

FR # 0 2420

CENBG 7910

I N 2 P 3

CENTRE D'ÉTUDES NUCLÉAIRES
DE BORDEAUX-GRADIGNAN

LE HAUT-VIGNEAU
33170 GRADIGNAN

ÉTUDE DES RÉSONANCES DE VIBRATION DANS LA RÉACTION $^{231}\text{Pa}(\alpha, f)$

A. Sicre, F. Caitucoli, G. Barreau, T.P. Doan, T. Benfoughal
et B. Leroux

4^{ème} Colloque International sur la Physique et la Chimie de
la Fission - JULICH, 14-18 Mai 1979

ETUDE DES RESONANCES DE VIBRATION
DANS LA REACTION $^{231}\text{Pa}(n, f)$.

A. SICRE, F. CAITUCOLI, G. BARREAU^{*}, T. P. DOAN
T. BENFOUGHAL et B. LEROUX.

Centre d'Etudes Nucléaires de Bordeaux-Gradignan
Le Haut Vigneau 33170 Gradignan (France)

* actuellement à l'Institut Laue Langevin-Grenoble (France).

RESUME

La fonction d'excitation de la réaction $^{231}\text{Pa}(n, f)$ a été mesurée de 130 à 450 keV avec une résolution en énergie des neutrons de 5 keV. Cette mesure a confirmé l'existence des 2 structures déjà observées vers $E_n = 200$ keV et $E_n = 330$ keV et mis en évidence une résonance étroite vers $E_n = 160$ keV. L'utilisation d'une résolution en énergie de 2 keV seulement a montré que la largeur de cette résonance est ≤ 2 keV. Les distributions angulaires des fragments de fission ont également été mesurées au voisinage de ces 3 structures avec une résolution en énergie de 5 keV. La fonction d'excitation et les distributions angulaires ont été reproduites simultanément à l'aide d'un modèle statistique rendant compte de la compétition entre les différentes voies de sortie (émission de neutrons - émission γ - fission à travers une barrière à 2 maxima). Cette analyse montre que la résonance étroite à 160 keV présente toutes les caractéristiques d'une résonance de vibration pure (KJ^π) = (33^+). Les résonances à 200 keV et 330 keV sont interprétées comme correspondant à des états de vibration $K^\pi = 0^+$ et $K^\pi = 0^-$.

I. - INTRODUCTION -

Il y a une dizaine d'années, on avait déjà observé que les fonctions d'excitation des réactions (n, f) sur les actinides non fissiles présentaient souvent des plateaux ou même des structures résonnantes au voisinage de leurs seuils. Dans le cadre du modèle de la goutte liquide, qui prévoit une barrière de fission présentant un seul maximum, ces structures ne pouvaient être dues qu'à une modification de la compétition entre les différentes voies de sortie (fission, émission de neutrons ou émission de rayonnements γ), et elles ont généralement été attribuées à l'ouverture soudaine de nouvelles voies de neutrons ; mais toutes les tentatives d'interprétation quantitatives basées sur cette hypothèse se sont soldées par des échecs, et

il a fallu attendre l'introduction par Strutinsky des effets de couche et d'appariement dans le modèle de la goutte liquide pour expliquer d'une manière cohérente l'existence de ces structures.

En effet l'une des principales conséquences des travaux de Strutinsky 1, 2, 3, 4) consiste à prévoir une barrière de fission présentant 2 maxima encadrant un second puits de potentiel capable d'assurer une certaine stabilité à des états très déformés et en particulier à des états de vibration β qui jouent le rôle d'états-porte vers la fission.

Ceci est schématisé sur la fig. 1 qui représente la variation du coefficient de transmission à travers la barrière de fission en fonction de l'énergie disponible dans le degré de liberté associé à la fission.

Ce coefficient de transmission présente des résonances pour des énergies correspondant aux états de vibration β du second puits de potentiel. La largeur de ces résonances dépend naturellement de la largeur, donc du temps de vie, des états de vibration qui leur donnent naissance. Comme à chaque état de vibration est associée une bande de rotation, la probabilité de fission présente une série de résonances correspondant aux différents membres de cette bande de rotation. Ces résonances individuelles seront distinctes si leur largeur est faible par rapport à l'énergie de rotation et plus ou moins confondues dans le cas contraire. Leurs intensités relatives dépendent principalement de la distribution en moment angulaire du noyau composé, car la compétition entre les différentes voies de sortie dépend peu du moment angulaire.

L'étude de ces résonances de vibration présente un grand intérêt dans la mesure où il est possible d'en extraire des informations sur la forme de la barrière de fission et sur les caractéristiques spectroscopiques des états de vibration β . Dans certains cas privilégiés, il est également possible de mesurer le moment d'inertie de noyaux très déformés⁵⁾, ou d'obtenir des informations sur l'importance de la viscosité nucléaire au niveau du second puits de potentiel⁶⁾.

