous avons évalué les corrections du rayon de masse de l'<sup>16</sup>O en série ordinaire des perturbations, sur la base de l'oscillateur harmonique, en incluant 20 couches majeures . Tous les propagateurs sont renormalisés par la sommation des insertions diagonales :



Comme, d'autre part, les fonctions d'ondes individuelles HARTREE-FOCK des noyaux légers sont presque des oscillateurs purs, nos résultats sont très proches de ceux obtenus par la procédure self consistante HARTREE-FOCK. Les diagrammes principaux qui contribuent à la correction du rayon sont dessinés ci-dessous :



Les diagrammes comprenant une ou plusieurs insertions non diagonales sont au moins d'un ordre de grandeur plus faible que les diagrammes précédents. Nous avons testé la convergence de chaque disgramme en augmentant progressivement le nombre de couches majeures des étres de base . Nous avons représenté sur le graphique ci-joint les valeurs des différents graphes du rayon quadratique moyen en fonction du nombre de couches inclus . Les diagrammes c en l's'annulent appreximativement quelle que soit la dimension de la base ; dix couches d'oscillateurs suffisent pour évaluer le diagramme f ; le diagramme e nécessite certainement 20 couches au moins . Au total, le rayon de masse quadratique moyen vaut 2,7 fm à l'approximition zére ; en incluant toutes les corrections du premier et du second ordre, il passe à 2,54 fm, soit une variation de l'ordre de 6% . Ces mésuitats sont compatibles avec ceux obtenus à MONTREAL . Le fait que notre correction soit plus faible que la leur est probablement due à un effet de self consistance qui tend à accentuer cette correction .

(M. MAIRE, D. GOGNY)

#### REFERENCES

- [1] D. GOGNY, P. PIRES, R. de TOURREIL, Phys. Letters 32B (1970) 591.
   P. PIRES, Thèse ORSAY (1973) .
- [2] M. MAIRE, Rapport CEA-R-4629 (1974) .
- [3] D. GOGNY, M. MAIRE, "Perturbation theory with a soft-core two nucleon interaction", "Conférence on Hartree-Fock and self consistent fields theories in nuclei", TRIESTE (du 24.2 au 1.3.1975).
- [4] M.R. STRAYER, W.H. BASSICHIS, A.K. KERMAN, Phys. Rev. C8 (1973) 1269
- [5] D. GOGNY, R. PADJEN, B. ROUBEN, P. PIRES, "BHF-plus rearrangement calculations with soft-core forces in <sup>16</sup>0", "Conférence on Hartree-Fock and self consistent fields theories in nuclei", TRIESTE (du 24.2 au 1.3.1975).
- [6] B.H. BRANDOW, Lectures in Theoretical Physics, Vol. IX-B (Gordon and Breach, New York 1969).

 $(E^{HF} + E^2)/A$ E<sup>HF</sup>/A E<sup>2</sup>/A v<sup>HF</sup>/E <sup>(2)</sup> r<sub>2</sub> MeV MeV NeV fm 16<sub>0</sub> - 2,57 - 4,43 - 7 25% 2,85 <sup>40</sup>Ca - 2,78 - 6,24 - 9,02 25% 3,48 90 -10,47 30**Z** 4,11 - 2,76 - 7,71 208<sub>25</sub> 27**%** 5,10 - 2,29 - 7,64 - 9,93  $k_{\rm F} = 0.5 \ {\rm fm}^{-1}$ Nu,lear - 8 - 8,87 -16,87 25**%** Matter

C-IV-5-TABLEAU 1

....

Ŷ

Ş

5

.....

160	B.it.F.	R.B.H.F. + réarrangement
E/A MeV	- 7,33	- 7,62
r <sub>c</sub> im	2,37	2,43

C-IV-5-TABLEAU 2

- 202 -



C-IV-5-<u>FIGURE\_1</u>

- 203 -

PARTIE D : BIBLIOGRAPHIE

(Documents émis par le Service PN au cours de l'année 1975)

#### I - PUBLICATIONS -

Etude expérimentale des effets dynamiques dans la fission de  $^{240}$ Pu à basse énergie .

J. LACHKAR, Y. PATIN, J. SIGAUD .

Journal de Physique Lettres, Avril 1975, Tome 36 p. L-79.

Self consistent calculations and quadrupole moments of even Sm isotopes . J. DECHARGE, M. GIROD, D. GOGNY . Physics Letters 55 B (1975) n° 4, p. 361 .

Utilisation d'un quartz piezo électrique comme substrat, pour la fabrication de cibles de terres rares, autosupportées, sous forme métallique, non oxydées . C. BONETTI .

