

**République Algérienne Démocratique et Populaire**  
**Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique**  
**Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumediene**  
**Faculté de Physique**



**MEMOIRE**

Présenté pour l'obtention du diplôme de **MAGISTER**

En **PHYSIQUE**

Spécialité : **Sciences Nucléaires**

Par : Mme **IRNATENE OURIDA** (Née **MOKHTARI**)

**Sujet**

**Etude des effets de parité dans la fission à basse énergie.**  
**Dynamique de la fission**

Soutenu publiquement le 14/10/2010, devant le Jury composé de :

<b>M<sup>r</sup> Salem KESSAL</b>	Professeur à L'USTHB	Président
<b>M<sup>r</sup> Mohamed DJEBARA</b>	Professeur, à L'USTHB	Directeur du mémoire
<b>M<sup>elle</sup> Naziha BENHAMOUDA</b>	Maître de conférences/A, à L'USTHB	Examinatrice
<b>M<sup>me</sup> Meriem HADDAD</b>	Maître de conférences/A, à L'USTHB	Examinatrice
<b>M<sup>r</sup> Chafik BENCHOUK</b>	Maître de conférences /A, à L'USTHB	Examinateur

# Sommaire

## Introduction

## Chapitre I : Rappels théoriques

1. Mécanisme de fission .....	03
1.1. Modèle de la goutte liquide (modèle macroscopique).....	03
1.1.1. Energie de liaison des noyaux atomiques.....	03
1.1.2. Barrière de fission nucléaire .....	05
1.1.3. Insuffisances du modèle.....	07
1.2. Modèle hybride .....	07
1.3. Les différentes étapes du processus de scission .....	09
1.3.1. Traversée de la barrière .....	09
1.3.2. Transition du dernier point selle au point de scission.....	09
1.3.2.1. Fission ternaire .....	10
1.3.2.2. Distributions en charge et effet de parité .....	10
1.3.2.3. Corrélation énergétique .....	13
1.3.3. Au-delà du point de scission .....	14
2. Modèles théoriques .....	15
2.1. Modèle statistique de Fong .....	15
2.2. Modèle thermodynamique de Wilkins et al .....	17
2.2.1. Distribution en masse .....	20
2.2.2. Distribution en charge .....	22
2.3. Modèle microscopique de Berger et al .....	24
2.3.1. Calcul des hauteurs des barrières de fission.....	26
2.3.2. Surface d'énergie potentielle (PES).....	26
2.3.3. Interprétation de la scission .....	27
2.3.4. Dynamique entre le second point selle et le point de scission.....	28
2.4. Modèle de brisure de paires de Nifenecker et al.....	29
2.4.1. Effet de parité en charge.....	29
2.4.2. Effet de parité en énergie cinétique.....	31
2.4.3. Energie dissipée.....	31
2.5. Modèle de Rejmund et al (modèle superfluide).....	32
2.5.1. Au point selle .....	34
2.5.2. Au point de scission .....	35
2.5.3. Effet de parité en proton $\delta_Z$ et en neutron $\delta_n$ .....	36
2.5.4. Energie dissipée dans la transition point selle –point de scission.....	36
2.5.5. Evolution de l'effet de parité en fonction de $U_{sad}$ .....	38

Chapitre II : Techniques expérimentales	
1. Les méthodes radiochimiques .....	39
2. Les méthodes physiques .....	40
2.1. Identification de la masse du fragment de fission .....	40
2.1.1. Méthodes de double énergie.....	40
2.1.2. Méthodes de double temps de vol.....	41
2.2. Spectrométrie de masse .....	41
3. Les techniques d'identification de la charge nucléaire .....	41
3.1. Séparation des charges nucléaires par ralentissement .....	41
3.2. Mesure directe du parcours des fragments .....	42
Chapitre III : Modélisation et discussion des résultats	
1. Effets de parité moyens .....	43
1.1. Effet de parité moyen en charge.....	43
1.1.1. Rupture du col du système fissionnant .....	47
1.1.2. La variance isobarique $\langle \sigma_Z^2 \rangle$ .....	49
1.2 Modèle de brisure de paires .....	52
1.2.1. Effet de parité en charge .....	52
1.2.2. Effet de parité en énergie cinétique.....	54
1.3. Effet de parité en neutron $\delta_n$ .....	56
1.4. Energie utilisée dans la brisure de paires de nucléons .....	57
1.5. Energie d'excitation totale TXE .....	58
1.5. 1. Bilan d'énergie moyen de la réaction de fission .....	59
1.5.2. Energie cinétique moyenne des fragments .....	62
2. Effet de parité en charge pour un même système fissionnant .....	67
2.1. Evolution de $\langle Q \rangle$ en fonction de $E_L$ .....	68
2. 2. Evolution de $\delta_Z$ en fonction TXE.....	70
3. Effet de parité et énergie d'excitation au point selle .....	72
3.1. Etude du système fissionnant $^{236}\text{U}^*$ .....	73
3.2. Etude du système fissionnant $^{238}\text{U}^*$ et $^{232}\text{Th}^*$ .....	75
Conclusion .....	77
Références .....	79

# Introduction

La fission nucléaire est un processus collectif violent au cours duquel un noyau atomique lourd se divise en deux fragments de masses comparables. Elle peut être spontanée ou induite par différentes particules et photons et se manifeste au cours des réactions nucléaires avec des noyaux lourds. La fission nucléaire est généralement accompagnée de l'émission de plusieurs neutrons, cette émission permet d'entretenir la réaction en chaîne. Dans le cas de la fission ternaire, il y a apparition d'une particule légère chargée (LCP) qui généralement est une particule alpha.

Au cours du processus de fission, le noyau, après avoir subi des oscillations de grandes amplitudes sous les effets antagonistes de la répulsion coulombienne et de la tension superficielle, atteint un point de déformation critique appelé " point selle" au-delà duquel l'énergie potentielle chute et le mouvement du noyau vers la scission devient irréversible. Au point exit (point de sortie), qui est le point physique de la scission, le col développé par le noyau fissionnant s'effondre brutalement et les deux fragments naissants se séparent très rapidement sous l'effet de leur répulsion coulombienne. Une grande quantité d'énergie est récupérée essentiellement sous forme d'énergie cinétique des fragments à l'infini.

La transition du noyau du dernier point selle au point de scission est l'étape la moins connue du processus de fission car inaccessible directement à l'expérience et cela est dû à l'absence de point stationnaire. Durant cette transition, le noyau récupère de l'énergie au détriment de son énergie potentielle. Différentes approches théoriques ont été proposées pour comprendre la répartition de cette énergie entre les différents degrés de liberté collectifs et intrinsèques. Suivant une notion empruntée à l'hydrodynamique classique, le couplage entre les différents degrés de liberté est caractérisé par la viscosité. Deux hypothèses extrêmes peuvent être avancées :

- i. dans le cas d'une viscosité négligeable, la descente du point selle au point de scission se fait de manière adiabatique; l'énergie disponible reste confinée dans les degrés de liberté collectifs et la variation de l'énergie potentielle se retrouve essentiellement sous forme d'énergie cinétique de pré-scission.
- ii. par contre dans le cas d'une viscosité importante, il y a amortissement du mouvement du noyau lors de la transition; l'énergie disponible se répartit statistiquement entre tous les degrés de libertés impliqués (collectifs et intrinsèques). Vu le nombre restreint des degrés collectifs, l'énergie récupérée se retrouve essentiellement sous forme d'énergie d'excitation intrinsèque des fragments au point de scission.

Plusieurs méthodes (corrélation énergétique, fission ternaire et effet de parité en charge) ont été mises en œuvre pour étudier la dynamique de la fission c'est-à-dire le mouvement du système fissionnant entre le dernier point selle et le point de scission. Cette étape du processus contrôle les différentes observables. A basse énergie, pour atteindre le dernier point selle, le noyau fissionnant transforme la quasi-totalité de son énergie d'excitation en énergie de déformation. Les noyaux fissionnants pairs-pairs y sont donc dans un état superfluide, c'est à dire que tous les nucléons y sont appariés. L'évaporation de particules chargées étant prohibée par la barrière coulombienne, les distributions en charges mesurées sont celles des fragments au point de scission. A basse énergie, la fission est caractérisée par un effet de parité en charge: les distributions en charge des fragments sont très structurées et les rendements des charges paires sont systématiquement favorisés par rapport à ceux des charges impaires voisines.

La présence de charges paires est manifestement une réminiscence de l'état initial superfluide du système fissionnant et la détection de charges impaires implique la brisure de paires de protons au cours de la transition du point selle au point de scission. L'étude des effets de parité en charges pour différents systèmes fissionnants et à différentes énergies d'excitation est considérée comme un moyen privilégié pour cerner la dynamique de la fission nucléaire à basse énergie; c'est le sujet du présent travail.

Le mémoire est organisé comme suit : le premier chapitre est dédié à un rappel théorique. Après avoir présenté quelques éléments concernant la fission nucléaire, différents modèles théoriques sont brièvement rappelés.

Dans le deuxième chapitre, une description succincte de différentes techniques expérimentales utilisées dans l'étude des distributions en masse, en charge et en énergie cinétique des fragments de fission est donnée.

Dans le troisième chapitre, l'ensemble des données expérimentales disponibles dans la littérature concernant l'effet de parité moyen en charge  $\delta_z$  et en énergie cinétique  $\Delta E_K$  de la fission à basse énergie sont rassemblées. Ce chapitre est subdivisé en deux parties. Dans sa première partie, une étude systématique des données de l'effet pair-impair moyen en charge  $\delta_z$  de la fission thermique est réalisée dans le cadre du modèle de brisure de paires de Nifenecker et collaborateurs. Une modélisation est proposée où les excitations de quasi-particules de types Landau-Zener se manifeste au cours de l'effondrement du col du noyau fissionnant. Dans la deuxième partie du chapitre, l'évolution de l'effet de parité moyen en charge  $\delta_z$  en fonction de l'énergie d'excitation au dernier point selle de la fission thermique de  $^{235}\text{U}$  et la photofission de  $^{232}\text{Th}$  et  $^{238}\text{U}$  est analysée dans le cadre du modèle de brisure de paires Nifenecker et collaborateurs [NIF82].

# Chapitre I

## Rappels Théoriques

# 1. Mécanisme de fission

Le processus de fission nucléaire est de nature essentiellement collective. La description de ce phénomène complexe, où un noyau atomique lourd se divise en deux fragments de masses comparables, fait appel plutôt à des modèles phénoménologiques. Le modèle de la goutte liquide, la première approche théorique du phénomène, reste incontournable tant elle permet de faire ressortir les traits saillants de ce processus.

## 1.1. Modèle de la goutte liquide (modèle macroscopique) :

Le modèle de la goutte liquide assimile un noyau nucléaire à une goutte liquide incompressible uniformément chargée. Sa justification est basée sur la saturation des forces nucléaires et le caractère leptodermique de la distribution de la densité nucléaire (épaisseur de la surface très faible devant le rayon du noyau). La stabilité des noyaux dans ce modèle résulte de l'équilibre entre la tension de surface de la goutte due aux forces nucléaires attractives existant entre les nucléons et les forces de répulsion coulombiennes.

### 1.1.1. Energie de liaison des noyaux atomiques :

L'énergie de liaison d'un noyau atomique est l'énergie qu'il faut fournir pour le dissocier en ses nucléons qui s'attirent du fait de l'interaction forte.

En 1935 Weizsäcker [WEI35] adopte pour le calcul de l'énergie de liaison  $B(A, Z)$  d'un noyau de nombre de masse  $A$  comportant  $N$  neutrons et  $Z$  protons la formule semi-empirique ci-dessous:

$$B(A, Z) = a_v A - a_s A^{2/3} - a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}} - a_a \frac{(N-Z)^2}{A} + \delta A^{-3/4} + \eta \quad (\text{I.1})$$

Où :

$a_v$ ,  $a_s$ ,  $a_c$  et  $a_a$  sont des paramètres dont les valeurs numériques doivent être ajustées pour reproduire les résultats expérimentaux. Plusieurs jeux de paramètres sont proposés dans la littérature; on a par exemple :  $a_v = 15.75 \text{ MeV}$ ,  $a_s = 17.80 \text{ MeV}$ ,  $a_c = 0.71 \text{ MeV}$  et  $a_a = 47.40 \text{ MeV}$  [WEI35]

A l'équilibre le noyau est de forme sphérique et le volume nucléaire est proportionnel au nombre de nucléons  $A$  qu'il renferme; le rayon nucléaire  $R$  de la goutte est donnée par :

$$R = r_0 A^{1/3}$$

Avec :  $r_0 = 1.2 - 1.4 \text{ fm}$

Les différents termes qui apparaissent dans l'expression (I.1) de l'énergie de liaison  $B(A, Z)$  sont :

- terme de volume : du fait de la saturation des forces nucléaires, une contribution proportionnelle au nombre  $A$  de nucléons confinés dans le noyau y apparaît.

$$B_v = a_v A \quad (\text{I.2})$$

- terme de surface : les nucléons situés à la surface du noyau sont nécessairement moins liés que ceux situés en profondeur dans le volume nucléaire du fait que les forces nucléaires sont de faible portée. L'énergie totale de liaison est donc réduite d'une quantité  $B_s$  proportionnelle à la surface :

$$B_s = - a_s A^{2/3} \quad (\text{I.3})$$

- terme d'origine coulombienne : dans une approximation grossière, le noyau peut être considéré comme une sphère uniformément chargée. L'énergie potentielle d'une telle distribution de charge est donnée par :

$$B_c = - \frac{3}{5} \left( \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right) \frac{Q^2}{R} \quad (\text{I.4})$$

Où  $Q$  est la charge totale et  $R$  le rayon de la sphère.

La répulsion coulombienne n'existe que lorsqu'il y a plus d'un proton, ce qui implique que  $Z^2$  de l'expression (I.1) devient  $Z(Z-1)$ .

D'où :

$$Q^2 = Z(Z-1)e^2$$

$$B_c = - \frac{3e^2 Z(Z-1)}{20\pi\epsilon_0 r_0 A^{1/3}} = a_c \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} \quad (\text{I.5})$$

- terme d'asymétrie : les noyaux lourds ont besoin d'un surplus de neutrons afin que l'interaction forte contrebalance l'effet de la répulsion coulombienne, d'où une autre diminution de l'énergie totale de liaison qui est due à l'excès du nombre de neutrons par rapport au nombre de protons.

$$B_a = - a_a \frac{(N-Z)^2}{A} \quad (\text{I.6})$$

- terme d'appariement : les résultats expérimentaux montrent que l'énergie de séparation d'un nucléon (neutron ou proton) apparié est plus grande que lorsqu'il ne l'est pas. Ainsi un terme correctif du nom d'énergie d'appariement est introduit pour tenir compte de la sur-stabilité des noyaux pair-pair dans leur état fondamental.

$$\delta = \begin{cases} a_P & (Z \text{ pair } - N \text{ pair}) \\ 0 & (Z \text{ pair } - N \text{ impair, } Z \text{ impair } - N \text{ pair}) \\ -a_P & (Z \text{ impair } - N \text{ impair}) \end{cases} \quad (\text{I.7})$$

Avec :  $|a_P| = 34.0 \text{ MeV}$  [WEI35]

- o terme de correction de couches : enfin, pour tenir compte du fait expérimental où les énergies de liaisons mesurées des noyaux magiques sont supérieures aux valeurs correspondantes déduites de la formule semi-empirique (I.1), un terme de corrections de couche  $\eta$  est ajouté à cette expression.

### 1.1.2. Barrière de fission nucléaire :

En 1939, Bohr et Wheeler [WHE39] pour décrire le phénomène de fission, utilisèrent le modèle de la goutte liquide qui a l'avantage d'exprimer de façon simple la variation de l'énergie potentielle d'un noyau en fonction de sa déformation; notons que seules les contributions de surface et coulombienne y interviennent. La paramétrisation de la surface nucléaire du noyau fissionnant, même pour un stade tardif du processus, est obtenue à travers son rayon vecteur  $R(\theta)$  qui peut être développé, dans le cas des déformations à symétrie axiale, sur la base des polynômes de Legendre comme suit :

$$R(\theta) = R_0 \left( 1 + \sum_{l=1}^{\infty} \alpha_l P_l(\cos(\theta)) \right) \quad (\text{I.8})$$

Avec :

$R_0$ : rayon de la goutte à l'état sphérique

$\alpha_l$  : paramètres de déformation d'ordre  $l$

$P_l$  : polynômes de Legendre d'ordre  $l$

Le paramètre  $\alpha_0$  assure la conservation du volume nucléaire,  $\alpha_1$  la position du centre de masse du noyau,  $\alpha_2$  la déformation quadripolaire (élongation) du noyau,  $\alpha_3$  l'asymétrie droite/gauche de la déformation et  $\alpha_4$  la striction (étranglement du noyau).

A déformation nulle, les énergies de surface  $E_S(0)$  et coulombienne  $E_C(0)$  d'une sphère uniformément chargée de rayon  $R_0$  peuvent être exprimées respectivement en fonction de la masse  $A$  et de la charge  $Z$  du noyau [WAG91] par:

$$E_S(0)(\text{MeV}) = 17.8A^{2/3}, \quad E_C(0)(\text{MeV}) = 0.71 \frac{Z^2}{A^{1/3}} \quad (\text{I.9})$$

En se limitant aux faibles déformations quadripolaires  $\alpha_2$ , celles qui interviennent en premier lieu dans l'évolution du noyau vers la scission, les énergies de surface et coulombienne sont données [WAG91] par :

$$E_s(\alpha_2) = E_s(0) \left( 1 + \frac{2}{5} \alpha_2^2 \right) \quad (\text{I.10})$$

$$E_c(\alpha_2) = E_c(0) \left( 1 - \frac{1}{5} \alpha_2^2 \right) \quad (\text{I.11})$$

L'énergie totale de déformation  $E_{\text{def}}$  s'écrit alors:

$$E_{\text{def}}(\alpha_2) = \Delta E_c + \Delta E_s = [E_c(\alpha_2) - E_c(0)] + [E_s(\alpha_2) - E_s(0)] = \frac{2}{5} E_s(0) (1 - \chi) \alpha_2^2 \quad (\text{I.12})$$

Où le paramètre de fissibilité  $\chi$  est défini par :

$$\chi = \frac{E_c(0)}{2E_s(0)} = \frac{Z^2/A}{(Z^2/A)^{\text{crit}}} = \frac{1}{50} \frac{Z^2}{A} \quad (\text{I.13})$$

L'énergie de déformation est donc négative pour  $\chi > 1$ ; autrement dit, la goutte est instable vis-à-vis des déformations quadripolaires pour  $Z^2/A > 50$ . Cette condition n'est vérifiée que dans la gamme des noyaux lourds. Les actinides ont une fissibilité de l'ordre de 0.72, par conséquent ce sont des noyaux stables dans leur état fondamental, conformément à ce que les observations expérimentales suggèrent.

La figure I.1.a tirée de l'article de Bohr et Wheeler [WHE39], représente le paysage de l'énergie potentielle d'un noyau en fonction de l'élongation  $\alpha_2$  et la striction  $\alpha_4$ , sur cette figure le fond de la vallée représenté par un trait en pointillé, est obtenu en minimisant l'énergie potentielle suivant  $\alpha_4$  pour chaque valeur de  $\alpha_2$ . L'énergie de déformation le long de ce chemin de fission est représenté sur la figure I.1.b, le maximum de cette énergie correspond au point selle.

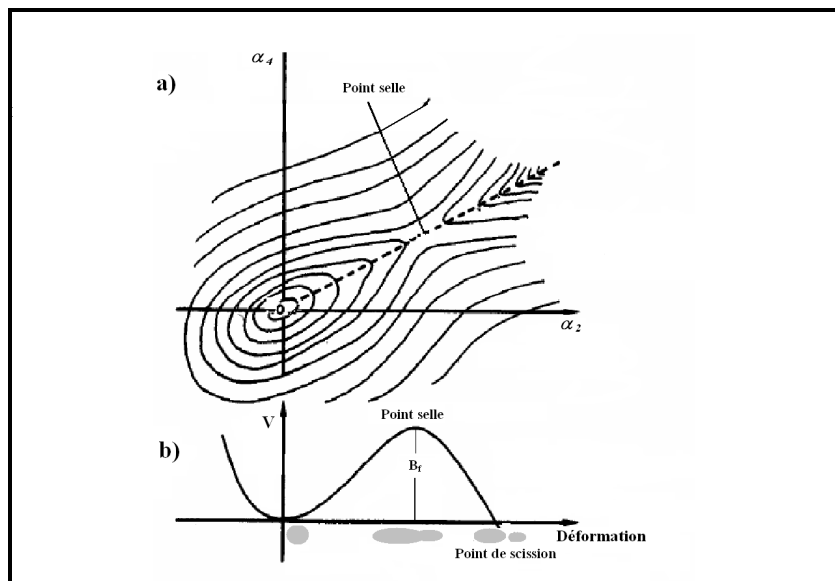


Figure I.1. a) Paysage de l'énergie potentielle [WHE39].

b) Evolution de l'énergie potentielle [WHE39].

Pour fissionner, un noyau doit, donc, traverser une barrière de potentiel. La présence de cette barrière permet d'apporter une explication à divers faits expérimentaux : stabilité des noyaux lourds, seuils de fission et période de fission.

### 1.1.3. Insuffisances du modèle :

Le modèle de la goutte liquide est incapable d'expliquer un grand nombre de résultats expérimentaux tel que :

- La déformation de certains noyaux dans leurs états fondamentaux.
- La distribution en masses asymétriques de la plupart des actinides dans la fission à basse énergie.
- L'existence des isomères de fission.
- La présence de résonances dans la section efficace de fission de certains actinides.

## 1.2. Modèle hybride:

Le modèle de la goutte liquide est un modèle entièrement macroscopique; il ne décrit que les propriétés collectives des nucléons. Le noyau est cependant un système quantique et de ce fait la prise en compte des effets microscopiques est nécessaire. Un modèle hybride qui combine le modèle de la goutte liquide et le modèle à particules indépendantes a été alors introduit par Strutinsky [STR67]. L'hypothèse de base de ce modèle est que l'énergie potentielle totale est la somme d'une contribution macroscopique donnée par le modèle de la goutte liquide et d'une autre microscopique qui représente les corrections de couches et d'appariement. Les corrections de couches ont été calculées par la méthode de Strutinsky [STR67] en fonction de  $N$ ,  $Z$  et de la déformation du noyau. Les corrections d'appariement sont déterminées par la théorie BCS [BAR57].

Le résultat le plus important de ces calculs a montré que pour les noyaux lourds (la majorité des actinides), la barrière de fission est constituée de deux minimums correspondant aux minima des corrections microscopiques (couches déformées). Comme on peut le voir sur la figure I.2 le premier minimum correspond à l'état fondamental déformé du noyau et le second à l'isomère de fission.

La figure I.3 montre que le point selle, donné par le modèle de la goutte liquide se déplace vers les faibles déformations lorsque le nombre de protons du système fissionnant  $Z_F$  augmente, alors que les minimums correspondant aux corrections microscopiques restent fixes. En conséquence la hauteur relative des deux maxima de la barrière varie fortement en fonction de  $Z_F$ . Dans le cas des actinides lourds (Cf), la première barrière est plus élevée que la seconde, tandis que pour les actinides légers (Th) c'est l'inverse qui se produit, et dans région de Pu les deux barrières ont pratiquement la même hauteur.

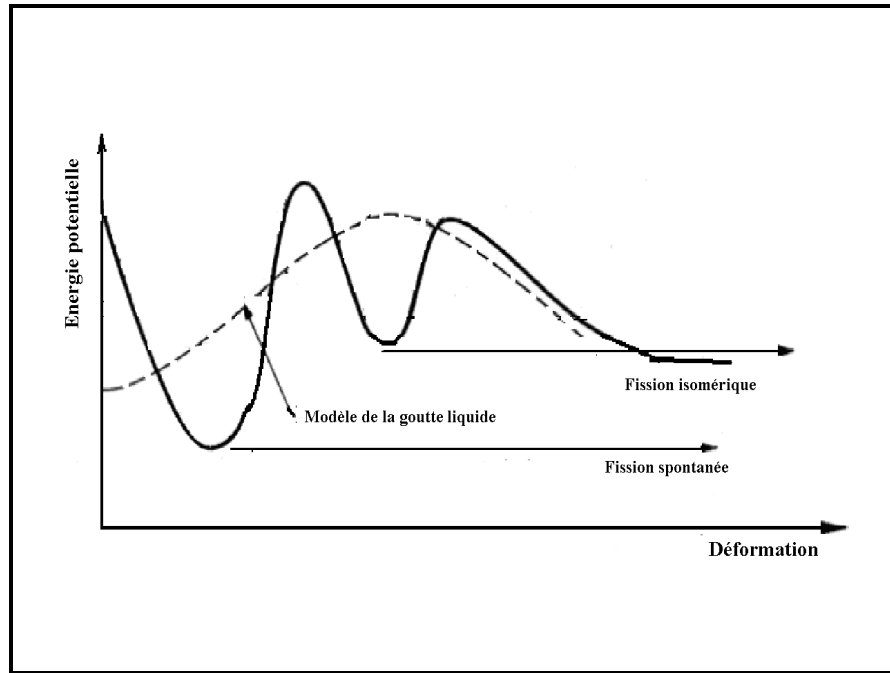


Figure I.2. Variation de l'énergie potentielle en fonction de la déformation du noyau dans le modèle hybride [CAI85].

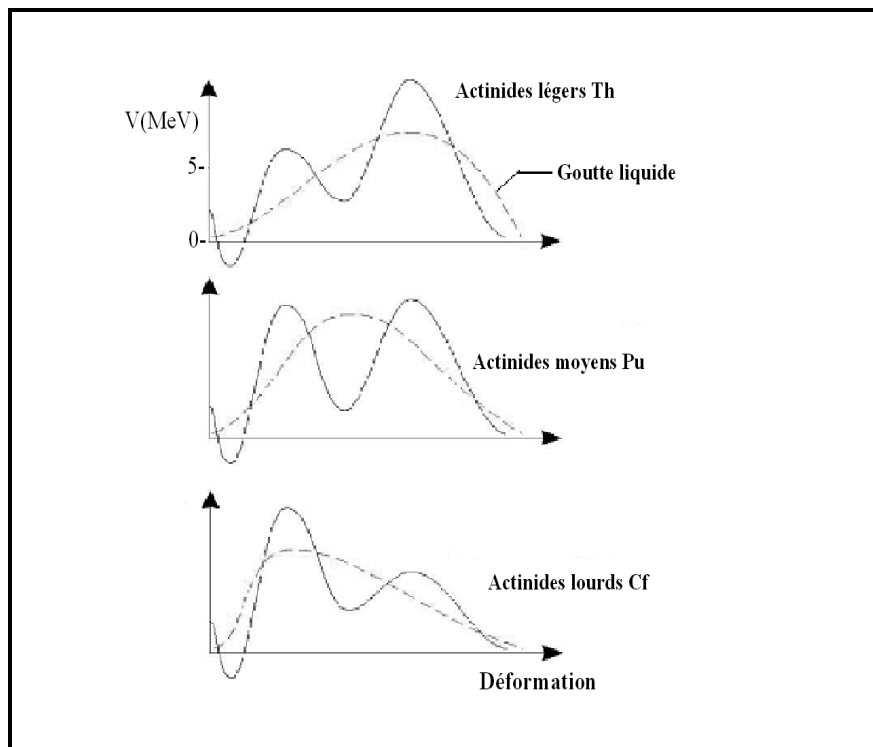


Figure I.3. Evolution de la hauteur relative des deux maxima de la barrière de fission en fonction de la charge  $Z_F$  du système fissionnant [CAI85].

### 1.3. Les différentes étapes du processus de fission :

Le processus de fission nucléaire est perçu en général comme la succession des trois étapes suivantes :

1. Traversée de la barrière.
2. Transition du dernier point selle au point de scission.
3. Au-delà du point de scission.

#### 1.3.1. Traversée de la barrière :

Cette étape du processus de fission est relativement lente ; le temps de transition de l'état fondamental au dernier point selle est de l'ordre de  $10^{-17}$  s. Elle est dominée par son aspect statique où la variation de l'énergie potentielle du noyau en fonction de sa déformation; les effets de couches et d'appariement y jouent un rôle très important. Le noyau après avoir subi des oscillations de grande amplitude sous les effets antagonistes de la répulsion coulombienne et de la tension superficielle atteint un point de déformation critique appelé point selle au-delà duquel il est irréversiblement conduit à sa scission en deux fragments.

