RAPPORT D'ACTIVITES POUR L'ANNÉE 1984

## TRAVAUX RELATIFS AUX DONNÉES NUCLÉAIRES EN FRANCE

Compilation effectuée par MM. FREHAUT et MICHAUDON

#### PREFACE

Les travaux relatifs aux données nucléaires en France sont effectués essentiellement dans les laboratoires du Commissariat à l'Energie Atomique à Bruyères-le-Châtel, Cadarache, Grenoble et Saclay. Traditionnellement les travaux relatifs à la fission sont aussi mentionnés, c'est à ce titre que les activités du C.E.N. Bordeaux-Gradignan ont été incluses dans ce rapport.

Nuclear Data activities in France are carried out essentially in laboratories of the Commissariat à l'Energie Atomique at Bruyères-le-Châtel, Cadarache, Grenoble and Saclay. Traditionally fission studies are also mentioned. This is why the works of the C.E.N. Bordeaux-Gradignan are also included in this report.

and the second second

André MICHAUDON Chairman French Nuclear Data Committee Président Comité des Données Nucléaires 2 October 1985

## TABLE DES MATIERES

-

-	Division d'Etudes et de Développement des Réacteurs	4
-	Division d'Etudes et de Développement des Réacteurs (Centre d'Etudes Nucléaires de Cadarsche)	7
-	Service de Physique Neutronique et Nucléaire	12
-	Service de la Métrologie et de la Physique Neutroniques Fondamentalea (Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay)	15
-	Centre d'Etudes Nucléaires de Bordeaux-Gradignan	23
-	Département de Recherche Fondamentale (Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble)	40

### DIVISION D'ETUDES ET DE DEVELOPPEMENT DES REACTEURS

(Evaluation of Nuclear Data)

----

Compiled by E. FORT

In the CEA the work devoted to neutron or nuclear data has been essentially directed towards JEF file making or testing.

The evaluation work of <sup>239</sup>Pu neutron cross section in the resolved resonance region from thermal to 660 ev has been finalized /1/ and extended in the unresolved region up to 4 KeV. The average cross sections have been evaluated in 56 energy intervals from the available experimental data. The average parameters have been obtained in each interval from statistical model calculations using FISINGA Code (H. DERRIEN).

<sup>60</sup>Ni has been revaluated in order to take into account the ORNL experimental results. The revision of natural Nickel neutron cross sections up to 500 KeV has been made accordingly (H. DERRIEN).

The reevaluation of <sup>239</sup>Pu above 5 MeV has been finalized. Special interest has been focused on (n, 2n) reaction cross section.

Similar work has been performed for the  $^{236}$ Pu formation cross section through the  $^{237}$ Np (n, 2n) reaction

. . . . / . . . . .

(whose cross section has been reevaluated in 1983).

Good agreement is obtained if measurement by KORNILOV et al /2/ is considered together with GARDNER's calculations for isomeric ratio behaviour. This work has to be replaced in the context of a general study on (n, xn) reactions (E. FORT).

An evaluation of  $\mathbf{v}_p$  of  $^{239}$ Pu in the energy range (thermal energy – 20 MeV) has been completed. The results compare well with ENDF B  $\mathbf{y}$  revision 2 in the fast range. They differ in the thermal and resonance range (E. FORT).

In the framework of benchmark testing of JEF 1 the characteristic integral parameters of some LOS ALAMOS bare spheres have been recalculated in transport theory. The tested materials  $^{235}$ U and  $^{239}$ Pu appear to be of good quality in the fast range. There are favourable indications for  $^{237}$ Np and  $^{238}$ U in the same energy range (E. FORT).

The capture gamma ray spectra for the most important FP for PWR have been evaluated (C. ANTUNES, B. DUCHEMIN). The average  $\overline{E}_{\beta}$  and  $\overline{E_{S'}}$  energies have been evaluated for unknown or insufficiently known nuclei, using a version of  $Q_{\beta}$  code modified for the purpose of continuum influence investigation (B. DUCHEMIN, M. CHOUHA).

There has been also a contribution to the JEF Decay data file elaboration (BLACHOT, DUCHEMIN, FICHE).

Concerning <sup>235</sup>U fission and <sup>238</sup>U capture the work related to the determination of more realistic shapes for the cross section in the thermal range than the 1/v usual one has been completed and finalized /4/ (A. SANTAMARINA).

From chemical analysis of low burn up irradiated PWR fuel it is concluded to low values for the radiative

- 5 -

.../....

width for the 3 first resonances of  $^{238}$ U. This result is consistent with the recommendations by G. de SAUSSURE /5/ (A. SANTAMARINA).

## REFERENCES

- /1/ H. DERRIEN
  AIEA. Consultant's Meeting on Actinides UPPSALA (1984)
- /2/ KORNILOV et al AIEA. Consultant's Meeting on Actinides - UPPSALA (1984)
- /3/ C. ANTUNES, B. DUCHEMIN Technical Note SERMA-LEP 84039
- /4/ A. SANTAMARINA Topical Meeting on the Reactor Physics and Shielding CHICAGO - 17/19/September 1984.
- /5/ G. de SAUSSURE
  PROGRESS in Nuclear Energy 3, 87 (1979).

------

DIVISION D'ETUDE ET DE DEVELOPPEMENT DES REACTEURS

CENTRE D'ETUDES NUCLEAIRES DE CADARACHE

SERVICE DE PHYSIQUE, CONTROLE ET INSTRUMENTATION

E. FORT, P. LONG CEA/IRDI/DEDR/DRNR, Cadarache

#### Abstract

The presented methodology is based on a formalism simplified by spin and parity omission and on constraints to account in a consistent manner for all the data of the nuclei involved in the cascades during the (n,xn) process. It appears to work correctly for nuclei like 235-U, 238-U and 237-Np but fails for 239-Pu.

#### INTRODUCTION

There are increasing needs in (n, xn) data for fissile and fertile nuclei as a consequence of the extension of the burn-up rates for the future nuclear power plants. The production of such data by sophisticated but expensive codes like STAPRE or GNASH is excluded. An alternative methodology has been developped on the basis of a somewhat simplified formalism. The present study is an attempt to define the limitations in cross-sections predictions.

### FORMALISM

The adopted simplification concerns the spin and parity dependence omission in the competitive decay probability calculations, except for the first compound (A+1) nucleus of the isotopic chain. In other words for a target nucleus A the total neutron emission cross-section is :

$$\sigma_{n,n't} \equiv \sigma_{n,2n} + \sigma_{n,n'f} + \sigma_{n,3n} + \sigma_{n,2nf} + \dots$$
 (1)

The l.h.s quantity is "exactly" calculated, while the R.H.S components are obtained with the simplified formalism. The difference of both sides quantities partially quantifies the accuracy resulting from the simplified formalism whose basis is a follows / 1 / 1:

$$\sigma^{A}(E) = \sigma(E_{A+1}^{\star}) \cdot P_{ne}(E_{A+1}^{\star}) \cdot P(E_{A+1}^{\star}, xn_{i})$$
(2)  

$$n, xn_{i} \quad \text{compound}$$
  

$$i = \gamma, f$$

In this expression,  $P_{ne}(E_{A+1}^{\star})$  stands for the total neutron emission probability by the compound nucleus at the excitation energy  $E_{A+1}^{\star}$ .

The cascading neutron emission is described by the recurrence relationship :

$$P(E_{A+1}^{\star}, xn_{i}) = \langle \frac{\Gamma_{n}^{A}}{\Gamma_{T}} \cdot P(E_{A}^{\star}, (x-1)n_{i} > (A+1))$$
(3)

the brackets mean an averaging on the n neutron spectrum emitted by the compound (A+1) nucleus. Subscript i indicates the residual nucleus decayes by  $\gamma$  emission or fission process only.

This formalism is applied in the home made code SI2N with 2 options :

Option 1 :

The decay probabilities are obtained by a statistical formalism spin and parity independent.

Option 2 :

The decay probabilities are on tabulated form :  $P_{i=n,\gamma,f} = \frac{n_{,i}}{\sigma_{compound}}$ 

The cross-sections in numerator are experimental or evaluated data. This option stresses the importance of a correct estimation for  $\sigma_{\text{compound}}$  obtained with D.O.M and coupled channel calculations.

The preequilibrium process is taken into account for energies over 5 MeV.

For a correct relationship (3) calculation the keypoint is the first chance fission above (n,n'f) threshold obtained either by statistical calculations or by using the law Log P = a E+b, in extrapolation of experimental values at lower energy (see figure 1).



FIGURE 1 : 237-Np first chance fission above second chance fission threshold.



Systematics have been performed on level density parameter  $a = a (A, \frac{1}{B_{n} - \Delta})$  (see figures 2 and 3), on fission cross-section in

the middle of the plateau as function of the fissibility parameter, on the constant part of the real potential  $(V_0 r_0^2 = C(z))$ .



FIGURE 3 :  $\frac{a}{B-\Delta}$  systematics for Plutonium isotopes.



### APPLICATIONS

This methodology has been applied to 4 nucleides representative of an increasing difficulty in calculation. For 235-U (see figure 4) and 238-U, (n,2n) (n,3n) and total fission cross-sections data are well reproduced.