Nuclear Instruments and Methods 128 (1975) n° 2, p. 267-270.

Etude des niveaux du noyau <sup>27</sup>Al atteints par la réaction <sup>26</sup>Mg(d,n)<sup>27</sup>Al à  $E_d = 6$  et 8 MeV . J. UZUREAU<sup>+</sup>, A. ADAM, S. JOLY . Nuclear Physics A 250 (1975) n° 1, p. 163-181 .

A microscopic self consistent calculation with saturation diagrams in <sup>16</sup>0. B. ROUBEN<sup>++</sup>, R. PADJEN<sup>++</sup>, D. GOGNY, P. PIRES<sup>+++</sup> soumis à "PHYSICAL REVIEW".

Etude de la réaction  $^{89}$ Y(d,n) $^{90}$ Z· à E<sub>d</sub> = 11,5 MeV . A. ADAM, D. ADAM, O. BERSILLON, S. JOLY . soumis à "IL NUOVO CIMENTO" .

+ Institut de Physique de Nantes .
++ Université de Montréal .
+++ Institut de Physique Nucléaire - ORSAY .

- 204 -

- 205 -

大いて活躍を開

Effect of nuclear deformation on neutron elastic scattering. Ch. LAGRANGE, R.E. SHAMU<sup>+</sup>. Physics Letters "B" 58 B (1975) n° 3, p. 293.

Isospin and strong coupling effects in neutron scattering from Even-A Se isotopes .

G. HAOUAT, J. LACHKAR, M.T. MCELLISTREM<sup>++</sup>, Y. PATIN, J. SIGAUD . soumais à "PHYSICAL REVIEW" .

International winter school on nuclear spectroscopy,Zakopane (Poland) . N. CINDRO<sup>+++</sup> soumis à "NUKLEONIKA" .

The  ${}^{56}$ Fe(d,n) ${}^{57}$ Co reaction and  ${}^{57}$ Co levels . A. ADAM, O.BERSILLON, S. JOLY . soumis à "PHYSICAL REVIEW" .

Resonant behaviour in the interaction of the <sup>12</sup>C + <sup>12</sup>C system at energies above the Coulomb Barrier . Z.BASRAK<sup>+++</sup>, F. AUGIER<sup>+++++</sup>, B. FERNANDEZ<sup>++++</sup>, J. GASTEBOIS<sup>++++</sup>, N. CINDRO<sup>+++</sup>. Soumis à "PHYSICS LETTERS".

Quadrupole deformation parameters of <sup>148,152,154</sup> Sm determined from neutron total cross sections . R.E. SHAMU<sup>+</sup>, Ch. LAGRANGF, E.M. BERNSTEIN<sup>+</sup>, J.J. RAMIREZ<sup>+</sup>, T. TAMURA<sup>+</sup>, C.Y. WONG<sup>++</sup>. Soumis à "PHYSICS LETTERS" .

Sur les systèmes de N Fermions en interaction "2 corps". M. CESSENAT . soumis dans la **revue** "ACADEMIE DES SCIENCES" .

+ Western Michigan University, Kalamazoo, USA .

++ University of Kentucky, USA .

+++ Institut Ruder Bošković, Zagreb (Yougoslavie)

++++ CEN-SACLAY

• University of Texas, Austin, Texas (USA)

🕶 Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, USA .

```
Fission cross section of <sup>237</sup>Np from 3 eV to 2 MeV.
S. PLATTARD, J. BLONS<sup>+</sup>, D. PAYA<sup>+</sup>
Soumis à "NUCLEAR SCIENCE AND ENGINEERING"
```

Self consistent calculation of the charge density of <sup>58</sup>Ni including a dynamical correction . M. GIROD, D. GOGNY . Soumis à "PHYSICAL REVIEW LETTERS" .

The Csikai-Petö effect revisited . N. CINDRO<sup>++</sup>, J. FREHAUT . Soumis à "PHYSICS LETTERS 'B' ".

Deformation effects in neutron scattering from the Sm isotopes . M.T. McELLISTREM<sup>+++</sup>, R.E. SHAMU<sup>++++</sup>, J. LACHKAR, G. HAOUAT, Ch. LAGRANGE, Y. PATIN, J. SIGAUD, F. COCU . Soumis à "PHYSICAL REVIEW" .

Manuscrit reçu le 11 mers 1976

+ CEN-SACLAY .

++ Institut Ruder Bošković, Zagreb (Yougoslavie) .

+++ University of Kentucky, USA .

++++ Western Michigan University, Kalamazoo, USA .

