



STUDIECENTRUM VOOR KERNENERGIE

ex. 1

C  
E  
N  
T  
R  
ED'  
E  
T  
U  
D  
ED  
EL'  
E  
N  
E  
R  
G  
I  
EN  
U  
C  
L  
E  
A  
I  
R  
E**LA FISSION SPONTANEE ET INDUITE DES ISOTOPES  
DU PLUTONIUM****C. WAGEMANS, P. SCHILLEBEECKX, A. DERUYTTER, R. BARTHELEMY**

Novembre 1986

**BLG 592**

# **LA FISSION SPONTANEE ET INDUITE DES ISOTOPES DU PLUTONIUM**

**C. WAGEMANS, P. SCHILLEBEECKX, A. DERUYTTER, R. BARTHELEMY**

---

**Novembre 1986**

**BLG 592**

C. WAGEMANS, P. SCHILLEBEECKX, A. DERUYTTER, R. BARTHELEMY  
BLG 592 (Nov. 86)

LA FISSION SPONTANEE ET INDUITE DES ISOTOPES DU PLUTONIUM

Résumé. - Les caractéristiques principales des distributions en énergie et en masse des fragments de fission émis dans la fission spontanée du  $^{238}\text{Pu}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{240}\text{Pu}$ ,  $^{242}\text{Pu}$  et  $^{244}\text{Pu}$  et dans la fission thermique du  $^{239}\text{Pu}$  et  $^{241}\text{Pu}$  sont discutées. La grande influence des effets de couches neutroniques sur ces distributions est démontrée, ce qui s'explique dans le cadre du modèle du point de scission. En plus, les résultats indiquent que la fission paraît être un processus fortement amorti aussi bien sous le seuil qu'au-dessus du seuil de fission.

C. WAGEMANS, P. SCHILLEBEECKX, A. DERUYTTER, R. BARTHELEMY  
BLG 592 (Nov. 86)

LA FISSION SPONTANEE ET INDUITE DES ISOTOPES DU PLUTONIUM

Samenvatting. - De belangrijkste karakteristieken van de energie- en massadistributies der fissiefragmenten uitgezonden tijdens de spontane fissie van  $^{238}\text{Pu}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{240}\text{Pu}$ ,  $^{242}\text{Pu}$  en  $^{244}\text{Pu}$  en tijdens de thermische fissie van  $^{239}\text{Pu}$  en  $^{241}\text{Pu}$  worden besproken. De grote invloed van de neutronenschillen op deze distributies wordt aangetoond en verklaard met behulp van het scissie-punt model. De resultaten wijzen er tevens op dat het fissieproces waarschijnlijk sterk gedempt is, zowel onder als boven de fissiedrempel.

C. WAGEMANS, P. SCHILLEBEECKX, A. DERUYTTER, R. BARTHELEMY  
BLG 592 (Nov. 86)

LA FISSION SPONTANEE ET INDUITE DES ISOTOPES DU PLUTONIUM

Summary. - The main characteristics of the energy and mass distributions of the fragments emitted in the spontaneous fission of  $^{238}\text{Pu}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{240}\text{Pu}$ ,  $^{242}\text{Pu}$  and  $^{244}\text{Pu}$  and in the thermal fission of  $^{239}\text{Pu}$  and  $^{241}\text{Pu}$  are discussed. The great influence of the neutron shell effects on these distributions is demonstrated and interpreted in terms of the scission point model. The results also indicate that fission seems to be a strongly damped process, above as well as below the fission barrier.

# LA FISSION SPONTANEE ET INDUITE DES ISOTOPES DU PLUTONIUM

C. WAGEMANS \*, P. SCHILLEBEECKX  
Université de Gand et SCK/CEN, Mol, Belgique

A. DERUYTTER, R. BARTHELEMY  
CCE, CCR, BCMN, Geel, Belgique

## 1. INTRODUCTION

Les isotopes du plutonium nous procurent des possibilités uniques pour l'étude des effets de couches et de la dynamique de la fission. En effet, la fission spontanée du  $^{236}\text{Pu}$ ,  $^{238}\text{Pu}$ ,  $^{240}\text{Pu}$ ,  $^{242}\text{Pu}$  et  $^{244}\text{Pu}$  nous permet d'étudier l'influence du nombre de neutrons  $N$  sur les effets de couches pour une valeur de  $Z$  constante ( $= 94$ ), pour une énergie d'excitation constante (zéro) et pour le même état de spin ( $I^\pi=0^+$ ). Toutes ces conditions sont à peine réalisables autrement. En plus, la fission thermique du  $^{239}\text{Pu}$  et du  $^{241}\text{Pu}$  nous procure les systèmes fissionnants  $^{240}\text{Pu}$  et  $^{242}\text{Pu}$  à une énergie d'excitation d'environ 6.5 MeV, ce qui permet une bonne comparaison avec la fission spontanée du  $^{240}\text{Pu}$  et  $^{242}\text{Pu}$ . De cette façon, l'influence de l'énergie d'excitation sur les distributions en masse et en énergie de ces deux systèmes fissionnants peut être étudiée.

Dans cette contribution, une série de résultats expérimentaux obtenus au réacteur BR1 du CEN de Mol sont présentés. Ces résultats sont interprétés à l'aide du modèle du point de scission de Wilkins et al. 1) et de Moreau et al. 2). En plus, l'amortissement du processus de fission sous le seuil est démontré.

## 2. METHODE EXPERIMENTALE

Nous avons essayé de réaliser des conditions expérimentales très similaires pour tous les isotopes, afin de permettre une comparaison valable des résultats. Pour cette raison, les mêmes chaînes électroniques, le même système d'acquisition de données (ordinateur Hewlett Packard 1000E) et la même méthode d'analyse (basée sur la méthode de Schmitt et al. 3,4)) ont été utilisés pour tous les isotopes.

La méthode expérimentale utilisée est la mesure de la double énergie avec des détecteurs à barrière de surface. Dans une mesure pareille, l'isotope à

---

\* FNRS

étudier est déposé sur un support très mince placé entre deux détecteurs. Les spectres en amplitude des fragments de fission coïncidents sont détectés et enregistrés. Ici se pose le problème de la calibration des détecteurs et surtout de la stabilité de cette calibration du fait de la grande activité  $\alpha$  de la plupart des isotopes du plutonium.

Ces problèmes ont été résolus de la manière suivante :

a) Calibration des détecteurs

La méthode de Schmitt et Neiler 3) a été utilisée pour la calibration des détecteurs à barrière de surface. Afin d'éviter les incertitudes signalées p.ex. par Asghar et al. 5) et Geltenbort 6), toutes les mesures ont été calibrées sur la fission thermique du  $^{239}\text{Pu}$  en utilisant les constantes de calibration données par Neiler et al. 7). De cette façon on arrive à une comparaison précise des résultats expérimentaux.

b) Stabilité de la calibration

Suite aux dégâts causés dans le silicium par un flux intense de particules  $\alpha$ , le courant de fuite du détecteur augmente et sa résolution se dégrade. Ce dernier phénomène a été étudié par Groh 8), qui concluait qu'une dose intégrée de  $3.4 \times 10^{11}$   $\alpha$  par détecteur ne devait pas être dépassée. En effet, après une dose pareille le défaut d'amplitude est à peu près égal à la résolution en énergie du détecteur. Deux mesures ont été prises pour remédier à ces phénomènes : Premièrement les détecteurs ont été refroidis à une température constante de  $4^\circ\text{C}$ , réduisant ainsi le courant de fuite. Ensuite, la tension a été augmentée progressivement avec le courant afin de maintenir une tension effective constante sur le détecteur. Deuxièmement des cibles mixtes  $^{239}\text{Pu}$ -Pu(fiss. spont.) ont été utilisées, permettant ainsi une alternance fréquente de mesures de fission spontanée avec des mesures de calibration  $^{239}\text{Pu}(\text{nth},\text{f})$ . De cette façon, des variations dans la calibration des chaînes de mesures peuvent être suivies et corrigées. Le réacteur BR1 du CEN de Mol (réacteur à l'uranium naturel modéré au graphite) est une source de neutrons idéale pour ce genre de mesures. En effet, il produit un faisceau de neutrons bien thermalisés avec un flux d'environ  $3 \times 10^6$  neutrons / $\text{cm}^2 \cdot \text{sec}$ . Donc pendant la nuit et pendant le week-end, la fission spontanée peut être mesurée dans des conditions de bruit de fond très favorables. La Fig. 1 montre comme exemple l'évolution en temps de l'amplitude moyenne du fragment lourd et léger pour les mesures de calibration  $^{239}\text{Pu}(\text{nth},\text{f})$  effectuées pendant l'étude de la fission spontanée du  $^{240}\text{Pu}$  9).