#### 237-Np :

The (n,2n) process leads to 236-Pu formation by  $\beta$  decay ( $\tau$ =22 h 5) of the 236-Np isomeric (1) state with a branching ratio of 0.48. In addition to informations on fission probabilities of 236-Np and 235-Np obtained by direct fission / 2/, experimental data for 236-Np isomeric state formation cross-section are available around 14 MeV of incident energy and recently / 3/ in the range 7-10 MeV. The (n,2n) cross-section calculated in 1983 is in excellent agreement with the values derived from the isomeric state formation cross-section data multiplied by a factor  $\frac{1}{R} = \frac{m}{0.48} + \frac{g}{m}$  where the isomeric ratio  $\frac{m}{g}$  results from theoretical calculations by GARDNER et al.  $\frac{7}{4}$ . In this case the predictions appear to be correct (see figure 5).

239-Pu : The present calculations have been checked on an integral datum obtained in the central part of PHENIX power plant resulting in  $\frac{C}{E} = 1.79$  (see figure 6).



FIGURE 5 : 237-Np (n,2n) crosssection.



A consistent statistical adjustment indicates the 2 MeV range above the (n,2n) threshold as the main origin of the discrepancy suggesting a large overestimation (factor 10 globally) of the prediction, the higher energy part of the curve being correct. These tendencies are perfectly consistent with the very recent experimental informations by FREHAUT / 5/. Possible explanations of this effect, whose apparent magnitude turns around 150  $\div$  200 mb could be found in 3 areas :

- processes favouring fission rather than neutron emission and which require spin and parity dependence  $\underline{/}(n,n'\gamma f)$ ,  $(n,\gamma f)$ , low lying level scheme of 238-Pu\_/,

- greater capture and/or fission cross-section of 238-Pu in the range  $E_{th}$  - 1 MeV,

- lower threshold for preequilibrium component.

#### CONCLUSIONS

It is too early for a definitive judgment about the validity of this methodology whose primary goal was the demonstration of the consistency of cross-section data of an isotopic chain. Comparisons with the most sophisticated codes have to be made on an appropriate nucleus which could be 239-Pu.

### REFERENCES

/ 1\_/ J. Jary, INDC (FR) IOL, NEANDC (E) 175 "L". / 2\_7 J. Wilhelmy, L.A.N.L., Private communication. / 3\_7 M.V. Kornilov et al., IAEA CRP Meeting - UPPSALA - May 1984. / 4\_7 M. Gardner, D. Gardner, R. Hoff, LLNL UCRL - 91091. / 5\_7 J. Frehaut, this conference.

## CENTRE D'ETUDES DE BRUYERES LE CHATEL

.

## SERVICE DE PHYSIQUE NEUTRONIQUE ET NUCLEAIRE

-

DEPARTEMENT DE PHYSIQUE GENERALE SERVICE DE PHYSIQUE NEUTRONIQUE ET NUCLEAIRE CENTRE D'ETUDES DE BRUYERES LE CHATEL

P. FIGEAC

Les activités et publications du Service P2N en 1984 sont détaillées dans le rapport NEANDC(E) 237"L", INDC(FR) 65/L. Un résumé des travaux concernant les données nucléaires est donné ci-après.

### I - AMELIORATION DE MOYENS EXPERIMENTAUX

Les améliorations principales des moyens expérimentaux en 1984 ont été la mise au point finale du regroupeur HF et la préparation de l'informatisation de la commande et du contrôle du Tandem Van de Graaff. Associées à des caractéristiques temporelles de détecteurs améliorées et à une cible gazeuse de tritium plus performante, elles conduisent à de meilleures conditions de mesure de diffusions élastique et inélastique de neutrons.

## II - DONNEES NUCLEAIRES : MESURES, INTERPRETATIONS.

Les effets importants de la déformation nucléaire sur les sections efficaces de diffusion des neutrons rapides ont été mis en évidence pour les isotopes <sup>190</sup>Os, <sup>192</sup>Os, <sup>194</sup>Pt à une énergie incidente de neutrons de 8 MeV. L'analyse préliminaire des données expérimentales du <sup>192</sup>Os montre l'importance de la déformation hexadecapolaire de ce noyau. (Collaboration avec les Universités de Caroline du Nord et du Kentucky).

Les sections efficaces de capture radiative de <sup>165</sup>Ho ainsi que des isotopes séparés <sup>190</sup>Os, <sup>192</sup>Os, <sup>194</sup>Pt ont été mesurées dans l'intervalle d'énergie 0,5-3 MeV par la méthode du spectre ajusté. Pour <sup>89</sup>Y, l'analyse des mesures de la section efficace de capture radiative partielle <sup>89</sup>Y(n, $\gamma_0$  +  $\gamma_1$ )<sup>90</sup>Y entre 3 et 7 MeV montre que l'effet d'interférence entre les mécanismes de formation du noyau composé et d'excitation collective est négligeable.

Dans le domaine de la fission, une étude expérimentale du troisième puits dans les barrières de fission de <sup>231</sup>Th, <sup>237</sup>U, <sup>230</sup>Th par les réactions <sup>230</sup>Th(d,pf), <sup>236</sup>U(d,pf), <sup>229</sup>Th(d,pf) a été menée en collaboration avec le Service DPhN/MF (Saclay). Une étude expérimentale des configurations froides dans la fission par neutrons thermiques de <sup>233</sup>U et <sup>235</sup>U, réalisée auprès du réacteur ORPHEE (Saclay), a montré en particulier l'excellente résolution en énergie de la chambre d'ionisation que nous avons mise au point.

### III - DONNEES NUCLEAIRES : EVALUATIONS, CALCULS

A la demande de l'AIEA, deux bilans ont été faits et présentés à UPPSALA (21-25 Mai 1984).

- L'un concerne les mesures neutroniques faites dans les différents laboratoires sur les transactinides,

→ l'autre concerne les moyens théoriques de calcul des sections efficaces neutroniques des actinides.

Une étude systématique des résultats expérimentaux des sections efficaces de fission induites par neutrons a permis de prédire les sections efficaces d'un ensemble d'isotopes de l'U, Np et Pu avec une précision du  $\pm$  10 % entre 1 MeV et 20 MeV.

Les résultats des calculs des sections efficaces dans la zone des résonances non résolues à partir des données contenues dans les fichiers de données évaluées ont été comparés en fonction des différentes méthodes numériques utilisées. Il apparaît que les résultats obtenus par certains codes de traitement peuvent être erronés.

Une application des calculs de modèle optique semi-microscopique a été faite en collaboration avec Los Alamos, pour le calcul des sections efficaces de diffusion neutroniques de <sup>239</sup>Pu.

## CENTRE D'ETUDES NUCLEAIRES DE SACLAY

## SERVICE DE LA METROLOGIE ET DE LA PHYSIQUE NEUTRONIQUES FONDAMENTALES

ETUDE DU TROISIEME PUITS DANS LA BARRIERE DE FISSION (J. Blons, J-M. Hisleur, P. L'Hénoret, C. Mazur, Y. Patin\*, D. Paya, M. Ribrag)

## I 230 Th(d,pf)

Les données expérimentales de la réaction <sup>230</sup>Th(d,pf) réf.<sup>1</sup>) ont été analysées dana le cadre d'une double bande de rotation de nombre quantique K=1/2 située dans le troisième puits de la barrière de fission de 231 Th. La section efficace de formation du noyau fissionnant 231 Th a été calculée à l'aide du code DWUCK réf.<sup>2</sup>). En ce qui concerne la voie de sortie, il n'a pas été nécessaire de modifier les barrières de fission qui ont été conservées identiques à celles adoptées dans l'analyse de la réaction <sup>230</sup>Th(n,f) (version C). Il a suffit de corriger légèrement les paramètres des bandes de rotation pour reproduire simultanément la probabilité de fission et les distributions angulaires des fragments aux différentes énergies d'excitation. Les énergies des états de rotation déduites de cette analyse sont finalement très voisines de celles de la version C réf.<sup>3</sup>) . Le meilleur ajustemnt, pour les angles "avant" (0° <  $\theta$  < 30°) est présenté sur la fig.l où l'on distingue nettement les états 9/2<sup>+</sup>, 11/2<sup>-</sup>, 13/2<sup>+</sup> qui n'étaient pas alimentés dans la réaction <sup>230</sup>Th(n,f). Sur cette figure, la courbe en trait plein représente la section efficace ajustée; les composantes de parités négative et positive sont représentées respectivements en tirets fins et tirets allongés. La montée de la section efficace au-dessus de 5,9 MeV a été simulée par une voie de fission K=3/2 (en pointilléa). L'accord entre les données expérimentales et les valeurs calculées est satisfaisant. Il en est de même pour les distributions angulaires présentées sur la fig.2. Cependant, la section efficace intégrée sur tous les angles (0° <  $\theta$  < 90°) (fig.3) n'est pas toujours totalement reproduite par le calcul qui, en particulier, ne rend pas compte de la résonance située aux environs de 5,88 MeV. On peut remarquer que cette résonance n'est pas, non plus, observée aux angles "avant" (fig.1).

- 16 -

Ceci suggère que, en plus de la bande K = 1/2, il pourrait exister une deuxième composante qui aurait les propriétés suivantes : l) être alimentée dan la réaction (d,pf) mais pas dans la réaction (n,f), 2) n'avoir de contribution significative que pour  $\theta > 30^\circ$ . Ces conditions sont remplies par une bande de rotation de nombre quantique élevé (K > 7/2).

## II 236U(d,pf)

La probabilité de fission de  $^{237}$ U et la distribution angulaire des fragments dans la réaction  $^{236}$ U(d,pf) ont été mesurées dans la gamme d'énergies d'excitation comprises entre 5,5 et 6,35 MeV auprès du Tandem de Saclay suivant la même technique que celle utilisée pour l'étude des résonances du thorium. Les deutons de 12,5 MeV bombardaient une cible de  $^{236}$ U (60 µg/cm ) déposée sur un support de carbone. La résolution en énergie était de l'ordre de 7 keV.

