

LES ISOMERES DE FISSION

D. PAYA

(DAPNIA/SPN, C.E.Saclay)

RESUME

Des noyaux superdéformés sont connus depuis près de trente ans dans la région des actinides. Ils ont tous en commun de pouvoir se désexciter par fission spontanée, d'où leur nom d'isomères de fission. Après un bref rappel historique, on décrit les principes des dispositifs expérimentaux qui ont permis l'étude de leurs propriétés (durée de vie, énergie d'excitation, spin, facteur gyromagnétique, moment d'inertie et moment quadrupolaire) et on donne les valeurs les plus significatives. On aborde ensuite la question des différents types d'états excités de ces isomères de fission.

ABSTRACT

Superdeformed nuclei have been known for almost thirty years in the actinide region. They all have in common to be able to de-excite by spontaneous fission, hence their name of fission isomers. After a short historical account, the principles of different experimental set-ups are described. These set-ups were used to study various properties: half-life, excitation energy, spin, gyromagnetic factor, moment of inertia and quadrupole moment. The most significant values are given. Finally, the question of the various types of excited states of fission isomers is tackled.

Introduction

La spectroscopie nucléaire a pris un élan nouveau, ces dernières années, avec les noyaux superdéformés. De nombreuses conférences et une part importante de cette école leur sont d'ailleurs consacrées. Pourtant, leur taux de production est très marginal (moins de 1% dans les réactions entre ions lourds). On ne peut donc les observer qu'à condition de mettre en oeuvre un tri des plus sévères, réalisé généralement en imposant des coïncidences multiples entre les rayons γ qui désexcitent une même bande. Il est clair que l'étude, ou même la simple observation de noyaux superdéformés, tels que nous les concevons actuellement, n'est guère possible ni même envisageable à moins de disposer d'un de ces multidétecteurs gamma de haute résolution qui ont permis leur découverte. Plutôt, devrait-on dire, leur re-découverte; car, si le mot de superdéformation est nouveau, la chose est connue depuis bien plus longtemps, il est vrai, par une communauté qui a toujours été un peu à l'écart de la spectroscopie traditionnelle: celle des fissionistes. Ces derniers, qui ne disposaient pas du filtre que constituent les coïncidences multiples entre rayons γ , avaient découvert, par hasard, que la voie de fission pouvait constituer un puissant moyen de sélection. Evidemment, la méthode ne pouvait être appliquée

qu'aux noyaux très lourds mais elle a donné son nom à toute une classe de noyaux qu'on appelle maintenant superdéformés et qui étaient à l'époque des isomères de fission.

Historique

Le premier isomère de fission fut découvert à Doubna en 1962 dans le cadre d'un programme portant sur la synthèse d'éléments superlourds. Le bombardement d'une cible de ^{238}U par des ions de ^{22}Ne et ^{16}O conduisait à la fission spontanée d'un isotope inconnu avec une durée de vie voisine de 14 msec¹⁾. Cette durée de vie, 10^{10} fois plus petite que la plus courte durée de vie qu'on peut obtenir par fusion complète ou incomplète de $^{238}\text{U} + ^{16}\text{O}$ donnait à penser que l'isotope fissionnant n'était pas dans son état fondamental mais plutôt dans un état isomère ayant des propriétés "anormales". La même activité observée, ou pas observée, avec différentes cibles (^{238}U , $^{239-240-242}\text{Pu}$, $^{241-243}\text{Am}$) et différents projectiles (^{22}Ne , ^{20}Ne , ^{16}O , ^{11}B , α , d)²⁾

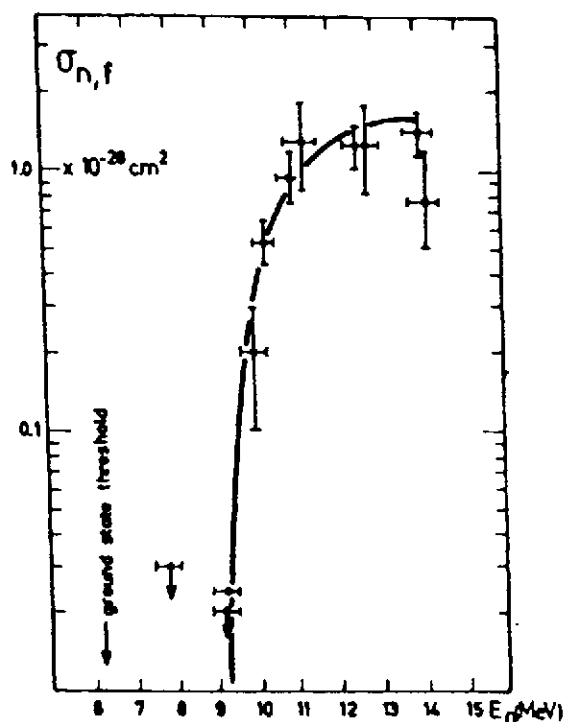


Fig.1. Fonction d'excitation pour la production de l'isomère de fission ^{242m}Am par la réaction $(n,2n)$.

indiquait qu'on avait affaire à un isotope d'américium, probablement ^{242}Am . La preuve en fut apportée en 1967 quand Flerov et al.³⁾ produisirent la même activité par la réaction $^{243}\text{Am}(n,2nf)$. Du même coup, ils mesuraient la fonction d'excitation (fig. 1) et en déduisaient l'énergie de l'état isomère: 2,9 MeV. On ne comprenait alors pas pourquoi un état à si haute énergie d'excitation, avec un spin guère plus grand que 8 à 10 \hbar était stable vis à vis de l'émission γ . En effet, dans les isomères habituels de la physique nucléaire, la désexcitation γ est ralentie parce que l'état initial a un spin élevé par rapport à tous les états de plus basse énergie. Dans ces conditions, seules les transitions de grande multipolarité sont autorisées, mais avec une faible probabilité. Or, dans un noyau impair-impair comme ^{242}Am , on s'attend à trouver, au-dessous de 3 MeV, de nombreux niveaux avec des spins compris entre 4 et 8 \hbar autorisant des désexcitations rapides. On ne comprenait pas non plus pourquoi la fission semblait la voie de désexcitation

favorisée alors que toutes les tentatives d'observer d'autres voies de désexcitation (α et γ en particulier) avaient échoué. On en était réduit à supposer que, dans ce cas, l'isomérisme était dû à une déformation nucléaire inhabituelle qui se trouverait être stable, une circonstance qui avait été envisagée dès 1953 par D. L. Hill et J. A. Wheeler⁴⁾ dans leur grand article sur l'interprétation des phénomènes de fission. Une interprétation théorique vraiment satisfaisante, au moins sur le plan qualitatif, fut trouvée bientôt dans les travaux de Strutinsky⁵⁾. En incorporant les effets de couches dans le modèle de la goutte liquide on voyait, en effet, la barrière de fission se creuser en son sommet et un minimum secondaire apparaître à côté du minimum principal (fig. 2). On avait alors toute l'explication: le niveau le plus bas dans le minimum secondaire est celui de l'état isomère. Il a une durée de vie longue parce qu'il est piégé entre deux barrières de potentiel qu'il doit nécessairement franchir pour se désexciter et il le fait plus volontiers par fission que l'état fondamental parce qu'il a à traverser une barrière beaucoup moins haute et moins épaisse. Cette propriété, on le voit, n'est en rien spécifique de ^{242}Am et