Un autre problème est le choix de la géométrie de détection. Dans notre étude 9) de la fission spontanée du  $^{240}\text{Pu}$ , nous avons démontré que les

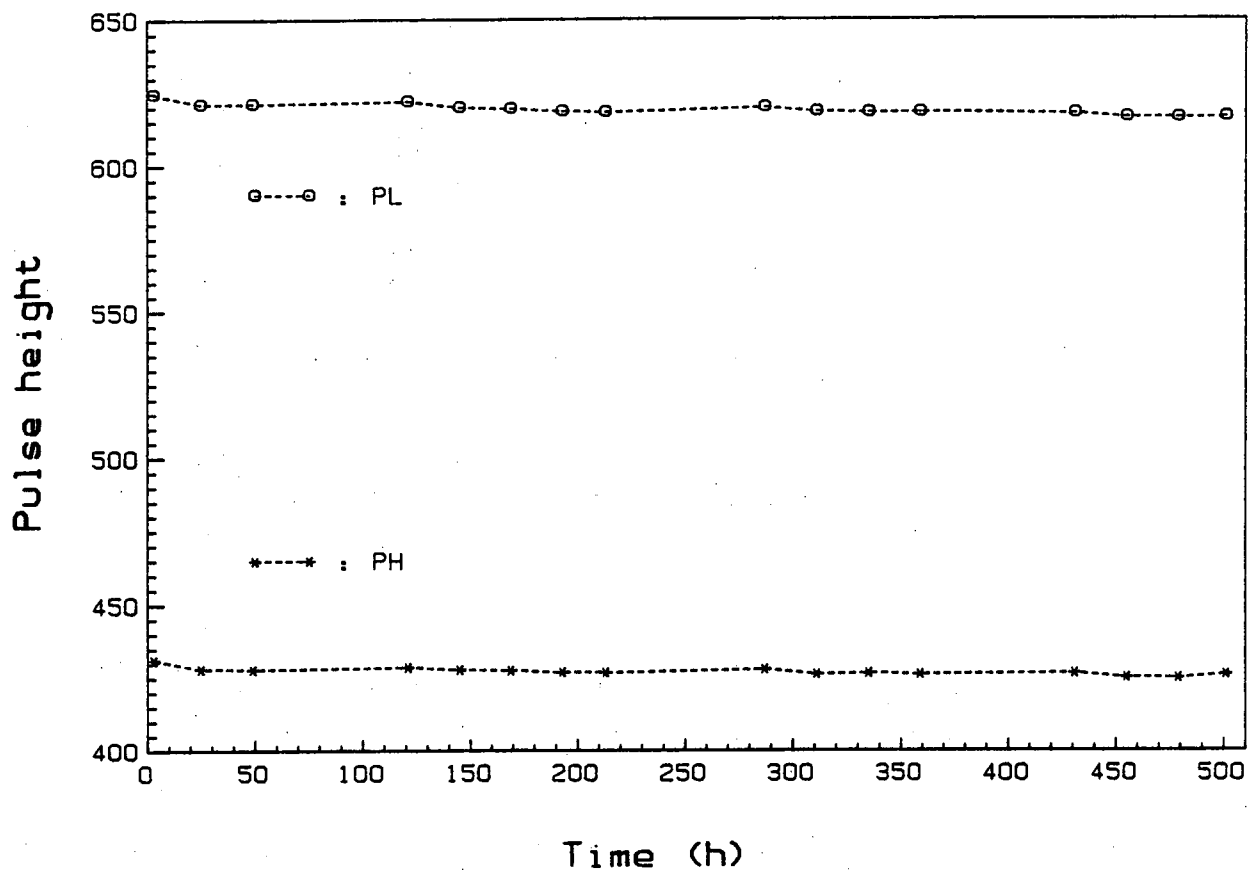


Fig. 1 : Evolution en temps de l'amplitude moyenne du fragment lourd (PH) et léger (PL) pour les mesures de calibration  $^{239}\text{Pu} (n_{th}, f)$ .

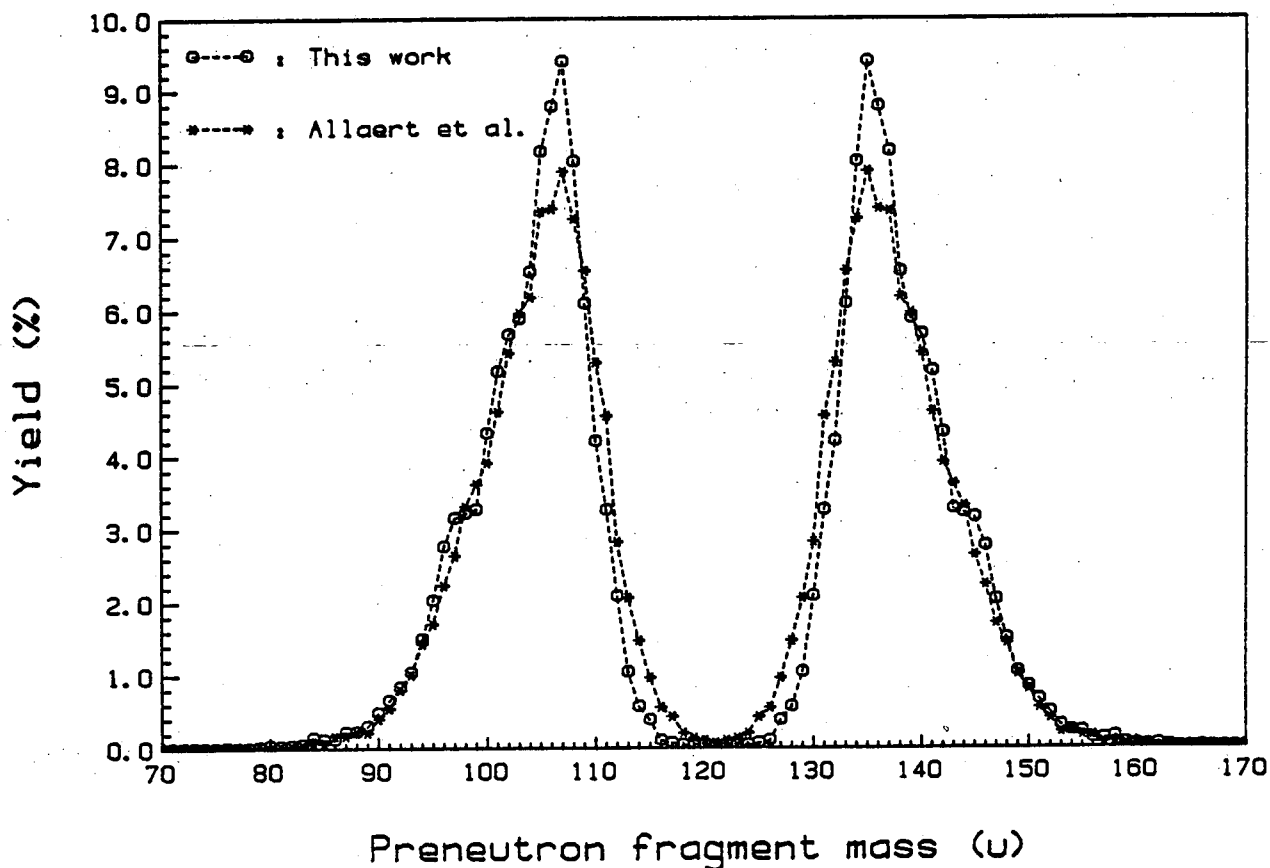


Fig. 2. : Distribution en masse pour la fission spontanée du  $^{242}\text{Pu}$  obtenue avec une couche évaporée (O) et une couche préparée par électrodéposition (x) <sup>11</sup>).

résultats obtenus avec une géométrie de détection faible ("low geometry") sont tout à fait comparable avec les résultats obtenus dans une géométrie de détection s'approchant de  $4\pi$ . Pour les autres isotopes, c'est seulement cette dernière géométrie (dans laquelle la cible est montée "en sandwich" entre deux détecteurs) qui a été utilisée.

### 3. CIBLES

Les cibles influencent d'une façon importante la qualité des résultats. Ceci est inhérent à la méthode de la double énergie, qui est très sensible à la perte d'énergie des fragments de fission. Or, c'est justement la cible qui est responsable de la plus grande partie de cette perte d'énergie. Les paramètres importants sont l'épaisseur, l'homogénéité et la composition du support et du dépôt. Aussi la méthode de préparation du dépôt joue un grand rôle.

Ces problèmes ont été partiellement discutés ailleurs 10).

Dans les mesures présentées dans cette contribution, toutes les cibles étaient préparées par l'évaporation d'un mélange homogène de  $^{239}\text{Pu}$  et d'un autre isotope fissionnant spontanément, sous forme d'oxyde ou de fluorure. Le support était une feuille très mince de polyimide ( $20\text{--}30 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ ) ou de nickel ( $220 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ ). L'épaisseur des dépôts variait entre  $\sim 1 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  pour  $^{236}\text{Pu}$  et  $^{238}\text{Pu}$ ,  $\sim 5 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  pour  $^{242}\text{Pu}$  et  $\sim 20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  pour  $^{240}\text{Pu}$ .

Un grand avantage de l'utilisation de cibles mixtes est que la perte d'énergie des fragments de fission du  $^{239}\text{Pu}(\text{nth},\text{f})$  et du  $\text{Pu}(\text{s.f.})$  est identique, évitant ainsi des corrections, ce qui augmente la précision de la calibration.

Un bel exemple de l'influence de la cible sur la résolution en masse du résultat final est donné dans la Fig. 2. Cette figure compare la distribution en masse des fragments de fission spontanée du  $^{242}\text{Pu}$  obtenue avec une cible fabriquée par évaporation de  $\text{PuF}_3$  (o) et avec une cible fabriquée par électrodéposition de l'acétate de plutonium (\*) 11).

### 4. ANALYSE

La méthode de Schmitt et Neiler 3,4) a été utilisée pour l'analyse de tous les résultats. Afin d'obtenir les distributions en masse et en énergie des fragments de fission du  $^{239}\text{Pu}(\text{nth},\text{f})$  avant émission neutronique, les valeurs de Milton et Fraser 12) pour le nombre de neutrons de fission en fonction de la masse du fragment ont été utilisées. Pour la fission