- 207 -

II - COMMUNICATIONS -

3ème Session d'Etudes Biennale de Physique Nucléaire, LA TOUSSUIRE du 10 au 15 Février 1975.

 l . Calculs self consistents des propriétés de déformation des isotopes pairs de samarium .

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

Paru dans Proceeding Lycen 75.02 S4-1 à S4-3 .

2. Une base à deux centres adaptée aux calculs Hartree-Fock. J.F. BERGER, D. GOGNY.

Paru dans Proceeding Lycen 75.02 S6 de 1 à 6 .

(ces 2 communications paraîtront également en rapport CEA-CONF) .

Conference on Nuclear Cross Sections and Technology, WASHINGTON du 3 au 7 Mars 1975.

- I . Fission theory and actinide fission data .
   A. MICHAUDON (Invited paper)
   CEA-CONF 3001 et proceeding Vol. 1 p. 202-210 .
- 2 . Measurement of (n,2n) and (n,3n) cross sections for incident energies between 6 and 15 MeV . J. FREHAUT - G. MOSINSKI . CEA-CONF 3002 et proceeding Vol. 2 p. 897-900 .
- 3 . Symmetry effects in neutron scattering from isotopically enriched Se isotopes . J. LACHKAR, G. HAOUAT, M.T. MCELLISTREM, Y. PATIN, J. SIGAUD, F. COÇU . CEA-CONF 3003 et proceeding Vol. 2 p. 889-892 .
- 4. Differential cross sections for carbon neutron elastic and inelastic scattering from 8.0 to 14.5 MeV .
  G. HAOUAT, J. LACHKAR, Y. PATIN, J. SIGAUD, F. COÇU .
  CEA-CONF 3004 et proceeding Vol. 2 p. 893-896 .

+ University of Kentucky, USA .

- 208 -

5. Level and decay schemes of even-A Se and Ge isotopes from (n,n'γ) reaction studies.
 J. SIGAUD, Y. PATIN, M.T. MCELLISTREM, G. HAOUAT, J. LACHKAR.

CEA-CONF 3005 et proceeding Vol. 2 p. 855-858 .

6. Deformation effects in neutron scattering from the Sm isotopes.
M.T. MCELLISTREM, J. LACHKAR, G. HAOUAT, Y. PATIN, R.E. SHAMU,<sup>++</sup>J. SIGAUD,
F. COÇU, Ch. LAGRANGE.
CEA-CONF 3006 et proceeding Vol. 2 p. 942-945.

(Tous les résumés sont parus dans "BULLETIN OF THE AMERICAN PHYSICAL SOCIETY" Fév. 1975 - Série 2 Vol. 20 n° 2 pages 172, 174 - N° IB 10 - 11 12 - 24 n° IB 1 page 171 - DA 2 page 143 .)

Conférence on "Hartree-Fock" and self consistent field theories in nuclei. TRIESTE (Italie) du 24.2.1975 au 1.3.1975.

- BHF plus rearrangement calculations with soft core forces in <sup>16</sup>0.
   D. GOGNY (en collaboration avec MM. R. PADJEN et B. ROUBEN de l'Université de Montréal et P. PIRES de l'IPN ORSAY).
   CEA-CONF 3009
- Perturbation theory with a soft core two nucleon interaction.
   D. GOGNY, M. MAIRE .
   CEA-CONF 3010 et paru dans Nuclear Self consistent fields.G. RIPKA et
   M. PORNEUF p. 149-150 .
- 3. Self consistent R.P. A calculation with the finite range and density dependent interaction "D1" . J.P. BLAIZOT (CEN-SACLAY) et D. GOGNY . CEA-CONF 3011 .
- 4. Self consistent pairing calculations (Invited paper).
  D. GOGNY.
  Paraîtra en rapport CEA-CONF Nuclear Self Consistent Fields.G. RIPKA et M. PORNEUF p. 333-352.

+ University of Kentucky, USA . ++ Western Michigan University, Kalamazoo, USA .

そうような感じていた。 そうじょう ひんしん たまでき ないしょう ひんしょう しゅうしょう たいしょう ないしょう ないしょう たいしょう しゅう しょうしょう かいしょう ひょうしょう かいしょう かいしょう かいしょう かいしょう かいしょう しょうしょう

D.C. Meeting of the American Physical Society, WASHINGTON du 28 Avril au ler Mai 1975 .

 i. Effects of nuclear deformation on neutron differential cross sections.
 F.M. McDANIEL, T. BURROWS, J. DAWSON G. GLASCOW (University of Kentucky)
 G. HARDIE and R.E. SHAMU (University Western Michigan), Ch. LAGRANGE .
 (paraîtra en rapport CEA-CONF et le résumé sera publié dans le Bulletin American Physical Society .