L'obtention de ces informations exige toutefois l'utilisation d'une très bonne résolution en énergie et la mesure simultanée des distributions angulaires des fragments de fission afin de mettre en évidence l'ouverture successive des différentes voies de fission.

Dans une précédente étude⁷⁾ réalisée avec une résolution en énergie de 10 keV, nous avons observé dans la fonction d'excitation de la réaction $^{231}\text{Pa}(n, f)$, deux structures résonnantes situées au voisinage des énergies de neutrons $E_n = 200$ keV et $E_n = 330$ keV ; l'interprétation simultanée de la fonction d'excitation et de la forme des distributions angulaires des fragments de fission nous avait conduits à supposer que chacune de ces structures provenait de la superposition d'au moins 2 résonances de vibration. Il nous a donc paru intéressant d'essayer de mettre en évidence ces

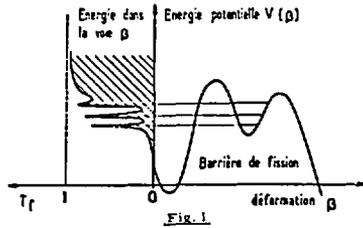


Fig. 1

différentes composantes éventuelles en reprenant nos mesures avec une meilleure résolution en énergie.

II. - TECHNIQUES EXPERIMENTALES -

- Production des neutrons - La section efficace de fission de la réaction $^{231}\text{Pa}(n, f)$ ainsi que les distributions angulaires des fragments de fission ont été mesurées auprès de l'accélérateur Van de Graaff de 4 MV du CENBG à Bordeaux. Les neutrons incidents sont produits par la réaction $^7\text{Li}(p, n)$ sur une cible de fluorure de Lithium. Un détecteur de neutrons placé dans la direction des protons incidents permet de contrôler le flux de neutrons. Les mesures sont faites point par point en modifiant l'énergie des protons incidents. La calibration en énergie du faisceau de protons est obtenue par la mesure du seuil de la réaction $^7\text{Li}(p, n)$ qui est pris égal à 1.880, 6 keV. Au-delà du seuil, la fonction d'excitation de la réaction présente un maximum ; l'épaisseur des dépôts de LiF est évaluée à partir de la variation en énergie des protons incidents faisant passer le taux de production de neutrons de 10% à 90% de ce maximum. En utilisant un faisceau de protons de $30 \mu\text{A}$ sur un dépôt de LiF de $10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$, on obtient un flux de neutrons de $10^5 \text{n. cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ sur le dépôt fissionnant situé à une distance de 10 cm. La résolution en énergie du faisceau de neutrons est alors de l'ordre de 2 keV.

- Dépôts de ^{231}Pa - Les deux cibles de ^{231}Pa que nous avons utilisées proviennent de Harwell et sont constituées d'un dépôt d'oxyde de Protactinium sur un disque d'Aluminium de 2 cm de diamètre et de 0,25 mm d'épaisseur. Les épaisseurs de ^{231}Pa sont respectivement égales à $2,04 \text{ mg. cm}^2$ et $2,01 \text{ mg}/\text{cm}^2$; chaque cible contient donc environ 6 mg de ^{231}Pa . Les dépôts contiennent ($93,5 \pm 0,2\%$) de ^{231}Pa et ($6,5 \pm 0,1\%$) de descendants. Parmi les descendants seuls les noyaux ^{227}Ac et ^{207}Pb ont des périodes suffisamment longues pour assurer leur accumulation, mais ils présentent des seuils de fission beaucoup plus élevés que celui de la réaction étudiée.

- Détection des fragments de fission - La section efficace de fission de la réaction $^{231}\text{Pa}(n, f)$ est faible (inférieure à 100 mb) dans la zone d'énergie étudiée près du seuil. Par contre le ^{231}Pa présente une très forte radioactivité α ($1,8 \times 10^6 \alpha. \text{mg}^{-1} \text{s}^{-1}$). Le taux relatif de fragments par rapport aux particules α est donc de l'ordre de 10^{-7} . Ces conditions très particulières nous ont conduits à utiliser les détecteurs plastiques de traces. En effet en choisissant convenablement les paramètres de l'attaque chimique qui permettent de révéler les traces des particules enregistrées (concentration - température - durée), il est possible de faire une discrimination entre les particules α et les fragments de fission avec une efficacité pratiquement égale à 100%.

Le détecteur utilisé est une feuille de Makrofol suffisamment mince ($10 \mu\text{m}$) pour être traversée de part en part par les fragments de fission dont le parcours est de 15 à $20 \mu\text{m}$ dans cette matière. Après irradiation,

une attaque chimique (NaOH 6N à 70°C pendant 20 mn) permet de produire un trou de 1 à 2 μ m de diamètre à l'emplacement de chaque impact d'un fragment de fission sur le détecteur.