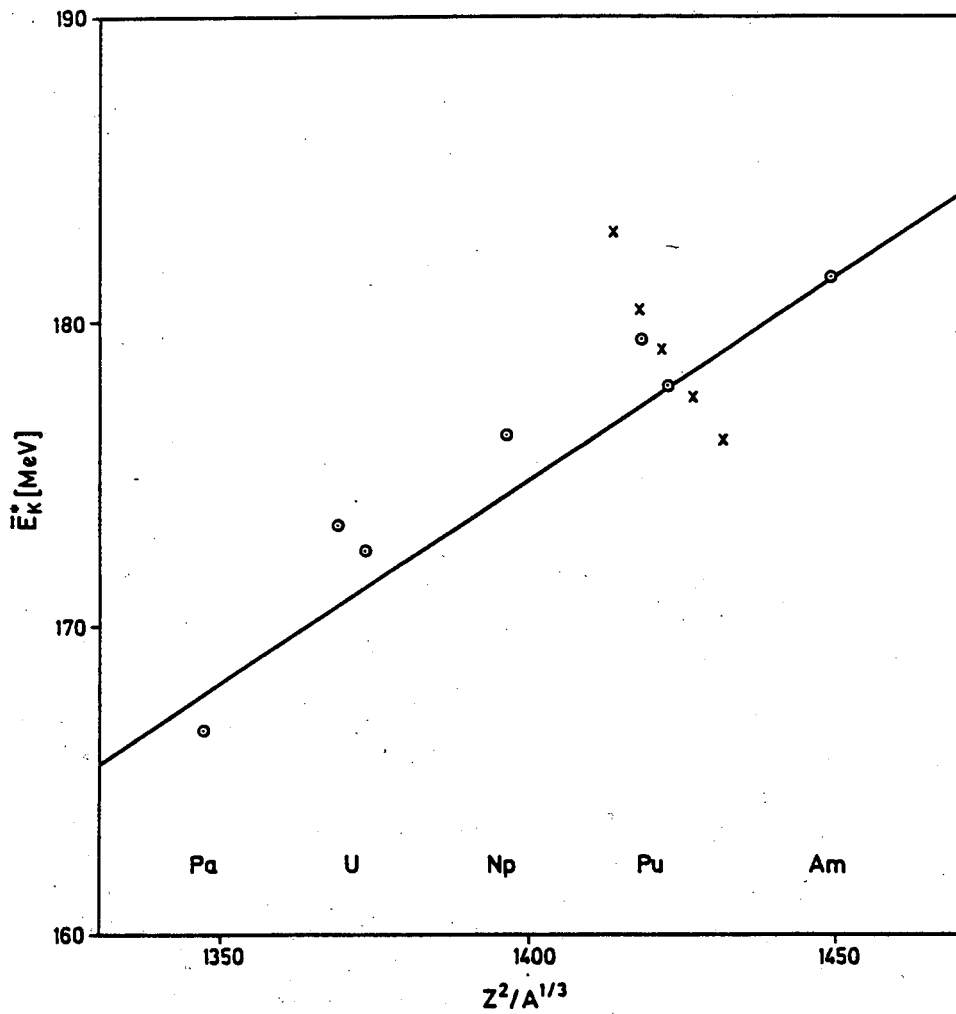


Fig. 3.: Energie cinétique totale en fonction de  $Z^2/A^{1/3}$  du système fissionnant. La ligne continue est calculée d'après le modèle de la goutte liquide, les x sont nos résultats expérimentaux pour Pu(sf), les o sont des résultats obtenus en ( $n_{th}, f$ ).

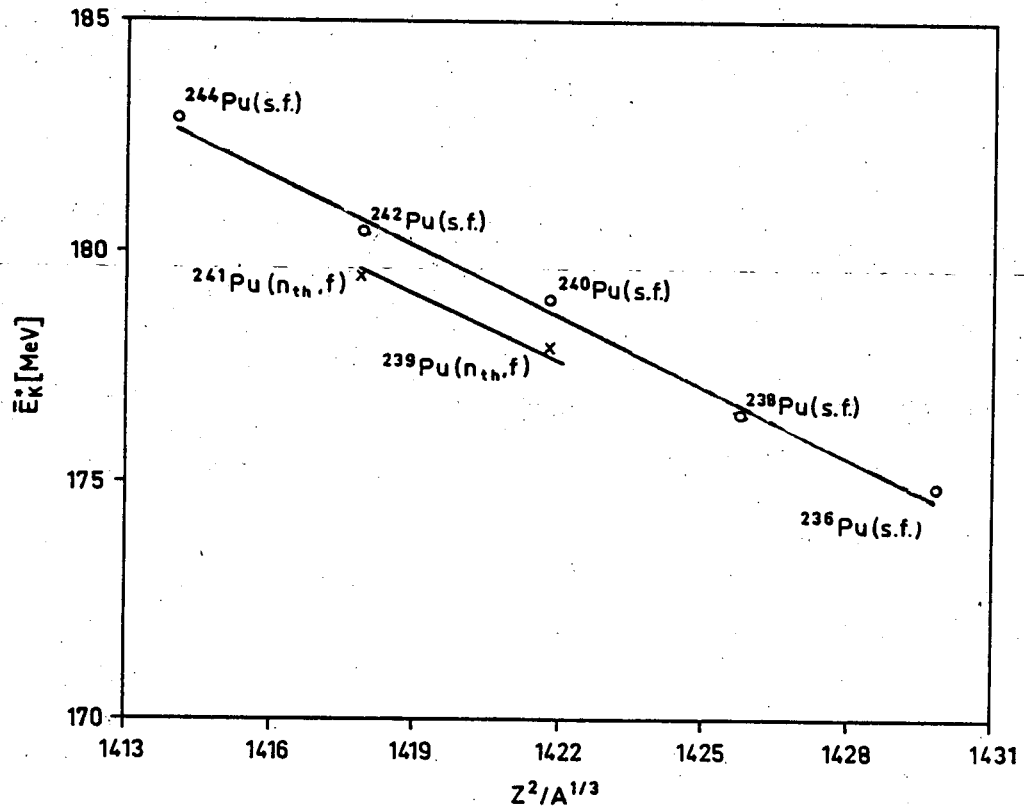


Fig. 4.: Energie cinétique totale pour la fission spontanée et induite des plutonium.



spontanée par contre, des données pareilles ne sont pas disponibles. Dans ces cas, les valeurs de  $\bar{v}(A)$  pour le  $^{239}\text{Pu}(n_{th},f)$  ont été multipliées par le rapport  $\bar{v}[\text{Pu}(sf)] / \bar{v}[^{239}\text{Pu}(n_{th},f)]$ .

Cette méthode approximative est acceptable puisqu'il est bien connu que la forme de  $\bar{v}(A)$  est très similaire pour tous les nuclides.

## 5. RESULTATS ET DISCUSSION

### 5.1. FISSION SPONTANEE

Etant donné les résultats controversés publiés précédemment (13-19), le premier isotope à être étudié fut le  $^{240}\text{Pu}$ . Ces résultats ont été discutés en détail dans la réf. 9. Ensuite le  $^{238}\text{Pu}$  et le  $^{242}\text{Pu}$  ont été étudiés, et les mesures sur le  $^{236}\text{Pu}$  sont en cours. Les caractéristiques principales des distributions en masse et en énergie sont résumées dans la première Table. Les valeurs données pour le  $^{236}\text{Pu}$  sont très préliminaires. Cette Table 1 a été complétée avec les valeurs moyennes des résultats obtenus pour le  $^{244}\text{Pu}$  par Allaert et al.(11) et Thierens et al.(20) [dans ces deux mesures, la même cible a été utilisée et la calibration a été faite avec le  $^{241}\text{Pu}(n_{th},f)$ ]. Il y a deux constatations frappantes à faire: (a) la masse moyenne du fragment lourd reste presque stable (b) l'énergie cinétique totale  $\bar{E}_K^*$  augmente systématiquement avec la masse A de l'isotope, en flagrant désaccord avec le modèle de la goutte liquide, qui prédit une décroissance de  $\bar{E}_K^*$  en fonction de  $Z^2/A^{1/3}$ . Ce comportement est illustré graphiquement dans les Figures 3 et 4.

Pour expliquer ces observations, nous allons considérer plus en détail les distributions en masse et en énergie.

#### *Distributions en masse*

La Fig. 5 montre les distributions en masse pour la fission spontanée du  $^{238}\text{Pu}$ ,  $^{240}\text{Pu}$  et  $^{242}\text{Pu}$ . Cette figure démontre la position constante du pic lourd, ce qui est confirmé par les résultats pour le  $^{244}\text{Pu}$  (réf.11) et par nos résultats préliminaires pour le  $^{236}\text{Pu}$ . De plus, cette figure montre la présence de structures très différentes dans les distributions en masse. Ces structures peuvent être expliquées par des effets de couches, comme décrits dans le modèle du point de scission (1,2).

Dans ces calculs, la probabilité de formation d'une paire de fragments de fission complémentaires est déterminée par l'énergie potentielle du

**TABLE 1** : Caractéristiques principales des distributions en masse et en énergie.

	236Pu (sf) <sup>a)</sup>	238Pu (sf)	240Pu (sf)	242Pu (sf)	244Pu(sf) <sup>b)</sup>	239Pu(nth,f)
$\bar{E}_k^*$ (MeV)	175	176.5	179.0	180.4	182.9	177.7
$\sigma_{\bar{E}_k}^*$ (MeV)	12	11.9	12.2	12.1	12.4	12.2
$\bar{E}_l^*$ (MeV)		103.1	103.2	102.9	(103.7)	103.3
$\bar{E}_h^*$ (MeV)		73.4	75.6	77.5	(80.3)	74.4
$\bar{m}_h^*$ (u)	139.5	139.2	138.7	138.2	137.6	139.7
$\bar{m}_l^*$ (u)	96.5	98.8	101.3	103.8	106.4	100.3
$\sigma_{\bar{m}_l}^* = \sigma_{\bar{m}_k}^*$	5.4	6.0	5.7	5.4	6.5	6.6
N	115	2000	(25000)	11000	14000	4.2 x 10 <sup>6</sup>

a) valeurs préliminaires

b) valeurs moyennes de réf. 11 et 20.