Conférence Nationale Soviétique sur la Physique du Neutron, KIEV du 9 au 13 Juin 1975 .

Mesures relatives et absolues de sections efficaces de fission de <sup>235</sup>U et <sup>238</sup>U avec des neutrons rapides .
 M. CANCE, G. GRENIER .
 CEA-CONF 3291 .

- 2 . Calcul analytique de l'efficacité d'un scintillateur hydrocarboné utilisé comme détecteur de neutrons .
  O. BERSILLON, A. ADAM, S. JOLY .
  CEA-CONF 3292 .
- 3. Etude de la réaction  ${}^{140}Ce(d,n){}^{141}Pr$  à  $E_d = 12 \text{ MeV}$ . A. ADAM, O. BERSILLON, S. JOLY. CEA-CONF 3293.
- 4 . Premiers niveaux du noyau <sup>32</sup>S observés dans la réaction <sup>31</sup>P(d,n)<sup>32</sup>S .
   J. UZUREAU<sup>+</sup>, A. ADAM, O. BERSILLON .
   CEA-CONF 3294 .
- 5. Aspects expérimentaux et théoriques dans l'évaluation des sections cfficaces de capture de l'yttrium entre 10 keV et 3 MeV.
  C. PHILIS, P. THOMET, N. NAVARRE-VERGES.
  CEA-CONF 3295.

+ Institut de Physique de Nantes .

- 6. Méthode d'évaluation par modèle statistique des sections efficaces de capture, diffusion inélastique et fission, sur noyaux lourds entre 1 keV et 3 MeV .
  P. THOMET .
  CEA-CONF 3296 .
- 7 . Calcul des sections efficaces de production de raies γ discrètes dans la réaction (n,n'γ) sur le chrome et le nickel jusqu'à 10 MeV .
  B. DUCHEMIN .
  CEA-CONF 3297 .
- 8. Etude sur le <sup>152</sup>Sm des correlations d'appariement en fonction de la déformation .
  J. DECHARGE, M. GIROD, D. GOGNY .
  CEA-CONF 3298 .
- 9 . Evaluation par un modèle statistique des sections efficaces (n,xn) et (n,xnf) sur des noyaux lourds . J. JARY . CEA-CONF 3299 .
- 10 . Paramétrisation du modèle optique entre 10 keV et 20 MeV application aux noyaux sphériques <sup>89</sup>Y et <sup>93</sup>Ne .
   Ch. LAGRANGE .
   CEA-CONF 3300 .
- 11 . Evaluation par modèles nucléaires d'un ensemble cohérent de sections efficaces n + <sup>238</sup>U entre 3 KeV et 20 MeV . J. JARY, Ch. LAGRANGE, P. THOMET . CEA-CONF 3301 .
- 12. Sur un nouveau modèle optique sphérique non local du type "folding" traité par une méthode matricielle . J. SALVY, M. BONNET<sup>+</sup>. CEA-CONF 3302 .

+ CEL/MA

- 13. The nuclear deformation of <sup>148</sup>, <sup>150</sup>, <sup>152</sup>, <sup>154</sup> Sm determined from neutron scattering measurements.
  R.E. SHAMU, G. HAOUAT, J. LACHKAR, Ch. LAGRANGE, M.T. MCELLISTREM, <sup>++</sup>
  Y. PATIN, J. SIGAUD, F. COÇU, E. BERNSTEIN, J.J. RAMIREZ.
- 14 . Diffusion élastique et inélastique des neutrons rapides par les isotopes pairs de Se .
   J. LACHKAR, G. HAOUAT, M.T. MCELLISTREM, Y. PATIN, J. SIGAUD .
   CEA-CONF 3303 .
- 15 . Analyse des données expérimentales relatives à l'interaction de neutrons d'énergie inférieure à 20 MeV avec le carbone .
  G. HAOUAT, J. LACHKAR, Y. PATIN, J. SIGAUD, F. COÇU .
  CEA-CONF 3304 .
- 16 . Production de neutrons monocinétiques à l'aide de cibles gazeuses de deutérium et de tritium .
  G. HAOUAT, J. LACHKAR, J. SIGAUD, Y. PATIN, S. SEGUIN .
  CEA-COLF 3305 .
- 17 . Etude des réactions (n,n'γ) pour les isotopes pairs de Se et de Ge .
   J. SIGAUD, Y. PATIN, M.T. MCELLISTREM, G. HAOUAT, J. LACHKAR .
   CEA-CONF 3306 .
- 18 . Analyse des effets dynamiques dans la fission de <sup>240</sup>Pu à basse énergie .
   Y. PATIN, J. LACHKAR, J. SIGAUD .
   CEA-CONF 3307 .

