

CENBG

CENBG-8502

IN2P3

HUITIEME SESSION D'ETUDES BIENNALE DE PHYSIQUE NUCLEAIRE

AUSOIS, 4-8 Février 1985

MESURE DES CORRELATIONS MASSE-ENERGIE DANS LA FISSION  
SPONTANEE DU  $^{252}\text{Cf}$ A. SICRE, G. BARREAU, F. CAITUCOLI, T. P. DOAN, B. LEROUX,  
G. MARTINEZ, M. ASGHAR, T. BENFOUGHAL

MESURE DES CORRELATIONS MASSE-ENERGIE DANS LA FISSION  
SPONTANEE DU  $^{252}\text{Cf}$ .

A. SICRE, G. BARREAU, F. CAITUCOLI, T. P. DOAN, B. LEROUX,  
G. MARTINEZ, M. ASGHAR<sup>+</sup>, T. BENFOUGHAL<sup>+</sup>.

CEN-BORDEAUX-GRADIGNAN, 33170 GRADIGNAN, France  
CEN et USTHB, B. P. 1017, ALGER-GARE, Algérie.

RESUME : Le rendement en masse  $Y(M)$  et les distributions de l'énergie cinétique totale des fragments  $\langle E_K \rangle (M)$  et sa dispersion  $\sigma_{E_K}(M)$  ont été mesurés jusqu'à la masse  $M_H = 190$  alors qu'il n'existait pas de résultat au delà de  $M_H = 168$ . Pour  $M_H \geq 176$ ,  $Y(M)$  est plus important d'un ordre de grandeur que la valeur prévue par extrapolation et les distributions de  $\langle E_K \rangle (M)$  et  $\sigma_{E_K}(M)$  présentent d'importantes fluctuations corrélées. Ces structures indiquent des variations importantes de la déformation des fragments à la scission. Elles ont été analysées dans le cadre du modèle statique du point de scission de Wilkins. Nous avons mis en évidence en particulier l'influence de la couche sphérique en protons  $Z=28$  qui favorise des fragmentations très asymétriques en masse et conduit à la formation de noyaux très riches en neutrons tels que  $^{73}_{28}\text{Ni}$ . En sélectionnant les événements dont l'énergie cinétique totale  $E_K$  est proche de la chaleur de réaction  $Q_R$ , nous avons étudié  $Y(M)$  pour les fragmentations de faible énergie d'excitation. Pour ces fragmentations froides,  $Y(M)$  est fortement déterminé par la couche déformée en neutrons  $N=88$  et par un effet pair-impair important sur les charges nucléaires.

FISSION FRAGMENT ENERGY CORRELATION MEASUREMENTS  
FOR  $^{252}\text{Cf(sf)}$ .

ABSTRACT : Fragment-mass and kinetic energy distribution measurements for  $^{252}\text{Cf(sf)}$  have been extended to the far-out asymmetric low yield fission region up to  $M_H = 190$  compared with the existing data that go up to  $M_H \approx 168$ . The mass yield  $Y(M)$  shows an important enhancement for  $M_H \geq 176$ . The  $\langle E_K \rangle (M)$ ,  $\sigma_{E_K}(M)$  and, to a lesser extent,  $Y(M)$  distributions show strong and correlated amplitude fluctuations for  $M_H \geq 170$ . These data indicate strong and rapid changes in deformation of the nascent fragments. These structures are discussed in terms of the static macro-microscopic potential energy calculations. Several spherical and deformed shells are involved to stabilize the light fragment and especially the proton spherical shell  $Z = 28$ . So it is possible to observe very rich neutron nuclei like  $^{73}_{28}\text{Ni}$ . Furthermore we select small excitation energy events ( $E^* = Q_R - E_{KT} \leq 8 \text{ MeV}$ ). The distribution  $Y(M)$  for these nearly cold fragmentations is dominated by the strong neutron deformed shell  $N = 88$  and shows an important charge odd-even effect.