La probabilité de fission de 237U (fig.4) est beaucoup moins structurée que celle de 234U réf.4). Si l'essentiel de la structure est dû à des états du deuxième puits de la barrière de fission, on comprend que dans un noyau pair-impair, où ces états sont plus denses que dans un noyau pair-impair, l'effet de structure soit fortement atténué. Cet effet subsiste néanmoins aux environs de 6,07 MeV. Il est, en outre, à cette énergie, plus important que celui observé dans la réaction  $^{236}U(n,f)$  réf.<sup>5</sup>) avec une résolution en énergie comparable. Il est possible que cette différence soit due au fait que les neutrons de 950 keV apportent moins de moment angulaire au noyau fissionnant que la réaction (d,p) où la probabilité d'excitation est importante jusqu'à l=5 avec un maximum pour l=3. L'examen des distributions angulaires (fig.5) suggère une valeur de K=3/2 et la comparaison des distributions dans les zones (b) et (c) montre que les spins plus élevés (J > 7/2) se trouvent dans la zone d'énergie d'excitation plus élevée. Ceci est en accord avec l'hypothèse d'une bande de rotation qui serait construite sur un état intrinsèque du troisième puits de la barrière de fission.

## III 229 Th(d,pf)

Des bandes de rotation dans le troisième puits de la barrière de fission ont été observées chez deux isotopes impairs du thorium : <sup>231</sup>Th et <sup>233</sup>Th. Il

était intéressant d'étudier un isotope pair pour lequel on s'attend à avoir une meilleure séparation entre les états de rotation. A cet effet, nous avons mesuré, en septembre 1984, la probabilité de fission de 230Th et la distribution angulaire des fragments dans la réaction <sup>229</sup>Th(d,pf). La technique précédemment utilisée dans ce type de mesure<sup>1</sup>) a dû être aménagée en fonction de l'importante activité de la cible. Cette dernière a été réalisée, au Bureau Central de Mesures Nucléaires de Geel, par dépôt d'une gouttelette sur un support de polyamide à partir de thorium qui nous a été aimablement fourni par le laboratoire de Los Alamos. La cible utilisée contenait 24 µg de 229 Th avec 0,17 % de 228 Th qui fournissait l'essentiel de la radioactivité a. Afin d'éviter la présence des résonances parasites de l'oxygène et du carbone dans la région d'intérêt, nous avons dû effectuer deux mesures à des énergies de bombardement  $E_d$  différentes. La mesure à  $E_d = 14$  MeV couvre la gamme d'énergie d'excitation E exc. de 5,2 à 5,8 MeV, celle à E<sub>d</sub> = 11,5 MeV couvre la gamme de E<sub>exc.</sub> allant de 5,5 à 6,6 MeV. Dans les deux cas, la résolution en énergie est gouvernée par la qualité de la cible elle est estimée à environ 15 keV. Les fig.6 et 7 montrent les spectres bruts dans les deux gammes d'énergie.

Il apparaît à 5,4 MeV et 5,8 MeV deux résonances qui semblent structurées, mais, à première vue, l'allure générale du spectre ne correspond pas à ce qui était attendu pour un noyau pair-pair. On espère que le traitement des données, puis l'analyse des probabilités de fission et des distributions angulaires, permettront d'expliquer, d'une part, la faible amplitude des structures observées et, d'autre part, la présence de deux résonances aussi rapprochées.

Note et Références.

\*Service P2N, Bruyères-le-Châtel, France.

- Compte rendu d'activité du Département de Physique Nucléaire 1982-1983, Note CEA-N-2385 (1984) p. 29
- 2) P.D. Kunz, University of Colorado, Report C-00 (536-613) (1967).
- 3) J. Blons et al., Nucl. Phys. A414 (1984) 1.
- 4) Compte rendu d'activité du Département de Physique Nucléaire 1982-1983,

- 5) H. Rösler et al., Phys. Lett. <u>38B</u> (1972) 501.
- 6) B. Fabbro et al., J. Phys. Lett. <u>45</u> (1984) L-843.



Fig.l - Probabilité de fission pour des fragments émis entre 0° et 30° par rapport à la direction de recul du noyau fissionnant.



Fig.3 - Probabilité de fission intégrée sur tous les angles d'émission des fragments.

- 20 -





Fig.4 - Probabilité de fission dans la réaction <sup>236</sup>U(d,pf).



Fig.5- Distribution angulaire des fragments de fission dans les zones d'énergie a, b, c, d délimitées sur la fig.4.



Fig.6 - Probabilité de fission dans la réaction 229 Th(d,pf)

UNIVERSITE DE BORDEAUX I

•

٠

,

•

.

CENTRE D'ETUDES NUCLEAIRES DE BORDEAUX-GRADIGNAN

- 23 -

1 - ETUDE DE LA FISSION TRES ASYMETRIQUE DU 252C6

G. BARREAU, A. SICRE, F. CAITUCOLI, B. LEROUX, G. MARTINEZ, T.P. DOAN, P. AUDOUARD en collaboration avec M. ASGHAR, T. BENFOUGHAL CEN Alger

L'une des caractéristiques les plus marquantes du processus de fission à basse énergie est l'asymétrie de la distribution en masse des fragments de fission de la plupart des actinides de la région Th-Fm. On sait maintenant que cette asymétrie de masse doit être attribuée.à la structure nucléaire des fraqments naissants libérés à la scission.

La mise en évidence d'effets de couche dans le mode de fragmentation d'un noyau lourd a largement contribué au succès des modèles statistiques pour décrire le processus de fission. C'est le cas notamment du modèle proposé récemment par Wilkins et al (1). C'est ainsi que la stabilité du fragment lourd dans ces distributions en masse est directement reliée aux effets de la couche sphérique N = 82 associée à la couche déformée N  $\approx$  88, qui dans ce modèle, dominent et stabilisent la formation du fragment lourd autour des masses 140-145. Les succès de ce modèle recouvrent pratiquement tous les résuitats expérimentaux relatifs à la fission de basse énergie de la plupart des actinides. Son avantage essentiel est de fournir des distributions en masse, en charge et en énergle cinétique directement comparables à l'expérience.

C'est la raison pour laquelle nous avons entrepris ces dernières années une étude systématique et comparative des distributions en masse et en énergie cinétique des fragments de fission de nombreux actinides. L'étude de la fission très asymétrique du  $^{252}$ Cf s'insère dans ce programme. Elle fait suite aux mesures radiochimiques récentes concernant la fission par neutrons rapides de l' $^{238}$ U (2). La distribution en masse des produits de fission de ce noyau présente deux épaulements au voisinage des masses lourdes 171...177 et des masses légères complémentaires 67... 61. Les auteurs de ce travail attribuent cette anomalie à l'influence de la couche  $\chi = 28$  sur le fragment léger comme le suggère le modèle de Wilkins (1) ou ies calculs récents de Sandulescu et Greiner (3).

Le choix du <sup>252</sup>Cf présente de nombreux avantages puisque l'élargissement continu de la distribution en masse des fragments avec la masse du noyau fissionnant devrait faciliter l'étude des fragmentations très asymétriques. Il suffit pour s'en convaincre de rappeler que le rendement du fragment lourd de masse 158, Issu de la fission spontanée du <sup>252</sup>Cf, présente déjà un rendement nettement plus élevé (0,4 %) que celui observé, pour la même masse, lors de la fission induite par neutrons thermiques de l<sup>235</sup>U (0,03 %). En outre, les distributions en masse et en énergie cinétique des fragments de cet actinide lourd sont maintenant bien connues dans la gamme de masse 88-168, elles nous ont servi de référence pour vérifier la méthode d'analyse développée dans ce travail.

### Description de la mesure et méthode d'analyse

Les masses et les énergies des fragments de fission complémentaires ont été mesurées par la méthode de la double énergie.

Un montage expérimental très simple a été utilisé. Les deux fragments de fission sont enregistrés en coïncidence par deux détecteurs à barrière de surface placés de part et d'autre d'une source de <sup>252</sup>Cf (10<sup>4</sup> fissions par seconde) déposé sur un support mince de polymide (30 µg/cm<sup>2</sup>). Les deux détecteurs sont placés respectivement à 1,4 et 9,4 cm de l'échantillon. Ce montage esymétrique nous a permis de mesurer avec une bonne précision la différence de temps de vol des deux fragments de fission détectés simultanément. L'ensemble est placé dans une enceinte étanche où règne un vide de 10<sup>-6</sup>mmHg. A partir d'un système d'acquisition, on enregistre sur bande magnétique les 3 paramètres suivants : les hauteurs d'impulsions relatives aux deux fragments de fission ainsi que leur différence de temps de vol.

L'analyse complète de cette expérience a été effectuée sur un calculateur LSI 11/23. Elle consiste à déterminer les masses et les énergies des fragments de fission avant et après l'émission prompte de neutrons. Ces quantités sont déduites d'un calcul itératif qui tient compte à la fois des effets moyens introduits par cette émission de neutrons et de la dépendance avec la masse des fragments des hauteurs d'impulsions délivrées par les détecteurs à barrière de surface.

Nous présentons sur la figure la distribution en masse (avant émission de neutrons) du fragment lourd. La distribution correspondante pour le fragment lèger est symétrique de cette distribution par rapport à la masse 126. Les figures 1b et 1c présentent la variation de l'énergie cinétique et de sa variance en fonction de la masse du fragment lourd.

Ces résultats couvrent une plage de masse variant de 62 à 190. Ils constituent donc un apport nouveau par rapport aux mesures antérieures qui

- 25 -



Figure 1



Figure 2

se limitaient à la zone 88-168.