#### 1.3.2. Transition du dernier point selle au point de scission :

Dans le processus de fission un profond réarrangement du système nucléaire est impliqué dans la transition entre le point selle et le point exit (point de sortie); qui représente le point physique de la scission. Durant sa transition du dernier point selle au point de scission, le noyau récupère une quantité d'énergie importante (de l'ordre de 30MeV dans la région Th – Cf) au détriment de son énergie potentielle, qui est distribuée entre les différents degrés de liberté collectifs et intrinsèques (excitation des quasi-particules) du noyau. La question fondamentale qui se pose est la suivante: comment se répartit cette énergie libérée entre les degrés de liberté collectifs et intrinsèques ? Deux hypothèses extrêmes peuvent être avancées :

○ *hypothèse statistique:*

Dans le cas d'un couplage intense entre les différents degrés de liberté collectifs et intrinsèques c'est-à-dire en présence d'une viscosité nucléaire importante, il y a un fort amortissement du mouvement collectif du noyau et un équilibre thermodynamique s'établit pour l'ensemble des degrés de liberté. L'énergie disponible se répartit alors statistiquement entre tous les degrés de liberté impliqués qu'ils soient collectifs ou intrinsèques. Comme le nombre de degrés de liberté intrinsèques est très élevé par rapport à celui des degrés collectifs, l'énergie récupérée lors de la descente du point selle au point de scission se retrouve essentiellement sous forme d'énergie d'excitation intrinsèque des fragments naissants. En particulier, l'énergie cinétique de préscission  $E_{pré}$  des centres de masse des fragments naissants est, alors, négligeable.

○ ***hypothèse adiabatique:***

Dans le cas d'un couplage très faible ou inexistant c'est-à-dire en présence d'une viscosité nucléaire négligeable, la descente du point selle au point de scission se fait de manière adiabatique, l'énergie libérée reste confinée aux seuls degrés de liberté collectifs et les fragments naissants sont faiblement excités. Au point de scission, l'énergie disponible se retrouve essentiellement alors sous forme d'énergie cinétique de préscission  $E_{\text{pré}}$  des fragments qui ajoutée à l'énergie de répulsion coulombienne des fragments  $E_C$  donne l'énergie cinétique finale.

Cette étape du processus de fission est mal connue, car elle n'est pas directement accessible à l'expérience; par conséquent plusieurs techniques ont été utilisées pour remonter à l'état du système fissionnant à l'instant de la scission et étudier la dynamique du processus de fission :

**1.3.2.1. Fission ternaire :**

La fission à basse énergie est généralement un processus binaire au cours duquel le noyau se divise en deux fragments. Cependant ils existent des évènements rares où ces fragments sont accompagnés d'une particule chargée légère, fréquemment des particules  $\alpha$ , dans environ 1 fission sur 500 dans la fission thermique de  $^{235}\text{U}$  par exemple. L'étude du spectre d'énergie et de la distribution angulaire de ces particules émises permet d'obtenir des informations sur la dynamique de la transition du dernier point selle au point de scission. En effet, ces particules sont émises dans une direction perpendiculaire à la direction de vol des deux fragments. Cette observation suggère que l'émission s'effectue à un instant proche de la scission. De ce fait, ces particules légères émises, constituent une parfaite sonde d'investigation de la dynamique du noyau fissionnant au point de scission. Une faible énergie de préscission permettrait une forte focalisation des particules émises dans le champ coulombien des deux fragments contrairement à une énergie de préscission élevée.

**1.3.2.2. Distributions en charge et effet de parité :**

Une autre méthode d'investigation de la dynamique du processus de fission est l'étude des rendements en charge des fragments de fission à partir desquels sont estimés les effets de parité en charge.

Pour un noyau fissionnant de charge paire, la détection de fragments de charges nucléaires impaires implique qu'au moins une paire de protons est brisée, ainsi la superfluidité de la matière nucléaire n'est donc pas conservée. Ces ruptures de paires peuvent se produire au dernier point selle si l'énergie disponible est suffisante, au cours du mouvement du noyau vers le point exit et/ou pendant la rupture du col joignant les deux fragments naissants.

La première preuve d'existence des effets de parité a été donnée par l'observation d'une structure fine dans les distributions en masse des fragments de fission. Des structures périodiques espacées de  $\Delta A = 5 \text{ uma}$  (voir figure (I.4)) sont observées dans les distributions en masse de différents systèmes fissionnants. Les charges moyennes de ces structures sont paires. Il est facile de voir que dans le cadre de l'hypothèse de densité de charge inchangée (UCD) l'écart en charge est de

$$\Delta Z = 2 \text{ unités de charge. En effet, on a : } \Delta Z = \frac{Z_F}{A_F} \times \Delta A = 0.4 \times \Delta A = 2$$

Où  $Z_F/A_F$  représente le rapport charge/masse du système fissionnant.

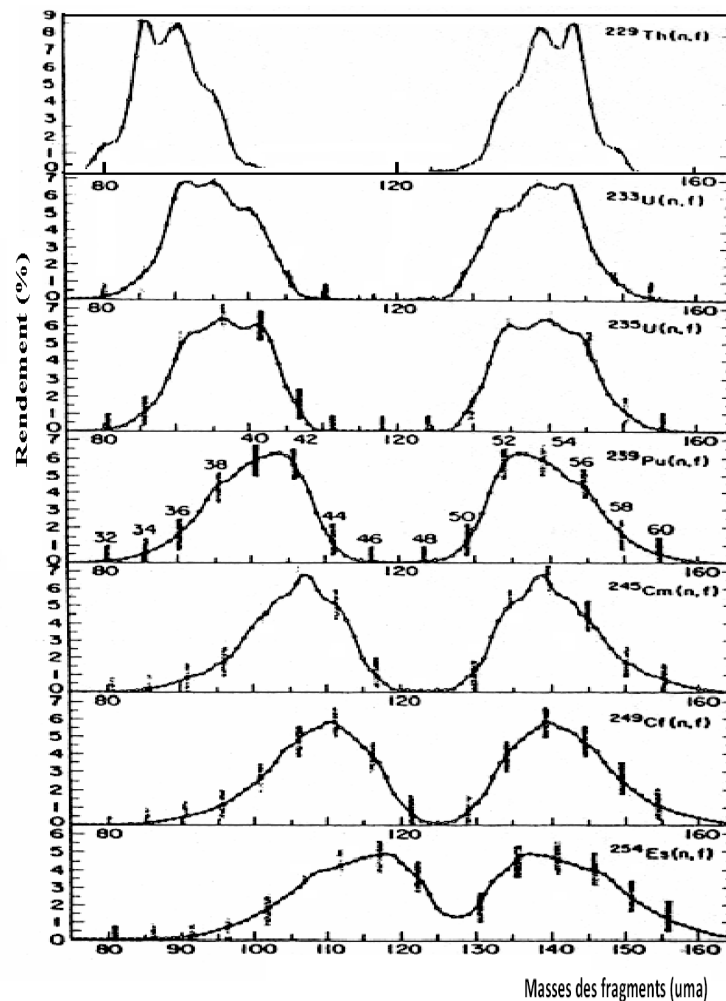


Figure I.4. Les distributions en masse pour différents systèmes fissionnants [UNI74].

Avec l'avènement des techniques physiques, l'identification en charge a été rendue possible pour les fragments légers. Les distributions en charges sont très structurées et les rendements des charges paires sont systématiquement avantageés par rapport à ceux des charges impaires voisines. La figure I.5 donne des distributions en charges en fonction de la charge du fragment léger  $Z_L$  pour différents systèmes fissionnants dans le cas de la fission thermique des noyaux :  $^{229}\text{Th}$  [BOU92],  $^{233}\text{U}$  [QUA83],  $^{239}\text{Pu}$  [BOU92] et  $^{249}\text{Cf}$  [DJE94].

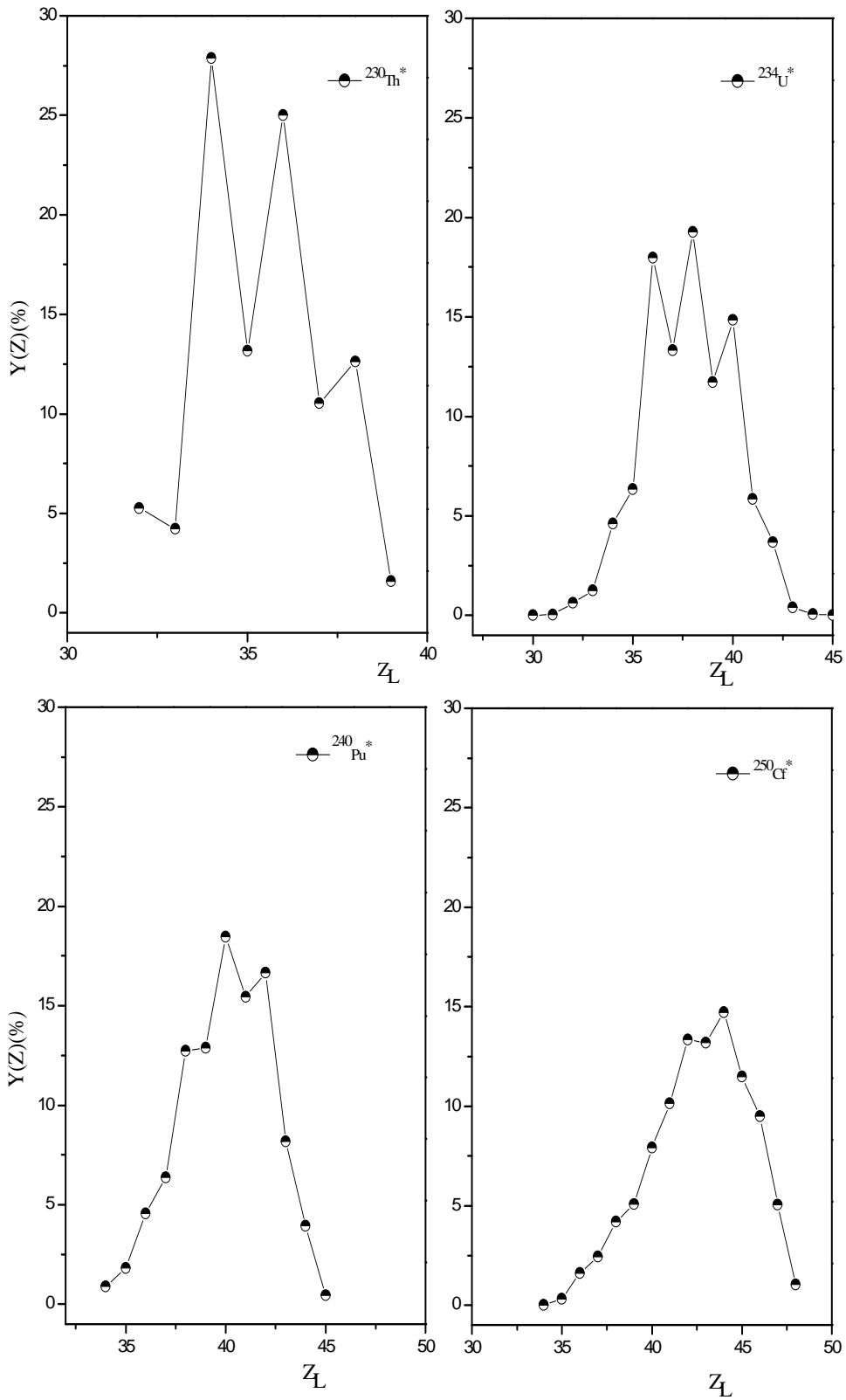


Figure I.5. Distributions en charges en fonction de la charge du fragment léger  $Z_L$  pour différents systèmes fissionnants dans le cas de la fission thermique des noyaux :  $^{229}\text{Th}$  [BOU92],  $^{233}\text{U}$  [QUA83],  $^{239}\text{Pu}$  [BOU92] et  $^{249}\text{Cf}$  [DJE94].

L'effet pair-impair global en charge est défini par le rapport :

$$\delta_z (\%) = 100 \times \frac{\sum Y_e - \sum Y_o}{\sum Y_e + \sum Y_o} \quad (\text{I.14})$$

$Y_e$  : rendements des charges paires

$Y_o$  : rendements des charges impaires

En effet :

- si le processus de fission est dissipatif, la probabilité de rupture de paires de nucléons au cours de la transition point selle –point de scission sera élevée.
- par contre, si le processus est superfluide, l'appariement des nucléons sera conservé jusqu'au point exit.

Une étude systématique de l'évolution de l'effet de parité en charge  $\delta_Z$  montre que celui-ci diminue progressivement en fonction du paramètre coulombien  $Z_C$  du noyau fissionnant donné par :

$$Z_C = \frac{Z_F^2}{A_F^{1/3}}$$

### 1.3.2.3. Corrélation énergétique :

La corrélation entre l'énergie d'excitation du noyau fissionnant et l'énergie cinétique des fragments constitue aussi une source d'information pour le processus de fission. L'énergie cinétique des fragments de fission mesurée à l'infini  $E_\infty$  provient de deux contributions : l'énergie potentielle de répulsion coulombienne  $E_C$  des deux fragments au point de scission et l'énergie cinétique de préscission  $E_{\text{pré}}$  :  $E_\infty = E_C + E_{\text{pré}}$

Notons que la contribution  $E_{\text{pré}}$ , de grand intérêt dans l'étude de la dynamique de fission, est faible comparativement à  $E_C$ .

- Dans le cas d'une faible viscosité à très basse énergie d'excitation; on devrait observer un coefficient de corrélation négatif entre l'énergie d'excitation du noyau fissionnant et l'énergie cinétique finale des fragments. En effet, lorsqu'on augmente l'énergie d'excitation, des paires de nucléons sont brisées au dernier point selle et le noyau amorce une descente vers la scission dans un état de moins en moins superfluide. En conséquence, de moins en moins d'énergie libérée est convertie en énergie cinétique de préscission.

- Dans le cas d'une viscosité importante à très basse énergie d'excitation, on devrait observer un coefficient de corrélation nul entre l'énergie d'excitation et l'énergie cinétique des fragments. En effet, cette dernière devrait rester constante et cela quelque soit l'énergie d'excitation du système. Le mouvement du noyau lors de la descente étant très amorti même à basse énergie d'excitation, la brisure de paires de nucléons au dernier point selle ne change en rien la nature du mouvement. Le système fissionnant est caractérisé par une énergie cinétique de préscission faible et l'énergie cinétique finale n'est due qu'à la contribution coulombienne.

### 1.3.3. Au-delà du point de scission.

Après la scission, les deux fragments naissants se séparent rapidement sous l'effet de la répulsion coulombienne et convertissent leur énergie de répulsion coulombienne en énergie cinétique.  $10^{-20}$ s après leur séparation, ils ont déjà acquis environ 90% de leur énergie cinétique finale.

Entre  $10^{-17}$  et  $10^{-15}$  s après la scission, les fragments se dés excitent principalement par émission de neutrons prompts et de gamma prompts. Généralement, dans la fission à basse énergie, deux à trois neutrons prompts sont émis avec une énergie cinétique moyenne de 2 MeV. Cependant, le nombre moyen de neutrons prompts présente en fonction du nombre de masse du fragment une allure dite en dents de scie.

Lorsque l'énergie d'excitation du fragment de fission devient inférieure à l'énergie de liaison d'un neutron, le noyau continue à se dés exciter par émission de rayons gamma prompts. Environ 7 photons sont émis par fission emportant 7 MeV d'énergie en moyenne, ce processus est relativement lent (au moins  $10^{-15}$  s). A ce stade, les fragments ont une énergie résiduelle faible (froids) mais sont encore excédentaires en neutrons c'est-à-dire loin de la vallée de stabilité; leur rapport  $Z/N$  est proche de celui du noyau fissionnant. Ils rejoignent alors la vallée de stabilité par transitions  $\beta^-$  suivies parfois de l'émission de neutrons dits retardés.

## 2. Modèles théoriques

### 2.1. Modèle statistique de Fong:

L'hypothèse de base de ce modèle [FON56] est l'établissement d'un équilibre thermique du système au point de scission. Il y a un couplage fort entre les degrés de libertés collectifs et intrinsèques; ce qui implique que chaque état quantique a la même probabilité d'existence. Il faut noter que la configuration du noyau fissionnant au point de scission est celle de deux fragments en contact. La probabilité d'observer une configuration nucléaire (nombre de neutrons  $N$ , nombre de charges  $Z$  et déformation  $\beta$ ) est proportionnelle aux nombres d'états quantiques associés à cette configuration au point de scission. La densité de niveaux d'énergie  $W_0(E)$  en fonction de l'énergie d'excitation totale  $E$  du noyau est dérivée du modèle statistique du noyau:

$$W_0(E) = c \exp \left[ 2(a E)^{1/2} \right] \quad (\text{I.15})$$

Les paramètres  $a$  et  $c$  dépendent du nombre de masse  $A$ . Ils sont déterminés empiriquement en utilisant les résultats expérimentaux des sections efficaces de capture de neutrons rapides.

L'énergie libérée  $F$  au cours du processus de fission est donnée par l'expression :

$$F = \left[ M^*(A, Z) - M(A_1, Z_1) - M(A_2, Z_2) \right] C^2 = P + G \quad (\text{I.16})$$

$M^*(A, Z)$  est la masse du noyau composé.

$M(A_1, Z_1)$  et  $M(A_2, Z_2)$  sont les masses des fragments primaires dans leurs états fondamentaux.

L'énergie libérée est composée de deux contributions:

- l'énergie potentielle  $P$  constituée de la somme de l'énergie d'interaction coulombienne  $C$  entre les deux fragments et leur énergie totale de déformations  $D$ .
- l'énergie d'excitation maximale  $G$  disponible au point de scission pour les deux fragments; elle est donnée par la somme de l'énergie d'excitation totale  $E$  des fragments et de leur énergie cinétique de préscission  $k$ .

La densité des états excités  $\Omega(E)$  du système constitués des deux fragments s'écrit :

$$\Omega(E) = \int_0^E c_1 \exp \left[ 2(a_1 E_1)^{1/2} \right] c_2 \exp \left[ 2(a_2 (E - E_1))^{1/2} \right] dE_1 \quad (\text{I.17})$$

Les indices 1 et 2 réfèrent respectivement aux fragments 1 et 2.

Les moments des deux fragments, juste avant la scission, dus au mouvement de leurs centres de gravité, sont égaux et de signes opposés. La densité des états de moment du système est alors donnée par :

$$\omega(k) = \frac{4\pi V}{h^3} (2m^3 k)^{1/2} \quad (\text{I.18})$$

Où  $m$  est la masse réduite des deux fragments et  $k$  leur énergie du mouvement de translation.

La densité totale des états quantiques  $Q(G)$  est égale au produit de  $\Omega(E)$  et de  $\omega(k)$  :

$$Q(G) = \int_0^G \Omega(G-k) \omega(k) dk = \int_0^G \Omega(E) \omega(G-E) dE \quad (\text{I.19})$$

L'expression (I.19) de la densité donne la fonction de distribution la plus générale qui dépend des variables définissant les configurations de fission. Pour obtenir une distribution en masse théorique il faut sommer  $Q(G)$  sur toutes les variables à l'exception de  $A_1$  et  $A_2$ .

Le modèle de Fong fut le premier modèle à reproduire une distribution en masse asymétrique en bon accord avec l'expérience. Néanmoins, le modèle ne peut prévoir un effet de parité en charge nucléaire pour les noyaux fissionnants de charge paire [MAR81-a]. La figure I.6 montre la distribution en masse des fragments de la fission thermique de  $^{235}\text{U}$  calculée par ce modèle.

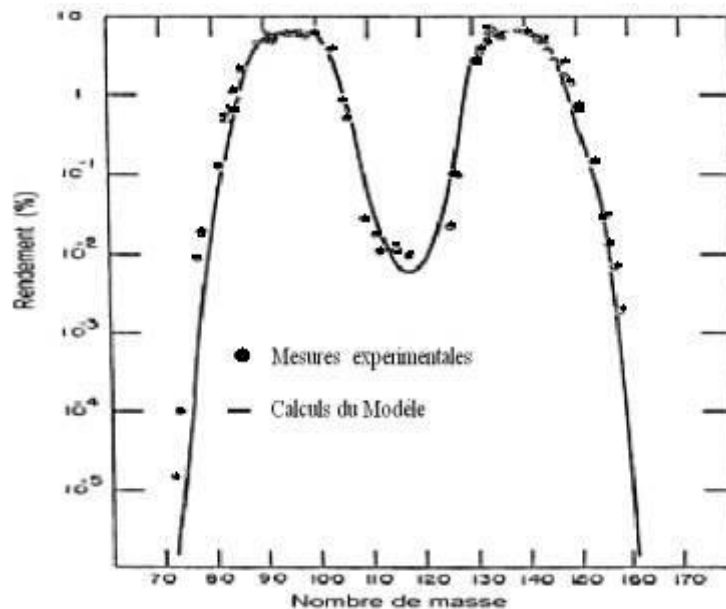


Figure I.6. Comparaison des prédictions du modèle [FON56] et des valeurs expérimentales de la distribution en masse du système fissionnant  $^{235}\text{U}^*$ .

## 2.2. Modèle thermodynamique de Wilkins et collaborateurs:

Le modèle de Wilkins [WIL76] est basé sur l'hypothèse d'un quasi-équilibre du système près du point de scission et d'un couplage intermédiaire entre les degrés de liberté collectifs et intrinsèques. Les équilibres statistiques de ces derniers sont décrits respectivement par des températures  $T_{\text{coll}}$  et  $\tau_{\text{in}}$ . Cette hypothèse est intermédiaire entre l'hypothèse statistique du modèle de Fong, qui suppose un couplage fort entre tous les degrés de liberté du système (collectifs et intrinsèques), conduisant à un équilibre statistique caractérisé par une seule température  $T_{\text{coll}} = \tau_{\text{in}}$  et l'hypothèse adiabatique qui implique qu'il n'y ait aucun couplage entre les degrés de liberté collectifs et intrinsèques, toute l'énergie disponible est sous forme collective et  $\tau_{\text{in}}=0$ .

Les probabilités relatives de formation des fragments de fission sont déterminées à partir de l'énergie potentielle de la configuration du système au point de scission; qui est représentée par deux sphéroïdes coaxiaux avec déformations quadripolaires séparées par une distance  $d$ .

L'énergie potentielle  $V$  du système au point de scission est donnée en fonction des nombres de neutrons  $N_1, N_2$  des nombres de protons  $Z_1, Z_2$  des deux fragments complémentaires et de leur paramètres de déformation  $\beta_1, \beta_2$  comme suit :

$$\begin{aligned}
 V(N_1, N_2, Z_1, Z_2, d, \beta_1, \beta_2) = & V_{\text{LD1}}(N_1, Z_1, \beta_1) + V_{\text{LD2}}(N_2, Z_2, \beta_2) + S_1(N_1, \beta_1, \tau_{\text{in}}) + S_1(Z_1, \beta_1, \tau_{\text{in}}) \\
 & + S_2(N_2, \beta_2, \tau_{\text{in}}) + S_2(Z_2, \beta_2, \tau_{\text{in}}) + P_1(N_1, \beta_1, \tau_{\text{in}}) + P_1(Z_1, \beta_1, \tau_{\text{in}}) \\
 & + P_2(N_2, \beta_2, \tau_{\text{in}}) + P_2(Z_2, \beta_2, \tau_{\text{in}}) + V_C(N_1, Z_1, \beta_1, N_2, Z_2, \beta_2, d) \\
 & + V_n(N_1, Z_1, \beta_1, N_2, Z_2, \beta_2, d)
 \end{aligned} \tag{I.20}$$

Où :

Les indices 1 et 2 réfèrent aux deux fragments naissants.

$V_{\text{LD}}$  : potentiel de la goutte liquide

$V_C$ : interaction coulombienne

$V_n$ : interaction nucléaire

$S$ : corrections en couches

$P$ : corrections d'appariement

La probabilité relative de formation d'une paire de fragments  $(N_1, Z_1), (N_2, Z_2)$  est donnée par :

$$P(N, Z, \tau, d) = \int_{\beta_1=0}^{\beta_{\text{max}}} \int_{\beta_2=0}^{\beta_{\text{max}}} \exp\left[-V(N, Z, \beta, \tau, d)/T_{\text{coll}}\right] d\beta_1 d\beta_2 \tag{I.21}$$

L'équation (I.21) est utilisée dans la détermination des distributions en masse, en charge et en énergie cinétique des fragments naissants.

La température intrinsèque est considérée constante pour tous les systèmes fissionnants  $\tau_{in}=0.75\text{MeV}$ . La valeur de la température collective  $T_{coll}$  qui est considérée constante pour l'ensemble des systèmes fissionnants a été déterminée à partir des variances des distributions en charge mesurées telle que :

$$P(Z)=\exp[-V/T_{coll}]=\exp\left[-(Z-Z_p)^2/2\sigma_z^2\right] \quad (\text{I.22})$$

Avec :

$Z_p$ : la charge la plus probable

$\sigma_z^2$  : variance isobarique

La plus grande partie de l'énergie du système est contenue dans le terme de la goutte liquide  $V_{LD}$ . Le calcul de l'énergie potentielle au point de scission est sensible aux faibles variations des valeurs de  $N$ ,  $Z$  et  $\beta$  des deux sphéroïdes.

L'énergie de liaison d'un noyau sphérique est donnée par Seeger et Perisho [SEE67] par :

$$\begin{aligned} B(N,Z) = & 15.762 A - \frac{30.088 I^2}{A} - 20.067 A^{2/3} + \frac{47.883 I^2}{A^{4/3}} \\ & - \frac{0.864 Z^2}{1.1927 A^{1/3}} \left( 1 - \frac{0.76361}{Z^{2/3}} - \frac{2.453}{1.1927^2 A^{2/3}} \right) \\ & + 7 \exp\left(\frac{-6 |I|}{A}\right) + 14.33 \times 10^{-6} Z^{2.39} \end{aligned} \quad (\text{I.23})$$

Avec :  $A=N+Z$  et  $I=N-Z$ .

L'interaction coulombienne mutuelle  $V_C$  entre deux sphéroïdes de charges  $Z_1e$  et  $Z_2e$  est donnée par :

$$V_C = \frac{F Z_1 Z_2 e^2}{D} \quad (\text{I.24})$$

Où:  $F$  représente le facteur de forme qui varie de 1.0 à 1.1. Il représente la différence entre l'interaction de deux fragments uniformément chargés et celle de deux charges ponctuelles séparées par une distance  $D$ .

L'énergie d'interaction nucléaire entre deux sphères de rayons  $R_1$  et  $R_2$  telle que  $D \geq R_1+R_2$  est donnée par :

$$V_n = -4 \left( \frac{a}{r_0} \right)^2 a_s (1 - k_s I^2) \left( \frac{R_1}{a} \cosh \frac{R_1}{a} - \sinh \frac{R_1}{a} \right) \left( \frac{R_2}{a} \cosh \frac{R_2}{a} - \sinh \frac{R_2}{a} \right) \frac{e^{\frac{D}{a}}}{D/a} \quad (\text{I.25})$$

Avec :  $a = 1,4 \text{ fm}$ ,  $a_s = 24,7 \text{ MeV}$  et  $k_s = 4,0$  sont des paramètres déterminés par Krappe et Nix [KRA73] et  $r_0$  est pris égal à  $1,16 \text{ fm}$

Les corrections de couche peuvent être calculées par la méthode de Strutinsky [STR67], une fois que les niveaux à particules individuelles sont générés. Un potentiel de Wood Saxon a été utilisé, dont les paramètres sont:  $r_0 = 1.265$  fm,  $a = 0.659$  fm,  $V_n = 52.5 - 48.7 \delta$  et  $V_p = 52.5 \delta$   $\delta$  est donné par :

$$\delta = \left[ \frac{(N-Z)}{Z} + \frac{0.0112 Z^2}{A^{5/3}} \right] / \left( 1 + \frac{3.5}{A^{1/3}} \right) \quad (\text{I.26})$$

La déformation des fragments a été introduite dans le potentiel en remplaçant  $r^2$  par :

$$r^2 \left( \cos^2 \theta \exp \left( \frac{-4\varepsilon_2}{3} \right) + \sin^2 \theta \exp \left( \frac{2\varepsilon_2}{3} \right) \right)$$

Avec :  $\varepsilon_2$  ordre de la déformation.

Les figures I.7 et I.8 représentent respectivement les corrections des couches de protons et de neutrons calculées en fonction de  $Z$ ,  $N$  et de la déformation  $\beta$  du noyau. Les contours sont tracés en des intervalles de 1MeV, ces corrections sont valables seulement dans le cas des énergies d'excitations nulles. Les corrections des couches en neutrons sont généralement plus importantes que celles en protons, ainsi elles déterminent les déformations les plus probables des fragments de fission.