19. Etude de la réaction (n,γf) pour la fission de <sup>241</sup>Pu induite par des neutrons de résonance .
G. SIMON, J. FREHAUT .
CEA-CONF 3308 .

20. Mesure du spectre en énergie des neutrons de fission pour la fission de 235 U et de <sup>238</sup>U induite par des neutrons de 0,6 MeV et de 7 MeV.
A. BERTIN, R. BOIS, J. FREHAUT, P. NICOLAS.
CEA-CONF 3309.

+ University of Kentucky, USA .

++ Western Michigan University, Kalamazoo, USA .
- 21. Etude du spectre du rayonnement γ de préfission de la réaction <sup>239</sup>Pu(n,γf) dans les résonances.
   J. TROCHON, Y. PRANAL, G. SIMON, C. SUKOSD<sup>++</sup>.
   CEA-CONF 3310.
- 22. Mesure des sections efficaces (n,2n) et (n,3n) entre le seuil et 15 MeV par la technique du gros scintillateur liquide. J. FREHAUT, G. MOSINSKI. CEA-CONF 3311.
- 23. Mesure de la section efficace de fission de <sup>237</sup>Np entre 100 keV et 2 MeV.
  S. PLATTARD, Y. PRANAL, J. BLONS<sup>+</sup>, C. MAZUR<sup>+</sup>.
  CEA-CONF 3183.

American Nuclear Society - Winter Meeting, SAN FRANCISCO du 16 au 21.11.1975 .

- High resolution measurement of the <sup>237</sup>Np(n,f) cross section from 100 keV to 2 MeV.
   S. PLATTARD, Y. PRANAL, J. BLONS<sup>+</sup>.
   CEA-CONF 3285.
- 2. Time of flight measurements of prompt neutron fission spectra of  $^{235}$ U and  $^{238}$ U. A. BERTIN . CEA-CONF 3286 .
- 3 . Absolute measurement of the 14.6 MeV neutron fission cross section of  $^{235}_{\rm U \ and}$   $^{238}_{\rm U}$  .

M. CANCE, G. GRENIER . CEA-CONF 3287 .

(ces 3 communications paraîtront dans la revue A.N.S. Transaction) .

++ adresse actuelle : Université EOTVOS LORAND, Budapest (Hongrie)

Seventh International Conference on cyclotrons and their applications ZURICH (Suisse) du 19 au 22.8.1975.

- l . Injection and Ejection systems for the GANIL SSC .
   P. YVON (travail exécuté à ORSAY) .
   CEA-CONF 3288 .
- D.C. Meeting of the American Physical Society, WASHINGTON du 30.10 au ler 11.1975
  1. Deformation effects in neutron scattering from the Nd isotopes .
  G. HAOUAT, J. LACHKAR, Ch. LAGRANGE, M.T. MCELLISTREM, Y. PATIN,
  \*\*\*
  R.E. SHAMU, J. SIGAUD .
- 2 . Neutron total cross sections of the Even-A Nd isotopes . R.E. SHAMU, E.M. BERNSTEIN, Ch. LAGRANGE (travail exécuté aux USA) . (ces deux abstracts paraîtront en rapport CEA-CONF et dans le Bulletin American Physical Society) .

Annual international conference of the nuclear target developpement society ARGONNE National Laboratory du 29-30.9. 1975 au ler.10.1975.

- I a Fabrication of self supporting metallic rare earth targets using a piezoelectric quartz as substrate.
   C. BONETTI .
   CEA-CONF 3289 .
- 2. Preparations and controls of targets used for nuclear Physic measurements at the Bruyères-le-Châtel center .
  C. BONETTI, P. GUAY, J. JOUANIGOT, J. KWINTA .
  Paraîtra en rapport CEA-CONF .
  (ces 2 communications paraîtront également dans un proceeding) .

+ University of Kentucky, USA .

++ Western Michigan University, Kalamazoo, USA .

• DAM/CEB.111/CA .

International symposium on interaction of fast neutron with nuclei DRESDEN (Allemagne de l'Est) du 17 au 21.11.1975.

- Measurement of (n,2n) and (n,3n) cross sections at incident energies between 8 and 15 MeV.
   J. FREHAUT, G. MOSINSKI .
   Paraîtra en rapport CEA-CONF .
- 2 . Current problems in (n,2n) reactions . N. CINDRO<sup>++</sup>, J. FREHAUT . Paraîtra en CEA-CONF .
- 3 . Investigation of the (n,2n) reaction by the statistical model .
   E. HOLUB<sup>++</sup>, O. BERSILLON, N. CINDRO<sup>++</sup>, J. JARY .
   Paraîtra en CEA-CONF .