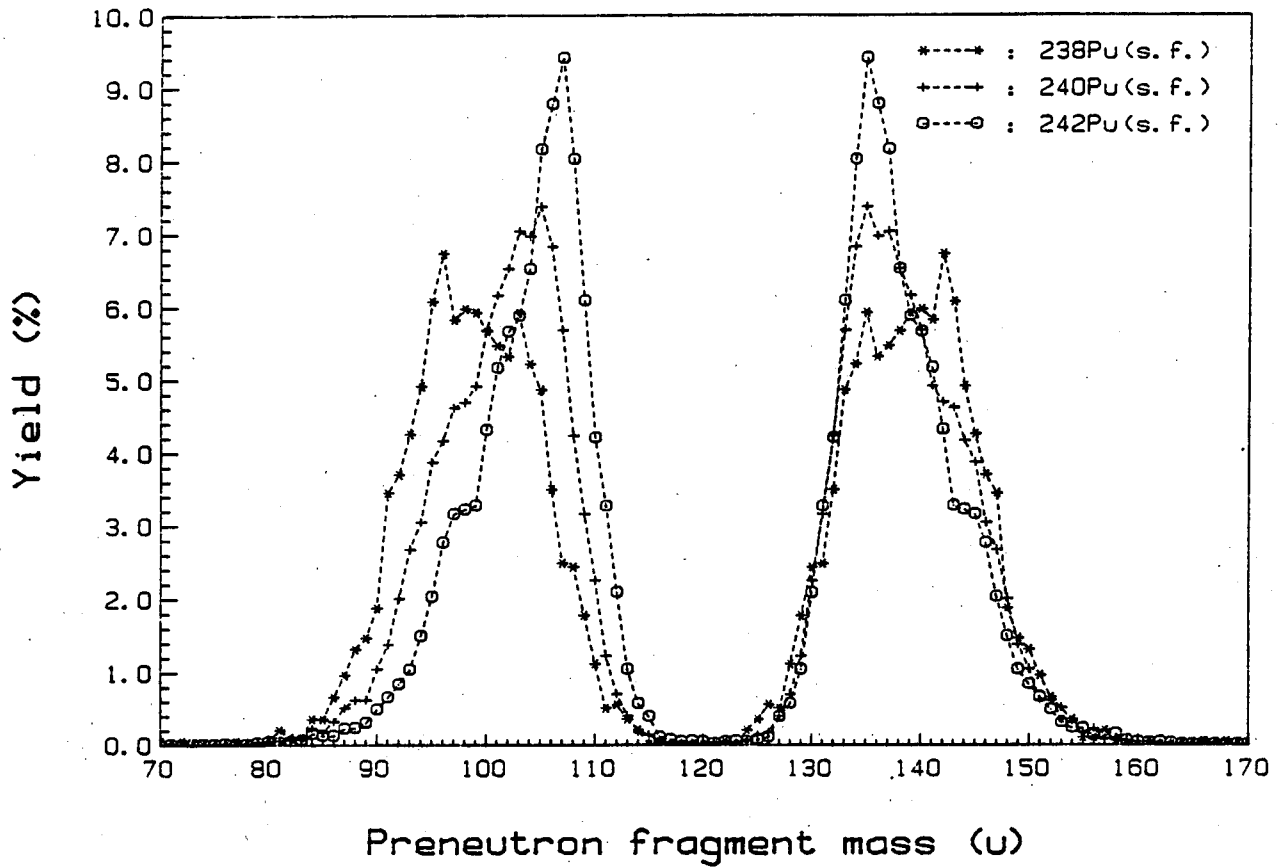


Fig. 5.: Distributions en masse pour la fission spontanée du  $^{238,240,242}\text{Pu}$ .

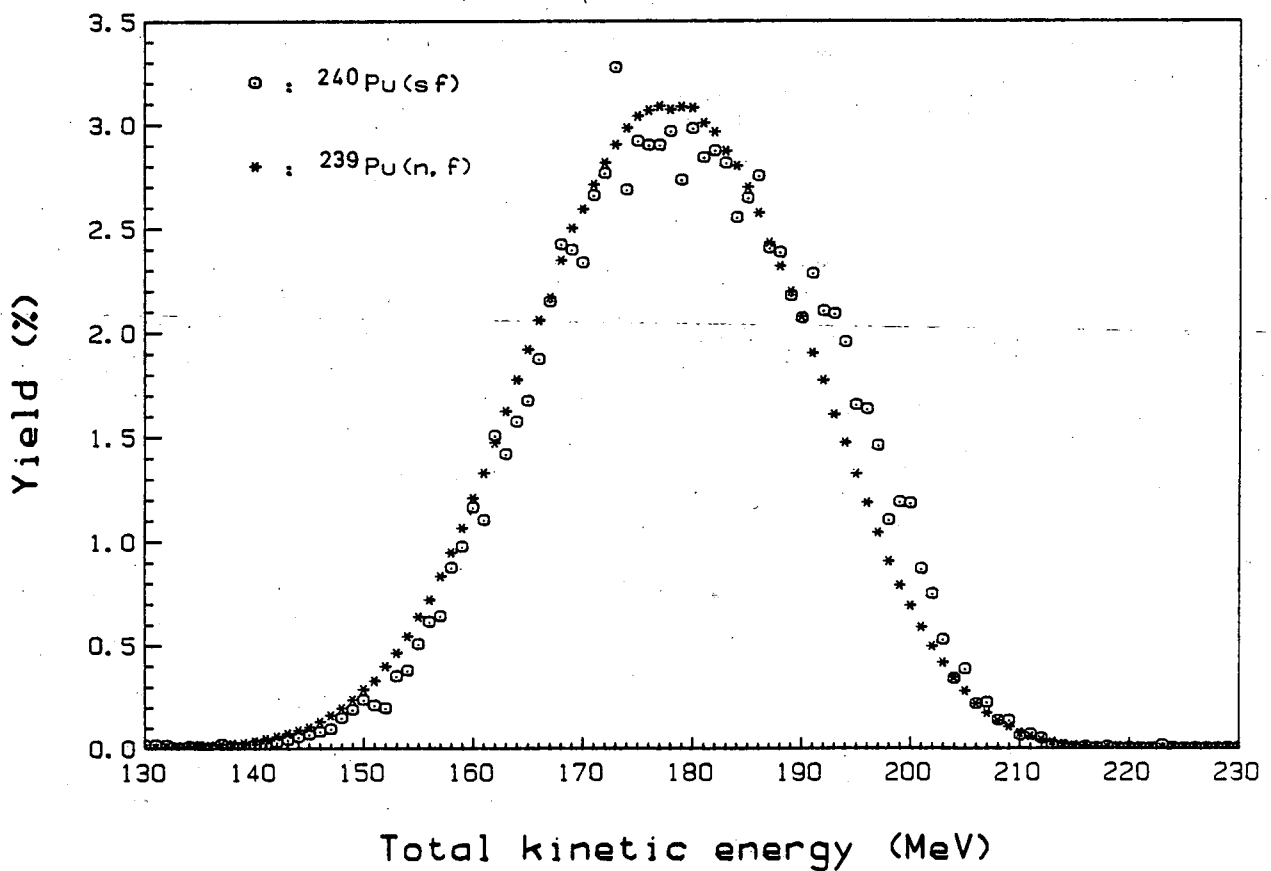


Fig. 7: Distribution de l'énergie cinétique totale pour la fission spontanée du  $^{240}\text{Pu}$  (o) et pour la fission thermique du  $^{239}\text{Pu}$  (\*).

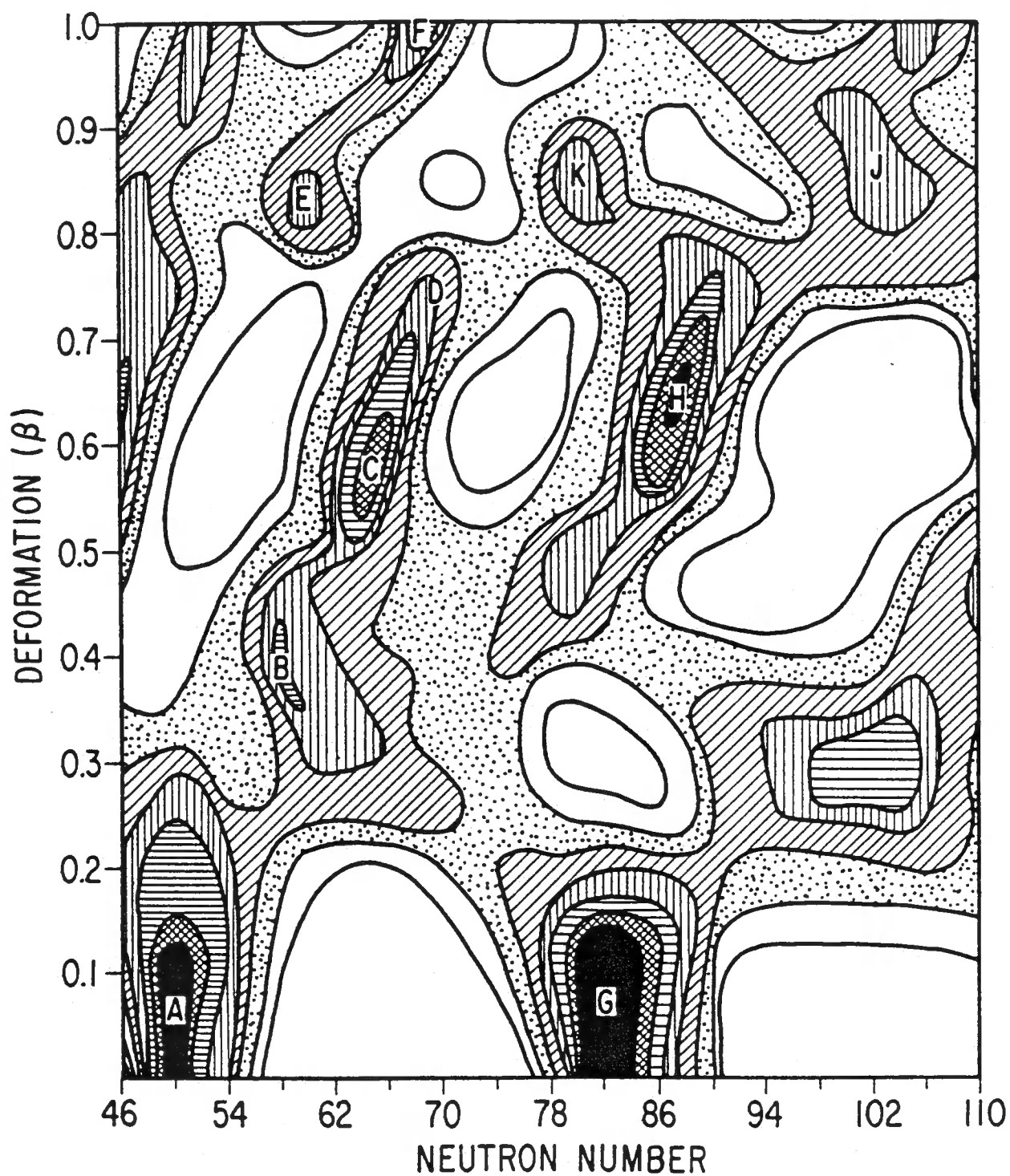


Fig. 6. : Les effets de couches neutroniques d'après Wilkins et al. <sup>1)</sup>.

système au point de scission, cette énergie étant la somme d'un terme provenant du modèle de la goutte liquide et d'une correction pour les effets de couches. Il en sort que les corrections de couches neutroniques comme montrées dans la Fig. 6 jouent un rôle important dans la formation des fragments.