Les traces sont ensuite visualisées en utilisant la méthode proposée par Lark⁸⁾ : la feuille de Makrofol est placée entre une plaque de cuivre et une feuille de Mylar métallisé dont la couche d'aluminium est portée à la haute tension ; les claquages qui se produisent à l'endroit des traces détruisent la couche d'aluminium. On obtient ainsi une image de la distribution de l'impact des fragments de fission sur le détecteur.

II. 1 - Mesure de la section efficace de fission -

1) Dispositif expérimental.

Pour cette mesure nous avons utilisé les détecteurs plastiques de traces dans un montage en sandwich comportant un dépôt de ^{231}Pa et un dépôt de ^{235}U placés dos à dos. Chaque détecteur est constitué par une feuille de Makrofol de 10 μ m d'épaisseur maintenue face à chaque dépôt à une distance de 1 mm. La géométrie de détection est alors très voisine de 2π .

Dans une première expérience, nous avons voulu obtenir une dispersion de l'énergie des neutrons $\Delta E_n = 5$ keV. Pour cela, nous avons employé une cible de LiF de 30 μ g/cm² d'épaisseur qui produit une dispersion maximale due à la perte d'énergie des protons incidents : $\Delta E_n^P = 4,2$ keV à $E_n = 150$ keV. Le système dépôts-détecteurs a été placé à 7,5 cm de la cible de LiF ; pour cette distance, on a une dispersion due à l'ouverture du faisceau de neutrons $\Delta E_n^n = 2,2$ keV à $E_n = 150$ keV ; la dispersion totale à 150 keV est alors $\Delta E_n^t = 4,8$ keV.

Dans une expérience complémentaire, nous avons pu atteindre une dispersion encore plus faible en utilisant une cible de LiF de 10 μ g/cm² et en plaçant le sandwich dépôts-détecteurs à 10 cm de cette cible. On a alors respectivement $\Delta E_n^P = 1,3$ keV et $\Delta E_n^n = 1,4$ keV à 150 keV, ce qui donne une dispersion totale $\Delta E_n^t = 2,1$ keV pour cette énergie en évaluant à 1 keV la résolution de l'accélérateur. Une dispersion aussi faible s'obtient bien entendu au détriment du taux de comptage, et il est difficile de l'employer sur d'importantes plages en énergie.

La normalisation des résultats se fait par rapport à la section efficace de fission de la réaction $^{235}\text{U}(n, f)$ pour laquelle nous avons pris les valeurs de la compilation de Sowerby et coll.⁹⁾

2) Résultats.

La section efficace de fission mesurée de $E_n = 130$ à 450 keV par pas de 5 keV avec une résolution en énergie des neutrons de 5 keV est présentée sur la fig. 2 ; les barres d'erreur qui sont portées représentent seulement les fluctuations statistiques sur les nombres de traces comptées. Cette mesure confirme l'existence des deux larges structures centrées sur $E_n = 200$ keV et $E_n = 330$ keV, mais la meilleure résolution utilisée ici permet de faire apparaître nettement une résonance très fine

à $E_n = 160$ keV. Cette résonance présente une hauteur de 25 mb et une largeur égale à la résolution en énergie $\Delta E_n = 5$ keV. Les valeurs de la section efficace au sommet de la résonance et dans le creux, à $E_n = 175$ keV, sont dans le rapport 3,8.

Afin de préciser la largeur réelle de cette résonance, nous avons fait une nouvelle mesure avec une résolution en énergie $\Delta E_n = 2$ keV dans une zone très limitée autour de 160 keV. Le résultat obtenu (fig. 3) montre que la largeur de la résonance est encore de l'ordre de la résolution en énergie, c'est-à-dire 2 keV. Par contre, le sommet de la résonance passe de 25 à 39 ± 3 mb; il est donc tout à fait possible que cette résonance soit encore plus haute et plus étroite.

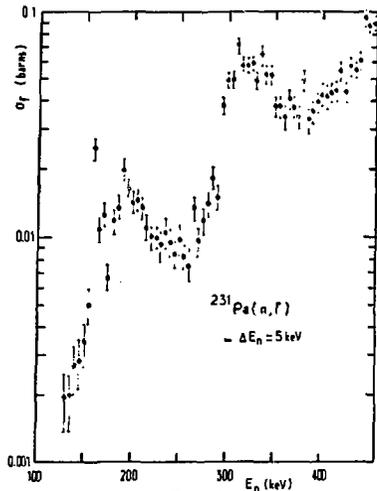


Fig. 2

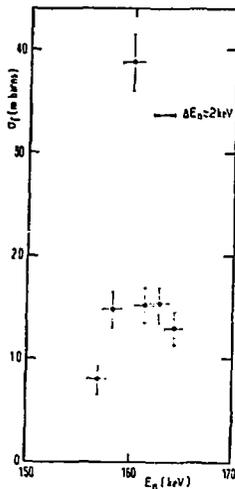


Fig. 3

II. 2 - Mesure des distributions angulaires -

Pour compléter la mesure de la section efficace de fission, nous avons aussi mesuré les distributions angulaires des fragments de fission avec une résolution en énergie compatible avec la largeur des structures observées.