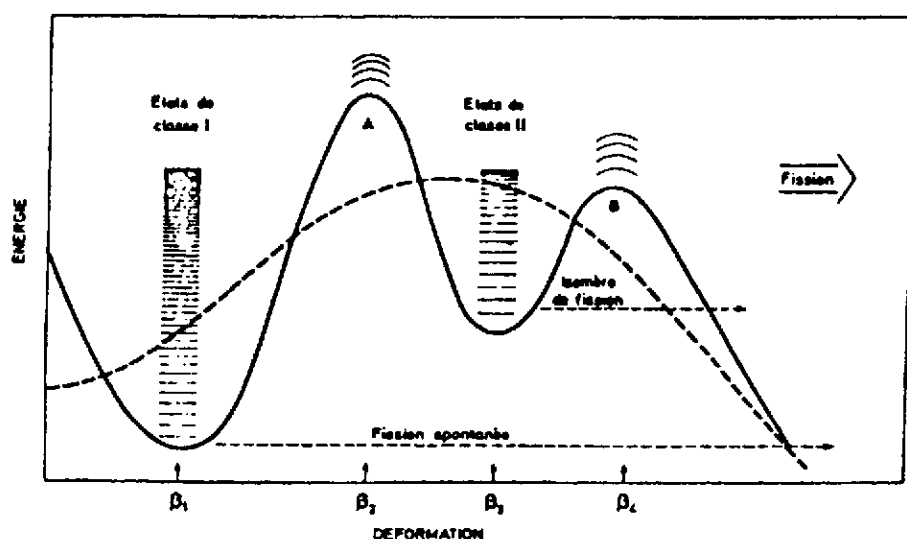


Fig.2. Barrière de fission (en trait plein) quant la barrière goutte liquide (en tirets) est corrigée des effets de couches.

on doit s'attendre à ce que les noyaux voisins possèdent, eux aussi, des isomères de fission, aussi la chasse aux isomères s'est-elle ouverte aussitôt. La signature la plus immédiate de l'isomère est évidemment sa période. La méthode expérimentale consiste alors à détecter, généralement par le biais des fragments de fission, la fission retardée et à mesurer le retard en temps entre cette fission et le temps de formation du

noyau composé initial. Une des principales difficultés de l'expérience est due au petit nombre de fissions retardées comparé à celui des fissions promptes et à la sensibilité de la mesure à d'éventuelles fissions promptes parasites qui pourraient simuler des fissions isomériques.

Techniques expérimentales

De nombreux dispositifs expérimentaux ont été imaginés pour mesurer les périodes. On peut distinguer deux catégories : les mesures directes et les mesures indirectes.

Les mesures directes sont réalisées généralement avec des faisceaux pulsés, en comptant les fissions qui se produisent entre deux impulsions de faisceau et en mesurant directement leur retard par rapport à l'impulsion précédente aux moyen de techniques électroniques standard. Cette méthode est illustrée par la figure 3 6) où le nombre de fissions retardées est tracé en fonction du retard défini plus haut. Dans ce cas, une cible de ^{238}U était

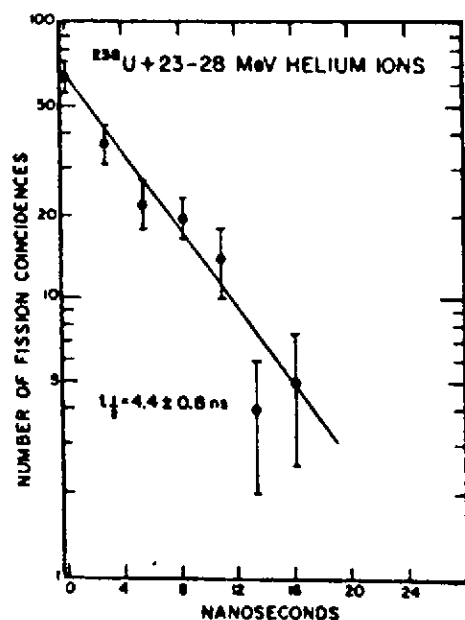


Fig.3. Courbe de décroissance de ^{240}mPu .

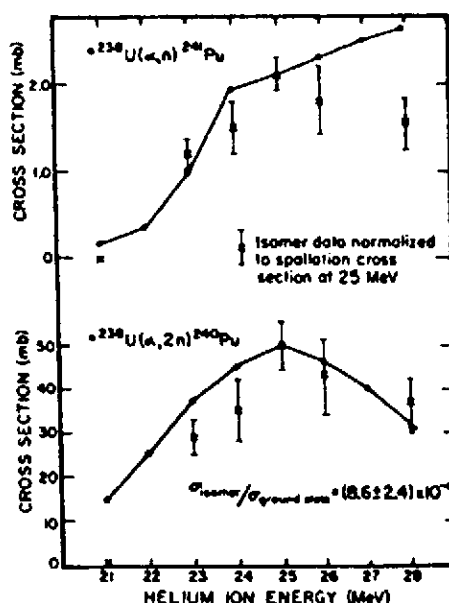


Fig.4. Fonction d'excitation de l'isomère de 4,4 ns de ^{240}mPu comparée aux fonctions d'excitation (α, n) et $(\alpha, 2n)$.

bombardée par des α de 23-28 MeV délivrés par le cyclotron de Washington par impulsions de 2 ns de large. Les points expérimentaux se placent sur une courbe exponentielle avec une période de $4,4 \pm 0,8$ ns. L'attribution de cette activité à un isomère de ^{240}Pu est faite sur la base de la fonction d'excitation montrée sur la figure 4, puisque seule une réaction ($\alpha,2n$) peut donner un maximum pour des rayons α de 25 MeV. Dans cette réaction, le taux de formation de l'isomère comparé à celui de l'état fondamental est de $8,6 \cdot 10^{-4}$. Un soin tout-à-fait particulier a donc du être pris pour éliminer les effets parasites. Dans le cas présent, l'un de ceux-ci, en effet, donne aussi une courbe de décroissance qui n'est pas due à des fissions retardées et qui simule une durée de vie de 12 ns. La limite inférieure des durées de vie qui peuvent être mesurées par cette méthode est donnée par la durée des impulsions du faisceau: typiquement 1 à 2 ns. La limite supérieure est fixée par la période de répétition qui doit couvrir trois à quatre durées de vie. Il faut aussi mentionner, dans les mesures directes, les expériences dans lesquelles le faisceau n'est pas pulsé et où l'instant zéro est donné par la détection de la particule associée, par exemple le proton dans la réaction (d,pf).