CENBG -- 8502

# "MESURE DES CORRELATIONS MASSE-ENERGIE DANS LA FISSION SPONTANEE DU $^{252}\text{Cf}$ "

A. SICRE, G. BARREAU, F. CAITUCOLI, T. P. DOAN, B. LEROUX,  
G. MARTINEZ, M. ASGHAR<sup>†</sup>, T. BENFOUGHAL<sup>†</sup>.

----

CEN-BORDEAUX-GRADIGNAN, 33170 GRADIGNAN, FRANCE  
CEN et USTHB, B. P. 1017, ALGER-GARE, ALGERIE

## INTRODUCTION.

La distribution des nucléons entre les deux fragments et l'énergie cinétique des fragments sont des observables à partir desquelles on peut tirer des conclusions sur le processus de fission au-delà du point selle. Le modèle statistique du point de scission tel que celui développé par Wilkins et coll.<sup>1)</sup> reproduit avec succès les distributions caractéristiques des fragments dans la fission à basse énergie d'excitation de la plupart des actinides. Ce résultat indique que le mode de fragmentation du noyau est principalement déterminé par la surface d'énergie potentielle du système fissionnant. Le calcul de l'énergie potentielle résulte de la combinaison d'un terme macroscopique-goutte liquide et de termes microscopiques rendant compte des effets de couches sphériques et déformées ainsi que des effets d'appariement. Afin de déterminer l'importance de ces différentes contributions, nous avons réalisé une étude systématique et comparative des distributions en masse et en énergie cinétique des fragments de fission de nombreux actinides.

L'étude de la fission spontanée du  $^{252}\text{Cf}$  s'insère dans ce programme. Nous nous sommes plus particulièrement intéressés aux fragmentations très asymétriques. Cette étude est facilitée dans le cas du  $^{252}\text{Cf}$  du fait de l'élargissement continu de la distribution en masse des fragments avec la masse du noyau fissionnant. Nous avons également étudié les distributions en masse des fragmentations froides pour lesquelles l'énergie cinétique est proche de la chaleur de réaction. Ces distributions permettent de mettre en évidence les effets de la structure nucléaire dans les fragments naissants.

## DESCRIPTION DE LA MESURE ET METHODE D'ANALYSE.

Les masses et les énergies des fragments de fission complémentaires ont été mesurées par la méthode de double énergie. La source de  $\text{Cf-252}$  utilisée produit  $10^4$  fissions/s ; elle a été déposée par auto-transfert sur une surface de  $0.2\text{ cm}^2$  sur une feuille mince de polymide de  $30\text{ }\mu\text{g}/\text{cm}^2$  d'épaisseur. La perte d'énergie des fragments dans ce support a été mesurée par retournement de la source ; elle est de 3 MeV environ. Les 2 fragments de fission étaient détectés par 2 détecteurs à barrière de surface diaphragmés de  $1.8\text{ cm}^2$  de surface utile et situés respectivement à  $D_1 = 1.4\text{ cm}$  et  $D_2 = 9.2\text{ cm}$  de part et d'autre de la source. Ce montage asymétrique évite de perdre des événements à cause de la non collinéarité des fragments due à l'émission des neutrons prompts. Compte tenu des distances de vol des fragments, il a été possible de mesurer

la différence de temps de vol  $\Delta T_{mes.}$  entre les 2 fragments avec une bonne précision. L'ensemble du montage était placé dans une enceinte étanche où régnait un vide de  $10^{-6}$  mmHg.

Les 3 paramètres (les 2 hauteurs d'impulsion et la différence de temps de vol) étaient enregistrés sur bande magnétique événement par événement. Environ  $1.6 \times 10^6$  événements ont été enregistrés et analysés au moyen d'un ordinateur LSI 11-23. Les énergies cinétiques et les masses des fragments ont été obtenues à partir des hauteurs d'impulsion par une méthode itérative<sup>2)</sup> basée sur la conservation de la masse et de l'impulsion et tenant compte de la dépendance avec la masse des hauteurs d'impulsion<sup>3)</sup> et de l'évaporation des neutrons. Pour cette dernière correction on a utilisé les résultats de la mesure de  $\langle \dot{V} \rangle (M)$  de Walsh et Boldeman<sup>4)</sup> qui couvrent la région  $88 \leq M \leq 166$ . En deçà et au-delà la fonction en dent de scie a été extrapolée. L'incidence de cette extrapolation sur les résultats sera discutée plus loin.