1) Dispositif expérimental.

Les fragments de fission sont enregistrés par un détecteur plastique cylindrique, de 18 cm de diamètre et de 30 cm de hauteur, dont l'axe est perpendiculaire à la direction moyenne des neutrons incidents ;

les dimensions de ce cylindre résultent d'un compromis entre la résolution angulaire, l'angle solide de détection, la facilité de manipulation du détecteur et le rapport signal sur bruit du détecteur. Afin de permettre le dépouillement par la méthode des étincelles, le détecteur est une feuille de Makrofol de $10 \mu\text{m}$ d'épaisseur. Cette feuille est fixée par effet électrostatique sur une feuille plus épaisse de Makrofol. Au centre du cylindre les deux dé-

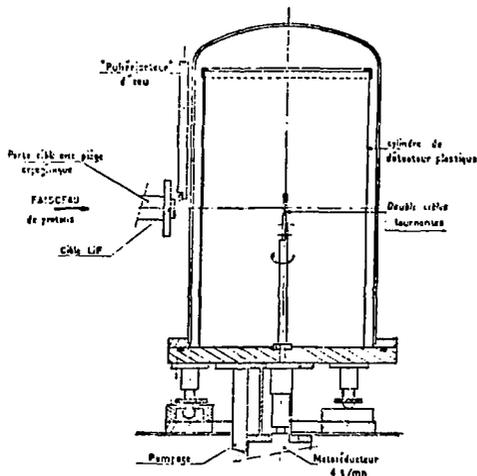


Fig. 4

ôts de ^{231}Pa sont placés dos à dos, et animés d'un mouvement de rotation autour de l'axe du cylindre. Cette rotation a pour but d'atténuer l'influence sur les distributions angulaires du ralentissement ou de l'absorption des fragments rasants dans l'épaisseur des dépôts de ^{231}Pa . L'ensemble se trouve dans une chambre cylindrique en acier inoxydable dont la paroi fait 1 mm d'épaisseur ; une pompe maintient cette chambre sous un vide primaire. La chambre est placée sur un plateau orientable permettant le positionnement correct de l'ensemble cibles-détecteur par rapport à la direction des neutrons incidents (fig. 4).

2) Obtention des distributions angulaires expérimentales.

En première approximation, on peut considérer que les fragments de fission proviennent d'une source ponctuelle.

Les fragments dont la direction d'émission fait un angle θ donné avec la direction moyenne Oz des neutrons incidents atteignent le détecteur le long d'une courbe décrite par l'intersection du cylindre du détecteur avec le cône de demi-angle au sommet θ et d'axe Oz .

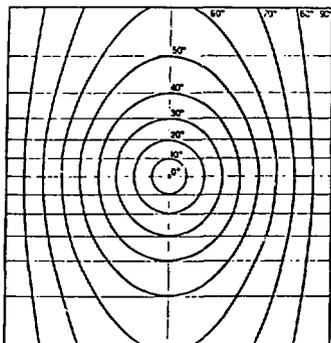


Fig. 5

La fig. 5 représente ces courbes sur un demi-cylindre de détecteur déroulé et pour des angles θ variant de 0° à 90° par intervalles de 10° . Au moyen d'une grille, on peut compter les traces des fragments dans chaque zone du détecteur ainsi délimitée et obtenir les quantités $\frac{dN}{d\Omega}(\theta)$.

Afin de préciser l'influence des dimensions réelles du dispositif sur les mesures, nous avons effectué un calcul du type Monte Carlo pour simuler la répartition des fragments

sur le détecteur pour différentes distributions angulaires théoriques, en tenant compte des dimensions réelles des cibles de LiF et de ^{231}Pa et de la rotation des cibles de ^{231}Pa . L'écart entre les distributions angulaires théoriques et simulées reste inférieur à 2%; l'influence de la résolution angulaire est donc négligeable par rapport aux fluctuations statistiques.

3) Résultats.

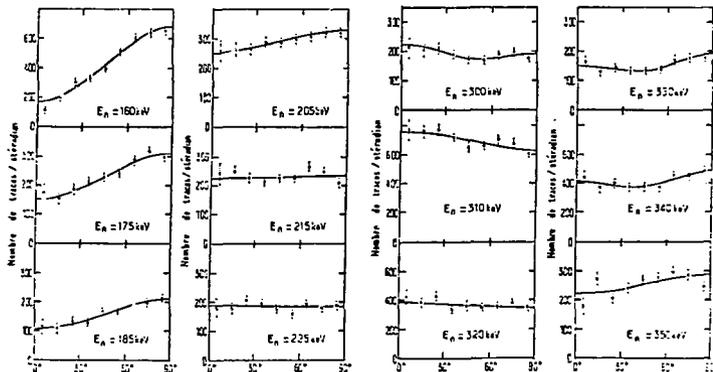


Fig. 6

Les distributions angulaires des fragments de fission ont été mesurées de $E_n = 160$ keV à $E_n = 350$ keV avec une résolution en énergie des neutrons de 5 keV. Les résultats obtenus sont représentés sur la fig. 6 ainsi que le lissage obtenu au moyen d'un développement en polynômes de Legendre :

$$W(\theta) = A_0 \left[1 + \sum_n \alpha_{2n} P_{2n}(\cos\theta) \right]$$

Dans le tableau suivant, nous donnons les valeurs des coefficients α_{2n} ainsi que les valeurs du rapport $R = W(0^\circ)/W(90^\circ)$ calculés à partir de ce développement.