Dans la gamme de masses associées aux fragmentations les plus probables, l'allure générale des distributions en masse et en énergie cinétique, leurs valeurs moyennes et leurs variances sont en bon accord avec les nombreux résultats existants (4,5,6,7). Par contre, pour les divisions en masse plus asymétriques ( $m_H$  > 170), nos résultats montrent un comportement inattendu. C'est ainsi que (la distribution en masse (figure 2a) présente pour ces évènements un épaulement prononcé au voisinage des masses 177-179, tandis que le rendement de la masse 180 présente encore un rendement 10 fois supérieur environ à celui prévu par l'évolution générale de la distribution en masse.

On remarquera que cet épaulement intervient immédiatement après une diminution rapide de l'énergie cinétique moyenne dans la gamme de masse 170-176 (figure 2b). Dans cette région la variance de l'énergie cinétique atteint alors une valeur anormalement grande (figure 2c).

Pour des divisions en masse plus asymétriques (m<sub>H</sub> > 177), l'énergie cinétique moyenne se stabilise et augmente légèrement au voisinage des masses 178-179 pour lesquelles on observe un rendement renforcé. Cet effet sur l'énergie cinétique moyenne coïncide alors avec une diminution brutale de sa variance d<sub>type</sub>(M).

Nous avons interprété ces résultats dans le cadre du modèle du point de scission de Wilkins et al pour ces fragmentations très asymétriques  $(m_{H} > 170)$ , La configuration du fragment lourd est stabilisé par deux couches déformées N = 106 et Z = 66 de déformation très voisine ( $\beta \sim 0.8 - 1$ ). Par contre le fragment léger s'éloigne progressivement de la couche sphérique N = 50, pour franchir la couche déformée N = 46 ( $\beta \sim 0.55 - 0.65$ ), alors que son nombre de protons évolue progressivement vers la couche sphérique Z = 28. Qualitativement nous pouvons alors dégager les remarques sulvantes : . Dans la mesure où la déformation du fragment lourd varie peu, <u>le comportement de l'énerpie cinétique totale reflète principalement l'évolution de forme du fragment léger</u>. Dans cette hypothèse, la présence de la couche déformée N = 46 et la dispersion de forme qui en résulte selon Wilkins expliqueraient la diminution brutale de l'énergie cinétique et les valeurs anormalement grandes de sa variance pour les rapports de masse (170/82 - 176/76).

. Pour les divisions en masse plus asymétriques les configurations de scission devraient correspondre à une déformation totale plus faible si la formation du fragment léger est dominée par la couche sphérique Z = 28. Cette hypothèse expliquerait alors la chute brutale de sa variance, pour les rapports de masse (177/75 - 179/73).

. L'augmentation de la probabilité de fission pour ces fragmentations doit être attribuée à la conjonction d'un effet de couche sphérique Z = 28 pour le fragment léger, et de deux effets de couches déformées N = 106, Z = 66 pour le fragment lourd.

Pour confirmer cette interprétation qualitative de nos résultats nous envisageons de mesurer prochainement le nombre moyen de neutrons émis en coincidence avec des fragmentations très asymétriques en utilisant un détecteur scintillateur de grandes dimensions ou éventuellement avec un ensemble du type "château de cristal".

- 27 -

(1) B.D. Wilkins et al, Phys. Rev. <u>C14</u> 51976) 1832 (2) V.K. Rao et al, Phys. Rev. <u>C19</u> (1979) 1372 (3) A. Sandulescu et al, J. Phys. G. Nucl. Phys. Vol 4 L 279. 1978 (4) R.L. Watson et al, Nucl. Phys. <u>A141 (1970) 449</u> (5) H.W. Schmitt et al, Phys. Rev. <u>137 B</u> (1965) 837 (6) R.L. Walsh et al, Nucl. Phys. <u>A276</u> (1977) 189 (7) H. Asghar et al, Nucl. Phys. <u>A311</u> (1978) 205 2 - ETUDE DE LA FISSION DU <sup>230</sup>Th AUPRES DU SPECTROMETRE COSI FAN TUTTE A. SICRE, A. BOUKELLAL, G. BARREAU, F. CAITUCOLI, T.P. DOAN, B. LEROUX en collaboration avec M. GOENNENWEIN

- ILL Grenoble M. ASGHAR
- Alger

Dans la fission à basse énergie, le mode de fragmentation du noyau est en grande partie déterminé par les effets d'appariement et les effets de couche sur les nucléons dans les fragments en cours de formation. Les effets d'appariement sont liés à l'évolution dynamique du système fissionnant du point-seile au point de scission. Les effets de couche sont bien interprétés dans le cadre d'un modèle statique du point de scission tel que celui décrit par Wilkins. Le calcul de l'énergie potentielle en fonction de la déformation  $\beta$  des fragments fait apparaître l'influence de couches fermées sphériques (N = 82, Z = 50) ou déformées (N = 88 à  $\beta$  = 0.65) pour les neutrons et les protons.

Le système fissionnant pair-pair  $\frac{230}{90}$ Th est particulièrement intéressant pour étudier l'influence respective de ces différents effets. D'une part la mesure des charges des fragments a montré que les rendements des fragments légers de charge paire Z = 36,36,38 sont très favorisés. L'effet pair-impair  $\delta = \langle \frac{p}{Y} + \frac{1}{Y} \rangle$  est en effet très important pour ce noyau puisque  $\delta = 35$  %. D'autre part, les distributions en masse obtenues par la méthode de la double énergie montrent que pour les évènements à haute énergie cinétique les partages en masse M<sub>h</sub>/M<sub>L</sub> = 144/86, 140/90 et 134/96 sont favorisés. Il est possible d'Interpréter ces structures par des effets de couches sur les neutrons ou les protons de l'un des fragments. En supposant le même rapport A/Z que

dans le système fissionnant on peut associer à ces structures les partages en charges ZH/ZL = 56/34, 54/36 et 52/38. Ces valeurs paires et l'espacement des structures de 5 uma incitent à les attribuer à des effets d'appariement sur les protons. On voit donc que seule une mesure simultanée de la masse et de la charge des fragments peut déterminer la cause de ces fragmentations favorisées. Une expérience a été réalisée dans ce but auprès du spectromètre COSI FAN TUTTE nouvellement installé auprès du Réacteur à haut flux de l'Institut Laue Langevin à Grenoble ; le faisceau externe de neutrons thermiques utilisé actuellement fournit un flux de 9 x 10<sup>9</sup>n/cm<sup>\*</sup>/s. Le spectromètre permet de résoudre complètement les masses pour le groupe des fragments légers. Il doit aussi permettre de déterminer la charge de ces mêmes fragments. Le principe du spectromètre est de mesurer indépendamment la vitesse et l'énergie des fragments de fission. Après éjection d'une cible mince chacun des deux fragments traverse successivement deux dispositifs de prise de temps identiques séparés par une longueur de vol ajustable L, puis il est arrêté dans une chambre d'ionisation axiale.

Les signaux de prise de temps sont fournis par les électrons secondaires émis par une feuille mince (Lexane 18  $\mu$ g/cm<sup>2</sup>) placée perpendiculairement à la trajection des fragments. Un système multiplicateur d'électrons constitué par deux galettes à micro-canaux percées et montées en cascade permet d'obtenir un signal suffisant pour attaquer directement un discriminateur rapide. Ce système de prise de temps atteint une précision de 100 ps ce qui correspond à une précision d'environ 0.1 % pour la mesure de la vitesse d'un fragment de fission pour L = 1 m.

L'énergie des fragments est mesurée au moyen d'une chambre d'ionisation dont les lignes des champs sont parallèles à la trajectoire des ions. Une circulation continue d'isobutane à une pression de 160 mbar est maintenue dans la chambre. Avec une fenêtre d'entrée constituée d'une feuille de polypropylène de 50  $\mu$ g/cm<sup>3</sup> la résolution en énergie obtenue est de 500 keV pour le fragment léger moyen. L'énergie moyenne et la vitesse moyenne de ce fragment étant respectivement E = 100 MeV et V = 1.42cm/ns, la résolution nominale en masse est :

 $\frac{\delta M}{M} = \left[ \left( \frac{\delta E}{E} \right)^2 + \left( \frac{2 \delta t}{t} \right)^2 \right]^{1/2} = 0.5 \text{ x}$ 

pour une base de vol de 107 cm.

le principe de la mesure de la charge est la spectroscopie de la courbe de BRAGG. Dans le type de chambre axiale utilisée, le signal dû à l'ionisation qui est recuellli sur l'anode est une lmage miroir de la perte d'énergie en fonction du parcours des ions dans la chambre. Cependant dans le domaine des vitesses des fragments de fission (1 MeV/A) on n'observe pas le pic de BRAGG qui est utilisé pour identifier les ions lourds rapides. La méthode consiste ici à mesurer le temps que met l'impulsion d'anode pour atteindre un niveau déterminé en prenant pour temps zéro le stop de la mesure de temps de vol. Compte tenu des faibles angles solides de détection et de la section efficace, le taux de comptage prévisible pour la réaction 229 Th(n,f) est faible. Une expérience préliminaire destinée à tester l'ensemble du dispositif expérimenal a donc été réalisée en utilisant la réaction  $235 U(n_{th}, f)$ . une cible de l'U235 de 2DO µg/cm² sur support épais a été employée et un seul bras du spectromètre a été utilisé. Pour chaque fragment détecté on a enregistré l'énergie résiduelle dans la chambre d'ionisation, le temps de vol, et trois valeurs caractéristiques des temps que met le signal d'anode pour atteindre trois niveaux déterminés : 14 %, 40 % et 80 % de la hauteur maximale. Sur la



figure nous représentons la matrice des vitesses et des énergies pour les fragments légers. Chaque ligne d'isodensité qui apparaît représente la relation V =  $\sqrt{\frac{2E}{M}}$  pour une masse donnée. On voit clairement que le spectromètre permet de résoudre complètement les masses pour les fragments légers. Pour étudier la fission de <sup>229</sup>Th induite par neutrons thermiques, une cible de 10 µg/cm<sup>2</sup> sur un support mince de nickel de 222 µg/cm<sup>2</sup> a été utilisée. Il est alors possible de mesurer l'énergle des deux fragments complémentaires.