Dans les méthodes indirectes, le temps n'est pas mesuré directement mais plutôt par l'intermédiaire d'une autre quantité physique (généralement une distance) qui lui est reliée. Dans ce domaine, l'imagination des expérimentateurs a été très féconde. Nous citerons deux techniques différentes à titre d'exemples. La technique de la roue est illustrée par le schéma de la figure 5. Le faisceau traverse une roue ajourée avant d'aller frapper une cible fixe. La roue a trois fonctions: 1) elle porte des détecteurs à traces qu'elle présente devant la cible entre deux impulsions de faisceau, 2) à l'aide d'une cellule photo-électrique, elle fournit une impulsion qui coupe le faisceau juste avant que les détecteurs n'arrivent devant la cible, 3) elle empêche tout faisceau résiduel, qui pourrait subsister pendant les périodes d'occultation, d'atteindre la cible. Un collimateur assure qu'un point quelconque du détecteur ne peut être touché par un fragment de fission que s'il se trouve en face de la cible, ce

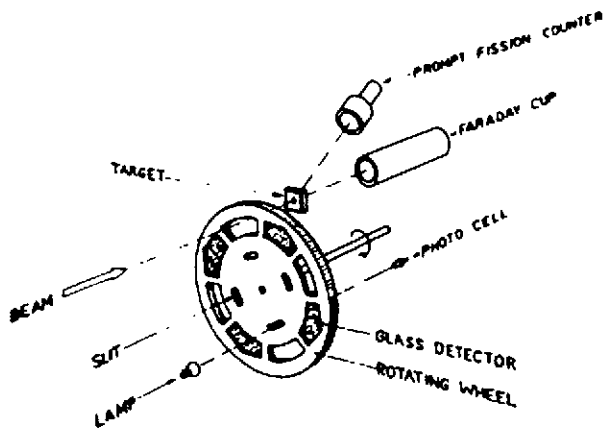


Fig. 5. Représentation schématique du dispositif de la roue⁷⁾.

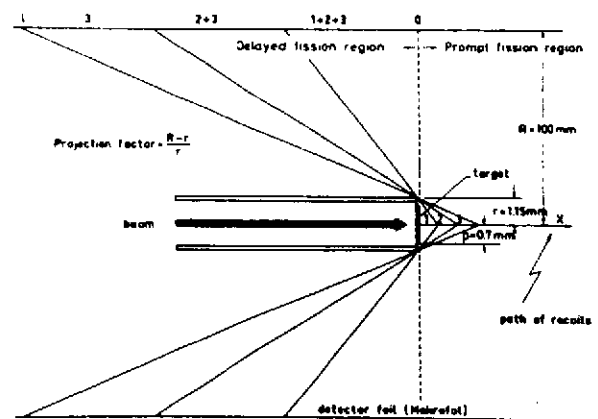


Fig. 6. Schéma de principe de la détection en vol d'un isomère de fission.

qui supprime les fissions promptes. La mesure du temps de vie se fait en comptant les points d'impact en fonction de la distance. Ce dispositif a été utilisé par Bjornholm et al.⁷⁾ pour mesurer la durée de vie et l'énergie d'excitation de l'isomère de ^{240}Am produit dans la réaction $^{241}\text{Pu}(p,2n)^{240m}\text{Am}$. La durée de vie de $0,91 \pm 0,07$ ms est typique des durées de vie les plus faibles qu'on peut mesurer avec cette technique où la limite est imposée par la vitesse de la roue. Des durées de vie bien plus courtes sont mesurées grâce à la technique de la fission en vol dont le schéma de principe est représenté sur la figure 6. Un faisceau continu frappe une cible suffisamment mince ($\sim 10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) pour que les noyaux composés de recul puissent s'en échapper. Dans ces

conditions, la fission prompt se produit dans (ou près de) la cible, tandis que les fissions retardées se produisent plus loin. Une fission retardée ne peut être observée d'un point donné du détecteur, constitué d'un cylindre de feuilles de plastique ou de plaques de verre, que si l'isomère a dépassé un certain point le long de l'axe de recul. Ce point est déterminé par le rayon du support de cible. Ainsi la densité de traces sur le détecteur sera une fonction du nombre de noyaux fissionnants, intégré le long de l'axe. En jouant sur les rayons respectifs du détecteur et du support de cible, on peut atteindre une amplification importante de la longueur de recul et ajuster les dimensions du dispositif en fonction de la durée de vie recherchée. Avec des vitesses de recul de l'ordre de 0,2 à 0,6 mm/ns, on peut mesurer des durées de vie dans la gamme de quelques picosecondes à quelques nanosecondes. Les résultats de cette méthode sont illustrés par les isomères de ^{238}Pu , formés dans la réaction $^{236}\text{U}(\alpha, 2n)^B$. On voit sur la figure 7 que cet isotope possède deux isomères de fission, dont les durées de vie

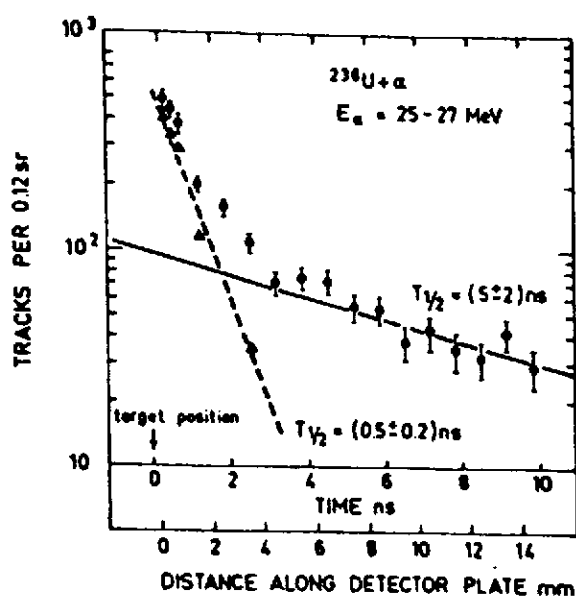


Fig.7. Distribution des traces dans la fission retardée de ^{238m}Pu .