E_n (keV)	α_2	α_4	$R = W(0^\circ)/W(90^\circ)$
160	$-0,656 \pm 0,024$		$0,26 \pm 0,03$
175	$-0,404 \pm 0,039$		$0,50 \pm 0,05$
185	$-0,389 \pm 0,047$		$0,51 \pm 0,06$
195	$-0,113 \pm 0,042$		$0,84 \pm 0,05$
205	$-0,165 \pm 0,039$		$0,77 \pm 0,05$
215	$-0,035 \pm 0,046$		$0,95 \pm 0,06$
225	$0,012 \pm 0,052$		$1,02 \pm 0,07$
300	$0,060 \pm 0,055$	$0,147 \pm 0,068$	$1,18 \pm 0,11$
310	$0,119 \pm 0,028$		$1,19 \pm 0,04$
320	$0,056 \pm 0,038$		$1,09 \pm 0,05$
330	$-0,247 \pm 0,056$	$0,201 \pm 0,072$	$0,80 \pm 0,10$
340	$-0,182 \pm 0,034$	$0,159 \pm 0,044$	$0,85 \pm 0,06$
350	$-0,162 \pm 0,041$		$0,78 \pm 0,05$

L'information la plus intéressante qui ressort de ces mesures est la forme nettement piquée à 90° de la distribution angulaire pour $E_n = 160$ keV. Lorsque l'énergie croît jusqu'à $E_n = 225$ keV, les distributions angulaires tendent à devenir isotropes. Dans le domaine de la résonance située autour de $E_n = 330$ keV, la forme des distributions angulaires varie assez peu autour d'une forme isotrope.

III. - METHODE D'ANALYSE.

L'interprétation des résultats expérimentaux est effectuée à l'aide d'un programme d'analyse basé sur les hypothèses suivantes :

la réaction (n, f) est supposée se dérouler en deux étapes successives indépendantes. Dans l'étape initiale, il y a formation d'un noyau composé de moment angulaire J et de parité π par capture de neutron. Le noyau formé présente une déformation très voisine de la déformation de l'état fondamental du noyau cible. Il se trouve donc dans le premier puits de la barrière de fission avec une énergie d'excitation $E^* \simeq B_n + E_n$. Dans notre

étude de la réaction ($^{231}\text{Pa} + n$) où $E_n = 5,562$ MeV, cette énergie d'excitation varie entre 5,7 et 6 MeV environ. Dans une deuxième étape le noyau se désexcite suivant l'un des trois modes de désexcitation possibles : émission d'un rayonnement gamma, émission d'un neutron ou fission.

nous supposons en outre que la projection K du moment angulaire total J du noyau composé sur son axe de déformation principal se conserve au cours du processus de fission et en particulier pendant la transition du point-selle au point de scission. Cette hypothèse peut se justifier par la rapidité de cette transition (10^{-21} - 10^{-22} s) qui empêche une action importante des forces de Coriolis. On suppose que les fragments de fission sont émis le long de l'axe de déformation principal du noyau.

La section efficace différentielle de fission correspondant à une voie de fission caractérisée par les nombres quantiques $KJ\pi$ est alors donnée par l'expression suivante :

$$\frac{d\sigma_f}{d\Omega}(E^*, J, K, \theta) = \frac{2J+1}{4\pi} \frac{T_f^{KJ\pi}(E^*)}{\sum_K T_f^{KJ\pi}(E^*) \cdot N_n^{J\pi}(E^*) + N_\gamma^{J\pi}(E^*)} \cdot \sum_{M=-J}^J \sigma_c(E^*, J, \pi, M) \cdot |d_{MK}^J(\theta)|^2$$

Dans cette expression, E^* est l'énergie d'excitation du noyau composé, θ définit l'angle d'émission des fragments de fission par rapport à la direction des neutrons incidents ; σ_c est la section efficace de formation du noyau composé ; T_f est le coefficient de transmission à travers la barrière de fission ; N_n et N_γ sont les nombres de voies de sortie effectives respectivement associés à l'émission d'un neutron et à l'émission d'un rayonnement gamma ; enfin les fonctions $d_{MK}^J(\theta)$ sont les fonctions d'onde de la toupie symétrique.