Environ 35 DDD évènements corrélés ont été renregistrés.

L'analyse de cette expérience est en cours.

- 30 -

### 3 - ETUDE DES PERFORMANCES DU SPECTROMETRE COSI FAN TUTTE PAR UNE METHODE DE SIMULATION

A. BOUKELLAL, A. SICRE, F. CAITUCOLI, G. BARREAU, T.P. DOAN, B. LEROUX

Pour évaluer l'influence des différents paramètres du spectromètre COSI FAN TUTTE et définir ainsi les valeurs optimales pour une mesure donnée nous avons mis au point un programme de simulation. Pour reproduire aussi fidèlement que possible les conditions expérimentales nous avons adopté les hypothèses suivantes :

la fission se produit de manière uniforme dans le volume du dépôt fissible.
La direction initiale des fragments est distribuée suivant une loi uniforme.
pour un rapport de masse donné, la distribution de l'énergie cinétique totale des fragments suit une loi normale.

la direction et la vitesse de chacun des fragments sont modifiées par l'émission des neutrons prompts. Cette émission est isotrope dans le système du centre de masse avec une distribution en énergie cinétique maxwellienne. Le nombre de neutrons émis par chaque fragment suit une loi gaussienne.
sur son trajet, chaque fragment traverse différents matériaux : dépôt fissible, feuilles de prise de temps et fenêtre de la chambre d'ionisation ; il perd ainsi une partie de son énergie et peut s'écarter de sa direction initiale.

A chaque évènement de fission qui se produit dans le volume du dépôt de matière fissible, les deux fragments complémentaires peuvent être enregistrés simultanément par deux détecteurs placés de part et d'autre de la cible avec une certaine efficacité. Cette quantité dépend principalement du nombre de neutrons émis par les fragments et de la longueur de la base de vol. Nous



avons reporté sur la figure la variation de l'efficacité de détection en fonction de la distance de la base de vol du fragment 2 pour différents couples de valeurs du nombre de neutrons émis par les deux fragments. La longueur de la base de vol associée au fragment l est fixée égale à 82 cm. Les résultats indiqués sur la figure montrent que pour le rapport de masse  $\frac{140}{90}$ , l'efficacité de détection

des évènements sans l'émission de neutron ( $v_1 = 0$  et  $v_2 = 0$ ) est assez faible. La courbe en trait pointillé est calculée pour les valeurs les plus probables

- 31 -

du nombre de neutrons émis par les deux fragments de fission du <sup>230</sup>Th. Nous avons également indiqué sur la figure l'angle moyen de déviation entre les directions des deux fragments de fission. Ce programme de simulation nous a guidé dans la déterminations des paramètres du dispositif expérimental dans l'étude de la fission du <sup>229</sup>Th(n,f) et de l'<sup>235</sup>U(n,f). Il permet en plus d'estimer l'influence du nombre de neutrons émis par les fragments sur la résolution en masse des fragments de fission. La connaissance précise de la résolution en masse est primordiale pour l'étude de la fission froide.

4 - ETUDE DES DISTRIBUTIONS EN MASSE, EN CHARGE ET EN ENERGIE CINETIQUE : DES FRAGMENTS DE FISSION DE <sup>237</sup>Np(2n, f)

G. MARTINEZ, G. BARREAU, A. SICRE, T.P. DOAN, B. LEROUX, P. AUDOUARD, D.Q. THAN en collaboration avec R. BRISSOT Institut Laue Langevin et C.E.N. Grenoble M. ASGHAR C.E.N. Alger M. MUTTERER, P. KOSZON T.H. Darmstadt

D. ENGELHARDS Université de Karsruhe

Au cours de ces dernières années notre compréhension du mécanisme de la fission nucléaire a largement progressé. Ces progrès importants résultent principalement des améliorations constantes apportées aux détecteurs d'ions lourds pour mesurer leur masse, leur charge et leur énergie cinétique. L'utilisation des faisceaux de neutrons très intenses et/ou la mise en oeuvre des spectromètres à haute résolution (Lohengrin et COSI FAN TUITE) du réacteur à haut fiux de Grenoble ont permis d'améliorer considérablement la qualité des résultats expérimentaux. Ces progrès ont ainsi permis le développement de nouvelles méthodes expérimentales. C'est le cas notamment de l'étude de la fission sans émission de neutrons. Ces évènements dits de "fission-froide" correspondent aux fragmentations pour lesquelles les deux fragments complémentaires emportent la quasi-totalité de l'énergie libérée dans la fission sous forme d'énergie cinétique. La mesure de ces fissions froides permet donc d'atteindre directement les masses primaires libérées à la scission. C'est la raison pour laquelle les expérimentateurs de la fission s'efforcent actuellement de mesurer simultanément les distributions de <u>masses</u> et de <u>char-</u> <u>ges</u> relatives à cette <u>fission froide</u>. Malheureusement ces mesures sont encore incomplètes ou fragmentaires puisqu'elles ne concernent que trois noyaux fissionnants pair-pair : <sup>234</sup>, <sup>236</sup>U et <sup>240</sup>PU. Seules les distributions de masse relatives à la fission froide ont été mesurées pour la plupart des actinides de la région Th-Cf. Cette étude systématique a permis de montrer que ces distributions de masse présentent généralement un effet de structure fine.

Pour les noyaux fissionnants pair-pair cette sous-structure est la manifestation d'un effet pair-impair sur la charge nucléaire des fragments de fission. Pour les noyaux fissionnants impair impair (238 93 Np par exemple) on ne peut invoquer un effet de parité car il y a toujours un proton célibataire dans l'un des fragments. L'interprétation d'un effet de sous-structure s'avère délicat puisque les distributions de charge n'ont jamais été mesurées pour ces noyaux. On l'attribue généralement à un effet de charge nucléalre qui résulte vraisemblablement d'une légère polarisation de la matière nucléaire au cours de la transition du 2ème point selle au point de scission. Dans cette étape, le col de matière nucléaire reliant les deux fragments est surtout composé de neutrons. Au voisinage de la scission ce col de neutrons se répartit entre les deux fragments suivant le bilan énergétique le plus favorable. La distribution en charge doit alors s'équilibrer plus rapidement que celle des neutrons. Le transfert de masse entre les deux préfragments est plus lent et dépend de l'énergie potentielle à la scission. Pour vérifler cette hypothèse nous avons entrepris de mesurer les distributions de masse, de charge et d'énergie cinétique du noyau fissionnant 239 93Np formé dans la réaction de double capture <sup>237</sup>Np(2n,f) grâce au flux intense de neutrons (5 10<sup>14</sup> n/cm<sup>2</sup>/s ) délivrés par le réacteur à haut flux de l'Institut Laue-Langevin. Cette réaction est fréquemment utilisée dans l'étude de la capture radiative mais c'est la première fois qu'elle est appliquée à l'étude de la fission.

L'ensemble des mesures a été réalisé auprès du séparateur en masse Lohengrin de l'Institut Laue Langevin. La chaîne de filliation conduisant à la formation du <sup>239</sup>Np et son évolution dans le temps sont représentées sur la figure 1. On notera qu'au bout de 24 heures d'irradiation l'activité fission du noyau étudié atteint déjà 50 % de son activité à saturation tandis que l'activité parasite provenant des réactions de fission sur les descendants <sup>238</sup>Pu

- 33 -



Figure I

et <sup>239</sup> Pu représente 5 % de l'activité totale mesurée au bout de 8 jours d'irradiation. C'est la raison pour laquelle l'activité de la cible est soigneusement controlée et la durée d'irradiation limitée à une semaine. Une dizaine de cibles de caractéristiques identiques (100 µg/cm² NpO<sub>p</sub>) ont été utilisées pour cette expérience. Le spectromètre Lohengrin analyse les fragments de fission en fonction des rapports A/q (masse sur charge îonique) et E/q (énergie sur charge lonique) donc en fonction de leur vitesse. Les fragments de fission de même rapport A/q se distribuent sur une parabole en fonction de leur énergie cinétique. Les fragments arrivant au collecteur du séparateur sont détectés par une chambre d'ionisation de grande ouverture qui délivre 3 impulsions relatives à l'énergie (E) et à la position (X, Y) du point d'impact des fragments dans le plan focal. Les rendements partiels Y(A,Z,E,g) sont obtenus en principe point par point en mesurant leur spectre en énergie cinétique.

Cette expérience a été effectuée en 2 étapes successives.

La première nous a permis de mesurer les distributions, de masse Y(A,E) pour 4 valeurs d'énergie cinétique (92, 100, 108 et 113 MeV) dans la gamme de masse 80  $\leq$  A  $\leq$  110 . Ces distributions sont obtenues à partir des rendements partiels Y(A, E, q) (figure 2) mesurés pour plusieurs charges ioniques encadrant la charge ionique la plus probable attendue pour la masse et l'énergie cinétique étudiées.

Les régultats de ce travail sont en cours de dépouillement à Bordeaux et à l'Institut Laue-Langevin.