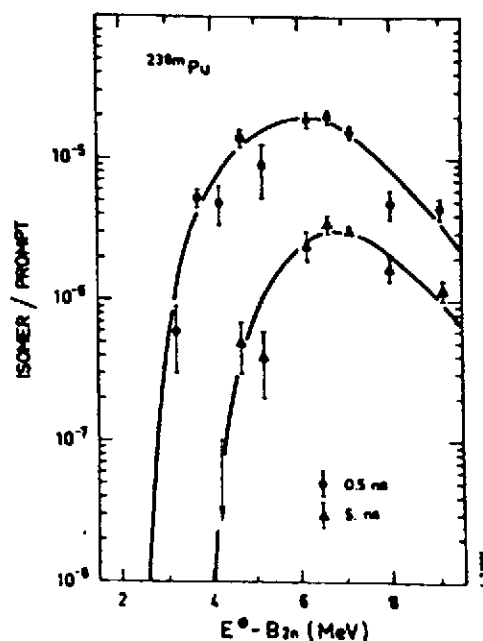


Fig.8. Nombres de fissions isomériques pour les deux isomères de ^{238m}Pu , en fonction de l'énergie d'excitation.

sont dans un rapport 10. La fonction d'excitation (fig.8) montre que l'isomère de 5 ns se trouve à une énergie d'excitation supérieure de 1,3 MeV à celle de l'isomère de 0,5 ns, qui, d'après la systématique, est considéré comme l'état "fondamental" dans le deuxième minimum de la surface d'énergie potentielle. Le niveau situé à 1,3 MeV au-dessus est le premier état excité intrinsèque. Il est obtenu à partir de l'état "fondamental" en cassant une paire de neutrons. Les projections des spins de ces neutrons peuvent alors se coupler à une grande valeur de K qui ralentit les transitions γ vers l'état "fondamental". On a ainsi un isomère de type classique qui décroît vers le "fondamental" avant de fissionner. L'énergie de l'état intrinsèque est une mesure de $2\Delta_n$ où Δ_n est l'énergie d'appariement de deux neutrons à la déformation de deuxième minimum.

Propriétés de décroissance.

Ces différentes techniques, avec de nombreuses variantes, ont permis la découverte d'une trentaine d'isomères de fission, dont la figure 9 montre la localisation sur la carte nucléaire.

Dans onze cas, deux activités de fission spontanée ont été attribuées au même noyau. On considère que ces doubles isomères résultent de la présence d'un isomère de spin, au dessus de l'isomère de fission dans le

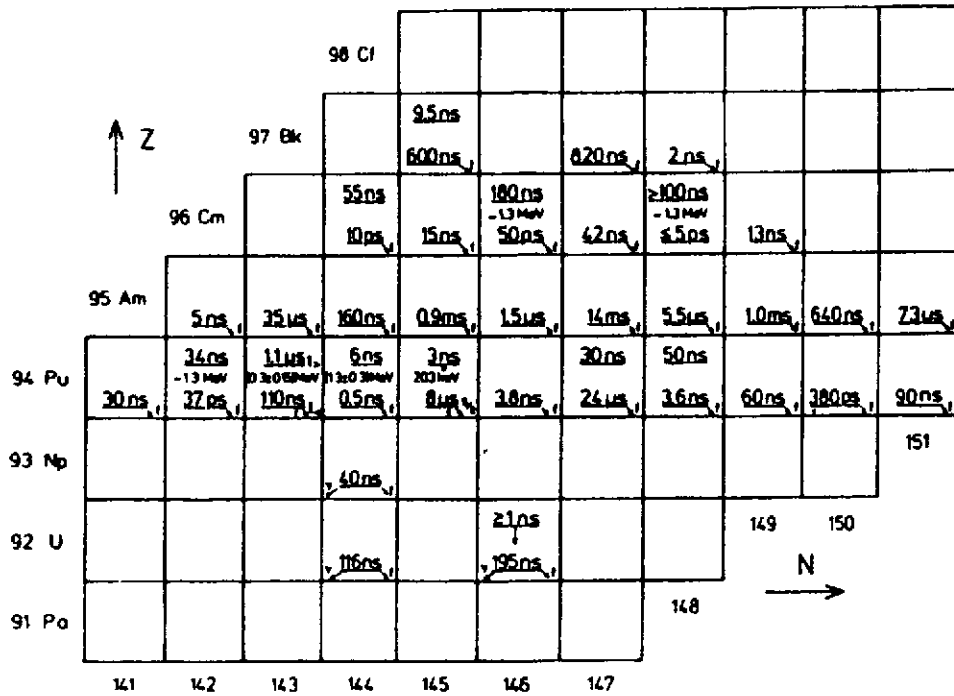


Fig.9. Partie de la carte nucléaire montrant les isomères de fission observés expérimentalement. On a porté la durée de vie, le mode de décroissance, le spin et l'énergie d'excitation par rapport au fondamental du deuxième minimum, quand ils sont connus.

deuxième minimum. Ces isomères d'énergie élevée sont interprétés comme le résultat d'excitations à une particule dans les noyaux de masse impaire, à deux particules dans les noyaux pair-pair. Leur nombre indique que l'isométrie de spin est aussi commune dans le second puits que dans le premier. Pour la majorité de ces états excités, on ne sait toujours pas si la durée de vie est liée à la fission spontanée directe ou à la transition électromagnétique vers un état d'énergie inférieure dans le deuxième puits, suivie de la fission de ce dernier.

On voit clairement sur la figure 9 qu'on a affaire à un flot d'isomérisme localisé entre les plutoniums et les curiums. La présence de cet flot se comprend fort bien dans le cadre du modèle macroscopique-microscopique de Strutinsky. En effet la correction de couches microscopique, qui est de quelques MeV, n'a d'effet significatif sur la barrière de fission que si elle intervient dans une région de déformation où la barrière macroscopique varie peu, c'est à dire, en pratique au voisinage de son sommet. Or, si les corrections de couches varient lentement avec Z, il n'en va pas de même de la composante goutte liquide. Dans cette dernière, l'augmentation de la répulsion coulombienne avec Z déplace le sommet de la barrière macroscopique vers les petites déformations, ce qui a pour effet de déformer la barrière globale. Ceci est représenté schématiquement sur la figure 10. Pour les Z élevés, la barrière extérieure, qui se trouve sur le flanc descendant de la barrière goutte liquide, est plus basse que la barrière intérieure, ce qui favorise la décroissance de l'isomère dans la voie