(ces 3 communications seront publiées dans la revue Zeit. für Kernforschung).

Congrès IAEA - Consultants meeting on the use of nuclear theory in neutron data evaluation, TRIESTE (Italie) du 8 au 12.12.1975.

- R. Matrix methods for light systems .
   G.M. HALE<sup>+</sup> .
   Paraîtra en rapport CEA-CONF et publiée dans proceeding AIEA .
- 2 . Optical model with an emphasis on the coupled-channel optical model .
   J.P. DELAROCHE, Ch. LAGRANGE, J. SALVY .
   Paraîtra en rapport CEA-CONF et publiée dans proceeding AIEA .

+ University of California, LOS ALAMOS, USA .

++ Institut Ruder Bošković, ZAGREB (Yougoslavie) .

**III - RAPPORTS ET NOTES CEA -**

Méthode de calcul par modèle statistique des sections efficaces des réactions (n,xn) et (n,xnf) pour les isotopes de l'uranium <sup>232</sup>U à <sup>239</sup>U dans le domaine d'énergie 2 MeV-15 MeV.
 J. JARY.

Rapport CEA-R-4647, Janvier 1975 .

- Evaluation des sections efficaces des réactions  $93_{41}$ Nb n,2n) $92_{41}$ Nb et  $93_{41}$ Nb(n,2n) $92_{41}$ Nb du seuil à 20 MeV . C. PHILIS, P.G. YOUNG (Los Alamos) . Rapport CEA-R-4676, Juillet 1975 .
- Etude expérimentale de la réaction <sup>239</sup>Pu(d,pf) : Variation de la distribution des masses et des énergies cinétiques des fragments avec l'énergie d'excitation du noyau fissionnant.
  J. LACHKAR, J. SIGAUD, Y. PATIN, J. CHARDINE, C. HUMEAU.
  Rapport CEA-R-4715, Novembre 1975.
- Evaluation de la section efficace de la réaction <sup>169</sup>/<sub>69</sub>Tm(n,2n)<sup>168</sup>/<sub>69</sub>Tm du seuil à 20 MeV.
   C. PHILIS, P.G. YOUNG (Los Alamos).
   Rapport CEA-R-4712, Décembre 1975.
- Evaluation de la section efficace de la réaction  $\frac{89}{39}$ Y(n, $\gamma$ ) $\frac{90}{39}$ Y de 10 keV à 3,5 MeV et valeur recommandée aux alentours de 14 MeV . N. NAVARRE-VERGES, C. PHILIS . (Rapport CEA à paraître) .
- Sections efficaces différentielles et totale de la réaction  ${}^{12}C(n,n'3u)$  à E<sub>n</sub> = 14,2 MeV . F. COÇU , J. LACHKAR, G. HAOUAT, Y. PATIN, J. SIGAUD, G. DALBERA . (Rapport CEA à paraître) .
- Evaluation des sections efficaces des réactions <sup>197</sup>Au(n,2n)<sup>196</sup>Au, <sup>197</sup>Au(n,3n) <sup>195</sup>Au, <sup>197</sup>Au(n,4n)<sup>196</sup>Au des seuils à 30 MeV et <sup>197</sup>Au(n,2n)<sup>196m]</sup>Au (8,2 s), <sup>197</sup>Au(n,2n)<sup>196m2</sup>Au (9,7 h) des seuils à 20 MeV.
   C. PHILIS, O. BERSILLON.
   (Rapport CEA à paraître).

- 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 à paraître) .
- Compte rendu d'activité du Service Physique Nucléaire pour l'année 1974 .
   A. MICHAUDON, D. DIDIER, M. SOLEILHAC .
   CEA-N-1798 NEANDC (E) 165 "L" INDC (FR) 6 "L", Juin 1975 .
- Production de neutrons Ronocinétiques jusqu'à 20 MeV avec des accélérateurs du type Van de Graaff .
   M. SOLEILHAC .
   CEA-N-1812, Juille: 1975 .
- Opération de conversion du Van de Graaff Tandem EN 6 MV du Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel en Tandem super EN 7 MV .
  A. DAMDINE .
  (à paraître en NOTE CEA) .
- Installation et essais de l'accélérateur SAMES 150 heV du Service Physique Nucléaires de B.III .
  - A. DANDINE, L. SINOPOLI .
  - (à paraître en NOTE CEA) .