La dernière partie de cette expérience concerne les distributions de charge nucléaire Y(A,Z,E). Elles sont obtenues en plaçant devant la fenêtre de la chambre d'ionisation un absorbeur solide dont l'épaisseur est optimisée par rapport à la perte d'énergie de deux isobares adjacents. Comme le montre la figure 3, l'identification en charge nucléaire est obtenue directement à partir du spectre d'énergie résiduelle E<sub>r</sub> enregistrée par la chambre d'ionisation. Une première série de mesures a été faite dans la gamme de masse comprise entre 80 et llouma à une énergie cinétique de 100 MeV. Cette étude préliminaire a été effectuée avec un absorbeur en polypropylène et une résolution en énergie de 600 keV. La résolution en charge Z/∆Z a été estimé entre 38-40. L'u-



tilisation d'un absorbeur de meilleure qualité devrait nous permettre d'atteindre une résolution en charge  $Z/\Delta Z$  comprise entre 45 et 50

5 - MESURE DU TAUX D'EMISSION DE PARTICULES LEGERES EMISES AU COURS DE LA FISSION DE L'<sup>235</sup>U INDUITE PAR DES NEUTRONS THERMIQUES

T.P. DOAN, A. SICRE, G. BARREAU, F. CAITUCOLI, B. LEROUX, P. AUDOUARD, T.P. DIEN en collaboration avec M. MUTTERER, P. KOSZON, J.P. THEOBALD Darmstadt M. ASGHAR Alger R. BRISSOT ILL Grenoble

L'étude du phénomène d'émission de particules légères au cours de la fission est généralement considérée comme un excellent moyen pour sonder les configurations du noyau au voisinage du point de scission. Diverses hypothèses ont été avancées au cours de ces dernières années pour élucider les mécanismes de ce phénomène ; cependant, presqu'aucune de ces hypothèses (modèle statistique, approximation soudaine, radioactivité Q, diffusion quantique ...) ne permet d'expliquer l'ensemble des résultats expérimentaux. Afin d'améllorer les connaissances expérimentales du phénomène nous avons effectué une série d'expériencesportant sur les mesures du taux d'émission de particules chargées émises au cours de la réaction <sup>235</sup> U(n<sub>th</sub>,f). La cible est placée au voisinage immédiat du coeur du réacteur dans un flux de 5 10<sup>14</sup> n/cm².s. Les mesures des caractéristiques associées aux particules chargées ont été réalisées à l'aide du spectromètre à champs croisés Lohengrin. Le spectromètre permet de séparer les ions ayant la même vitesse et le même rapport  $\frac{A}{q}$  où A et q représentent respectivement la masse et la charge ionique des ions. Un télescope constitué par un compteur proportionnel rempli en CH, pur à 10 torr et une série de 10 jonctions à barrière de surface placée sur la face arrière du compteur proportionnel. Les données AE et Ei sont enregistrées sur bande magnétiques à l'aide d'un système d'acquisition géré par un PDP 11/10.

La détermination des rendements Y(E,A,Z) nécessite donc une analyse des informations délivrées par le dispositif ( $\Delta E$ , E) et la prise en compte d'une part de la fonction de résolution du séparateur et d'autre part du rendement des différents états de charge. Nous avons reporté dans le tableau les caractéristiques principales obtenues dans ce travail pour l'<sup>6</sup>He, <sup>9</sup>Li et <sup>10</sup>Be ainsi que celles mesurées par Vorobiev et coll. et Wagemans et coll.

	:	: : E (MeV)	: : Fohm (HeV)	: : Y/(10 <sup>4</sup> a)
	: : nos résultats	: 10.74 - 0.03	: 9.5 - 0.1	: 169 - 2
6 <sub>HC</sub>	: Vorobiev	1 11.3 2 0.15	; 10.8 <sup>2</sup> 0.4	: 179 - 8
	: Wegemans	: 12.2 : 0.3	: 9.2 - 0.6	: 170 2 2
	!	;	1	
9.	: Nos résultats	: 12.6 - 0.2	: 10.7 <sup>1</sup> 0.8	: 4.0 = 0.3
11	: Varoblev	: 11.J <sup>2</sup> 0.4	: 11.5 - 1.6	: 2.8 - 0.4
		:	;	-:
10	: Nos résultats	: 17.2 - 0.1	: 17.8 - 0.3	: 32.2 2 0.7
- 8e	: Vorobie+	: 17.7 ± 0.4	: 16.1 = 0.6	: 30 - 5
	:	:		
2	s Nos résultats	: 14.89 - 0.88 :	11.46-1.82	: 0.70 -0.13
82	: Varoblev	: 12.9 - 1.5 :	: 15.8 - 2.7	: 1.5 - 0.3
	;	;		
15_	: Nos résultats	: 21.47 - 0.36 :	12,81-0.84	: 1.26 - 0.10
c	: Vorablev	: - :	-	: 1.5 - 1.0
	:			:

6 - RECHERCHE DES NOYAUX TRES EXCEDENTAIRES EN NEUTRONS

B. LEROUX, G. BARREAU, A. SICRE, T.P. DOAN, F. CAITUCOLI, P. AUDOUARD, Q.T. DIEN en collaboration avec

M. ASGHAR C.E.N. Alger R. BRISOT ILL Grenoble M. MUTTERER, P. KOSZON, J.P. THEOBALD Darmstadt

L'étude des noyaux ayant un grand excès de neutrons offre de nouvelles perspectives car elle peut conduire à des informations très importantes sur les propriétés des forces nucléaires et sur l'existence possible des noyaux situés loin de la ligne de stabilité. Elle permet de mieux préciser les positions limites des lignes d'émission de neutron pour lesquelles l'énergie de liaison du dernier neutron est nulle (8n = 0). Les noyaux excédentaires en neutrons peuvent être produits par différents types de réaction :

- interaction entre ions lourds
- capture neutronique
- réactions induites par des protons de très grande énergie
- fission.

Nous avons porté toute notre attention à l'étude de noyaux légers excédentaires en neutrons produits dans le processus de fission de l' $^{235}$ U induite par neutrons thermiques. La méthode expérimentale utilisée est la même que celle décrite dans le 5. Cependant pour mieux maitriser l'identification des lons légers et réduire le plus possible le taux de coincidences fortuites nous avons d'une part augmenté la pression (100 torr) du gaz constitué par un mélange Ar/CH4 (90 %, 10 %) et d'autre part conçu un dispositif électronique assez complexe permettant de sélectionner les informations utiles.

Compte tenu des dimensions du spectromètre, il est possible de dé-



tecter les ions légers dont la durée de vie est supérieure au temps de transfert de particules dans le spectromètre qui est de l'ordre de 2,3 à 1,2 µs pour des particules ayant une vitesse comprise entre 10 et 20 10<sup>8</sup>cm/s. Les noyaux tels que <sup>12</sup>Be et <sup>12</sup>B dont la période de désintégration est de l'ordre de 20 ms peuvent être facilement détectés. Des limites supérieures de la durée de vie pour un certain nombre de noyaux légers

 $({}^{18}C, {}^{21}O...)$  dont la période de désintégration n'est pas connue peuvent être déduites de cette expérience. De plus, nous avons pu mesurer le rendement d'émission pour le  ${}^{15}C, {}^{18}C, {}^{18}O, {}^{21}O$  et  ${}^{21}Ne$ . A titre d'illustration, nous avons reporté sur la figure le spectre en énergie du  ${}^{15}C$  émis au cours de la fission de l' ${}^{235}$ U.

Comme pour les particules de Z ≦ 4, le rendement d'émission est plus important pour les particules de Z pair que pour les particules de Z impair. 7 - FISSION TERNAIRE DES NOYAUX TRES LOURDS

N. CARJAN

en collaboration avec

J.R. NIX, A.J. SIERK Los Alamos National Laboratory



Dans le cadre de la goutte liquide dynamique nous avons étudié la fission des noyaux iourds situés le long de la ligne de stabilité  $\beta(A = 200 \ a \ 325)$  ou formés par la fusion des ions lourds. Nous avons utilisé une nouvelle paramétrisation de la forme des noyaux qui permet pour la première fois la description de la fission nucléaire en plusieurs fragments (toutes les études précédentes étaient limitées à deux fragments seulement). Des calculs préliminaires montrent le résultat fondamental suivant : les noyaux de masse supérieure à 25D fissionnent toujours en trois fragments. La masse du fragment au milieu est proportion-

nelle à celle du système fissionnant (figure). Les caractéristiques de cette fission ternaire dépendent fortement de la viscosité nucléaire, la comparaison détaillée de ce genre de calculs avec l'expérience élucidera la nature du processus de dissipation de l'énergie collective parmi les degrés de liberté des nucléons.

## CENTRE D'ETUDES NUCLEAIRES DE GRENOBLE

DEPARTEMENT DE RECHERCHE FONDAMENTALE

### POST-NEUTRON MASS DISTRIBUTION FOR 232U(nth,f)

M. HADDAD\*, J. CRANCON, Ch. HAMELIN, G. LHOSPICE, M. ASGHAR\*, J. BLACHOT.
CEN, DRF/SPh/PhN, 85 X, 38041 - Grenoble Cedex, France.
\*CEN and USTHB, P.B. 1017 - Alger-Gare, Algeria.

<u>Abstract</u> : The post-neutron absolute mass yields of 35 products from 25 mass chains for  $^{232}U(n_{th},f)$  have been determined by  $\gamma$ -ray spectroscopy. The resulting mass distribution for  $^{232}U$  is compared with the corresponding existing data on  $^{233}U$  and  $^{235}U$ .