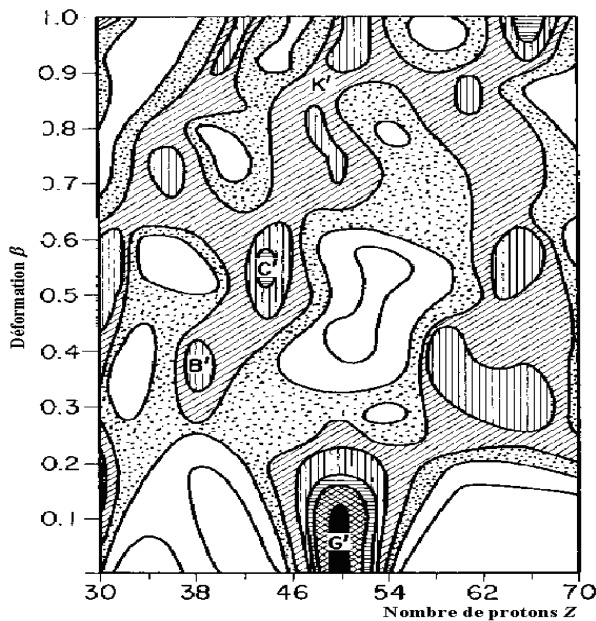


Figure I.7. Les corrections de couche en protons en fonction de la déformation du noyau  $\beta$  et le nombre de protons  $Z$  [WIL76]

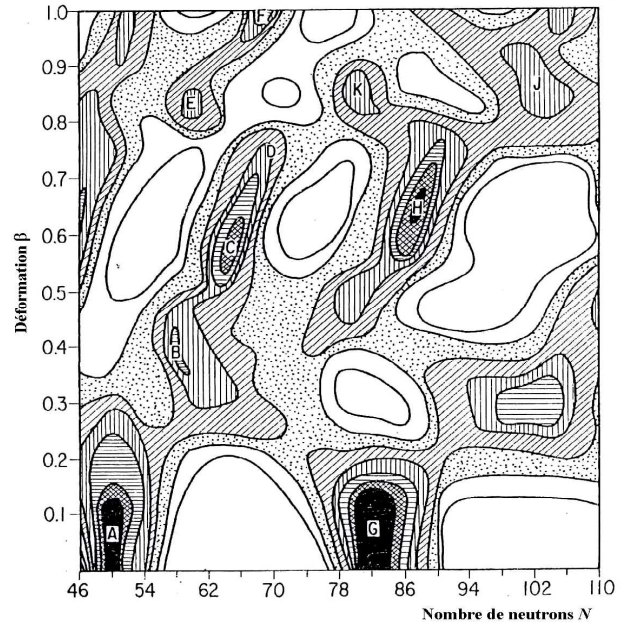


Figure I.8. Les corrections de couche en neutrons en fonction de la déformation du noyau  $\beta$  et le nombre de neutrons  $N$  [WIL76]

Les corrections d'appariement sont calculées en utilisant le formalisme standard de la théorie BCS [BAR57], avec un gap moyen en énergie qui est considéré le même pour les neutrons et les protons à la température zéro:

$$\bar{\Delta} \text{ (MeV)} = \frac{11}{\sqrt{A}}$$

La force d'appariement a été supposée indépendante de la déformation.

Il a été montré par Moretto [MOR72] qu'à des températures voisines de la température critique  $T_C$ , le gap d'appariement moyen  $\bar{\Delta}$  s'éloigne de la valeur la plus probable  $\Delta_{Pro}$  (voir figure I.9). Cette dépendance en température est exprimée par la relation :

$$\bar{\Delta}(\tau) = f(\tau) \bar{\Delta} \quad (\text{I.27})$$

Avec :  $f(\tau)$  est un polynôme obtenu par fit des résultats de Moretto [MOR72]

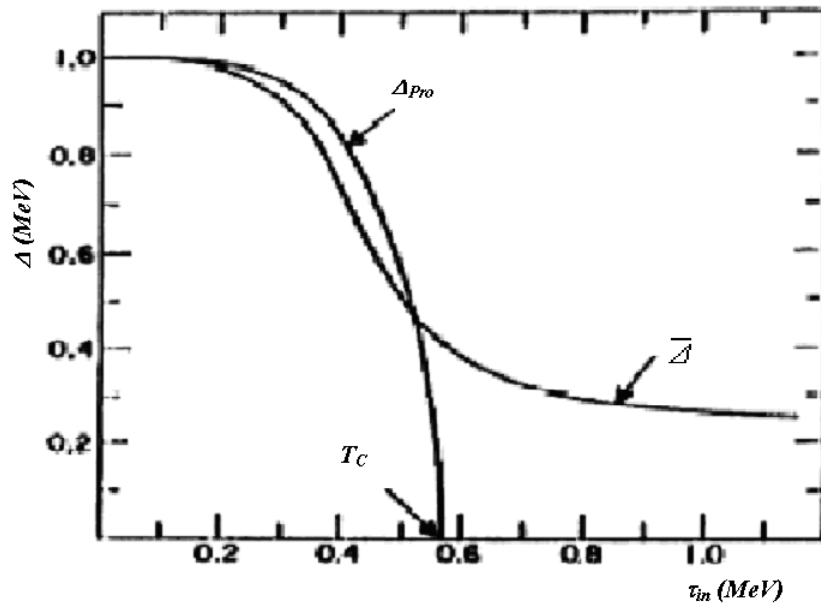


Figure I.9. Evolution du gap moyen  $\Delta = \bar{\Delta}$  et du gap le plus probable  $\Delta_{Pro}$  en fonction de la température intrinsèque

### 2.2.1. Distribution en masse :

Les distributions en masses sont calculées pour une large gamme de systèmes fissionnants allant du Polonium (Po) au Fermium (Fm) (voir figure I.10). Pour la région du  $^{212}\text{Po}^*$  la distribution est étroite alors que pour le  $^{227}\text{Ra}^*$  elle est à trois maxima. Pour les nucléides allant du U au Cf, la distribution est asymétrique et pour le  $^{258}\text{Fm}^*$  une fission à trois maxima réapparaît.

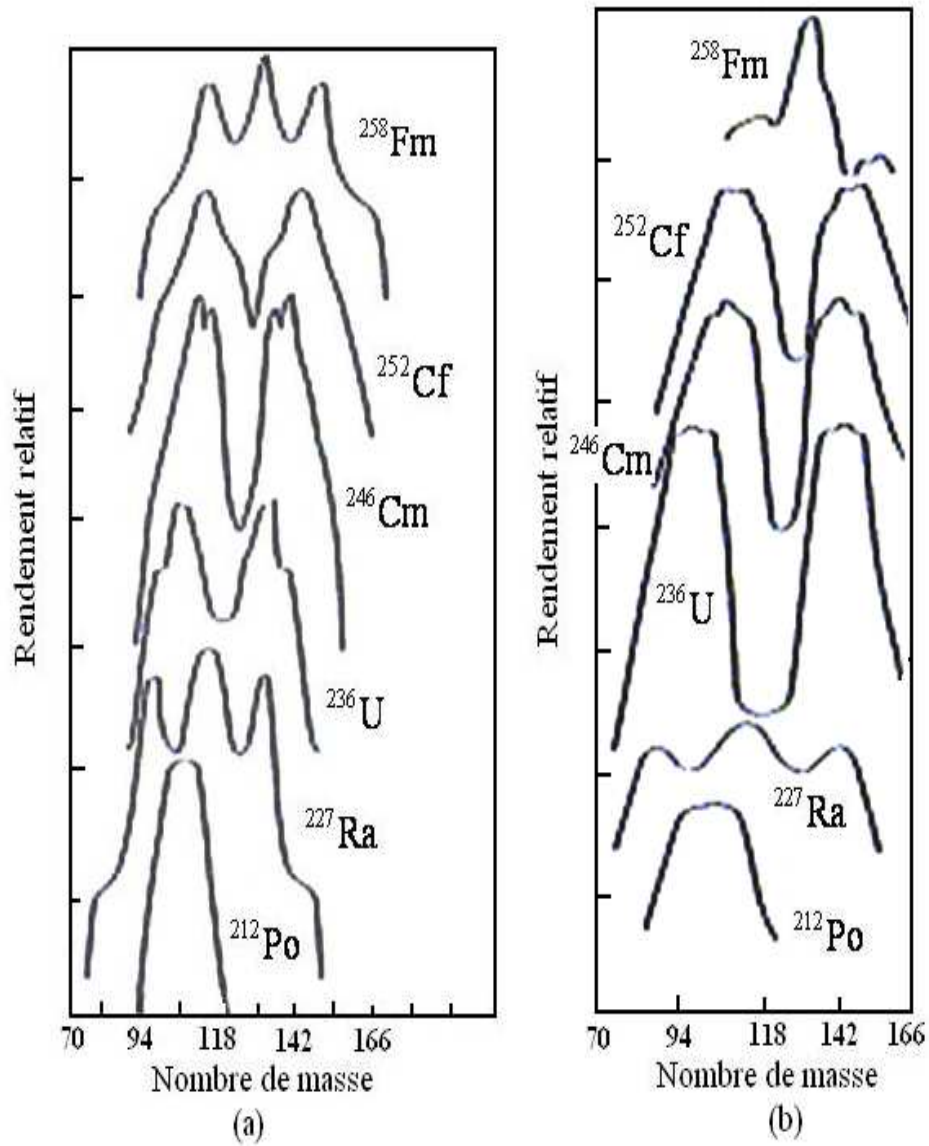


Figure I.10. (a) distributions en masse calculées pour différents systèmes fissionnant avec  $T_{\text{coll}}=1$  MeV,  $\tau_{\text{int}}=0.75$  MeV et  $d=1.4$  fm pour l'ensemble des systèmes [WIL76].  
 (b) distributions en masse expérimentales.

Les caractéristiques principales des distributions en masse telle que l'asymétrie dans la région des actinides avec une position constante du fragment lourd sont bien reproduites par ce modèle, la figure I.11 illustre une comparaison entre la distribution en masse expérimentale et celle calculée par ce modèle pour la fission thermique du noyau  $^{235}\text{U}$ .

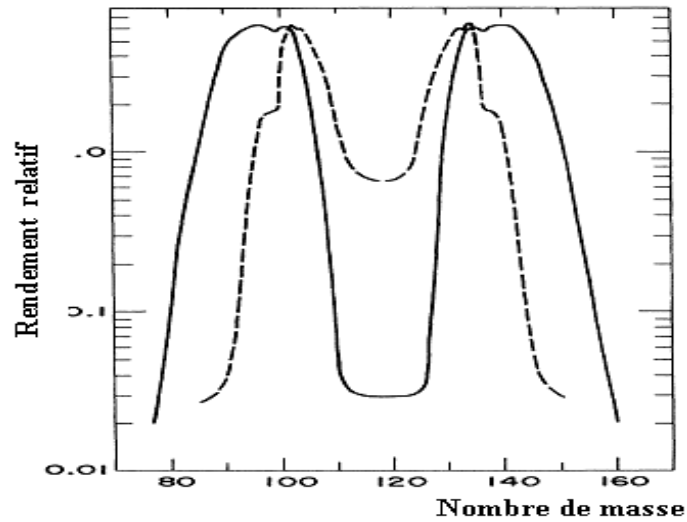


Figure I.11. Comparaison de la distribution en masse du système fissionnant  $^{236}\text{U}^*$  (ligne continue) avec les données expérimentales (ligne en pointillés) [WIL76]

### 2.2.2. Distribution en charge :

Les distributions en charge sont déduites des expressions (I.20) et (I.21). A partir des mesures expérimentales on peut calculer la charge la plus probable  $Z_P$  ou la charge moyenne  $Z_m$  si la distribution n'est pas une gaussienne. La figure I.12 montre une comparaison entre les valeurs calculées de  $\Delta Z = \bar{Z} - Z_{\text{ucd}}$  par le modèle de Wilkins et collaborateurs.[WIL76] et les données expérimentales pour le système fissionnant  $^{236}\text{U}^*$  en fonction de la masse du fragment lourd  $A_H$ . On remarque que les points expérimentaux et les points calculés ne coïncident pas, mais il existe une corrélation entre les structures observées expérimentalement et celles calculées par le modèle. D'après cette même figure, on constate que le désaccord entre les valeurs calculées par Wilkins et collaborateurs .et les valeurs expérimentales devient important au voisinage de la symétrie.

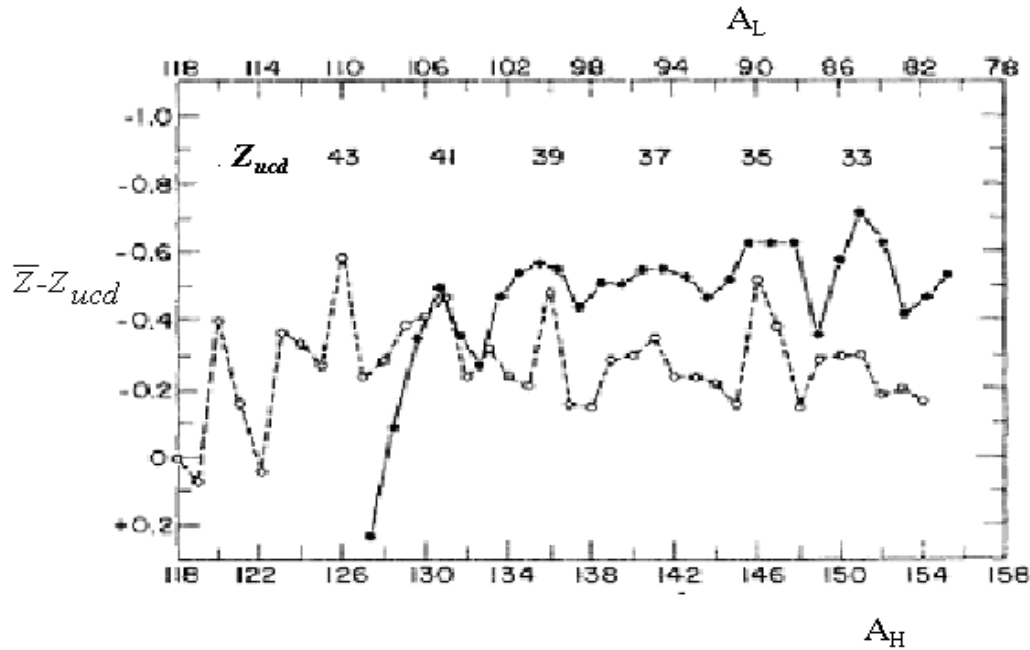


Figure I.12. Comparaison de  $\Delta Z$  calculée par le modèle (ligne en pointillés) et les résultats expérimentaux (ligne continue) pour le système fissionnant  $^{236}\text{U}^*$  [WIL76]

La plupart des résultats obtenus par ce modèle sont en bon accord avec les observations expérimentales :

- l'évolution générale des distributions en masse, en charge et en énergie cinétique dans une large gamme de noyaux allant du Po au Fm sont bien reproduites par le modèle.
- le modèle permet de retrouver la position presque constante du fragment lourd et le déplacement du fragment léger vers les nombres de masses croissants lorsque la masse du noyau fissionnant augmente.
- les distributions en masse déduites des calculs sont comparées avec celles obtenues expérimentalement, le calcul reproduit correctement l'allure générale des distributions en masse (nombre de groupes de fragments), mais les distributions calculées sont trop étroites et les positions du pic asymétrique sont légèrement décalées, le désaccord observé entre les résultats expérimentaux et les calculs du modèle peut provenir du choix unique des paramètres du modèle pour tous les systèmes fissionnants.
- les calculs dérivés de ce modèle donnent pour l'effet de parité en charge une valeur de 31%, commune à tous les systèmes fissionnants puisqu'il dépend seulement des paramètres phénoménologiques qu'il est difficile de connaître avec précision comme les températures  $T_{\text{coll}}$  et  $\tau_{\text{int}}$  et la distance entre les fragments naissants au moment de la scission. Ceci est en contradiction avec les résultats expérimentaux qui montrent une forte évolution de l'effet de parité en charge avec le paramètre coulombien qui varie d'un système fissionnant à l'autre.

### 2.3. Modèle microscopique de Berger et collaborateurs:

Ce modèle [BER89] est une approche microscopique, basée sur la théorie de champs moyens pour décrire le phénomène de fission à basse énergie à partir de l'interaction nucléon-nucléon. Il utilise l'approximation Hartree-Fock et ses différentes extensions (HF + BCS, HFB (Hartree-Fock-Bogolyubov), HFBC (Hartree-Fock-Bogolyubov avec contrainte) et HF dépendante du temps).

La fonction d'onde nucléaire dépendante du temps est donnée par Hill et Wheeler [HIL53] comme suit :

$$\Psi(\vec{x}_1, \dots, \vec{x}_A, t) = \int \dots \int d^n q \sum_{\alpha=1}^N F_{\alpha}(q, t) \Phi_{\alpha}^{\alpha}(\vec{x}_1, \dots, \vec{x}_A) \quad (\text{I.28})$$

Où :

$q$  : est un jeu de  $n$  paramètres collectifs ( $q_1, q_2, \dots, q_n$ ) décrivant différents types de déformations.

$\Phi_{\alpha}^{\alpha}$  : sont des fonctions d'ondes statiques représentant différents états internes  $\alpha = 1, 2, 3, \dots, N$  du noyau à la déformation  $q$ .

$F_{\alpha}(q, t)$  : est la probabilité de trouver le système dans l'état  $\Phi_{\alpha}^{\alpha}$

Le temps caractéristique associé au mouvement collectif des nucléons étant nettement plus grand que celui associé à leur mouvement interne, la structure des états internes n'est pas perturbée par le mouvement collectif. C'est la condition d'adiabacité exprimée par Baranger et Veneroni à travers le critère  $\hbar\omega_{\text{coll}} \ll \langle N_{\text{coll}} \rangle E_{\text{int}}^*$ . Ceci implique que seul l'état interne  $\Phi_{\alpha}^{(0)}$  ayant la plus faible énergie du système sera gardé dans l'équation (I.28).

Dans la fission à basse énergie quatre jeux de paramètres  $q_i$  sont retenus  $q_2, q_3, q_{22}$  et  $q_4$  ; qui sont des valeurs moyennes des opérateurs multipolaires suivants :

$q_2 = \langle \hat{Q}_{20} \rangle$  : élongation totale du noyau

$q_3 = \langle \hat{Q}_{30} \rangle$  : asymétrie en masse

$q_{22} = \langle \hat{Q}_{22} + \hat{Q}_{2,-2} \rangle$  : asymétrie axiale

$q_4 = \langle \hat{Q}_{40} \rangle$  : striction (formation du col)

L'approche BCS self-consistent utilisée dans ce modèle, stipule que l'équilibre stable du système est atteint lorsque les fonctions d'états des particules indépendantes  $|\Phi\rangle$  obéissent au principe variationnel suivant :

$$\delta \left[ \langle \Phi_{\alpha}^0 | \hat{H} - \lambda_Z \hat{Z} - \lambda_N \hat{N} - \sum_j f_j \hat{Q}_j | \Phi_{\alpha}^0 \rangle \right] = 0 \quad (\text{I.29})$$

Où :

$\hat{H}$  est l'hamiltonien nucléaire du système à A nucléons, qui s'écrit généralement sous la forme :

$$\hat{H} = \underbrace{\sum_{i=1}^A \frac{(\mathbf{P}_i)^2}{2m}}_{(1)} - \underbrace{\frac{(\sum_i \mathbf{P}_i)^2}{2Am}}_{(2)} + \underbrace{\sum_{i,j} V_{ij}}_{(3)} \quad (\text{I.30})$$

Avec :

- (1): énergie cinétique intrinsèque totale des A nucléons
- (2): énergie cinétique du centre de masse du système
- (3): potentiel effectif entre les nucléons i et j à l'intérieur du noyau

Les contraintes  $-\lambda_Z \hat{Z}$  et  $-\lambda_N \hat{N}$  définissent respectivement le nombre de proton et de neutrons.

Les contraintes  $-f_j \hat{Q}_j$  définissent les différentes déformations  $q_j$ .

L'interaction utilisée est la force effective D1 de Gogny de portée finie et dépendante de la densité nucléaire. Cette force est la somme d'une force centrale et d'un terme d'interaction spin orbite. L'état dynamique du système entre le point selle et le point de scission est défini comme une succession d'états nucléaires déformés sur la surface d'énergie potentielle (SEP).

Le principe variationnel (I.30) conduit aux équations self consistantes HF+BCS ou HFB qui donnent les états intrinsèques du système; ce sont des états de quasi-particules (q-p) associés à  $\Phi_q^{(0)}$ .

A partir des états de quasi-particules (q, p), l'énergie de déformation nucléaire est donnée par :

$$V(q)^0 = \langle \Phi_q^{(0)} | \hat{H} | \Phi_q^{(0)} \rangle \quad (\text{I.31})$$

En appliquant le principe variationnel dépendant du temps aux fonctions d'ondes  $\Psi$  on obtient :

$$\left[ -\frac{\hbar^2}{2} \sum_{j,k} \frac{\delta}{\delta q_j} (M^{-1})_{j,k} \frac{\delta}{\delta q_k} + V(q)^0 - \Delta V_{(q)} \right] \ddot{F}_0(q_2, q_4, t) = i\hbar \frac{\delta \ddot{F}_0(q_2, q_4, t)}{\delta t} \quad (\text{I.32})$$

Où :

$\ddot{F}_0(q_2, q_4, t)$  est reliée à  $F_0(q, t)$  par une transformation gaussienne.

$M_{j,k}(q)$  : tenseur d'inertie

La surface d'énergie potentielle est représentée par l'énergie de déformation  $V(q)^0$ ; corrigée de l'énergie du point zéro  $\Delta V_{(q)}$ . Cette correction surgit parce que les états déformés  $\Phi_q^{(0)}$  ne sont pas des états propres des opérateurs multipolaires  $\hat{Q}_j$ .

### 2.3.1. Calcul des hauteurs des barrières de fission :

Cette approche microscopique confirme le résultat obtenu par Strutinsky à savoir une barrière à deux maxima pour le système fissionnant  $^{240}\text{Pu}^*$ .

Cependant, les hauteurs des barrières sont plus grandes que celles obtenues expérimentalement, même avec l'introduction de différentes corrections. Une étude comparative de plusieurs types de forces a montré que chaque force donne une hauteur de barrière différente de celles des autres forces.

### 2.3.2. La surface d'énergie potentielle (PES) :

Le modèle macroscopique-microscopique [STR67] a prévu dans l'étude des configurations aux petites élongations l'existence de deux configurations correspondant à deux types de surfaces d'énergie potentielle (PES). Dans l'analyse des solutions de HFB au delà du second point selle, dans le cas du  $^{240}\text{Pu}^*$ , le modèle de Berger retrouve ce phénomène (Figure I.13).

La figure I.13 représente l'énergie potentielle du  $^{240}\text{Pu}^*$  en fonction de l'élongation  $d$  pour deux configurations différentes :

- une configuration à un seul noyau qui peut atteindre des élongations importantes ( $V_1$  sur la figure).
- une configuration à deux fragments séparés ( $V_2$  sur la figure).

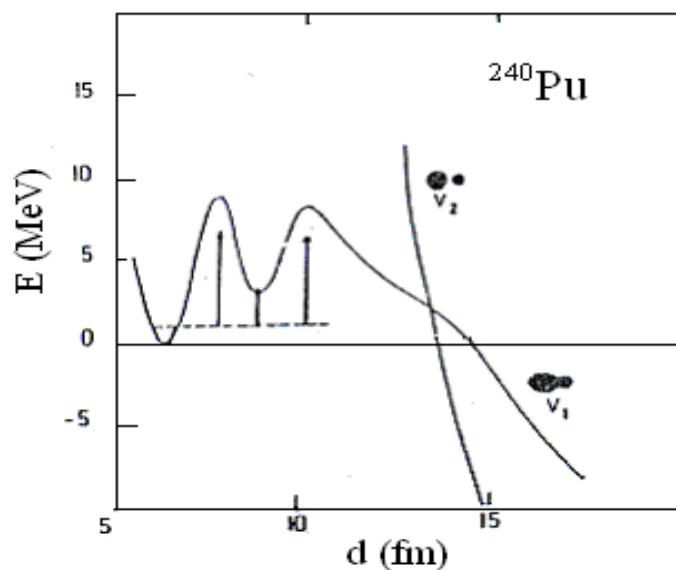


Figure I.13. Courbes d'énergie potentielle correspondant aux deux configurations.

### 2.3.3. Interprétation de la scission :

La figure I.14 représente la surface d'énergie potentielle à deux dimensions  $\langle Q_{30} \rangle$  et  $\langle Q_{20} \rangle$ . Les deux minima A et C indiquent respectivement les déformations de l'état fondamental et de l'état isomérique du noyau  $^{240}\text{Pu}^*$ . Ces déformations sont en accord avec les valeurs expérimentales. Le dernier point selle D mène irréversiblement à la scission du noyau.

Pour les grandes déformations  $\langle Q_{20} \rangle \geq 230$  barn, la surface d'énergie potentielle présente deux nappes différentes  $N_1$  et  $N_2$ . Le système peut donc exister sous forme d'un noyau unique ou sous forme de deux fragments séparés. La transition de la nappe  $N_1$  vers la nappe  $N_2$  traduit le mode de striction. Pour décrire cette transition un moment hexadécapolaire de masse  $\langle Q_{40} \rangle$  ; associé à l'étranglement du système a été alors introduit.

La deuxième difficulté après la reproduction des hauteurs des barrières de fission de cette approche est celle qui consiste à reproduire la scission, qui semble se produire de façon brusque à une faible élongation du noyau.

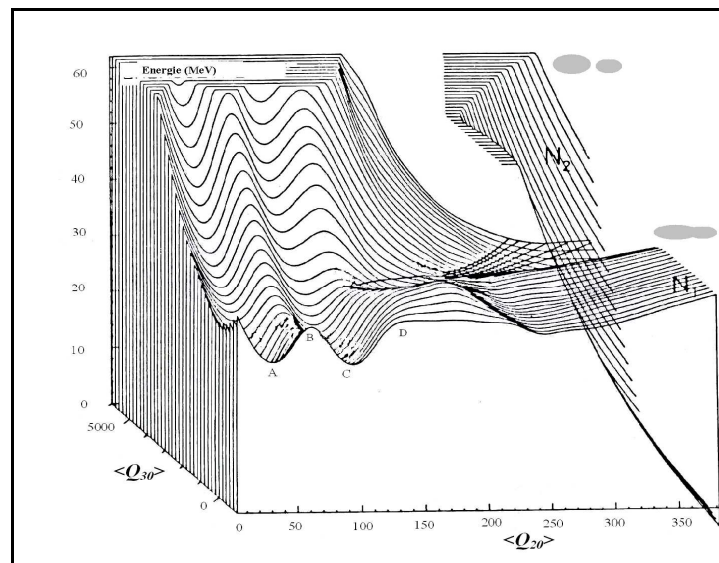


Figure I.14. Représentation de la surface d'énergie potentielle en fonction des contraintes  $\langle Q_{20} \rangle$  et  $\langle Q_{30} \rangle$  du système fissionnant  $^{240}\text{Pu}^*$  [BER89].

La figure I.15 montre la surface de l'énergie potentielle au voisinage de la scission obtenue en contraignant les deux opérateurs  $\langle Q_{20} \rangle$  et  $\langle Q_{40} \rangle$ . Les vallées  $V_1$  et  $V_2$  qui apparaissent appartiennent respectivement aux nappes  $N_1$  et  $N_2$  de la figure I.14, une barrière de scission sépare ces deux vallées, elle disparaît pour les petites  $\langle Q_{20} \rangle < 240$  barns et grandes élongations  $\langle Q_{20} \rangle > 370$  barns.

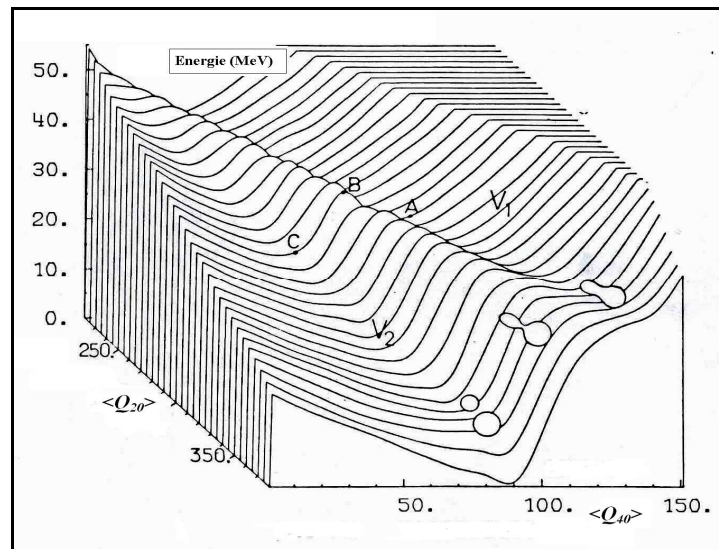


Figure I.15. Surface d'énergie potentielle obtenue en contraignant les moments  $\langle Q_{20} \rangle$  et  $\langle Q_{40} \rangle$  du système fissionnant  $^{240}\text{Pu}^*$  [BER89].