1) La section efficace de formation du noyau composé est calculée en utilisant les coefficients de transmission pour les neutrons $T_L^{J\pm 1/2}(E_n)$ obtenus par Perey et Buck (10) au moyen d'un potentiel optique non local.

2) Pour calculer le coefficient de transmission T_f à travers la barrière de fission $V(\beta)$, on ne considère que l'énergie E_β , effectivement disponible dans le degré de liberté β associé à la fission : $E_\beta = E^* - E_i$ où E_i est l'énergie "interne" disponible dans les autres degrés de liberté du noyau parmi lesquels on distingue la rotation du noyau autour d'un axe perpendiculaire à son axe de déformation principal :

$$E_\beta = E^* - (E_o^i + E_{rot})$$

$$\text{avec } E_{rot} = \frac{\hbar^2}{2J} \left[J(J+1) - K(K-1) + \frac{1}{2} (K, 1, 2) \cdot \alpha \cdot (-1)^{J+1/2} \cdot (J+1/2) \right]$$

où J est le moment d'inertie du noyau et α le paramètre de découplage.

Il s'agit donc de résoudre l'équation de Schrödinger :

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{\partial^2 \psi(\beta)}{\partial \beta^2} + [V(\beta) - E_\beta] \psi(\beta) = 0$$

Dans le cas d'une barrière à 2 maxima, cette équation se résout numériquement ou analytiquement dans le cadre de l'approximation WKB (11).

Cependant Cramer et Nix ¹² ont proposé une méthode de résolution analytique sans aucune approximation pour une barrière représentée par une suite de trois paraboles jointives. Le coefficient de transmission calculé par cette méthode présente des résonances aigües pour des énergies E_p inférieures au plus bas des deux maxima de la barrière. Ces résonances correspondent aux états de vibration du deuxième puits. La position et la forme des résonances dépendent des six paramètres $(E_A, \mu \omega_A)$, $(E_B, \mu \omega_B)$, $(E_{II}, \mu \omega_{II})$ qui caractérisent respectivement les hauteurs et les courbures des 2 maxima et la profondeur et la courbure du puits intermédiaire.

Dans le cas d'une barrière présentant 3 maxima, telle que l'ont suggérée Moller et Nix ¹³, on peut utiliser le calcul analytique généralisé par Bandari ¹⁴, mais comme dans cette hypothèse le premier maximum est faible, on peut se ramener à une double barrière constituée par le second et le troisième maximum de hauteur comparable.

Pour simuler un effet de damping au niveau du second puits, on ajoute, comme l'ont proposé Back et al. ¹⁵, au potentiel réel $V(B)$ un terme imaginaire $W(B)$ localisé dans le second puits. Le coefficient de transmission est alors la somme de deux termes : un terme correspondant à la transmission directe sans amortissement T_D et un terme décrivant la redistribution du flux absorbé. On suppose que cette redistribution se fait indépendamment de la voie d'entrée :

$$T_f^{KJ\pi} = T_D^{KJ\pi} + A^{KJ\pi} \frac{\int_K T_B^{KJ\pi}}{\int_K T_A^{KJ\pi} + \int_K T_B^{KJ\pi}}$$

T_A et T_B sont les pénétrabilités à travers chacun des maxima A et B calculées par la formule de Hill et Wheeler ¹⁶,

$$T_{A,B}^{KJ\pi} = \left[1 + \exp \left\{ 2\pi (E_{A,B} - E_p) / h \omega_{A,B} \right\} \right]^{-1}$$

Dans le cas limite où il y a amortissement complet dans le second puits, le flux transmis directement est nul et le flux absorbé est égal au flux transmis à travers le premier maximum :

$$T_f^{KJ\pi} = T_A^{KJ\pi} \cdot \frac{\int_K T_B^{KJ\pi}}{\int_K T_A^{KJ\pi} + \int_K T_B^{KJ\pi}}$$

3) Les densités de niveaux utilisées dans le calcul sont obtenues à partir des densités d'états (ρ_{Pu}) établies par Britt et coll. ¹⁷ pour le ²⁴⁰Pu. Ces densités sont déduites directement des spectres théoriques des états de particules indépendantes calculés pour les différentes déformations ¹⁸.

Pour une déformation donnée, on a :

$$\rho(E^*, J) = C \cdot \omega_{Pu} (E^* + \delta_{\Delta_n} + \delta_{\Delta_p}) \cdot (2J+1) \exp \left[\frac{-(J-1/2)^2}{2\sigma^2} \right]$$

Dans cette expression Δ_n et Δ_p sont les corrections de pairing pour les neutrons et les protons ; σ est le spin cut-off pris égal à 5,45 MeV, et C est une constante qui est ajustée pour rendre compte de la densité de niveau mesurée pour le ²³²Pa au voisinage de l'énergie de liaison du neutron.