### 1NTRODUCTION

We are doing a systematic study of post-neutron mass distributions for a series of actinides. In this paper, we present some results on  $^{232}$ U(n<sub>nt</sub>,f)  $\sigma$  n<sub>th</sub>,f  $\sim$ N 75 b.

### EXPERIMENTAL METHOD AND RESULTS

This work was done with the rabbit installed at the CEN-Grenoble Mélusine reactor. The plastic capsules containing  $^{232}$ U material were inserted into bigger plastic capsules during their transfer to and from the irradiation position. Each sample capsule contained  $\sim 0.05$  to 0.1 µg of  $^{232}$ U. At this level of fissile material, one has to taks an extreme care about a possible  $^{235}$ U contamination of the sample material (provided by AERE-Harwell in the form of a solution), the plastic capsules and the environment. Tests were made with different blank capsules to ensure that they did not contain  $^{235}$ U at a detectable level of  $\sim 10^{-9}$  gm.

## POST-NEUTRON MASS DISTRIBUTION FOR 232U(nth,f)

Two periods of irradiation : 15 min and 2 h, were used. An energy-calibrated and high-efficiency HPGe detector was used to count and follow the decay of different  $\gamma$ -ray lines in order to identify the fission products emitting them and to ensure their parity. We obtained the absolute yields of 35 fission products. However, we give in Table 1 the mass yields for 23 mass chains ; these were obtained from the fission products whose cumulative yields represented more than 92% of the corresponding chain yields. In fig.1 the post-neutron mass distribution for  $^{232}$ U(n<sub>th</sub>nf) is compared with the existing post-neutron data for  $232_{U}$  and  $235_{U}$  <sup>1</sup>. This comparison of data indicates that there might be a problem with masses 138 and 139. We shall do further checks on these masses. An interesting feature of these data is the behaviour of the yields for the light group : here the yield decreases around mass  $\sim$  100 and increases around mass  $\sim$  90, as one goes from <sup>235</sup>U towards <sup>232</sup>U. This type of behaviour has already been observed in the mass energy correlations for these nuclei studied with the double-energy method<sup>2</sup>. This behaviour results from a competition of shells in the complementary light and heavy fragments<sup>2</sup>.



- 42 -

# POST-NEUTRON MASS DISTRIBUTION FOR 232U(nth,f)

}	Mass	Nuclide	Mass Yiel	ld (%)	i
J	0.5	85wm	0.05	0 / 3	
1	65	87	2.23	0.43	1
1	87	0,Kr	4.44	0.63	ļ
1	88	<sup>OOK</sup> T	5.61	0.47	1
1	89	89 <sub>Rb</sub>	6.52	0.17	- 1
1	91	<sup>91</sup> Sr	6.98	0.17	1
ł.	92	9 <sup>2</sup> Sr	6.80	0.33	1
Ĺ	93	93 <sub>Y</sub> g	7.05	0.34	1
Ì.	94	94y	6.32	0.28	1
	<b>9</b> 5	952r	5.89	0.47	1
1	97	97 <sub>2</sub>	5.34	0.16	1
1	99	99 <sub>Mo</sub>	4.22	0.16	1
1	127	127 <sub>Sb</sub>	0.48	0.07	
1	129	129 <sub>Sb</sub>	1.58	0.15	1
	131	131 <sub>I</sub>	3.53	0.16	1
1	132	132 <sub>Te</sub>	5.35	0.17	
1	133	133 <sub>18</sub>	5.53	0.11	1
	135	135 <sub>Xe</sub>	5.28	0.22	1
1	138	138 <sub>Cs</sub>	7.7	0.4	1
1	139	139 <sub>Ba</sub>	8.27	0.27	1
ł	140	140 <sub>Ba</sub>	6.55	0.65	1
1	141	141 <sub>Ce</sub>	6.71	0.75	1
1	142	142La	7.14	0.07	ł
1	143	<sup>143</sup> Ce	5.35	0.22	1

 $\frac{Table 1}{Post-neutron mass yields for 232} U(n_{th}, f)$ 

### REFERENCES

- B.F. Reeder Compilation of Fission Product Yields, Report - Nedo 12154-3 (1981).
- 2. M. Asghar et al., Nucl. Phys. A373 (1982), 225.

M. ASHGAR<sup>1)</sup>, J.P. BOCQUET<sup>3)</sup>, R. BRISSOT<sup>2)</sup>, M. DJEBARA<sup>1)</sup>,
M. MAUREL<sup>2)</sup>, H. NIFENECKER<sup>2)</sup> and CH. RISTORI<sup>2)</sup>
1) WSTHB and CEN, B.P. 1017, Alger-Gare, Algeria
2) CEN Grenoble, DRF/CPN, 85 X, 38041 Grenoble Cédex, France
3) Institut Laue-Langevin, 38042 Grenoble Cédex, France

Abstract Proton odd-even effect for  $^{229}$ Th(n<sub>th</sub>,f) and  $^{212}$ U(n<sub>th</sub>,f) has been determined with a  $\Delta$ E-ER gas telescope. These data indicate that the qp-particle excitation probability at the saddle point is small and most of its results, when the nucleus moves from saddle to scission and the neck ruptures into final fragments. These results are discussed in terms of the different ideas and models.

#### INTRODUCTION

In low energy fission, although the structure of the barrier region landscape is fairly well understood both theoretically and experimentally, one knows little about the effective path the fissioning nucleus takes from the saddle point to the scission configuration<sup>1,2</sup>. However, there is a sufficient experimental evidence that shows that the motion of the nucleus in this region must be slow to allow the (effective) potential energy to determine the probabilities of different observables. But why is the saddle-toscission point motion slow? It could be slow, if the energy gained by the nucleus on its way towards scission, is transferred to other degrees of freedom - in this case, the viscosity tensor controls the motion of the nucleus. It could remain slow, if the saidle-toscission landscape is rather flat, because, then, the nucleus will not gain much energy on its way towards scission<sup>2,3</sup>. In each of these cases the effective total potential energy (macroscopic plus microscopic) should determine the yields of different quantities and the saddle-point landscape memory should be absent (see, however). Then, what should one do to learn something about the nature of this movement?

One way is to study the proton odd-even effect - qp-excitations - for even z fissioning nuclei. However, it may not be enough, if qp-excitations can be produced at the saddle point, if

. . .

enough excitation energy is available there. If it is true, we may not learn much about the dynamics of the fission process per se, though these saddle-point qp-excitations may influence the future behaviour of the nucleus. One can avoid this problem in the case of  $(n_{ch}, f)$  of <sup>219</sup>Ih, <sup>232</sup>U and <sup>238</sup>Pu, where because of very small excitation energy above the saddle point, the qp-excitation should be very low (table 1).

	Tan Bar Ming Lan			
	انسى	мц.	<u>ر</u> و د ا	
e, hi	30 * e i	71.2 + + 1	10 - 113	92.2 5
R., Mexic	6.78	4.74	4.84	- 14 T
ARE SHORE SUITERS		14	1.6	141 1
Born harnen kantilen	ы	5.8	11	4 43 *
ACCIDENT CALLS - DAVE				
March Street March	122	30	7 54	01 -
Barer webwich miles as, "is		27 A J	22.1 4 2 1 1	21.141
	11			
E.T. Mest	1.4 4 4 3	1.7 a 9 4	0.95 a 0.98 **	4**
	1.3 ++ 1 *			

sion
The experiment on 223 Th and
<sup>232</sup> U was done at the Grenoble

Experiment, results and discus-

high-flux reactor. A  $\Delta E - E_R$  gas telescope was used to detect the fragments. The two-dimensional  $\Delta E - E_R$  surface was analysed in terms of z-yields<sup>5</sup>,<sup>6</sup>. Fig. 1 and 2 show respectively the charge yields for <sup>229</sup>Ih and <sup>232</sup>II



Table 1 gives the mean values of  $\delta p$  for these nuclei along with the data on <sup>232</sup>U and <sup>235</sup>U from the Lohengrin mass separator<sup>7,8</sup>. The very interesting result is that the  $\delta p$ -values are the same for the three isotopes of Uranium even though the excitation energies at the outer barrier are quite different. Thus, even in the case of <sup>233</sup>U and <sup>235</sup>U the qp-excitation probability is small. We feel<sup>9</sup> that the situation should be similar for <sup>239</sup>Pu, <sup>241</sup>Pu; however, this needs confirming with our future study of <sup>238</sup>Pu, where again the excitation energies above the barrier is too small ( $\sim 0$  MeV) to produce qp-excitations.

Hence, this work shows that the qp-excitations take place between saddle and the scission configuration and during the fast rupture of the neck<sup>10</sup>. How can one separate these two components? A combinatorial analysis<sup>11</sup> links these components through op and the odd-even effect in the kinetic energies  $i \mathbb{E}_{K}^{(3-e)}$  (table 1). However, this analysis fails for 232 Th and 232U, where  $5\mathbb{E}_{K}^{(3-e)}$  are of the same order even though 5p for 232U is about half of that for 232 Th. Furthermore, this analysis considers only the difference in potential energy, when a pair is broken. However, this analysis shows nicely that the neutron  $5_{n}$  is smaller than 5p, because the nucleus has more neutrons! Through thermodynamical arguments, one can relate 5p (as a function of temperature T), to the ratio of the mean number of qp's above the  $\varepsilon_{\rm T}$  for an ideal Fermi gas<sup>12</sup>. This statistical treatment ignores in possibly significant qp-excitations during a fast neck rupture. These studies indicate that the amount of excitation energy going into qp-excitations is low  $\mathcal{X} = -7$  MeV - claimed to be consistent with two-body dissipation mechanism<sup>22</sup>.