L'énergie cinétique des fragments peut être estimée à partir de l'énergie coulombienne mutuelle  $E_c = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{d}$  à la scission ce qui implique que  $E_c = 185\text{MeV}$  et  $E_{\text{déf}}^* = 34\text{MeV}$  (avec  $d = 17\text{fm}$ ). Ces résultats sont en bon accord avec la valeur expérimental de l'énergie cinétique la plus probable et la valeur de l'énergie d'excitation moyenne des fragments dans la fission du  $^{240}\text{Pu}^*$ . Les valeurs obtenues par ce modèle à faible élongation  $\langle Q_{20} \rangle = 280$  barn à  $d = 15\text{fm}$  correspondent à la fission froide. Ainsi, les auteurs définissent la fission froide comme conséquence de la scission aux faibles élongations à travers la barrière de scission.

### 2.3.4. La dynamique entre le second point selle et le point de scission :

Dans ce modèle, les auteurs ont montré que les excitations des quasi-particules ne pourraient intervenir qu'aux dernières phases de la descente du dernier point selle au point de scission. Ils indiquent également que dans le processus de la fission froide, les brisures de paires de nucléons ne pourraient se produire qu'au moment même de la scission et que cette dernière peut avoir lieu pour de faibles élongations  $\langle Q_{20} \rangle$  situées entre 240 et 280 barns. La scission au point de sortie est le mode de scission le plus probable. La dynamique de la descente du second point selle au point de scission dans ce modèle semble être essentiellement de nature superfluide et les excitations de quasi particules ne se produisent qu'à un stade tardif de la descente. La technique de HFB avec contrainte a montré le rôle important que joue la variable de striction dans l'explication du passage d'une configuration non fragmentée à une configuration fragmentée.

## 2.4. Modèle de brisure de paires de Nifenecker et collaborateurs:

Dans le modèle de brisure de paires proposé par Nifenecker et collaborateurs [NIF82], deux mécanismes de rupture de paires indépendants sont considérés (figure I.16) :

- dans le premier, les paires sont brisées au point selle ou pendant le mouvement du noyau entre le dernier point selle et le point de scission. Les deux nucléons de la paire brisée sont supposés se localiser indépendamment sur les deux fragments naissants.
- dans le deuxième, les paires sont brisées au point de scission (durant la rupture du col). Les nucléons de la paire brisée sont supposés se retrouver dans deux fragments différents après scission.

La probabilité de rupture de paires est indépendante du nombre de paires brisées; mais dépend de l'endroit où la paire se brise (point selle ou point de scission). Il est aussi supposé que toute l'énergie d'excitation du système fissionnant au point selle est utilisée pour briser des paires de nucléons.

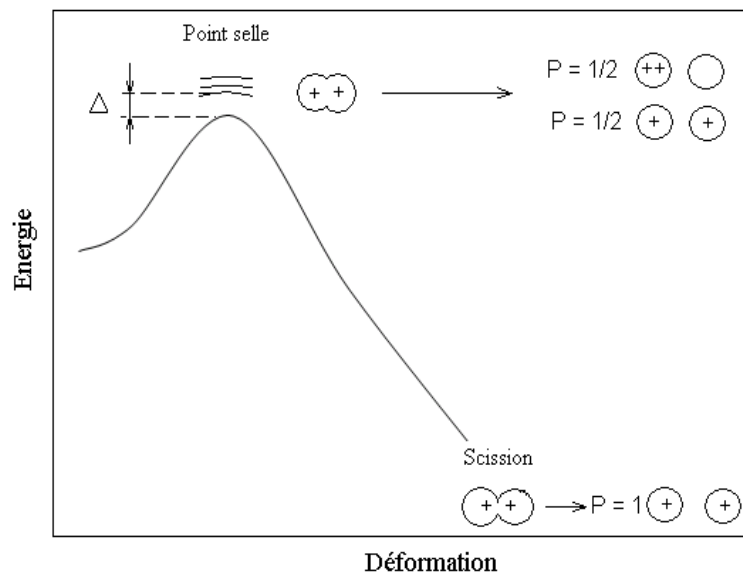


Figure I.16. Représentation schématique des deux mécanismes de brisures de paires.

### 2.4.1. Effet de parité en charge :

Considérons le cas où une seule paire de protons est brisée par l'un des deux mécanismes. Les probabilités de détecter une division impaire-impair et paire-paire en charge sont données respectivement par les expressions I.33 et I.34:

$$P_o = p q \varepsilon \quad (I.33)$$

$$P_e = 1 - p q \varepsilon \quad (I.34)$$

Avec :

$q$ : probabilité de briser une paire de nucléons.

$P$  : probabilité pour que les nucléons appartenant à la paire brisée se retrouvent dans deux fragments différents.

$\varepsilon$  : probabilité pour que la paire brisée soit une paire de protons.

L'effet de parité en charge  $\delta_Z$  est donc donné par:

$$\delta_Z = P_e - P_o = 1 - 2 p q \varepsilon \quad (\text{I.35})$$

Dans le cas où les deux mécanismes entrent en jeu, l'effet de parité en charge global est donné par :

$$\delta_Z = \delta_1 \delta_2 = (1 - 2p_1 q_1 \varepsilon_1) (1 - 2p_2 q_2 \varepsilon_2) \quad (\text{I.36})$$

L'indice 1 réfère au mécanisme de brisure de paires au point selle et l'indice 2 à celui relatif au point de scission.

Enfin, dans le cas où plusieurs paires de nucléons sont brisées au point selle et au point de scission, l'effet de parité moyen en charge est donné par l'expression suivante :

$$\delta_Z = (1 - 2p_1 q_1 \varepsilon_1)^{N_1} (1 - 2p_2 q_2 \varepsilon_2)^{N_2} \quad (\text{I.37})$$

Avec :

$N_1$  : nombre maximum de paires de nucléons brisées au point selle.

$N_2$  : nombre maximum de paires de nucléons brisées au point de scission.

La probabilité  $p$  est intimement liée au mécanisme de brisure de paires considéré. Pour une brisure de paire au point selle, les nucléons se repartissent de manière équiprobable sur les deux fragments, on a  $p_1 = 0.5$ . De plus, le modèle suppose que l'énergie nécessaire pour la brisure d'une paire de nucléons est prise au détriment de l'énergie d'excitation du noyau composé. Au point de scission, la brisure de paires ayant lieu au cours de la rupture brutale du col, les nucléons appartenant à la paire brisée se retrouvent dans deux fragments différents ainsi le paramètre  $p_2$  est fixé à 1 (voir figure I.16). L'énergie nécessaire à la brisure de paires est fournie par l'énergie cinétique de pré-scission.

Le modèle fixe  $q_2 = 0.5$  et les probabilités pour que la paire brisée soit une paire de protons telles que au point selle  $\varepsilon_1 = Z_F/A_F \approx 0.4$  et au point de scission  $\varepsilon_2 \approx 0.3$  [NIF82]. Les paramètres restants dépendent du système fissionnant étudié. Au point selle, la totalité de l'énergie d'excitation disponible  $E^*$  est utilisée pour les brisures de paires de nucléons ; on a  $E^* \geq 2 N_1 \Delta$ .

L'expression de l'effet de parité moyen en charge peut être réécrite comme :

$$\delta_Z = (1 - 0.4q_1)^{N_1} (0.7)^{N_2} \quad (\text{I.38})$$

### 2.4.2. Effet de parité en énergie cinétique :

Nifenecker et collaborateurs [NIF82], montrent que les effets pairs-impairs en charge et en énergie cinétique sont corrélés. L'effet de parité en énergie cinétique totale  $\Delta E_K$ , donné par la différence entre les énergies cinétiques totales moyennes des charges paires et impaires, est :

$$\Delta E_K = (2\overline{E_{qp}}) 2 N_2 q_2 (1-q_2) \frac{\delta_Z}{1-\delta_Z^2} \frac{2p_2 \varepsilon_2}{(1-2p_2 q_2 \varepsilon_2)} \quad (I.39)$$

Avec :

$2\overline{E_{qp}} = \Delta$  est l'énergie nécessaire à la création de deux quasi-particules.

Au point selle  $2\overline{E_{qp}} = 1.7 \text{ MeV}$

Au point de scission  $2\overline{E_{qp}} = 2.4 \text{ MeV}$ .

L'effet de parité en énergie cinétique est indépendant du nombre de paires brisées au point selle. Ceci s'explique par le fait, que l'énergie nécessaire à la brisure d'une paire de nucléons au point selle est prise au détriment de l'énergie d'excitation du noyau fissionnant, par contre au point de scission, elle provient de l'énergie cinétique de pré-scission des fragments naissants.

Tenant compte des différents paramètres du modèle, on a :

$$\Delta E_K \text{ (MeV)} = \frac{3}{7} \frac{\delta_Z}{1-\delta_Z^2} N_2 (2\overline{E_{qp}}) \quad (I.40)$$

### 2.4.3. Energie dissipée :

Dans ce modèle, l'énergie dissipée au cours du mouvement du noyau entre le dernier point selle et le point de scission  $E_{diss}$  est donnée par:

$$E_{diss} = 2 \overline{E_{qp}} N q \quad (I.41)$$

Avec :

$N$  et  $q$  sont respectivement le nombre maximum de paires brisées et la probabilité de brisure d'une paire de nucléons.

Le nombre maximum de paires brisées  $N$  peut être déduit, pour chaque système fissionnant, des valeurs expérimentales de l'effet de parité en charge  $\delta_Z$  de la relation:

$$\delta_Z = (1-2pq\varepsilon)^N \quad (I.42)$$

Les paramètres sont tels  $p = q = 1/2$  et  $\varepsilon = 0.4$ . On a finalement :

$$N_1 = -4.48 \ln \delta_Z \quad (I.43)$$

On remplace  $N$  dans l'expression (I.41) pour remonter à l'énergie dissipée  $E_{\text{diss}}$  au point selle comme suit [GON90]:

$$E_{\text{diss}} \approx -4 \ln \delta_Z \quad (\text{I.44})$$

## 2.5. Modèle de Rejmund et collaborateurs (modèle superfluide):

Ce modèle [REJ00] considère le système fissionnant comme formé de deux sous systèmes de protons et de neutrons avec une probabilité importante pour que l'énergie d'excitation soit localisée sur un seul sous système et que l'autre sous système garde sa configuration de nucléons appariés. La probabilité d'existence d'une configuration complètement appariée en protons ( $n_Z = 0$ ) dans un noyau excité peut être définie sur la base de considérations statistiques comme suit :

$$P_0^Z(\mathbf{U}) = \frac{\sum_{n_Z=0, n_N} \rho_{n_Z, n_N}(\mathbf{U})}{\sum_{n_Z, n_N} \rho_{n_Z, n_N}(\mathbf{U})} \quad (\text{I.45})$$

Avec :

$\rho_{n_Z, n_N}(\mathbf{U})$ : Densité de niveaux de  $n_Z$  et  $n_N$  excitations de quasi-particules respectivement de protons et de neutrons à l'énergie  $U$ .

La somme dans le numérateur de l'expression (I.45) englobe toutes les excitations possibles de neutrons et la somme dans le dénominateur inclut toutes les excitations possibles de neutrons et de protons. La probabilité d'existence d'une configuration complètement appariée en neutrons est formulée d'une manière analogue à celle en protons.

La densité de niveau  $\rho_{n_Z, n_N}(\mathbf{U})$  des excitations de quasi-particules dans un système fissionnant de  $Z_F$  pair; composé de deux sous systèmes de protons et de neutrons est donnée par :

$$\rho_{n_Z, n_N}(\mathbf{U}) = \frac{(g_Z^{n_Z} + g_N^{n_N}) \left[ U - \sum_i (P_{n_i}^{\text{pair}} + \Pi_{n_i}) \right]^{n_Z + n_N - 1}}{(n_Z + n_N - 1)! [(n_Z/2)!]^2} \times \begin{cases} [(n_N/2)!]^2 & \text{(a)} \\ [((n_N+1)/2)!]^{-1} \times [((n_N-1)/2)!]^{-1} & \text{(b)} \end{cases} \quad (\text{I.46})$$

(a): cas d'un noyau de nombre de neutrons pair

(b): cas d'un noyau de nombre de neutrons impair

$\Pi_n$  : terme correctif qui tient compte de l'influence du principe d'exclusion de Pauli sur les excitations nucléaires (le principe d'exclusion de Pauli réduit le nombre d'excitation).

$g_Z^{n_Z}$ ,  $g_N^{n_N}$  : sont respectivement les densités des états à particules individuelles (protons et neutrons) près du niveau de fermi de  $n_Z$  et  $n_N$  excitations de quasi-particules .

$P_{n_\tau}^{\text{pair}}$  : terme correctif qui explicite la dépendance du gap d'appariement de l'énergie  $U$  tel que :

$$P_{n_\tau}^{\text{pair}} = g_\tau \left[ \frac{1}{4} (\Delta_{0\tau}^2 - \Delta_{n_\tau}^2 (U_\tau)) \right]$$

$\tau$  : désigne les sous système de neutrons ou de protons.

$\Delta_{0\tau}$  : gap d'appariement de l'état fondamental donné par

$$\Delta_{0\tau} (\text{MeV}) = \frac{3.2}{N_\tau^{1/3}}$$

$N_\tau$  : nombre de protons ou de neutrons

$\Delta_n$  : gap d'appariement en présence des excitations de quasi-particules.

La densité d'état à particule individuelle  $g_\tau$  est donnée par :

$$g_\tau (\text{MeV}^{-1}) = \frac{N_\tau}{15} \quad (\text{I.47})$$

Dans l'approche d'Ignatyuk et collaborateurs, la fonction de corrélation  $\Delta_n$  dépend du nombre de quasi-particules  $n$  excitées et de l'énergie d'excitation  $U$ . La densité de niveaux est alors donnée par :

$$\rho_n (U) = \frac{g^n}{[(\frac{n}{2})!]^2 (n-1)!} \left[ U - \frac{1}{4} g (\Delta_0^2 - \Delta_n^2) - \Pi_n \right]^{n-1} \quad (\text{I.48})$$

L'énergie seuil  $U_{\text{th}}$  au-dessus de laquelle des excitations de quasi-particules peuvent exister est donnée par :

$$\frac{U_{\text{th}}}{C} = \begin{cases} 3.144 \left( \frac{n}{n_c} \right) - 1.234 \left( \frac{n}{n_c} \right)^2 & \text{pour } \frac{n}{n_c} < 0.424 \\ 1 + 0.617 \left( \frac{n}{n_c} \right)^2 & \text{pour } \frac{n}{n_c} > 0.424 \end{cases} \quad (\text{I.49})$$

Où :

$C = \frac{g\Delta_0^2}{4}$  : énergie de condensation

$n_c = 0.791 g \Delta_0$  : nombre de quasi-particules excitées

L'énergie nécessaire à l'excitation des quasi-particules  $n$  n'est pas exactement égale à  $2\Delta_0$ , la dépendance du gap d'appariement  $\Delta_n$  de l'énergie  $U$  en présence des excitations de quasi-particules peut être paramétrisée sous la forme :

$$\frac{\Delta_n}{\Delta_0} = \begin{cases} 0.996 - \frac{2.36 \left( \frac{n}{n_c} \right)^{1.57}}{\left( \frac{U}{C} \right)^{0.76}} & \text{pour } \frac{U^3}{C} 1.03 + 2.07 \left( \frac{n}{n_c} \right)^{2.91} \\ 0 & \text{en dehors} \end{cases} \quad (\text{I.50})$$

Pour comprendre l'influence de la densité des états des particules individuelles  $g_\tau$  sur l'effet pair impair, les auteurs utilisent dans leurs calculs une expression plus réaliste de la densité :

$$g_\tau (\text{MeV}^{-1}) = \frac{1}{15} \frac{N_\tau^{1/3} A^{2/3}}{2^{2/3}} \quad (\text{I.51})$$

### 2.5.1. Au point selle:

La figure I.17, donne l'évolution des probabilités  $P_0^Z(U)$  et  $P_0^N(U)$  qui représentent respectivement ; la probabilité d'existence d'une configuration complètement appariée en protons et en neutrons dans le noyau excité en fonction de l'énergie d'excitation au dernier point selle  $U_{\text{sad}}$ .

Pour une énergie d'excitation du noyau fissionnant au point selle inférieure à l'énergie d'excitation de deux quasi-particules  $2\Delta_0$ , le noyau subit une fission dans une configuration complètement appariée. A une énergie d'excitation au point selle supérieure à  $2\Delta_{0P}$  (énergie nécessaire à la rupture d'une paire de protons) mais qui reste inférieure à  $2\Delta_{0N}$  (énergie nécessaire à la rupture d'une paire de neutrons), la probabilité  $P_0^Z(U)$  d'existence d'une configuration complètement appariée en protons ( $n_Z = 0$ ) dans un noyau diminue rapidement, puis augmente brutalement lorsque cette énergie excède  $2\Delta_{0N}$ .

La probabilité  $P_0^N(U)$  d'existence d'une configuration complètement appariée en neutrons ( $n_N = 0$ ) est définie de la même manière que  $P_0^Z(U)$ . D'après la figure I.17  $P_0^N(U)$  diminue plus rapidement que  $P_0^Z(U)$ . Cette propriété est une conséquence directe d'une contribution plus élevée des excitations de neutrons à la densité totale de niveaux  $\rho_{n_Z, n_N}(U)$ .

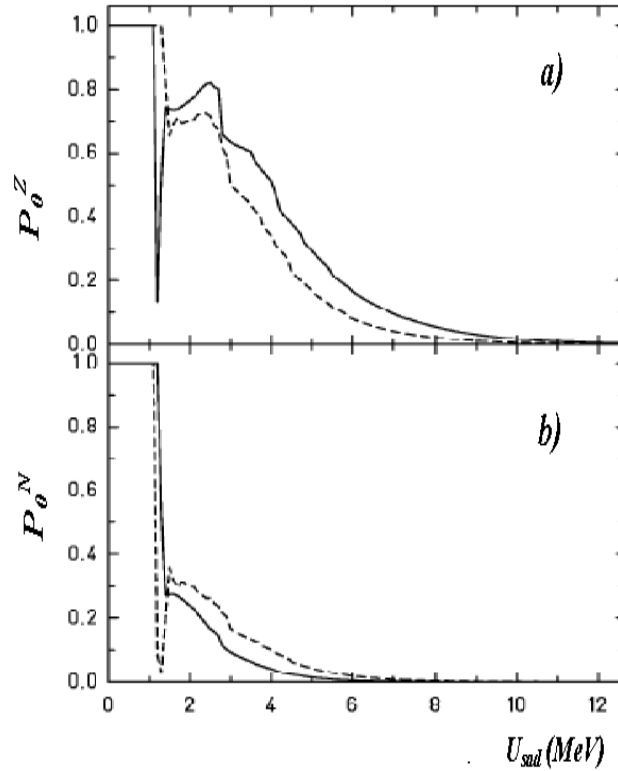


Figure I.17. Evolution de  $P_0^Z$  (a) et  $P_0^N$  (b) avec  $U_{\text{sad}}$  pour le système fissionnant  $^{232}\text{Th}^*$  [REJ00].  
 ---- Probabilité utilisant l'expression (1.48)  
 — Probabilité utilisant l'expression (1.52)

### 2.5.2. Au point de scission:

L'évolution des probabilités  $P_0^Z(U)$  et  $P_0^N(U)$  d'existence d'une configuration complètement appariée en proton et en neutron respectivement en fonction de l'énergie d'excitation intrinsèque au point de scission  $E_{\text{sci}}$  est donnée par la figure I.18 en utilisant l'expression (I.51) de la densité d'état à particules individuelles.

La fonction de corrélation  $\Delta_n$  a été reconsidérée dans ce modèle, elle prend des valeurs 15% plus élevées au point selle qu'à l'état fondamental. Cette augmentation de  $\Delta_n$  rend la diminution des probabilités de configurations complètement appariées  $P_0^Z(U)$  et  $P_0^N(U)$  plus lente, de ce fait les courbes de la figure I.18 diminuent plus lentement que celles de la figure I.17.

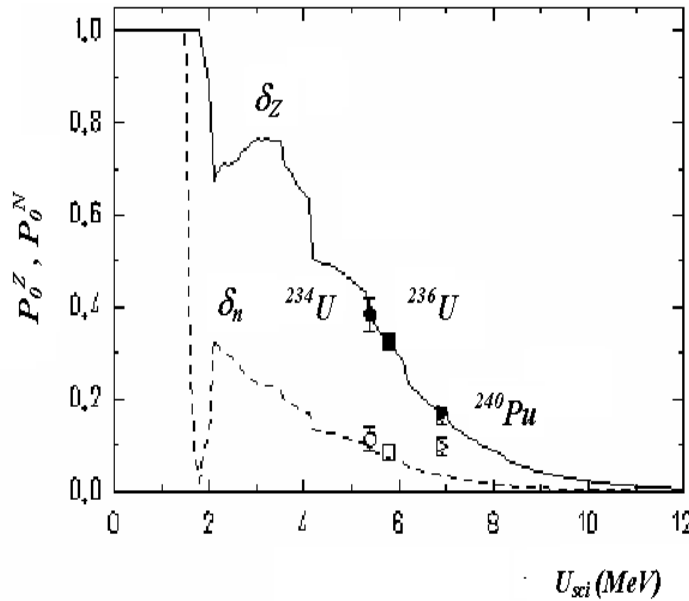


Figure I.18: variation de  $P_0^Z$  (ligne continue) et de  $P_0^N$  (ligne discontinue) en fonction de l'énergie d'excitation intrinsèque au point de scission  $U_{sci}$ .  $\delta_Z$  (symboles vides) et  $\delta_n$  (symboles pleins) (mesuré à haute énergie cinétique)

### 2.5.3. Effet de parité en proton $\delta_Z$ et en neutron $\delta_n$ :

Dans les noyaux lourds, le nombre de neutrons est plus important que le nombre de protons. Comme la densité de niveaux à particule indépendante de neutron est plus élevée que celle de proton, la densité de niveaux nucléaires du sous système de neutrons croit fortement avec l'augmentation du nombre de quasi-particules excitées que le sous système de protons (expression (I.48)), ainsi le poids statistique des excitations en neutrons ( $n_Z=0$ ) est plus grand que le poids statistique des excitations en protons ( $n_N=0$ ), d'où un effet de parité en proton qui diminue plus lentement que l'effet de parité en neutron (figure I.18) .

Ce modèle, reproduit bien la différence entre les valeurs expérimentales de l'effet pair impair en proton  $\delta_Z$  et en neutron  $\delta_n$ .

### 2.5. 4. Energie dissipée dans la transition point selle –point de scission :

Le gain en énergie potentielle  $\Delta V$  entre le dernier point selle et le point de scission augmente avec l'augmentation du paramètre coulombien  $Z_C$  du noyau fissionnant [ASG93] comme suit :

$$\Delta V = E_{ss} = 0.0796 Z_C - 92.65 \quad (I.52)$$

IL est difficile d'estimer la fraction de ce gain  $\Delta V$  qui est transformée en énergie d'excitation intrinsèque au point de scission  $E_{diss}$ .

La figure I.19 donne l'évolution de l'effet de parité en charge et de  $E_{diss}$  en fonction du paramètre coulombien  $Z_C$  et illustre une comparaison entre  $E_{diss}$  et  $\Delta V$ . Cette figure montre; que la quantité d'énergie dissipée entre le dernier point selle et le point de scission qui est convertie en énergie d'excitation intrinsèque, au point de scission, est de l'ordre de 40%.

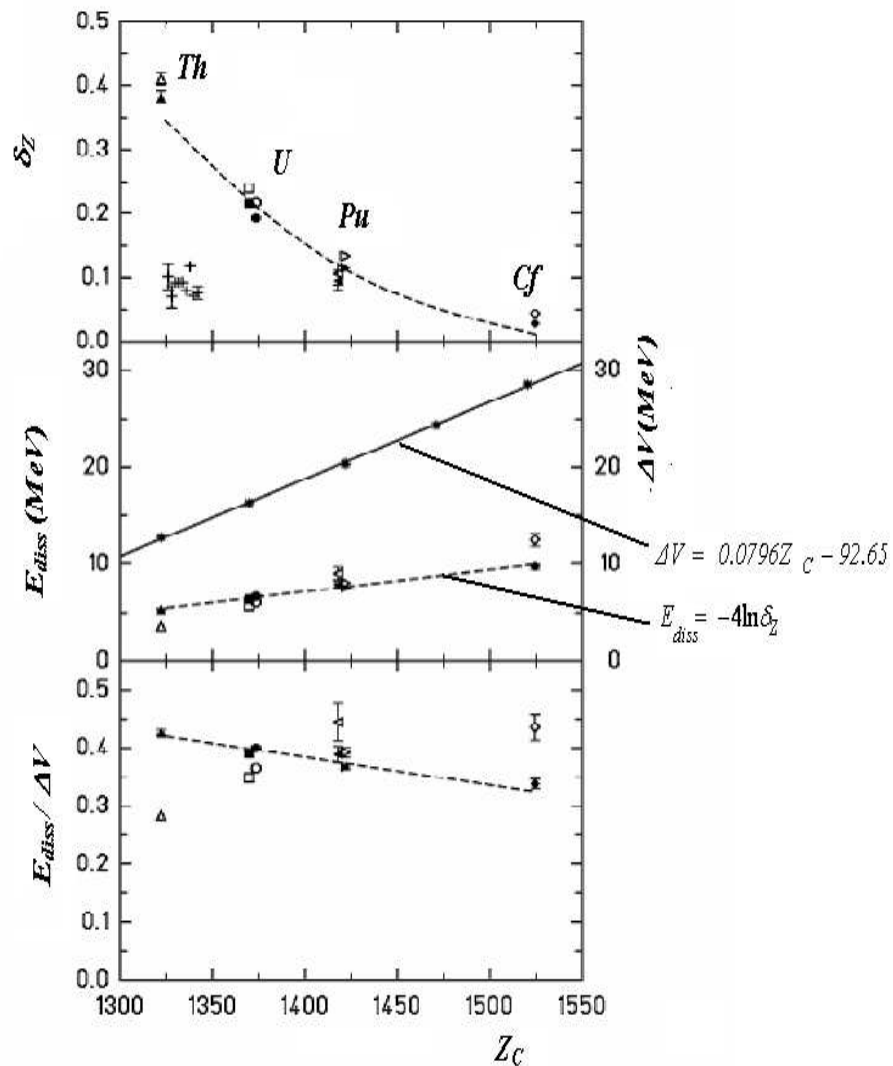


Figure I.19. Comparaison de l'énergie dissipée entre le dernier point selle et le point de scission  $\Delta V$  et de l'énergie d'excitation intrinsèque au point de scission  $E_{diss}$  [REJ00].

### 2.5.5. Evolution de $\delta_Z$ en fonction de $U_{\text{sad}}$ :

Les prédictions de ce modèle, concernant la dépendance de l'effet pair impair en charge de l'énergie d'excitation au dernier point selle, sont comparées avec les données expérimentales (voir figure I.20). Cette figure montre que; tant que l'énergie d'excitation du noyau au dernier point selle est inférieure à l'énergie nécessaire à la création de deux quasi-particules en ce point, l'effet de parité en charge reste constant puis diminue rapidement pour des énergies plus élevées.

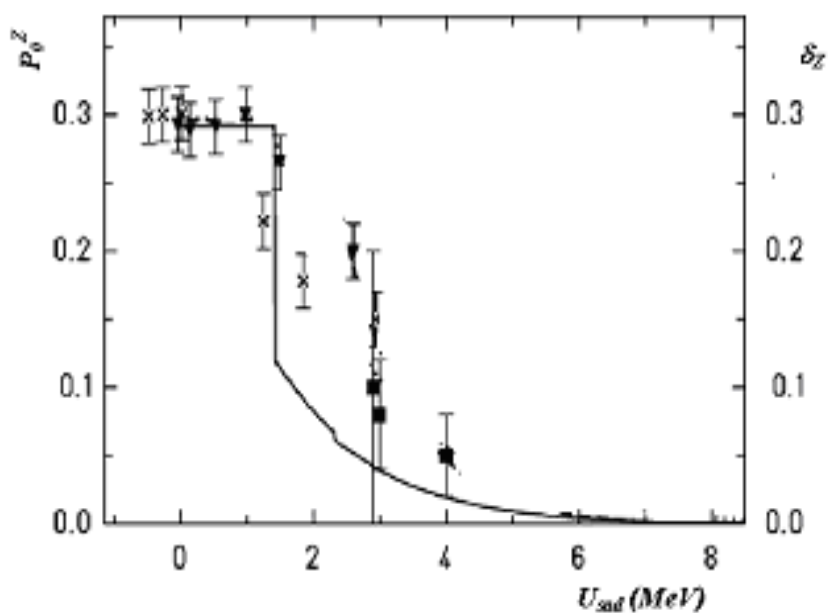


Figure I.20 : Comparaison de  $P_0^Z$  calculées par le modèle avec les données expérimentales de  $\delta_Z$  pour les noyaux fissionnants  $^{238}\text{U}^*$  (triangles),  $^{236}\text{U}^*$  (carrés) et  $^{232}\text{Th}^*$  (Croix) [REJ00].  
— Prévisions du modèle.