Reprenons maintenant la Fig. 5. Tenant compte du fait que les fragments conservent le rapport  $Z/A$  du noyau composé, la valeur de  $N$  la plus probable peut être calculée pour chaque masse. On constate que la formation des fragments est surtout influencée par la couche sphérique  $G$  ( $N \approx 82$ ) et par la couche déformée  $H$  ( $N \approx 86,88$ ) dans le fragment lourd. Ce sont justement ces couches qui provoquent la position constante du pic lourd. D'autres effets (plus petits) peuvent être causés par les couches  $B$  et  $C$  dans le fragment léger.

L'importance des couches neutroniques est accentuée quand la formation des *deux fragments* de fission est favorisée par les effets de couches. Le meilleur exemple est le pic très prononcé pour la masse lourde  $\approx 135$  dans la fission spontanée du  $^{242}\text{Pu}$ , dû à l'influence combinée de la couche  $G$  dans le fragment lourd et de la couche  $C$  dans le fragment léger. Ce même effet faiblit pour le  $^{240}\text{Pu}$  et n'existe plus pour le  $^{238}\text{Pu}$ , où la région  $m \approx 135$  est influencée par la seule couche  $G$ , d'où le rendement en masse plus faible.

Un cas similaire d'amplification d'effets de couches, est observé dans la fission spontanée du  $^{238}\text{Pu}$ . Ici la masse lourde  $\approx 142$  domine, ce qui peut être expliqué par la formation préférentielle d'un fragment lourd avec  $\approx 86$  neutrons (couche  $H$ ) et d'un fragment léger avec  $N \approx 58$  (couche  $B$ ). Cet effet devrait être plus prononcé pour le  $^{236}\text{Pu}$ , ce qui est confirmé par nos résultats préliminaires.

### *Distributions en énergie*

La Fig. 7 montre l'énergie cinétique totale pour la fission spontanée du  $^{240}\text{Pu}$  et la fission thermique du  $^{239}\text{Pu}$ . L'énergie cinétique totale en fonction de la masse lourde est montrée dans la Fig. 8 pour la fission spontanée du  $^{238},^{240},^{242}\text{Pu}$ . Ici on retrouve l'énergie maximale pour les masses 134-135 due à l'influence de la couche sphérique  $N \approx 82$  accentuée par la couche sphérique  $Z \approx 50$ . De cette même figure, on peut calculer le coefficient de dissymétrie (c.d.), lequel est montré pour le  $^{240}\text{Pu}$  dans la Fig. 9. La plus grande dissymétrie est observée pour des masses 130-135, ce qui peut être expliqué par la présence de plusieurs configurations (avec

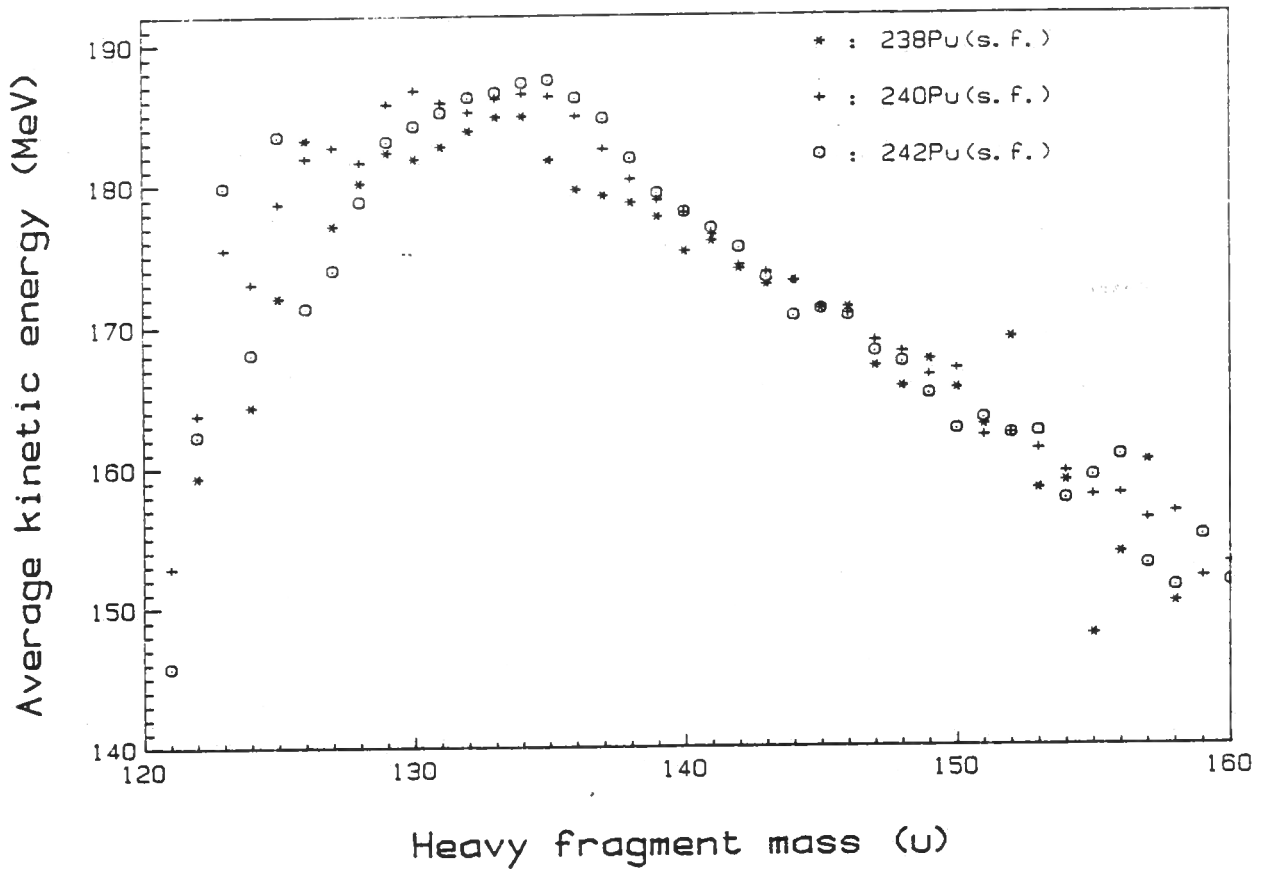


Fig. 8.: Energie cinétique totale en fonction de la masse du fragment lourd pour la fission spontanée du  $^{238}, ^{240}, ^{242}\text{Pu}$ .

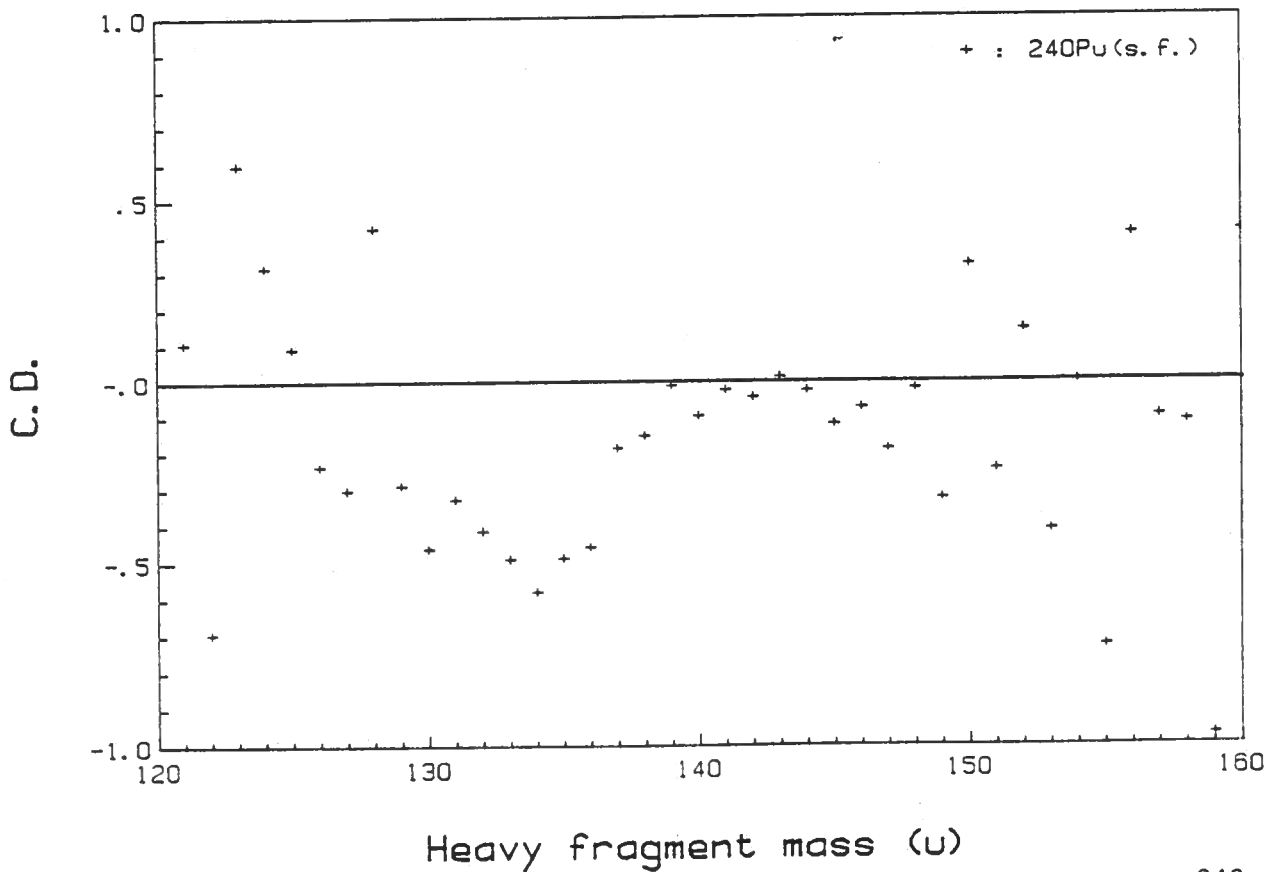


Fig. 9.: Coefficient de dissymétrie pour la fission spontanée du  $^{240}\text{Pu}$ .