Pour effectuer un test de cohérence, la différence de temps de vol  $\Delta T_{cal.}$  a été calculée à partir des énergies cinétiques expérimentales et des distances de vol respectives des 2 fragments. De plus  $\Delta T_{mes.}$  a été corrigée événement par événement des effets de temps de montée des détecteurs en fonction de la masse et de l'énergie des fragments. Ces effets de temps de montée ont été déterminés au cours d'une expérience complémentaire utilisant le même dispositif électronique mais avec un montage symétrique  $D_1 = D_2 = 1.4$  cm. La différence  $\delta T = \Delta T_{mes.} - \Delta T_{cal.}$  présente une distribution normale centrée autour de  $\delta T = 0$  et dont la largeur à mi-hauteur de 450 ps reflète la résolution en temps du dispositif utilisé. Seuls les événements situés dans une fenêtre de 1.5 ns placée sur cette distribution sont considérés comme correctement mesurés. Ce test est essentiel dans notre cas afin d'obtenir des résultats significatifs dans les régions très asymétriques où les rendements sont extrêmement faibles.

#### PRESENTATION ET DISCUSSION DES RESULTATS.

	This work	Schmitt et al. <sup>4)</sup>	Walsh et al. <sup>5)</sup>
$\langle E_R \rangle$ (MeV)	125.8 ± 1.1	125.5 ± 1.4	125.7 ± 1.8
$\sigma_{E_R}$ (MeV)	11.5	11.8	11.1
$\langle E_L \rangle$ (MeV)	105.5 ± 0.6	104.2 ± 0.7	105.1 ± 0.8
$\sigma_{E_L}$ (MeV)	8.3	-	9.8
$\langle E_H \rangle$ (MeV)	80.1 ± 0.4	80.1 ± 0.5	80.0 ± 0.6
$\sigma_{E_H}$ (MeV)	8.8	-	8.53
$\langle M_L \rangle$ (amu)	108.4	108.55	108.4
$\sigma_{M_L}$ (amu)	4.55	4.72	4.77
$\langle M_H \rangle$ (amu)	143.6	143.55	143.6
$\sigma_{M_H}$ (amu)	4.95	4.72	4.77

Comme le montre la table 1, les valeurs moyennes des différentes quantités mesurées ainsi que leur largeur sont en bon accord avec les résultats existants<sup>4, 5)</sup>.

Table 1.

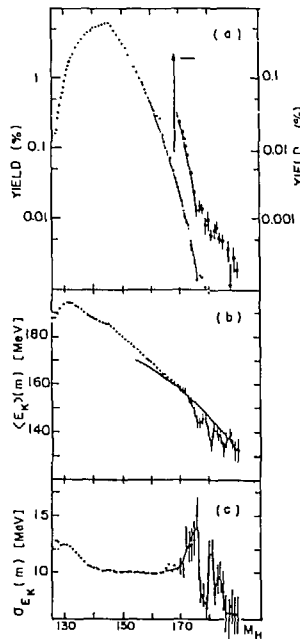


Fig. 1

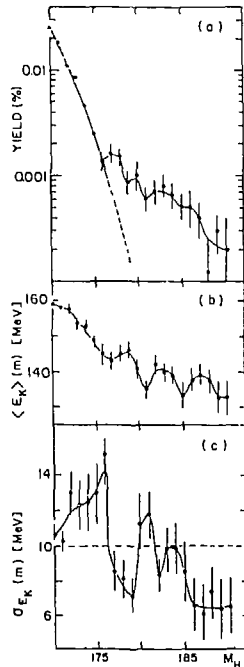


Fig. 2

Le rendement en masse  $Y(M_H)$ , et les distributions de l'énergie cinétique moyenne des fragments  $\langle E_K \rangle (M_H)$  et de sa dispersion  $\sigma_{E_K} (M_H)$  sont présentés sur la figure 1. Ces résultats sont en bon accord avec les résultats existants qui sont donnés jusqu'à  $M_H \simeq 168$ . Nos mesures s'étendent elles, jusqu'à  $M_H = 190$  et la figure 2 présente une vue détaillée de ces résultats nouveaux.