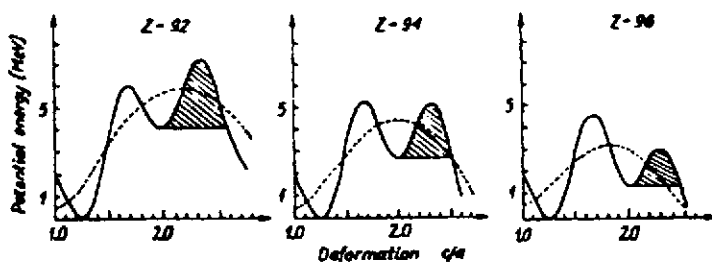


Fig.10. Influence de la partie goutte liquide (en tirets) de l'énergie potentielle sur les hauteurs relatives des barrières intérieure et extérieure. D'après Metzger⁹⁾.

de fission, avec une durée de vie de fission petite, trop petite même pour en permettre l'observation expérimentale au dessus de Z=97. Pour les Z plus faibles, au contraire, c'est la barrière intérieure qui devient la plus basse et, donc, la plus facile à franchir. La voie de fission se trouve alors défavorisée au profit de la voie γ qui a une durée de vie

plus petite. Effectivement, comme le montre la figure 9, on a pu observer expérimentalement trois exemples d'isomères où on a une compétition entre la voie γ et la voie fission: ^{236}U , ^{238}U , ^{237}Np . La variation des durées de vie partielles de fission avec le nombre de protons est donc déterminée principalement par la composante goutte liquide, les effets de couches de protons ne jouant qu'un rôle mineur. Il en va très différemment des neutrons dont les effets de couches sont très fortement influencés par la proximité du nombre magique $N=146$. V. Metag a établi une formule semi-empirique⁹⁾ basée sur ces considérations et qui donne les durées de vie partielles de fission spontanée des isomères avec une précision meilleure qu'un facteur trois. Cette formule donne pour ^{238m}U , qui est sur la couche magique $N=146$, une durée partielle de fission d'environ $4\ \mu\text{s}$, à com-

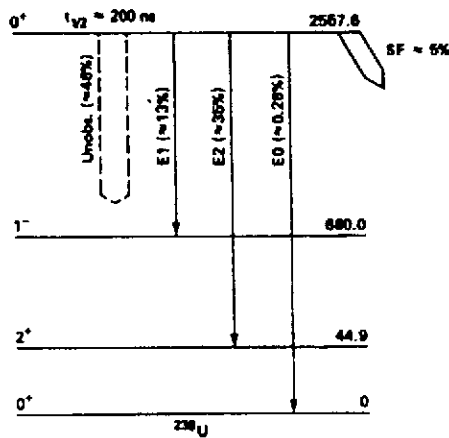


Fig.11. Désexcitation γ , dans le premier minimum, de l'isomère de ^{238}U .

parer à la durée de vie globale mesurée de 195 ns. Cette dernière est donc gouvernée essentiellement par la désexcitation γ vers le minimum principal. L'observation directe de ces rayons γ est rendue très délicate à cause du bruit de fond ambiant mais aussi à cause des états isomères des produits de fission dont le plus connu est ^{134}Te qui a une raie de 1279 keV, avec une durée de vie de 164 ns. Néanmoins, P. A. Russo et al.¹⁰⁾ puis J. Kantele et al.¹¹⁾ ont réussi à observer les transitions E1 et E2 entre l'état isomère 0^+ et les premiers états 1^- et 2^+ dans le premier minimum ainsi que la transition E0 vers le fondamental 0^+ . Ces résultats donnent une mesure précise de l'énergie d'excitation de l'isomère: $E_i = 2557,6 \pm 0,5\ \text{keV}$. L'essentiel des résultats concernant la désexcitation γ de ^{238m}U est résumé sur la figure 11.

Spins

On s'attend à ce que l'état le plus bas dans le deuxième minimum d'un noyau pair-pair ait un spin nul. Pour un noyau impair, le spin doit être celui du niveau occupé par la particule célibataire. Il est donc d'un grand intérêt de déterminer les spins et les moments pour identifier les niveaux à une particule voisins de la surface de Fermi et avoir un guide dans l'établissement des diagrammes théoriques. Malheureusement, il est souvent difficile d'obtenir des informations inambiguës. Les mesures des distributions angulaires des fragments de fission isomérique, par exemple, dont l'anisotropie doit être liée au spin de l'état isomère ne donnent pas de résultats fiables.

Un cas intéressant est ^{237}Pu qui possède deux isomères de vie très différentes (1100 ns et 100 ns). P.A. Russo et al.¹²⁾ et W. Günther et al.¹³⁾ ont mesuré les peuplements relatifs de ces deux isomères dans les réactions $(\alpha,2n)$, $(d,2n)$ et $(\gamma,2n)$ pour différents transferts de moment angulaire. En faisant une analyse en termes de modèle statistique, ils concluent que le spin le plus probable est $11/2$ pour l'état excité à vie longue et $5/2$ pour l'état "fondamental" à vie courte dans le deuxième minimum. D'autre part, le facteur gyromagnétique de cet état a lui aussi été mesuré. La technique utilisée est celle de la distribution angulaire perturbée dépendant du temps¹⁴⁾, où l'anisotropie de la distribution angulaire des fragments de fission est observée, en fonction du temps, dans un champ magnétique transverse. C'est une technique délicate, qui exige que l'alignement provoqué par la réaction nucléaire se conserve pendant un temps suffisamment long pour permettre la

précession de l'isomère dans le champ magnétique appliqué. Le facteur g mesuré pour l'isomère de 100 ns de ^{237}Pu vaut $g = -0,45$. Seule l'orbitale [871] $1/2^+$, où le paramètre de découplage $a = -1,75$ fait de l'état $I=3/2$ le niveau le plus bas, est susceptible de donner une valeur de g aussi négative.

Excitation des isomères

Les états les plus bas des noyaux pair-pair normalement déformés sont des états rotationnels, le premier d'entre eux se trouvant à une énergie inférieure de plus d'un ordre de grandeur à celle des états de vibration ou des états à deux quasi-particules les plus bas. Chez les isomères de fission, beaucoup plus déformés, les excitations rotationnelles se produisent à des énergies encore plus basses, à cause du plus grand moment d'inertie. Les transitions entre ces états de basse énergie sont hautement converties et donnent des électrons de faible énergie qui peuvent être détectés au moyen d'un spectromètre de type "orange". La figure 12 montre le

