- Note CEA-N-1969 -

ì.

CEA-N-1969 FR7701926 FR7701927 FR7701928 FR7701929 FR7701930 FR7701931 FR7701932 FR7701933 FR7701933 FR7701934 FR7701935 FR7701936 FR7701937 FR7701937 FR7701938 FR7701939 FR7701939 FR7701939 FR7701939 FR7701939

0

Centre d'Etudes de Bruyères le Châtel

.

COMPTE RENDU D'ACTIVITE DU SERVICE DE PHYSIQUE NUCLEAIRE

POUR L'ANNEE 1976

COMMISSARIAT A L'ENERGIE ATOMIQUE

- Juin 1977 -

Note CEA-N-1969

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

en français

DUVCTOUR MUCLEATOR

en anglais

r 00 1	PHISIQUE NUCLEAIRE
	CEA
	PROGRAMMES DE RECHERCHE
	DEFORMATION NUCLEAIRE
	METHODE DE HARTREE-FOCK
[01]	TECHNIQUESDES NEUTRONS PULSES
	DIFFUSION DE PARTICULES
	FAISCEAUX DE NEUTRONS
	CAPTURE
	ISOTOPES DE TANTALE
	SECTIONS EFFICACES
	FISSION
r 0 0 1	DEACTIONS DAD LONG LOUDDS

[02] REACTIONS PAR IONS LOURDS

LOOJ NUCLEAR PHYSICSCEARESEARCH PROGRAMSNUCLEAR DEFORMATIONHARTREE-FOCK METHODCOIJ PULSED NEUTRON TECHNIQUESSCATTERINGNEUTRONNEUTRONBEAMSCAPTURETANTALUM ISOTOPESCROSS SECTIONSFISSION

LO2J HEAVY ION REACTIONS

- Note CEA-N-1969 -

Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel

COMPTE RENDU D'ACTIVITE DU SERVICE DE PHYSIQUE NUCLEAIRE

POUR L'ANNEE 1976

par

COMMISSARIAT A L'ENERGIE ATOMIQUE

CEA-N-1969 - COMMISSARIAT & L'ENERGIE ATOMIQUE

COMPTE RENDU D'ACTIVITE DU SERVICE DE PHYSIQUE NUCLEAIRE POUR L'ANNEE 1976

Sommaire.- Ce compte rendu présente les travaux effectués au sein du Service de Physique Nucléaire du Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel, pendant l'année 1976. Il comprend : une partie sur les activités tech-niques et les équipements puis une partie sur les expériences et leur interprétation. La troisième partie est consacrée aux travaux théori-ques et aux évaluations de données nucléaires. A la fin du compte ren-du on donne la liste des documents émis par le Service au cours de l'année 1976 ainsi que la liste des séminaires qui ont eu lieu dans le laboratoire. laboratoire. 1977

.

Commissariat & l'Energie Atomique

CEA-N-1969 - COMMISSARIAT & L'ENERGIE ATOMIQUE

PROGRESS REPORT OF THE NUCLEAR PHYSICS DIVISION FOR THE YEAR 1976

Summary.- This progress report gives a presentation of the work car-ried out in the Service de Physique Nucléaire (C.E. Bruyères-le-Châtel) during the year 1976. It comprises a part about technical work and equipments and a second part on experiments and their interpretation. The third part is devoted to the theoretical work and nuclear data evaluations. At the end of the report we give a list of the documents issued during the year and a list of the talk given in the laboratory.

1977

178 p.

178 p.

.

Commissariat à l'Energie Atomique

PREFACE

Le Service de Physique Nucléaire a continué en 1976 l'évolution importante amorcée en 1973 au moment des opérations de regroupement et d'ouverture^{*}. L'année 1976 marque cependant une autre étape dans cette évolution. En effet, par suite des mesures prises dans d'autres Unités, le Service PN reste, à l'heure actuelle, le seul laboratoire de physique du neutron en France. Cette situation nouvelle lui confère une responsabilité particulière vis à vis de tous les utilisateurs français de faisceaux de neutrons. La variété et la qualité des faisceaux de neutrons calibrés en flux et en énergie qui existent au Service PN, son emplacement géographique doté d'un statut de zone ouverte, doivent lui permettre de donner satisfaction à la plupart de ces utilisateurs.

Les équipements du Service PN n'ont pas connu de modifications importantes au cours de l'année. Signalons cependant la bonne tenue des accélérateurs, surtout appréciée pour le Van de Graaff Tandem de 7 MV dont la transformation en Super EN remonte à fin 1974. Les faisceaux de neutrons produite à l'aide de ces accélérateurs seront complétés en 1977 par un faisceau pulsé à spectre large et à grande intensité, issu d'une cible épaisse de béryllium bombardée par le faisceau de deutons du Van de Graaff Tandem. Cette source de neutrons, étudiée en 1976, permettra d'effectuer par la méthode du temps de vol, de nouvelles mesures qui sont très difficiles, voire impossibles, avec des faisceaux de neutrons monoénergétiques. Par ailleurs, un dispositif de postpulsation du faisceau du Van de Graaff Tandem a permis d'améliorer la qualité du faisceau pulsé : meilleure définition de l'impulsion et réduction du bruit de fond entre impulsions.

Les expériences ont été poursuivies en 1976, soit en continuité avec les travaux des années précédentes, soit dans des domaines nouveaux pour le Service. Par exemple, les nesures de diffusion de neutrons ont été continuées dans d'excellentes conditions pour les isotopes séparés du tungstène ainsi que pour les noyaux ²⁰⁸Pb, ²³²Th et ²³⁸U. En tenant compte des études antérieures, cet ensemble de mesures permet de préciser l'effet de la déformation nucléaire, de l'isospin et de l'addition de deux protons sur les sections efficaces de diffusion élastique et inélastique des neutrons rapides. De même l'étude systématique

Voir les comptes rendus précédents pour les années 1974 et 1975.

- I -

des réactions (n,2n) a été étendue à d'autres éléments naturels et aux isotopes séparés de tungstène. L'étude de la fission a progressé avec la mesure des propriétés de la réaction ²³³ U(d,pf) et de l'énergie cinétique des fragments de fission dans les réactions (n,f) afin de préciser les effets de viscosité. La détermination de données relatives à la fission a été améliorée, d'une part par la mesure de certaines sections efficaces de fission et d'autre part par des corrections raffinées apportées aux auciennes mesures du nombre moyen de neutrons prompts de fission en coopération avec une équipe australienne. Parmi les mesures d'un type nouveau pour le Service PN qui ont soit démarré soit progressé en 1976, citons les mesures de capture radiative et l'étude des réactions induites par ions lourds. Des mesures de capture radiative ont démarré au Service PN pour répondre à un grand nombre de demandes de données nucléaires dans ce domaine. Deux voies ont été explorées en parallèle : la technique du gros scintillateur liquide qui donne un bruit de fond prohibitif et celle du gros scintillateur NaI qui est nettement plus prometteuse et qui est exploitée en coopération avec le laboratoire de LOS ALAMOS et l'Université d'UPPSALA. Dans le domaine des ions lourds, le potentiel et les missions du Service PN ne permettent pas, pour le moment, aux physiciens de ce Service de participer aux travaux de GANIL. Cependant des études ponctuelles sont effectuées avec les moyens propres du Service quand les circonstances le permettent. C'est ainsi que les mesures du spin des résonances étroites observées dans le système (${}^{12}C + {}^{12}C$) auxquelles le Service PN a contribué, soit seul, soit en coopération avec le CEN de SACLAY, a permis de progresser dans la connaissance des états de rotation de ²⁴Mg et de leur fragmentation.

Le programme de théorie et d'évaluation a également progressé de façon sensible en 1976. De nombreux calculs nucléaires microscopiques ont été effectués en utilisant la méthode Hartree-Fock-Bogolyubov et l'interaction D_1 mise au point dans le Service. Ils se rapportent d'une part à l'étude statique des noyaux impairs, d'autre part à l'étude de la déformation des terres rares dans la région de transition de forme en incluant les effets dynamiques et enfin les sytèmes nucléaires très déformés en utilisant une base à deux centres, avec applications ultérieures à la fission et aux réactions induites par ions lourds.

- I! -

Les méthodes microscopiques fondamentales donnent les outils qui en complément des modèles phénoménologiques convenablement paramétrisés et ajustés sur des résultats expérimentaux, permettent de calculer des données nucléaires pour lesquelles il n'existe pas de résultats de mesures ; de nombreuses applications sont données dans ce Compte Rendu. Dans le domaine de l'évaluation proprement dite, le fait le plus marquant a été la coopération avec ARGONNE NATIONAL LABORATORY pour l'évaluation complète des sections efficaces du titane, destinée à aevenir la version V du nouveau jeu de données évaluées américaines ENDF/B dont les différentes versions sont largement utilisées dans les laboratoires du CEA.

Je ne voudrais pas terminer sans remerci_r tous ceux qui ont contribué d la rédaction de ce Compte Rendu, spécialement M. DIDIER qui en a assuré l'édition.

A. MICHAUDON

Chef du Service de Physique Mucléaire

PLAN

Pages

- 1 -

A - SUPPORT TECHNIQUE - EQUIPEMENTS -	4
A-I- <u>Accélérateurs</u> .	L,
A-I-1-Van de Graaff Tandem.	4
A-I-2-Van de Graaff 4 MeV.	5
A-I-3-Van de Graaff 550 kev et Samès 150 kev.	5
A-I-4-Source d'ions lourds.	6
A-I-5-Répartition du temps des accélérateurs en 1976.	9
A-II- <u>Electronique nucléaire</u> .	10
A-II-1-Automatisation des accélérateurs.	10
A-II-2-Amélioration des moyens d'acquisition de données.	10
A-II-3-Circuits électroniques divers.	11
A-III- <u>Informatique</u> .	12
A-III-1-Systèmes d'acquisition et de traitement des données.	12
A-III-2-Terminal IRIS 45.	12
A-III-3-Programmes de calcul.	13
A-IV-Technologie.	15
A-IV-1-Laboratoire des cibles.	15
A-IV-2-Bureau de dessin et atelier.	15
B - EXPERIENCES ET INTERPRETATION -	16
B-I-Etude de la diffusion élastique et inélastique des neutrons rapides.	16
B-I-1-Techniques expérimentales (cible ga zeuse, résolution en énergi	e,
protections).	16
B-1-2-Diffusion élastique et inélastique des neutrons par les isotop	es 07
pairs de Sm et Na. P = T = 2 - Difference de supervise de la f. Mail non $208 pt = 232 mt + 238 st$	21
D-1-5-Diffusion des neutrons de 2,5 Mev par PD, Th et U.	32
D-1-4-Liuae aes aejointations nucleatres aes isotopes ae W. B-I-5-Decomintion de la diffusion des routrons por les rouger de	30
1-1-5-vescription de la dijuston des neutrons par les noyaux de	20
la region des actinues. R-I-6-Ftude des isotopes pains de câlânium par les pâsstions	27
(n n!v))ı 2
(/bg/b / / +	- 40

ł

4

B-11-Mesures le sections efficaces de reactions.	
B-II-1-Mesures de flux de neutrons.	
B-II-2-Mesures de sections efficaces de capture radiative.	
B-II-3-Étude de la capture résonnante de ²⁸ Si entre 500 keV	
et 1 MeV.	
B-II-4-Détermination de sections efficaces de capture radiative à	
l'aide d'un gros scintillateur liquide sphérique.	
B-II-5-Mesure de sections efficaces (n,2n) et (n,3n) du seuil	
å 15 MeV.	
B-II-5-Mesures de sections efficaces de fission.	
B-III- <u>Etude de la fission</u> .	
B-III-1- \overline{v}_{r} pour la fission de ²³⁵ U induite par des neutrons	
E' < 2 MeV.	
B-III-2-Etude de la réaction ²³³ U(d,pf).	
B-III-3-Mesure de l'énergie cinétique $\overline{E}_{_{K}}$ des fragments de fission	
de la réaction 232 Th(n,f).	
B-IV- <u>Etude de réactions induites par ions lourds</u> .	
B-IV-I-Amelioration de la detection associée du spectrographe	
magnetique spili-role.	
12 12 12	
$B-IV-3-Etude$ des régonances dans le sustème $\frac{12}{12}$ + $\frac{12}{12}$	
B-IV-4-E+wde de résonances dans le système 16 0 + 12 C.	
R-V-4utres études emérimentales.	
B=v=1-comparation des jacteurs spectroscoptques obtenus au moyen	
alls de la mérica A 0.30	
elles de la region $A \sim 50$.	
B-V-2-mesure au spectre des rayons gamma emits par le belon.	
$b = v = 3$ -mesure absolue de l'activité neutronique à une source de^{252} Cf.	
•	
B-V-4-Mesures intégrales par la méthode de la sphère. Cas du	

.

ţ

، غرب لا

C-THEORIE ET EVALUATION -	106
C-I-Evaluation des données.	106
C-I-1-Evaluation des données nucléaires du Ti.	106
C-I-2-Effet Doppler et effet de résolution.	118
C-I-3-Codes et Fichiers.	120
C-I-4-Utilisation sous format ENDF de sections efficaces calculées.	121
C-II-Calculs de données nucléaires.	122
C-II-1-Calcul de la réaction Nb(n,2n) et Au(n,2n), (n,p), (n,a).	122
C-II-2-Réactions (n,2n) et (n,xnf) sur les isotopes ^{231,232,233} Th.	12ó
C-II-3-Etude de l'interaction 93 Nb.	130
C-II-4-Ensemble cohérent de sections efficaces pour les isotopes	
de l'or.	134
C-II-5-Calculs de distributions angulaires (n,n') en modèle	
statistique.	137
C-III-Autres études de Modèles Nucléaires pour le calcul des Jonnées.	139
C-III-1-Etude de s réactions induites par pr oton s.	139
C-III-2-Détermination des paramètres du potentiel optique pour	
l'interaction neutron noyau	142
C-III-3-Calcul des spectres des particules émises - Modèle	
d'exciton.	146
C-III-4-Etude de modèles optiques non locaux - Méthode matricielle.	149
C-III-5-Calculs de spectroscopie en modèle RPA schématique.	152
C-III-6-Etudes mathématiques.	152
C-IV-Etudes microscopiques du type HARTREE-FOCK.	153
C-IV-1-Description des noyaux ayant la symétrie sphérique.	153
C-IV-2-Traitement autocohérent des déformations nucléaires.	153
C-IV-3-Systèmes nucléaires très déformés – Base à deux centres.	154
C-IV-4-Description des excitations collectives dans le cadre de la	
R.P.A.	155
D - <u>BIBLIOGRAPHIE</u> -	158
E - <u>SEMINAIRES</u> -	169

-:-:-:-:-:-

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

Í

- 3 -

PARTIE A : SUPPORT TECHNIQUE - EQUIPEMENTS

- 4 -

A-1-ACCELERATEURS -

A-I-1-Van de Graaff Tandem.

L'accélérateur Van de Graaff Tandem a été utilisé durant la majeure partie du premier semestre pour produire des neutrons. Pendant le deuxième semestre, l'activité a été à peu près également répartie entre la production des neutrons et l'accélération d'ions lourds.

L'accélérateur a fonctionné dans d'excellentes conditions durant toute l'année avec un mélange de gaz isolant contenant 30% de SF6 et 70% de $CO_2 + N_2$. Le tank a été ouvert quatre fois pour permettre des interventions sur l'électrode haute tension de l'accélérateur, procéder au remplacement des passages haute-tension des déviateurs de faisceau, changer les feuilles de carbone du "stripper", et pour remplacer le voltmètre générateur.

La pulsation du faisceau a été améliorée grâce à l'utilisation d'un post-pulsateur mis au point dans le laboratoire. Il s'agit d'un déflecteur électrostatique placé dans la partie haute énergie et auquel on applique une tension sinusoïdale synchronisée avec le passage de la bouffée primaire. Ce dispositif permet de réduire la durée de cette bouffée par élimination des ions qui se trouvent en avance ou en retard par rapport au centre du paquet d'ions. On a obtenu ainsi des bouffées de protons de 0,7 ns de durée et d'intensité moyenne égale à 1,5 µA en partant d'une bouffée primaire de 1 ns et d'intensité moyenne voisine de 3 µA.

Un nouveau système de stabilisation de la haute tension de l'accélérateur a été installé. Ce système comprend deux boucles de contre-réaction ; la première utilise un signal produit par un dispositif de détection capacitif ; la deuxième utilise un signal en provenance du voltmètre générateur ou du système d'analyse du faisceau. La stabilisation en tension qui est de l'ordre de ± 1,5 kV sur toute la plage du fonctionnement de l'accélérateur ne dépend plus de l'intensité du faisceau. Une étude pour la modification d'une partie de l'optique haute énergie a été effectuée. L'un des aimants à 45° de la déviation quasi-isochrone à 90°, sera remplacé par un aimant à trois sorties, dont une à 22° 45', pour l'utilisation de la nouvelle base de vol de 40 mètres, destinée aux mesures avec des neutrons ayant un spectre large en énergie. La cible de béryllium qui sera utilisée pour la production des neutrons sera placée dans la salle de l'accélérateur ; les neutrons pénètreront dans le Hall Neutrons à travers un collimateur, parcourant une base de vol sous vide, et seront finalement arrêtés par un piège placé à l'intérieur du Hall.

Cette installation est prévue pour fonctionner en Avril 1977.

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

L'accélérateur Van de Graaff 4 MeV a été utilisé principalement pour produire des neutrons d'énergie voisine du MeV.

Une étude en vue de l'implantation d'une nouvelle ligne de faisceau dans le Hall d'expériences a été lancée; la réalisation avant lieu à la fin de l'année 1976. Cette extension permettra d'utiliser, soit un faisceau continu de quelques dizaines de microampères, soit un faisceau pulsé à 1 MHz, de 4 µA d'intensité moyenne, la largeur des bouffées étant de 10 ns. On évitera ainsi les pertes de temps entre deux expériences dues au fait qu'il n'existe actuellement qu'une position de cibles pour les faisceaux continus, ou pulsés à 1 ns.

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

Ces deux appareils ont été utilisés pour la production de de neutrons de 14 MeV.

Le Van de Graaff 550 keV a été utilisé une grande partie du temps au profit d'autres Services de la DAM, dans le cadre des prestations.

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

- 5 -

A-I-4-Source d'ions 160, 12c.

Les faisceaux d'¹⁶0 et de ¹²C ont été obtenus à partir d'une source duoplasmatron à échange de charge (voir figure). Le plasma est généré dans un mélange gazeux composé de H₂ et de 0,5 à 5 % de CO₂ environ. Les ions de charge positive extraits du plasma sont transformés en ions négatifs lors de leur passage dans un canal d'échange de 20,3 cm de long dans lequel une faible pression de H₂ est maintenue. Pour les ions ¹²C par la suite, le gaz dans le canal d'échange est remplacé par de La vapeur de lithium. Le courant non analysé obtenu à la sortie de la source est de environ 5 µA pour ¹⁶O⁻ et de 1 µA pour ¹²C⁻. Le courant utile pour les expériences, analysé et mesuré sur une cage de Faraday est de 0,5 µA-particule pour ¹⁶C⁵⁺ et de 0,25 µA-particule pour ¹²C⁴⁺.

L'identification des faisceaux de ${}^{16}0^{5+}$ et ${}^{12}C^{4+}$ a été faite le deux façons différentes :

- par comparaison avec un faisceau de protons.

٩

La fréquence de la résonance magnétique nucléaire de l'aimant d'analyse est donnée pour un faisceau de protons de 12 MeV par : $\psi_p = 500,59/kR$, où k est la constante relative à l'aimant et R son rayon de courbure,

La fréquence correspondante pour un faisceau de ¹⁶0⁵⁺ de 36 MeV est donnée par comparaison par :

$$\psi_{16_05+} = 1,3856 \ \psi_P$$

Cette correspondance permet donc de retrouver les ions ${}^{16}0^{5+}$ de 36 MeV à partir d'un faisceau de protons de 12 MeV.

- par la diffusion élastique : ¹⁹⁷Au(¹⁶0⁵⁺, ¹⁶0⁵⁺,⁶⁺,⁷⁺,⁸⁺)¹⁹⁷Au.

Le faisceau de ${}^{16}O^{5+}$ redistribue ses états de charge en traversant une cible de ${}^{197}Au$ de 100 µg/cm². Les différents ions diffusés à 20° sont focalisés par le spectrographe magnétique SPLIT-POLE de rayon maximum 60 cm, sur son plan focal, et détectés à l'aide d'un détecteur semi-conducteur à localisation "ORTEC". La position du point de focalisation de ces différents ions est déterminée à l'aide d'un code de calcul de trajectoires et mesurée expérimentalement par rapport à un point fixe sur le plan focal (Voir Réf. 1). Ces différentes positions sont rapportées sur le tableau suivant où les résultats calculés sont comparés aux résultats mesurés.

Etats de charges des ions diffusés	position calculée du point de focalisation (en cm)	position mesurée du point de focalisation (en cm)
5*	74,5	74,8
6*	50,25	50,05
7*	32	32,5
8*	19	19,07

(R.BODIN, F.COÇU, N.CINDRO[®], J.M.FIENI^{®®}, Y.PATIN, A.DANDINE)

Collaborateur Temporaire Etranger : "Institut Rudjer Boskovic"
ZAGREB, Yougoslavie.
**Stagiaire

REFERENCE

1

[1] - P. Le FLOCH, Rapport de stage universitaire Mars-Juin 1974 (non publié).



- 8 -

A-I-4-FIGURE 1

Source utilisée pour obtenir des faisceaux de ${}^{12}C$ (échange par lithium) et ${}^{16}O$ (échange par hydrogène).

(temps en heures) Van de Graaff Van de Graaff Tandem 7 MV 4 MeV

A-I-5-Répartition du temps des accélérateurs en 1976.

	Tandem 7 MV	4 MeV
Entretien - Réparation	943	510
Arrêts dus à des causes extérieures	69	60
Etudes et Améliorations	162	125
Réglages	325	71
Temps morts	390	468
Temps total d'utilisation	29314	3317
- en protons	1618	3264
- en deuterons	932	53
- en Ions lourds	384	o

Utilisation du Van de Graaff 550 keV :

temps total : 953 heures dont : - 245 heures protons - 708 heures deuterons

- 9 -

لتسييد

A-II-ELECTFONIQUE NUCLEAIRE -

A-II-1-Automatisation des accélérateurs.

La première phase de cette étude consiste à afficher en décimal les valeurs des différents paramètres de réglage des faisceaux.

Un système simple de digitalisation et d'acquisition de signaux à fort niveau a été étudié. Il se compose de deux parties distinctes : d'une part les circuits de digitalisation à plusieurs voies d'entrée, d'autre part les circuits de comptage et d'affichage décimaux. Ces deux parties sont reliées par une paire téléphonique.

Pour la lecture des paramètres de la source d'ions CSF, portée à un potentiel très élevé par rapport à la terre, on utilise un couplage opto-électronique (2 mètres dans l'air). Les grandeurs digitalisées seront affichées dans la salle de commande de l'accélérateur. Un circuit à six voies de mesure est en cours de réalisation. Une visualisation Tektronix type 4014 destinée à l'affichage des données a été couplée à l'ordinateur ATR2^equi pilote l'ensemble des moyens de contrôle automatique développé autour de l'accélérateur Van de Graaff Tandem. Le logiciel correspondant est en cours d'écriture ; cet appareil sera installé auprès du pupitre de commande de la machine.

Les histogrammes de mesure seront renseignés grâce à une horloge digitale, en cours de réalisation, par affichage de la date et l'heure au centième de seconde.

L'acquisition d'un synthétiseur de fréquence doit permettre de poursuivre l'étude du pilotage automatique de l'oscillateur du gaussmètre de l'aimant d'analyse.

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

Un coupleur a été étudié et réalisé pour coupler une imprimante Logabax LX 180 sur l'ordinateur ATR1. Une console de commande de visualisation et d'appel de programmes a également été réalisée pour ATR1,

[•]Ordinateur C.I.I. 10 020 à configuration réduite,

- 10 -

A-II-3-Circuits électroniques divers.

Différents tiroirs ont été réallsés à la demande des expérimentateurs : ils remplissent des fonctions spécifiques a'expériences réalisées auprès des accélérateurs et utilisent les moyens d'acquisition du Service : surveillance de codeurs analogiques digitaux, slarmes, déclenchements spéciaux d'interruptions, générateurs d'impulsions de référence

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

- 11 -

1

0

A-III-INFORMATIQUE -

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

L'acquisition des données est réalisée à l'aide de deux ordinateurs C.I.I. type 10 020 - ATR situés auprès du Van de Graaff Tandem et d'un ordinateur MITRA 15 placé auprès du Van de Graaff 4 MeV.

- 12 -

Les 10 020 - ATR sont reliés à un troisième ordinateur 10 020 ETD pour l'exploitation en temps différé.

- 10 020 ATR 1 .

La mise au point du nouveau système d'acquisition a été menée à bien, compte tenu des travaux commencés précédemment et de l'augmentation de la mémoire à 32 kmots. Le logiciel nécessaire à l'utilisation de la nouvelle configuration (2 disques DISPACK de 6.10⁶ octets chaque, imprimante LOGABAX) a été mis au point. Il en résulte une souplesse accrue du système. On peut maintenant faire, sur ce poste de l'acquisition en mode autonome (prise en compte des informations sur disque) ou en liaison avec le 10 020 ETD (prise en compte des informations sur bande).

- 10 020 ATR 2 .

Cet ordinateur pilote le contrôle automatique de l'accélérateur Tandem. On lui a couplé une visualisation TEKTRONIX type 6014.

- MITRA 15 .

Le traitement en ligne des expériences réalisées auprès du Van de Graaff 4 MeV a été développé le plus possible de manière à simplifier l'exploitation des données.

A-III-2-Terminal IRIS 45.

Le logiciel du terminal IRIS 45 qui relie le Service PN aux ordinateurs de la CISI à Saclay, a été transformé par la CISI afin de permettre le passage de l'ordinateur IBM 370-168 en VS2. Le changement s'est effectué sans gros problème, cependant l'amélioration qui en résulte n'est pas très sensible.

L'ensemble du matériel constituant le terminal et qui donne entière satisfaction n'a pas évolué au cours de l'année 1976. (Y. DE PENQUER, M. GUILLOUD).

A-III-3-Programmes de calcul.

A-III-3-1-Préparation et exploitation d'expériences.

Les nouveaux programmes qui ont été écrits se rapportent :

- au calcul du parcours des fragments de fission dans différents milieux,
- au calcul de la résolution en énergie d'un spectromètre à neutrons, tenant compte de la dispersion en énergie de la source dans le cas d'utilisation de cibles gazeuses avec les réactions $T(d,n)^{3}He$ et $D(d,n)^{3}He$. Un programme conversationnel permet de choisir les meilleures conditions expérimentales avec l'aide de la visualisation,
- au décodage et au tri des informations enregistrées lors de l'étude des réactions (d,pf),
- à l'exploitation des données obtenues sur la diffusion des neutrons par les isotopes pairs du tungstène, ²³²Th, ²³⁵U et ²³⁸U.