IV. - ANALYSE DES RESULTATS -

Le but de cette analyse consiste à déterminer les paramètres qui permettent de reproduire simultanément la section efficace de fission et la forme des distributions angulaires des fragments de fission. Ces paramètres sont :

- la valeur de K et la parité π des structures internes correspondant aux voies de fission considérées;
- le moment d'inertie \mathcal{J} associé à la bande de rotation construite sur chaque structure interne ;
- les hauteurs et les courbures $(E_A, \chi(\omega_A))$, $(E_{II}, \chi(\omega_{II}))$, $(E_B, \chi(\omega_B))$ qui caractérisent la barrière de fission effective associée à chaque structure interne.

La comparaison de la forme très caractéristique de la distribution angulaire mesurée vers $E_n = 160$ keV avec les distributions angulaires $W^{KJ^\pi}(\theta)$ calculées pour différentes valeurs de K, J, π conduit à attribuer la résonance très étroite observée à cette énergie à un état de vibration pur $(K, J, \pi) = (3, 3, \pm)$.

Le tableau ci-contre donne les énergies auxquelles nous devrions trouver des résonances correspondant aux différents membres de la bande de rotation construite sur le même état de vibration (en donnant

J	E_n (keV)	$\sigma_c^{J^+}$ (barns)	$\sigma_c^{J^-}$ (barns)
3	160	1,220	0,055
4	188	0,007	0,032
5	223	0,006	

au paramètre $\frac{M^2}{2\mathcal{J}}$ la valeur de 3,5 keV mesurée dans le second puits du ^{240}Pu par Specht et coll. 19) ainsi que les sections efficaces de formation du noyau composé pour les 2 parités. Si on considère la parité négative, la contribution de $J^\pi = 4^-$ à $E_n = 188$ keV n'est pas négligeable, et la distribution angulaire à cette énergie devrait avoir une forme correspondant à la forme théorique $W^{34^-}(\theta)$, c'est-à-dire piquée à 55° ; expérimentalement nous n'observons pas une forme semblable. Nous avons donc choisi la parité positive.

En ce qui concerne les deux résonances à $E_n = 200$ keV et $E_n = 330$ keV, pour lesquelles nous n'avons pas observé de sous-structure, il est plus difficile de les interpréter sans ambiguïtés. La forme des distributions angulaires qui leur correspondent ne permet pas de choisir nettement entre les différentes possibilités $K^\pi = 0^+, 0^-, 2^+, 2^-$. Nous avons donc essayé de reproduire la section efficace et la forme des distributions angulaires pour les différentes combinaisons possibles. Nous avons obtenu le meilleur accord avec les résultats expérimentaux (fig. 7 et 8) en attribuant la résonance observée vers $E_n = 200$ keV à un état de vibration pur $K^\pi = 0^+$, et la résonance observée vers $E_n = 330$ keV à un état de vibration $K^\pi = 0^-$ faiblement amorti.

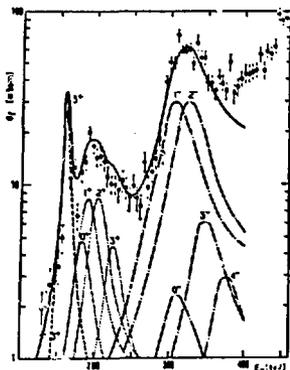


Fig. 7

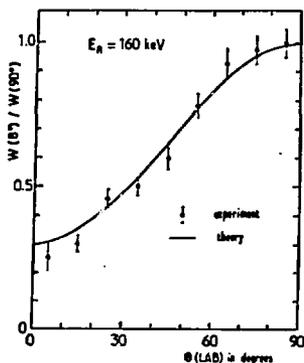


Fig. 8

Les paramètres des barrières de fission effectives utilisés dans cette analyse sont donnés dans le tableau ci-dessous ; ils sont en bon accord avec les valeurs extraites de l'analyse de l'allure générale de la fonction d'excitation ⁷⁾, et en bon accord avec les valeurs obtenues à partir de la réaction ²³¹Pa (d, pf) ²⁰⁾.

E_B (keV)	K^{π}	E_A	$K \omega_A$	E_B	$K \omega_B$
160	3^+	6,0	0,85	6,15	0,4
200	0^+	5,85	0,9	6,20	0,4
330	0^-	6,00	0,85	6,15	0,5
²³¹ Pa (n, f)		5,95	0,9	6,15	0,4
²³¹ Pa (d, pf)		5,75	0,8	6,10	0,45

V. - CONCLUSION -

La fonction d'excitation de la réaction ²³¹Pa(n, f) a été mesurée de 130 à 450 keV avec un pas en énergie et une résolution en énergie de 5 keV, ce qui a permis de confirmer l'existence des 2 structures résonnantes observées vers 200 keV et 330 keV et de mettre en évidence une résonance très étroite à 160 keV ; une mesure complémentaire effectuée avec une résolution en énergie de 2 keV a montré que la largeur de cette résonance est inférieure ou égale à 2 keV. Les distributions angulaires des fragments de fission ont également été mesurées au voisinage de ces