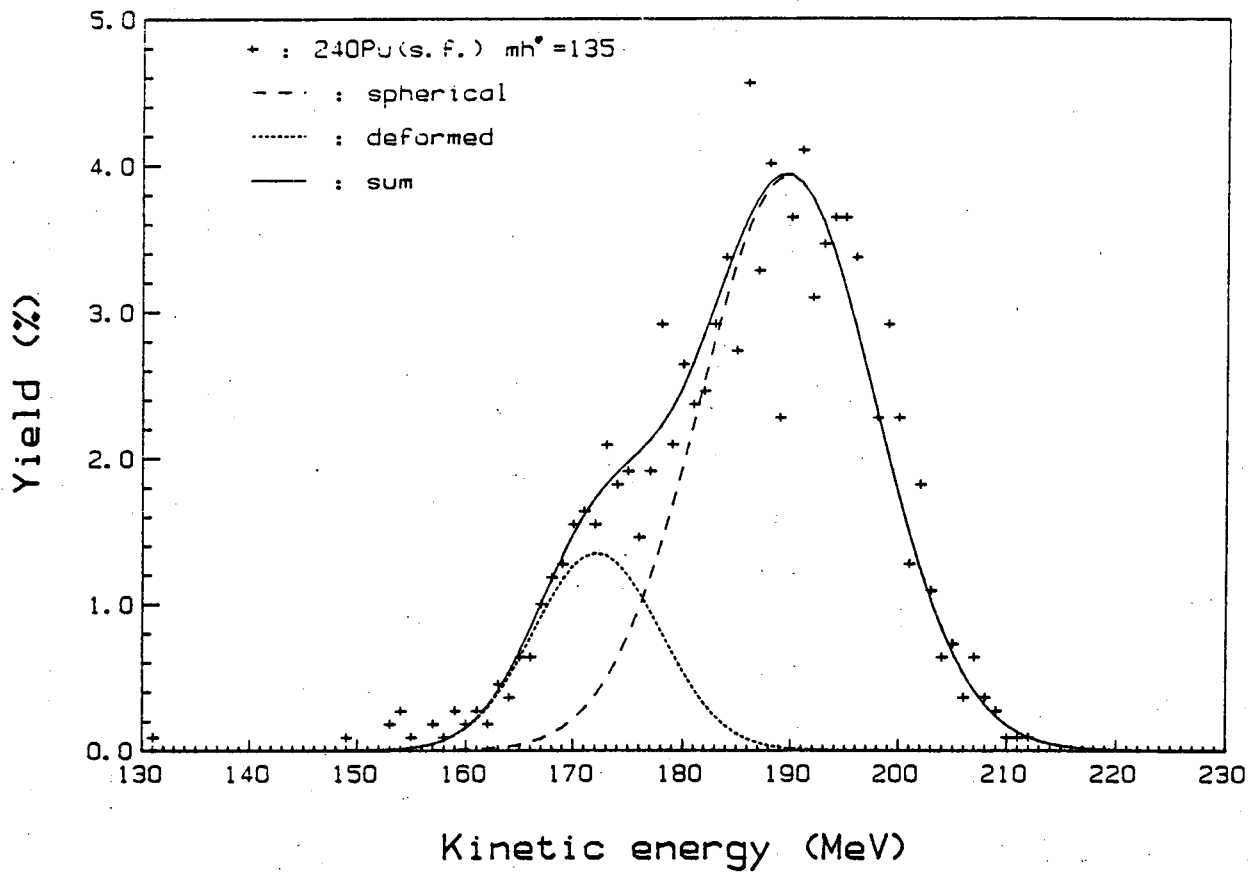


Fig. 10.: Energie cinétique totale pour la division en masse 135-105 pour la fission spontanée du  $^{240}\text{Pu}$ .

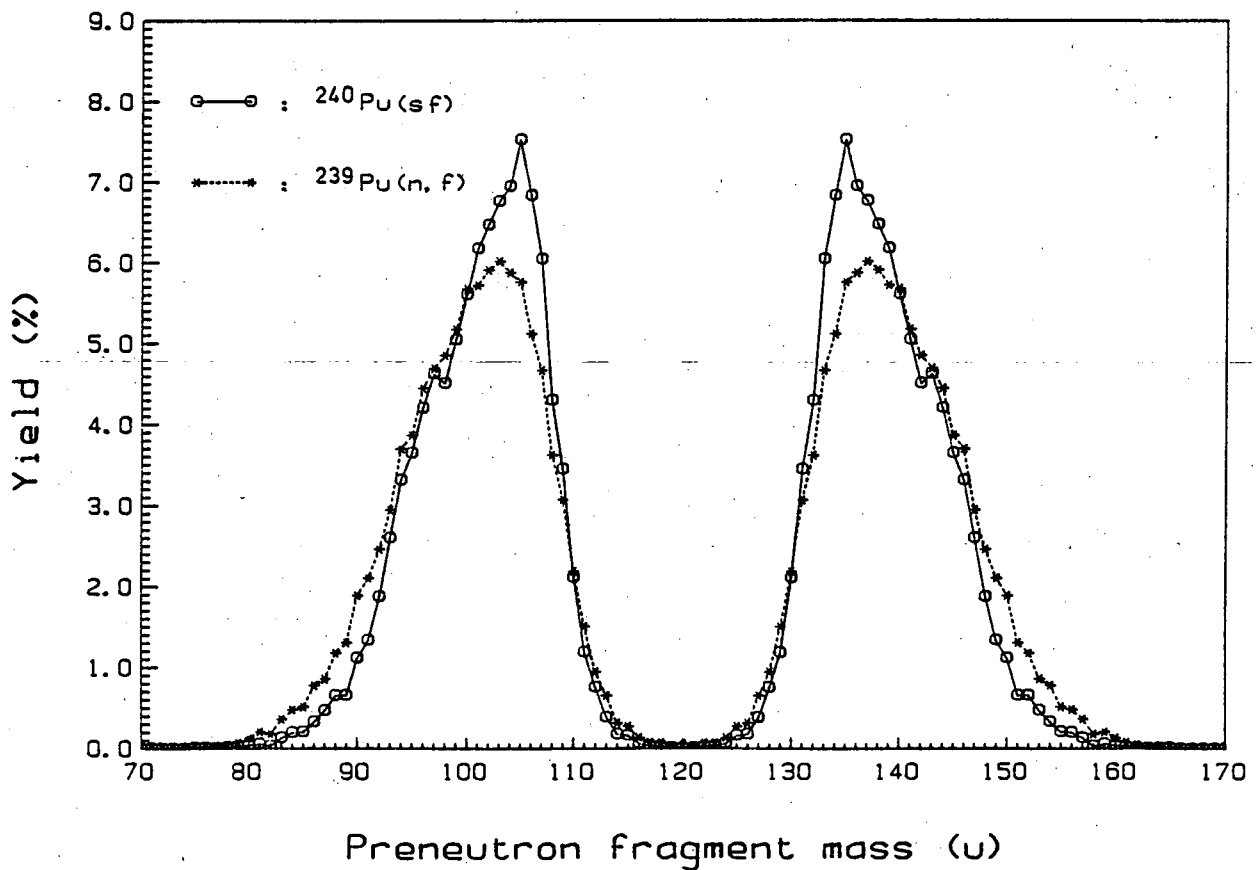


Fig. 11.: Distributions en masse pour la fission spontanée du  $^{240}\text{Pu}$  et la fission thermique du  $^{239}\text{Pu}$ .

des déformations différentes) pour un rapport de masse donné. La Fig. 10 donne comme exemple la distribution de l'énergie cinétique totale pour la division en masse 135-105 dans la fission spontanée du  $^{240}\text{Pu}$ . Cette courbe peut être décomposée en une somme de deux distributions Gaussiennes. En effet, la masse 135 est formée essentiellement sous l'influence de la couche sphérique G, mais la formation de fragments déformés (sous l'influence d'un contrefort de la couche H) est aussi possible. Le fragment léger par contre est seulement influencé par la couche C, ce qui implique que le fragment léger a la même déformation pour les deux configurations possibles du fragment lourd. Une estimation théorique 21) donne  $\bar{E}_K^* \approx 170$  MeV pour les fissions influencées par la couche déformée H, et  $\bar{E}_K^* \approx 190$  MeV pour celles influencées par la couche sphérique G. Ces valeurs sont en excellent accord avec celles obtenues par la décomposition Gaussienne. La même méthode s'applique aussi aux autres isotopes.

## 5.2. FISSION INDUITE

La variation des distributions en énergie et en masse des fragments de fission en fonction de l'énergie d'excitation du système fissionnant est un sujet d'étude depuis de longues années. En effet, on espérait en déduire des informations sur la dynamique du processus de fission. Un exemple typique est le travail de Lachkar et al. 22) sur le système fissionnant  $^{240}\text{Pu}$ , qui peut être formé par plusieurs réactions et à des énergies d'excitation très différentes:  $^{240}\text{Pu}(sf)$ ,  $^{240}\text{Pu}(\gamma, f)$ ,  $^{239}\text{Pu}(n, f)$ ,  $^{239}\text{Pu}(d, pf)$ , ...

Dans cette contribution, nous considérons d'abord les résultats controversés des mesures comparatives  $^{240}\text{Pu}(sf)$  et  $^{239}\text{Pu}(n, f)$ , et surtout l'influence de la différence de 6.5 MeV en énergie d'excitation sur les caractéristiques de ces deux réactions.