De nombreux programmes existants et en particulier les programmes Monte-Carlo ont été utilisés ou adaptés sux conditions particulières rencontrées.

A-III-3-2-Evaluation de données.

Le Bureau de Calcul a également participé à l'amélioration des moyens nécessaires à l'évaluation des données :

- •Les résultats des calculs de sections efficaces sont désormais mis en format ENDF/B, ce qui facilite la comparaison et leur prise en compte dans les bandes de données utilisables pour des applications pratiques.
- Les programmes de constitution d'un fichier ENDF contenant les données utiles sur bande ont été adaptés et chacun des fichiers créés possède un programme de relecture spécifique. On peut également effectuer l'édition de résultats partiels ainsi que le tri ou la mise en forme des données.

- 13 -

Le code MULTI, provenant du laboratoire National de LOS ALAMOS a été modifié afin de permettre son utilisation sur l'ordinateur CDC 7600 de la CISI à SACLAY. Ce code ajuste une matrice R multiniveaux sur des données expérimentales (Sections efficaces totale, de diffusion, de capture, de fission) par une méthode de moindres carrés. Il peut traiter simultanément quatre sections efficaces comportant au maximum 1600 points et 100 résonances et faire une recherche sur 150 paramètres.

- 14 -

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

A-IV-TECHNOLOGIE -

A-IV-1-Le laboratoire des cibles.

Le laboratoire des cibles a fourni la plupart des cibles utilisées par les physiciens du Service à l'exception des cibles en matériaux très actifs qui ne peuvent pas être préparées dans nos locaux. On peut citer en particulier la réalisation de cibles autoportées de Bore et de Lithium non oxydé ainsi que des cibles, sur support mince de Carbone, en ²³³U, ²³²Th et en ²³⁵U.

La mise au point d'un banc de pulvérisation cathodique pour la fabrication de cibles actives s'est poursuivie en limison avec le Service de Chimie Analytique.

De nouvelles cibles autoportées en Ti-T et Ti-D ont été livrées au LCA-ARCUEIL.

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

- des pièces pour le banc d'évaporation cathodique,
- une nouvelle extension pour le Van de Graaff 4 MeV,
- une nouvelle base de vol auprès du Tanden,
- des pièces diverses pour les expériences en cours.

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

- 15 -

PARTIE B : EXPERIENCES ET INTERPRETATION

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

B-I-1-Techniques expérimentales.

B-I-1-1-Cible gazeuse de deutérium.

Dans le cadre du programme de mesures de diffusion de neutrons rapides développé dans le Service, nous avons étudié et réalisé une nouvelle cible gazeuse de deutérium pour la production de neutrons à partir de la réaction 2 H(d,n) 3 He.

Nous nous sommes efforcés de réduire la masse des constituants de la cible afin de diminuer les neutrons diffusés par les parois, et d'améliorer ainsi, le rapport signal sur bruit au niveau du diffuseur placé devant la cible.

Le corps de cible représenté sur la fig. 1 est en acier inoxydable. La chambre qui contient le deutérium est fermée par la plaque d'arrêt du faisceau et la fenêtre d'entrée. Un système de circulation du gaz [1] crée, dans la chambre, des turbulences qui assurent le refroidissement de la fenêtre. La longueur de la chambre peut varier entre 1 et 3 cm selon les conditions expérimentales, notamment la résolution en énergie du flux de neutrons exigée. Deux fenêtres latérales permettent, par le comptage des protons de la réaction ${}^{2}h(d,p){}^{3}H$, la mesure relative du flux de neutrons. Pour réduire le bruit de fond des neutrons dûs aux réactions (d,n), la plaque d'arrêt du faisceau, le diaphragme d'entrée et le chemisage de la cible sont réalisés en tantale.

Cette cible a été expérimentée lors de l'étude des systèmes de protection pour les expériences sur la diffusion des neutrons [2].

(S.SEGUIN, G.HAOUAT, J.SIGAUD)

- 16 -

REFERENCES

- [1] S. SEGUIN, Rapport interne non publié (1971).
- [2] J. SIGAUD et al., ce Compte Rendu, partie B-I-3.



B-I-1-1-FIGURE 1

Cible gazeuse de deutérium

B-I-1-2-Calcul de la résolution en énergie d'un spectromètre à neutrons.

La résolution en énergie que l'on désire obtenir dans les mesures de diffusion élastique et inélastique de neutrons détermine le choix des conditions expérimentales. Pour cela, nous avons mis au point un programme de calcul, DISPE, qui donne la résolution totale en énergie et en temps de l'ensemble de spectrométrie des neutrons par temps de vol du Service PN [1].

Les diverses contributions à la résolution totale sont : la dispersion en énergie du flux des neutrons produits par la cible gazeuse de deutérium ou de tritium, la résolution en temps du faisceau pulsé des particules chargées incidentes (protons ou deutérons), la résolution électronique du détecteur, les dimensions de l'échantillon diffuseur et du détecteur à scintillation ainsi que la longueur de la base de vol.

Le code DISPE calcule, pour des valeurs données de l'énergie des particules chargées incidentes et de la pression du gaz, le flux des neutrons issus de la cible gazeuse ainsi que la valeur moyenne et la dispersion de l'énergie des neutrons. La dispersion en énergie de la cible dépend de la dispersion en énergie des particules chargées qui ont traversé la fenêtre de la cible, de la longueur de cette cible et de l'ouverture angulaire du faisceau de neutrons au niveau de l'échantillon. La figure 1 montre la variation du flux de neutrons, délivré par les cibles gazeuses de deutérium [2] et de tritium [3], en fonction de leur énergie, pour différentes valeurs de la dispersion en énergie du flux de neutrons.

Le code calcule ensuite la résolution totale en énergie du spectromètre. La figure 2 donne la dépendance en énergie de la résolution totale (T) du spectromètre ainsi que les contributions partielles de la cible (C), de l'échantillon et du scintillateur (Ec + S) et de la pulsation et de l'électronique du détecteur (P + E).

(G.HAOUAT, Y.PATIN, J.CHARDINE, M.GAUTIER)

- 18 -

REFERENCES

- [1] J. LACHKAR, G. HAOUAT, J. SIGAUD, Y. PATIN, F. COÇU, C. HUMEAU et S. SEGUIN, Rapport CEA à paraître.
- [2] Cf. ce Compte Rendu, partie B-I-1.
- [3] G. HAOUAT et S. SEGUIN, Note CEA-N-1739 (1974).



「「「「「「「「「」」」」

B-I-1-2-FIGURE 1

Variation, avec l'énergie des neutrons du flux délivré par les cibles gazeuses de deutérium et de tritium, pour plusieurs valeurs de la dispersion en énergie des neutrons. Les courbes en tracé épais discontinu, correspondent à la cible de tritium (T); celles en tracé fin discontinu correspondent à la cible de deutérium (D). Pour chaque courbe la dispersion en énergie 3st constante et repérée par sa valeur en keV. Deux courbes en trait continu marquées \mathcal{G}_L^D et \mathcal{G}_L^T correspondent au flux maximum limité par la pression maximum admissible dans les cibles de deutérium et de tritium respectivement (3 atmosphères).

- 20 -



B-I-1-2-FIGURE 2

Variation de la résolution o (écart type) en fonction de l'énergie des neutrons. La résolution totale en énergie (T) du spectromètre a été calculée, pour les cibles gazeuses de deutérium (courbe du bas) et de tritium (courbe du haut). Le calcul a été effectué avec une longueur de base de vol de 10 m, une épaisseur de scintillateur (S) de 2,5 cm, un diamètre d'échantillon (Ec) de 2 cm et une résolution en temps du détecteur (E) de 0,8 ns. Pour la cible de deutérium la pression du gaz est 1 atm., la fenêtre a 2 μ d'épaisseur, l'ouverture angulaire du faisceau de neutrons est 7 deg. et la résolution en temps de la pulsation (P) est 1,0 us. Pour la cible de tritium la pression est 1 atm., les deux fenêtres ont 2 μ d'épaisseur chacune, l'ouverture angulaire du faisceau est ? deg. et la résolution en temps de la pulsation (P) est 0,8 ns. Les contributions à la résolution totale de la cible (C), de la dispersion en temps de la pulsation et de l'électronique (P + E) et de l'épaisseur du scintillateur et de l'échantillon (Ec + S) sont aussi représentées.

- 21 -

B-I-1-3-Etude expérimentale des systèmes de protection dans les expériences de diffusion de neutrons.

Un programme de mesures de diffusion élastique et inélastique de neutrons rapides est développé dans le laboratoire depuis plusieurs années. A cet effet, un ensemble de spectrométrie des neutrons par temps de vol, constitué de quatre chaînes de détaction, a été conçu, réalisé et expérimenté [1]. Les travaux sur les modes de production de neutrons [2,3], la résolution en énergie du spectromètre [4] et les techniques de détection [1,5] ont déjà été rapportés.

Le travail, présenté ici, a porté sur l'étude expérimentale des systèmes de protection associés au spectromètre. Dans les mesures de diffusion de neutrons, l'échantillon est placé au centre d'un ensemble de collimation et de protection de quatre détecteurs composé de trois parties [6]:

- un ensemble de quatre barres d'ombre, destiné à collimater le faisceau des neutrons diffusés et à protéger les détecteurs des neutrons directement issus de la cible.
- des collimateurs intermédiaires qui atténuent le flux des neutrons diffusés par l'air et le sol en direction des détecteurs.
- des protections massives, à l'arrière desquelles sont placés les détecteurs proprement dits.

Nous avons effectué plusieurs mesures afin de connaître et chiffrer l'influence, sur la forme et l'intensité du bruit de fond dans les spectres de temps de vol, de divers paramètres tels que : la nature des fonds des cibles productrices de neutrons, la distance cible-échantillon, la distance échantillon-détecteur, ou la présence des collimateurs intermédiaires.

Les mesures ont été faites aux énergies de neutrons de 8 et 13 MeV. Les flux de neutrons étaient produits à l'aide, soit de la réaction ${}^{2}\text{H}(d,n){}^{3}\text{H}\text{e}$ avec une cible gazeuse de deutérium [2], soit de la réaction ${}^{3}\text{H}(p,n){}^{3}\text{H}\text{e}$ avec une cible gazeuse de tritium [3]. Nous avons pu, ainsi, comparer les flux de neutrons de bruit de fond engendrés avec ces deux modes de production de neutrons ; à titre d'exemple, la figure 1 montre la diffusion des neutrons de 8 MeV par un échantillon de ${}^{12}\text{C}$.

- 22 -

L'étude des conditions expérimentales avec ou sans collimateurs intermédiaires a permis de conclure que l'utilisation de longs collimateurs (1,5 m) contribue à améliorer notablement le rapport signal sur bruit dans les spectres de temps de vol (fig. 2).

Pour démontrer l'intérêt d'un spectromètre composé de quatre chaines de détection, nous avons comparé les spectres des neutrons diffusés par un échantillon de carbone et enregistrés dans un cas par l'ensemble à quatre détecteurs et quatre barres d'ombre, dans l'autre cas par un seul détecteur et une seule barre d'ombre. Comme on peut le voir sur la fig. 3 le rapport signal sur bruit est, au cours de ces deux expériences, identique.

> (J.SIGAUD, J.LACHKAR, C.HUMEAU, J.CHARDINE, Y.PATIN, J.P.LOCHARD, S.SEGUIN, G.HAOUAT)

REFERENCES

[1] - G. HAOUAT, J. LACHKAR, J. SIGAUD, Y. PATIN et F. COÇU, Rapport CEA-R-4641 (1975).

J. LACHKAR, M.T. MC ELLISTREM, G. HAOUAT, Y. PATIN, J. SIGAUD et F. COÇU, Phys. Rev. <u>C14</u> (1976) 933.

- [2] S. SEGUIN, Rapport interne non publié.
- [3] G. HAOUAT et S. SEGUIN, Note CEA-N-1739 (1974).
- [4] Cf. Ce Compte Rendu, partie B-I-1-2.
- [5] G. HAOUAT et D. GIMAT, Nucl. Inst. Meth. 117 (1974) 611.
- [6] J. LACHKAR, G. HAOUAT, J. SIGAUD, Y. PATIN, F. COÇU, C. HUMEAU et S. SEGUIN, Rapport CEA à paraître.





5

Comparaison des spectres de temps de vol des neutrons diffusés par un échantillon de ¹²C, le flux des neutrons étant dans un cas produit par la réaction ²H(d,n)³He (courbe du haut), dans l'autre par la réaction ³H(p,n)³He (courbe du bas). L'énergie des neutrons monocinétiques est de 8,0 MeV. La détection est effectuée par l'ensemble d quatre détecteurs ; l'angle de détection est ici de 30°, la base de vol de 8 m.

- 24 -





Les spectres numérotés de <u>a</u> à <u>d</u> ont été enregistrés dans les conditions suivantes :

- <u>a</u>: pas de collimateur, un parallélépipède de plomb protège le bout des barres d'ombre du flux direct de la cible.
- <u>b</u> : un collimateur intermédiaire long (1,5 m) en paraffine situé à 4 m de l'échantillon. Le plomb demeure.
- <u>c</u>: un collimateur court (0,5 m) remplace le long collimateur. Le plomb demeure.
- <u>d</u>: même collimateur court, le plomb est enlevé.



١

- 25 -





Diffusion de neutrons de 8,0 MeV par un échantillon de ¹²C. Le flux des neutrons est produit par la réaction ${}^{2}H(d,n)^{3}He$. La figure du haut représente le spectre obtenu d 30° par l'ensemble à quatre détecteurs et quatre barres d'ombre, celle du bas par un seul détecteur, toujours à 30°, avec une seule barre d'ombre. Dans les deux cas la base de vol est de 8,0 m.

B-I-2-Diffusion élastique et inélastique de neutrons de 4.08 MeV par les isotopes pairs de Nd et Sm.

Les mesures de diffusion élastique et inélastique de neutrons de 4,08 MeV par les isotopes pairs de Nd et Sm ont été décrites précédemment [1]. Ces mesures complètent des études antérieures de diffusion de neutrons par ces isotopes à l'énergie de 7,0 MeV [2,3]. Le présent travail a pour but d'analyser les effets de déformation et d'isospin dans la diffusion des neutrons de 4,08 MeV par les isotopes $^{142-144-146-148-150}$ Nd et $^{143-150-152-154}$ Sm. Les calculs utilisant un modèle optique en voies couplées [4] pour décrire les mesures de section efficace totale [5], entreprises parallèlement à cette étude, montrent en effet, qu'au voisinage de 4,08 MeV, la section efficace totale calculée est très sensible au terme d'isospin dans la partie réelle du potentiel optique. L'étude des isotopes de Nd (Z = 60) et de Sm (Z = 62) peut, de plus, fournir des indications sur l'effet d'un excès de deux protons, pour des noyaux isotones, sur certains termes du potentiel optique.

Les données de diffusion élastique pour ¹⁴⁶⁻¹⁴⁸⁻¹⁵⁰Nd et ¹⁴⁸⁻¹⁵⁰⁻¹⁵² Sm sont présentées dans la figure 1, à titre d'illustration. Sur cette figure, les tracés continus ou pointillés sont le résultat d'un calcul théorique qui s'appuie sur le formalisme du modèle optique déformé et qui tient compte de la contribution du mécanisme d'interaction directe et de celle relevant de la formation du noyau composé. Le potentiel optique comprend un terme dépendant de l'isospin. La partie réelle et le terme de spin-orbite du potentiel sont les mêmes pour Nd et Sm, alors que les termes imaginaires sont légèrement différents. Une géométrie unique est utilisée pour tous les isotopes. Les paramètres du potentiel optique ainsi que les paramètres de déformation dynamique ou permanente ont été déterminés en tenant compte des distributions angulaires de diffusion inélastique par le premier niveau excité 2^{*} de chaque isotope (voir figure 2 pour les isotopes de Nd), de nos mesures effectuées avec des neutrons de 7,0 MeV [2,3] et des données de section efficace totale [5]. L'accord entre les mesures et les calculs est satisfaisant et montre que les paramètres obtenus peuvent décrire la diffusion des neutrons par ces noyaux dans une grande gamme d'énergie.

- 27 -

Ce travail a fait l'objet d'une communication à la Conférence de LOWELL [6].

(J.LACHKAR, G.HAOUAT, Y.PATIN, J.SIGAUD, R.SHAMU[®], F.COÇU, Ch.LAGRANGE, M.T. Mc ELLISTREM^{®®}, J.P.DELAROCHE)

- Collaborateur Temporaire Etranger, Université de Western Michigan, KALAMAZOO, Michigan, USA.
- Collaborateur Temporaire Etranger, Université de Kentucky, LEXINGTON, Kentucky, USA.

REFERENCES

Ť

- J. LACHKAR, G. HAOUAT, R. SHAMU, M.T. Mc ELLISTREM, Y. PATIN,
 J. SIGAUD et F. COÇU, NEANDC (E) 173 "L" (1976) 19.
 - G. HAOUAT, J. LACHKAR, R. SHAMU, M.T. Mc ELLISTREM, J. SIGAUD, Y. PATIN, F. COÇU et Ch. LAGRANGE, NEANDC (E) 173 "L" (1976) 35.
- [2] M.T. Mc ELLISTREM, J. LACHKAR, G. HAOUAT, Ch. LAGRANGE, Y. PATIN, R. SHAMU, J. SIGAUD et F. COÇU, Conf. on Nuclear Cross Sections and Technology, WASHINGTON, D.C. NBS <u>SP425</u>, Vol. II (1975) 942 et article soumis pour publications dans "Physical Review".
- [3] G. HAOUAT, J. LACHKAR, Ch. LAGRANGE, M.T. MC ELLISTREM, Y. PATIN,
 R. SHAMU et J. SIGAUD, B.A.P.S. Vol. 20 n° 9 (1975) 1196.
- [4] R. SHAMU, G. HAOUAT, J. LACHKAR, Ch. LAGRANGE, M.T. Mc ELLISTREM,
 Y. PATIN, J. SIGAUD, F. COÇU, E. BERNSTEIN et J. RAMIREZ, Conf. Nat.
 Sov. sur la Physique du Neutron (KIEV, Juin 1975).

[5] - R. SHAMU, E. BERNSTEIN, D. BLONDIN, J. RAMIREZ et G. ROCHAN, Phys. Lett. 45B (1973) 241.

١

[6] - Intern. Conf. on the Interactions of Neut. with Nuclei,
 6-9 Juillet 1976, LOWELL, Massachusetts, USA, CONF-760715, Tome 2,
 (1976), p. 1327.

- 29 -


B-I-2-FIGURE 1

Sections efficaces différentielles de diffusion élastique pour 146-148-150_{Nd et} ¹⁴⁸⁻¹⁵⁰⁻¹⁵²_{Sm à l'énergie des neutrons incidents de 4,08 MeV. Les tracés sont le résultat d'un calcul décrit dans le texte pour des noyaux considérés comme rotationnels (continu) ou vibrationnels (pointillé).}

- 30 -



B-I-2-FIGURE 2

Sections efficaces de diffusion inélastique de neutrons de 4,08 MeV par le premier état excité 2⁺ de ¹⁴²⁻¹⁴⁴⁻¹⁴⁶⁻¹⁴⁸⁻¹⁵⁰Nd. Les tracés représentent les sections efficaces calculées pour un noyau considéré comme rotationnel (continu) ou vibrationnel (pointillé).

- 31 -

B-I-3-Diffusion des neutrons de 2,5 MeV par 208 pb. 232 Th et 238 U.

Les données sur la diffusion des neutrons par les noyaux de ²³²Th et ²³⁸U sont, au-delà de 1,8 MeV, peu nombreuses et incomplètes. Les valeurs proposées dans toutes les évaluations faites à ce jour sont peu précises ; par exemple la diffusion inélastique par le premier état excité est supposée isotrope. L'importance de ces données dans les calculs de neutronique nous a conduit à entreprendre la mesure expérimentale et la description théorique de la diffusion des neutrons par les noyaux de la région des actinides. En outre, ces mesures étendent à la région des actinides celle entreprise précédemment sur les noyaux de la région des terres rares.

Nous avons mesuré les distributions angulaires des neutrons diffusés par l'état fondamental, le premier et le second état excité de ²³²Th et ²³⁸U à l'énergie incidente de 2,5 MeV. Nous avons en complément mesuré la distribution angulaire des neutrons diffusés élastiquement par ²⁰⁸Pb.

Les conditions expérimentales ont été choisies pour permettre une bonne résolution des groupes de neutrons de diffusion élastique et de diffusion inélastique pour 232 Th et 238 U, la différence d'énergie entre le fondamental et le premier état excite étant de 45 keV pour 238 U et de 50 keV pour 232 Th. Les neutrons incidents, de 2,5 MeV d'énergie, étaient produits, à partir de la réaction 7 Li(p,n₀)⁷Be, avec un faisceau pulsé de protons de 0,8 ns de largeur à mi-hauteur et une cible de ⁷Li de 10 keV d'épaisseur. Les échantillons étaient placés à 10 cm de la cible. Les neutrons diffusés étaient détectés par un ensemble de quatre détecteurs composés d'un scintillateur NE 213 de 10 cm de diamètre et 2,5 cm d'épaisseur et d'un photomultiplicateur 58 DVP de 0,9 ns de résolution électronique. La longueur de la base de vol était de 8 m. La résolution globale en énergie dans ces conditions expérimentales était de l'ordre de 30 keV.

Un spectre de temps de vol pour ²³²Th (fig. 1) montre la séparation des groupes de neutrons correspondant à l'état fondamental, au premier état excité (50 keV) et au deuxième état excité (163 keV).

Les distributions angulaires ont été établies, pour les trois noyaux étudiés, sur 19 points entre 20° et 160°. A titre d'exemple, sur la figure 2 sont présentées les données pour 238 U avec les résultats préliminaires de GUENTHER et al, à onze degrés [1] et de MARCELLA et al. [2] à cinq angles.

- 32 -

Ces données, ainsi que celles présentées plus loin pour ces mêmes noyaux (Cf B-I-7), sont utilisées pour décrire la diffusion neutronnoyau dans la région des actinides. Les calculs, actuellement en cours, sont basés sur le formalisme des équations couplées avec les mêmes paramètres du potentiel optique pour le noyau sphérique ²⁰⁸Pb et pour les noyaux déformés 232 Th et ²³⁸U; les paramètres de déformation de ²³²Th et ²³⁸U sont alors des paramètres que l'on ajuste sur les données [3]. Le résultat d'un calcul préliminaire est présenté sur la figure 2.

Ce travail a fait l'objet d'une communication à la Conférence de LOWELL [4].

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

REFERENCES

- [1] P. GUENTHER et A.B. SMITH, Conf. on Nuclear Cross Sections and Techn., WASHINGTON D.C., NBS <u>SP425</u> Vol. II (1975) 862.
- [2] T.V. MARCELLA, J.J. EGAN, G.H.R. KEGEL et al., Conf. on Nuclear Cross Sections and Techn., WASHINGTON D.C., NBS <u>SP425</u> Vol. II (1975) 950.
 G.H.R.KEGEL, communication privée.
- [3] N.K. GLENDENNING, D.L.HENDRIE and O.N.JARVIS, Phys. Lett. <u>26B</u> (1968) 131.
- [4] Intern, Conf. on the Interactions of Neutrons with Nuclei, 6-9 Juillet 1976, LOWELL, Massachusetts, USA, CONF-760715, tome 2 (1976), p. 1330.

- 33 -



d-I-3-FIGURE 1

Spectre de $\varepsilon_{2m,p}$ s de vol pour ε_{32} Th à l'énergie des neutrons incidents de ε_{5} 5 MeV. La longueur de la base de vol est L = 8 m.

- 34 -



B-I-3-FIGURE 2

Distributions angulaires de diffusion élastique (0^{\dagger}) et inélastique $(2^{\dagger}, 45 \text{ keV})$ et $(4^{\dagger}, 148 \text{ keV})$ par ²³⁸U. Les mesures de GUENTHER et al. [1], sont repérées par une croix et celle de MARCELLA et al. [2] par un cercle. Les tracés continus sont le résultat d'un calcul en équations couplées décrit dans le texte. Les valeurs des paramètres de déformation β_2 et β_4 sont indiquées sur la figure.

B-I-4-Etude des déformations nucléaires des isotopes séparés du tungstène par diffusion de neutrons.

L'étude de la diffusion des neutrons par les noyaux de la région des terres rares (150 $\leq A \leq$ 190) est importante car elle permet de déterminer les déformations nucléaires de ces noyaux. Nous avons mesuré et analysé, dans des travaux précédents [1,2,3], les sections efficaces différentielles de diffusion élastique et inélastique de neutrons par les isotopes pairs de Nd et Sm, qui sont situés au début de la région des terres rares. Dans cette étude, nous explorons l'autre extrémité de cette région avec les isotopes du tungstène.

Nous avons effectué la mesure des sections efficaces de diffusion élastique et inélastique de neutrons par les isotopes ¹⁸²⁻¹⁸³⁻¹⁸⁴⁻¹⁸⁶W. Ces isotopes ont des déformations nucléaires permanentes prononcées et, de plus, ils sont caractérisés par des valeurs négatives du paramètre de déformation hexadécapolaire β_{l_1} [4]. Le but de cette étude est de mettre en évidence la sensibilité des données de diffusion aux paramètres β_2 et β_{l_1} et de vérifier la validité du formalisme des calculs en voies couplées dans le cas du noyau impair ¹⁸³W pour lequel nous ne disposons pas d'indications précises sur ses déformations.

L'énergie des neutrons incidents était de 3,4 MeV. Le choix de cette énergie s'appuie sur des calculs récents de ¹⁸²W, qui montrent que, autour de 3,4 MeV, l'effet d'une variation du paramètre β_2 sur la section efficace totale est très important [5]. La résolution globale en énergie de 40 keV dans le cas des isotopes pairs et de 25 keV dans celui de ¹⁸³W, permettait une bonne séparation des groupes de neutrons de diffusion élastique et de diffusion inélastique. Les distributions angulaires ont été établies sur 19 points entre 20 degrés et 160 degrés.

L'analyse de ces résultats a été entreprise avec un calcul en équations couplées ; nous avons tenu compte des processus d'interaction directe et de formation du noyau composé. Pour chaque isotope, les termes du potentiel optique et les paramètres de déformation sont déterminés en se basant sur les présentes données de sections efficaces différentielles sur la variation avec l'énergie de la section efficace totale, sur les fonctions de force S₀ et S₁ et sur la section efficace de diffusion potentielle à basse énergie (méthode SPRT). La figure 1 montre, au stade actuel de l'étude, une comparaison, pour 186 W à l'énergie de neutrons de 3,4 MeV, entre les distributions angulaires de diffusion élastique et inélastique mesurées et les sections efficaces issues des calculs.