Nous étudierons en détail les résultats concernant la région  $M_H = 170 - 190$  mais auparavant nous soulignerons quelques effets intéressants dans la région de masse  $M_H \leq 168$ . Pour faciliter la discussion dans le cadre du modèle statique du point de scission de Wilkins, nous reproduisons dans les figures 3 - 4, la représentation qu'il donne des corrections de couche pour les neutrons et les protons en fonction de la déformation quadrupolaire  $\beta$ .

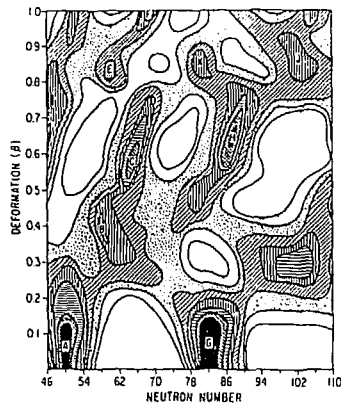


Fig. 3

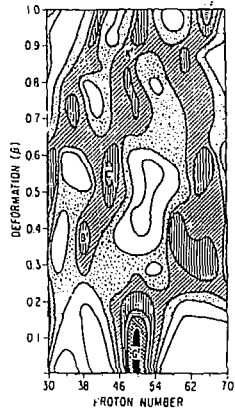


Fig. 4

En premier lieu la distribution en masse asymétrique avec une valeur moyenne  $\langle M_H \rangle = 143.4$  s'interprète comme pour les autres actinides par l'influence de la couche déformée en neutrons pour  $N \sim 88$ ,  $\beta = 0.65$  (point H fig.3) qui favorise dans le cas du Cf-252 les fragmentations  $[M_H = 143 - 145 / M_L = 109 - 107]$ . Le maximum du rendement en masse se produit pour la masse  $M_H = 145$ , il est corrélé avec une augmentation locale de l'énergie : ce résultat suggère une forme compacte pour le fragment léger à qui l'on peut attribuer d'après la figure 3 une déformation  $\beta \sim 0.3 - 0.35$ . Les résultats de Weber et coll.<sup>6)</sup> montrent que cet effet disparaît quand on augmente l'énergie d'excitation du noyau fissionnant Cf-252 ; l'effet de couche responsable étant alors atténué. L'augmentation du rendement en masse pour  $M_H \sim 163$  semble due à la double influence de la couche déformée en neutron  $N \sim 100$ ,  $\beta \sim 0.85$  (point J fig.3) sur le fragment lourd et de la proximité de la couche sphérique  $N = 50$  sur le fragment léger.

#### A/ Etude des fragmentations très asymétriques.

En ce qui concerne la zone de masse  $M_H \approx 170$ , sur la Fig. 1 on remarque un brusque changement de pente dans la décroissance du rendement en masse à partir de la masse  $M_H \approx 176$  ; ainsi le rendement pour  $M_H = 180$  est plus élevé d'environ un ordre de grandeur par rapport à la valeur extrapolée en supposant une variation continue de la courbe de rendement (fig. 2 a). Notons que des épaulements ont également été observés autour de  $M_H \sim 171 - 177$  pour la fission induite de U-238<sup>7)</sup>.

En corrélation avec cette augmentation du rendement les distributions  $\langle E_K \rangle (M)$  et  $\sigma_{E_K} (M)$  présentent des structures. La remontée du rendement se produit après une brusque diminution de  $\langle E_K \rangle (M)$  et une augmentation simultanée de  $\sigma_{E_K} (M)$ . La diminution de  $\langle E_K \rangle$  atteint