The nuclear fragment theory based on the two-centre shell mo-'del treats the charge coordinate as a dynamical variable<sup>13</sup>. This model shows that the odd-even effect results from the structures (due to microscopical effects) in the potential energy and in the mass parameters. A good test of this model will be to see whether it can reproduce the rapid decrease of  $\delta p$  as the  $Z_F$  of the fissioning nucleus increases, and the low  $\delta_n$  values compared with the corresponding  $\delta p$ .

Hence, as a conclusion, the experimental data show that in  $(n_{th,f})$  most of qp-excitations take place, when the nucleus moves from saddle to scission and ruptures into fragments. We have discussed some of the ideas put forward to understand the nature of this movement.

### REFERENCES

S. Bjørnholm and J.E. Lynn, <u>Rev. Mod. Phys. 52</u> (1980) 725
 M. Ashgar and R.W. Hasse, <u>J. de Phys. 45</u> (1984) C6 - 455
 J.F. Berger, M. Girod and D. Gogny, <u>J. de Phys. Lett</u>. 42 (1981) L509
 M. Ashgar and R.W. Hasse, <u>Contribution to this conf</u>.
 G. Mariolopoulos et al., <u>Nucl. Phys. A 361</u> (1981) 213
 M. Djebara et al., <u>Nucl. Phys. A 425</u> (1984) 120
 U. Quade, <u>thesis</u>, <u>University of Munich (1983)</u>
 W. Lang et al., <u>Nucl. Phys. A 345</u> (1980) 34
 M. Ashgar et al., <u>Nucl. Phys. A 368</u> (1981) 319
 R.W. Fuller, <u>Phys. Rev. 126</u> (1962) 684
 H. Nifenecker et al., <u>Z. Phys. A 308</u> (1982) 39
 G. Mantzouranis and J.R. Nix, <u>Phys. Rev. C25</u> (1982) 918
 D.R. Saroha and R.K. Gupta, <u>Phys. Rev. C29</u> (1984) 1101

### QUASI-PARTICLE EXCITATIONS IN LOW ENERGY FISSION

M. ASHGAR<sup>1)</sup>, J.P. BOCQUET<sup>3)</sup>, R. BRISSOT<sup>2)</sup>, M. DJEBARA<sup>1)</sup>,
M. MAUREL<sup>2)</sup>, H. NIFENECKER<sup>2)</sup> and CH. RISTORI<sup>2)</sup>
1) WSTHB and CEN, B.P. 1017, Alger-Gare, Algeria
2) CEN Grenoble, DRF/CPN, 85 X, 38041 Grenoble Cédex, France
3) Institut Laue-Langevin, 38042 Grenoble Cédex, France

<u>Abstract</u> Proton odd-even effect for  $^{22.9}$ Th(n<sub>th</sub>,f) and  $^{122}$ U(n<sub>th</sub>,f) has been determined with a  $\Delta E - E_R$  gas telescope. These data indicate that the qp-particle excitation probability at the saddle point is small and most of its results, when the nucleus moves from saddle to scission and the neck ruptures into final fragments. These results are discussed in terms of the different ideas and models.

### INTRODUCTION

In low energy fission, although the structure of the barrier region landscape is fairly well understood both theoretically and experimentally, one knows little about the effective path the fissioning nucleus takes from the saddle point to the scission configuration<sup>1,2</sup>. However, there is a sufficient experimental evidence that shows that the motion of the nucleus in this region must be slow to allow the (effective) potential energy to determine the probabilities of different observables. But why is the saddle-toscission point motion slow? It could be slow, if the energy gained by the nucleus on its way towards scission, is transferred to other degrees of freedom - in this case, the viscosity tensor controls the motion of the nucleus. It could remain slow, if the saddle-toscission landscape is rather flat, because, then, the nucleus will not gain much energy on its way towards scission<sup>2,3</sup>. In each of these cases the effective total potential energy (macroscopic plus microscopic) should determine the yields of different quantities and the saddle-point landscape memory should be absent (see, however"). Then, what should one do to learn something about the nature of this movement?

One way is to study the proton odd-even effect - qp-excitations - for even z fissioning nuclei. However, it may not be enough, if qp-excitations can be produced at the saddle point, if

. .- \*

enough excitation energy is available there. If it is true, we may not learn much about the dynamics of the fission process per se, though these saddle-point qp-excitations may influence the future behaviour of the nucleus. One can avoid this problem in the case of  $(n_{th}, f)$  of <sup>229</sup>Ih, <sup>232</sup>U and <sup>233</sup>Pu, where because of very small excitation energy above the saddle point, the qp-excitation should be very low (table 1).

	Tal SEL Preserve			
	~	-*ç	_،جد	
e 61	10 1 e i	71:34	Diraca	192.1 v 2
P., Max-	± 29	1.4	4 <b>6</b> 8	*/***
aner parmer . " ras -	<b>A</b> 1	3.8	76	5.e5 **
auter "Briter 1.45 Sec. 1	ف ا	75	5 5	* * * *
Internet entry summe				
My and By a way high a	127	00	1.34	1 D1 **
MARE WIGHTER FREE #	40	21	21111	
	33			
E.C. May?	6.4 4 4 5	1 * 1 * 4	191 au 191 -	075
	110017			

Experiment, results and discus-
sion
The experiment on 229 Th and
<sup>212</sup> U was done at the Grenoble
high-flux reactor. A AE-Eg gas
telescope was used to detect
the fragments. The two-dimen-
sional AE-E <sub>R</sub> surface was ana-
lysed in terms of z-yields <sup>5,6</sup> .
Fig. 1 and 2 show respectively
the charge yields for <sup>229</sup> Ih and <sup>232</sup> II



Table 1 gives the mean values of  $\delta p$  for these nuclei along with the data on <sup>233</sup>U and <sup>235</sup>U from the Lohengrin mass separator<sup>7,6</sup>. The very interesting result is that the  $\delta p$ -values are the same for the three isotopes of Uranium even though the excitation energies at the outer barrier are quite different. Thus, even in the case of <sup>233</sup>U and <sup>235</sup>U the qp-excitation probability is small. We feel<sup>9</sup> that the situation should be similar for <sup>239</sup>Pu, <sup>2+1</sup>Pu; however, this needs confirming with our future study of <sup>238</sup>Pu, where again the excitation energies above the barrier is too small ( $\sim 0$  MeV) to produce qp-excitations.

Hence, this work shows that the qp-excitations take place between saddle and the scission configuration and during the fast rupture of the neck<sup>10</sup>. How can one separate these two components? A combinatorial analysis<sup>11</sup> links these components through op and the odd-even effect in the kinetic energies  $5E_{\rm K}^{5me}$  (table 1). However, this analysis fails for  $^{529}$ Th and  $^{522}$ U, where  $\delta E_{\rm K}^{5me}$  are of the same order even though 5p for  $^{232}$ U is about half of that for  $^{239}$ Th. Furthermore, this analysis considers only the difference in potential energy, when a pair is broken. However, this analysis shows nicely that the neutron  $\delta_{\rm n}$  is smaller than  $\delta p$ , because the nucleus has more neutrons! Through thermodynamical arguments, one can relate  $\delta p$  (as a function of temperature T), to the ratio of the mean number of qp's above the  $\epsilon_{\rm F}$  for an ideal Fermi gas<sup>12</sup>. This statistical treatment ignores in possibly significant qp-excitations during a fast neck rupture. These studies indicate that the amount of excitation energy going into qp-excitations is low  $^{2}$  6 - 7 MeV - claimed to be consistent with two-body dissipation mechanism<sup>12</sup>.

The nuclear fragment theory based on the two-centre shell model treats the charge coordinate as a dynamical variable<sup>13</sup>. This model shows that the odd-even effect results from the structures (due to microscopical effects) in the potential energy and in the mass parameters. A good test of this model will be to see whether it can reproduce the rapid decrease of  $\delta p$  as the  $Z_F$  of the fissioning nucleus increases, and the low  $\delta_n$  values compared with the corresponding  $\delta p$ .

Hence, as a conclusion, the experimental data show that in (n<sub>th,f</sub>) most of qp~excitations take place, when the nucleus moves from saddle to scission and ruptures into fragments. We have discussed some of the ideas put forward to understand the nature of this movement.

### REFERENCES

 S. Bjørnholm and J.E. Lynn, <u>Rev. Mod. Phys.</u> 52 (1980) 725
 M. Ashgar and R.W. Hasse, <u>J. de Phys.</u> 45 (1984) C6 - 455
 J.F. Berger, M. Girod and D. Gogny, <u>J. de Phys. Lett</u>. 42 (1981) L509
 M. Ashgar and R.W. Hasse, <u>Contribution to this conf</u>.
 G. Mariolopoulos et al., <u>Nucl. Phys. A 361 (1981) 213</u>
 M. Djebara et al., <u>Nucl. Phys. A 425 (1984) 120</u>
 U. Quade, <u>thesis</u>, <u>University of Munich (1983)</u>
 W. Lang et al., <u>Nucl. Phys. A 345 (1980) 34</u>
 M. Ashgar et al., <u>Nucl. Phys. A 368 (1981) 319</u>
 R.W. Fuller, <u>Phys. Rev. 126 (1962) 684</u>
 H. Nifenecker et al., <u>Z. Phys. A 308 (1982) 39</u>
 G. Mantzouranis and J.R. Nix, <u>Phys. Rev. C25 (1982) 918</u>
 D.R. Saroha and R.K. Gupta, Phys. Rev. C29 (1984) 1101