- 36 -

Les valeurs des paramètres β_2 et β_4 adoptées sont plus faibles que celles données par MOLLER [4]; une telle différence a déjà été observée pour les isotopes de la région des actinides [6].

> (J.LACHKAR, G.HAOUAT, Y.PATIN, J.SIGAUD, J.CHARDINE, J.P.DELAROCHE, R.SHAMU[®])

Collaborateur Temporaire Etranger, Université de Western Michigan, Kalamazoo, Michigan, USA.

REFERENCES

١

- [1] M.T. MC ELLISTREM, J. LACHKAR, G. HAOUAT, Ch. LAGRANGE, Y. PATIN, R.E. SHAMU, J. SIGAUD et F. COÇU, Conf. on Nucl. Cross Section and Techn., Washington D.C. NBS <u>SP,425</u>, Vol. II (1975) 942 et manuscrit soumis pour publication dans " Physical Review".
- [2] G. HAOUAT, J. LACHKAR, Ch. LAGRANGE, M.T. Mc ELLISTREM, Y. PATIN, R.E. SHAMU et J. SIGAUD, B.A.P.S., Vol. 20 nº 9 (1975) 116.
- [3] R.E. SHAMU, G. HAOUAT, J. LACHKAR, M.T. Mc ELLISTREM, Ch. LAGRANGE, J. SIGAUD, J.P. DELAROCHE, Y. PATIN et F. COÇU, Int, Conf. on the Interactions of Neut. with Nuclei, 6-9 Juillet 1976, Lowell, Massachusetts, (USA), CONF-760715, tome 2 (1986), p. 1327.
- [4] P. MOLLER, Nucl. Phys. <u>A192</u> (1972) 529.
- [5] Ch, LAGRANGE, Jour, de Phys. Lett. 35 (1974) 111,
- [6] Cf. B-I-5 dans ce Compte Rendu.



B-1-4-FIGURE 1

Sections efficaces différentielles de diffusion élastique et inélastique $(2^+, 122 \text{ keV et 4}^+, 396 \text{ keV})$ pour ¹⁸⁶W à l'énergie des neutrons de 3,4 MeV. Les tracés sont le résultat du calcul décrit ci-dessus.

- 38 -

- 39 - IN15

B-I-5-<u>Etude de la diffusion des neutrons de 3,4 MeV par les noyaux de la</u> région des actinides.

L'analyse des distributions angulaires des neutrons diffusés par les isotopes pairs de Nd et Sm [1-3] a montré que l'on pouvait décrire, à l'aide d'un potentiel unique, la diffusion des neutrons par les noyaux vibrationnels ou rotationnels de cette région de masses. Une étude analogue, également entreprise dans ce laboratoire, a montré que cette méthode pouvait être étendue aux noyaux pair-pair plus lourds ²⁰⁸ Pb, ²³² Th et ²³⁸ U [4].

Nous avons entrepris l'étude de la diffusion des neutrons par les isotopes de la région des actinides ²³²Th, ²³⁵U, ²³⁸U et ²³⁹Pu à l'énergie des neutrons incidents de 3,4 MeV; nous y avons inclus le noyau sphérique ²⁰⁸Pb. Cette étude prolonge et complète celle entreprise sur ²⁰⁸Pb, ²³²Th et ²³⁸U à l'énergie des neutrons de 2,5 MeV [4]. On se propose de tenter de décrire la diffusion des neutrons pour les noyaux déformés de masse impaire ²³⁵U et ²³⁹Pu et de déterminer les paramètres de déformation de ces noyaux, qui n'ont jamais été mesurés ni calculés ; ces différents paramètres pourront être comparés à ceux des noyaux pair-pair voisins.

Les sections efficaces différentielles de diffusion élastique et inélastique ont été mesurées en utilisant l'ensemble de spectrométrie des neutrons par temps de vol du Service PN [5]. Les conditions expérimentales ont été soigneusement choisies pour atteindre la résolution totale en énergie de 25 keV ; une telle résolution semble ne jamais avoir été obtenue dans d'autres laboratoires à l'énergie des neutrons incidents de 3,4 MeV. La figure 1 représente le spectre de temps de vol des neutrons diffusés par ²³⁸U à l'angle de 105°; les groupes de neutrons correspondants à l'état fondamental et au premier état excité 2⁺ (45 keV) sont nettement résolus : ceci permet une exploitation aisée des mesures.

Les sections efficaces différentielles ont été mesurées à 19 angles répartis entre 20° et 160°. Les distributions angulaires de diffusion élastique et de diffusion inélastique correspondant aux deux premiers niveaux d'excitation 2^+ et 4^+ de $238_{\rm U}$ sont représentées sur la figure 2,

L'analyse des données expérimentales à l'aide d'un calcul s'appuyant sur le formalisme du modèle optique déformé est actuellement en cours.

> (G.HAOUAT, J.LACHKAR, Ch.LAGPANGE, R.SHAMU, Y.PATIN, J.SIGAUD, J.CHARDINE)

Collaborateur Temporaire Etranger, Université de Western Michigan, KALAMAZCO, Michigan, USA.

REFERENCES

- M.T. Mc ELLISTREM, J. LACHKAR, G. HAOUAT, Ch. LAGRANGE, Y. PATIN, R. SHAMU, J. SIGAUD et F. COÇU, Conf. on Nuclear Cross Sections and Technology, WASHINGTON, D.C. NBS <u>SF425</u> Vol. II (1975) 942 et article soumis pour publications dans "Physical Review".
- [2] G. HAOUAT, J. LACHKAR, Ch. LAGRANGE, M.T. Mc ELLISTREM, Y. PATIN,
 R. SHAMU et J. SIGAUD, B.A.P.S. Vol. 20 n° 9 (1975) 1196.
- [3] R. SHAMU, G. HAOUAT, J. LACHKAR, M.T. MC ELLISTREM, Ch. LAGRANGE, J. SIGAUD, J. DELAROCHE, Y. FATIN et F. COÇU, Intern. Conf. on the Interactions of Neutrons with Nuclei, 6-9 Juillet 1976, LOWELL, Massachusetts, USA - CONF-760715, tome 2 (1976), p. 1327.
- [4] G. HAOUAT, J. SIGAUD, J. LACHKAR, Ch. LAGRANGE, B. DUCHEMIN et
 Y. PATIN, Intern. Conf. on the Interactions of Neutrons with Nuclei,
 6-9 Juillet 1976, LOWELL, Massachusetts, USA CONF-760715, tome 2,
 (1976), p. 1330.
- [5] J. LACHKAR, M.T. MC ELLISTREM, G. HAOUAT, Y. PATIN, J. SIGAUD et
 F. COÇU, Phys. Rev. <u>C14</u> (1976) 933.

- 40 -





١

Spectre de temps de vol des neutrons diffusés par 238 U à l'angle de 105°. L'énergie des neutrons incidents est 3,4 MeV. La longueur de la base de vol est 10 m.

8150 10⁴ 103 9 103 102 102 101 101 100 100 45. ٥. 90. 135. **1463**0 180 ¥5. 0.

B-I-S-FIGURE 2a

-



- 42 -

b

-

B-I-5-FIGURE 2b

Distributions angulaires de diffusion élastique (a) et de diffusion inélastique par le premier niveau d'excitation 2⁺, 45 keV (b) et par le deuxième niveau d'excitation 4^+ , 148 keV (c) de 238 U. L'énergie des neutrons incidents est 3,4 MeV. Les tracés continus représentent une approximation des données par un développement en polynomes de Legendre.



B-I-5-FIGURE 2c

B-I-6-Etude des isotopes pairs de sélénium par les réactions (n.n'y).

Les niveaux d'énergie et les schémas de désexcitation des isotopes pairs ⁷⁶Se, ⁷⁸Se, ⁸⁰Se et ⁸²Se ont été étudiés en mesurant les sections efficaces différentielles de production de rayonnements γ émis après diffusion inélastique de neutrons.

Les neutrons incidents étaient produits à l'aide de la réaction $T(p,n)^3$ 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 degré du faisceau incident et à 6,65 cm du centre de la cible. Les photons émis après diffusion inélastique étaient détectés par un spectromètre γ anti-compton composé d'une diode Ge(Li) coaxiale cylindrique de 100 cm³, entourée d'un scintillateur NaI (T1) [1]. Pour réduire le bruit de fond dû aux neutrons diffusés et aux rayonnements γ parasites une méthode de chronométrie était utilisée.

Nous avons mesuré la fonction d'excitation à 55 degrés des rayonnements y émis après diffusion inélastique des neutrons d'énergie comprise entre 2,0 et 4,1 MeV ; des schémas de niveaux ont été établis pour les quatre isotopes. Ces travaux ont déjà fait l'objet de communications [2]. Nous avons complété cette étude en mesurant la distribution angulaire des transitions y les plus alimentées à l'énergie des neutrons incidents de 3,0 MeV. Les sections efficaces différentielles ont été mesurées à 7 angles compris entre 20 et 130 degrés.

Les distributions angulaires et les fonctions d'excitation des principales transitions γ , pour ⁷⁶Se, ⁷⁸Se, ⁸⁰Se et ⁸²Se, ont été comparées à des calculs théoriques basés sur le formalisme du noyau composé de HAUSER-FESHBACH et incluant les corrections de fluctuation des largeurs de niveaux [3]. Les paramètres du potentiel optique utilisés dans ces calculs sont ceux déduits de notre analyse de la diffusion des neutrons par ces mêmes isotopes, à plus haute énergie [4]. La comparaison des données expérimentales et des calculs a permis d'attribuer des valeurs de spin, parité et rapport de multipolarité à des niveaux d'excitation peu connus et à des nouveaux niveaux identifiés dans cette étude.

- 43 -

Ce travail a fait l'objet d'une communication à la Conférence de LOWELL [5].

(J.SIGAUD, B.PEYAUD[®], Y.PATIN, M.T. Mc ELLISTREM[®], G.HAOUAT, J.LACHKAR)

•Stagiaire Militaire

Collaborateur Temporaire Etranger, University of Kentucky, Massachusetts, USA.

REFERENCES

- [1] J. LACHKAR, J. SIGAUD, Y. PATIN et G. HAOUAT, Nucl. Sci. Eng. <u>55</u> (1974) 168.
- [2] J. SIGAUD, Y. PATIN, M.T. Mc ELLISTREM, G. HAOUAT et J. LACHKAR, Nat. Soviet Conf. on Neutron Phys. 9-13 Juin 1975, KIEV, URSS.
 - J. SIGAUD, Y. PATIN, M.T. Mc ELLISTREM, G. HAOUAT et J. LACHKAR, Conf. on Nuclear Cross Sections and Technology, 3-7 Mars 1975, WASHINGTON, NBS 1975 <u>SP425</u> Vol. II, 893.
- [3] J. LACHKAR, J. SIGAUD, Y. PATIN et G. HAOUAT, Nucl. Phys. A222 (1974) 333.
- [4] J. LACHKAR, M.T. Mc ELLISTREM, G. HAOUAT, Y. PATIN, J. SIGAUD et F. COÇU, Phys. Rev. C14 (1976) 933.
- [5] Int. Conf. on the Interactions of Neutrons with Nuclei, 6-9 Juillet 1976, LOWELL, Massachusetts, (USA), CONF-760715, tome 2 (1976), p. 1324.

B-II-MESURES DE SECTIONS EFFICACES DE REACTIONS -

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

La méthode de la particule associée développée avec la réaction $D(d,n)^{3}$ He a été présentée dans le précédent compte rendu annuel [1]. Rappelons que cette méthode repose sur l'utilisation d'une cible de polyéthylène deutéré sur support mince de carbone et d'un détecteur semi-conducteur ΔE pour l'observation des ³He émis.

Plusieurs améliorations ont été apportées au dispositif expérimental installé dans une salle d'expérience de l'accélérateur Tandem. La précision du système de télécommande de la diode ainsi que la définition du faisceau de deutons sur la cible ont été améliorées, de façon à obtenir une meilleure détermination du cône des neutrons associés.

Un goniomètre associé à la chambre 2 réactions permet un positionnement précis du détecteur de neutrons.

Des mesures préliminaires ont été réalisées avec un détecteur de neutrons à absorption totale. Ces mesures ont montré que l'efficacité de ce détecteur calculée par une méthode de Monte Carlo était confirmée expérimentalement dans la gamme des énergies allant de 3 à 6 MeV.

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

REFERENCE

[1] - Note CEA-N-1875 (1975) p. 47.

- 45 -

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

Le principe de la mesure a été donné dans le compte rendu annuel précédent [1]. Rappelons que la section efficace de capture est obtenue à partir de la mesure du spectre d'énergie des rayonnements y émis par la capture des neutrons et qu'il est également possible de déterminer, à partir des spectres d'énergie, les fonctions de force gamma des noyaux composés formés.

Le dispositif de détection est composé d'un détecteur NaI central [7,5 x 15 cm] et d'un cristal NaI annulaire [25,4 x 30,5 cm] utilisés simultanément en spectromètre anti-Compton et en spectromètre de paires.

Nous avons mesuré les spectres de capture des éléments Au, Tm, Rh et Ir pour des neutrons d'énergie $E_n = 0.5 - 0.7 - 1 - 2$ et 3 MeV.

Les spectres de capture des isotopes du tungstène : ${}^{182}W$, ${}^{183}W$, ${}^{184}W$ et ${}^{186}W$ ont également été obtenus aux énergies de neutron $E_n = 0,5 - 1$ et 2,5 MeV.

Les spectres bruts sont corrigés du bruit de fond (évènements corrélés et non corrélés à la pulsation du faisceau). En raison de la multiplicité des raies y d'énergies voisines, les spectres observés sont complexes. De plus, le spectre d'impulsion produit dans le détecteur par un rayonnement y mono-énergétique E ne se réduit pas à une simple raie d'amplitude I et de largeur AI.

On observe un spectre d'amplitude F(I) défini par la relation :

$$F(I) = \int_{0}^{E} \max f(E) W(I,E) dE$$
(1)

où W(I,E) est la fonction de réponse du spectromètre pour une raie y d'énergie E et f(E) est le spectre en énergie des rayonnements y.

La relation (1) peut se mettre sous la forme matricielle :

$$F_i = \sum_{k=1}^n f_k W_{ik}$$
(2)

- 46 -

Connaissant F₁ (nombre d'impulsions comptées dans l'intervalle d'amplitude ΔI_1) il faut construire la matrice W_{ik} pour pouvoir en déduire f_k (nombre de rayonnements γ émis dans l'intervalle d'énergie ΔE_k).

Pour chacun des deux modes d'acquisition, la matrice de réponse W_{ik} (de dimensions 48 x 45) a été construite à partir des raies monoénergétiques suivantes :

 ${}^{22}_{Na} \qquad E_{k} = 1,27 \text{ MeV}$ ${}^{88}_{Y} \qquad E_{k} = 1,83 \text{ MeV}$ ${}^{228}_{Th} \qquad E_{k} = 2,61 \text{ MeV}$ ${}^{9}_{F}(p,\alpha)^{16}_{O} \qquad E_{k} = 4,44 \text{ MeV}$ ${}^{19}_{F}(p,\alpha)^{16}_{O} \qquad E_{k} = 6,13 \text{ MeV}$ ${}^{27}_{A1}(p,\gamma)^{28}_{S1} \qquad E_{k} = 10,76 \text{ MeV}$ ${}^{11}_{B}(p,\gamma)^{12}_{C} \qquad E_{k} = 12,15 \text{ MeV}$

Nous avons choisi $\Delta I_i = \Delta E_k = 250 \text{ keV}$ ($\approx 10 \text{ canaux}$). Les fonctions de réponse correspondant aux énergies E_k autres que celles données ci-dessus ont été obtenues par interpolation (par pas de 250 keV).

Plusieurs méthodes ont été utilisées pour résoudre l'équation

(2):

- la méthode dite de soustractions successives des fonctions de réponse normalisées (méthode du "stripping").
- la méthode itérative de Scofield,
- la méthode des moindres carrés avec contraintes.

Les spectres déconvolués ont ensuite été corrigés de l'efficacité du détecteur NaI. A chaque énergie E_k correspond une efficacité ε_k telle que :

$$\epsilon_k = \sum_{i=1}^{n'} W_{ik}$$

Nous avons mesuré ε_k à partir de sources calibrées (²²Na, ⁸⁸Y, ²³⁸Pu, ¹³C) et à partir des rapports d'intensité de transitions γ connues (²⁴Na, ¹¹B(p, γ)¹²C, ²⁷Al(p, γ)²⁸Si.

La forme des spectres de capture dépend de la densité des niveaux et de la dépendance en énergie des largeurs radiatives moyennes $\overline{\Gamma}_{\gamma}$ des niveaux du noyau final. Nous envisageons d'utiliser le modèle statistique pour calculer la forme des spectres de capture jusqu'à $E_n = 3$ MeV. Connaissant les densités de niveaux il sera possible de déduire les fonctions d'intensité γ en comparant les spectres théoriques et expérimentaux.

(D.DRAKE[•], G.GRENIER, S.JOLY, L.NILSSON^{••}, J.J.VOIGNIER)

*Collaborateur Temporaire Etranger, Los Alamos National Laboratory New Mexico, U.S.A.

**Collaborateur Temporaire Etranger, Uppsala, Suède.

REFERENCE

[1] - Note CEA-N-1875 (1975) p. 55-59.

B-II-3-<u>Etude de la capture résonnante de ²⁸Si entre 500 keV et 1 MeV.</u>

Le modèle de valence proposé par LANE et LYNN [1] a souvent été utilisé avec succès pour expliquer les lacunes du modèle statistique notamment lorsque les niveaux de résonance de la capture radiative sont bien espacés.

Cependant différents résultats expérimentaux ont mis en évidence l'insuffisance de ce modèle ; par exemple, les résonances p 3/2 de ²⁸Si : le modèle de valence sous-estime l'intensité de la transition y vers le niveau fondamental d'un facteur 2 tandis que la largeur radiative totale calculée est trois fois trop faible [2]. Pour essayer d'expliquer ces divergences, une extension du modèle en couches a été proposée [3] dans laquelle il est tenu compte de la structure des niveaux du noyau composé.

Afin de vérifier ce modèle, nous avons observé les transitions γ vers les premiers niveaux de ²⁹Si pour 2 résonances, la résonance $E_n = 562$ keV et la résonance $E_n = 812$ keV. Les spectres de rayonnements γ ont été mesurés à l'aide d'une diode Ge(Li) de 100 cm³, Un cristal NaI annulaire utilisé en anti-Compton ainsi que la mesure du temps de vol ont permis de rejeter la plus grande partie du bruit de fond.

Les premiers résultats obtenus avec la résonance de 812 keV, bien qu'en désaccord avec les deux modèles, sembleraient cependant plus proches des prévisions du modèle en couches.

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

Collaborateur Temporaire Etranger, A.A.E.C. Research Establishment SUTHERLAND, Australie.

r 1

- [1] A.M. LANE et J.E. LYNN, Nucl. Phys., <u>17</u> (1960) 563.
- [2] J.W. BOLDEMAN, B.J. ALLEN, A.R. de L. MUSGROVE et R.L. MACKLIN, Nucl. Phys., A252 (1975) 62
- [3] D. HALDERSON, B. CASTEL et M. DIVADEENAM, Intern. Conf. on the Interactions of Neutrons with Nuclei, 6-9 Juillet 1976, LOWELL Massachusetts (USA), CONF-760715, tome 2 (1976), p. 1433.

B-II-4-Détermination de sections efficaces de capture radiative à l'aide d'un gros scintillateur liquide sphérique.

Nous avons étudié la possibilité d'utiliser un gros scintillateur liquide chargé au gadolinium pour effectuer des mesures de sections efficaces de capture radiative, notamment sur les matériaux fissiles.

Un échantillon massif de ²³⁸U, placé au centre du scintillateur liquide, a été bombardé par un faisceau de neutrons monoénergétiques produits par la réaction T(p,n)³He en utilisant le faisceau de protons de l'accélérateur Van de Graaff de 4 MeV pulsé à 1 MHz. En mesurant le temps qui sépare l'émission d'un neutron par la cible et la production d'une impulsion dans le scintillateur liquide, nous observons un pic sur le spectre de temps de vol. Ce pic correspond à la détection du rayonnement gamma prompt résultant des captures radiatives, des diffusions inélastiques et des fissions induites par les neutrons incidents. La séparation des évènements du pic de temps de vol en ses trois composantes est basée sur la détection des neutrons de diffusion inélastique et de fission par le scintillateur liquide dans les 30 µs qui suivent la réaction (c'est-à-dire dans les 30 µs après la détection d'un signal prompt correspondant à un temps de vol dans la zone du pic). Cette méthode est similaire à celle utilisée pour les mesures de $\bar{v}_{\rm p}$ [1]. Après diverses corrections, nous obtenons la distribution du nombre d'évènements du pic de temps de vol en fonction du nombre de neutrons qui les accompagnent. Cette distribution permet de déterminer le nombre des captures. des diffusions inélastiques et des fissions par une méthode semblable à celue développée pour les mesures de sections efficaces (n,2n) [2]. Nous obtenons de cette façon le rapport de la section efficace de capture radiative à la section efficace de fission.

Les premiers résultats obtenus entre 1,5 MeV et 2,5 MeV pour ²³⁸U sont en accord avec les résultats expérimentaux existants, mais ils sont peu précis (30 à 50%). Ceci est dû au fait z le bruit de fond propre du scintillateur liquide était très élevé. Le pic de temps de vol est superposé à un fond continu très important et devient même difficilement observable en-dessous du seuil de fission.

- 51 -

Des mesures plus précises nécessiteraient une amélioration sensible de la protection du scintillateur liquide car il faut en effet diminuer le bruit de fond d'au moins un facteur 10. Cette étude est actuellement en cours.

(J.FREHAUT, S.GUPTA[®], R.BOIS)

*Collaborateur Temporaire Etranger, Bhabha Atomic Research Centre, BOMBAY, Inde.

REFERENCES

[1] - M. SOLEILHAC, J. FREHAUT, J. GAURIAU, J. Nuclear Energy 23 (1969) 257.

[2] - J. FREHAUT, Nucl. Inst. and Meth. <u>135</u> (1976) 511.

INIS - 53 -

B-II-5-Mesure de sections efficaces (n. 2n) et (n. 3n) du seuil à 15 MeV.

Les sections efficaces (n,2n) et (n,3n) sont mesurées par la méthode du gros scintillateur liquide, basée sur la détection directe des neutrons de la réaction. Le principe de la méthode a été présenté de façon détaillée dans une publication récente [1]. Cette méthode permet d'obtenir le rapport des sections efficaces (n,2n) et (n,3n) à une section efficace de référence qui, dans notre cas, est la section efficace de fission de 238 U [2].

Cette normalisation conduit à une détermination des sections efficaces (n,2n) avec une précision relative meilleure que 10%.

En 1976, nous avons complété nos mesures de section efficace (n,2n) des éléments naturels Ti, V, Cr, W, Zr, Mo, Pb par des mesures au voisinage du seuil de la réaction.

Nous avons d'autre part mesuré la section efficace (n,2n) des isotopes 182, 183, 184, 186 du tungstène, à partir d'isotopes séparés provenant d'URSS. Cette mesure fait suite à nos précédentes mesures de sections efficaces des isotopes séparés du sélénium (76, 78, 80, 80), du néodyme (142, 144, 146, 148, 150) et du samarium (148, 150, 152, 154).

Les sections efficaces obtenues pour les isotopes du tungstène sont portées sur la figure 1 en fonction du nombre de masse A pour différentes valeurs de l'énergie d'excès U_R définie par la relation :

$$U_R = E_n - S(n, 2n)$$

où E_n est l'énergie des neutrons incidents et S (n,2n) le seuil de réaction (n,2n).

Pour les isotopes pairs, la section efficace augmente avec le nombre de masse, pour une valeur de U_R donnée. Cet effet, mentionné pour la première fois par CSIKAI et PETO [3] a été discuté dans deux publications [4,5].

Pour ¹⁸³W, la section efficace est nettement inférieure à celle des isotopes pairs voisins pour une valeur donnée de U_R (fig.1). Cependant, la différence s'estompe lorsque U_R augmente. Cela pourrait donc correspondre à un effet de moment angulaire qui favoriserait dans ce cas la population d'états liés de ¹⁸³W lors de l'émission du premier neutron par le noyau composé ¹⁸⁴W : l'émission d'un second neutron n'est alors plus possible. A plus haute énergie, la densité de niveaux devient suffisante pour qu'une description statistique s'applique, et les effets de moment angulaire disparaissent. Un calcul précis des sections efficaces (n,2n) des isotopes du tungstène est actuellement en cours [6] et devrait permettre de préciser ce point.

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

REFERENCES

- [1] J. FREHAUT, Nucl. Inst. and Meth. <u>135</u> (1976) 511.
- [2] M.G. SOWERBY et al., AERE-M 2497.
- [3] J. CSIKAI et PETO, Phys. Lett. 20 (1966) 52.
- [4] J. FREHAUT, Comptes Rendu de la Conférence Internationale sur l'Interaction des Neutrons avec les noyaux, LOWELL, Massachusetts (USA), CONF-760715, Tome 2 (1976) p. 365.
- [5] N. CINDRO et J. FREHAUT, Phys. Lett. 60B (1976) 442.
- [6] J. JARY, communication privée.



B-II-5-FIGURE 1

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

١

- 55 -

INIT

- 56 -

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

B-II-6-1-Mesure absolue des sections efficaces de fission de 235_U et 238_U avec des neutrons de 14,6 MeV.

La méthode utilisée pour cette mesure est basée sur une bonne détermination du nombre d'atomes d'uranium par cm². Le flux des neutrons est luimême mesuré par la technique de la particule associée. Suite à la première mesure déjà présentée [1] une deuxième mesure a donc été effectuée avec de nouveaux dépôts de ²³⁵U et ²³⁸U sur lesquels des contrôles d'homogénéité ont pu être faits. Les valeurs de σ_{nf} (²³⁵U), σ_{nf} (²³⁸U) et σ_{nf} (²³⁸U) / σ_{nf} (²³⁵U) sont données respectivement avec une incertitude de 2-2,5 et 3%.

Nos résultats sont comparés à d'autres résultats expérimentaux ainsi qu'aux valeurs données par ENDF/BIV dans le tableau I.

Notre première valeur de $\sigma_{nf}(^{235}U)$ bien qu'obtenue avec une plus grande incertitude, est en très bon accord avec notre seconde valeur.

Ces résultats, présentés au "NEANDC/NEACRP Specialists Meeting on Fast Neutron Fission Cross Section, ARGONNE (USA) Juin 1976^{*} [2], s'accordent bien avec les résultats de CZIRR et SIDHU [3], BEHRENS et al. [4] et ALKAZOV [5] et confirment des valeurs plus basses que celles de ENDF/B IV pour σ_{nf} (²³⁵U) et σ_{nf} (²³⁸U).