# Chapitre II

## Techniques Expérimentales

## Techniques expérimentales

Un évènement de fission binaire est bien déterminé lorsque le nombre de masse  $A$ , le nombre de charge  $Z$  et l'énergie cinétique  $E_K$  des fragments de fission sont connus. On donne dans ce chapitre, un bref aperçu des méthodes expérimentales utilisées pour la mesure de ces observables indispensables à l'identification des événements de fission.

Les grandeurs physiques mesurables, telles que la masse et l'énergie cinétique à l'exception de la charge, sont affectées par l'évaporation des neutrons. Ainsi, les quantités auxquelles on accède expérimentalement sont des grandeurs des fragments secondaires ; celles des fragments primaires sont difficilement accessibles à la mesure.

La probabilité relative de formation d'un fragment de masse  $A$  et de charge  $Z$  dans une réaction de fission donnée est noté  $Y(A, Z)$ , le rendement total est obtenu à partir de la distribution  $Y(A, Z)$  par sommation sur toutes les masses  $A$  et les charges  $Z$ , il est normalisé à 200% dans le cas d'une fission binaire.

### 1. Méthodes radiochimiques :

La procédure standard des méthodes radiochimiques, consiste en la collecte des fragments de fission dans un échantillon et de procéder à une séparation chimique. Au début, seuls les rendements cumulatifs ont été obtenus et ont permis la détermination de la distribution en masse. Les distributions en charge ne peuvent être obtenues qu'à partir des rendements indépendants; cela exige la mesure des rendements de fragments dont les durées de vie sont très courtes. Cela a été possible grâce à la connaissance des schémas de désintégration loin de la ligne de stabilité et des temps de transfert très courts atteints par la mise en œuvre de transferts pneumatiques rapides.

Notons enfin que ces méthodes ne donnent aucune information sur l'énergie cinétique des fragments. Toutefois, les méthodes radiochimiques ont été les premières à être mises en œuvre et ont largement contribué à l'évaluation des rendements en masse et en charge des produits de fission.

Les avantages de ces méthodes sont :

- la bonne résolution en masse et en charge.
- la possibilité de déterminer des éléments en quantité infinitésimale dans la cible, ce qui est capital dans la détection d'événements rares.

## 2. Les méthodes physiques :

Les méthodes physiques, plus récentes, permettent la mesure simultanée de l'énergie cinétique, de la masse et de la charge du fragment de fission. Ces méthodes mettent en jeu essentiellement la mesure des énergies et la perte d'énergie des fragments de fission à la traversée de la matière. Elles sont quelque fois combinées à la détection des rayonnements X et  $\gamma$  des fragments pendant leurs prompts désexcitations.

### 2.1. Identification de la masse du fragment de fission :

Dans une réaction de fission, les fragments complémentaires sont émis dans deux directions opposées dans le référentiel du laboratoire. Ainsi, des techniques expérimentales adéquates ont été conçues pour des mesures simultanées de l'énergie cinétique « méthode de double énergie » ou de la vitesse « méthode de double temps de vol » des deux fragments naissants. Ces méthodes permettent la mesure des masses des fragments de fission.

#### 2.1.1. Méthodes de double énergie:

Dans la technique de double énergie, on associe des détecteurs à barrière de surface adaptés aux fragments de fission à des dispositifs de coïncidences; placés symétriquement afin de sélectionner les fragments issus d'un même événement de fission.

Les énergies des fragments mesurées après l'évaporation des neutrons obéissent aux lois de conservation de la masse et de la quantité de mouvement :

$$m_L + m_H = m_F \quad (\text{II.1})$$

Et

$$m_L E_L = m_H E_H \quad (\text{II.2})$$

Où  $(m_L, E_L)$  et  $(m_H, E_H)$  sont respectivement les masses et les énergies cinétiques des fragments secondaire léger (Light) et lourd (Heavy);  $m_F$  donne la masse du noyau fissionnant.

Des équations (II.1) et (II.2), la masse du fragment léger  $m_L$  est donnée par :

$$m_L = m_F \left( \frac{E_H}{E_L + E_H} \right) \quad (\text{II.3})$$

### 2.1.2. Méthodes de double temps de vol :

La méthode de double temps de vol consiste en l'évaluation des vitesses des fragments complémentaires d'une réaction de fission. Un détecteur start et un autre stop placés sur les trajets des deux fragments permettent la mesure des temps de vol (TOF). La masse et l'énergie cinétique des fragments sont obtenues à partir des lois de conservations de la masse et de la quantité de mouvement. Les quantités évaluées dans ce cas sont des quantités primaires; vu la conservation de la vitesse des fragments en moyenne dans le centre de masse après l'évaporation des neutrons.

### 2.2. Spectrométrie de masse:

Les spectromètres de masse permettent la mesure des caractéristiques des fragments de fission avec de bonnes performances. L'analyse des produits de fission se fait par déflexion magnétique suivie d'une déflexion électrique. Pour un couple donné de champs magnétique et électrique les fragments de fission sont séparés en fonction de leur rapport  $\frac{A}{q}$  et  $\frac{E}{q}$  où A, q et E sont respectivement la masse, la charge ionique et l'énergie cinétique.

## 3. Les techniques d'identification de la charge nucléaire :

### 3.1. Séparation des charges nucléaires par ralentissement :

Lorsqu'une particule chargée traverse un milieu matériel solide ou gazeux, elle perd son énergie par collisions électroniques et nucléaires avec les atomes de ce dernier. Deux méthodes sont utilisées pour la mesure de la perte d'énergie : la première est basée sur la mesure directe de la perte d'énergie dans le milieu " méthode du  $\Delta E$  actif " et la deuxième sur la mesure des énergies résiduelles  $E_R$  des fragments après leurs traversée du milieu ralentisseur ; il s'agit de " méthode  $\Delta E$  passif "

- méthode du  $\Delta E$  actif : l'énergie perdue  $\Delta E$  par le fragment dans un absorbeur et l'énergie résiduelle  $E_R$  sont mesurées en coïncidence en mettant en œuvre une chambre d'ionisation ( $\Delta E$ -E) ou un télescope constitué des détecteurs à barrière de surface
- méthode du  $\Delta E$  passif: les fragments de fission perdent environ 60% de leurs énergies en traversant un absorbeur solide. Seule, l'énergie résiduelle est mesurée par une chambre d'ionisation où un détecteur à barrière de surface placés directement derrière l'absorbeur.

Ces méthodes ont permis d'étudier les distributions en charges et les effets pair-impairs observés dans la majorité des noyaux actinides.

### **3.2. Mesure directe du parcours des fragments :**

Cette méthode est basée sur la mesure de la différence des parcours des ions dans le gaz de la chambre d'ionisation. Pour des ions incidents de masses et d'énergies données, les parcours ne dépendent que de leurs charges nucléaires. Plus la charge nucléaire de l'ion est élevée plus son parcours dans la chambre d'ionisation est faible.

Les méthodes physiques sont utilisées dans la conception de spectromètres de masse, qui ont largement contribué à l'étude du mécanisme de la fission nucléaire. Parmi ces dispositifs on peut citer le spectromètre COSI-FAN-TUTE [BOU92] installé auprès du réacteur nucléaire de l'Institut Laue Langevin (ILL) [MOL75] à Grenoble, qui permet d'obtenir une large gamme de caractéristiques des fragments de fission légers. Un dispositif de temps de vol et une chambre d'ionisation installés sur le parcours des fragments mesurent respectivement et simultanément leur vitesse et leur énergie cinétique.

# Chapitre III

## Modélisation et Discussion des Résultats

## 1. Effets de parité moyens.

Nous discutons dans cette première partie du travail, l'ensemble des résultats expérimentaux relatifs aux effets de parité moyens en charge et en énergie cinétique dans la fission des actinides à basse énergie dans le cadre d'un modèle que nous déduisons dérivant directement du modèle de brisure de paires de Nifenecker et collaborateurs [NIF82].

### 1.1. Effet de parité moyen en charge.

Le tableau III.1 donne les résultats expérimentaux disponibles dans la littérature de l'effet de parité en proton  $\delta_Z$ . Notons que l'ensemble des systèmes fissionnants sont de numéros atomiques pairs. On observe systématiquement en allant du Th au Cf une diminution monotone de l'effet de parité  $\delta_Z$  quand la charge  $Z_F$  du système fissionnant augmente. Cet effet de parité en charge  $\delta_Z$  est élevé pour les isotopes du Th, intermédiaire pour ceux de U et très faibles dans le cas du Cf ; dans la fission induite par neutrons thermiques,  $\delta_Z$  est de 40% pour le  $^{230}\text{Th}^*$ , de 23.7 % pour le  $^{236}\text{U}^*$  et chute à 4.6% pour le  $^{250}\text{Cf}^*$ . La figure III.1 donne l'effet de parité en charge  $\delta_Z$  en fonction du paramètre coulombien  $Z_C = \frac{Z_F^2}{A_F^{1/3}}$  et du paramètre de fissibilité effective  $\chi_{\text{eff}}$ .

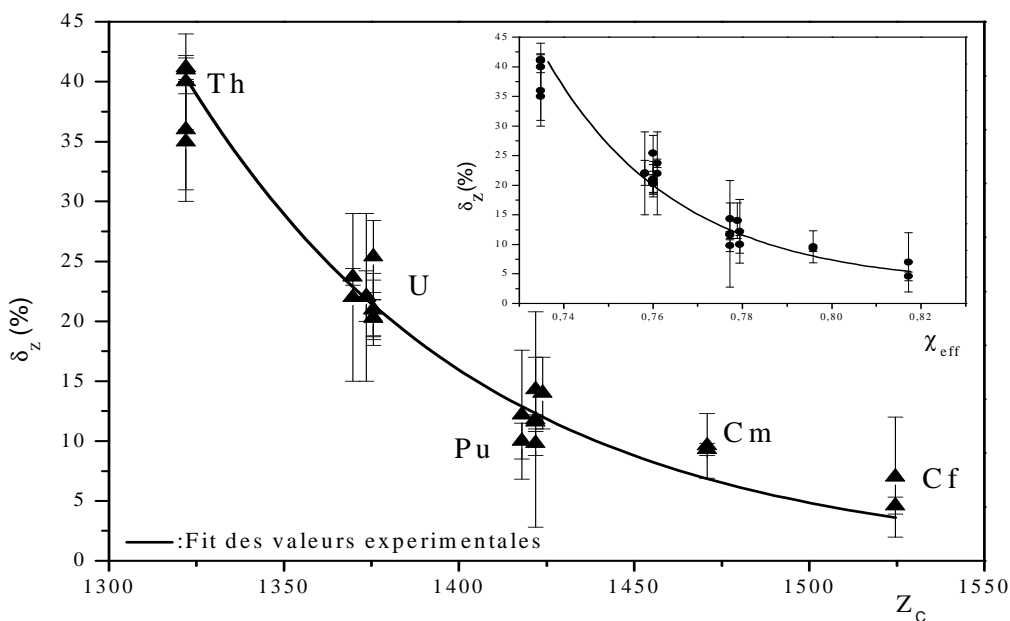


Figure III.1. Evolution de l'effet de parité en charge  $\delta_Z$  en fonction du paramètre coulombien  $Z_C$  et du paramètre de fissibilité effective  $\chi_{\text{eff}}$ .

Tableau III.1 : Effet de parité en charge  $\delta_z$  disponibles dans la littérature.  
 $Z_F$  : numéro atomique du système fissionnant,  $\langle\sigma_z^2\rangle$ : variance isobarique.

Noyau fissionnant	$Z_F$	$\delta_z(\%)$	$\langle\sigma_z^2\rangle$	Références
$^{230}\text{Th}^*$	90	41.00±1.00	0.32±0.02	[DJE94]
$^{230}\text{Th}^*$	90	41.20±1.00	0.32±0.02	[BOC90]
$^{230}\text{Th}^*$	90	40.00±4.00		[DJE85]
$^{230}\text{Th}^*$	90	40.00±1.00	0.33±0.02	[BOU92]
$^{230}\text{Th}^*$	90	36.00±5.00		[HAD02]
$^{230}\text{Th}^*$	90	35.00±5.00		[MAR81-a]
$^{233}\text{U}^*$	92	21.00±3.00		[DJE85]
$^{233}\text{U}^*$	92	25.40±3.00		[HAD02]
$^{233}\text{U}^*$	92	20.95±2.50		[MED97]
$^{233}\text{U}^*$	92	20.24±1.54	0.40±0.01	[BOU92]
$^{233}\text{U}^*$	92	20.30±1.50		[KAU92]
$^{234}\text{U}^*$	92	22.00±7.00		[AMI77]
$^{234}\text{U}^*$	92	22.10±2.10	0.40±0.02	[QUA83]
$^{236}\text{U}^*$	92	23.70±0.70	0.40±0.05	[LAN80]
$^{236}\text{U}^*$	92	22.00±7.00		[AMI77]
$^{239}\text{Pu}^*$	94	14.00±3.00		[HAD02]
$^{240}\text{Pu}^*$	94	11.60±0.60	0.40±0.05	[SCH84]
$^{240}\text{Pu}^*$	94	11.80±9.00		[NAI97]
$^{240}\text{Pu}^*$	94	11.80±0.30	0.42±0.02	[BOU92]
$^{240}\text{Pu}^*$	94	14.30±2.70	0.40±0.05	[GUE83]
$^{240}\text{Pu}^*$	94	9.80±1.00		[KAU92]
$^{242}\text{Pu}^*$	94	10.00±1.50		[SCH88]
$^{242}\text{Pu}^*$	94	12.20±5.40		[NAI97]
$^{246}\text{Cm}^*$	96	9.30±0.50	0.64±0.07	[ROC02]
$^{246}\text{Cm}^*$	96	9.60±2.70		[NAI97]
$^{250}\text{Cf}^*$	98	4.60±0.70	0.48±0.03	[DJE94]
$^{250}\text{Cf}^*$	98	7.00±5.00		[NAI97]

Le paramètre coulombien  $Z_C$  est mieux adapté que la fissibilité  $\chi$  pour représenter l'évolution de  $\delta_Z$  dans la systématique. L'évolution de l'effet de parité en charge  $\delta_Z$  en fonction du paramètre coulombien  $Z_C$  est bien représentée par la loi exponentielle suivante :

$$\delta_Z (\%) = 100 \times \exp[-A(Z_C - Z_0)] \quad (\text{III.1})$$

Le fit des valeurs expérimentales disponibles dans la littérature donne :  $A = (0.0110 \pm 0.0005)$ ,  
 $Z_0 = (1235.8 \pm 4.7)$

D'après cette expression un effet de parité de 100% devrait être observé pour un noyau de  $Z_C = Z_0 = 1235.82$  ; cette valeur correspond approximativement à  $Z = 86$  et  $A = 222 \left( {}_{86}^{222} \text{Rn} \right)$  .

Au cours du processus de fission, la transition du système fissionnant entre l'état fondamental et le dernier point selle est lente ( $\sim 10^{-17}$  s) et est dominée par le côté statique c'est-à-dire l'évolution de l'énergie potentielle du noyau avec sa déformation. La dynamique du processus de fission se manifeste au cours du mouvement du système fissionnant entre le dernier point selle et le point de scission où le noyau se divise en deux fragments. Les brisures de paires de nucléons peuvent, donc, avoir lieu soit au dernier point selle si l'énergie d'excitation disponible est suffisante, soit au cours de la transition point selle – point de scission ou pendant l'effondrement du col du système fissionnant. Dans ce qui suit, la brisure de paires de nucléons est localisée [DJE94].

Comme on vient de le voir, la valeur de l'effet pair impair en charge  $\delta_Z$  décroît de manière exponentielle en fonction du paramètre coulombien  $Z_C$  qui augmente avec la charge  $Z_F$  du noyau fissionnant. De plus, la même valeur de l'effet pair-impair en charge  $\delta_Z$  semble caractériser les isotopes des systèmes fissionnants U et Pu et cela malgré une différence d'excitation au dernier point selle de l'ordre de 1 MeV pour l'U et 2 MeV pour le Pu (voir tableau III.2). Il a été observé que l'effet pair-impair  $\delta_Z$  est très sensible à l'énergie d'excitation disponible au second point selle ; ainsi, il chute de 23.7 % [LAN80] pour la fission thermique de  ${}^{235}\text{U}$  à 5% pour une fission induite par des neutrons de 3 MeV [MAR81-a]; soit une énergie d'excitation de l'ordre de 3.88 MeV seulement au second point selle. Manifestement la brisure d'une paire de nucléon au dernier point selle réduit de manière drastique l'effet de parité en charge. En effet, les études de la photo fission de  ${}^{238}\text{U}$  [POM93] et celle de  ${}^{232}\text{Th}$  [PER79] ont montré que l'effet de parité en proton reste constant au dessous de 2.2 MeV d'énergie d'excitation au dernier point selle. Cette dernière valeur, comme le signalent les auteurs, est en excellent accord avec les calculs BCS [BAR57] qui donne pour l'énergie d'excitation d'une quasi- particule  $2\Delta = 2.1 \text{ MeV}$  pour un noyau prolate de  ${}^{238}\text{U}$  avec un rapport axe majeur – axe mineur de 3/1.

De ce qui précède, on peut affirmer que dans la fission thermique des actinides de charges paires, l'énergie d'excitation des noyaux est tout juste suffisante pour franchir la barrière de fission (voir Tableau III.2) et il y a absence de brisures de paires de nucléons au dernier point selle. Même pour le  $^{250}\text{Cf}^*$  dont l'énergie disponible au dernier point selle est supérieure à l'énergie nécessaire à l'excitation de quasi-particules en ce point s'intègre bien dans cette systématique. Au fait, il semble que sa hauteur de barrière est sous estimée et que l'énergie d'excitation disponible au point selle serait moins importante que 3MeV [BOU91]. Il est, donc, raisonnable d'affirmer que les systèmes fissionnants dans la fission thermique entament leurs mouvements entre le dernier point selle et le point de scission dans un état superfluide (tous les nucléons y sont appariés). A ce niveau, on en conclut que pour la fission thermique, la brisure de paires de nucléons a lieu pendant le mouvement du noyau entre le point selle et le point exit et/ou pendant le processus violent de la rupture du col du noyau fissionnant.

Tableau III.2: hauteurs des barrières de fission [FIS03].

$B_{fi}$  : barrière de fission interne,  $B_{fe}$  : barrière de fission externe.

$S_n$  : énergie de liaison du neutron,  $E_{Sad}$ : énergie d'excitation au dernier point selle.

Noyau fissionnant	$Z_F$	$B_{fi}$ (MeV)	$B_{fe}$ (MeV)	$S_n$ (MeV)	$E_{Sad}$ (MeV)
$^{230}\text{Th}^*$	90	6,1	6,8	6,791	0,009
$^{233}\text{U}^*$	92	4,35	5,55	5,761	0,211
$^{234}\text{U}^*$	92	4,8	5,5	6,801	1,301
$^{236}\text{U}^*$	92	5	5,67	6,551	0,881
$^{239}\text{Pu}^*$	94	6,2	5,7	5,651	0,049
$^{240}\text{Pu}^*$	94	6,05	5,15	6,531	1,381
$^{242}\text{Pu}^*$	94	5,85	5,05	7,061	2,011
$^{246}\text{Cm}^*$	96	6	4,8	6,461	1,661
$^{250}\text{Cf}^*$	98	-	3,6	6,621	3,021

La décroissance exponentielle de l'effet pair-impair  $\delta_Z$  peut être, à première vue, comprise facilement dans l'hypothèse d'une forte viscosité du processus de fission; cela impliquerait que l'essentiel des excitations de quasi-particules a lieu au cours du mouvement du système fissionnant vers la scission. En effet, d'une part, l'énergie  $E_{ss}$  libérée par le noyau (chute de son énergie potentielle) entre le dernier point selle et le point exit croît linéairement en fonction du paramètre coulombien  $Z_C$  [ASG93]; d'autre part, l'énergie nécessaire à la brisure d'une paire de proton n'est que de l'ordre de 2MeV. L'état superfluide initial du noyau serait, donc, facilement détruit pendant le mouvement. Dans le cas où cette hypothèse est vérifiée, à très haute énergie cinétique (fission froide) correspondant à un point exit proche du point selle (soit une énergie libérée faible),

l'effet de parité  $\delta_Z$  devrait tendre vers 100% si la rupture du col ne joue qu'un rôle mineur. Cette limite n'est pas atteinte expérimentalement; l'effet de parité  $\delta_Z$  limite n'est, par exemple, que de 35% dans la fission du  $^{239}\text{Pu}$  [BOU91].

De plus, l'énergie libérée  $E_{ss}$  étant comprise entre 10 et 30 MeV pour les systèmes fissionnants allant du  $^{230}\text{Th}^*$  au  $^{250}\text{Cf}^*$ , la disparition des effets de parité pour une énergie d'excitation de 3-4 MeV au point selle indiquerait que le système reste dans un état superfluide tout au long de son mouvement vers la scission et que les brisures de paires ne se manifestent qu'à un stade très tardif du processus. De ce qui précède, on peut conclure, que l'essentiel d'excitation de quasi-particules, au cours du processus de fission à basse énergie se fait au cours de la rupture brutale du col joignant les deux fragments naissants. En d'autres termes, le mouvement du noyau fissionnant entre le dernier point selle et le point de scission serait de nature collective (mouvement non visqueux). Ceci est en accord avec la conclusion de Berger et collaborateurs al [BER89] et de Bocquet et collaborateurs [BOC90].

Enfin, à posteriori, on peut avancer que le bon ajustement de l'effet de parité en charge moyen obtenu avec le paramètre coulombien  $Z_C$  est en lui-même une indication sur la prééminence de la configuration de scission. Ainsi Le paramètre de fissibilité effective  $\chi_{\text{eff}}$  [BJO82] qui mesure l'importance relative des forces coulombienne et nucléaire pour des configurations étranglées donne un bon ajustement comme on peut le voir sur la figure insérée dans la figure III.1.

$$\chi_{\text{eff}} = \frac{4 \langle Z_L \rangle \langle Z_H \rangle}{\chi_{\text{cri}}} \frac{1}{\left[ 140^{1/3} \times (A_F - 140)^{1/3} \times (140^{1/3} + (A_F - 140)^{1/3}) \right]}$$

Avec :

$$\chi_{\text{cri}} = 50.883 \times (1 - 1.7826 I^2)$$

$$I = \frac{(A_F - 2Z_F)}{A_F}$$

Où  $\langle Z_L \rangle$ ,  $\langle Z_H \rangle$  représentent les charges moyennes des fragments léger et lourd.

### 1.1.1. Rupture du col du système fissionnant :

La rupture du col du système fissionnant a lieu au point exit où ce dernier est caractérisé par un col relativement épais qui est de l'ordre de  $R_0/3$  où  $R_0$  représente le rayon du noyau fissionnant sphérique. C'est un processus très complexe régit par sa propre dynamique. L'expérience n'a pas accès à l'étape du processus de la rupture du col. Différents arguments sont avancés quant à l'origine de cet effondrement du col du noyau fissionnant [BOR08].

- Instabilité du noyau par rapport à la variation de l'épaisseur du col du fait de la disparition de la barrière potentielle séparant la vallée de fission de celle de fusion [BER89].
- Équilibre des forces coulombiennes et nucléaires entre les fragments naissants [DAV77].
- Instabilité hydrodynamique Rayleigh du col [BRO89].

Le processus de rupture du col du système fissionnant est très rapide. Un noyau doté d'un col épais de l'ordre de 2 fm se désintègre en deux fragments en un laps de temps de l'ordre  $10^{-23}$  s [BOR08]. Ce temps est faible comparativement au temps caractéristique des degrés de liberté individuels qui se situent autour de  $10^{-21}$  s.

Durant l'effondrement du col, les nucléons sont soumis à un potentiel dépendant du temps. Différents effets non adiabatiques peuvent être associés à la rupture du col [FUL62]. Elle peut être, par exemple, à l'origine de l'émission de neutrons de scission (neutrons émis par le système fissionnant avant sa désintégration) ou des particules légères émises au cours de la fission ternaire. Elle pourrait aussi générer des excitations de quasi-particules en procédant à travers des transitions Landau-Zener [SCH80, MIR07].

Considérons un système à deux états adiabatiques  $|\alpha_1, C\rangle$  et  $|\alpha_2, C\rangle$  où les  $\alpha_i$  représentent des ensembles de nombres quantiques et  $C$  une variable continue qui représente, dans notre cas, l'épaisseur du col du noyau fissionnant. Le premier état représente l'état fondamental et le deuxième un état excité à quasi-particules. Le couplage entre l'état fondamental  $|\alpha_1, C\rangle$  et l'état excité  $|\alpha_2, C\rangle$  est décrit par Hill et Wheeler [HIL53] et Wilets [WIL64] par un modèle de croisement de niveaux et représenté schématiquement sur la figure III.2.

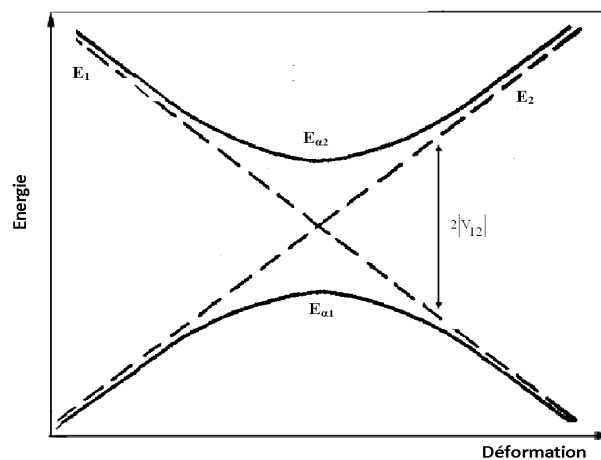


Figure III. 2. Comportement de deux niveaux d'énergie au voisinage du croisement [HIL53, WIL64]

Le système peut passer de l'état adiabatique d'énergie  $E_{\alpha_1}$  vers l'état d'énergie  $E_{\alpha_2}$  au cours de l'évolution du paramètre de déformation  $C$ . Il s'agit de transition Landau - Zener. On montre que la probabilité pour que la transition soit observée est donnée par [HIL53] :

$$P_{E_{\alpha_1} \rightarrow E_{\alpha_2}} = \exp(-|G|^2) = \exp\left(-\frac{\Lambda}{V_C}\right) \quad (\text{III.2})$$

Avec :

$$V_C = \frac{dC}{dt} : \text{vitesse de rupture du col et } |G|^2 = \frac{2\pi |V_{12}|^2}{hV_C |\gamma|}$$

$V_{12}$  : l'interaction résiduelle entre les deux états  $|\alpha_1, C\rangle$  et  $|\alpha_2, C\rangle$

$\gamma$  : la différence de pentes en énergie entre les deux états non perturbés  $E_1$  et  $E_2$  tel que  $|\gamma| = \frac{\partial}{\partial C}(E_1 - E_2)$

Pour :

- $|G|^2 \ll 1$  : cas où l'interaction  $V_{12}$  est très faible et/ou la vitesse de déformation est très élevée ; la transition du système d'un niveau  $E_1$  à un niveau  $E_2$  est très faible. Le système étant à l'origine dans l'état  $\alpha_1$  a une grande probabilité de se retrouver dans le même état pour des déformations au-delà du croisement. Ce qui implique que le système a une forte probabilité de transition du niveau  $E_{\alpha_1}$  au niveau  $E_{\alpha_2}$  c'est le cas des excitations non adiabatiques.
- $|G|^2 \gg 1$  : l'interaction  $V_{12}$  est forte ou la vitesse de déformation du système est très lente. Au cours de la déformation, le système reste sur le niveau  $E_{\alpha_1}$ , c'est le cas d'une transition adiabatique.