3 structures avec une résolution en énergie de 5 keV. La fonction d'excitation ainsi que les distributions angulaires sont bien interprétées en considérant 3 voies de fission caractérisées par $K^\pi = 3^+$, 0^- et 0^+ ; les 3 résonances sont attribuées à des états de vibration β du puits de potentiel intermédiaire. La forme de la barrière de fission extraite de cette analyse est en bon accord avec la barrière de fission extraite de l'allure générale de la fonction d'excitation et avec la systématique de Los Alamos. Le résultat le plus intéressant de ce travail concerne la résonance très étroite observée à 160 keV, qui a toutes les caractéristiques d'une résonance de vibration pure ($K^\pi = 3^+$). Il s'agit d'une résonance de vibration individuelle correspondant au moment angulaire $J = 3$. Les résonances associées aux autres membres de la bande de rotation construite sur l'état de vibration $K^\pi = 3^+$ ne sont pas observées car les états du noyau composé présentant un moment angulaire supérieur à 3 sont très faiblement peuplés par la capture de neutrons d'aussi faible énergie.

Comme cette résonance est très étroite, l'état de vibration qui en est responsable doit présenter une faible énergie d'excitation effective, et ceci d'autant plus que le noyau ^{232}Pa est un noyau impair-impair. Une telle situation ne peut exister que si cet état de vibration appartient à un second puits de potentiel très peu profond, ou au troisième puits proposé par R. Nix. Les calculs théoriques prévoient que cet éventuel troisième puits présente une asymétrie de masse, aussi devrait-il exister dans cette hypothèse un autre état de vibration $K^\pi = 3^-$ au voisinage de l'état de vibration $K^\pi = 3^+$ mis en évidence; malheureusement il n'est pas possible de l'observer en réaction (n, f) car les états du noyau composé $J^\pi = 3^-$ sont très peu peuplés. Il serait donc particulièrement intéressant d'étudier la fission du ^{232}Pa en utilisant une réaction directe pour obtenir une distribution des moments angulaires plus large; en effet une telle étude permettrait de mesurer le moment d'inertie du noyau dans l'état de vibration $K^\pi = 3^+$, et de voir s'il existe bien 2 bandes de rotation $K^\pi = 3^+$ et 3^- constituant la signature d'un troisième puits asymétrique dans la barrière de fission de ce noyau.

Références.

- 1) V. M. Strutinsky, *Yad. Fiz.* 3 (1966) 614.
- 2) V. M. Strutinsky, *Sov. J. Nucl. Phys.* 3 (1966) 449.
- 3) V. M. Strutinsky, *Nucl. Phys.* A 95 (1967) 420.
- 4) V. M. Strutinsky, *Nucl. Phys.* A122 (1968) 1.
- 5) J. Blons, C. Mazur and D. Paya, *Phys. Rev. Lett.* 35 (1975) 1749.
- 6) G. Barreau, Thèse d'Etat Bordeaux (1977).
- 7) A. Sicre, G. Barreau, R. Chastel, T. P. Doan, B. Leroux et J. C. Sageaux, *Third Symp. Phys. and Chem. of Fission, Rochester* 1 (1973) 71.
- 8) M. L. Lark, *Nucl. Instr. Meth.* 67 (1969) 137.
- 9) M. G. Sowerby, B. H. Patrick et D. S. Mather, *Ann. Nucl. Sci. Eng.* 1 n°7-8 (1974).
- 10) E. H. Auerbach et F. G. J. Perey, *Rapport BNL (T-286)*, (1962).

- 11) E. V. Gai, A. V. Ignatiuk, N. S. Rabotnov et G. N. Smirenkin, Phys. and Chem. of Fission, IAEA, Vienna (1969) 337.
- 12) J. D. Cramer et J. R. Nix, Phys. Rev. C2 (1970) 1048.
- 13) P. Möller et J. R. Nix, Proc. "Phys. and Chem. of Fission 1973", IAEA, Vienna 1974, Vol. I, p. 103.
- 14) B. S. Bhandari, Nucl. Phys., A 256 (1976) 271.
- 15) B. B. Back, O. Hansen, H. C. Britt et J. D. Garrett, Phys. Rev. C9 (1974) 1924.
- 16) D. L. Hill et J. A. Wheeler, Phys. Rev. 89 (1953) 1102.
- 17) H. C. Britt, M. BOLSTERLI, J. R. Nix et J. L. Norton, Phys. Rev. C7 (1973) 801.
- 18) M. Bosterli, E. O. Fiset, J. R. Nix et J. L. Norton, Phys. Rev. C5 (1972) 1050.
- 19) H. J. Specht, E. Konecny, D. Heunemann et J. Weber, Proc. of the Europ. European Conf. on Nucl. Phys., Aix-en-Provence, Vol. II (1972) 8.
- 20) B. B. Back, H. C. Britt, O. Hansen, B. Leroux et J. D. Garret, Phys. Rev. C10 (1974) 1948.