B-II-6-2-Mesures du rapport des sections efficaces de fission de 238U et 235U pour des neutrons d'énergie comprise entre 2 et 7 MeV.

Ces mesures effectuées avec l'aide de l'accélérateur Van de Graaff ⁴ MeV, en utilisant les réactions $T(p,n)^{3}$ He et $D(d,n)^{3}$ He, ont été présentées également au cours de la réunion de spécialistes qui a eu lieu au mois de Juin 1976 à ARGONNE [6].

Les valeurs de $\sigma_{nf}(^{238}U) / \sigma_{nf}(^{235}U)$ sont données avec une incertitude de 3% pour la gamme 2 - 7 MeV dans le tableau II. Nos résultats sont comparés aux autres expériences récentes [4,7-9] ainsi qu'aux données ENDF/B IV sur les figures 1a et 1b.

Nos valeurs sont environ 4,5% plus faibles que celles de BEHRENS et al., DIFILIPPO et al. et ENDF/B IV. Elles sont en bon accord avec les mesures de COATES et al. [8] et CIERJACKS et al. [9].

> B-II-6-3-Mesures absolues de o (²⁴¹Am) avec des neutrons d'énergie comprise entre 0,5 et 3 MeV.

Ces mesures ont été faites [1] avec des neutrons de 0,93 \pm 0,07 ; 1,66 \pm 0,06 et 2,66 \pm 0,06 MeV. Les valeurs de σ_{nf} (²⁴¹ Am) obtenues sont respectivement de 0,74-1,80 et :,77 barns. L'incertitude sur ces valeurs, de l'ordre de 15%, est due essentiellement à la détermination du nombre d'atomes obtenu par comptage alpha en géométrie définie après dissolution du dépôt.

Une comparaison est faite avec les résultats antérieurs [10-13] sur la figure 2.

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

REFERENCES

- [1] Note CEA-N-1875 (1975), p. 66-70.
- [2] M. CANCE et G. GRENIER, NEANDC/NEACRP Meeting, 28-30 Juin 1976, ARGONNE, Illinois (USA) - ANL-76-90, (1976), p. 237.
- [3] J.B. CZIRR et G.S. SIDHU "Fission Cross Section of Uranium 235 from 3 to 20 MeV", Nucl. Sci. Eng. 57 (1975) 18.
- J.W. BEHRENS et al. "²³⁸U : ²³⁵U Fission Cross Section Ratio"
 UCRL 76219, Lawrence Livermore Laboratory (1975).
- [5] I.D. ALKAZOV, Conférence Nationale Soviétique sur la Physique du Neutron, KIEV (1973).

- [6] M. CANCE et G. GRENIER, NEANDC/NEACRP Meeting, 28-30 Juin 1976, ARGONNE, Illinois (USA) - ANL-76-90 (1976), p. 141.
- [7] F.C. DIFILIPO et al., NEANDC/NEACRP Meeting, 28-30 Juin 1976, ARGONNE, Illinois (USA) - ANL-76-90 (1976), p. 114.
- [8] M.S. COATES, D.B. GAYTHER et N.J. PATTENDEN "A Measurement of the ²³⁸U/²³⁵U Fission Cross Sections Ratio", Conf. Nuclear Cross Sections and Technology, 3-7 Mars 1975, WASHINGTON, D.C. (USA).
- [9] S. CIERJACKS, KARLSRUHE (Allemagne Fédérale), communication privée (1970).
- [10] D.L. SHPAK et al., JETP Letters Vol. 10, nº 6 (1969).
- [11] K.M. IYANGER et al., Procee, Conf. MADURAI, Dec. 27-30 (1970).
- [12] P.A. SEEGER et al., Nuclear Physics A96 (1967), 605.
- [13] C.D. BOWMAN et al., Phys. Review 166 nº 4 (1968) 1219.

Section efficace de fission (harms) à	CZIRR et	BEHRENS	ALKAZOV	ENDE (PTV	Nos rés	ultats
$E_n = 14,60 \pm 0,13 M$	ev [3]		[5]	ENDF/BIV	lère mesure	2ième mesure
235 ₀	2,086 ± 0,04			2,214	2,068 ± 0,058	2,063 ± 0,039
238 ₀			1,17 ± 0,01	1,22		1,149 ± 0,025
238 _{0 /} 235 ₀		0,563 ± 0,009		0,55		0,057 ± 0,017

.4

B-II-8-TABLEAU 1

COMPARAISON DES DIFFERENTS RESULTATS

- 59 -

1			ľ
0,410	+1	0,012	
0,416	+1	0,012	
0,443	+1	0,013	
0,482	+1	0,014	
0,487	+1	0,014	
0,510	+1	0,015	
0,548	+1	0,016	
0,592	+1	0,018	
0,589	+1	0,018	
	²³⁸ ^U / ²³⁵ ^U		
	0,589 0,592 0,548 0,510 0,487 0,482 0,416 0,410	238 _U / 235 _U * ± ± ± ± ± ± ± ± ± ± ± ± ± ± ± ± ± ±	$ \begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$

B-II-6-TABLEAU 2

Ï

2 4... 1

1

 $\sigma_{nf}^{(238U)} / \sigma_{nf}^{(235U)}$ ENTRE 2 ET 7 MeV

- 60 -



Comparaison de nos valeurs avec les résultats récents ainsi qu'avec les données ENDF/B IV entre 2 et 4 MeV (trait continu).

- 61 -

ł



B-II-6-FIGURE 1b

Comparaison de nos valeurs avec les résultats récents ainsi qu'avec les données ENDF/B IV entre 3 et 7 MeV (trait continu).



B-II-6-<u>FIGURE 2</u>

Comparaison de nos valeurs avec les résultats antérieurs.

B-III-ETUDE DE LA FISSION -

INIT

B-III-1-v_p pour la fission de ²³⁵U induite par des neutrons d'énergie inférieure à 2 MeV.

De nombreux résultats expérimentaux [1] semblent montrer que $\bar{\nu}_p$, le nombre moyen de neutrons prompts émis par fission, n'est pas une fonction linéaire de l'énergie des neutrons qui induisent la fission dans ²³⁵U. En particulier, une structure, d'amplitude pouvant atteindre 3%, pourrait se superposer à la variation linéaire aux environs de 400 keV. Cependant les mesures de \bar{E}_K , l'énergie cinétique moyenne des fragments de fission, ne sont pas compatibles avec l'existence d'une telle structure dans la loi $\bar{\nu}_p = f(E_p)$.

Pour 235 U, les mesures de \hat{v}_p les plus précises ont été réalisées d'une part, par une équipe australienne [2,3] et d'autre part, dans notre laboratoire [4,5]. Les techniques expérimentales employées dans les deux cas sont très voisines et font appel à un gros scintillateur liquide chargé au gadolinium. Les neutrons de fission sont ralentis dans le milieu hydrogéné du scintillateur puis capturés par le gadolinium. Les rayons gamma de capture provoquent des scintillations qui sont détectées par des photomultiplicateurs. De cette façon, les neutrons de fission sont détectes dans les 50 µs qui suivent la fission (temps de vie maximal des neutrons dans le milieu). Les différentes corrections à apporter aux résultats expérimentaux ont été examinées recemment en commun par les auteurs des deux mesures [2 à 5]. Une correction pour la contribution des rayons y retardés a été appliquée aux deux séries de résultats. Cette contribution varie beaucoup au cours du temps, elle est surtout importante dans les 600 premières nanosecondes suivant la fission. De ce fait, la correction s'est révélée beaucoup plus important pour la mesure de Bruyères-le-Châtel (0,67%) que pour la mesure australienne (0,16%). Dans le premier cas, en effet, le comptage commençait à l'instant même où la fission était détectée, et dans le second cas, ce comptage était différé de 600 ns.

La figure 1 présente les deux séries de résultats corrigés et renormalisés à \bar{v}_p = 3,745 pour la fission spontanée du ²⁵²Cf. Les points de la référence [4] ont été regroupés deux par deux pour améliorer la précision statistique. On constate que dans ces conditions l'accord est excellent,

_ 64 -

L'ensemble de ces résultats est bien représenté par une droite de pente $0,11^{1} \text{ MeV}^{-1}$ passant par la valeur de \tilde{v}_{p} pour la fission thermique. On observe cependant un plateau qui semble significatif entre 200 et 600 keV. Dans cette région, la loi $\tilde{v}_{p} = f(E_{n})$ pourrait être très voisine de celle calculée par BOLDEMAN et Coll. [6] (courbe en tirets sur la figure 1). Ce calcul est basé sur l'hypothèse d'un couplage faible de l'énergie collective au point selle avec les degrés de liberté intrinsèques. Cette énergie se retrouve donc sous forme d'énergie cinétique des fragments après la scission. Les variations, en fonction de l'énergie des neutrons incidents, de l'énergie collective moyenne au point selle, calculée à partir de la contribution relative des différentes voies de fission possibles, entraînent des variations de l'énergie cinétique moyenne des fragments. La loi $\tilde{v}_{p} = f(E_{n})$ est alors obtenue en écrivant les lois de la conservation de l'énergie et en admettant que :

$$\frac{d\overline{v}_p}{dE} = 0,114 \text{ MeV}^{-1},$$

Cette loi est en accord avec les mesures de \overline{E}_{r} [6].

Nous avons également porté sur la fig. 1 la loi $\bar{v}_p = f(E_n)$ évaluée par MANERO et KONSHIN [1], normalisée à $\bar{v}_p = 3,745$ pour le 252 Cf. Cette loi présente une large structure en-dessous de 600 keV, qui n'est pas en accord avec les données corrigées que nous présentons. Cette structure résulte en partie des données non corrigées de la référence [4] et illustre la difficulté de comparer des résultats qui n'ont pas subi toutes les corrections appropriées ou qui sont entachées d'erreurs systématiques différentes.

Les données que nous présentons au-dessus de 800 keV ne sont pas suffisamment précises pour confirmer la présence de la structure centrée à environ 1,1 MeV qui apparaît dans l'évaluation de MANERO et KONSHIN [1].

(J. BOLDEMAN[®], J. FREHAUT, R.L. WALSH^{®®})

Collaborateur Temporaire Etranger, A.A.E.C., Research Establishment SUTHERLAND, Australie.

Stagiaire étranger.
REFERENCES

- [1] F. MANERO et V.A. KONSHIN, Atom. Energy Rev. 10 (1972) 4.
- [2] J.W. BOLDEMAN et A.W. DALTON, Australian Atomic Energy Commission, Report A.A.E.C. E/172 (1967).
- [3] J.W. BOLDEMAN et R.L. WALSH, J. Nucl. Energy 24 (1970) 191.
- [4] M. SOLEILHAC, J. FREHAUT, J. GAURIAU et G. MOSINSKI, Proc. Conf. on Nuclear Data for Reactors, HELSINKI (1970) Vol. 2, p. 145.
- [5] M. SOLEILHAC, J. FREHAUT et J. GAURIAU, J. Nucl. Energy <u>33</u> (1969) 257.
- [6] J.W. BOLDEMAN, W.K. BERTRAM et R.L. WALSH, Nucl. Phys. <u>265</u> (1976) 337.



B-III-1-FIGURE 1

Comparaison des valeurs de \overline{v}_p corrigées pour ²³⁵U \Box valeurs expérimentales de SOLEILHAC et Coll. [4,5] \triangle valeurs expérimentales de BOLDEMAN et Coll. [2,3] ... calcul de BOLDEMAN et Coll. [6] — evaluation de MANERO et KONSHIN [1] -- - droite de pente 0,114 MeV⁻¹. B-III-2-Détermination des masses des fragments de fission induite par la réaction ²³³U(d.pf), par la méthode du temps de vol.

L'étude du comportement dynamique des noyaux au cours de processus faisant intervenir une énergie élevée, apparaît être, depuis quelques années, l'un des problèmes les plus importants en physique nucléaire. En particulier, l'étude du processus de la fission qui met en jeu des énergies de l'ordre de 200 MeV, permet une approche du comportement dynamique des noyaux au cours de la fragmentation. Les distributions finales des grandeurs qui définissent le type de fragmentation (les masses des fragments, leur énergie cinétique, leur spin, leur mode de désexcitation par émission de neutrons et de rayons γ) sont le plus souvent interprétées par l'évolution du système entre le point selle et le point de scission [1].

Depuis quelques années, nous avons entrepris au Service PN des études de fissions induites par particules chargées et en particulier des réactions (d,pf). Dans ces études, nous avons montré que des informations relatives à la nature et à l'importance des effets dynaciques, peuvent être déduites des variations observées dans les distributions des masses et des énergies cinétiques des fragments, avec l'énergie d'excitation du système fissionnant [2,3]. Ces diverses distributions étaient obtenues en mesurant, pour chaque évènement, l'énergie cinétique des deux fragments à l'aide de diodes à barrière de surface étalonnées suivant la méthode proposée par SCHMITT et al. [4].

Les variations observées sont très faibles (1 à 2 MeV) en regard des énergies mesurées (\sim 180 MeV), et l'emploi de cette méthode conduit, du fait des approximations, à des limitations dans la détermination des masses et des énergies cinétiques. Ainsi la mesure de l'énergie cinétique E[®], des fragments avant l'émission de neutron, suppose connu le nombre de neutrons évaporés v(n) par chacun des fragments détectés de masse m. Si l'on admet l'isotropie de l'émission des neutron: dans le système du centre de masse du fragment, on a, en valeur moyenne :

$$E^{\bullet} = E \quad \frac{m + v(n)}{m} \quad ,$$

où E est l'énergie cinétique du fragment, mesurée après émission de neutrons. On est donc conduit à introduire dans les calculs le nombre moyen de neutrons évaporés par chaque fragment.

- 68 -

Cette distribution, si elle est souvent connue pour les fissions induites par neutrons thermiques, n'a jamais été étudiée à d'autres énergies d'excitation du noyau fissionnant.

Pour s'affranchir de ces incertitudes, une autre méthode consiste à mesurer la vitesse des fragments de fission par temps de vol. Contrairement à l'énergie cinétique, la vitesse d'un fragment est peu perturbée par l'émission de neutrons. Ainsi, si l'on reprend l'hypothèse de l'isotropie d'émission de neutrons, la vitesse du fragment est, en valeur moyenne, conservée : $v^{\bullet} = v$. La validité de cette hypothèse est vérifiée par les mesures de BOWMAN et al. [5].

Nous avons entrepris, en utilisant cette seconde méthode, l'étude de la fission de ²³⁴U induite par la réaction ²³³U(d,pf), Nous ne rappellerons que très brièvement le dispositif expérimental utilisé, celui-ci a été décrit dans le précédent compte rendu d'activité du Service PN [6]. Le temps de vol des fragments est mesuré sur une distance de 15,5 cm, l'instant d'émission de ces fragments étant relié au signal de détection du proton de la réaction (d,pf). Après diverses corrections dues au temps de montée des impulsions électroniques, au temps de vol du proton, au recul du noyau fissionnant et à l'épaisseur de la cible, nous avons pu obtenir les distributions en vitesse des fragments de fission, pour une énergie d'excitation de 234 U comprise entre 5 et 10 MeV. En utilisant la conservation de l'impulsion dans la fission m⁶ v⁶ = m⁶ v⁶, nous avons déduit la distribution des masses pré-émission de neutrons (figure 1) ·

$$n_1^{\bullet} = \frac{A v_2}{v_1 + v_2}$$

Le rapport pic à creux est dans ce cas de 200, il est à comparer avec celui obtenu par UNICK et al. [7] en utilisant une méthode radiochimique, qui est de 440. Sur la figure 2 on a porté la distribution en masses calculées par la méthode de SCHMITT à l'aide des énergies cinétiques mesurées simultanément avec le temps de vol. Le rapport pic à creux est dans ce cas de 50. Ces deux résultats ne font intervenir aucune correction de résolution expérimentale, en particulier les pertes de résolution dues à l'épaisseur de la cible (300 μ g/cm²). Ceci explique le désaccord avec les mesures de UNICK. On voit cependant que la méthode de mesure par temps de vol donne une meilleure résolution que celle obtenue par la méthode de mesure des énergies cinétiques. Les calculs se poursuivent actuellement et devraient permettre l'analyse des variations des distributions des masses et des énergies cinétiques en fonction de l'énergie d'excitation de ²³⁴U dans une gamme comprise entre 5 MeV et 10 MeV.

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

Collaborateur Temporaire Etranger, K.F.K., KARLSRUHE (Allemagne Fédérale)

REFERENCES

- [1] W.J. SWIATECKI et S. BJØRNHOLM, Phys. Rev. <u>C4</u> (1972) 325.
- [2] J. LACHKAR, Y. PATIN et J. SIGAUD, Journ. de Phys, Lett, <u>36</u> (1975) L-79.
- [3] J. LACHKAR, J. SIGAUD, Y. PATIN, J. CHARDINE, C. HUMEAU, Rapport CEA-R-4715 (1975).
- [4] H.W. SCHMITT, J.H. NEILER, F.J. WALTER, Phys. Rev. <u>141</u> (1966) 1146.
- [5] H.R. BOWMAN, S.G. TOMPSON, J.C.D. MILTON, W.J. SWIATECKI, Phys. Rev. <u>126</u> (1962) 2120.
- [6] Y. PATIN, S. CIERJACKS, J. LACHKAR, J. SIGAUD, C. HUMEAU, J. CHARDINE, NEANDC (E) 173 L 84.
- [7] J.P. UNICK, J.E. GINDLER, L.E. GLENDENIN, K.F. FLYNN, A. GORSKI,
 R.K. SJOBLOM, Conf. ROCHESTER (1973) I.A.E.A.-SM 174/209.



B-III-2-FIGURE 1

Distribution des masses pré-émission de neutrons obtenue à partir de la méthode de temps de vol. Les masses sont calculées à partir de la relation :

$$m^{\bullet} = \frac{A v_2}{v_1 + v_2}$$

où A est la masse de 234U, et v_1 et v_2 les vitesses respectives des deux fragments.

- 71 -



B-III-2-FIGURE 2

Distribution des masses préléminaires obtenue par la méthode de SCHMITT. Les masses sont calculées à partir de la relation :

$$\mu = \frac{A E_1}{E_1 + E_2}$$

où E_1 et E_2 sont les énergies cinétiques des deux fragments détectés.

- 72 -

B-III-3-Mesure de l'énergie cinétique \overline{E}_{K} des fragments de fission de la réaction $\frac{232}{Th(n,f)}$.

Une bonne description de la fission nécessite des connaissances précises sur les effets d'amortissement et d'inertie au cours du passage du point selle à la scission. De telles informations peuvent être obtenues à partir de mesures de l'énergie cinétique et de l'énergie d'excitation des fragments en fonction de l'énergie d'excitation du noyau fissionant. L'étude de la fission du ²³²Th induite par des neutrons au voisinage du seuil de fission présente beaucoup à 'intérêt. Les mesures de \bar{v}_{\perp} (nombre moyen de neutrons prompts émis par fission) réalisées dans cette région montrent l'existence d'un excès de neutrons par rapport à la variation linéaire en fonction de l'énergie des neutrons incidents, observée à plus haute énergie [1]. D'autre part, des mesures à haute résolution de la section efficace de fission au voisinage du seuil font apparaître des pics très fins qui se superposent à une structure plus large [2]. Ces résultats ont été interprétés par la présence de bandes rotationnelles, construites sur des états vibrationnels très peu amortis [2]. Il semble donc intéressant d'étudier les variations de E, dans ces structures. Le détecteur utilisé pour cette mesure [3] comprend 4 dépôts minces de matière fissile, disposés entre 5 détecteurs de fragments de fission (diodes à barrière de surface). La matière fissile a été déposée sur un diamètre de 13 mm et 80 µg/cm² d'épaisseur sur des supports de carbone de 30 µg/cm², L'ensemble est directement placé dans le faisceau de neutrons. Un dispositif cryogénique permet de refroidir les diodes à - 100°C de façon à limiter la diffusion des défauts créés, dans le réseau cristallin, par les neutrons. Les neutrons incidents sont produits par la réaction $T(p,n)^{3}$ He en bombardant une cible gazeuse contenant du tritium à la pression de 0,6 kg/cm² par le faisceau de protons de l'accélérateur Van de Graaff 4 MeV. La cible comporte deux fenêtres d'entrée entre lesquelles circule de l'hélium pour assurer le refroidissement, ce qui permet d'utiliser des courants de protons de 4 µA. La résolution en énergie de neutrons de ± 25 keV ne permet pas de séparer les résonances des bandes de rotation, mais permet par contre une bonne analyse des résonances de vibration. Les premières mesures sont en cours de dépouillement et ont eu lieu aux énergies de 1,550-1,600 et 1,680 MeV, afin de bien encadrer la résonance à 1,6 MeV, ainsi qu'à 2,1 MeV, afin d'avoir une référence dans une zone où les résonances sont complètement amorties,

- 73 -

Afin d'éliminer les effets dûs à la dérive de leurs caractéristiques, les diodes ont été calibrées toutes les 24 heures à l'aide de dépôts de ^{235}U irradiés par des neutrons thermiques, obtenus en interposant un écran de 10 cm de paraffine entre la source de neutrons rapides et l'ensemble de détection. Les valeurs de \overline{E}_{K} mesurées pour le 232 Th pourront de cette façon être normalisées sur la valeur de \overline{E}_{K} pour la fission de ^{235}U induite par neutrons thermiques.

(J.TROCHON, H. ABOU YEHIA, R. WALSH, V. PRANAL, J. FREHAUT)

Collaborateur extérieur
 Stagiaire étranger.

REFERENCES

- [1] F. MANERO, V.A. KONSHIN, Atomic Energy Review 10 (1972) 637.
- [2] J. BLONS et Coll., Phys. Rev. Lett. <u>35</u> (1975) 1749.
- [3] Rapport NEANDC (E) 165 "L" (1975) 64.

- 74 -

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

B-IV-1-Amélioration de la détection associée au spectrographe magnétique SPLIT-POLE.

Dans le but d'obtenir un supplément d'informations sur les structures observées dans les fonctions d'excitations de la diffusion élastique du système 16 O + 12 C (16 $\leq E_{CM} \leq 25$ MeV) nous avons entrepris l'étude de la réaction 12 C(16 O, 12 C) 16 O. Les résonances observées dans le 28 Si ainsi formé sont très étroites et il est apparu que la séparation en énergie des deux niveaux 3⁻ (6,131 MeV) et O⁺ (6,052 MeV) présentait un intérêt [réf. 1]. La faible différence en énergie de ces deux niveaux rend très difficile la séparation par un montage de détection classique et nous avons été amenés à améliorer les conditions de fonctionnement de l'ensemble Split Pole E.P.S. 60 et détecteur à localisation.

A la sortie de la chambre à réaction, le champ magnétique \vec{B} est appliqué perpendiculairement à la vitesse de la particule. La trajectoire de la particule de masse M de charge Z et d'énergie E a alors un rayon de courbure donné par :

$$R = \frac{144,51}{\text{B } Z} \sqrt{M,E}.$$

A l'aide d'un détecteur semi-conducteur à localisation ORTEC de longueur utile 4 cm on détermine le point d'arrivée de la trajectoire sur la diode. Un code de calcul "Split" mis au point dans le laboratoire [réf. 2] permet de calculer la position du plan focal relatif aux particules étudiées et permet également de trouver les corrections nécessaires à apporter lorsque les effets cinématiques de la réaction étudiée ne sont pas négligeables.

Un codeur de position associé au détecteur semi~conducteur réalise les modes de fonctionnement :

- 75 -

Les amplitudes des signaux E.X., dividende (produit de l'énergie de la particule détectée par l'abscisse d'arrivée sur la diode)et E, diviseur, sont mis en mémoire sur des condensateurs. Le condensateur qui contient l'information E.X. est déchargé alors linéairement par un courant proportionnel à E.

Une échelle de codage mesure le temps nécessaire à cette décharge qui est proportionnel à X, la position d'arrivée de la particule sur la dicde.

Une expérience préliminaire nous a permis à l'aide d'une source α de ²¹²Pb d'évaluer notre résolution en position à 0,8 mm et notre résolution en énergie à 80 keV.

La figure 1 présente les résultats de la mesure sur la réaction ${}^{12}C({}^{16}O, {}^{12}C){}^{16}O({}^{3}+O^{+})$ à un angle de détection de 20° et en utilisant une cible de carbone autoportée de 10 µg/cm²,

(J.P.LOCHARD, J.SIGAUD, F.COÇU, Y.PATIN. N.CINDRO[♣], J.M.FIENI[♣])

*Collaborateur Temporaire Etranger, "Institut Rudjer Boskovic, ZAGREB, Yougoslavie.

••Stagiaire

REFERENCES

- [1] D, SHAPIRA et al. Phys. Rev. Vol. 12 6 (1975) 1907.
- [2] P. Le FLOCH, Rapport de stage universitaire Mars-Juin 1974 (non publié).

- 76 -



B-IV-1-FIGURE 1

Présentation des résultats de la mesure du ¹²C obtenu par : ${}^{12}C({}^{16}O, {}^{12}C){}^{16}O^{\bullet}(3^{-}, 0^{+})$. L'ensemble du spectre est fait pour une longueur efficace du détecteur égale à 4 cm, (soit 0,17 mm par canal).

B-IV-2-Technique d'identification des produits de la réaction $12_{C} + 12_{C}$.

- 78 -

Lorsque deux ions lourds entrent en interaction un grand nombre de processus peuvent avoir lieu. Ces processus aboutissent à l'émission d'une large variété de fragments. Il importe donc de réaliser un appareillage suffisamment performant pour l'identification des masses et des charges des particules issues de la réaction [1]. La technique adoptée est celle de la chronométrie par temps de vol, complétée par la méthode (E, ΔE).

Un faisceau de ${}^{12}C^{4+}$ de 30 MeV d'énergie incidente produit par l'accélérateur Van de Graaff Tandem est focalisé au centre d'une cible autoportée de carbone de 20 µg/cm². A 5 centimètres de cette cible on dispose d'un détecteur semi conducteur de 7 µm d'épaisseur. A 35 centimètres de cette diode on place un deuxième détecteur au silicium de 300 µm d'épaisseur. Un diaphragme de 3 mm de diamètre placé devant la première diode limite l'angle solide et améliore la résolution en temps du montage.

La combinaison des deux relations ; perte d'énergie dans la première diode ΔE et le temps de vol mis par les fragments entre les deux détecteurs, permet de retrouver **la masse et la** charge du noyau issu de la réaction.

La figure 1 présente le temps de vol des fragments émis par la réaction ${}^{12}C + {}^{12}C a \theta_{ab} = 15^{\circ}$ en fonction de l'énergie des particules détectées.

> (C.HUMEAU, Y.PATIN, F.COÇU, N.CINDRO[●], J.M.FIENI^{●●})

Collaborateur Temporaire Etranger, "Institut Rudjer Boskovic, 2AGREB, Yougoslavie.
*Stagiaire

REFERENCE

[1] - B. GATTY, Nuclear Physics A253 (1975) 511.