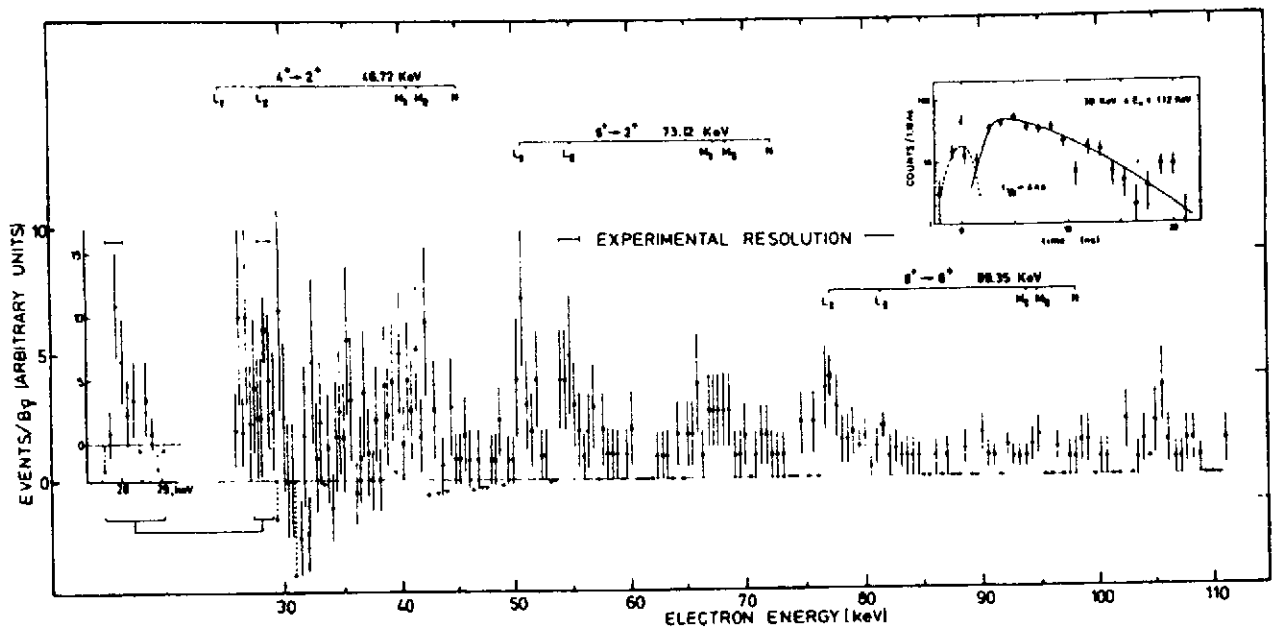


Fig.12. Spectre en énergie et courbe de décroissance des électrons de conversion mesurés en coïncidence retardée avec la fission isomérique de ^{240}mPu 15).

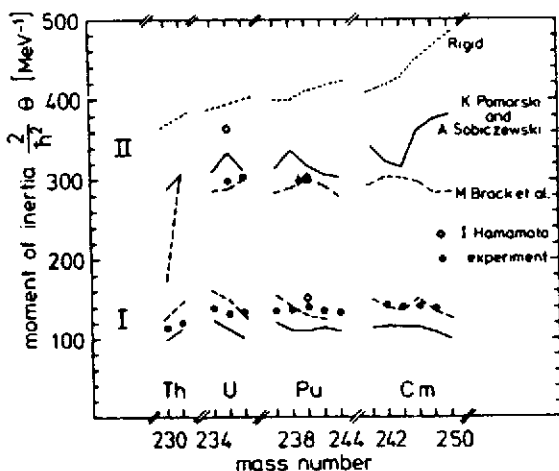


Fig.13. Moments d'inertie des actinides dans l'état isomérique et l'état fondamental, comparés à différents résultats de calculs.

spectre d'électrons de conversion mesuré à Munich¹⁵) en coïncidence retardée avec la fission isomérique de ^{240}mPu . On y voit l'interprétation des différentes lignes, attribuées à trois transitions E2: $8^+ \rightarrow 6^+$, $6^+ \rightarrow 4^+$ et $4^+ \rightarrow 2^+$ (la transition $2^+ \rightarrow 0^+$ n'est pas identifiée dans cette expérience à cause d'un problème dû aux électrons δ). La corrélation en temps représentée dans le cadre supérieur est en accord avec la durée de vie, précédemment mesurée, de 4 ns et prouve surtout que les électrons sont effectivement émis par le noyau de ^{240}mPu avant la fission. L'observation de niveaux rotationnels permet bien évidemment de mesurer le moment d'inertie de ces noyaux. La figure 13¹⁶) présente les moments d'inertie

dans le premier et dans le deuxième minimum de la surface d'énergie potentielle, comparés à différents calculs. Il apparaît que, dans le deuxième minimum, le moment d'inertie est deux fois plus grand et le terme de non-adiabaticité (dû à l'interaction de la rotation avec la vibration ou l'excitation de particules) dix fois plus petit que dans le premier minimum.

Si les grands moments d'inertie ont constitué la première preuve expérimentale de la grande déformation des isomères de fission, ils ne permettent pas en eux-mêmes de mesurer cette déformation dans la mesure où leur calcul dépend assez fortement du modèle utilisé. Une information plus directe est obtenue à partir du moment quadropolaire électrique. Celui-ci est directement relié aux durées de vie des états rotationnels, qui sont bien inférieures à la nanoseconde. Pour mesurer des temps de vie aussi courts, une technique ingénieuse de plongeur de charge a été mise au point à Heidelberg¹⁶). Elle est basée sur le fait que les cascades Auger qui suivent les transitions rotationnelles produisent des charges ioniques qui sont plus grandes, d'un ordre de grandeur, que les charges d'équilibre (1+ ou 2+) aux vitesses de recul mises en jeu ($v/c \sim 0.2$ %). Dans l'expérience, les ions de recul traversent une feuille de carbone placée à différentes distances de la cible. Si la désexcitation de la cascade rotationnelle est terminée avant la traversée de la feuille, les ions en sortent avec leur charge d'équilibre, faible, qu'ils conservent pendant le reste de leur vol. Si, au contraire, une transition convertie se produit après la traversée de la feuille, il y aura une forte augmentation de la charge ionique (fig. 14). La proportion d'ions avec des charges faibles ou élevées peut être mesurée en défléchissant les ions dans un champ magnétique. L'échelle de temps est donnée par la distance cible-feuille qui varie de 50 μm à 5 mm. Les moments quadropolaires mesurés par cette méthode sont représentés sur la figure 15. Ils correspondent à des rapports d'axes $c:a$ d'environ 2:1, à comparer à environ 1,3:1 pour les états normalement déformés.