7,5 MeV environ pour  $M_H = 176$ , par rapport à la valeur extrapolée en supposant une décroissance linéaire de cette quantité en fonction de la masse telle qu'on l'observe entre  $M_H = 146$  et  $M_H = 170$ . Dans le même temps  $\sigma_{E_K}(M)$  atteint une valeur élevée de  $\approx 14$  MeV comparée à la valeur  $\sigma_{E_K} \approx 10$  MeV qui reste pratiquement constante dans la région  $M_H \approx 140 - 170$ . Pour les masses  $M_H \approx 177 - 179$ ,  $\sigma_{E_K}$  décroît brusquement jusqu'à une valeur de  $\approx 7$  MeV cette fois très au-dessous de la valeur moyenne ; cette faible valeur de  $\sigma_{E_K}$  est associée à une remontée de  $\langle E_K \rangle$ . Pour les masses  $M_H = 179 - 181$  on observe une nouvelle augmentation de  $\sigma_{E_K}$  jusqu'à 12 MeV associée à une diminution de  $\langle E_K \rangle$  de 7 MeV environ. Pour les masses  $M_H \approx 181 - 185$ ,  $\langle E_K \rangle (M)$  présente une nouvelle remontée. Au-delà de  $M_H \approx 185$  le rendement décroît,  $\langle E_K \rangle (M)$  passe par un maximum alors que  $\sigma_{E_K}(M)$  se stabilise à une valeur de  $\approx 6$  MeV.

Nous nous sommes assurés que les variations des différentes distributions pour les fragmentations très asymétriques n'étaient pas liées aux valeurs de  $\bar{V}(m)$  utilisées. Pour cela nous avons reanalysé les données dans les 3 cas suivants :

- a)- nous n'avons pas effectué de correction pour l'émission de neutrons et nous avons ainsi obtenu les distributions en fonction des "pseudo-masses".
- b)- nous avons effectué une correction en utilisant les données de Walsh et Boldeman et en supposant que le nombre de neutrons conservait une valeur constante au-delà de  $M_H = 166$  et en deçà de  $M_L = 88$ .
- c)- nous avons supposé que la dépendance du nombre de neutrons émis en fonction de  $E_K$  était de la forme :

$$\bar{V}(m, E_K) = \bar{V}(m) + \frac{\bar{V}(m)}{\left[ \bar{V}(m) + \bar{V}(252-m) \right]} \times \frac{\langle E_K \rangle (m) - E_K}{E_n^*}$$

où  $\bar{V}(m)$  et  $\langle E_K \rangle (m)$  sont les valeurs moyennes du cas b) ;  $E_n^* \approx 8.6$  MeV est l'énergie moyenne pour émettre un neutron.

Ces trois tests conduisent à des résultats complètement similaires aux résultats présentés dans les fig. 1 et 2

Nous avons essayé d'interpréter nos résultats en nous basant sur le modèle de Wilkins. En ce qui concerne le fragment lourd, on peut noter que pour les masses  $M_H \approx 170-185$  [ $Z_H$  (UCD)  $\approx 66-71$  et  $N_H \approx 104-114$ ], les deux forts effets de couche, l'un en neutrons  $N \approx 104$ ,  $\beta \approx 1$  et l'autre en protons  $Z \approx 66$ ,  $\beta \approx 1$  concourent à le stabiliser avec cette même déformation. Sur la fig. 1 nous avons porté la variation  $\langle E_K \rangle (M)$  de la répulsion coulombienne calculée en supposant les fragments sphériques à la scission. Les fortes variations de  $\langle E_K \rangle (M)$  mesurées par rapport à la décroissance monotone de cette quantité indiquent que la distance des centres des fragments varie rapidement dans cette région. Les variations corrélées des distributions  $\langle E_K \rangle (M)$  et  $\sigma_{E_K}(M)$  que nous avons mises en évidence peuvent alors se comprendre en terme de compé-