B-IV-2-FIGURE 1

Temps de vol des fragments émis par la réaction ${}^{12}_{C} + {}^{12}_{C} \grave{a} \theta_{lab} = 15^{\circ}$ pour un faisceau d'ions ${}^{12}_{C} {}^{4+}$ de 30 MeV d'énergie incidente.

Les points expérimentaux observés se regroupent sur des traces caractérisées chacunes par une fonction de la masse des fragments émis.



- 79 -

B-IV-3-Etude de résonances dans le système $\frac{12}{C} + \frac{12}{C}$.

· Ni

L'interaction 12 C + 12 C a fait l'objet d'un certain nombre d'études [1,2,3] qui ont permis de mettre en évidence des résonances dans le 24 Mg à haute énergie d'excitation.

Les études citées en [1] et [3] ont été faites dans la gamme d'énergie $6,5 \leq E_{CM} \leq 11$ MeV. Elles ont permis de localiser des résonances à : 7,5 ; 7,71 ; 9,84 MeV (CM) dont les spins sont respectivement 6^+ ; 4^+ et 8^+ . FORTUNE et al. [2] ont exploré la gamme d'énergie 17-25 MeV (CM) et ils ont attribué le spin 10⁺ à la résonance observée à 19 MeV (CM).

Le travail que nous avons effectué, à l'aide de l'accélérateur Van de Graaff tandem Super EN du Centre d'Etudes de Bruyères-le Châtel, a porté sur l'étude de la réaction ${}^{12}C({}^{12}C,a)^{20}Ne$ pour une énergie de la particule incidente comprise entre : 10,5 et 15 MeV (CM) [4], donc entre les ueux gammes d'énergie citées plus haut. Les particules a ont été analysées par un spectrographe "SPLIT-POLE" de rayon maximum 60 cm et focalisées sur un détecteur semi-conducteur à localisation de longueur 4 cm fourni par ORTEC.

Les cibles (autoportées) de carbone que nous avons utilisées avaient une épaisseur de 30 μ g/cm² lors de l'étude de la fonction d'excitation à $\theta_{lab} = 10^{\circ}$ et de 50 μ g/cm² pour la fonction d'excitation à $\theta_{lab} = 7,5^{\circ}$.

La partie expérimentale de notre étude a été scindée en deux :

- Mesures des fonctions d'excitation à θ = 10° et θ = 7,5° pour quatre lab 2^k Mg, laissant le noyau résiduel (²⁰Ne) dans son état fondamental et ses trois premiers états excités (1,63; 4,25 et 4,97 MeV) (Fig. 1), Nous avons mis en évidence trois résonances pour les énergies E_{CM} = 11,2; 12,2 et 13,5 MeV.
- Mesures des distributions angulaires de la particule à laissant le ²⁰Ne dans son état fondamental (0⁺), pour les énergies correspondant aux résonances précitées.

- 80 -

Nous avons lissé les points expérimentaux ainsi obtenue par une courbe développée en polynômes de Legendre de degré pair, puisque les particules de la voie d'entrée sont identiques et de spin 0 (fig. 2). La fonction d'onde de la voie d'entrée est totalement symétrique dans l'espace des spins, des isospins et des positions. La fonction d'onde partielle spin • isospin est symétrique, les moments augulaires peront donc pairs et les résonances atteintes dans le ²⁴Mg seront de degré pair et de parité positive :

$$\sigma(\theta) = \sum_{l=0}^{2L} A_l P_l (\cos \theta) \qquad (l pair)$$

L'analyse par test en χ^2 (2L) des résultats expérimentaux montre une forte variation pour $2L_{Max} = 16$ (fig. 3). D'autre part, les distributions angulaires des particules alpha résultant d'une résonance avec J = L ont une forme en P_L^2 (cos θ). La figure 2 montre que le distribution angulaire correspondant à la résonance à 11,2 MeV est bien suivie par une courbe F_8^2 (cos θ) (ligue continue); les deux autres courbes nécessitent l'introduction du mélange de P_8^2 (cos θ) et de P_{10}^2 (cos θ).

Ces résultats permettent d'attribuer le spin $J^{\pi} = 8^+$ aux résonances à $E_{CM} = 11,2$ et 13,5 MeV ; tandis que celle à $E_{CM} = 12,2$ MeV est un mélange (avec des amplitudes comparables), des spins 8^+ et 10^+ .

(N.CINDRO⁺, F.COCU, J.M. FIENI⁺⁺, E.HOLUB⁺⁺⁺, Y.PATIN)

Collaborateur Temporaire Etranger, "Institut Rudjer Boskovic", ZAGREE (Yougoslavie).

**Stagiaire

••• Stagiaire étranger.

- 81 -

REFERENCES

- [1] K.A. ERB et al., Phys. Rev. Lett., <u>37</u>, 670 (1976).
- [2] H.J. FORTUNE et al., Phys. Lett., 63B, 403 (1976).
- [3] L. BASRAK et al., Phys. Lett. Vol. 655, nº 2 (1976) p. 119-121.
- [4] N. CINDRO et al., Soumis à Phys. Lett.





Fonctions d'excitations dans le système du centre de masse pour la réaction. ${}^{12}C({}^{12}C, \alpha){}^{20}Ne^{\bullet}$.

4

è

ł

1





Distributions angulaires des particules a_0 de la réaction ${}^{12}C({}^{12}C, a_0)^{20}$ Ne pour les trois énergies de résonance 13,5 ; 12,2 et 11,2 MeV dans le centre de masse. Le lissage des points expérimentaux en traits plein est fait comme $P_g^2(\cos \theta)$, comme $P_{10}^2(\cos \theta)$ par points et le meilleur lissage par traits discontinus.



B-IV-3-<u>FIGURE_3</u>

Analyse en test par $\chi^2(2l_{max})$.

B-IV-4-Etude de résonances dans le système ¹⁶0 + ¹²C.

Dans les études antérieures entreprises dans d'autres laboratoires, un grand nombre de résonances ont été observées dans le système ${}^{16}_{0} + {}^{12}_{C}$ et pour une gamme d'énergie de 15 à 34 MeV (CM). A plusieurs de ces résonances une valeur de spin a été attribuée [1,2]. La résonance à 17,2 MeV (CM) trouvée par BADAWY et al. [1], confirmée par SHAPIRA et al. [2] dans la diffusion élastique ${}^{12}_{C}({}^{16}_{0}, {}^{16}_{0}){}^{12}_{C}$, à laquelle il a été attribué le spin J^T = 11⁺ (3) a fait l'objet de notre étude.

La présente expérience a été faite en utilisant l'accélérateur Van de Graaff tandem Super EN du Centre d'Etudes Nucléaires de Bruyères-le-Châtel ; les ions ¹⁶O étant fournis par une source duoplasmatron à échange de charges. Les noyaux issus des réactions :

$$\frac{12}{c}(\frac{16}{0},\frac{12}{c})^{16}0$$

$$\frac{12}{c}(\frac{16}{0},\frac{16}{0})^{12}c$$

$$\frac{12}{c}(\frac{16}{0},\frac{12}{c})^{16}0^{\bullet}$$

$$\left\{6,92(2^{\bullet})+7,11(1^{-})\right\}$$

sont analysés à l'aide d'un spectrographe magnétique split pole de rayon maximum 60 cm ; les faisceaux focalisés sont analysés en position par un détecteur, semi-conducteur à localisation de 4 cm de longueur,

En utilisant une cible autoportée de carbone de 40 μ g/cm², nous avons mesuré les fonctions d'excitation des trois réactions précitées (fig. 1). La résonance à 17,2 MeV (CM) est peu marquée sur la voie élastique et nécessite des cibles de carbone de très faible épaisseur pour une étude approfondie.

- 86 -

Une expérience complémentaire, réalisée à l'aide d'une

cible très fine de carbone (10 μ g/cm²), nous a permis de tracer la fonction d'excitation de la réaction ${}^{12}C({}^{16}O, {}^{12}C){}^{16}O^{\bullet}$ (6,13 (3⁻) + 6,05 (0⁺)). Une anomalie est effectivement constatée au voisinage de 17,2 MeV (CM) (fig. 2).

(F.COÇU, N.CINDRO^{*}, D.DRAKE^{**}, E.HOLUB^{***}, Y.PATIN)

- *Collaborateur Temporaire Etranger, "Institut Rudjer Boskovic", ZAGREB (Yougoslavie).
- Collaborateur Temporaire Etranger, Los Alamos Scientific Laboratory, LOS ALAMOS, New Mexico, USA.
- ***Stagiaire étranger.

REFERENCES

- [1] I. BADAWY et al., Contrib. Int. Conf. on reactions between complex nuclei (Nashville, Tenn. 1974), p. 1.
- [2] 0. SHAPIR' et al., Phys. Rev. <u>C12</u>, 1907 (1975).
- [3] P. CHARLES et al., communication privée.
- [4] R.E. MALMIN, P. PAUL, Contri. 2nd Int. Conf. on Clustering phenomena in Nuclei (Collège Park, Md, 1975).
- [5] F. COÇU et al., Contrib. à la Conférence Internationale sur les ions lourds à CAEN, 6-9 Septembre 1976, page 69.

- 87 -





Fonctions d'excitation pour les réactions :

 $\begin{array}{c} 12_{C(}16_{O}, 12_{C})^{16}_{O} \\ 12_{C(}16_{O}, 16_{O})^{12}_{C} \\ 12_{C(}16_{O}, 12_{C})^{16}_{O} \end{array}$ $\left. \left. \left. 6, 92 \left(2^{+} \right) + 7, 11 \left(1^{-} \right) \right\right\} \end{array} \right\}$

12 16 16 12 C(0, 0) C

1500

部が後になるなどのか

- 89 -

θ_{lab}=16°



B-IV-4-FIGURE 2

Fonction d'excitation pour la réaction :

$$12_{C(160, 12_{C})} 16_{0}^{\bullet} \left[6, 13(3^{-}) + 6, 05(0^{+}) \right]$$

B-V-AUTRES ETUDES EXPERIMENTALES -

B-V-1-Comparaison des facteurs spectroscopiques obtenus au moyen des réactions (d_n) , (τ_d) et (d_p) sur plusieurs noyaux cibles de la région A \sim 30.

Nos précédentes études de la réaction (d,n) sur les noyaux ${}^{26}Mg$, ${}^{29}Si$, ${}^{30}Si$ et ${}^{31}P$ [1-4] permettent, pour la première fois dans la région de masse A $\stackrel{>}{\sim}$ 30, d'effectuer une comparaison valeole entre les facteurs spectroscopiques déterminés à partir des réactions (d,n) et (τ ,d). On s'attend évidemment à ce que, pour un même état final, il y ait une grande similitude entre ces deux réactions de transfert d'un proton. Toutefois, il peut exister des désaccords importants pour plusieurs niveaux (en particulier des niveaux isobariques analogues) comme tendent à le prouver quelques expériences réalisées sur d'autres noyaux légers.

Dans le but d'établir cette comparaison de manière quantitative, nous avons utilisé d'une part, les facteurs spectroscopiques $S_{(d,n)}$ que nous avons mesurés en réaction (d,n) et d'autre part, les valeurs correspondantes $S_{(\tau,d)}$ extraites de la littérature. Les critères et la procédure utilisés pour une telle étude sont définis ou justifiés par ailleurs [3,5].

Les valeurs des rapports $R_S = S_{(\tau,d)} / S_{(d,n)}$ obtenus pour chaque état final sont réparties en deux classes distinctes selor l'isospin $I_{<}$ ou $T_{>}$ de cet état. Chaque classe peut être subdivisée en quatre ensembles associés aux quatre noyaux étudiés. A partir de considérations statistiques, il est alors possible d'établir un rapport moyen \overline{R}_{S} pleinement significatif.

L'examen des figures 1 et 2 ou du tableau 1 fait apparaître clairement un phénomène particulièrement intéressant. En effet, en ce qui concerne les états $T_{<}$, pour chacun des noyaux étudiés et a fortiori pour l'ensemble de ces noyaux, les facteurs spectroscopiques déterminés en réaction (τ,d) sont en moyenne ($\overline{R}_{S} = 1,04 \pm 0,03$) et comme l'on pouvait s'y attendre sensiblement les mêmes que ceux mesurés en réaction (d,n). Par contre, les facteurs spectroscopiques obtenus au moyen de la réaction (τ,d) pour les états $T_{>}$ sont nettement supérieurs ($\overline{R}_{S} = 1,79 \pm 0,24$) à ceux que nous proposons au moyen de la réaction (d,n).

- 90 -

Les facteurs spectroscopiques $S_{(d,n)}$ pour les états T

peuvent aussi être comparés aux valeurs $S_{(d,p)}$ déterminées en réaction (d,p)pour les états parents et extraites de la littérature. Le tableau 2 rassemble les valeurs des rapports $R = S_{(d,p)} / S_{(d,n)}$ pour tous les niveaux analysés répondant aux critères choisis [3,5]. Il apparaît que ces rapports sont toujours supérieurs à l'unité, le rapport moyen valent $\bar{R} = 1,75 \pm 0,11$. Cette quantité est évidemment à rapprocher du rapport $\bar{R}_S = S_{(t,d)} / S_{(d,n)} = 1,79 \pm 0,24$.

Ainsi, il semble bien que l'influence de l'isospin de l'état final sur l'intensité de transfert ne soit pas un phénomène négligeable comme tendent d'ailleurs à le prouver d'autres expériences de transfert d'un nucléon [6].

Plusieurs tentatives d'interprétation d'un effet similaire observé pour le noyau ¹⁰B atteint par les réactions (d,n) et (τ ,d) - ont été faites au cours de ces dernières années avec plus ou moins de succès. En introduisant le terme **t.T.** de LANE aussi bien dans les parties réelles et imaginaires des potentiels noyau-nucléon que dans le facteur de forme, COUANCH et al. [7], dans le cas du ¹⁰B, ont récemment montré que l'on pouvait atténuer considérablement le désaccord entre les facteurs spectroscopiques obtenus par l'intermédiaire des réactions (d,n) et (τ ,d).

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

Anciennement "Institut de Physique", NANTES
Actuellement au Service de Radiochimie - Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel.

REFERENCES

- [1] J. UZUREAU, D. ARDOUIN, P. AVIGNON, A. ADAM, B. DUCHEMIN, Nucl. Phys., A230 (1974) 253.
- [2] J. UZUREAU, A. ADAM, S. JOLY, Nucl. Phys. A250 (1975) 163.

[3] - J. UZUREAU, Thèse, Université de Nantes (1975).

- 91 -

- [4] J. UZUREAU, A. ADAM, O. BERSILLON, S. JOLY, Nucl. Phys., A267 (1976) 217.
- [5] J. UZUREAU, A. ADAM, O. BERSILLON, S. JOLY, Nucl. Phys., A267 (1976) 237.
- [6] M. VERGNES, Rapport IPN, Orsay (1972).
- [7] S. COTANCH, D. ROBSON, Nucl. Phys. A209 (1973) 301.
 - K.W. KEMPER, S. COTANCH, G.E. MOORE, A.W. OBST, R.J. PUIGH, R.L. WHITE, Nucl. Phys., A222 (1974) 173.

B-V-1-TABLEAU 1

RAPPORTS MOYENS $\overline{R}_{S} = \overline{S}_{(\tau,d)} / S_{(d,n)}$ DES FACTEURS SPECTROSCOFIQUES

ISOSPIN	NOYAU	Nombre de points de la distribution a)	Centroïde de la distribution	erreur sur le centroïde	
$T_{<} (T = \frac{1}{2})$	27 _{Al}	14	1,03	± 0,05	
T _{<} (T = 0)	30 _P	10	1,06	± 0,05	
$T_{<} (T = \frac{1}{2})$	31 _P	12	1,12	± 0,07	
$T_{<} (T = 0)$	32 ₅	27	1,00	± 0,05	
$T_{\zeta} (T = 0 \text{ ou } \frac{1}{2})$	total	63	1,04	± 0,03	
$T_{>}$ (T = 1 ou $\frac{3}{2}$)	total	18	1,79	± 0,24	

a) $\bar{R}_{S} = \bar{S}_{(\tau,d)} / S_{(d,n)}$

١

- 93 -

(d,n) a)				(d.,p) b)				l	R=S(d,p)/S(d,n)		
Noyau résiduel	Niveau (MeV)	J [#]	^S p	Noyau résiduel	au Niveau J ⁷⁷ S _n iduel (MeV) Sn	Sn	~				
27 _{Al}	6,81	1+ 2	0,39	27 _{Mg}	0	1+ 2	0,75		0	1,92	
	7,86	3+	0,27		0 ,98	3+ 2	0 ,6 0		2	2,22	
30 _P	2,94	2+	0,57	³⁰ si	2,24	2+	0,73	0,75	2	1,28	1,32
	4,47	0+	0,26		3,79	0+	0,70	0,44	0	2,69	1,69
	4,50	1+	0,46		3,77	1+	0,73	0,67	2	1,59	1,46
31 _P	6,38	3+	0,37	³¹ si	0	<u>3</u> +	0,87		2	2,35	
	7,14	1+ 2	0,11		0,75	1+ 2	0,27		0	2,45	
32 ₅	7,00	1+	0,77	32 _P	0	1+	1,0		2	1,30	
	7,12	2+	0,56		0,08	2+	0,94		2	1,68	
	7,54	0+	0,20		0,51	0+	0,32		0	1,60	
	8,13	1+	0,11		1,15	1+	0,18		0	1,64	

B-V-1-TABLEAU 2

a) Notre travail [1-4]

108 -

b) Les références sont indiquées dans [5]

COMPARAISON DES FACTEURS SPECTROSCOPIQUES OBTENUS AU MOYEN DES REACTIONS (d.n) ET (d.p) POUR LES ETATS T

- 49 -





 $B-V-1-\underline{FIGURE 2}$ Histogramme des rapports $R_S = S_{(\tau,d)}/S_{(d,n)}$ pour les états T_s .

B-V-2-Mesure du spectre des rayons gamma émis par le téton.

La protection du gros scintillateur liquide utilisé pour les mesures de \bar{v} et de $\sigma(n,2n)$ est essentiellement constituée par du béton [1]. Nous avons étudié la nature du bruit de fond de ce détecteur, pour déterminer dans quelle mesure on pouvait le réduire et améliorer ainsi la sensibilité du détecteur : environ 10% du bruit de fond résulte de la détection de rayons cosmiques et les 90% restant correspondent à la détection de rayons gamma dont l'origine a pu être attribuée au béton de la protection [2].

L'étude détaillée du spectre en énergie de ce rayonnement a été réalisée à l'aide d'un détecteur Ge (Li) coaxial de 100 cm³. Le spectre a été enregistré pendant une période de 24 h. sur un analyseur d'amplitude de 4096 canaux avec une résolution de 2 keV par canal. Afin de s'assurer que le rayonnement γ n'était pas dû à une activation des matériaux de l'aire expérimentale, la mesure a été répétée dans un laboratoire voisin isolé du faisceau de l'accélérateur. La figure 1 présente les 2 spectres obtenus, qui sont pratiquement identiques ; les énergies des raies γ ont été déterminées à partir d'un étalonnage à l'aide de sources de ²²Na et ⁶⁰Co. On n'observe pas de raie au-dessus de 2614,5 keV. La contribution des rayons γ d'énergie supérieure à 2614,5 keV est environ de 0,25%. La raie à 1460 keV correspond à la décroissance du ⁴⁰K. La plupart des autres raies correspondent aux éléments de la chaîne du ²³²Th (²⁰⁸Tl, ²²⁸Ac, ²¹²Bi) et de la chaîne de ²³⁸U (²¹⁴Bi, ²¹⁴Pb), la contribution la plus importante étant fournie par les éléments ²¹⁴Bi et ²⁰⁸Tl.

Une telle activité résulte de la présence de thorium et d'uranium en équilibre radioactif dans le béton. Le rapport des concentrations en 238 U et 40 K a été calculé en admettant que le produit de l'atténuation dans le mur de béton par l'efficacité de détection était le même pour la raie à 1764 keV du 214 Bi et la raie à 1460 keV du 40 K. Le rapport des concentrations en 232 Th et 238 U a été déterminé de la même façon à partir de la raie à 583 keV du 208 Tl et de la raie à 609 keV de 214 Bi.

Ces calculs montrent que les masses des éléments ⁴⁰K, ²³²Th et ²³⁸U présents dans le béton sont respectivement proportionnelles à 1-3,4 et 1,09.

- 96 -

Si l'on admet que le béton contient environ 1,3% de potassium en poids [3], les proportions de 40 K, 232 Th et 238 U sont alors respectivement de 1,53 - 5,21 et 1,68 parties par million (p.p.m.).

(S.GUPTA[®])

*Collaborateur Temporaire Etranger, Phabha Atomic Research Centre, BOMBAY, Inde.

REFERENCES

- [1] M. SOLEILHAC, J. FREHAUT, J. GAURIAU, Journal of Nuclear Energy 23 (1969) 257.
- [2] S.K. GUPTA, soumis pour publication & Nuclear Science and Engineering.
- [3] R. Van LIESHONT, A.H. WAPSTRA, R.A. LICCI et R.K. GIRGIS, Alpha, Beta and Gamma-ray spectroscopy, Ed. par K. SIEGBAHN (North Holland), Vol. 1, p. 842.

5 10[°] 5 1

B-V-2-FIGURE 1

Spectre du rayonnement gamma enregistré avec un détecteur coaxial Ge (Li) dans l'aire expérimentale et dans un laboratoire voisin pendant une période de 24 h. Pour la clarté de la figure, le spectre enregistré dans le laboratoire a été décalé d'une décade vers le haut.

- 98 -

- 99 -

INIS

B-V-3-Mesure absolue de l'activité neutronique d'une source de 252 Cf.

Le laboratoire de Métrologie des Rayonnements Ionisants (L.M.R.I.) a proposé à plusieurs laboratoires français de mesurer l'activité neutronique absolue d'une même source de 252 Cf, dans le but de comparer les différents ensembles de mesure existants. Cette comparaison devrait permettre une meilleure estimation des erreurs systématiques likes à chacune des méthodes de mesure et conduire à un étalonnage précis. L'activité de la source proposée était de l'ordre de 7.10⁵ neutrons par seconde.

Nous avons réalisé cette mesure avec un ensemble de détection comportant 8 compteurs au BF3 montés dans une cuve remplie d'eau (modérateur). Un puits central permet de mettre en place la source à étalonner. La précision de la mesure repose essentiellement sur la détermination de l'efficacité de détection que nous avons réalisée à l'aide d'une autre source $d \ge 252$ Cf, de faible activité. Le principe de la mesure consiste à identifier chaque fission, puis à compter les neutrons correspondants détectés par les compteurs au BF3 pendant un temps égal au temps de vie maximal de ces neutrons dans le milieu modérateur. Il est ainsi possible de déterminer l'efficacité par rapport au nombre moyen de neutrons prompts émis par fission spontanée du 252 Cf, qui est un paramètre bien connu : $\tilde{v}_p = 3,724 \pm 0,008$ [1]. De cette façon, l'efficacité est déterminée avec une source ayant un spectre en énergie de neutrons identique à celui de la source à étalonner, ce qui limite le nombre de corrections et contribue à améliorer la précision.

La source que nous avons utilisée pour la mesure d'efficacité se présente sous la forme d'un dépôt mince. Elle est placée devant un détecteur semi-conducteur, ce qui permet de déterminer l'instant où une fission s'est produite, par la détection de l'un des fragments de fission. Les neutrons de fission, après thermalisation et capture sont détectés par le compteur au BF3. Après chaque fission, les impulsions délivrées par les compteurs au BF3 sont comptées pendant un temps T = 1 ms correspondant à la durée de vie maximale des neutrons dans le milieu modérateur. Cette durée de vie a été déterminée expérimentalement, en mesurant le temps qui sépare la détection d'un fragment de fission de la détection des neutrons dans les compteurs (fig. 1). Les impulsions comptées pendant le temps T correspondent non seulement à la détection des neutrons de fission, mais aussi à du bruit de fond. Ce dernicr est mesuré en comptant de nouveau les impulsions fournies par les compteurs pendant un temps T, juste après la fin du premier comptage. Ces informations, accumulées pour un grand nombre de fissions, permettent de déterminer le nombre moyen de neutrons prompts détectés par fission qui, divisé par la valeur standard de $v_p = 3,72^4$, donne l'efficacité moyenne de détection des neutrons pour une source de $\frac{252}{cf}$.

- 100 -

La source de neutrons dont on doit mesurer l'activité est placé à l'intérieur de l'ensemble de détection dans les mêmes conditions géométriques que la source de ²⁵²Cf lors de la mesure d'efficacité. On compte le nombre d'évènements (neutrons ou bruit de fond) pendant un temps donné. Le bruit de fond est déterminé en effectuant une mesure identique sans la source.

Connaissant l'efficacité de détection (4,11%), ces données permettent de déterminer l'activité de la source.

Nous avons examiné en détail les différentes corrections et les sources possibles d'erreur, en particulier les influences d'un décentrage de la source, des seuils et des temps morts de détection, des neutrons retardés. Compte tenu de ces différents facteurs, la précision absolue de la mesure est estimée à 1%.

(P.NICOLAS, J.FREHAUT)

REFERENCE

[1] - E.J. AXTON, Pannel on Standard Reference Data I.A.E.A., VIENNE, 1972.



B-V-3-FIGURE 1

Mesure de la probabilité de détection d'un neutron par un compteur au BF_3 en fonction du temps qui s'est écoulé dépuis son émission. La largeur en temps de chaque canal est de 0,5 µs pour t < 10 µs et de 10 µs pour t > 10 µs. Noter les changements d'échelle verticale d t = 10 µs, 210 µs et 510 µs.

- 101 -
B-V-4-Mesures intégrales par la "méthode de la sphère". Cas du carbone.

- 102 -

En comparant les mesures intégrales de diffusion de neutrons aux résultats d'un calcul de simulation, par méthode MONTE-CARLO, utilisant des données évaluées, il est possible d'apporter une information globale sur la qualité des données et la validité des calculs de neutronique. Les mesures intégrales s'avèrent, ainsi, être un complément naturel aux activités d'évaluation expérimentale ou théorique.

Au cours de ces dernières années, nous avons entrepris la mesure de diverses données neutroniques relatives au carbone : diffusion élastique et diffusion inélastique par le premier niveau excité $(2^+, 4,439 \text{ MeV})$ dans la gamme d'énergie des neutrons incidents de 8,0 à 14,5 MeV [1], section efficace de production du rayonnement γ dans la gamme d'énergie comprise entre 5,8 et 8,8 MeV [2], section efficace de la réaction $(n,n'3\alpha)$ à 14,2 MeV [3]. Ces données ont été comparées aux valeurs évaluées des bandes ENDF/B III et ENDF/B IV ; des désaccords importants entre nos mesures et ces évaluations nous ont conduits à procéder à une nouvelle évaluation complète pour ce noyau [4]. Dans le but d'éprouver l'ensemble de ces dernières données, nous avons entrepris la mesure des spectres de neutrons diffusés en utilisant la méthode "de la sphère" développée dans d'autres laboratoires [5].