### 1.1.2. La variance isobarique $\langle \sigma_Z^2 \rangle$ :

Le mode d'équilibre de charge  $N/Z$  est l'un des degrés de liberté les plus rapides [BRO85]. La variance isobarique moyenne  $\langle \sigma_Z^2 \rangle$  est un paramètre très sensible à la configuration de scission [ASG80]. L'étude de  $\langle \sigma_Z^2 \rangle$  peut fournir d'importantes informations sur la dernière étape du processus de scission (la rupture du col) [NIF80, BOC90].

Nous donnons sur le tableau III.1 les valeurs expérimentales de  $\langle \sigma_Z^2 \rangle$  et de  $\delta_Z$  disponibles dans la littérature dont le fit linéaire effectué dans ce travail est donné par la relation III.3. La figure III.3 montre que l'effet de parité en charge est anti-corrélé de manière linéaire à la variance isobarique  $\langle \sigma_Z^2 \rangle$  :

$$\langle \sigma_Z^2 \rangle = (-0.005 \pm 0.001) \delta_Z + (0.52 \pm 0.04) \quad (\text{III.3})$$

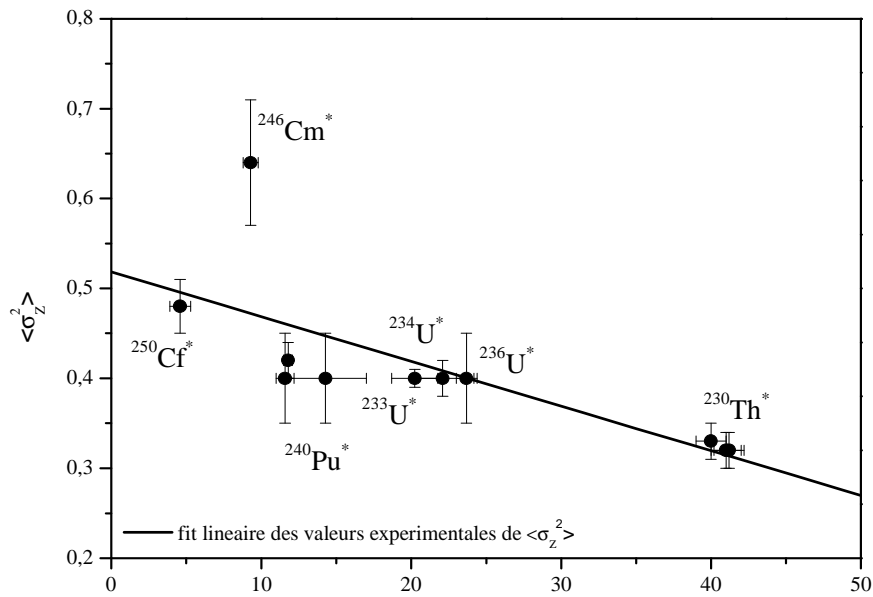


Figure III.3. Variation de la largeur isobarique  $\langle \sigma_z^2 \rangle$  en fonction de l'effet de parité en charge  $\delta z$ .

Le mode d'équilibre de charge N/Z est décrit par un oscillateur harmonique caractérisé par un phonon d'énergie  $\hbar\omega$  caractéristique des résonances dipolaires géantes [ASG80]. Cet oscillateur est couplé aux degrés de libertés intrinsèques [BER79] en équilibre thermodynamique caractérisés par une température T. Dans ce cas,  $\langle \sigma_z^2 \rangle$  est donnée par :

$$\langle \sigma_z^2 \rangle = \frac{1}{M_z \omega^2} \left[ \frac{1}{2} \hbar \omega + \frac{\hbar \omega}{(\exp(\hbar \omega / T) - 1)} \right] \quad (\text{III.4})$$

$\omega$  : Fréquence collective  
 T : Température nucléaire  
 $M_z$  : Inertie du mode N/Z

Dans le cas d'une fission à basse énergie (basse température), le mode collectif N/Z ne peut être excité thermiquement, puisque l'énergie des phonons  $\hbar\omega$  est supérieure à la température nucléaire tel que :  $\frac{\hbar\omega}{T} \gg 1$

$\langle \sigma_z^2 \rangle$  se réduit alors à :

$$\langle \sigma_z^2 \rangle = \frac{\hbar}{2M_z \omega} \quad \text{Tel que :} \quad \omega^2 = \frac{C_z}{M_z}$$

D'où :

$$\langle \sigma_Z^2 \rangle = \frac{\hbar}{2M_Z^{1/2} C^{1/2}} \quad (\text{III.5})$$

Où  $C_Z$  représente la constante de raideur du potentiel harmonique dont la valeur est de l'ordre de  $3.5\text{MeV}/(\text{unité de charge})^2$  [NIF80, BRO85].

En un point proche de la scission, le système fissionnant peut être assimilé à deux sphères en contact [BRO78] liées par un col de rayon  $C$  (figure III.4).

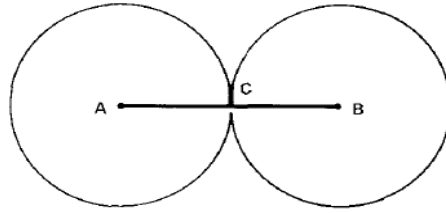


Figure III.4 : forme du noyau au point de scission [BRO78]

Pour cette configuration l'inertie effective  $M_Z$  est donnée par [BRO78] :

$$M_Z = \frac{2}{3} \pi r_0^3 m_0 \frac{A_F^2}{Z_F N_F C} \quad (\text{III.6})$$

Avec :

$r_0$  : rayon nucléaire  
 $m_0$  : masse du nucléon  
 $C$  : rayon du col

Ainsi, dans une approche statique de  $\langle \sigma_Z^2 \rangle$ , les noyaux fissionnants de  $90 \leq Z_F \leq 98$  présenteraient la même valeur de  $\langle \sigma_Z^2 \rangle$  et cela est en contradiction avec les résultats expérimentaux.

L'inertie effective  $M_Z$  est une fonction du temps à travers l'évolution du rayon du col avec le temps au cours de sa rupture. L'évolution de la variance isobarique  $\langle \sigma_Z^2 \rangle$  avec  $Z_F$  est d'origine dynamique [BOC90]. L'étude de l'évolution avec le temps de  $\langle \sigma_Z^2 \rangle$  a été réalisée par plusieurs auteurs dans le cadre de l'approximation d'un oscillateur harmonique [BER79, BOU98]. La dépendance en temps de l'équation de Schrödinger vient à travers celle de  $M_Z(t)$ . Dans l'étude de Nifenecker et collaborateurs [NIF80], le col du noyau fissionnant varie linéairement avec le temps. Les auteurs montrent que la valeur asymptotique ( $t \rightarrow \infty$ ) de la variance isobarique  $\langle \sigma_Z^2 \rangle$  augmente rapidement en fonction de la vitesse de rupture du col  $V_C$ .

A partir des valeurs expérimentales de  $\langle \sigma_Z^2 \rangle$ , nous pouvons donc calculer les vitesses de rupture du col pour les différents systèmes fissionnants.

Une relation linéaire entre la vitesse de rupture du col  $V_C$  et le paramètre coulombien  $Z_C$  a été déduite [DJE94] :

$$V_C \left( \text{fm}/10^{-21}\text{s} \right) = 0.0337 Z_C - 41.6 \quad (\text{III.7})$$

La vitesse de rupture du col varie approximativement d'un facteur 5 en allant du  $^{230}\text{Th}^*$  au  $^{250}\text{Cf}$ .

## 1.2. Modèle de brisures de paires.

### 1.2.1. Effet de parité en charge.

Dans cette partie de notre travail, on s'intéresse à la fission à basse énergie où l'énergie d'excitation au dernier point selle est inférieure à l'énergie nécessaire à une brisure de paire de nucléons  $2\Delta$ . Le nombre de paires de nucléons qui y sont brisées est nul. En posant  $N_1 = 0$  dans l'équation (I.37) donnée par le modèle de brisure de paire de Nifenecker et collaborateurs [NIF82] on obtient :

$$\delta_Z (\%) = 100 \times \left( 1 - 2q_2 p_2 \varepsilon_2 \right)^{N_2} \quad (\text{III.8})$$

Où  $q_2$ ,  $p_2$ ,  $\varepsilon_2$  et  $N_2$ , représentent respectivement, la probabilité de brisure d'une paire de nucléons, la probabilité que les nucléons de la paire brisée se retrouvent dans deux fragments différents, la probabilité pour que cette paire brisée soit une paire de protons et le nombre de paires de nucléons brisées au point exit.

La brisure de paire ayant lieu au cours de la rupture du col, on a  $p_2 = 1$ . Les excitations de quasi-particules viennent à travers des transitions Landau - Zener [BOU98]. La probabilité de transition dépend de la vitesse de rupture du col  $V_C$  ; on a :  $q_2 = \exp(-A/V_C)$

L'expression de l'effet de parité en charge devient :

$$\delta_Z (\%) = 100 \times \left[ 1 - 2\varepsilon_2 \exp(-A/V_C) \right]^{N_2} \quad (\text{III.9})$$

Les paramètres  $\varepsilon_2$ ,  $A$  et  $N_2$  peuvent être déterminés par fit des données expérimentales. Des conditions physiques leurs sont imposées :

- $\epsilon_2$  : la probabilité de brisure d'une paire de proton est inférieure à celle d'une paire de neutron. D'une part, les noyaux lourds sont riches en neutrons (pour les noyaux concernés par notre étude, on a  $Z_F/A_F \approx 0.4$ ) ; d'autre part, les cols des noyaux fissionnants sont riches en neutrons.
- $N_2$  : donne le nombre de paires de nucléons brisées, il est donc un nombre entier.

Notons que le cas du Cm est particulier. Tout en étant bien placé sur la systématique de l'effet de parité en charge moyen  $\delta_Z$ , la valeur de sa variance isobarique moyenne  $\langle \sigma_Z^2 \rangle$  ne n'y conforme pas. Cependant, cette dernière quantité s'insère correctement dans la systématique des mesures radiochimiques [NAI97]. Nous avons donc, associé au Cm une vitesse de rupture de col donné par la systématique ; Figure III.5.

Afin de déterminer les trois paramètres, nous avons procédé à un ajustement des données expérimentales par l'expression (III.9). Dans un premier ajustement où les trois paramètres sont libres, les valeurs obtenues sont  $\epsilon_2 = 0.52$ ,  $A = 3.40$  et  $N_2 = 2.22$ . La valeur  $\epsilon_2 = 0.52$  est à rejeter et l'ajustement est repris en fixant  $N_2$  à des valeurs supérieures ou égale à 3. Le jeu de paramètres retenu est  $A = 4$ ,  $N_2 = 4$  et  $\epsilon_2 = 0.39$ . Cette dernière valeur est égale au rapport  $Z_F/A_F$  des noyaux actinides. La figure III.5 présente le résultat de l'ajustement.

Pour retrouver la valeur de  $\epsilon_2 = 0.3$  fixée dans le modèle de Nifenecker et collaborateurs, le nombre de paires de nucléons brisées  $N_2$  doit être fixé à 6 avec  $A=4.4$ . Cette dernière valeur est élevée comme on le verra plus loin.

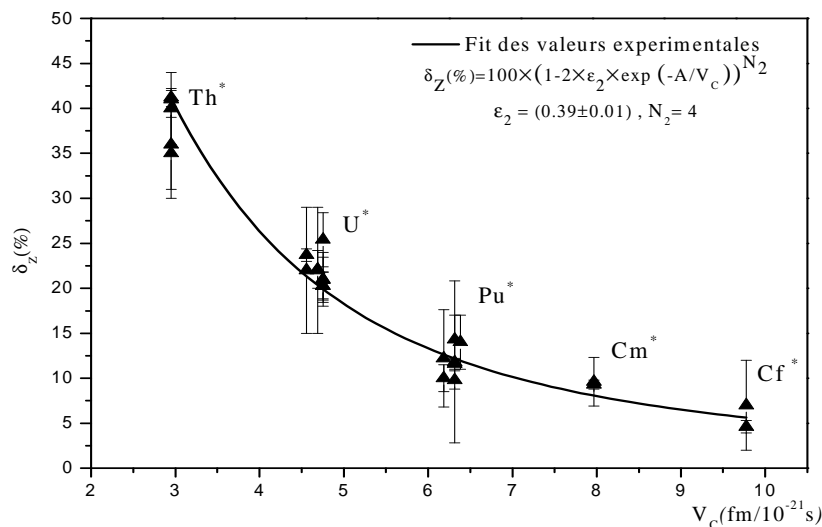


Figure III.5. Evolution de l'effet de parité en charge  $\delta_Z$  en fonction de la vitesse de rupture du col  $V_C$

L'ajustement est excellent. On rend compte de l'ensemble des résultats expérimentaux avec 4 paires de nucléons brisées à la rupture du col pour l'ensemble des systèmes ; en d'autres termes, le nombre de paires de nucléons brisées au point de scission est indépendant du noyau fissionnant, et les différents systèmes se distinguent par la variation de la probabilité de brisure de paires de nucléons au cours de la rupture du col.

La diminution de l'effet pair-impair en charge  $\delta_z$  en allant du Th au Cf n'est due qu'à l'augmentation de la probabilité de brisure de paires de nucléon due à l'accroissement de la vitesse  $V_C$  (excitation Landau- Zener).

Dans le cadre du modèle de Nifenecker dans l'hypothèse où les paires ne sont brisées qu'au point de scission ( $N_1=0$ ) et tenant compte des différents paramètres fixés du modèle au point de scission  $p_2 = 1$ ,  $q_2=0.5$  et  $\epsilon_2 = 0.3$  l'effet de parité peut être mis sous la forme suivante :  $\delta_z(\%) = 100 \times (0.7)^{N_2}$ . Le paramètre  $N_2$  varie de 2 pour le  $^{230}\text{Th}^*$  à 9 pour le  $^{250}\text{Cf}^*$ . Le tableau III.3 donne les résultats de notre modèle et du modèle de Nifenecker et collaborateurs.

Tableau III.3: Les résultats du calcul de notre modèle et de celui de Nifenecker et collaborateurs

	$p_2$	$q_2$	$\epsilon_2$	$N_2$
Nifenecker et collaborateurs	1	0.5	0.3	2-9
Ce travail	1	$\text{Exp}(-A/V_C)$	0.39	4

### 1.2.2. Effet de parité en énergie cinétique :

De plus, il a été établi expérimentalement que les énergies cinétiques moyennes associées aux fragmentations en charges paires sont plus élevées d'une quantité  $\Delta E_K$  par rapport à celles associées aux fragmentations impaires ; c'est l'effet de parité en énergie cinétique, qui est corrélé à l'effet de parité en charge  $\delta_z$ .

Dans le modèle de brisure de paires de Nifenecker et collaborateurs [NIF82], une forte corrélation entre l'effet de parité en charge  $\delta_z$  et l'effet de parité en énergie cinétique  $\Delta E_K$  est prévu.  $\Delta E_K$  est d'autant plus élevée que  $\delta_z$  est plus important, voir l'expression (I.39). D'après celle-ci, l'effet de parité en énergie cinétique est indépendant du nombre de paires brisées au point selle  $N_1$ , ceci est expliqué par le fait qu'au point selle l'énergie nécessaire à la brisure de paires est prise au détriment de l'énergie d'excitation du noyau composé et non à l'énergie cinétique de préscission

des fragments naissants. Même si la brisure de paire a lieu très tardivement dans la fission (rupture du col), l'énergie nécessaire à la rupture de paires sera prise au détriment de l'énergie potentielle dont la répulsion coulombienne constitue la part la plus importante.

La corrélation entre l'effet de parité en charge  $\delta_z$  et l'effet de parité en énergie cinétique  $\Delta E_K$  a été étudiée par deux modèles :

○ **Modèle de Nifenecker et collaborateurs [NIF82] :**

Si on tient compte des différents paramètres du modèle de Nifenecker et collaborateurs [NIF82], on a :

$$\Delta E_K \text{ (MeV)} = \frac{3}{7} \left( 2 \overline{E_{qp}} \right) N_2 \frac{\delta_z}{1 - \delta_z^2} \quad (\text{III.10})$$

Le fit des valeurs expérimentales de l'effet de parité en énergie  $\Delta E_K$  en fonction de l'effet de parité en charge  $\delta_z$  par l'expression (III.10) donne pour résultat  $N_2 = 4$ .

○ **Modèle de Lang et collaborateurs [LAN80] :**

Un modèle simple a été proposé par Lang et collaborateurs. [LAN80]; ils supposent que deux composantes contribuent aux rendements en charge  $Y(Z)$  des  $Z$  pairs : une composante superfluide (aucune paire de protons brisée) et une autre contenant une seule paire de protons brisée. Si une paire de protons est brisée au cours de la transition du système fissionnant du point selle au point exit, les deux protons non appariés sont distribués statistiquement sur les deux fragments; en d'autres termes, les probabilités pour que les deux protons finissent sur le même fragment ou sur des fragments différents sont égales. La composante superfluide est caractérisée par une énergie cinétique plus élevée de  $\Delta E$  par rapport à la deuxième composante (une paire brisée). Dans l'hypothèse où les distributions en énergie des deux composantes sont similaires, pour un effet de parité en charge  $\delta_z$ , l'effet de parité en énergie  $\Delta E_K$  est donné par:

$$\Delta E_K \text{ (MeV)} = \frac{2 \Delta E \delta_z}{1 + \delta_z} \quad (\text{III.11})$$

Le paramètre  $\Delta E$  laissé libre, le fit des valeurs expérimentales de l'effet de parité en énergie  $\Delta E_K$  en fonction de l'effet de parité en charge  $\delta_z$  par l'expression (III.11) donne  $\Delta E = 2.2$  MeV (Voir figure III.6). Cette valeur est en bon accord avec l'énergie d'excitation de deux quasi-particules au point de scission  $2 \overline{E_{qp}} = 2.4$  MeV.

La figure III.6 montre une comparaison entre les valeurs calculées de  $\Delta E_K$  (prévisions de l'équation (I.40) avec  $2\overline{E}_{qp} = 2\text{MeV}$  qui est une valeur intermédiaire entre 1.7 et 2.4MeV correspondants respectivement au gap d'appariement au point selle et au point de scission et les données expérimentales pour les différents systèmes fissionnants. L'accord est satisfaisant.

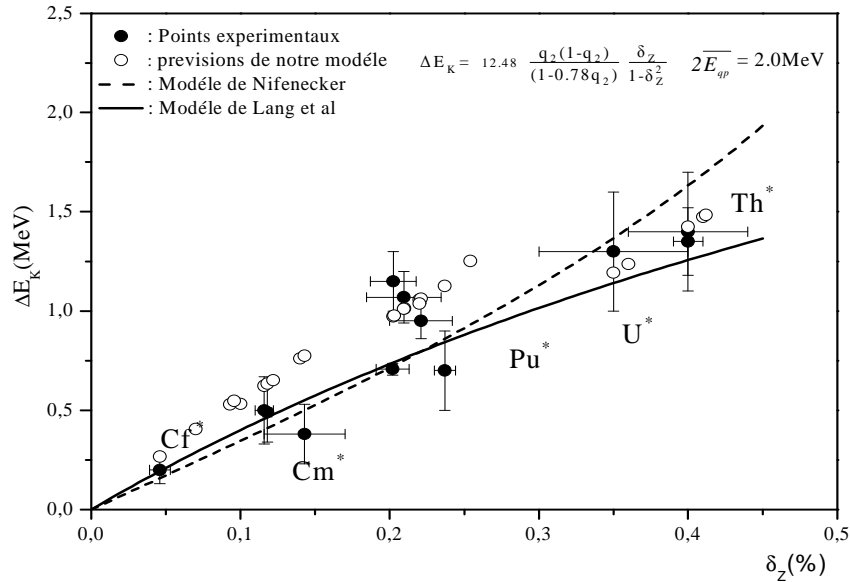


Figure III.6. Evolution de l'effet de parité en énergie  $\Delta E_K$  en fonction de  $\delta_Z$

### 1.3. Effet de parité en neutron $\delta_n$ :

Les distributions isotoniques  $Y(N)$  ( $N = A - Z$ ) sont déduites des distributions en masse  $Y(A)$  après évaporation de neutrons prompts. Elles sont très structurées et de manière systématique, les rendements des isotones de nombre de neutron  $N$  pair sont avantagés par rapport à ceux des isotones voisins ( $N$  impair): c'est l'effet pair-impair en neutron qui caractérise les systèmes fissionnants dont le nombre de neutron  $N_F$  est pair. Notons toutefois que celui-ci est très influencé par le processus d'évaporation de neutrons; ce n'est qu'à très hautes énergies cinétiques que l'effet de parité en neutron est primaire [DJE03].

L'effet de parité en neutron  $\delta_n$  est donné par une expression identique à l'expression (III.9) en remplaçant la probabilité  $\epsilon_2$  pour que la paire brisée soit celle de protons par la probabilité  $(1 - \epsilon_2)$  pour la brisure d'une paire de neutrons.

On présente sur la figure ci-dessous les prévisions du modèle pour l'effet de parité en neutron  $\delta_n$ . Rappelons qu'il s'agit de l'effet de parité primaire c'est-à-dire avant évaporation de neutrons prompts. L'effet de parité mesuré est masqué par ce processus.

On a représenté sur la figure III.7 les valeurs expérimentales de  $\delta_n$  à haute énergie cinétique où l'évaporation de neutrons est réduite. Notons, cependant, que l'effet de parité à tendance à croître avec l'énergie cinétique.

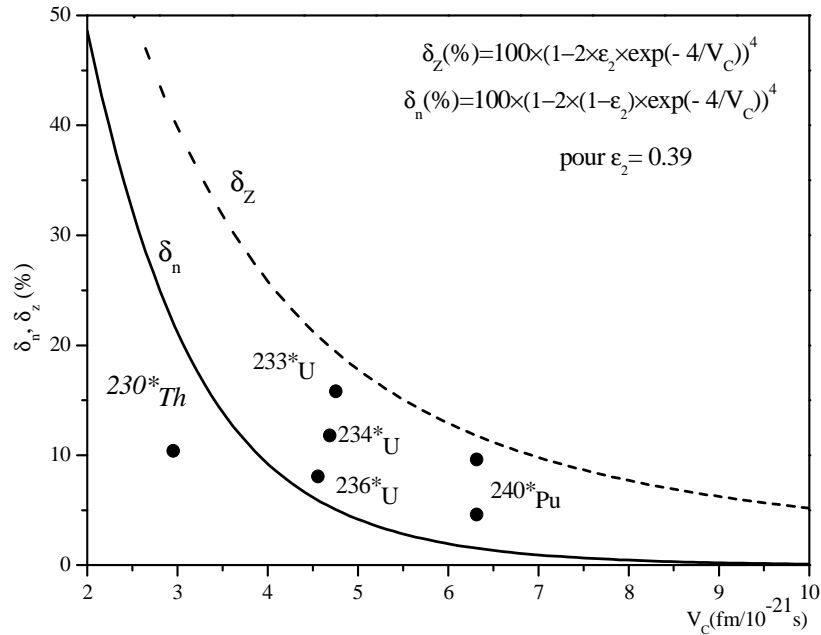


Figure III.7. Evolution de l'effet de parité en neutron  $\delta_n$  à haute énergie cinétique en fonction de la vitesse de rupture du col  $V_c$ . <sup>230</sup>Th\*(107MeV), <sup>233</sup>U\*(109MeV), <sup>240</sup>Pu\*(116MeV) [BOU92], <sup>234</sup>U\*(110.5MeV) [QUA83], <sup>236</sup>U\*(108MeV) [LAN80], <sup>240</sup>Pu\*(111MeV) [SCH84].

Ainsi notre modèle prévoit un effet de parité en neutrons faible par rapport à l'effet de parité en protons comme on peut le voir sur la figure III.7.

#### 1.4. Energie utilisée dans la brisure de paires de nucléons.

L'énergie  $E_{\text{diss}}$  utilisée dans la brisure de paires de nucléons au point de scission est calculée pour les différents systèmes fissionnants étudiés en utilisant l'expression (1.41) avec  $N_2=4$  et  $2\overline{E}_{\text{qp}}=2.4\text{MeV}$  et  $q_2=e^{-AV_c}$  avec  $A=4$ .

La figure III.8 montre une comparaison entre les valeurs de  $E_{\text{diss}}$  calculées (expression (I.41)) et celles de Rejmund et collaborateurs [REJ00] avec l'énergie  $E_{\text{SS}}$  libérée entre le dernier point selle et le point exit.

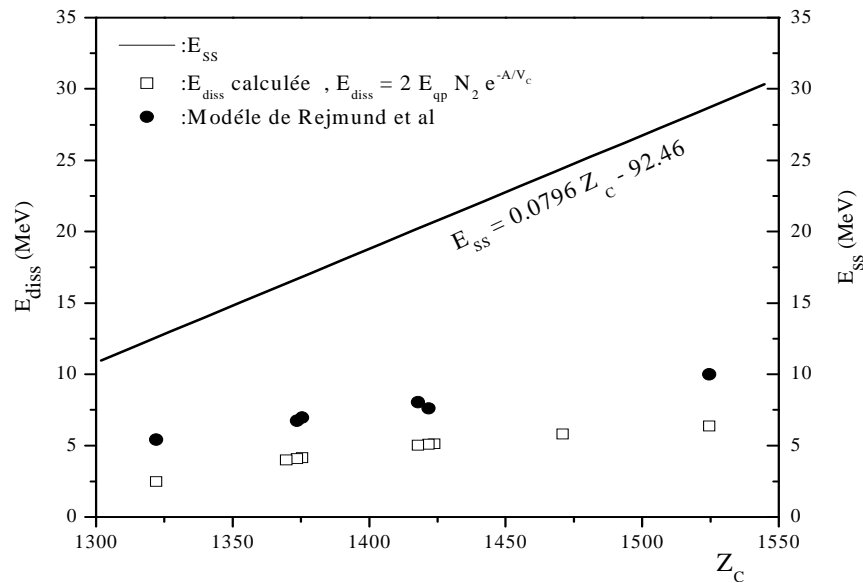


Figure III.8. Evolution de  $E_{\text{diss}}$  et  $E_{\text{SS}}$  en fonction du paramètre coulombien  $Z_C$ .

Avec  $N_2 = 4$ ,  $E_{\text{diss}} = 2.48$  MeV pour le  $^{230}\text{Th}^*$ , 4 MeV pour les isotopes de  $\text{U}^*$ , 5.1 MeV pour le  $^{240}\text{Pu}^*$ , 5.8 MeV pour le  $^{246}\text{Cm}^*$  et 6.38 MeV pour le  $^{250}\text{Cf}^*$ . A partir de ces résultats on peut déduire qu'une fraction presque constante environ 25% d'énergie libérée est absorbée dans des excitations intrinsèques alors que le modèle de Rejmund prévoit une fraction de 40%.

L'énergie libérée entre le dernier point selle et le point exit  $E_{\text{SS}}$  est donnée [ASG93] par l'expression :  $E_{\text{SS}} = 0.0796 Z_C - 92.65$

### 1.5. Energie d'excitation totale TXE :

Certaines quantités sont souvent avancées pour expliquer l'évolution de l'effet de parité de la systématique ou celle de l'effet de parité en charge avec l'énergie cinétique du fragment léger pour un système fissionnants donné; il s'agit de l'énergie d'excitation totale TXE disponible au point de scission, de l'énergie récupérée entre le dernier point selle et le point de scission  $E_{\text{SS}}$  et de l'énergie libre  $E_{\text{Free}}$  qui représente l'écart entre le bilan de la réaction et la somme de l'énergie de déformation et de l'énergie coulombienne au point de scission [HAM93, MED97, KAU92].

L'énergie d'excitation totale TXE est donnée, pour un système fissionnant, par la différence entre le bilan moyen de la réaction de fission  $\langle Q \rangle$  et l'énergie cinétique totale moyenne des deux fragments  $\langle TKE \rangle$ .

$$TXE = \langle Q \rangle - \langle TKE \rangle \quad (\text{III.12})$$

### 1.5. 1. Bilan d'énergie moyen de la réaction de fission :

Considérons un système fissionnant ( $A_F, Z_F$ ) caractérisé par une distribution en charge  $Y(Z_L)$  des fragments légers. Le bilan énergétique moyen  $\langle Q \rangle$  de la réaction est donnée par :

$$\langle Q \rangle = \frac{\sum_{Z_L} Y(Z_L) \langle Q(Z_L) \rangle}{100} \quad (\text{III.13})$$

Où  $\langle Q(Z_L) \rangle$  représente le bilan énergétique moyen associé à la charge  $Z_L$ .