titution entre les différentes déformations possibles du fragment léger. Ainsi lorsque qu'il existe une dispersion de forme due à une correction de couche peu localisée ou à plusieurs effets de couche correspondant à des déformations différentes,  $\sigma_{EK}$  augmente puisqu'il y a dispersion des valeurs de  $E_K$ . Lorsqu'un effet de couche devient prépondérant,  $\sigma_{EK}$  diminue et la valeur de  $\langle E_K \rangle$  reflète la déformation correspondante. Dans cette hypothèse, dans la zone  $M_H \approx 170-176$ , la diminution de  $\langle E_K \rangle$  et l'augmentation de  $\sigma_{EK}(M)$  peuvent s'interpréter par l'évolution du fragment léger qui s'éloigne progressivement de la couche sphérique  $N = 50$  pour atteindre la couche déformée  $N = 46$ ,  $\beta \approx 0,55-0,65$ . De même l'intervention de la couche sphérique en protons  $Z = 28$  qui correspond à  $M_H \approx 179$  peut expliquer la remontée de  $\langle E_K \rangle$  et la brusque diminution de  $\sigma_{EK}$ . Ce résultat montre qu'il est possible d'observer des noyaux légers particulièrement riches en neutrons comme les  $^{71-73}_{28}\text{Ni}$ . Au-delà de  $M_H = 180$  l'interprétation devient difficile, toutefois en se basant sur la correction pour les protons on peut supposer une couche déformée  $N = 44$ ,  $\beta \approx 0,55$ . L'influence de cette couche peut expliquer la remontée de  $\sigma_{EK}$  et la chute de  $\langle E_K \rangle$  pour  $M_H \approx 181$ . Pour des fragmentations plus asymétriques, le manque de données sur les 2 fragments nous empêche de poursuivre notre interprétation.

#### B/ Distribution en masse des fragments de faible énergie d'excitation.

Dans la fission spontanée du  $\text{Cf-252}$ , l'énergie d'excitation totale des fragments est en moyenne de 40 MeV. Cependant il existe des fragmentations pour lesquelles l'énergie cinétique totale des fragments est voisine de la chaleur de réaction  $Q_R$ . Pour ces fissions "froides" au point de scission les effets de couche et d'appariement des nucléons doivent jouer un rôle prépondérant dans le processus de fission puisque le système évolue en suivant exactement la surface énergie potentielle. Ces fragmentations "froides" donnent en outre directement accès aux quantités primaires si l'énergie interne dont elles disposent après la scission n'est pas suffisante pour donner lieu à l'évaporation de neutrons prompts.

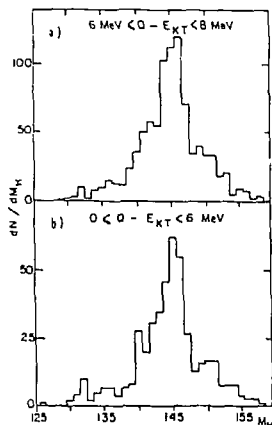


Fig. 5

Sur la fig. 5 sont présentées les distributions en masse des fragments pour 2 fenêtres successives sur l'énergie d'excitation totale des fragments ( $E^* \in [0-6]$  MeV et  $[6-8]$  MeV). Cette énergie d'excitation est évaluée pour chaque fragmentation par la différence :  $[Q_R \max(M_1, M_2) - E_K(M_1, M_2)]$  où  $Q_R \max$  correspond au rapport de charge qui donne la chaleur de réaction maximale. Les  $Q_R$  sont calculées à l'aide des tables d'excès de masse de Möller et Nix<sup>8)</sup>. Nous observons sur la fig. 5 a une distribution en masse dont l'enveloppe générale présente l'allure d'une courbe en cloche centrée sur la masse  $M_H \approx 145$ . Cette distribution présente des structures fines qui s'estompent très rapidement lorsque l'énergie d'excitation augmente comme le montre la comparaison des fig. 5 a et 5 b.



Ces structures qui apparaissent pour les masses  $M_H \sim 132, 135, 140, 145, 150$  sont (à l'exception de la 1ère) espacées de 5 u.m.a, ce qui conduit à penser à un effet pair-impair sur la charge nucléaire. D'ailleurs, mise à part la 1ère structure, les rapports de charge que nous associons aux autres pics en supposant que la densité de charge dans les fragments est la même que celle du noyau fissionnant, à 0.5 unité de charge près ( $Z_H = Z(UCD) - 0.5$ ), sont respectivement 52/46, 54/44, 56/42, 58/40 et correspondent donc bien à des fragmentations en charges paires. Ces rapports de charges sont également ceux qui donnent le maximum de chaleur de réaction pour les fragmentations associées aux structures. Notre hypothèse d'un effet pair-impair sur la charge nucléaire responsable de structures dans la distribution en masse est confortée par la