Le dispositif expérimental consistait en une source de neutrons ponctuelle, placée au centre d'une sphère de carbone (fig. 1). Les neutrons étaient produits à l'aide de la réaction $T(d,n)^3$ He à partir d'un faisceau pulsé de deutérons de 150 keV d'énergie. A cette énergie, la distribution angulaire des neutrons est presque isotrope et leur énergie varie entre 13,5 et 15 MeV suivant l'angle d'émission. La sphère de carbone avait un rayon de 5 cm, ce qui correspond à 0,7 λ (λ étant le libre parcours moyen des neutrons incidents).

Les spectres de temps de vol des neutrons directs et des neutrons qui ont interagi avec la sphère étaient enregistrés à l'aide de trois détecteurs à scintillation NE 213 placés respectivement à 0-29 et 59 degrés par rapport à l'axe du faisceau des deutérons incidents. Le spectre obtenu à l'angle de 29 degrés est représenté sur la figure 2. Un détecteur de rayonnements y au NaI (Tl) placé à 89 degrés enregistrait parallèlement les photons produits dans la sphère de carbone après interaction des neutrons. La comparaison des données de diffusion de neutrons avec les spectres de temps de vol déduits d'une simulation par la méthode de MONTE-CARLO [6] et l'analyse des diverses sections efficaces partielles sont en cours.

> (G.EADUAT, J.LACHKAR, Y.PATIN, F.COÇU, J.SIGAUD, D.COTTEN)

REFERENCES

- [1] G. HAOUAT, J. LACHKAR, J. SIGAUD, Y.PATIN et F. COÇU, Rapport CEA-R-4641 (1975).
- [2] J. LACHKAR, J. SIGAUD et Y. PATIN, Rapport interne non publié.
- [3] F. COÇU, G. HAOUAT, J. LACHKAR, Y. PATIN, J. SIGAUD et G. DALBERA, Rapport CEA-R-4746 (1976).
- [4] J. LACHKAR, F. COÇU, G. HAOUAT, P. Le FLOCH, Y. PATIN et J. SIGAUD, NEANDC (E) 168 L - INDC (FR) 7/L (1975).
- [5] L. HAUSEN, J. ANDERSON, E. GOLDBERG, E. PLECHATY, M. STELTO et C. WONG, Nucl. Sci. and Eng. 35 (1969) 227.
- [6] R. TEXTOR et V. VERBINSKY, 055 A Monte-Carlo code ORNL 4160 (1968).

- 103 -





B-V-4-FIGURE 1

Schéma du montage de la source de neutrons et de la sphère de carbone :

- a Corps de cible.
- b Support de la cible de tritium.
- c Sphère de carbone.
- d Diaphragme d'entrée du faisceau de deutérons.
- e Diode à barrière de surface qui assure le comptage des Q : de la réaction T(d,n)⁴He et ainsi la mesure indirecte du flux de neutrons.

- 105 -



B-V-4-FIGURE 2

- haut : Spectre de temps de vol des neutrons directs et diffusés par une sphère de carbone de 10 cm de diamètre. L'angle de détection est de 29°; l'énergie des neutrons directs est 14,81 MeV. La base de vol est de 6 m.
- <u>bas</u> : Spectre de temps de vol des neutrons de la réaction T(d,n)⁴He dans les mêmes conditions expérimentales que ci-dessus . La sphère de carbone a été enlevée.

PARTIE C : THEORIE ET EVALUATION

C-I-EVALUATION DE DONNEES -

C-I-1-Evaluation des données nucléaires de Ti naturel et de ses isotopes.

Les évaluations de diverses données nucléaires du Ti naturel et de ses isotopes ont été faites en collaboration directe avec le laboratoire d'ARGONNE en vue de la constitution d'un nouveau fichier de données sur le Ti pour la version ENDF/B.V (*).

a) - Une évaluation des paramètres des résonances des cinq isotopes stables du titane a été réalisée dans le but d'évaluer les sections efficaces totale, de diffusion élastique et de capture radiative du titane naturel pour des neutrons d'énergie comprise entre 10⁻⁵ eV et 200 keV [1].

- Les paramètres des résonances d'ondes "s" ont été déduits de l'expérience. Nous avons attribué le moment angulaire l = 1 (ondes "p") à toutes les résonances non identifiées l = 0 (ondes "s"). Pour ces résonances, dont nous ne connaissons que l'aire de capture radiative, les largeurs Γ_n ont été déterminées à partir des fonctions densités S_1 calculées et des densités de niveaux \overline{L}_1 expérimentales. Dans la région thermique, les sections efficaces expérimentales ont été reproduites en supposant la présence d'une résonance de ⁴⁸Ti d'énergie négative (- 50 eV).

b) - Les évaluations des sections efficaces totale, élastique et de capture radiative ont été basées pour la gemme de 10⁻⁵ eV - 200 keV sur les paramètres précédemment déterminés. La présence de très fortes interférences dans la section efficace totale nous a conduit à utiliser la version REICH et MOORE du formalisme de la matrice R. D'autre part, pour le calcul de la section efficace de diffusion potentielle nous avons utilisé des rayons effectifs des noyaux qui varient linéairement avec l'énergie. Toutes ces modifications ont été introduites dans le programme RESEND [2]. L'évaluation a été menée pour retrouver a/ la valeur expérimentale de capture radiative de 6,09 b [3]pour les neutrons thermiques, b/ les intégrales des sections efficaces totales [4,5].

*Contribuent aussi à ce travail les laboratoires de LIVERMORE et de LOS ALAMOS.

- 106 -

Pour les énergies de 0,2 à 20 MeV, la section efficace de capture radiative du titane naturel a été calculée à partir de ses composantes isotopiques et ajustée sur les valeurs de B.C. DIVEN [6]. Les sections efficaces de chaque isotope ont été calculées à l'aide des codes NCNR [7] et FISPRO [8] et basées sur les résultats expérimentaux pour le ⁵⁰Ti.

Les sections efficaces totale $(\sigma_{\rm T})$ et de diffusion élastique $\binom{3}{\rm el}$ de 10^{-5} eV à 1 keV sont représentées figure 1. On a représenté figure 2 la section efficace totale $(\sigma_{\rm T})$ évaluée de 1 keV à 200 keV, avec pour comparaison les données de ENDF/B.IV. Figure 3 est indiquée la courbe de section efficace de capture radiative évaluée de 10^{-5} eV à 20 MeV avec pour comparaison les données de la version IV. Dans le domaine des résonances, on remarque une description beaucoup plus détaillée de la section efficace, due aux récents résultats de [9]. Au-dessus, notre évaluation montre clairement la compétition venant de l'ouverture des voies inélastiques.

c) - Une évaluation de la section efficace (n,2n) du Ti naturel basée sur les résultats expérimentaux de FREHAUT [10] a été faite. La composante ⁴⁶Ti(n,2n)⁴⁵Ti a été obtenue à partir des valeurs expérimentales, et les contributions de ^{47, 48, 49, 50}Ti(n,2n) ont été calculées en utilisant le code Thresh 2 [11]. Les composantes, pondérées par leur abondance isotopique, ont été ajustées par itération pour obtenir un bon accord avec les valeurs expérimentales de FREHAUT [10]. La section efficace(n,3n)du titane naturel, qui provient uniquement de l'isotope ⁵⁰Ti, a été évaluée d'après les calculs faits avec Thresh 2 [11].

Les distributions in énergie des neutrons secondaires pour les deux réactions (n,2n) et (n,3n) et pour l'élément naturel ont été calculées par pondération des distributions relatives à chaque isotope (calculée avec GNASH [12]) au moyen de leur abondance isotopique. Les figures 4 et 5 montrent respectivement les sections efficaces (1.,2n) obtenues pour ⁴⁶Ti et pour les autres isotopes. La figure 6 montre, pour comparaison avec les données de la version IV, la section efficace (n,2n) pour l'élément. On voit l'amélioration importante obtenue sur l'ensemble de la gamme en énergie.

 d) - Les évaluations des sections efficaces (n,p)des isotopes et de l'élément ont également été faites. Les évaluations des isotopes ont été basés sur des données expérimentales et des calculs théoriques [13].

- 107 -

Pour les isotopes 46 , 47 , 48 Ti, des résultats expérimentaux existent et les calculs théoriques n'ont été utilisés que pour les énergies les plus basses. Four les isotopes 49 et 50 Ti, on ne dispose que de quelques données expérimentales dispersées entre 15 et 20 MeV, et les évaluations ont été faites en ajustant les courbes théoriques calculées [13] sur les résultats expérimentaux. Les figures 7 et 8 montrent les résultats obtenus (avec les données de la version IV pour comparaison) pour le 48 Ti et pour l'élément naturel. Pour 48 Ti entre 6 et 11 MeV la différence est importante (les courbures sont opposées) alors qu'au-dessus de 13 MeV, les évaluations sont en accord. Pour Ti naturel la différence est très importante au-dessous de 10 MeV ; la fonction d'excitation qui apparaît au-dessous de 6 MeV est due aux isotopes 46 Ti et 47 Ti et les structures à 1,5 MeV appartiennent plus particulièrement au 47 Ti.

(O.BERSILLON, R.PERRIER, C.PHILIS, G.SIMON, J.TROCHON, N.VERGES)

REFERENCES

- [1] J. TROCHON, G. SIMON, O. BERSILLON, G. MOSINSKI, Rapport CEA à paraître.
- [2] G. SIMON, Rapport interne à paraître.
- [3] E.G. JOKI et al., Nucl. Sci. Eng. <u>11</u> (1961) 298.
- [4] J.G. GARG, J. RAIN'ATER et W.W. HAVENS, Phys. Rev. 6 (1971) 2447.
- [5] A.B. SMITH, Communication privée 1976.
- [6] B.C. DIVEN et al., Phys. Rev. 120 (1960) 556.
- [7] P. THOMET, Rapport CEA-R-4631 (1974).
- [8] V. BENZI et al., CCDN/NW/10, Newsletter Bulletin 10 (1969).

- 108 -

- [9] B.J. ALLEN, J. BODEMAN, A.R. de L. MUSGROVE et R.L. MACKLIN, Nucl. Phys. à paraître.
- [10] J. FREHAUT, Contribution to the International Symposium on Interaction of Fast Neutrons with Nuclei, GAUSSIG (DDR), Novembre 1975.
- [11] S. PEARLSTEIN, J. Nucl. Energ. 27 (1972) 81.
- [12] P.G. YOUNG et E.D. ARTHUR, communication privée.
- [13] J. JARY, communication privée.

- 110 -



C-I-1-<u>FIGURE 1</u>

Sections efficaces totale (σ_T) et de diffusion élastique (σ_{el}) du titane de 10^{-5} eV à 1 keV.

3



C-I-1-FIGURE_2

Section efficace totale du titane de 1 keV à 200 keV.

- 111 -



Section efficace de capture radiative du titare de 10⁻⁵ eV à 20 MeV.

هد

5

- 112 -

Section efficace de la réaction ⁴⁶Ti(n,2n)⁴⁵Ti.

÷.

C-I-1-FIGURE 4



- 113 -



C-I-1-FIGURE 5

Sections efficaces des réactions (n,2n) sur les isotopes 47, 48, 49 et 50 du titane.

Ą



C-I-1-FIGURE 6

Section efficace de la réaction (n,2n) sur le titane naturel

- 115 -



C-I-1-FIGURE 7

Section efficace de la réaction ${}^{48}Ti(n,p){}^{48}Sc.$

ъ



Section efficace de la réaction (n,p) sur le titane naturel.

3

C-I-2-Effet Doppler et effet de résolution.

Dans le domaine des résonances, les analyses des sections efficaces permettent d'obtenir des paramètres de résonances. Ceux-ci traités à l'aide d'un formalisme approprié permettent de générer des sections efficaces, non élargies ni par effet Doppler ni par effet de résolution. Toutefois, il est intéressant de pouvoir comparer directement nos sections calculées aux sections expérimentales brutes, telles qu'elles sont souvent mesurées. Il est alors nécessaire d'élargir les sections efficaces calculées. A l'origine nous ne disposions que d'un code d'élargissement Doppler SIGMA 1 [1], travaillant directement à partir des vitesses en supposant une répartition maxwellienne de celles-ci. Ce code qui fonctionne sur ordinateur C.D.C., traite d'emblée l'ensemble des données inscrites sur une bande ENDF. Nous avons modifié ce code de façon à pouvoir n'élargir, pour une réaction donnée, qu'une zone particulière d'Énergie. Ce code ainsi modifié a été adapté à l'ordinateur C.I.I. 10.020.

En fait, l'effet Doppler ne constitue qu'une des causes de l'élargissement des résonances. La fonction de résolution expérimentale tient également compte de la dispersion des temps de ralentissement et des facteurs électroniques liés à la détection.

Il nous a donc semblé souhaitable de disposer d'un code qui élargirait les sections calculées mises sous format ENDF, en les convoluant avec une fonction de résolution expérimentale.

Nous avons supposé que cette fonction de résolution était gaussienne et qu'elle admettait une variance de la forme :

$$V(E) = k_e^2 E^3 + k_p^2 E^2 + k_D E$$

où k_e, k_r, k_B sont des facteurs caractéristiques de l'électronique, du ralentisseur, de la température et de l'échantillon utilisé. Ces caractéristiques sont parfois données par les expérimentateurs.

- 118 -

Ce code ELAR, inspiré d'une partie d'un code de H. DERRIEN [2], fonctionne sur le C.I.I. 10.020. Des comparaisons entre SIGMA 1 et ELAR pour un effet Doppler pur ont été faites et semblent montrer la cohérence des deux méthodes de calcul.

(G.SIMON)

REFERENCES

[1] - D.E. CULLEN et al., UCRL-76916 (1975).

[2] - H. DERRIEN et M. ALIX, Note CEA-N-1564 (1972).

- 119 -

.

C-I-3-Codes et fichiers.

a) - Les codes THRES 2, COMMUC et CASCADE, basés sur le modèle statistique, ont été implantés sur l'ordinateur IEM 360/91 de SACLAY et sont actuellement testés.

b) - Le fichier regroupant les niveaux excités et les transitions électromagnétiques des noyaux a été complété par les isotopes $^{43-47}$ Ca, $^{45-50}$ Sc et $^{43-51}$ Ti.

c) - Les différents programmes nécessaires à la gestion des données expérimentales, en particulier leur renormalisation, ont été testés et sont opérationnels.

d) - Une étude destinée à réduire le nombre de couples de données décrivant une section efficace a été faite. Le programme associé permet de réduire considérablement le nombre de points dans les zones où les variations sont faibles tout en conservant la définition initiale quand nécessaire. Le format ENDF est utilisé et la cohérence des grilles en énergie des différentes "files" est assurée.

e) - Le code GRINCE est en cours d'adaptation sur l'ordinateur CDC 7600 de SACLAY.

> (O.BERSILLON, F.LEPAGE, R.PERRIER, C.PHILIS, G.SIMON, N.VERGES)

- 120 -

C-I-4-Utilisation sous format ENDF de sections efficaces calculées.

a/ Cas d'ensembles de calculs cohérents sur une même cible

Une étude a été entreprise, pour adapter les sorties des divers codes de calcul de données nucléaires à une mise sous format ENDF de tous les résultats associés à une cible donnée.

La première phase de ce travail a consisté à écrire sur bande les résultats utiles sortant des codes utilisés, en particulier : calcul des sections totales, distributions angulaires élastiques et inélastiques directes par voies couplées, calcul des sections efficaces et distributions angulaires élastiques et inélastiques par noyau composé (HELMAG), calcul des sections efficaces et des spectres des réactions à plus de deux corps en voies de sortie (MSPQ)...

La deuxième phase de ces travaux qui consiste à trier, à sommer certains de ces résultats et à les mettre en forme pour obtenir une bande exploitable dans le format ENDF est en cours.

Le but de cette étude est l'automatisation de la sortie de divers résultats de calcul sous forme d'une bande, de format ENDF, complète. Cette étude est effectuée en utilisant comme cas test la réaction n + $\frac{89}{7}$ pour une énergie incidente de neutron comprise entre 1 keV et 20 MeV. Elle doit être appliquée ensuite à 1, $\frac{88}{7}$ Y, à 1, $\frac{87}{7}$ Y et à d'autres corps.

(B. DUCHEMIN)

b/ Cas de calculs partiels

Les résultats de calculs en voies couplées effectués pour une série d'isotopes du Pu(A = 236 à A = 244) ont été mis sous forme de tabulations [1]. Ils contiennent les sections efficaces totale, de diffusions directes 0^+ , 2^+ , 4^+ entre 1 keV et 20 MeV, ainsi que les pénétrabilités neutron généralisées entre 1 keV et 8 MeV. Ces résultats relatifs au 242 Pu ont été inclus par F.M. MANN (Hanford laboratory) dans la version préliminaire de ENDF/B-V.

(Ch. LAGRANGE)

REFERENCES

 [1] - Ch. LAGRANGE, "Calculs dans le cadre du modèle optique en voies couplées de sections efficaces neutroniques pour ²³⁶, 238, 240, 242, 244 Pu dans le domaine d'énergie 1 keV - 20 MeV". Rapport NEANDC, INDC à paraître.

- 121 -

C-II-CALCULS DE DONNEES NUCLEAIRES -

1.1

C-II-1-Calcul de la réaction $\frac{93}{Nb}(n, 2n)$ et des réactions $\frac{197}{Au(n, 2n)}$, (n,p) et (n,a).

- 122 -

Dans un domaine d'énergie s'étendant sur 2 MeV environ au-dessus du seuil des réactions (n,2n), les sections efficaces sont calculées par un modèle statistique tenant compte de la conservation du spin et de la parité []. Le programme qui a été construit dans ce cadre traite également des cascades γ et calcule les rapports isomériques. Au-dessus de ce domaine d'énergie, les sections efficaces ainsi calculées devenant égales à celles obtenues à l'aide d'un modèle statistique plus simple, indépendant du spin et de la parité [1], c'est ce dernier modèle qui est utilisé. Il tient compte d'une manière approcnée des effets de prééquilibre. Pour ces deux programmes, les pénétrabilités neutron et proton ainsi que les sections efficaces de formation du noyau composé nécessaires sont données à partir d'études faites par ailleurs en modèle optique (cf. C-II-3 et 4, et [2]).

Les densités de niveaux utilisées suivent le formalisme de GILBERT et CAMERON [3] avec des paramètres obtenus par le meilleur ajustement possible aux spectres discrets et aux espacements de niveaux expérimentaux.

Les résultats pour les réactions (n,2n) sont présentés figure 1a et b pour le niobium et figure 2 pour l'or. L'accord avec l'expérience est très satisfaisant [4]. Dans le cas du niobium, le modèle statistique avec conservation du spin et de la parité a été utilisé du seuil (8,9 MeV) jusqu'à une énergie des neutrons incidents de 12 MeV. Au-delà de cette énergie, les calculs sont faits sans tenir compte des effets de spinparité mais en introduisant les effets de l'émission de prééquilibre calculés en utilisant les spectres (n,n') expérimentaux du niobium et des noyaux voisins [5].

L'émission de prééquilibre entraîne une diminution de l'ordre de 10% de la section efficace (n,2n) entre 12 et 20 MeV (figure 1a). Les rapports isomériques (figure 1b) sont également en bon accord avec les résultats expérimentaux déduits de l'évaluation expérimentale de C. PHILIS [4], Pour ¹⁹⁷Au, les calculs par le modèle statistique avec conservation du spin et de la parité couvrent le domaine d'énergie 8,25 MeV ~ 11 MeV. Au-delà de cette énergie, on a utilisé le code MSPQ [1]. Les effets de prééquilibre sont ici calculés en utilisant les éléments de la matrice d'interaction à deux corps recommandés par CLINE [6]. On voit que l'accord avec l'expérience est satisfaisant sur tout le domaine d'énergie. L'émission de prééquilibre contribue à diminuer la section efficace (n,2n) calculée de 9% environ entre 16 et 20 MeV. Le spectre des niveaux discrets de l'¹⁹⁶Au étant très mal connu, les rapports isomériques n'ont pas été calculés dans ce cas.

(J.JARY)

REFERENCES

- [1] J. JARY, "MSPQ, a Fortran code for cross section calculations using a statistical model with equilibrium effects", Rapport INDC (FR) 10/L, NEANDC (E) 175 "L".
- [2] Ch. LAGRANGE, Conférence Nationale Soviétique sur la Physique du Neutron, KIEV (1975), Tome III, p. 65 (1976).
- [3] A. GILBERT et A.G.W. CAMERON, Can. J. Phys. 43 (1965) 1446.
- [4] C. PHILIS et P.G. YOUNG, Rapport CEA-R-4676 (1975).
 O. BERSILLON et C. PHILIS, "Evaluation de sections efficaces 197 Au(n,xn), Rapport CEA à paraître.
- [5] D. HERMSDORF et al., J. Nucl. Eng. <u>27</u> (1973) 747.
 P. DECOWSKY et W. GROCHULSKI, Rapport ZFK 271 (1974).
- [6] C.K. CLINE, Acta Physica Slovaca 25 (1975) 100.

- 123 -

- 124 -





Section efficace calculée de la réaction ⁹³Nb(n,2n)⁹²Nb avec conservation du moment angulaire et émission de prééquilibre (cf. texte).



C-II-1 FIGURE 1b

Rapports isomériques calculés pour la réaction ⁹³Nb(n,2n),



C-II-1-FIGURE 2

Effets de la conservation du spin et de la parité et de l'émission de prééquilibre dans le calcul de la section efficace de la réaction ¹⁹⁷Au(n,2n).

7



JNIZ

C-II-2-Réactions (n, xn) et (n, xnf) sur les isotopes 231, 232, 233 Th.

- 126 -

La méthode de calcul des réactions (n,xn) et (n,xnf) par modèle statistique, décrite dans la référence [1], et complétée par un calcul des réactions (n,4n) [2], a été appliquée à plusieurs isotopes du thorium dans le domaine d'énergie de neutrons 1 MeV - 20 MeV.

a) Cible 233 Th.

Les probabilités de fission déduites de mesures de réactions ²³²Th(t,pf) [3] ont été utilisées pour calculer la section efficace de fission induite du ²³³Th jusqu'à 2 MeV, suivant :

$$\sigma_{n,f}(E_n) = \sigma_c(E_n) \times P_f(E_n)$$

où σ_c (E_n) est la section efficace de formation du noyau composé à l'énergie E_n des neutrons incidents et P_f (E_n) sa probabilité de fission [4]. Un ajustement sur la section efficace de fission ainsi calculée a permis d'obtenir les largeurs caractéristiques de fission Γ_f , d'émission de neutrons Γ_n et d'émission de rayonnement Γ du noyau composé ²³⁴Th. Les largeurs associées aux autres isotopes (²³³Th et ²³²Th) et qui interviennent respectivement au niveau des deuxième et troisième paliers de fission du ²³³Th ont été déduites de la section efficace de fission totale de ²³²Th.

b) Cible ²³²Th.

L'ajustement sur la section efficace de fission totale du ²³²Th mesurée entre 2 MeV et 20 MeV [5] a fourni les largeurs caractéristiques des différents noyaux apparaissant dans le processus (²³³Th, ²³²Th et ²³¹Th).

La section efficace de réaction (n,2n) calculée est en assez bon accord avec l'expérience [6] (figure 2b) excepté entre 10 MeV et 13 MeV, où elle reste supérieure aux mesures (~ 25 %). Une nouvelle paramétrisation du modèle optique actuellement en cours [7], qui tend à diminuer la section efficace de formation du noyau composé dans ce domaine d'énergie, réduira probablement cet écart. La section efficace (n,3n) calculée est en bon accord avec l'expérience [6]. c) Cible ²³¹Th.

Les largeurs caractéristiques des noyaux 232 Th et 231 Th nécessaires au calcul du premier et deuxième paliers de la fission totale du 231 Th, sont celles déterminées ci-dessus sur la cible 232 Th. Pour calculer le troisième palier de fission du 231 Th, les largeurs du 230 Th ont été obtenues par une simple extrapolation, en fonction du nombre de masse, des rapports $\Gamma_{\rm e}/\Gamma_{\rm m}$ des isotopes voisins déterminés pour E_n = 3 MeV.

Les sections efficaces de fission calculées sont représentées sur la figure 1a, b et c, et celles des réactions (n,2n) et (n,3n) sur la figure 2a, b et c.

(J.JARY)

REFERENCES

- [1] J. JARY, Rapport CEA-R-4647 (1975).
- [2] J. JARY, Note CEA à paraître.
- [3] J.D. CRAMER, H.C. BRITT, Nucl. Sci. Eng. <u>41</u> (1970) 177.
- [4] Ch. LAGRANGE, Communication à la Conférence Soviétique sur la Physique du Neutron, KIEV (1975), CEA-CONF 3300.
- [5] V.M. PANKRATOV, Atom. Energijia 14 (1963) 177.
- [6] Rapport BNL 325, seconde Edition 1966.
- [7] Ch. LAGRANGE, communication privée.



(a)

Section efficace de fission calculée du ²³¹Th.

- 128 -









Í

Section efficace de fission calculée du ²³³Th,

L







100000

C-II-2-FIGURE 2a

Sections efficaces (n,xn) calculées du ²³¹Th.



C-II-2-FIGURE 2b

Comparaison calcul-expérience pour les sections efficaces (n,2n) et (n,3n) du ²³²Th.



C-II-2-FIGURE 2c

Sections efficaces (n,xn) calculées du ²³³Th.

- 130 -

C-II-3-<u>Etude de l'intéraction neutron-⁹³Nb</u>.

111

L'étude de l'intéraction des neutrons avec les noyaux de la région de masse 90-100, qui avait commencé par le calcul des sections efficaces neutroniques pour les isotopes de l'yttrium [1], s'est poursuivie pour ⁹³Nb. La même géométrie du potentiel optique pour ⁸⁹Y et ⁹³Nb avait été adoptée [1].

La figure 1a présente la comparaison de nos calculs aux valeurs expérimentales de la section efficace totale du ⁹³Nb [2]entre 10 keV et 3 MeV. Bien que le modèle optique ne puisse rendre compte des structures fines de cette section efficace, l'accord apparaît satisfaisant en moyenne.

La figure 1b montre comment l'ajustement sur les valeurs expérimentales de la section efficace de diffusion élastique à 7 MeV [3] a permis de préciser la paramétrisation adoptée.

Les coefficients de transmission obtenus ont été utilisés pour calculer, dans le cadre du modèle statistique, les sections efficaces de capture radiative et de diffusions inélastiques dans le domaine d'énergie quelques keV-3 MeV.

Les figures 1c et 1d montrent les sections efficaces de diffusions inélastiques sur les premiers niveaux et la section efficace de capture radiative [4].