A chaque charge  $Z_L$  correspond une distribution en masse  $Y(Z_L, A_L)$ .

$$\langle Q(Z_L) \rangle = \frac{\sum_{A_L} Y(A_L) Q(Z_L, A_L)}{100} \quad (\text{III.14})$$

Où  $Q(Z_L, A_L)$  est le bilan énergétique associé à une fragmentation caractérisée par un fragment léger ( $Z_L, A_L$ ) :

$$Q(Z_L, A_L)/C^2 = M(Z_F, A_F - 1) + M_n - M(Z_L, A_L) - M(Z_F - Z_L, A_F - A_L)$$

La distribution en masse d'un fragment léger de charge  $Z_L$  est donnée par gaussienne [GON90]. La figure III.9 donne un exemple de la contribution des différentes masses pour les différentes charges dans le cas de la fission du  $^{230}\text{Th}^*$ .

Le rendement indépendant  $Y(Z_L, A_L)$  est donné par :

$$Y(A_L/Z_L) = \frac{Y(Z_L)}{\sqrt{2\pi\sigma_A^2}} \int_{A_L-0.5}^{A_L+0.5} \exp\left[-\frac{(A-A_P)^2}{2\sigma_A^2}\right] dA \quad (\text{III.15})$$

La masse la plus probable  $A_p$  est donnée par :

$$A_p = \left( \frac{A_F}{Z_F} \right) (Z_L + \Delta Z)$$

Où  $\Delta Z$  représente la polarisation de la distribution en charge, prise fixe  $\Delta Z = -0.5$ .

Le paramètre de dispersion en masse  $\sigma_A$  est relié au paramètre de dispersion en charge  $\sigma_Z$  par la relation :

$$\sigma_A = \left( \frac{A_F}{Z_F} \right) \sigma_Z$$

Dans notre travail nous avons écrit un programme fortran basé sur la méthode Monte-Carlo pour le calcul du bilan moyen  $\langle Q \rangle$  de la réaction de fission à partir des distributions moyennes en charges des systèmes fissionnants suivants :  $^{230}\text{Th}^*$ ,  $^{233}\text{U}^*$ ,  $^{234}\text{U}^*$ ,  $^{236}\text{U}^*$ ,  $^{240}\text{Pu}^*$ , et  $^{250}\text{Cf}^*$ .

La distribution en charge  $Y(Z_L)$  est normalisée pour un nombre d'événements donné  $N$ . Un tirage au hasard d'une valeur aléatoire  $A_L$  pour chaque valeur  $Z_L$  est effectué et le bilan  $Q(Z_L, A_L)$  est évalué à chaque fois que satisfait la condition  $A_L - 0.5 \leq A \leq A_L + 0.5$ .

Le fichier input comporte les données suivantes :

- La masse  $A_F$  et la charge  $Z_F$  du système fissionnant
- La variance isobarique  $\sigma_Z$  considérée constante pour un système fissionnant donné
- Les charges limites des fragments légers  $Z_{L\min}$  et  $Z_{L\max}$  de la distribution en charge  $Y(Z_L)$  du système fissionnant.
- Une table des excès de masse, pour les différents noyaux de  $Z_L=30$  à  $Z_L=68$  et  $A_L=70$  à  $A_L=180$  [MAS03]

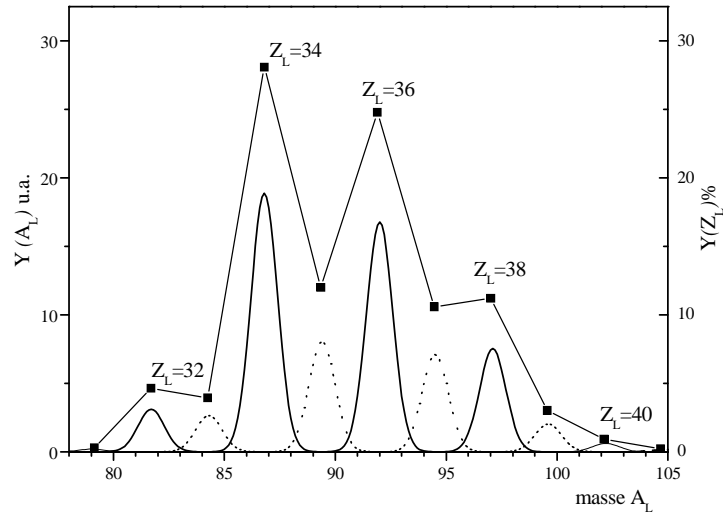


Figure III.9. Contributions des différentes charges dans le cas du système fissionnant  $^{230}\text{Th}^*$  [BOC90].  
..... Contribution des charges impaires.

La figure III.10 donne l'évolution de  $\langle Q \rangle$  pour les différents systèmes fissionnants. Un fit linéaire représente très bien la variation du bilan moyen  $\langle Q \rangle$  en fonction du paramètre coulombien  $Z_C$  :

$$\langle Q \rangle = (0.215 \pm 0.005) Z_C - (102.16 \pm 7.64) \quad (\text{III.16})$$

Dans la fission à basse énergie des actinides, le pic du fragment lourd est stabilisé aux environs de la masse  $A_H = 140$  ( $A_L = A_F - 140$ ). L'hypothèse UCD (Unchanged Charge Density) suppose que les fragments de fission conservent le même rapport  $Z/A$  que le noyau fissionnant :

$$\frac{Z_F}{A_F} = \frac{Z_L}{A_L} = \frac{Z_H}{A_H} \quad (\text{III.17})$$

Soit:

$$Z_H = 140 \times \left( \frac{Z_F}{A_F} \right) \quad (\text{III.18})$$

La figure III.10 montre une comparaison entre le bilan d'énergie calculé pour la fragmentation la plus probable  $Q_{AL/AH=140}$  et  $\langle Q \rangle$ .

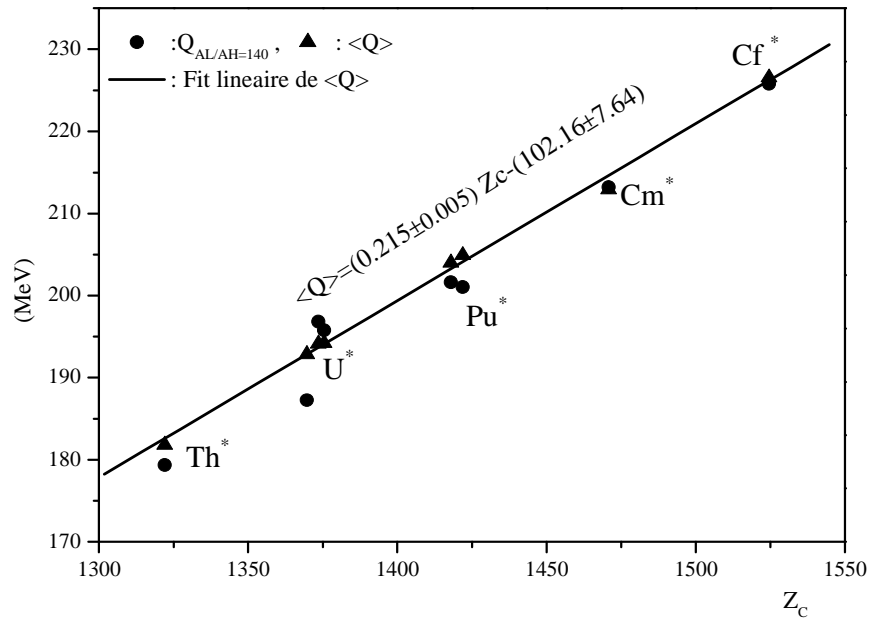


Figure III.10 : Evolution du bilan moyen d'énergie en fonction du paramètre coulombien  $Z_C$

Le tirage aléatoire effectué dans ce travail est acceptable.

### 1.5.2. Energie cinétique moyenne des fragments :

Considérons une division d'un système fissionnant en un fragment léger de masse  $m_L$  et un fragment lourd de masse  $m_H$ . Tenant compte de la conservation de la quantité de mouvement, l'énergie cinétique moyenne du fragment lourd est donnée par :

$$\langle E_H \rangle = \frac{\langle m_L \rangle}{\langle m_H \rangle} \langle E_L \rangle$$

L'énergie cinétique totale moyenne des fragments est:

$$\langle T K E \rangle = \langle E_L \rangle + \langle E_H \rangle \tag{III.19}$$

D'où :

$$\langle T K E \rangle = \langle E_L \rangle \left( 1 + \frac{\langle m_L \rangle}{\langle m_H \rangle} \right) \tag{III.20}$$

Les résultats expérimentaux montrent que les distributions en énergie cinétique des fragments sont très bien représentées par une gaussienne dont on déduit l'énergie cinétique moyenne du fragment léger  $\langle E_L \rangle$ .

D'après le principe de la charge inchangée, on a :  $m_L = Z_m \times \frac{A_F}{Z_F}$

La charge moyenne  $Z_m$  est déduite des distributions en charges  $Y(Z)$  des différents systèmes fissionnants telle que :

$$Z_m = \frac{\sum_i Z_L Y(Z_L)}{\sum_i Y(Z_L)} \quad (\text{III.21})$$

La conservation de la masse lors du processus de fission donne :

$$m_H = m_F - m_L$$

Un fit linéaire des valeurs expérimentales actualisées dans ce travail de l'énergie cinétique totale moyenne donne :

$$\langle TKE \rangle = 0.128 Z_C - 5.89 \quad (\text{III.22})$$

Un fit des valeurs de Unik et collaborateurs. [UNI73] donne :

$$\langle TKE_{Unik} \rangle = 0.12 Z_C + 1.60 \quad (\text{III.23})$$

Une étude systématique de la variation de l'énergie cinétique totale la plus probable dans une réaction de fission a été réalisée par Viola [VIO85], un modèle simple basé sur la répulsion coulombienne entre deux sphères est utilisé. Ce modèle prévoit une variation linéaire de l'énergie cinétique totale moyenne en fonction du paramètre coulombien  $Z_C$  comme suit :

$$\langle TKE_{Viola} \rangle = 0.1189 Z_C + 7.3 \quad (\text{III.24})$$

On donne sur la figure III.11 l'évolution de l'énergie cinétique moyenne  $\langle TKE \rangle$  et du bilan d'énergie moyen  $\langle Q \rangle$  en fonction du paramètre coulombien  $Z_C$ . Les deux quantités sont proportionnelles au paramètre coulombien  $Z_C$  et en conséquence l'énergie d'excitation totale moyenne  $TXE = \langle Q \rangle - \langle TKE \rangle$  l'est aussi. On peut rendre  $TXE$  responsable de la décroissance exponentielle de  $\delta_z$  en fonction du paramètre coulombien.

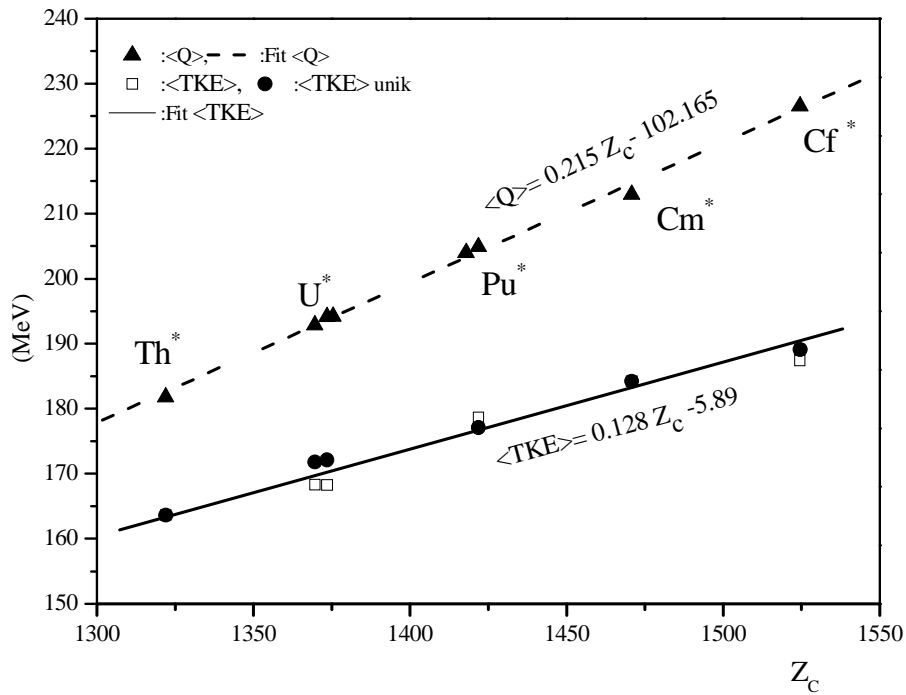


Figure III.11: Evolution du bilan d'énergie moyen  $\langle Q \rangle$  et de l'énergie cinétique totale moyenne  $\langle TKE \rangle$  en fonction du paramètre coulombien  $Z_c$

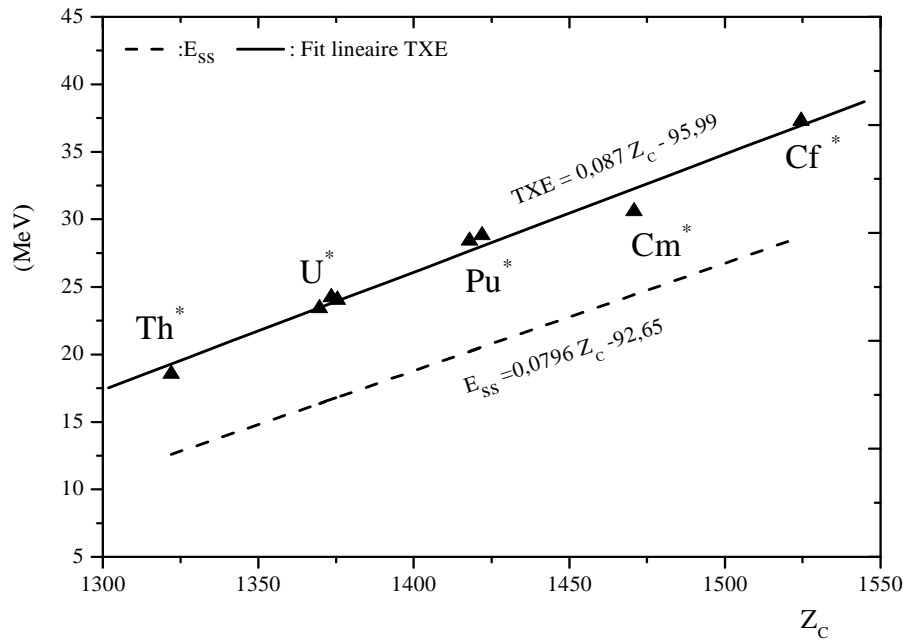


Figure III.12. Comparaison de la variation de  $E_{ss}$  et de TXE en fonction du paramètre coulombien  $Z_c$

Le bilan Q de la réaction de fission est donnée par:

$$Q = E_{SS} + E_C + (E_{D1} + E_{D2}) = E_{pré} + E_{coll} + E_{in} + E_C + (E_{D1} + E_{D2}) \quad (\text{III.25})$$

Où :

$E_{pré}$  : énergie cinétique de préscission

$E_{coll}$  : énergie du mouvement collectif

$E_{in}$  : énergie d'excitation intrinsèque des fragments

$E_C$  : énergie coulombienne

$E_{D1}$  et  $E_{D2}$  sont respectivement les énergies de déformation du fragment 1 et 2

L'énergie cinétique totale moyenne  $\langle TKE \rangle$  des fragments est due à deux contributions :

$$\langle TKE \rangle = E_{pré} + E_C \quad (\text{III.26})$$

Ce qui implique :

$$\langle Q \rangle - \langle TKE \rangle = E_{coll} + E_{in} + (E_{D1} + E_{D2}) = TXE \quad (\text{III.27})$$

La figure III.12 donne l'évolution de TXE pour les différents systèmes fissionnants en fonction du paramètre coulombien  $Z_C$ . L'énergie d'excitation totale TXE est bien représentée par le fit linéaire suivant :

$$TXE = 0.087 Z_C - 96.275 \quad (\text{III.28})$$

On a représenté sur la même figure l'énergie libérée  $E_{SS}$  entre le dernier point selle et le point exit donnée par Asghar et collaborateurs [ASG93]. L'écart entre les deux quantités est constant et est de l'ordre de 7MeV. Cette quantité peut être considérée comme l'énergie nécessaire au système fissionnant pour passer d'un état mono-système (état du noyau au point exit avant fragmentation) à un état bi-système (état du noyau après fragmentation au point de scission).

L'énergie d'excitation totale TXE varie d'environ 20 à 40 MeV en allant du Thorium au Californium. Comme l'énergie TXE varie linéairement en fonction du paramètre coulombien  $Z_C$ , elle peut constituer un paramètre fondamental pour la représentation de l'effet de parité en charge  $\delta_Z$  de la systématique.

Notons que la quantité  $TXE = \langle Q \rangle - \langle TKE \rangle$  représente l'énergie d'excitation intrinsèque finale des fragments ; énergie dissipée dans l'évaporation des neutrons et gamma prompts. L'énergie de déformation est dominante et contrôle l'émission des neutrons prompts. Cependant, dans l'hypothèse où l'énergie de déformation ne varie pas de manière importante lorsqu'on passe d'un système fissionnant à l'autre (les systèmes ont au point exit des configurations très semblables [ASG93]), l'essentiel de l'augmentation de la quantité  $(\langle Q \rangle - \langle TKE \rangle)$  se retrouvera confinée aux énergies collectives et excitations intrinsèques. Comme nous l'avons vu précédemment, le mouvement du système fissionnant est adiabatique et par conséquent l'énergie d'excitation intrinsèque reste négligeable. Il est raisonnable d'avancer que les énergies collectives dominantes dans la fission sont l'élongation et le mode de striction c'est-à-dire le processus de rupture du col. Comme l'énergie relative à l'élongation se retrouve sous forme d'énergie de préscission, l'augmentation de  $TXE$  serait, donc, due à l'accroissement de l'énergie de striction (rupture du col). Ainsi, l'augmentation de la vitesse de rupture du col du noyau fissionnant est due à l'augmentation de  $TXE$ .

Un fit linéaire des valeurs de  $V_C$  en fonction de  $TXE$  donne pour résultat :

$$V_C (\text{fm}/10^{-21} \text{s}) = 0.39 TXE - 4.31 \quad (\text{III.29})$$

Ainsi, l'énergie d'excitation  $TXE$  et la vitesse de rupture du col  $V_c$  peuvent être utilisées indifféremment pour représenter l'évolution de  $\delta_z$  dans l'étude de l'effet de parité moyen. La figure III.13 donne l'évolution de  $\delta_z$  en fonction de la vitesse de rupture du  $V_C$  et de l'énergie d'excitation totale  $TXE$ .

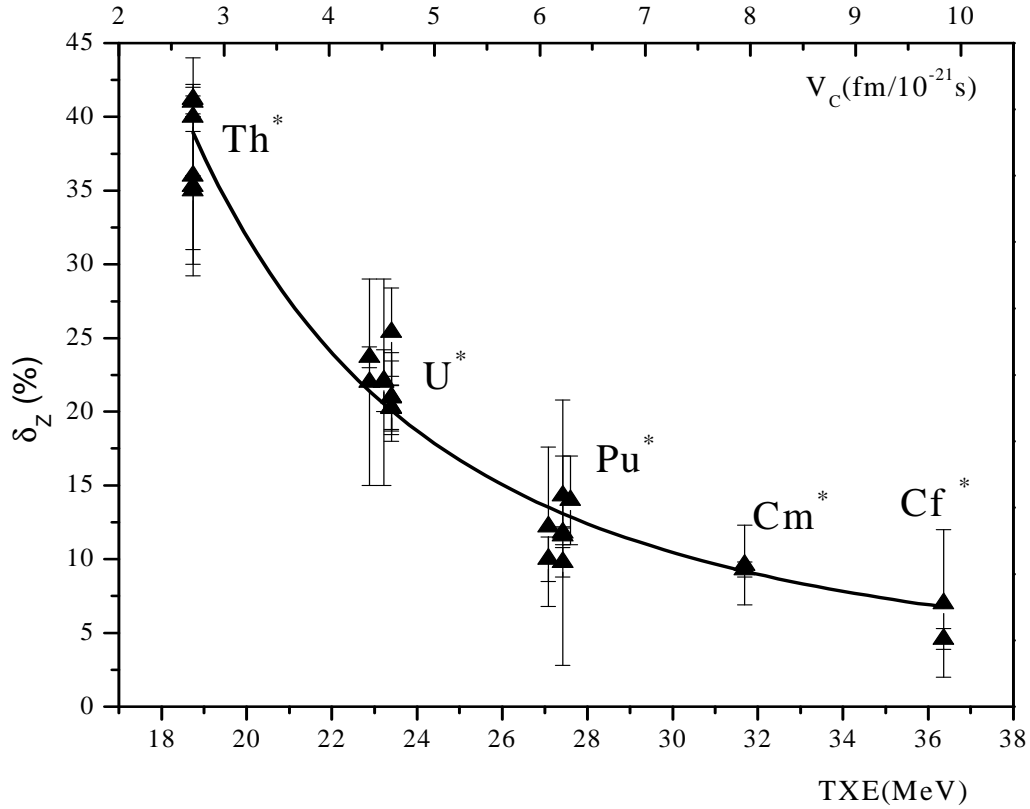


Figure III.13. Evolution de l'effet de parité en charge  $\delta_Z$  en fonction de l'énergie TXE et de la vitesse  $V_C$ .

## 2. Effet de parité en charge pour un même système fissionnant :

L'effet de parité en charge  $\delta_Z(E_L)$  à l'énergie cinétique  $E_L$  du fragment léger est défini comme :

$$\delta_Z(E_L) = \frac{\sum_{Z_L} Y_e(Z_L, E_L) - \sum_{Z_L} Y_o(Z_L, E_L)}{\sum_{Z_L} Y_e(Z_L, E_L) + \sum_{Z_L} Y_o(Z_L, E_L)} \quad (\text{III.30})$$

$Y_e(Z_L, E_L)$  et  $Y_o(Z_L, E_L)$  sont, respectivement, les rendements des charges paires et ceux des charges impaires.

L'expérience montre que, de manière systématique, pour tous les systèmes fissionnants, l'effet de parité en charge  $\delta_Z(E_L)$  croît quand l'énergie cinétique du fragment léger augmente. Cette évolution est expliquée par la diminution de l'énergie d'excitation totale TXE ou de l'énergie libre  $E_{\text{Free}}$  [GON90].

Dans cette partie du travail, on étudie l'évolution de l'effet de parité en charge  $\delta_z(E_L)$  en fonction de l'énergie d'excitation totale TXE en relation avec la première partie du chapitre.

## 2.1. Evolution de $\langle Q \rangle$ en fonction de $E_L$ :

Un programme fortran basé sur la méthode Monte-Carlo a été utilisé pour le calcul du bilan moyen  $\langle Q \rangle(E_L)$  de la réaction de fission partant des distributions en charges  $Y(Z_L, E_L)$  des systèmes fissionnants aux différentes énergies cinétiques  $E_L$  des fragments légers. Une approche similaire à celle développée pour l'étude systématique a été suivie. Les rendements en charges moyens  $Y(Z)$  ont été remplacés dans les différentes formules par les rendements  $Y(Z_L, E_L)$  ; voir sections 1.5.1 et 1.5.2.

La figure III.14 donne l'évolution des bilans d'énergie moyens de la réaction de fission en fonction de l'énergie cinétique du fragment léger  $E_L$  pour les différents systèmes fissionnants allant du Th au Cf. On note que le bilan énergétique moyen  $\langle Q \rangle$  dépend faiblement de l'énergie cinétique des fragments naissants et ne varie que de 2 à 4 MeV pour des énergies cinétiques du fragment léger allant de 90 à 120 MeV en moyenne. Excepté le  $^{250}\text{Cf}^*$ , pour lequel le bilan moyen chute de manière monotone avec l'énergie cinétique, ceux des autres systèmes fissionnants présentent des minima au alentour d'une énergie cinétique moyenne de l'ordre de 100 MeV.

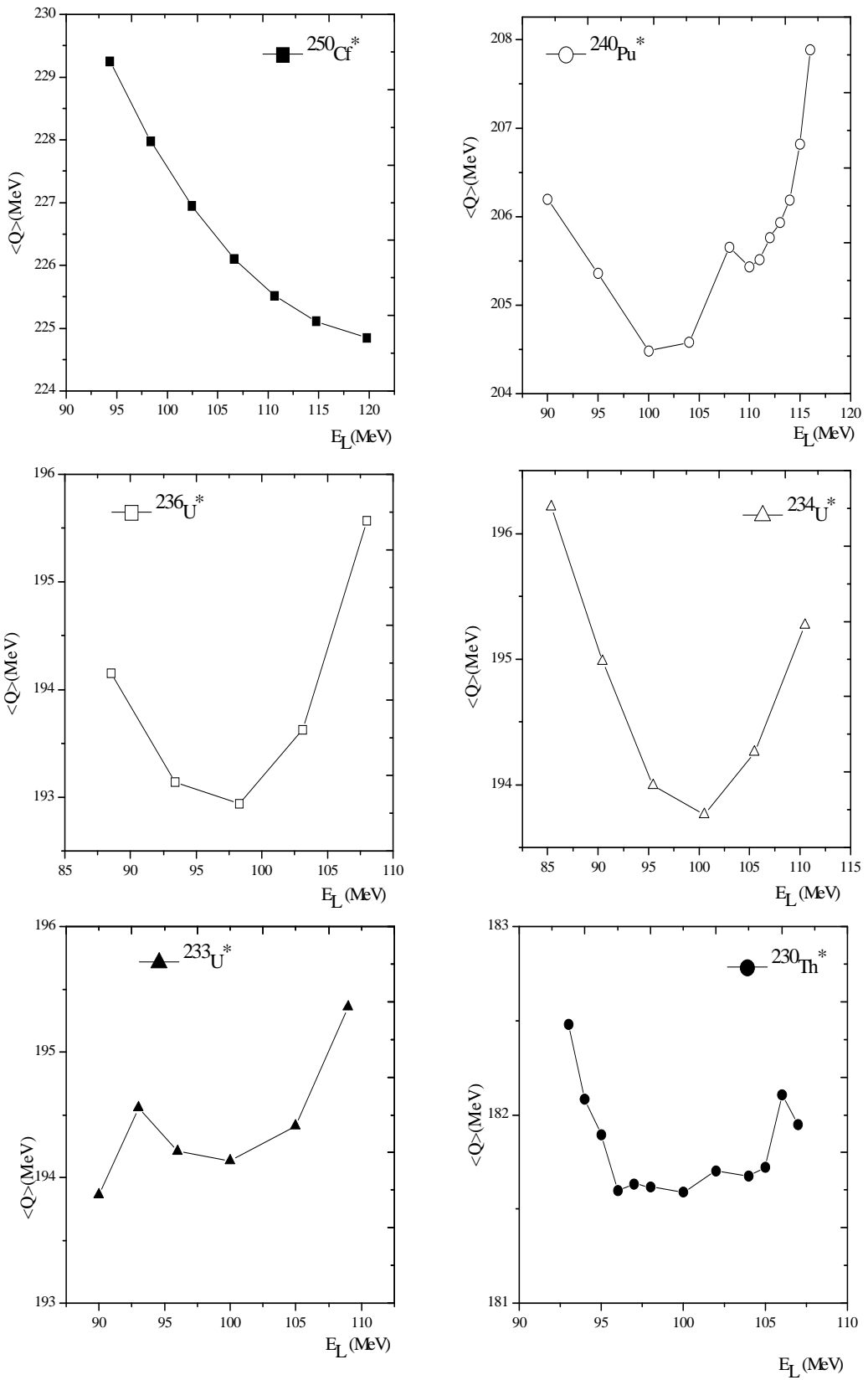


Figure III.14. Evolution du bilan d'énergie moyen  $\langle Q \rangle$  en fonction de l'énergie cinétique du fragment léger  $E_L$

## 2. 2. Evolution de $\delta_Z$ en fonction TXE :

Nous représentons sur la figure III.15 l'évolution de l'effet de parité en charge  $\delta_Z$  en fonction de l'énergie d'excitation totale TXE pour les différents systèmes fissionnants étudiés. L'effet de parité en charge décroît de manière monotone avec l'augmentation de TXE; cette décroissance est d'autant plus faible que le noyau est lourd. Le noyau du  $^{230}\text{Th}^*$  présente la chute la plus importante; l'effet de parité passe de 62.6% pour une énergie d'excitation de 5.64 MeV à 25.5% pour 28.45MeV. On s'est, donc, intéressés particulièrement à ce cas.