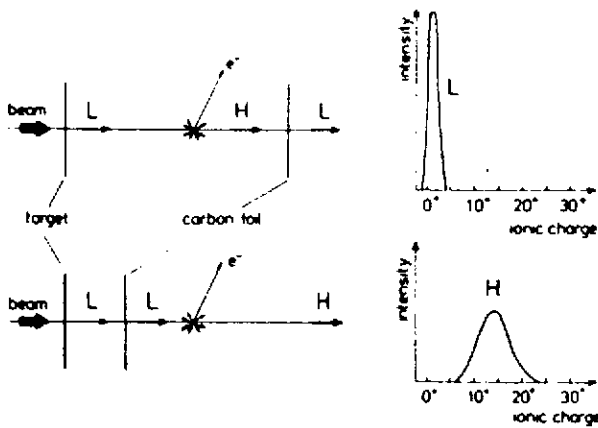


Fig.14. Principe de la méthode du plongeur de charge (L=petite charge ionique, H=grande charge ionique).

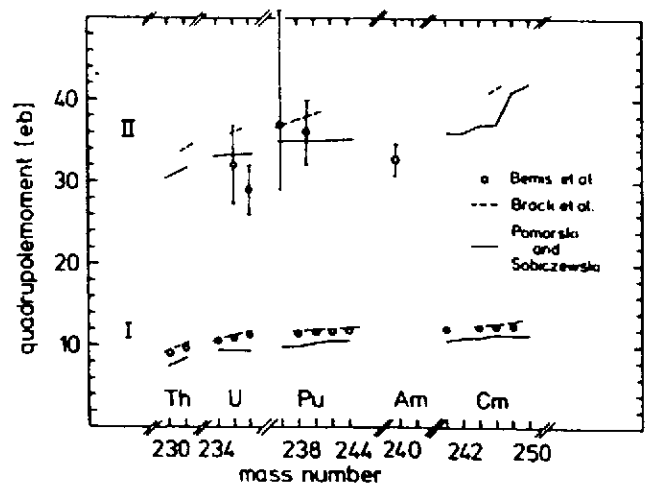


Fig.15. Moments quadropolaires des actinides dans l'état isomérique et dans l'état fondamental, comparés à différents résultats de calculs.

Quand on augmente l'énergie d'excitation, on s'attend à trouver, après les états de rotation, des états de vibration. A la déformation de l'état fondamental, la décroissance de la bande β vers la bande de rotation du fondamental se fait via cinq transitions $E0: 0\beta \rightarrow 0_f$ jusqu'à $8\beta \rightarrow 8_f$. Des raies $E0$ de 684,5 keV et 645,2 keV ont été découvertes par le groupe de Heidelberg¹⁷) en coïncidence retardée avec la fission de ^{236m}U et ^{238m}U , respectivement. Ces raies sont interprétées comme la superposition de plusieurs transitions quasi-dégénérées en énergie et qui dépeuplent une bande β située à 686 et 647,8 keV dans l'un et l'autre de ces isotopes.

A plus haute énergie encore, l'existence d'un deuxième minimum dans la surface d'énergie potentielle donne naissance à plusieurs types de structures dans la dépendance en énergie de la probabilité de fission. D'abord le couplage des états vibrationnels dans le deuxième minimum, avec un espacement d'environ 0,7 MeV, aux états du premier minimum crée des grosses structures qui sont visibles dans la probabilité de fission sous barrière, même avec des réactions directes à relativement mauvaise résolution en énergie, comme les réactions (d,pf) (fig. 16)¹⁸⁾. Ensuite, au voisinage de l'énergie de liaison d'un neutron dans le premier minimum,

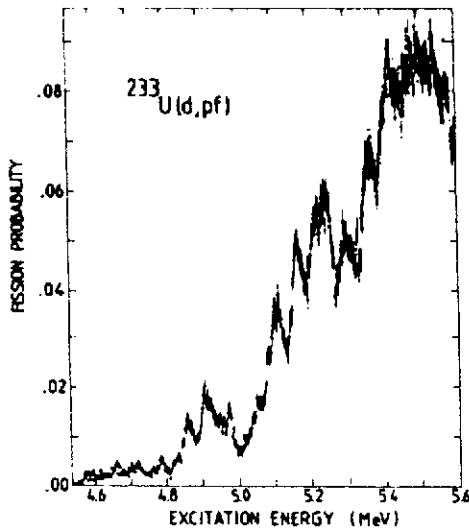


Fig.16. Probabilité de fission de ^{234}U mesurée dans la réaction $^{233}\text{U}(d,pf)$.

où on dispose d'une résolution beaucoup meilleure en faisant varier l'énergie du neutron incident, on peut observer le couplage des états superdéformés qui ont un espacement voisin de 0,1 keV, avec les états normalement déformés qui ont une densité beaucoup plus grande. On a alors une exaltation des largeurs de fission de ces derniers quand leur énergie est quasiment dégénérée avec celle d'un niveau superdéformé de même spin et parité. Ceci donne des résonances de structure intermédiaire (fig. 17)¹⁹⁾ qui fournissent une illustration claire des états-portes longtemps invoqués dans d'autres domaines de la physique nucléaire. En fait, ces états sont de vrais états-portes au sens géographique puisqu'ils constituent le point de passage obligé pour aller, dans l'espace de configuration, d'un noyau unique approximativement sphérique à deux fragments séparés.