Les résultats du calcul, dans lequel la largeur de capture radiative Γ_{γ} au voisinage de E_n a été choisie égale à celle issue d'un calcul (modèle statistique pour Γ_{γ} [5]), sont d'une manière générale en bon accord avec les valeurs mesurées. L'utilisation des mêmes pénétrabilités neutron donne également un bon accord théorie-expérience en ce qui concerne la réaction (n,2n) à plus haute énergie (Cf. C-II-1).

(J.P.DELAROCHE, Ch.LAGRANGE)

REFERENCES

- [1] Ch. LAGRANGE, Conférence Soviétique sur la Physique du Neutron, KIEV (1975), CEA-CONF 3300.
- [2] Ch. NEWSTEAD, Thèse PH.D. OXFORD (1967).
- [3] M.A. ETEMAD, Rapport AE 482 (1973).
- [4] J.P. DELAROCHE, Contribution à la Conférence de LOWELL, Massachusetts (USA) (1976), CONF 760715, tome 2 (1976), p. 1291.
- [5] H. WEIGMANN et G. ROHR, RCN-203 (1973).



C-II-3-FIGURE 1a

Comparaison calcul-expérience pour la section efficace totale du ⁹³Nb entre 10 keV et 3 MeV.



4

C-II-3-FIGURE 1b

Comparaison calcul-expérience pour la diffusion élastique différentielle du ⁹³ND à 7 MeV.

- 132 -



C-II-3-FIGURE 1c

Comparaison calcul-expérience pour la diffusion inélastique sur ${}^{93}Nb$ (corrections de fluctuations effectuées avec $Q_c = 0$).



C-II-3-FIGURE_1d

Comparaison calcul-expérience pour la capture radiative sur ⁹³Nb.

- 133 -

- 134 -

C-II-4-Ensemble cohérent de sections efficaces pour les isotopes de l'or (A = 193 à A = 199).

Comme il a été rapporté en [1], toutes les sections efficaces disponibles pour l'isotope 197, le seul noyau stable de la série, ont servi de références pour la détermination d'un potentiel optique adapté à cette région de masse.

Si le modèle optique permet, par exemple, de décrire les variations en énergie des sections efficaces totales σ_m et de déterminer des coefficients de transmission, il est indispensable de l'associer au modèle statistique pour la description des réactions partielles passant par la formation d'un noyau composé : capture (n,γ) et diffusions inélastiques (n,n') qui sont les modes dominants dans la gamme d'énergie considérée (E < 3 MeV). Ces calculs nécessitent également une connaissance préalable des largeurs de capture radiative Γ_{γ} et des paramètres de densités de niveaux "a" pour chacun des isotopes considérés. Les paramètres "a" ont été déterminés en faisant l'hypothèse, raisonnable en général hors des couches fermées, selon laquelle deux noyaux dont les nombres de masse diffèrent d'au plus un nucléon, ont des valeurs de "a" voisines. C'est à cette fin précise qu'une étude des densités de niveau du continuum a été entreprise sur les familles des isotopes du platine et du mercure. Les valeurs de Γ_{γ} , au voisinage de l'énergie de liaison du neutron, ont été déterminées pour chaque isotope en utilisant une relation semi-empirique qui a déjà montré son utilité dans la région des yttrium [2],

La figure 1a, et b montre les sections efficaces de capture radiative $\sigma(n,\gamma)$ obtenues dans le cadre du modèle statistique et en utilisant les paramètres Γ_{γ} et "a" déterminés suivant la méthode citée ci-dessus. On peut constater que la forme et l'amplitude de la variation de $\sigma(n,\gamma)$ avec l'énergie, varient notablement d'un isotope à l'autre, montrant l'importance à la fois des valeurs de Γ_{γ} et de "a" mais aussi des coefficients de transmission et du spectre des états excités de basse énergie de chacun des noyaux. Une étude semblable et complémentaire a également permis de déterminer les sections efficaces de capture sur divers états isomériques des isotopes de l'or.

(J.P.DELAROCHE)

REFERENCES

- [1] Note CEA-N-1875.
- [2] C.PHILIS, P.THOMET, N.VERGES, Conférence Soviétique sur la Physique du Neutron, KIEV (1975), tome I p. 264 (1976).



C-II-4-FIGURE 1a

Comparaison calcul-expérience pour la section efficace de capture radiative de ¹⁹⁷Au.



C-II-4-FIGURE 1b

Sections efficaces de capture radiative calculées pour les isotopes instables de l'or.

- 137 -

INIS

C-II-5-Calculs de distributions angulaires (n.n')avec le modèle statistique.

a) - L'introduction de l'influence de la fission sur le calcul des sections efficaces neutroniques dans le code HELMAG nous a permis d'évaluer la contribution du mécanisme de noyau composé pour l'interprétation des mesures de diffusion élastique récemment effectuées à 2,5 MeV dans ce laboratoire, sur les cibles 238 U, 232 Th et 209 Pb.

b) - Une nouvelle méthode de calcul des corrections de fluctuations des largeurs neutroniques proposée par plusieurs auteurs [1,2] a été étudiée en vue de son application à l'évaluation des données nucléaires. Les premiers essais effectués sur ⁸⁹Y et ⁵⁶Fe montrent que l'utilisation de cette méthode peut être recommandée pour le calcul des sections efficaces et distributions angulaires (n,n') à basse énergie [3]. La figure la et b donne deux exemples de calculs sur ⁸⁹Y montrant les résultats de la nouvelle méthode H.R.T.W. (suivant [1]) comparés à ceux des modèles conventionnels sans fluctuations (H.F.) et avec fluctuations (Q = 0).

(B.DUCHEMIN)

REFERENCES

- [1] H.M. HOFMANN et al., Annals of Phys. <u>90</u>, 403 (1975).
- [2] P.A. MOLDAUER, Phys. Rev. <u>C12</u> (1975) 744 et <u>C11</u> (1975) 426.
- [3] B. DUCHEMIN, Communication à la Conférence de LOWELL, Massachusetts (USA), (Juillet 1976), CONF-760715, tome 2, (1976), p. 1446.


C-II-5-FIGURE 1a

Comparaison théorie-expérience pour la diffusion inélastique de 89 Y sur le ler niveau excité $\frac{9}{2}$ +.



C-II-5-FIGURE 1b

Comparaison théorie-expérience pour la diffusion inélastique de 89 Y sur le 1er niveau excité $\frac{3}{2}$ -.

- 138 -

INIS

C-III-AUTRES ETUDES DE MODELES NUCLEAIRES POUR LE CALCUL DES DONNEES -

C-III-1-Etude de réactions induites par protons.

L'analyse des sections efficaces induites par protons de diffusion élastique et de réaction d'échange de charge s'est poursuivie de la manière suivante :

a) - La détermination du terme complexe d'isospin U₁ pour ⁹³Nb a permis une fois la cohérence des hypothèses de LANE vérifiée, de définir les potentiels optiques appropriés pour le calcul des sections efficaces neutroniques des isotopes instables de cet élément. Cette détermination s'est effectuée en ajustant U₁ de manière à obtenir le meilleur accord théorie-expérience [1] pour la diffusion élastique de protons d'énergie 22,2 MeV (Cf. figure 1a). La cohérence des hypothèses de LANE a été vérifiée en comparant les résultats de nos calculs de section efficace d'échange de charge à 18,7 MeV aux valeurs expérimentales [2] (Cf. figure 1b). Une vérification supplémentaire a été faite en comparant aux valeurs expérimentales [3] le résultat du calcul de la polarisation du proton sortant pour les deux énergies 10,5 et 14,5 MeV (Cf. figures 1c et d), L'étude de ces réactions a aussi constitué un test complémentaire de la géométrie du potentiel optique antérieurement déterminé [4] à partir des données neutroniques.

REMARQUE :

La géométrie du potentiel optique adoptée récemment pour ⁹⁸Mo est la même que celle choisie pour ⁹³Nb. Cependant l'intensité des potentiels réels et imaginaires est différente et ne peut s'expliquer seulement par l'inclusion du terme d'isospin complexe. D'autre part l'analyse des réactions d'échange de charge pour ⁹³Nb à plus haute énergie (30,2 MeV et 49,4 MeV) nous a montré que l'intensité des différents potentiels d'isospin était sans doute fonction de l'énergie incidente du proton. Cependant cette dépendance ne nous est pas apparue comme étant linéaire.

Les deux constatations nous amènent à penser que la phénoménologie adoptée est sans doute trop simple.

b) - Dans le cadre de l'amélioration et du perfectionnement de nos calculs théoriques nous avons été amenés à construire et à tester un code d'échange de charge utilisant le formalisme des voies couplées [5] (code CECC [6]).
Ce code utilise actuellement les facteurs de forme classiques donnés par le modèle optique. Cependant, il peut être aisément modifié pour inclure des facteurs de forme issus de calculs microscopiques : convolutions de forces gaussiennes avec des densités de matière nucléaire issues de calculs du type HARTREE-FOCK.

(Ch.LAGRANGE)

REFERENCES

- [1] C.B. FULMER, Phys. Rev. 125 (1962), 631,
- [2] C. WONG, J.D. ANDERSON, J.W. Mc CLURE, B.A. POHL et J.J. WESOLOWSKI, Phys. Rev. <u>C5</u> (1972) 158.
- [3] L. ROSEN, J.G. BEERY, A.S. GOLDHABER, Annals of Physics 34 (1965) 96.
- [4] Ch. LAGRANGE, Conférence Soviétique sur la Physique du Neutron KIEV (1975), Tome III, p. 65 (1976).
- [5] A.M. LANE, Nucl. Phys. 35 (1962) 676.
- [6] Ch. LAGRANGE, non publié.



C-III-1-FIGURE 1a



C-III-1-FIGURE 1b

Ajustement théorie-expérience pour la diffusion élastique des protons sur ⁹³Nb à 22,2 MeV.



C-III-1-FIGURE 1c

Comparaison théorie-expérience pour la polarisation du proton diffusé par ⁹³ Nb d 10,5 MeV.

Comparaison théorie-expérience pour la réaction $9^{3}Nb(p,n)$ à 18,7 MeV.



C-III-1-FIGURE 1d

Comparaison théorie-expérience pour la polarisation du proton diffusé par ⁹³ Nb à 14,5 MeV.

C-III-2-Déterminations de paramètres du potentiel optique pour l'intéraction neutron-noyau.

- 142 -

La méthode "SPRT" [1] a été employée pour déterminer un jeu physiquement cohérent de paramètres du potentiel optique permettant de décrire dans un grand domaine d'énergie, l'interaction des neutrons avec ^{203, 205}Tl et ⁹⁸Mo.

a) ²⁰³Tl, ²⁰⁵Tl.

,NIS

Cette étude a été entreprise dans le cadre plus général du calcul des sections efficaces neutroniques pour une série d'isotopes stables et instables du thallium, les seuls stables étant ²⁰³Tl et ²⁰⁵Tl,

Pour ces deux isotopes proches du ²⁰⁸Pb, noyau à double couche fermée, les fonctions densité neutron S_0 et S_1 ont <u>toutes deux</u> des valeurs expérimentales basses. Le meilleur ajustement obtenu(calcul-expérience) pour les fonctions densité et le rayon de diffusion R' est celui indiqué dans le tableau 1 ci-dessous :

Isoto pe	nature	5 ₀ x 10 ⁺⁴	s ₁ x 10 ⁺⁴	R'(fm)
203 _{T1}	expérience [2]	1,28 + 0,15 - 0,31	0,25 + 0,16 - 0,01	8,23
203 _{T1}	calcul	0,608	0,451	9,78
²⁰⁵ T1	expérience [2]	0,38 + 0,44 - 0,18	0,15 + 0,14 - 0,07	8,23
205 _{T1}	calcul	0,567	0,432	9,82

C-III-2-TABLEAU 1

La valeur recommandée du rayon de diffusion R' donnée par le BNL 325 [3] (pour l'élément naturel) est la suivante : R' = 9,6 \pm 0,3 fm.

Les mesures [4] de section efficace totale ont été seulement effectuées pour l'élément naturel dont la composition est la suivante : 29,5% de ²⁰³Tl et 70,5% de ²⁰⁵Tl.Cependant ces mesures ont été incluses dans le processus de détermination des paramètres. Un accord satisfaisant a été obtenu pour la section efficace tota' e, jusqu'à une énergie du neutron de 15 MeV, en adoptant un simple terme d'absc ption de surface. A plus haute énergie (20 MeV - 30 MeV) un accord satisfaisant n'a pu être obtenu qu'en adoptant un terme d'absorption de surface et de volume. La détermination de la dépendance en isospin de ce potentiel sera entreprise dans une étude ultérieure.

b) ⁹⁸мо.

Cette étude a été entreprise pour les raisons suivantes :

a) - étant donné le manque de mesures expérimentales très précises en ce qui concerne la capture radiative ou la diffusion inélastique de neutrons pour les produits de fission, les données recommandées sont basées surtout sur les modèles théoriques [5]. Ces données recommandées sont d'une importance actuellement croissante (Cf. WRENDA 1976 et [5]) pour les réacteurs.

b) - dans des études antérieures [,7] pour ce noyau, des paramètres du potentiel optique ont été déterminés permettant de reproduire de manière satisfaisante les sections efficaces totale et de diffusion élastique. Cependant les fonctions densité neutron et les sections efficaces de diffusions inélastiques au voisinage des seuils étaient mal reproduites par les calculs utilisant ces potentiels. Le problème du choix des paramètres du potentiel restait donc posé.

Des calculs cohérents par molèles optique et statistique de sections efficaces des neutrons rapides (10 keV - 20 MeV) ont donc été entregris. Nous nous sommes basés dans cette étude sur les valeurs recommandées de RIBON et al. [5]. Une attendées particulière a été portée sur les calculs de la capture radiative et de diffusions élastique et inélastique. Nous présentons (figure 1a), la comparaison des résultats de nos calculs aux valeurs expérimentales de la section efficace élastique [6], et figure 1b, la comparaison des résultats de nos calculs aux valeurs expérimentales des sections efficaces de diffusion inélastique sur les deux premiers états excités.

(Ch.LAGRANGE)

REFERENCES

- [1] J.P. DELAROCHE, Ch. LAGRANGE, J. SALVY, Nuclear Theory in Neutron Nuclear Data Evaluation, IAEA 190, Vol. 1, p. 251 (1976).
- [2] H.I. LIOU, J. RAINWATER, C. HACKEN, V.N. SINGH, Phys. Rev. <u>C12</u>, (1975) 102.
- [3] S.F. MUGHABGAB, G.I. GARBER, BNL 325, 3ème édition, vol. 1.
- [4] D.G. FOSTER Jr., D.W. GLASGOW (1965), (extrait de BNL 325, vol. 2), (Physics TID - 45000), (1965).
 - J.M. PETERSON, A. BRATHENAL, J.P. STOERING, Phys. Rev. 120 (1960) 521.
- [5] P. RIBON, E. FORT, J. KREBS, TRAN QUOC THONG, Note CEA-N-1832 (1975).
 E. FORT, communications privées.
- [6] P. LAMBROPOULOS, P. GUENTHER, A. SMITH; J. WHALEN, Nucl. Phys. A209 (1973) 1.
- [7] A. SMITH, P. GUENTHER, J. WHALEN, ANL/NDM 7 (1974).



C-III-2-FIGURE 1a

Comparaison calcul-expérience pour la section efficace élastique totale du ⁹⁸Mo à basse énergie.



C-III-2-FIGURE 1b

Comparaisons calcul-expérience pour la diffusion inélastique du ⁹⁸Mo sur ses deux premiers niveaux excités.

- 145 -

- 146 -

C-III-3-Calcul des spectres de particules émises dans les réactions nucléaires à l'aide du modèle d'excitons.

INY>

L'analyse des spectres des particules émises par une réaction nucléaire est souvent conduite en combinant, en une somme incohérente, une composante statistique pour interpréter la partie "évaporation" et une composante de prééquilibre pour rendre compte de la partie "dure" de ces spectres.

Cette interprétation soulève néanmoins quelques difficultés dans la définition de chacune des composantes et de leurs poids relatifs.

C'est pourquoi nous avons tenté d'analyser les spectres des particules émises à l'aide d'un modèle de prééquilibre seul, sans adjoindre de composante évaporative. Le modèle retenu est le modèle d'excitons de GRIFFIN [1] qui utilise un modèle nucléaire à niveaux équidistants.

Nous avons résolu de façon analytique le système complet d'équations différentielles décrivant l'évolution temporelle du noyau composite. Les solutions de ce système fournissent, à chaque instant, les populations des états à "n" excitons, populations à partir desquelles on obtient les spectres des particules par intégration sur le temps et sommation sur tous les états d'excitons.

Grâce à cette solution analytique il est possible de calculer de façon simple les spectres de secondes particules éventuelles en résolvant une suite de nouvelles équations différentielles. Une première application a été publiée dans le cas de 9^3 Nb + n [2].

Actuellement, pour interpréter la partie à haute énergie des spectres des particules complexes (α en particulier), nous avons été amenés à introduire, pour les états à petit nombre d'excitons, un nouveau paramètre qui traduit la probabilité d'extraire du coeur du noyau un nucléon supplémentaire.

Les résultats d'un tel calcul, obtenus avec le code AMALTHEE [3], sont reportés sur la figure 1 dans le cas de la réaction ⁵⁴Fe + p (28,8 MeV) [4]. Dans ce calcul ont été prises en compte les onze réactions : (p,p) ; (p,pn) ; (p,2p) ; (p,n) ; (p,np) ; (p,d) ; (p,t) ; (p,t) ; (p,a) ; (p,ap) ; (p,an). L'accord avec l'expérience est satisfaisant sur l'ensemble des spectres et, pour chacun d'eux, sur toute la gamme d'énergie.

Pour comparaison nous avons reproduit sur cette même figure les résultats des calculs de CLINE [5], obtenus par une somme incohérente de composantes "prééquilibre" et "équilibre". Les différences les plus notables entre les deux résultats concernent le spectre des protons, où notre calcul reproduit mieux l'expérience au voisinage du maximum ($E_p \simeq 5$ MeV), et le spectre des a, pour lequel le calcul de CLINE surestime l'expérience d'un facteur 3 vers $E_a = 8-9$ MeV.

Il est important de noter que, dans le cas du spectre de protons, la partie basse énergie résulte dans notre calcul essentiellement des seconds protons de la réaction (p,2p). Par contre l'interprétation de CLINE doit faire intervenir une contribution d'équilibre due aux premiers protons.

(L.FAUGERE, O.BERSILLON)

REFERENCES

- [1] J.J. GRIFFIN, Phys. Rev. Letters 17 (1966) 488.
- [2] O. BERSILLON et L. FAUGERE, Conférence de LOWELL, Massachusetts (USA) (1976), CONF-760715, tome 2 (1976), p. 1449.
- [3] L. FAUGERE et O. BERSILLON, à paraître.
- 4 F.E. BERTRAND et R.W. PEELE, ORNL-4469 (1970).
- [5] C.K. CLINE et M. BLANN, Nucl. Phys. <u>A172</u> (1971) 225.

- 148 -



C-III-3-FIGURE 1

Comparaison entre les spectres expérimentaux (histogramme) et calculés, émis par la réaction ${}^{54}Fe + p$ (28,8 MeV). Les effets collectifs ont été soustraits des spectres expérimentaux (histogramme en tireté). La courbe (-.-.) montre le spectre calculé des premiers protons émis. Les courbes (----) représentent les spectres calculés en tenant compte des réactions citées dans le texte. Les courbes (----) montrent les spectres calculés par CLINE [5].

C-III-4-<u>Etude de modèles optiques non-locaux traités par des méthodes</u> matricielles.

La méthode de "matrice R calculable" [1] a été utilisée pour construire des codes de calculs avec modèles optiques dans lesquels le potentiel, non local, est introduit sous la forme de ses éléments de matrices sur des états de base d'oscillateur harmonique. Ceci a permis d'entreprendre diverses sortes d'études :

1°) - pocentiels du type "folding".

Ces potentiels ont la forme suivante, écrite ici pour un noyau sphérique :

$$U(r) = -V_R \mathcal{Y}_R(r) + 2 \lambda_{\pi}^2 V_{SO} \frac{1}{r} - \frac{d\mathcal{Y}_{SO}(r)}{dr} \vec{t} \cdot \vec{s} - i W_V \mathcal{Y}_V(r) + i \gamma W_D \frac{d\mathcal{Y}_D(r)}{dr}$$
(1)

où les différentes fonctions $\mathcal{P}(r)$ résultent de la convolution d'une "force à 2 corps" v_i avec une "fonction densité" ρ_i :

$$\psi_{i}(\mathbf{r}) = \int \rho_{i}(\vec{r}') \cdot v_{i}(|\vec{r} - \vec{r}'|) d\vec{r}' \qquad (i = R, SO, V, D) \qquad (2)$$

Ces potentiels peuvent être rendus non locaux suivant le processus de PEREY et BUCK [2]. L'utilité de ces méthodes matricielles ayant été démontrée dans des études préliminaires ([3], [4]), des codes ont été construits, testés, et quelques applications effectuées, dans les cas suivants :

- a) ρ_i est une densité "carrée" et v, une gaussienne,
- b) ρ_i est une densité diffuse et v_i une interaction effective (gaussienne plus terme dépendant de densité), Dans ce cas la densité peut être donnée par points, générée par un cas a), ou fournie par un calcul type HARTREE-FOCK.
- c) ρ_i est une densité "carrée" mais non sphérique, et v_i une gaussienne.
 Dans le cas d'un potentiel déformé, l'expression (1) a une forme plus générale.

Dans les cas a et b, des potentiels sphériques (réels), précédemment ajustés sur des propriétés d'états liés, ont été testés pour le calcul des intéractions neutron-²⁰⁸ Pb. Une étude a été faite en leur ajoutant une partie imaginaire phénoménologique. Par ailleurs, un calcul de la partie imaginaire, ainsi qu'une correction à la partie réelle, est en cours dans le cadre d'un couplage faible particule-vibration.

Dans le cas c), un code de diffusion inélastique en voies couplées a été construit pour le cas de cibles pair-pair à déformation permanente (modèle rotationnel) et pour un schéma de couplage du type 0⁺, 2⁺, 4⁺. Pour l'instant, des tests favorables ont été effectués dans le cas de noyaux légers et au moyen de potentiels locaux qui ont pu être introduits simultanément dans le code conventionnel de voies couplées du type JUPITER. Dans le cadre de l'utilisation de ce dernier code, Ch. LAGRANGE et M. GIROD ont également mis au point une méthode pour générer un potentiel local du type "folding" construit à partir de matrices densités issues de calculs HARTREE-FOCK sur noyaux déformés.

2°) - potentiels du type HARTREE-FOCK.

L'utilisation directe de ces potentiels pour des calculs de diffusion dans le cadre de nos méthodes matricielles a été envisagée. Pour l'instant, seul le cas de noyaux sphériques a été abordé.

Les éléments de matrices de tels potentiels non locaux sont actuellement construits sur des états de base adéquats pour la diffusion à partir d'une expression explicite du champ en fonction de la force effective D1 et des matrices denzité issues d'un calcul HARTREE-FOCK. Cette expression a été mise au point dans le cas sphérique par D. GOGNY et J. DECHARGE. Une première application sera faite sur le noyau test ²⁰⁸Pb. La partie imaginaire du potentiel sera d'abord traitée suivant les méthodes indiquées en 1°).

(J.M.DUFOUR, J.SALVY)

REFERENCES

- [1] A.M. LANE et D. ROBSON, Phys. Rev. <u>185</u> (1969) 1403.
- [2] F.G. PEREY et B. BUCK, Nucl. Phys. <u>32</u> (1962) 353.
- [3] J. SALVY et M. BONNET, Conférence Soviétique sur la Physique du Neutron, KIEV (1975), tome III, p. 79 (1976); et CEA-CONF, 3302.
- [4] J.P. DELAROCHE, Ch. LAGRANGE, J. SALVY, Nuclear Theory in Neutron Nuclear Data Evaluation, IAE-190, vol. 1, p. 251 (1976).

C-III-5-Calculs de spectroscopie avec un modèle RPA schématique.

- 152 -

Un formalisme de calcul des éléments de matrices des fonctions multipolaires du type $L_n^{\lambda+\frac{1}{2}}(\beta r^2)$, $r^{\lambda} Y_{\mu}^{\lambda}(\hat{r})$ sur des états d'oscillateurs harmoniques déformés a été mis au point dans le cadre de l'utilisation de coordonnées cylindriques. Le programme de calcul correspondant a été adapté pour son utilisation dans les calculs de spectroscopie en modèle RPA schématique (méthode de Soloviev). Une application a été faite à la déformation d'équilibre du noyau déformé ¹⁵⁴Sm.

(J.M. DUFOUR, A.LE BRUN)

C-III-6-Etudes mathématiques.

Une contribution a été apportée à la préparation d'une série de documents de synthèses prévue sur les méthodes de Physique Mathématique. Ces dernières sont basées essentiellement sur la théorie des équations différentielles linéaires, phénomènes stationnaires ou non stationnaires, avec conditions initiales et conditions aux limites. Un effort a été spécialement fait dans le choix et l'analyse d'exemples physiques principalement extraits de la Mécanique Quantique et de la Physique Nucléaire. Plusieurs notes associées à ce travail sont citées dans la Bibliographie de de Compte Rendu.

Une étude a par ailleurs été publiée sur le problème à "n" fermions [1].

(M.CESSENAT)

REFERENCE

[1] - M. CESSENAT, C.R.A.S., tome 282, 22-3-76, série A, p. 661 à 664.

- 153 -

C-IV-ETUDES MICROSCOPIQUES DU TYPE HARTREE-FOCK -

C-IV-1-Description des noyaux ayant la symétrie sphérique. Propriétés statiques des noyaux pair-impair et impair-impair.

Les calculs HARTREE-FOCK-BOGOLYUBOV ont été étendus aux noyaux ayant un nombre impair de neutrons ou (et) de protons. Pour ce faire, nous avons généralisé la méthode du blocking utilisée dans la théorie B.C.S. Elle consiste à prendre une fonction d'essai dans laquelle on interdit l'appariement dans l'état occupé par le nucléon célibataire. On peut calculer ainsi de façon précise les différences d'énergie de liaison entre noyaux pairpair et pair-impair voisins. Nous avons réalisé une étude de ce genre sur les isotopes des étains ^{117,119,121,123}Sn. On a constaté que la prise en compte des effets de blocking améliore sensiblement les "gaps" calculés à partir du modèle des quasi-particules indépendantes. La comparaison avec les "gaps" calculés à partir des tables expérimentales de masse semblerait indiquer que l'intéraction effective D1 conduit à un champ d'appariement légèrement trop fort. Il faut cependant souligner qu'un faible désaccord avec l'expérience peut s'expliquer en remarquant que la fonction d'essai utilisée pour décrire les noyaux impairs en tenant compte du blocking n'a pas encore la qualité de celle utilisée dans le cas des noyaux pair-pair.