IV - DIVERS ET THESES -

- Compte rendu de l'activité Evaluation du Service Physique Nucléaire (Février, Juin et Octobre 1975) .
  - O. BERSILLON, J.P. DELAROCHE, B. DUCHEMIN, L. FAUGERE; J. JARY, Ch. LAGRANGE,

F. BERTRAND-LEPAGE, C. PHILIS, J. SALVY, G. SIMON, N. NAVARRE-VERGES .

"Evaluation News Letters", édité par le Centre de Compilations des Données Neutroniques du CEN-SACLAY.

 An evaluation of the neutron induced scattering reaction and photon production cross sections of carbon .
 J. LACHKAR, F. COÇU, G. HAOUAT, P. LE FLOCH, Y. PATIN, J. SIGAUD .

NEANDC N° 168 L (E) - INDC N° (FR) 7/L, Novembre 1975 .

- Mesure et interprétation du nombre moyen de neutrons prompts  $\bar{\nu}$  et de l'énergie moyenne  $\bar{E}_{\gamma}$  du rayonnement gamma prompt de fission émis dans les résonances neutroniques des noyaux fissiles . G. SIMON .

(Thèse 3ème Cycle. Physique Nucléaire. Option Physique des Réacteurs, ORSAY).

# V - NOTES TECHNIQUES INTERNES -

- Dispositif de centrage automatique de faisceau d'accélérateur .
   Ch. MOREL .
   N° PN-612/75 du 10.7.1975 .
- Réalisation d'un banc de remplissage permettant des mélanges de gaz avec une précision de 1%.
   M. DARRIGOL .
  - N° PN-1192/75 du 31.12.1975.

	- 21	9 -
:	· · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	
:	PARTIE E : SEMINAIRES TENUS AU SERVICE DE PHYSIQUE NUCLEAIRE :	
:	en 1975	
:	• • • • • • • • • • • • • • • • • • • •	

## Lundi 6 Janvier 1975 -

The effect of nuclear deformation on neutron total cross sections M. SHAMU Service de Physique Nucléaire - Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel et Western Michigan University USA

### Lundi 13 Janvier 1975 -

Utilisation des données nucléaires et des études théoriques pour la Physique du Coeur dans les filières à neutrons rapides MM. BARRE et CHAUDAT - Centre d'Etudes Nucléaires de CADARACHE.

# Lundi 20 Janvier 1975 -

Transformation du Van de Graaff Tandem EN = 6 MV du Centre d'Etudes de Bruyèresle-Châtel en super EN = 7 MV M. DANDINE - Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel .

### Lundi 27 Janvier 1975 -

Etude de la réaction P + D  $\rightarrow$  2 P + n à moyenne énergie M. L'HUILLIER, T. YUASA - Faculté des Sciences d'ORSAY.

#### Lundi 3 Février 1975 ·

Diffusion quasi-libre sur des groupements  $\alpha$  dans les noyaux légers M. P. RADVANYI – Faculté des Sciences d'ORSAY .

#### Lundi 10 Février 1975 -

Sur quelques applications des potentiels à 1 particule du type "Folding" traités par des méthodes matricielles M. J. SALVY - Centre d'Etudes de Bruyères-le-Chậtel.

#### Lundi 17 Février 1975 -

Méthode de calcul d'états excités non-rotationnels : Applications aux calculs d'états excités non-rotationnels 0<sup>+</sup>, 2<sup>+</sup>, 0<sup>-</sup>, 1<sup>-</sup>, 2<sup>-</sup> et 3<sup>-</sup> sur plusieurs noyaux lourds

M. A.LE BRUN - Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel .

Lundi 24 Février 1975 à 11h -Fusion par laser M. J.L. BOBIN - Centre d'Etudes de LIMEIL .

Lundi 24 Février 1975 à 14h -Spectroscopy studies in Fission isomers M. E. KONECNY - Technische Universität MUNICH (Allemagne)

Mardi 25 Février 1975 -Recent topics in nuclear fission M. H.J. SPECHT - Universität HEIDELBERG (Allemagne).

Lundi 3 Mars 1975 -Progrès récents des tubes photomultiplicateurs destinés à la Physique Nucléaire M. G. BREUZE - CEN-SACLAY.

Lundi 10 Mars 1975 -Problèmes mathématiques associés à la résolution spectrale dans les systèmes de nucléons en interaction 2 corps M. M. CESSENAT - Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel .

Lundi 17 Mars 1975 -Théorie semi-classique des réactions induites par ions lourds M. R. Da SILVEIRA - Faculté des Sciences d'ORSAY.