Le premier problème qui se pose sont les valeurs de  $\Delta\bar{E}_K^*$ , c.à.d. la différence en énergie cinétique totale moyenne entre la fission spontanée du  $^{240}\text{Pu}$  et la fission thermique du  $^{239}\text{Pu}$ . Ces résultats sont résumés dans la Table 2 en ordre chronologique, ce qui montre une belle alternance de valeurs expérimentales. Pour l'interprétation de ces résultats il faut pourtant se réaliser qu'il s'agit d'un effet relativement faible,  $\Delta\bar{E}_K^*$  correspondant à seulement 0.5 à 1% de l'énergie  $\bar{E}_K^*$  mesurée. Notre étude détaillée de la calibration 9) nous a permis de conclure que les différences observées sont probablement dues à des méthodes de calibration pas suffisamment précises. En plus, la plupart des erreurs mentionnées sont



**TABLE 2 :** Comparaison des valeurs expérimentales de  $\Delta\bar{E}_k^* = \bar{E}_k^*(sf) - \bar{E}_k^*(n_{th},f)$  pour la fission spontanée du  $^{240}\text{Pu}$  et la fission thermique du  $^{239}\text{Pu}$

$\Delta\bar{E}_k^*$ (MeV)	Année	Référence
- 1.5 ± 0.5	1958	Mostovaya <sup>13)</sup>
+ 3.7 ± 2.1	1971	Toraskar and Melkonian <sup>14)</sup>
- 1.1 ± 0.2	1973	Deruytter and Wegener-Penning <sup>15)</sup>
+ 0.7 ± 0.4	1977	Basova et al. <sup>16)</sup>
- 0.8 ± 0.3	1979	Wagemans et al. <sup>17)</sup>
+ 1.2 ± 0.5	1980	Thierens et al. <sup>18)</sup>
- 0.7 ± 0.3	1980	Trochon <sup>19)</sup>
+ 1.3 ± 0.1	1984	Wagemans et al. <sup>9)</sup>

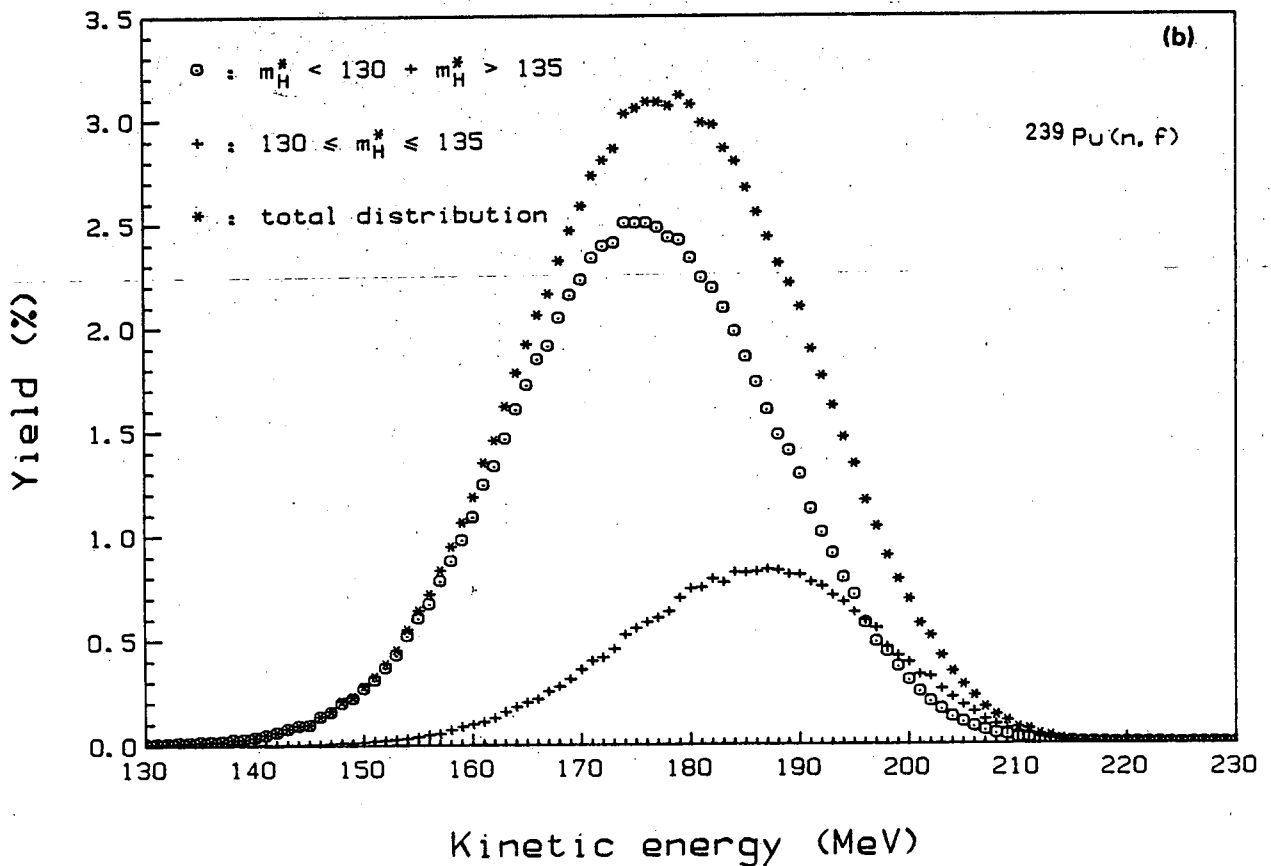
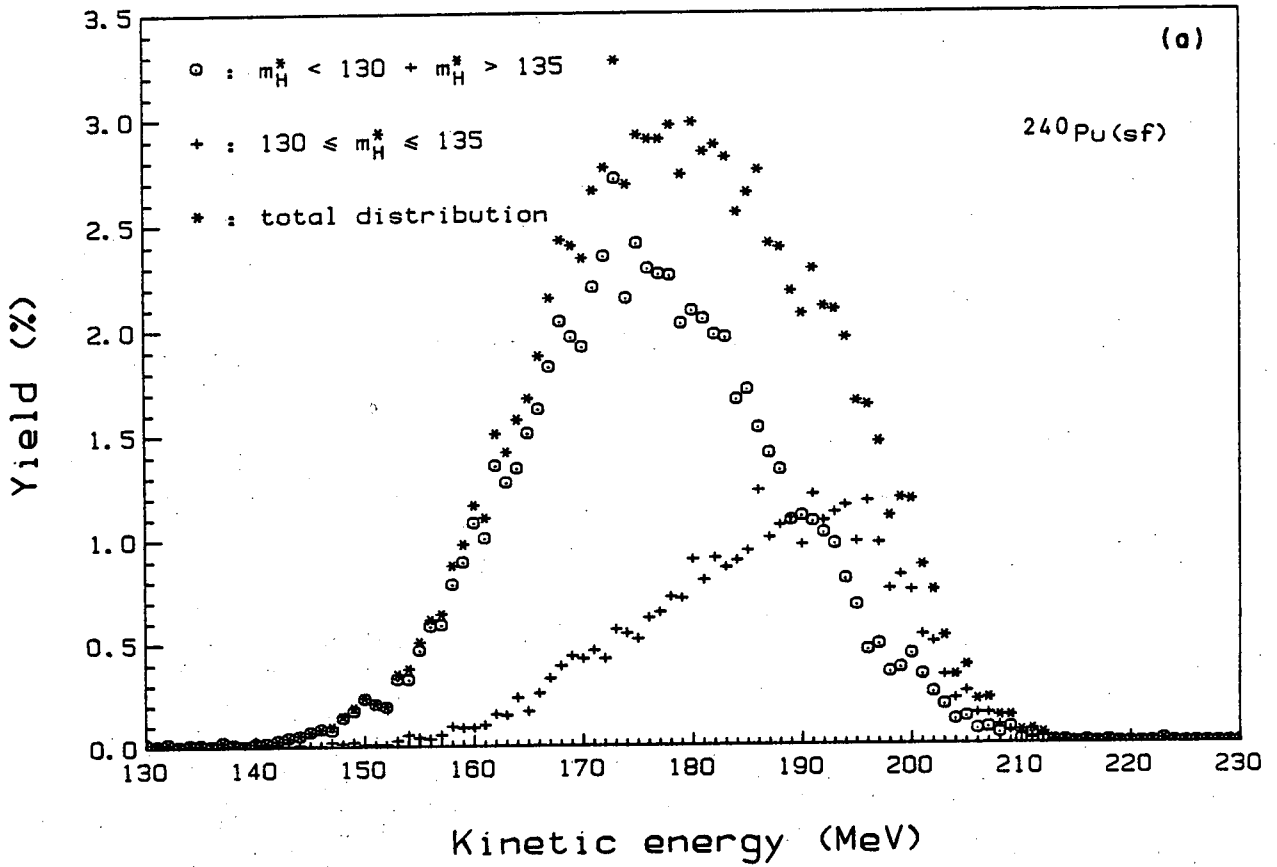


Fig. 12. : Déconvolution de l'énergie cinétique totale en deux régions de masse pour la fission spontanée du  $^{240}\text{Pu}$  (a) et pour la fission thermique du  $^{239}\text{Pu}$  (b).

probablement sous-estimées et seulement de nature statistique. Néanmoins il reste surprenant de constater que l'énergie cinétique moyenne est plus grande pour la fission spontanée que pour la fission thermique, malgré une différence de 6.5 MeV dans l'autre sens pour l'énergie d'excitation (Fig. 7).

Afin d'expliquer cette observation, nous allons regarder d'abord les distributions en masse correspondantes (Fig. 11). La Fig. 11 montre que la distribution en masse est plus étroite et plus structurée pour la fission spontanée, pour laquelle en outre le rendement maximal est nettement plus grand. Cette différence s'explique par l'effacement des effets de couches avec l'augmentation de l'énergie d'excitation. Les valeurs observées pour  $\Delta \bar{E}_K^*$  s'expliquent de la même façon. En effet, comme nous avons expliqué dans le paragraphe précédent, la région des masses 130-135 dans la fission spontanée du  $^{240}\text{Pu}$  est fortement influencée par la couche sphérique  $N \approx 82$ , qui favorise la formation de configurations de fission compactes (voir Fig. 10 pour les masses 135-105) qui mènent à une énergie cinétique accrue. Dans la Fig. 12 une déconvolution de l'énergie cinétique totale en deux régions de masse ( $130 \leq m \leq 135$  et son complément) est montrée pour la fission spontanée du  $^{240}\text{Pu}$  et la fission thermique du  $^{239}\text{Pu}$ . Il est clair que la différence en énergie cinétique totale entre ces deux systèmes est presque totalement due au composant à haute énergie pour les masses entre 130 et 135 dans la fission spontanée du  $^{240}\text{Pu}$ . Ce composant, qui est dû à la couche sphérique  $N \approx 82$ , disparaît presque totalement pour la fission thermique du  $^{239}\text{Pu}$  du fait de la réduction des effets de couches avec l'énergie d'excitation.