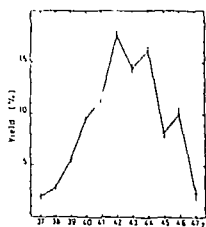


Fig. 6

mesure de la distribution en charge du Cf-252 effectuée par Mariopoulos et coll. 9) qui mettent en évidence la présence d'un effet pair-impair dans le rendement des charges nucléaires qu'ils estiment en moyenne de  $\delta_p = 12\%$  sur l'ensemble des énergies cinétiques des fragments (fig. 6). Toutefois ces auteurs ont observé une augmentation de l'effet pair-impair avec l'énergie cinétique des fragments : sa valeur atteint  $\delta_p \sim 20\%$  pour des fragments légers de 114 MeV d'énergie cinétique, soit environ 18 MeV d'énergie d'excitation. On peut donc penser que l'effet pair-impair augmente rapidement lorsque l'énergie d'excitation du système diminue, ce qui explique l'atténuation très rapide des structures dans les distributions en masse, lorsque l'énergie d'excitation augmente de 2 MeV comme le montre la comparaison des fig. 5a et 5b.

En ce qui concerne la structure à la masse 132, elle n'est pas due pour l'essentiel à un effet pair-impair sur la charge bien que le rapport de charge qui donne le maximum de chaleur de réaction, ( $Z_H : Z_L = 50/48$ ), corresponde à des charges paires. En effet l'accroissement du rendement de la masse 132 est dû à la fermeture en coïncidence de deux couches sphériques dans le fragment lourd, l'une en protons pour  $Z = 50$ , l'autre en neutrons pour  $N = 82$ . Comme la distribution en masse globale, celle correspondant aux fragmentations "froides" est fortement déterminée par l'influence de la couche déformée en neutrons  $N = 88$ ,  $\beta = 0.65$ . Le fragment léger complémentaire se situe dans une zone où les corrections de couche en neutrons sont moins importantes et où la déformation est moins bien localisée ( $\beta \approx 0.3 - 0.5$ ). L'importance de la correction de couche associée à  $N = 86 - 88$  qui de plus intervient à une déformation proche de celle prévue par la goutte liquide permet d'expliquer le rendement particulièrement favorisé des fragmentations aux environs de  $M_H = 145$ . Cependant on peut se poser la question de savoir comment des fragmentations aussi déformées favorisées par des effets de couches très déformées peuvent apparaître avec des énergies cinétiques voisines de la chaleur de réaction. En effet les valeurs des chaleurs de réaction sont calculées pour des noyaux dans leur état fondamental pour lequel les déformations prévues par Möller et Nix sont  $\beta \approx 0.3$  pour  $^{107}_{42}\text{Mo}$  et  $\beta \approx 0.16$  pour  $^{145}_{56}\text{Ba}$ . Si la déformation du fragment léger au point de scission prévu par Wilkins est proche de celle de son état fondamental, en revanche celle du fragment lourd à la scission est très importante par rapport à celle de son état fondamental.

Une tentative d'explication de la fission "froide" vient d'être donnée par Berger et coll. <sup>10)</sup>. Ces auteurs ont calculé la surface énergie-potentielle du système fissionnant par la méthode Hartree Fock-Bogolyubov. Les résultats obtenus sont présentés sur la fig. 7 sur laquelle la surface

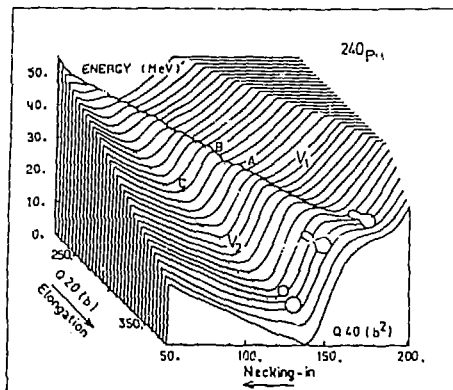


Fig. 7

énergie-potentielle est portée en fonction des déformations contraintes  $Q_{20}$  (élongation) et  $Q_{40}$  (striction), le paramètre d'asymétrie de masse  $Q_{30}$  est libre pour conduire à la division en masse la plus probable.