Lundi 7 Avril 1975 -Mesure expérimentale du coefficient de multiplication K M. M. LONG - Centre d'Etudes de VALDUC.

Lundi 14 Avril 1975 -Neutron and Proton induced break-up of light nuclei M. V. VALKOVIC - Ruder Bošković Institute, ZAGREB (Yougoslavie).

### Lundi 21 Avril 1975 -

La détermination des paramètres du potentiel optique à basse énergie, son application à l'interaction neutron-noyau M. Ch. LAGRANGE - Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel. Lundi 28 Avril 1975 -

Néthode de calcul des densités de niveaux M. R. ARVIEU - Faculté des Sciences d'ORSAY .

Lundi 5 Mai 1975 -

Mesure de vies moyennes par effet Doppler M. S. JOLY - Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel .

Lundi 12 Mai 1975 -Etude du transport de faisceaux d'électrons relativistes de forte densité M. M. PEUGNET - Centre d'Etudes de VALDUC.

Lundi 26 Mai 1975 -Quelques propriétés de la fission dans les résonances induites par neutrons lents dans le <sup>239</sup>Pu M. J. TROCHON - Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel .

Lundi 2 Juin 1975 -Isotopes de plomb de masse pairedéficients en neutrons : moments statiques et dynamiques M. C. ROULET - Faculté des Sciences d'ORSAY .

Lundi 9 Juin 1975 -Physics experiments using nuclear explosions M. B. DIVEN - Service de Physique Nucléaire - Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel et Laboratoire de LOS ALAMOS, USA.

Lundi 16 Juin 1975 -Nucleo-synthèse explosive M. J. AUDOUZE - Observatoire de MEUDON .

Lundi 23 Juin 1975 -Etude du projet GANIL MM. P. YVON, G. GENDREAU, FERME, Groupe GANIL - C.E.A. - IN2P3.

Lundi ler Septembre 1975 -Polarisation studies at LASL M. J. OHLSEN - LOS ALAMOS, USA.

....

# Jeudi 11 Septembre 1975 -

Study of (p,n) and  $(\alpha,n)$  reactions below the coulomb barrier. M. M.K. MEHTA - Bhabha Atomic Research Centre, BOMBAY (Inde).

### Lundi 6 Octobre 1975 -

Intermediate structure in the continuum observed in heavy-ion interactions : new aspects

M. N. CINDRO - Service de Physique Nucléaire - Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel et Institute Ruder Bošković, ZAGREB (Yougoslavie).

#### Lundi 13 Octobre 1975 -

Mechanism of radiative fast neutron capture M. I. BERGQVIST - Université de LUND (Suède).

## Vendredi 17 Octobre 1975 -

Gamma-rays produced by the interaction of fast neutrons with 2s-1d shell nuclei M. I. BERGQVIST - Université de LUND (Suède).

#### Lundi 20 Octobre 1975 -

Résumé de la Conférence Internationale sur le développement des cibles nucléaires à ARGONNE (USA)

M. P. GUAY - Unité Chimie Analytique - Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel .

#### Lundi 27 Octobre 1975 -

Etude et réalisation d'une chambre multifils M. J.M. DURAND - CEN-SACLAY.

Lundi 3 Novembre 1975 -

Possibilités d'utilisation du standard CAMAC dans la conduite des processus M. P. GALLICE - CEN-SACLAY .

### Lundi 10 Novembre 1975 -

Calcul Hartree-Fock à deux centres M. J.F. BERGER - Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel .

## - 222 -

### Lundi 17 Novembre 1975 -

Les aimants supraconducteurs dans la recherche : propriétés, applications et perspectives

M. G. BRONCA - CEN-SACLAY .

### Lundi 24 Novembre 1975 -

Multichannel R-matrix Analysis of Reactions in Light Nuclei M. G. HALE - Service de Physique Nucléaire - Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel et Laboratoire LOS ALAMOS (USA).

### Lundi ler Décembre 1975 -

Automatisation de la conduite des accélérateurs M. G. GOURCY - CEN-SACLAY.

## Lundi 8 Décembre 1975 -

"Processus R" : Synthèse des noyaux lourds par capture rapide de neutrons lors des stades avancés de l'évolution stellaire M. J.P. CHIEZE - Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel .

### Lundi 22 Décembre 1975 -

Interprétation de la diffusion de nucléons par <sup>197</sup>Au M. J.P. DELAROCHE - Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel .

gilde unidioine se reterre	Children Colden Trademachanisti	in the second	and a state of the	i.
i and				ł
		14.59K.9224		

# Edité par le Service de Documentation Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay & e Postale nº 2 91190 - Gif-sur-YVETTE (France)