Ces observations sont confirmées pour les systèmes fissionnants similaires  $^{242}\text{Pu}(\text{sf})$ - $^{241}\text{Pu}(\text{nth}, \text{f})$  (11). Il faut signaler qu'ici les valeurs de  $\Delta \bar{E}_K^*$  publiées dans la littérature sont en parfait accord entre elles (Table 3). Ceci est dû à l'activité  $\alpha$  beaucoup plus faible du  $^{242}\text{Pu}$  (demi-vie  $\alpha = 3.76 \times 10^5$  a pour le  $^{242}\text{Pu}$  contre 6550 a pour le  $^{240}\text{Pu}$ ), ce qui réduit énormément les problèmes de calibration.

Regardons maintenant ce que ces résultats nous apprennent sur la dynamique de la fission. Dans une étude du système fissionnant  $^{240}\text{Pu}$ , Lachkar et al. (24) arrivaient à la conclusion qu'il existait deux modes de fission, le premier (sous la barrière) superfluide (c.à.d. que l'énergie d'excitation est totalement transformée en énergie cinétique), le second caractérisé par un fort amortissement après la traversée de la barrière. Cette conclusion était en grande partie basée sur la valeur de l'énergie cinétique totale moyenne donnée par Deruytter et Wegener-Penning (15). Or,

**TABLE 3** : Comparaison des valeurs expérimentales de  $\Delta\bar{E}_\kappa^* = \bar{E}_\kappa^*(sf) - \bar{E}_\kappa^*(n_{th},f)$  pour la fission spontanée du  $^{242}\text{Pu}$  et la fission thermique du  $^{241}\text{Pu}$

$\Delta\bar{E}_\kappa^*$ (MeV)	Année	Référence
2.6	1974	Dyachenko et al. <sup>22)</sup>
3	1981	Trochon et al. <sup>19)</sup>
2.8	1982	Allaert et al. <sup>11)</sup>
2.7	1984	Thierens et al. <sup>23)</sup>

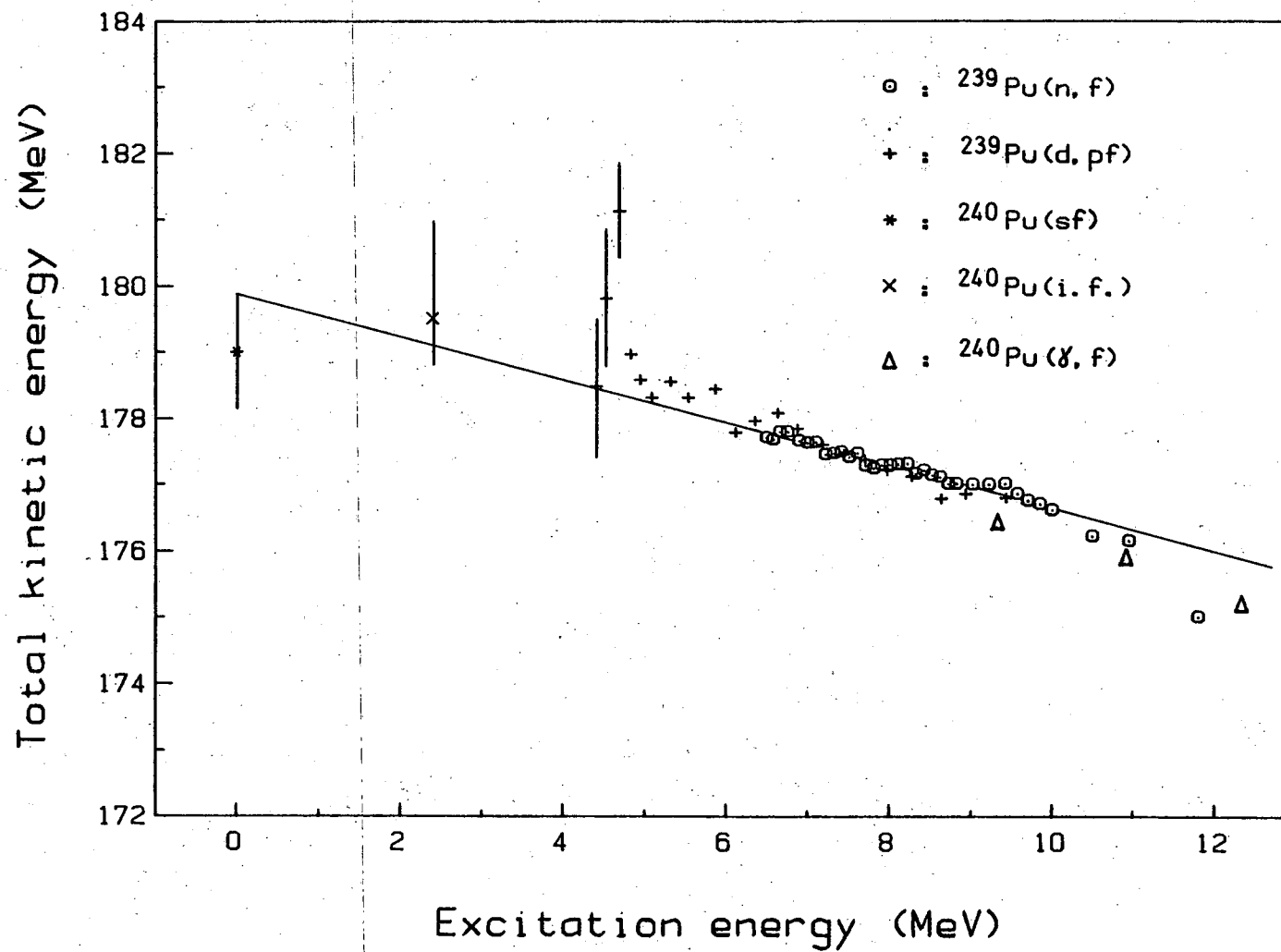


Fig. 13. : Représentation graphique de l'influence de l'énergie d'excitation sur l'énergie cinétique totale du  $^{240}\text{Pu}$ .

le présent travail indique que cette valeur était trop basse de 2.4 MeV. La nouvelle situation expérimentale se dessine donc comme montrée dans la Fig. 13. Puisque les cinq réactions considérées ont toutes été étudiées dans des expériences complètement indépendantes, il faut bien sur utiliser les erreurs absolues pour l'intercomparaison. Il en résulte que, à part peut-être pour le sommet de la résonance vibrationnelle, tous les résultats sont compatibles avec une décroissance linéaire de  $\bar{E}_K^*$  avec une augmentation de l'énergie d'excitation. En d'autres termes, *la fission paraît être amortie aussi bien sous le seuil qu'au-dessus du seuil*. Cette conclusion est confirmée par les résultats pour le cas similaire du  $^{242}\text{Pu}$  (11,23).

## 6. CONCLUSION

Dans ce travail nous avons démontré que les effets de couches sont responsables pour les différences remarquables constatées dans les caractéristiques en masse et en énergie des fragments de fission émis dans la fission spontanée et induite des isotopes du plutonium. En plus, la fission paraît être un processus fortement amorti aussi bien sous le seuil qu'au-dessus du seuil de fission.

## Bibliographie

1. B. Wilkins, E. Steinberg, R. Chasman, Phys. Rev. C14 (1976) 1832.
2. J. Moreau, cette conférence
3. H. Schmitt, W. Gibson, J. Neiler, F. Walter, T. Thomson, Proc. Symp. on Phys. and Chem. of Fission (IAEA Vienna 1965), p. 531
4. H. Schmitt, J. Neiler, F. Walter, Phys. Rev. 141 (1966) 1146
5. M. Asghar, F. Caïtucoli, B. Leroux, M. Maurel, P. Perrin, G. Barreau, Nucl. Phys. A368 (1981) 319
6. P. Geltenbort, Thèse Dr. sc., Univ. Tübingen, 1985
7. J. Neiler, F. Walter, H. Schmitt, Phys. Rev. 149 (1966) 894
8. W. Groh, Thèse, Univ. Giessen, 1979
9. C. Wagemans, E. Allaert, A. Deruytter, R. Barthélémy, P. Schillebeeckx, Phys. Rev. C30 (1984) 218
10. C. Wagemans, Nucl. Instr. & Meth. A236 (1985) 429
11. E. Allaert, C. Wagemans, G. Wegener-Penning, A. Deruytter, R. Barthélémy, Nucl. Phys. A380 (1982) 61.
12. J. Milton et J. Fraser, Ann. Rev. Nucl. Sci. 16 (1966) 894
13. T. Mostovaya, Int. Conf. on Peaceful Uses of At. Energy, Geneva (U.N., New York, 1958), p. 2031
14. J. Toraskar et E. Melkonian, Phys. Rev. C4 (1971) 1391
15. A. Deruytter et G. Wegener-Penning, Proc. Symp. on Phys. and Chem. of Fission (IAEA, Vienna, 1974), Vol. 2, p. 51
16. B. Basova et al., Rapport IAEA, INDC (CCP) 114/G, 1977
17. C. Wagemans, G. Wegener-Penning, H. Weigmann, R. Barthélémy, Proc. Symp. on Phys. and Chem. of Fission (IAEA, Vienna, 1980), Vol. 2, p. 143
18. H. Thierens, A. De Clercq, E. Jacobs, D. De Frenne, P. D'hondt, P. De Gelder, A. Deruytter, Phys. Rev. C23 (1981) 2104
19. J. Trochon, Rapport CEA-N-2214 (1981)
20. H. Thierens, A. De Clercq, E. Jacobs, M. Piessens, P. D'hondt, D. De Frenne, Phys. Rev. C27 (1983) 1117
21. P. Schillebeeckx, C. Wagemans, A. Deruytter, R. Barthélémy, Proc. Seminar on Fission, Pont d'Oye (Belgique), 1986, Rapport BLG 586, p. 124
22. N.D'yachenko, V. Kabenin, N. Kolosov, B. Kuzminov, A. Sergachev, Sov. J. Nucl. Phys. 17 (1973) 362
23. H. Thierens, E. Jacobs, P. D'hondt, A. De Clercq, M. Piessens, D. De Frenne, Phys. Rev. C29 (1984) 498
24. J. Lachkar, I. Patin, J. Sigaud, J. Phys. (Paris) Lett., 36 (1975) 79.

17 DEC. 1986