Il apparaît sur cette figure deux vallées : la vallée de la fission  $V_1$  et la vallée de la fusion  $V_2$  séparées par une barrière dont la hauteur diminue jusqu'à s'annihiler lorsque l'élongation du noyau augmente. Au cours de la descente du noyau dans la vallée de la fission la scission se produit par passage dans la

vallée de la fusion avec une probabilité qui dépend de la hauteur de la barrière. Dans cette représentation les événements froids correspondent à un franchissement de la barrière proche du point selle. Du fait de la hauteur de celle-ci, leur probabilité est donc faible, en revanche leur énergie coulombienne est importante du fait de la faible élongation du système. Ainsi ces calculs permettent de justifier l'existence de fragmentations ayant une énergie cinétique proche de la chaleur de réaction mais ne donnent pas une explication des distributions en masse observées expérimentalement.

### CONCLUSION

Nous avons étudié les corrélations masse-énergie des fragments de fission du Cf-252. Le rendement en masse et les distributions de l'énergie cinétique totale des fragments et de sa dispersion  $\langle E_K \rangle (M)$  et  $\sigma_{E_K} (M)$  ont été mesurés jusqu'à la région  $M_H \approx 190$  alors qu'il n'existait pas de résultats au-delà de  $M_H \approx 168$ . Pour  $M_H \geq 175$ , le rendement est plus important d'un ordre de grandeur que la valeur prévue par extrapolation. Les distributions de  $\langle E_K \rangle (M)$  et de  $\sigma_{E_K} (M)$  présentent d'importantes fluctuations corrélées. Ces structures indiquent des variations importantes de la déformation des fragments à la scission, et ont été analysées dans le cadre du modèle statique du point de scission de Wilkins. Nous avons mis en évidence l'influence de la couche sphérique en protons  $Z = 28$  qui favorise des fragmentations très asymétriques en masse et conduit à la formation de noyaux très exotiques tels que le  $^{73}_{28}\text{Ni}$ .

Nous avons également étudié la distribution en masse des fragments de faible énergie d'excitation en sélectionnant les fragmentations dont l'énergie cinétique totale est proche de la chaleur de

réaction. La distribution en masse de ces fragmentations "froides" est fortement déterminée par la couche déformée en neutrons  $N = 88$  et par un effet pair-impair important sur la charge nucléaire.

#### REFERENCES.

1. B. D. Wilkins, E. P. Steinberg and R. R. Chasman, Phys. Rev. C14 (1976) 1832.
  2. R. L. Watson, J. B. Wilhelmy, R. C. Jared, C. Ruge, H. R. Bowman, S. G. Thompson and J. O. Rasmussen, Nucl. Phys. A141 (1970) 449.
  3. H. W. Schmitt, W. E. Kiker and C. W. Williams, Phys. Rev. 137 B (1965) 837.
  4. H. W. Schmitt, J. H. Neiler and F. J. Walter, Phys. Rev. 141 (1966) 1146.
  5. S. L. Whetstone, Jr., Phys. Rev. 131 (1963) 1232.
  6. J. Weber, H. C. Britt and J. B. Wilhelmy, Phys. Rev. C23 (1981) 2100.
  7. V. K. Rao, V. K. Bhargava, S. G. Marthe, S. M. Sahakundu and R. H. Iyer, Phys. Rev. C19 (1979) 1372.
  8. P. Møller and J. R. Nix, Rapport LA-UR-80-1996 (1980).
  9. G. Mariolle, J. Ch. Hamelin, J. Blachot, J. P. Bocquet, R. Briesot, J. Crançon, H. Nifenecker et Ch. Ristori, Nucl. Phys. A361 (1981) 213.
  10. J. F. Berger, M. Girod and D. Gogny, J. Phys. Lett. 42, n°23 (1981) 509.
-