Pour les noyaux impairs il faudrait tenir compte de l'intéraction résiduelle entre le fondamental et les états qui en diffèrent de deux quasi-particules. Une façon d'introduire ces corrélations supplémentaires consisterait à calculer le couplage de la quasi-particule célibataire avec les états de vibration du noyau pair-pair voisin. Nous envisageons un tel calcul dans le cadre de la R.P.A. étendue aux états de quasi-particules.

C-IV-2-Traitement auto-cohérent des déformations nucléaires.

Nous avons complété notre étude sur les isotopes du samarium en incluant les oscillations collectives associées aux variations de la forme de ces noyaux. Pour prendre en compte ces effets dynamiques nous avons utilisé une approche semi-classique des mouvements collectifs. Le potentiel collectif résulte d'un calcul H.F.B. sans contrainte et les paramètres de masse sont calculés à l'approximation du cranking. Ce calcul permet de conclure de façon plus précise sur le caractère "mou" de ces noyaux et sur la transition de forme entre les Sm 148 et 150. En particulier il apparaît que le ¹⁴⁸Sm est un noyau très mou oscillant autour d'une forme d'équilibre faiblement allongée 'fig. 1). (Le moment quadrupolaire moyen est de l'ordre de 40 fm²). Ajoutons que ces aspects dynamiques sont très importants pour un grand nombre de noyaux de terres rares. Nous donnons comme exemple le cas du ¹⁵⁰Nd (fig. 2) où l'énergie potentielle a été tracée en fonction de la déformation,

- 154 -

En outre, les résultats préliminaires concernant les premiers niveaux excités du ¹⁵²Sm permettent d'envisager des études spectroscopiques approfondies sur ces noyaux en utilisant le Hamiltonien de Bohr à cinq dimensions. En vue de telles applications nous avons élaboré un nouveau programme H.F.B. qui permet de traiter les noyaux à déformation triaxiale. Ce programme, grâce à deux contraintes imposées par l'intermédiaire des deux opérateurs $V^2Y_2^0$ et $V^2(Y_2^2 + Y_2^{-2})$, fournira le potentiel collectif correspondant aux deux modes de vibration dans les directions β et γ . Les paramètres de masse qui entrent dans la définition de l'énergie cinétique collective seront calculés à l'approximation du cranking.

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

centres.

Des calculs préliminaires ont été réalisés pour contrôler le programme Hartree-Fock utilisant une base à deux centres, Pour cela nous avons considéré le cas de la fusion de deux noyaux de ⁴⁰Ca, La déformation du système à 80 nucléons est imposée par une contrainte sur le moment quadrupolaire de masse total. Pour des bases à un centre et deux centres de dimensions semblables nous avons comparé l'énergie d'intéraction entre ces deux noyaux. Cette comparaison indique que la description fournie par une base à deux centres est déjà très supérieure à celle fournie par une base à un centre dès que la distance entre les fragments est de l'ordre de 6,5 fm. En outre, ces calculs H.F. ont été étendus en vue de décrire la fission de noyaux lourds. En premier lieu nous avons amélioré la méthode numérique de construction du champ HARTREE-FOCK dans le but d'accroître la précision des calculs dans le cas de bases à deux centres de grande taille. Ensuite, nous avons généralisé notre méthode au cas de systèmes ne possédant plus la symétrie droite-gauche, de façon a être capables de décrire la fission asymétrique.

Bien que dans ce cas, la parité ne soit plus conservée, les performances du programme H.F. restent très convenables.

Nous avons entrepris le calcul de la barrière de fission du ²⁴⁰Pu. Celui sur la barrière symétrique est sur le point d'être terminé. La barrière asymétrique sera entreprise prochainement. D'après les premiers résultats, il semble que la description, au moyen de bases à deux centres, de la région située au-delà du second minimum est plus correcte que dans le cas de base à un centre.

C-IV-4-Description des excitations collectives dans le cadre de la R.P.A.

Sur la base self-consistante des états Hartree-Fock, nous avons étudié des mouvements collectifs qui résultent des excitations du champ nucléaire moyen. A partir de mesures récentes, ce type d'étude a permis de déduire la compressibilité de quelques noyaux et celle de la matière nucléaire [1]. En outre, elle a permis de montrer le rôle important joué par la self-consistance pour déterminer le caractère collectif de certaines résonances géantes [2].

> (D.GOGNY, J.DECHARGE, M.GIROD, J.F.BERGER, B.GRAMMATICOS^{\$})

*Actuellement au Service de Physique Théorique de Saclay.

REFERENCES

[1] - J.P. BLAIZOT, D. GOGNY, B. GRAMMATICOS, Nucl. Phys., Vol. 265, n° 2 (1976), p. 315-336.

[2] - J.P. BLAIZOT, D. GOGNY, Soumis à Nuclear Physics.

- 155 -

- 156 -



C-IV-2-FIGURE 1

Energie potentielle des noyaux 150 Sm et 148 Sm en fonction du moment quadrupolaire résultant de la déformation.



a state of the second second

Energie potentielle du noyau ¹⁵⁰Nd en fonction du moment quadrupolaire produit par la déformation.

- 157 -

PARTIE D : BIBLIOGRAPHIE

(DOCUMENTS EMIS PAR LE SERVICE PN AU COURS DE L'ANNEE 1976)

I - PUBLICATIONS -

A microscopic self-consistent calculation with saturation diagrams in 16 O.

B. ROUBEN, R. PADJEN, D. GOGNY, P. PIRES. Journal Canad. de Physique, Vol. 53, nº 20 (1975), p. 2261-2266.

Etude de la réaction 89 Y(d,n) 90 Zr à E_d = 11,5 MeV, A. ADAM, D. ADAM, O. BERSILLON, S. JOLY. <u>Il Nuovo Cimento</u>, 33A (1976), p. 171-182.

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

G. HAOUAT, J. LACHKAR, M.T. MCELLISTREM, Y. PATIN, J. SIGAUD. Physical Review, Vol. C14, n° 3 (1976), p. 933-945.

The 56 Fe(d,n) 57 Co reaction and 57 Co levels. A. ADAM, O. BERSILLON, S. JOLY. <u>Physical Review</u>, Vol. C14, n° 1 (1976), p. 92 à 102.

Resonant behaviour in the interaction of the ${}^{12}C + {}^{12}C$ system at energies above the Coulomb Barrier. Z. BASRAK, F. AUGIER, B. FERNANDEZ, J. GASTEBOIS, N. CINDRO. Journal de Physique "Lettree", Tome 37 (1976), p. L 131-134.

Quadrupole deformation parameters of ^{148,152,154} Sm determined from neutron total cross sections. R.E. SHAMU, Ch. LAGRANGE, E.M. BERNSTEIN, J.J. RAMIREZ, T. TAMURA, C.Y. WONG. *Physics Letters, Vol. 61B, n^o 1 (1976), p. 29-32.*

- 158 -

Sur les sytèmes de N Fermions en interaction "2 corps". M. CESSENAT. <u>Comptes-Rendus de l'Académie des Sciences</u>, n° 12, tome 282, série A, (1976), p. 661-664. Fission cross section of ²³⁷Np from 3 eV to 2 MeV. S. PLATTARD, J. BLONS, D. PAYA. <u>Muclear Science and Engineering</u>, Vol. 61 (1976) p. 477. Self consistent calculation of the charge density of ⁵⁸Ni including a dynamical correction. G. GIROD, D. GOGNY. <u>Physics Letters</u>, Vol. 64B (1976), p. 5-8. The Csikaī-Petö effect revisited. N. CINDRO, J. FREHAUT. <u>Physics Letters "B</u>", Vol. 60B, n° 5 (1976), p. 442-444. Deformation effects in neutron scattering from the Sm isotopes. M.T. MCELLISTREM. B.E. SHAML, J. LACHKAR, G. HAOUAT, CD. LACHANGE.

M.T. MCELLISTREM, R.E. SHAMU, J. LACHKAR, G. HAOUAT, Ch. LAGRANGE, Y. PATIN, J. SIGAUD, F. COÇU. Soumis à "Physical Review".

Nuclear Compressibility and monopole resonances. J.P. BLAIZOT, D. GOGNY, B. GRAMMATICOS. Nuclear Physics, Vol. 265, nº 2 (1976), p. 315-336.

Use of the large gadolinium loaded liquid scintillator technique for (n,2n) and (n,3n) cross section measurements. J. FREHAUT. Nuclear Instruments and Methods, Vol. 135, n° 3 (1976), p. 511-518.

Spectroscopic study of 31 P and 32 S by the (d,n) reaction at E_d = 7 MeV. J. UZUREAU, A. ADAM, O. BERSILLON, S. JOLY. <u>Nuclear Physics</u>, Vol. <u>A267</u>, N^o 2 (1976), p. 217.

- 159 -

Anomalies in spectroscopic factors from (d,n), (τ ,d) and (d,p) reactions on target nuclei in the region A \sim 30. J. UZUREAU, A. ADAM, O. BERSILLON, S. JOLY. *Nuclear Physics*, Vol. A267, n° 2 (1976), p. 237.

Differential cross sections for carbon neutron elastic and inelastic scattering from 8.0 to 14.5 MeV. G. HAOUAT, J. LACHKAR, J. SIGAUD, Y. PATIN, F. COÇU. Soumis à "Nuclear Sciences and Engineering".

Theory of elementary excitations in closed shells muclei. J.P. BLAIZOT, D. GOGNY. Soumis à "Nuclear Physics".

Spin of resonances in the ${}^{12}C + {}^{12}C$ system. 2. BASRAK, F. AUGIER, B. FERNANDEZ, J. GASTEBOIS, N. CINDRO. Physics Letters, Vol. 65B, number 2 (1976), pages 119 à 121.

A reconciliation of pulsed and D.C. measurements of $\overline{\nu}_p$ for neutron induced fission of 235. J.W. BOLDEMAN, J. FREHAUT, R.L. WALSH. Soumis à "Nuclear Sciences and Engineering".

New evidence for a rotational band in ²⁴Mg and its fragmentation. N. CINDRO, F. COÇU, J.M. FIENI, E. HOLUB. Soumis à "Physics Letters".

- 161 -

II - COMMUNICATIONS -

International Conference on the interactions of neutrons with nuclei (ICINN), LOWELL, Massachusetts (USA) du 6 au 9 Juillet 1976.

- 1 Investigation of the (n,2n) reaction mechanism from threshold to 15 MeV.
 N. CINDRO, J. FREHAUT, E. HOLUE, J. JARY.
 CONF-760715, tome 2 (1976), page 1350.
- 2 Neutron induced cascade reaction (Invited Paper). J. FREHAUT. CONF-760715, tome 1 (1976), pages 365 à 384.
- 3 Neutron and Fission (Invited Paper).
 A. MICHAUDON.
 CONF-760715, tome 1 (1976), pages 641 à 722.
- 4 Neutron induced reactions II : (n,x) reactions on medium and heavy nuclei (Invited paper).
 N. CINDRO.
 CONF-760715, tome 1 (1976), pages 347 à 362.
- 5 Neutron elastic and inelastic scattering from ²⁰⁸Pb, ²³²Th and ²³⁸U at 2.5 MeV.
 G. HAOUAT, J. SIGAUD, J. LACHKAR, Ch. LAGRANGE, B. DUCHEMIN, Y. PATIN. CONF-760715, tome 2 (1976), page 1330.
- 6 Neutron scattering from the Nd and Sm isotopes at 4.08 MeV.
 R.E. SHAMU, G. HAOUAT, J. LACHKAR, M.T. MCELLISTREM, Ch. LAGRANGE,
 J. SIGAUD, J.P. DELAROCHE, Y. PATIN.
 CONF-760715, tome 2 (1976), page 1327.
- 7 Even-A Se isotopes level structure from the $(n,n'\gamma)$ reactions. J. SIGAUD, B. PEYAUD, M.T. MCELLISTREM, G. HAOUAT, J. LACHYAR. CONF-760715, tome 2 (1976), page 1324.
- 8 Complete preequilibrium calculation of nuclear spectra.
 0. BERSILLON, L. FAUGERE.
 CONF-760715, tome 2 (1976), page 1449.

- 9 Coherent optical model analyses of nucleon scattering by ¹⁹⁷Au and ^{148,152,154}Sm.
 J.P. DELAROCHE, Ch. LAGRANGE.
 CONF-760715, tome 2 (1976), page 1447.
- 10 MeV neutron total cross sections of ⁹Be, ^{10,11}B and ^{12,13}C.
 G.F. AUCHAMPAUGH, S. PLATTARD, R. EXTERMAN, C.E. RAGAN.
 CONF-760715, tome 2 (1976), page 1389.
- 11 Investigation of the spin dependence and preequilibrium emission for the (n,2n) cross sections,
 J. JARY.
 CONF-760715, tome 2 (1976), page 1349.
- 12 Calculation of luctuation compound nucleus cross sections.
 B. DUCHEMIN.
 CONF-760715, tome 2 (1976), page 1446.
- 13 Coherent optical and statistical model calculations of ⁹³Nb neutron capture cross section below 3 MeV.
 J.P. DELAROCHE.
 CONF-760715, tome 2 (1976), page 1291.

International workshop on the physics of tandems, TRIESTE (Italie), du 3 au 6 Mai 1976.

The so called molecular resonances : some new aspects.
 N. CINDRO.
 Paraîtra en rapport CEA-CONF.

NEANDC/NEACRP specialists meeting on fast neutron fission cross sections of 233 U, 235 U and 239 Pu, ARGONNE, Illinois (USA), du 28 au 30 Juin 1976.

1 - Absolute measurement of 14.6 MeV neutron fission cross sections of $235_{\rm U}$ and $238_{\rm U}$

M. CANCE, G. GRENIER,

Paraîtra en rapport CEA-CONF.

- 162 -

2 - Measurement of ²³⁸U/²³⁵U fission cross section ratios in the energy range 2-7 MeV.
M. CANCE, G. GRENIER.

Paraîtra en rapport CEA-CONF.

Conférence européenne de Physique Nucléaire avec des ions Lourds, CAEN (Calvados), du 6 au 10 Septembre 1976.

1 - Spins and parities of some resonances observed in the ¹²C + ¹²C interaction between 7 and 9 MeV C.M.
Z. BASRAK, F. AUGER, B. FERNANDEZ, J. GASTEBOIS, E. PLAGNOL. Paraîtra en rapport CEA-CONF.

2 - Resonant behaviour of ¹²C + ¹⁶O around E_{CM} = 17 MeV.
 F. COÇU, N. CINDRO, D. DRAKE.
 Paraîtra en rapport CEA-CONF.

- 153 -

III - RAPPORTS ET NOTES CEA -

- Evaluation de la section efficace de la réaction $\frac{89}{39}Y(n,\gamma)_{39}^{90}Y$ de 10 keV à 3,5 MeV et valeur recommandée aux alentours de 14 MeV. N. NAVARRE-VERGES - C. PHILIS. Rapport-CEA-R-4729.
- Sections efficaces différentielles et totale de la réaction ¹²C(n,n'3a)
 à E = 14,2 MeV.
 F. COÇU, J. LACHKAR, G. HAOUAT, Y. PATIN, J. SIGAUD, G. DALBERA.
 Rapport CEA-R-4746.
- Evaluation des sections efficaces des réactions ${}^{197}Au(n,2n){}^{196}Au$, ${}^{197}Au(n,3n){}^{195}Au$, ${}^{197}Au(n,4n){}^{196}Au$ des seuils à 30 MeV et ${}^{197}Au(n,2n){}^{196m1}Au$ (8,2 s), ${}^{197}Au(n,2n){}^{196m2}Au$ (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 (d paraître).
- Evaluation semi-empirique de v pour la fission induite par neutrons rapides.
 R. BOIS J. FREHAUT.
 Rapport CEA-R-4791.
- Description d'un spectromètre de temps de vol à quatre détecteurs utilisé pour l'étude de la diffusion des neutrons de 8 à 15 MeV au Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel.
 J. LACHKAR, G. HAOUAT, J. SIGAUD, Y. PATIN, F. COÇU, C. HUMEAU,
 S. SEGUIN.
 Rapport CEA (à paraître) et diffusion INDC - NEANDC.
- Mesure absolue de l'activité neutronique d'une source de ²⁵²Cf.
 P. NICOLAS, J. FREHAUT.
 Rapport CEA (à paraître) et diffusion INDC NEANDC.

- Compte rendu d'activité du Service de Physique Nucléaire pour l'année 1975.
 A. MICHAUDON, D. DIDIER, M. SOLEILHAC.
 Note CEA-N-1875 - INDC (FR) 8 "L" - NEANDC (E) 173 "L", Avril 1976.
 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. DANDINE. Note CEA-N-1847, janvier 1976.
- Installation et essais de l'accélérateur SAMES 150 keV du Service Physique Nucléaire de B.III.
 A. DANDINE, L. SINOPOLI.
 Note CEA-N-1848, janvier 1976.
- Sections efficaces des réactions (n,xn) et (n,xnf) des ²³¹Th, ²³²Th dans le domaine d'énergie 1 MeV-20 MeV.
 J. JARY.
 A paraître en Note-CEA.

IV - DIVERS ET THESES -

- Compte rendu de l'activité Evaluation du Service Physique Mucléaire (Février, Juin et Octobre 1976).
 - O. BERSILLON, J.P. DELAROCHE, B. DUCHEMIN, J.M. DUFOUR, 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 Compilation des Données Neutroniques du CEN-SACLAY.

- M.S.P.Q. : fortran code for statistical model cross sections evaluations with preequilibrium effects.

J. JARY.

Diffusion INDC - EANDC.

- Coherent optical and statistical model calculations of neutron cross sections from ²³⁸U between 1 keV and 20 MeV.
 J. JARY, Ch. LAGRANGE, P. THOMET.
 Diffusion INDC NEANDC.
- Notes sur les opérateurs en mécanique quantique. M. CESSENAT. Fiche en date du 23 Janvier 1976.
- Canevas sur les méthodes de perturbations en physique nucléaire.
 D. GOGNY.
 Note Scientifique, n° PN-119 du 10 Février 1976.
- Etude mathématique de quelques exemples physiques de problèmes stationnaires linéaires déterministes.
 M. CESSENAT.
 Note Scientifique, n° PN-133 du 16 Février 1976.

- Exemples de perturbations singulières. M. CESSENAT. Note Scientifique, nº PN-144 du 18 Février 1976. - A propos de la résolution de deux équations différentielles : équation du type chaleur et équation de l'oscillateur harmonique. M. CESSENAT. Note Scientifique, nº PN-200 du 8 Mars 1976. - Opérateurs de GREEN et équations intégrales. M. CESSENAT. Note Scientifique, nº PN-250 du 19 Mars 1976. - Espaces de Sololev contenant les mesures de Dirac 665 et opérateurs de Legendre. M. CESSENAT. Note Scientifique, nº PN-350 du 16 Avril 1976. - Calcul des sections efficaces de fission et de réaction (n,xny). Cas de 234 U. J. JARY. Note Scientifique, nº PN-395 du 3 Mai 1976. - Polynômes de Legendre - harmoniques sphériques. M. CESSENAT. Note Scientifique, nº PN-508 du 11 Juin 1976. - On the measurement of neutron capture cross sections using the Gd loaded liquid scintillator tank. S. GUPTA. Note Scientifique, nº PN-518 du 14 Juin 1976. - Détermination du potentiel optique décrivant l'interaction neutron-98_{MO}

- 167 -

Ch. LAGRANGE.

Note Scientifique, nº PN-906 du 18 Novembre 1976.

- Etude des propriétés de l'état fondamental des noyaux sphériques par la méthode des perturbations avec une interaction nucléon-nucléon réaliste et non singulière.

M. MAIRE

Thèse, Docteur-ès-Sciences Physiques, Université de Paris (1976).

- Etude de la réaction (d,n) sur certains noyaux de la zone intermédiaire de la couche s-d. Structure des noyaux ²⁷Al, ³⁰P, ³¹P et ³²S. J. UZUREAU

Thèse, Docteur-ès-Sciences Physiques, Université de Nantes (1975).

- 169 -

PARTIE E : SEMINAIRES TENUS AU SERVICE DE PHYSIQUE NUCLEAIRE En 1976

Lundi 5 Janvier 1976 -

Techniques d'identification de produits lourds. (B. GATTI, Faculté des Sciences d'Orsay)

Lundi 12 Janvier 1976 -

Réactions (n,γf) du ²⁴¹Pu et ²³⁵U dans les résonances de fission. (G. SIMON, Service de Physique Nucléaire, C.E. Bruyères-le-Châtel)

Lundi 19 Janvier 1976 -

Compte rendu de mission à LOS ALAMOS et visite de laboratoires. (S. PLATTARD, Service de Physique Nucléaire, C.E. Bruyères-le-Châtel)

Lundi 26 Janvier 1976 -

Transfert reactions induced by heavy ions. (Kum-Sang LOW, Service de Physique Théorique, CEN-SACLAY)

Lundi 2 Février 1976 -

Expériences à SACLAY pour la détermination des niveaux de grands spins dans la couche SP.

(J. DELAUNAY, DPh-N/BE-CEN-SACLAY)

Lundi 9 Février 1976 -

CHALK RIVER Le MP tandem, quelques exemples du programme de la physique nucléaire et étapes du futur.

(J.C.D. MILTON, Service de Physique Nucléaire, C.E. Bruyères-le-Châtel ; détaché des Laboratoires de l'énergie atomique du Canada, CHALK RIVER, Ontario, Canada)

Lundi 23 Février 1976 -

Générateurs d'impulsions d'électrons : caractéristiques et applications à des études de physique.

(C. PEUGNET, Centre d'Etudes de VALDUC)

Lundi 1er Mars 1976 -

Nuclear structure study of 50 V populated by 50 Ti(p,n γ) 50 V reaction. (S.K. GUPTA, Service de Physique Nucléaire, C.E. Bruyères-le-Châtel ; détaché de Nuclear physics division, Bhabha Atomic Research BOMBAY)

Lundi 8 Mars 1976 -

Fast nucleon capture.

(D. DRAKE, Service de Physique Nucléaire, C.E. Bruyères-le-Châtel ; détaché du Laboratoire de LOS ALAMOS)

Lundi 15 Mars 1976 -

Variation des distributions en énergie et en masse des fragments de fission dans la réaction 235 U(n,f) pour E_n < 800 keV. (H. ABOU-YEHIA, Service de Physique Nucléaire, C.E. Bruyères-le-Châtel)

Vendredi 19 Mars 1976 -

Recent work on nuclear level densities at Karlsruhe, (S. CIERJACKS, Centre d'Etudes Nucléaire de KARLSRUHE)

Lundi 22 Mars 1976 -

Techniques de pulsation des faisceaux sur les accélérateurs électro-statiques (A. DANDINE, Service de Physique Nucléaire, C.E. Bruyères-le-Châtel)

Lundi 29 Mars 1976 -

Préparation de cibles nucléaires à GEEL (Belgique). (J. VAN AUDENHOVE, Bureau Central des Mesures Nucléaires, GEEL (Belgique).

Lundi 5 Avril 1976 -

LANCELOT : Générateur de neutrons de 14 MeV à fort débit. (M. HOURST. Centre d'Etudes de VALDUC)

Lundi 12 Avril 1976 -

Measurements of neutron emission v(A) as a function of fragment mass, for 252 Cf spontaneous fission.

(R.L. WALSH, Service de Physique Nucléaire, C.E. Bruyères-le-Châtel ; détaché de Australian Atomic Energy Commission, Lucas Heights)

Lundi 26 Avril 1976 -

Calcul des réactions $(n,n'\gamma)$. Applications à ⁸⁹Y(n,n') et ^{Nat}Cr et ^{Nat}Ni $(n,n'\gamma)$ (B. DUCHEMIN, Service de Physique Nucléaire, C.E. Bruyères-le-Châtel)

Lundi 3 Mai 1976 -

Systematics of isospin mixing in proton elastic scattering from light nuclei (T. CLEGG, North Carolina State University Chappel Hill)

<u>Lundi 10 Mai 1976 -</u>

Mise en évidence d'un troisième minimum dans la barrière de fission. (J. BLONS, DPh-N/MF - CEN-SACLAY)

Lundi 17 Mai 1976 -

Anomalies dans la réaction T(n,n)T autour de 14 MeV. (G. PAIC, Ruder Boskovic Institute, ZAGREB, Yougoslavie)

Lundi 24 Mai 1976 -

La résonance magnétique : ses applications en physique des solides. (G. ALQUIE, Laboratoire des résonances magnétiques, Université PARIS 6°)

Lundi 31 Mai 1976 -

Spectromètre QDDD de Saclay : Performances et premières expériences. (J.P. FOUAN, DPh-N/BE - CEN-SACLAY)

Lundi 14 Juin 1976 -

Calculs self consistent des résonances géantes : compréssibilité des noyaux. (J.P. BLAIZOT, DPh-T/CEN-SACLAY)

Lund: 21 Juin 1976 -

Resonance neutron capture cross sections (J.W. BOLDEMAN, Service de Physique Nucléaire, C.E. Bruyères-le-Châtel ; détaché de Australian Atomic Energy Commission, Lucas Heights)

Lundi 20 Septembre 1976 -

The (n,p) Reaction on Deuterons and on Medium weight nuclei at 14 MeV (R.C. HAIGHT, Lawrence Livermore Laboratory)

- 171 -

Lundi 18 Octobre 1976 -

Systèmes d'acquisition automatique d'images sur écrans oscilloscopiques. (C. BALANÇA, Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel)

Lundi 15 Novembre 1976 -

Le problème du confinement magnétique des plasmas chauds pour la fusion contrôlée.

(A. SAMAIN, Centre d'Etudes Nucléaires de Fontenay-aux-Roses).

Jeudi 18 Novembre 1976 -Neutron physics and few-particle problems. (I. SLAUS, Institut Ruder Boskovic, ZAGREB (Yougoslavie)

Lundi 22 Novembre 1976 -Fibres optiques. (B. KLING, Service DNE, Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel)

Lundi 29 Novembre 1976 -Etude de la fission induite par neutrons. (A. MICHAUDON, Service de Physique Nucléaire, C.E. Bruyères-le-Châtel)

Lundi 6 Décembre 1976 -Laser de très courtes longueurs d'ondes (Χ, γ) (Mr. BABUEL-PEYRISSAC, Centre d'Etudes de LIMEIL)

Lundi 13 Décembre 1976 -Confinement du plasma dans le Tokomac de Fontenay-aux-Roses (TFR) (J. TACHON, Centre d'Etudes Nucléaires de Fontenay-aux-Roses)

Lundi 20 Décembre 1976 -Etude de la décharge électrique intense focus. (A. BEFMARD, Centre d'Etudes de LIMEIL)

Manuscrit reçu le 7 mars 1977.



- 172 -

and the second second

.

·

Editë par

le Service de Documentation Centre d'Etudes Nucléaires de Sacley Boîte Postale nº 2 91190 - Gif-sur-YVETTE (France)

.