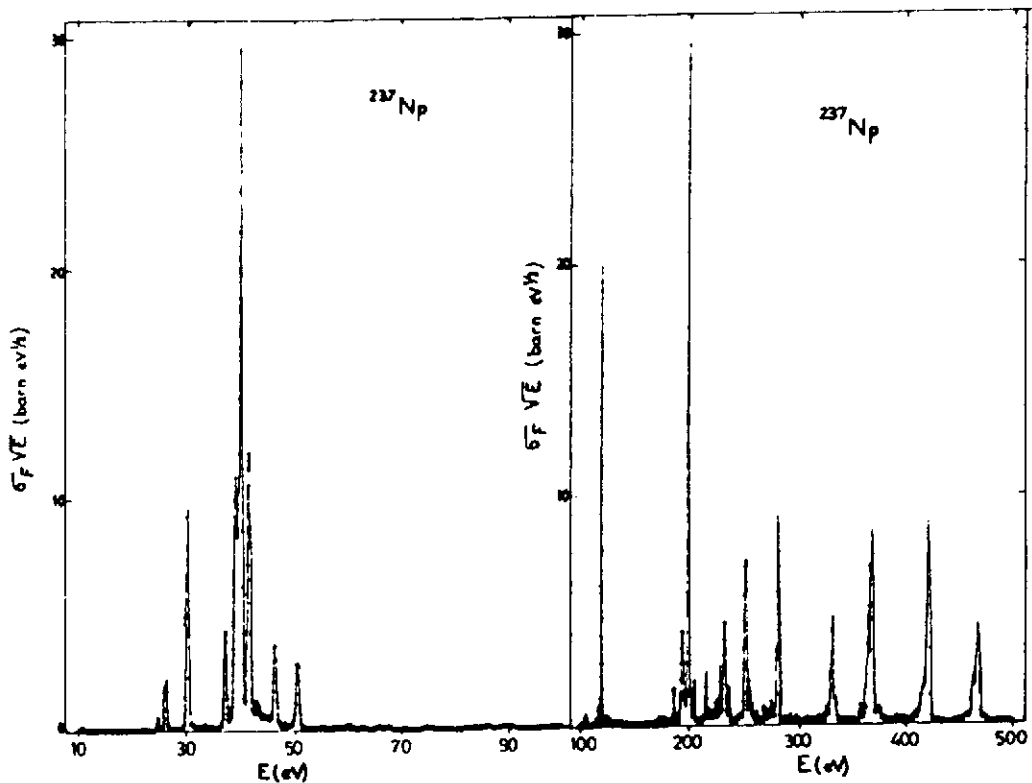


Fig.17. Section efficace de fission de ^{237}Np pour des neutrons d'énergies comprises entre 10 et 500 eV. Les résonances fines correspondent à des états normalement déformés. Seules apparaissent ici celles dont l'énergie est voisine de l'énergie d'un état superdéformé ayant les mêmes nombres quantiques.

Enfin, il faut mentionner les états hyperdéformés qui sont situés dans un troisième minimum de la surface d'énergie potentielle et qui correspondent à un rapport d'axes $c:a$ voisin de 3:1. Ces états ne sont pas des isomères, au sens habituel du terme, puisque leur durée de vie, voisine de 10^{-19} s, n'est mesurable qu'à travers des largeurs de résonances. C'est effectivement sous la forme de résonances qu'ils apparaissent dans la section efficace de fission de ^{230}Th pour des neutrons^{20,18}). L'analyse de la section efficace fait apparaître une double bande de rotation avec un moment d'inertie $2\theta I$ de 500 MeV^{-1} , à comparer à 300 MeV^{-1} dans le deuxième minimum (voir fig. 13). La double bande est l'indication d'une déformation octupolaire permanente de ^{231}Th dans l'état hyperdéformé.

Conclusions

Comme on l'a vu, on dispose d'une grande variété d'informations expérimentales sur les états superdéformés des noyaux lourds, que ce soit l'état "fondamental" ou les différents états excités. Toutes ces informations, à part l'existence même de la super déformation, sont conformes aux prédictions qu'on peut faire à partir des propriétés des noyaux normalement déformés. C'est un peu frustrant pour ceux qui pensent qu'en explorant un domaine nouveau on va nécessairement découvrir des phénomènes nouveaux. Mais c'est tout de même rassurant. Pendant longtemps, on a cru que la superdéformation était l'apanage des transuraniens où la conjonction accidentelle d'un effet de couche et d'un effet de goutte liquide produisait un minimum secondaire dans la surface d'énergie potentielle. On sait maintenant qu'on peut trouver des noyaux superdéformés dans d'autres régions de la table de masses. Pour les théoriciens, il est clair qu'il s'agit d'un même phénomène, auquel ils appliquent fondamentalement le même traitement. L'expérimentateur, de son côté, a plutôt tendance à y voir un phénomène différent tant les conditions physiques, expérimentales et historiques sont différentes. D'abord ces noyaux de $Z < 90$ ont une barrière extérieure très élevée qui interdit toute désexcitation par fission. C'est donc un mode de détection tout à fait essentiel qui disparaît. Du même coup, la technique de détection devient très différente puisqu'on ne peut plus compter que sur la détection du rayonnement électromagnétique. Le tri nécessaire entre états superdéformés et normalement déformés demande alors des coïncidences multiples mettant en jeu un grand nombre de détecteurs, ce qui n'est pas le cas pour les noyaux fissiles.

Une autre différence, frappante, concerne le moyen de production. Toutes les recherches actuelles sur les noyaux superdéformés utilisent des faisceaux d'ions lourds. Or si, comme on l'a vu, ce sont des faisceaux d'oxygène et de néon qui ont les premiers attiré l'attention sur les isomères de fission, toutes les découvertes ultérieures et toutes les mesures ont utilisé des faisceaux de $Z \leq 2$. Ceci va à l'encontre de l'idée souvent répandue que la superdéformation est provoquée par le mécanisme même de l'interaction entre deux ions lourds. On voit bien néanmoins l'intérêt d'utiliser des ions lourds pour transférer une énergie et un moment angulaire importants: on alimente ainsi ces longues bandes de rotation auxquelles on est maintenant habitué. En comparaison, celle de ^{240}mPu formé par réaction $(\alpha, 2n)$ ne débute qu'au niveau 8^+ . Enfin, les états rotationnels sont les seuls états superdéformés connus actuellement dans les noyaux de $Z < 90$. On ne connaît pas d'autres états excités et on ne connaît même pas l'état fondamental de la bande rotationnelle, qui devrait être lui aussi un isomère similaire aux isomères de fission. C'est une situation stimulante qui montre qu'il y a encore du travail intéressant à faire en physique nucléaire de basse énergie.

Références

- 1) S.M. Polikanov et al., Soviet Physics JETP 15 (1962) 1016
- 2) G.M. Flerov et al., Soviet Physics JETP 18 (1964) 964
- 3) G.M. Flerov et al., Nucl. Phys. A97 (1967) 444
- 4) D.L. Hill et J.A. Wheeler, Phys. Rev. 89 (1953) 1102
- 5) V.M. Strutinsky, Nucl. Phys. A95 (1967) 420
- 6) R. Vandenbosch et K.L. Wolf, Physics and Chemistry of fission IAEA Vienne (1969) 439
- 7) S. Bjornholm et al., Nucl. Phys. A95 (1967) 513
- 8) P. Limkilde et G. Sletten, Nucl. Phys. A199 (1973) 504
- 9) V. Metag, Nukleonika 20 (1975) 789
- 10) P.A. Russo et al., Nucl. Phys. A240 (1975) 13
- 11) J. Kantele et al., Phys. Rev. C29 (1984) 1693
- 12) P.A. Russo et al., Phys. Rev. C3 (1971) 1595
- 13) W. Günther et al., Phys. Rev. C19 (1979) 433
- 14) M.H. Rafailovich et al., Phys. Rev. Lett., 48 (1982) 982
- 15) H.J. Specht et al., Phys. Lett. 41B (1972) 43
- 16) V. Metag et al., Physics Reports 65 (1980) 1
- 17) U. Goerlach et al., Phys. Rev. Lett. 48 (1982) 1160
- 18) J. Blons et al., Nucl. Phys. A477 (1988) 231
- 19) D. Paya et al., Physics and Chemistry of fission IAEA Vienne (1969) 307
- 20) J. Blons et al., Nucl. Phys. A414 (1984) 1