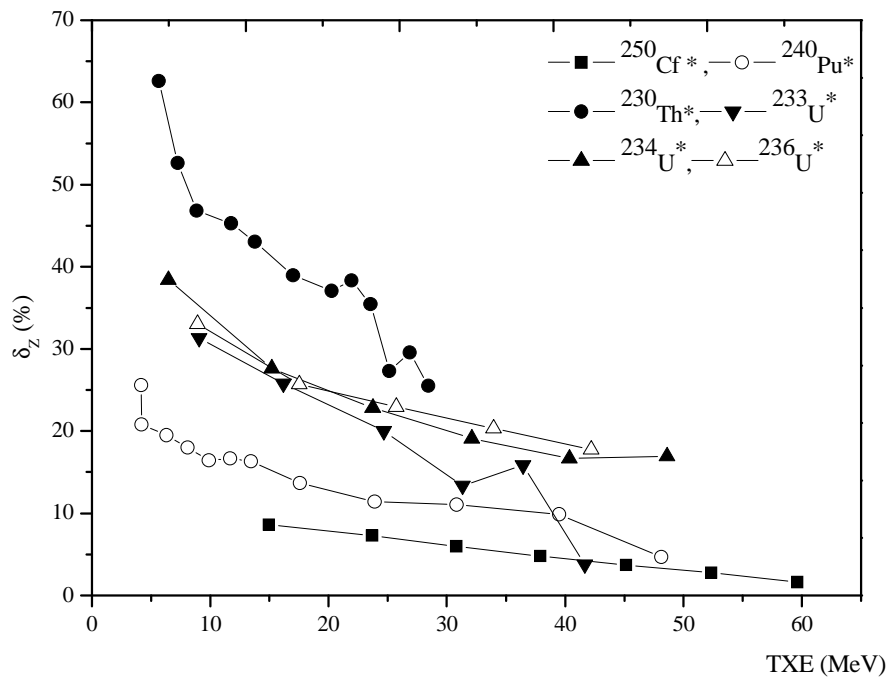


Figure III.15. Evolution de  $\delta_Z$  en fonction de TXE pour les différents systèmes fissionnants

Ainsi, dans le cas du  $^{230}\text{Th}^*$  (cas le plus favorable) l'effet de parité ne chute que de moitié à peu près pour une variation de TXE de 20 MeV. L'évolution est donc, beaucoup plus lente que lorsqu'il s'agit d'une comparaison entre systèmes fissionnants différents où sur une variation de 20MeV, l'effet de parité moyen  $\delta_Z$  diminue de 90% ; voir figure III.13

Sur la figure III.16 sont représentés :

- Les prévisions de l'expression (III.9) où la vitesse de rupture du col est donnée par (III.29)
- Le fit exponentiel de la forme :  $\delta_Z = B \exp(-C \times \text{TXE})$

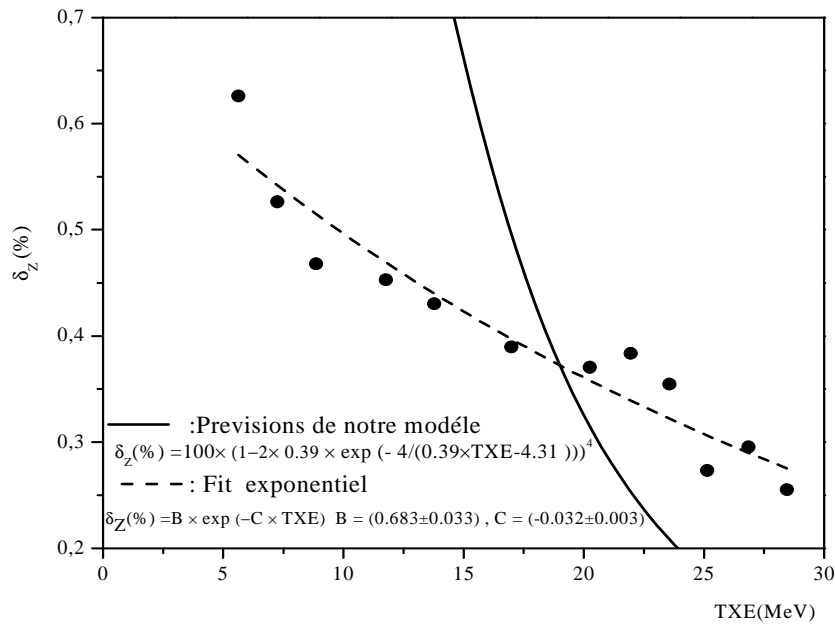


Figure III.16. Evolution de l'effet de parité en charge  $\delta_Z$  En fonction de TXE pour le  $^{230}\text{Th}^*$

Le désaccord entre l'expérience et les prédictions du modèle (relation III.9) est total. Bien plus, il ressort que cette expression est inapte à reproduire les mesures expérimentales même dans le cas où les différents paramètres sont considérés comme indépendants de ceux obtenus dans l'étude systématique. Plusieurs explications peuvent être avancées pour justifier ce total désaccord.

1°) L'expérience montre que la variance isobarique  $\langle \sigma_Z^2 \rangle$  est indépendante de l'énergie cinétique des fragments [BOU92, DJE94, GON90]. Cette observation peut être expliquée comme suit : dans l'étude systématique, l'expression exacte de l'inertie effective  $M_Z$  (formule III.6) n'est pas déterminante car les différents systèmes fissionnants présentent des configurations identiques au point exit. Par contre, la configuration du noyau évolue fortement avec l'énergie cinétique des fragments : elle est très compacte à très haute énergie cinétique et est caractérisé par un col à basse énergie cinétique. Afin de tenir compte de la longueur du col, une expression plus réaliste de l'inertie effective  $M_Z$  doit être adaptée [ASG80].

2°) La fission a lieu, en moyenne, au point exit où la barrière qui sépare la vallée de fusion de celle de fission s'annule [BER89].

3°) Guessous [GUE83] associe simplement l'augmentation de l'effet de parité en charge  $\delta_Z$  en fonction de l'énergie cinétique du fragment léger  $E_L$  au décalage systématique existant entre les distributions en énergies cinétiques des charges paires et celles des charges impaires.

### 3. Effet de parité et énergie d'excitation au point selle.

Il ressort expérimentalement qu'au point selle le mode de fission est fortement couplé au mode d'excitation intrinsèque. Cela peut être lié au mouvement lent (comparativement au temps de la descente) du noyau fissionnant entre l'état fondamental et le dernier point selle. Dans le cas de la fission induite par neutron de  $^{235}\text{U}$ , par exemple, l'effet de parité en charge chute de 23.7 % pour les neutrons thermiques à 5% pour les neutrons de 3MeV. Cette importante chute est due à l'augmentation de l'énergie d'excitation au dernier point selle  $E_{\text{sad}}$  de 3MeV seulement. Cette dernière valeur est juste supérieure à l'énergie nécessaire à la brisure d'une paire de proton. En effet, les études de la photo fission de  $^{238}\text{U}$  [POM93] et celle de  $^{232}\text{Th}$  [PER79] ont montré que l'effet de parité en proton reste constant au dessous de 2.2 MeV d'énergie d'excitation au dernier point selle et chute de manière exponentielle au-delà de cette valeur seuil.

Dans le cadre du modèle de brisure de paires de Nifenecker [NIF82], l'effet de parité en charge global est donné par l'expression (I.37) :

$$\delta_z = \delta_1 \delta_2 = (1 - 2p_1 q_1 \varepsilon_1)^{N_1} (1 - 2p_2 q_2 \varepsilon_2)^{N_2}$$

Où l'indice 1 réfère au point selle, l'indice 2 au point de scission. On rappelle que  $p$ ,  $q$ ,  $\varepsilon$  et  $N$  représentent, respectivement, la probabilité pour que les nucléons appartenant à la paire brisée se retrouvent dans deux fragments différents, la probabilité de briser une paire de nucléons, la probabilité pour que les paires brisées soient celles de protons et  $N$  le nombre maximum de paires brisées.

Considérons un noyau fissionnant dont l'énergie d'excitation disponible au dernier point selle ne permet aucune brisure de paires de nucléons. Tenant compte de la conclusion de la première section du chapitre, le système  $y$  est dans un état superfluide et le reste jusqu'au point de scission où des brisures de paires de nucléons sont induites au cours de la rupture du col. Dans ce cas, l'effet de parité observé est seulement dû au deuxième mécanisme de brisures de paires de nucléons; il correspond à l'effet de parité  $\delta_z^0$  mesuré à très faible énergie d'excitation ( $E_{\text{sad}} < 2\Delta$ ); soit :  $\delta_z = 1 \cdot \delta_2 = \delta_z^0$ . Dans l'hypothèse où cette contribution n'est pas sensible au premier mécanisme de brisure, l'évolution de l'effet de parité total  $\delta_z$  avec l'énergie d'excitation  $E_{\text{sad}}$  au point selle est, donc, donnée par l'évolution de  $\delta_1$  avec  $E_{\text{sad}}$ , soit :

$$\delta_z(E_{\text{sad}}) = \delta_z^0 \delta_1(E_{\text{sad}})$$

Au point selle, on s'attend à un équilibre statistique entre les différents degrés de liberté du système et la probabilité  $q$  de brisure d'une paire de nucléon serait :  $q \propto \exp[-2\Delta/T]$

Où  $\Delta$  et  $T$  représentent respectivement, le gap d'appariement et la température du système fissionnant. La notion de température à très faible énergie d'excitation étant difficile à cerner, dans ce travail deux expressions de l'énergie d'excitation  $E_{\text{sad}}$  au dernier point selle en fonction de la température nucléaire  $T$  ont été testées:

$$E_{\text{sad}} = a T^2 \quad \text{et} \quad E_{\text{sad}} = a T^2 - T$$

Où le paramètre  $a = \frac{A}{8}$  et  $A$  représente le nombre masse.

Cette approche n'a pas été concluante. Ainsi, dans notre modèle, la probabilité  $q$  de brisure de paire de nucléons au point selle est prise ab initio [DJE06] égale à :

$$q = \exp \left[ - 2 \Delta / E_{\text{sad}} \right] \quad (\text{III.31})$$

Où l'énergie d'excitation au dernier point selle  $E_{\text{sad}}$  est donnée par :

$$E_{\text{sad}} = E^* - B_{\text{fe}}$$

Avec :  $E^*$  et  $B_{\text{fe}}$  représentant, respectivement, l'énergie d'excitation totale du noyau fissionnant et la hauteur de la dernière barrière de fission (voir tableau III.2).

Sachant que pour le premier processus de brisure de paire (point selle) on a  $p_1 = 0.5$ , l'effet de parité global en charge est finalement donné par :

$$\delta_z(E_{\text{sad}}) = \delta_z^0 \left( 1 - \varepsilon_1 \exp[-2\Delta/E_{\text{sad}}] \right)^{N_1} \quad (\text{III.32})$$

Le gap d'appariement moyen est donné par [BAR57]:

$$\Delta(\text{MeV}) = \frac{12}{\sqrt{A_F}}$$

### 3.1. Etude du système fissionnant $^{236}\text{U}^*$ :

La figure III.17 donne l'évolution de l'effet de parité en charge  $\delta_z$  mesuré en fonction de l'énergie d'excitation au dernier point selle  $E_{\text{sad}}$  pour la fission induite par neutron de  $^{235}\text{U}$  [MAR81-b]. On constate la chute abrupte de l'effet de parité pour des énergies au-delà de 1.5MeV. Comme le montre la figure, l'effet de parité chute de 23.7% pour la fission thermique à 5% pour une fission induite par neutrons de 3MeV. On peut rendre compte simplement de ce comportement. Considérons l'hypothèse où une seule paire de nucléons est brisée ( $N_1 = 1$ ) et que celle-ci soit constituée de protons, soit  $\varepsilon_1 = 1$ . On montre sur la figure III.17 les prévisions de l'équation (III.32) dans ce cas avec  $\delta_z^0$  fixé à 23.7% (trait discontinu). L'accord est très bon et cela sans utilisation de paramètres ajustables. Ainsi, dans le cadre du modèle, la brisure d'une seule paire de protons suffit à rendre compte de manière satisfaisante de l'évolution de l'effet de parité en charge en fonction de l'énergie d'excitation au dernier point selle.

Cependant, les systèmes fissionnants sont constitués de deux sous systèmes: les protons et les neutrons. L'énergie d'excitation disponible au dernier point selle est utilisée pour la brisure d'une paire de nucléons constituée soit de protons soit de neutrons. De plus, pour des énergies d'excitation  $E_{\text{sad}}$  élevées, plusieurs paires de nucléons peuvent être brisées. En effet, au point selle, le processus d'excitation de quasi-particules est fortement couplé au mode de fission. Toute l'énergie disponible au dernier point selle est absorbée dans le processus de brisure de paires de nucléons. Ainsi, pour une énergie d'excitation  $E_{\text{sad}}$  au point selle inférieure à  $2\Delta$ , le nombre maximum de paires brisées  $N_1=0$ , pour  $E_{\text{sad}}$  comprise entre  $2\Delta$  et  $4\Delta$ ,  $N_1=1$  et ainsi de suite :  $2n\Delta < E_{\text{sad}} < 2(n+1)\Delta$  avec  $n \in \mathbb{N}$  [NOR69] on a  $N_1 = n$ . Les valeurs de  $\delta_z$  calculées pour  $\varepsilon_1 = 0.39$  pour les différents intervalles d'énergie d'excitation sont reportées sur la figure ci-dessous (symboles vides), les points sont affectés aux énergies moyennes des différents intervalles en énergie d'excitation. L'accord avec l'expérience est acceptable et peut être amélioré en augmentant la probabilité  $\varepsilon_1$ . En effet, compte tenu de la répulsion coulombienne, on peut avancer qu'au point selle la probabilité de briser une paire de protons soit plus élevée que le simple rapport  $Z_F/A_F$  du système fissionnant.

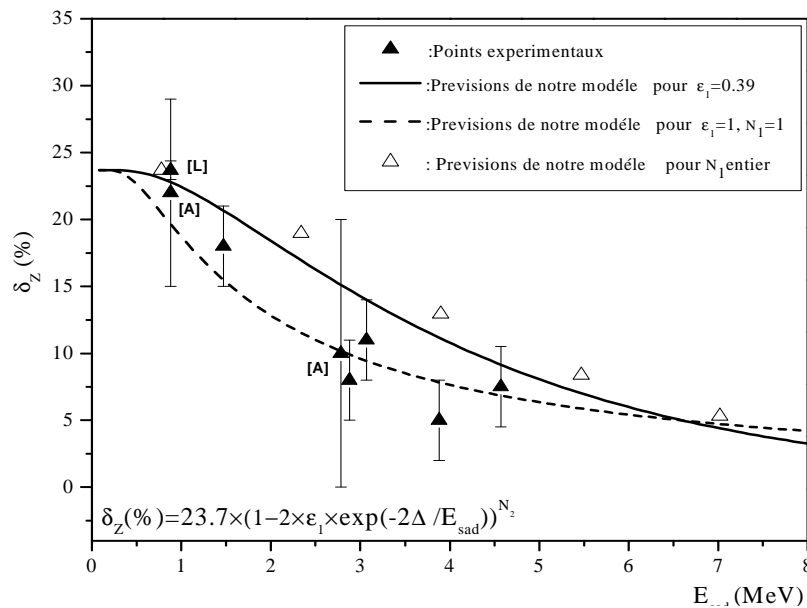


Figure III.17. Evolution de l'effet de parité en charge  $\delta_z$  en fonction de l'énergie d'excitation au dernier point selle  $E_{\text{Sad}}$  pour la fission induite par neutron de  $^{235}\text{U}$ . (A)[AMI77], (L)[LAN80], autres points[MAR81-b]

Les prévisions de l'équation (III.32) pour  $N_1$  continu ( $N_1=E_{\text{sad}}/2\Delta$ ) et pour  $\varepsilon_1 = 0.39$  sont représentées sur la figure III.17 par un trait continu. L'accord avec les valeurs discrètes de  $\delta_z$  est satisfaisant. On a, alors, effectué un fit des données expérimentales par l'équation III.32 où la probabilité  $\varepsilon_1$  et le nombre de paires de nucléons  $N_1$  sont pris comme paramètres libres. Un bon accord est obtenu avec une probabilité pour que les paires brisées soient celles de protons  $\varepsilon_1 = 0.63$ . Cette dernière ne peut être justifiée.

### 3.2. Etude du système fissionnant $^{238}\text{U}^*$ et $^{232}\text{Th}^*$ .

Les figures III.18 et III.19 donnent l'évolution de l'effet de parité en charge  $\delta_Z$  mesuré en fonction de l'énergie d'excitation au dernier point selle  $E_{\text{sad}}$  pour la fission induite par des gammas de bremsstrahlung de  $^{232}\text{Th}^*$  [PER79] et  $^{238}\text{U}^*$  [POM93], respectivement.

Une étude similaire à celle effectuée pour le cas de  $^{236}\text{U}^*$  a été réalisée. On montre sur les figures III.18 et III.19 les différentes prévisions de l'équation (III.32) pour, respectivement,  $^{232}\text{Th}^*$  et  $^{238}\text{U}^*$ .

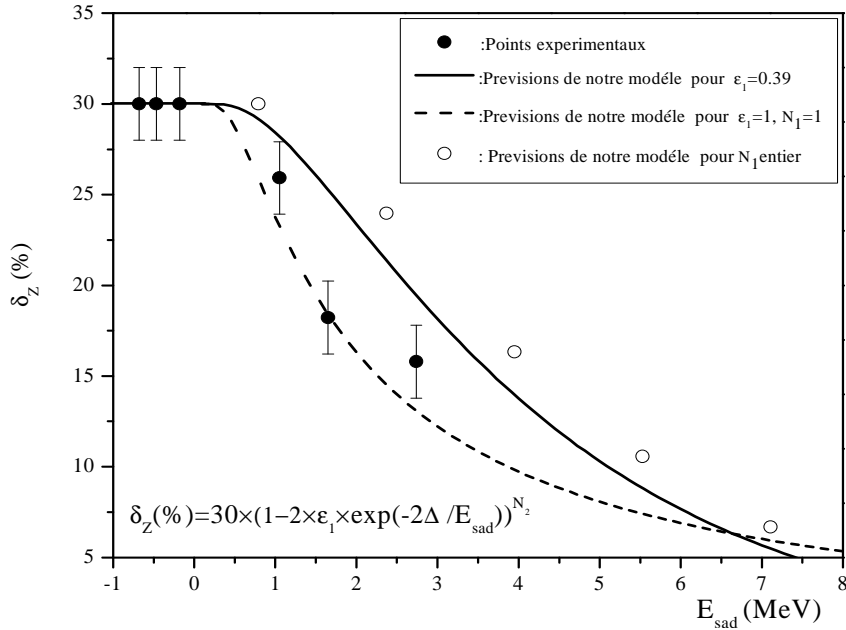


Figure III.18. Evolution de l'effet de parité en charge  $\delta_Z$  mesuré en fonction de l'énergie d'excitation au dernier point selle  $E_{\text{sad}}$  pour la fission induite par des gammas de bremsstrahlung de  $^{232}\text{Th}^*$  [PER79].

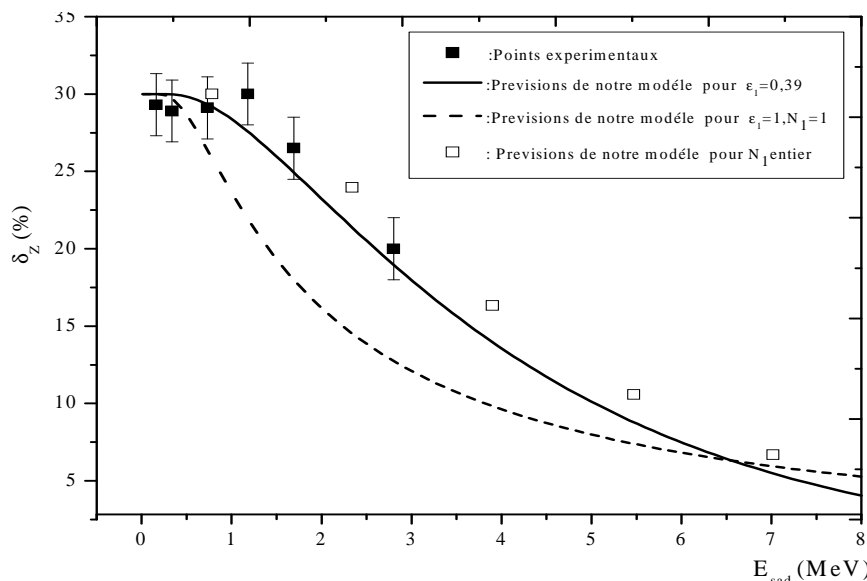


Figure III.19. Evolution de l'effet de parité en charge  $\delta_Z$  mesuré en fonction de l'énergie d'excitation au dernier point selle  $E_{\text{sad}}$  pour la fission induite par des gammas de bremsstrahlung de  $^{238}\text{U}^*$  [POM93]

Enfin, on représente sur la figure III.20 l'évolution de l'effet de parité total en charge  $\delta_Z$  en fonction de l'énergie d'excitation  $E_{\text{sad}}$  au dernier point selle pour les différents systèmes fissionnants ainsi que les prévisions de l'équation (III.32) et les prévisions du modèle de Rejmund et collaborateurs [REJ00].

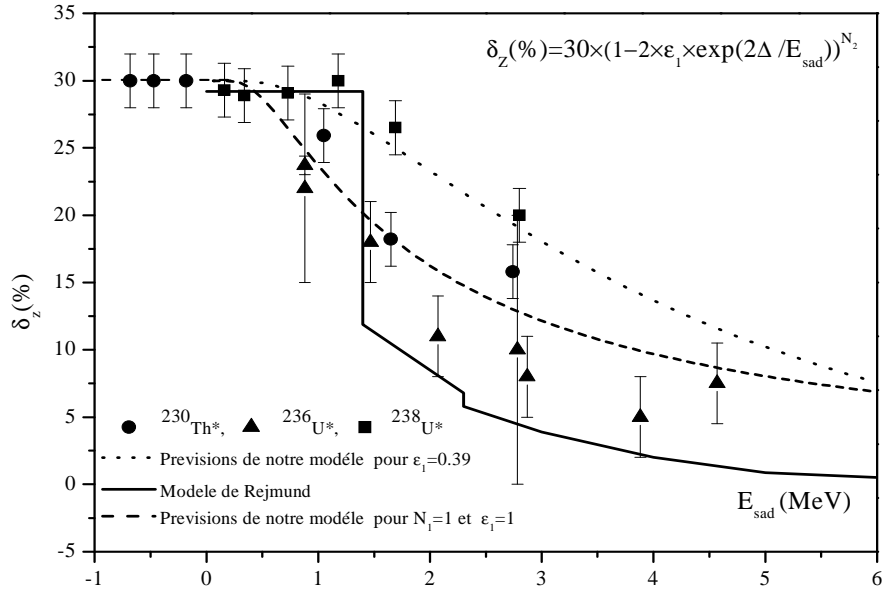


Figure III.20. Evolution de l'effet de parité en charge  $\delta_Z$  en fonction de l'énergie d'excitation  $E_{\text{sad}}$  au dernier point selle pour les différents systèmes fissionnants étudiés.

On remarque, d'une part, pour l'ensemble des systèmes fissionnants une forte chute de  $\delta_Z$  avec  $E_{\text{sad}}$ . D'autre part, l'effet de parité en charge  $\delta_Z$  présente un plateau pour les faibles valeurs de l'énergie d'excitation  $E_{\text{sad}}$ . Les prévisions de notre modèle dans le cas où plusieurs paires de nucléons sont brisées au point selle avec  $\epsilon_1 = 0.39$  sont représentées en traits discontinus. Un meilleur accord est obtenu pour le système  $^{238}\text{U}^*$ .

# Conclusion

## Conclusion

Le présent travail a concerné l'étude des effets de parité en charge et en énergie cinétique de la fission à basse énergie. Une analyse des données expérimentales disponibles dans la littérature a été effectuée dans le cadre d'un modèle dérivant directement de celui de Nifenecker et al..

Dans la première partie du travail, on s'intéresse à l'étude des effets de parité moyens de la fission thermique des noyaux  $^{229}\text{Th}$ ,  $^{232,233,235}\text{U}$ ,  $^{238,239,241}\text{Pu}$ ,  $^{245}\text{Cm}$  et  $^{249}\text{Cf}$ . L'énergie d'excitation de ces noyaux au dernier point selle est inférieure à l'énergie nécessaire à l'apparition d'excitation de quasi-particules. Les noyaux étant de numéros atomiques  $Z_F$  pairs, se retrouvent au dernier point selle dans un état où tous les protons sont appariés. Le modèle reproduit les résultats expérimentaux de la systématique de manière satisfaisante dans l'hypothèse où les excitations de quasi-particules se manifestent au cours de l'effondrement du col du système fissionnant à travers des excitations de type Landau-Zener. La vitesse de rupture du col du noyau fissionnant varie linéairement avec le paramètre coulombien  $Z_c$ . Le nombre de paires de nucléons brisées est égal à 4 et la probabilité pour qu'une paire brisée soit celle de protons est de 0.39; cette dernière valeur est proche de  $Z_F/A_F$  des actinides. En outre, la corrélation de l'effet de parité en énergie cinétique  $\Delta E_K$  et l'effet de parité en charge  $\delta_z$  est retrouvée. Le modèle donne un accord satisfaisant si l'énergie nécessaire à la création de deux quasi particules est de l'ordre de 2MeV.

Dans la seconde partie, l'évolution de l'effet de parité en charge  $\delta_z(E_L)$  en fonction de l'énergie cinétique a été étudiée. Le paramètre choisi est l'énergie d'excitation totale TXE disponible au point de scission. Cette quantité est donnée par la différence entre le bilan énergétique moyen  $\langle Q \rangle$  et l'énergie cinétique totale  $\langle TKE \rangle$ . Le bilan moyen  $\langle Q \rangle$  est obtenu à partir des rendements en charge où l'on suppose une distribution gaussienne en masse pour chaque charge du fragment léger.

Dans l'étude systématique de la fission thermique ( $^{229}\text{Th}$ ,  $^{232,233,235}\text{U}$ ,  $^{238,239,241}\text{Pu}$ ,  $^{245}\text{Cm}$  et  $^{249}\text{Cf}$ ), il ressort que l'énergie d'excitation totale TXE varie linéairement avec le paramètre coulombien  $Z_c$ . Ainsi, la variable TXE peut, donc, reproduire de manière satisfaisante l'évolution de l'effet de parité dans la systématique. Cependant, l'extrapolation de cette approche à l'étude de  $\delta_z(E_L)$  n'a pas été concluante. Il semblerait que cet effet  $\delta_z(E_L)$  soit lié

tout simplement au décalage des distributions en énergie cinétique des fragments de charges paires et impaires.

La troisième partie du travail a porté sur l'évolution de l'effet de parité en charge en fonction de l'énergie d'excitation  $E_{\text{sad}}$  du système au dernier point selle pour trois systèmes fissionnants. Il s'agit de la fission induite par neutrons de  $^{235}\text{U}$  pour des énergies d'excitation au dernier point selle  $E_{\text{sad}}$  atteignant 5 MeV et la photofission de  $^{232}\text{Th}$  et  $^{238}\text{U}$  pour des énergies  $E_{\text{sad}}$  inférieures à 3 MeV. Il ressort expérimentalement qu'au point selle le mode de fission est fortement couplé au mode d'excitation intrinsèque. L'analyse des données expérimentales dans le cadre du modèle de Nifenecker et al. où la probabilité de brisure de paires de nucléons en fonction de l'énergie d'excitation au dernier point selle  $E_{\text{sad}}$  est prise ab initio égale à  $e^{-2\Delta/E_{\text{sad}}}$  où  $\Delta$  est le gap d'appariement moyen, donne un résultat satisfaisant.

# Références

- [AMI75]: S. Amiel and H. Feldstein, Phys. Rev.C11(1975)845.
- [ASG80]: M. Asghar, Z. Phys. A 296 (1980)79
- [ASG93]: M. Asghar et al 1993 R. I. Phys. USTHB Alger
- [BAR57]: J. Bardeen, L. N. Cooper and J. R. Schrieffer, Phys. Rev.108 (1957)1175
- [BER79]: M. Berlangier, A. Gobbi, F. Hanappe, U. Lynen, C. Ngo, A. Olmi, H. Sann, H. Stelzer, H. Richel and M.F. Rivet Z. Phys. A 291(1979) 133
- [BER89]: J. F. Berger, M. Gerod, and D. Gogny Nucl. Phys A 502(1989)85
- [BOC90]: J. P. Bocquet, R. Brissot, H. R. Faust, M. Fowler, J. Wilhelmy, M. Asghar, M. Djebara Z. Phys. A 335(1990)41
- [BOU98]: B. Bouzid, M. Asghar, M. Djebara and G. Medkour J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 24 (1998) 1029
- [BJO82]: S. Bjørnholm and W. J. Swiatecki Nucl. Phys A 391 (1982)471
- [BOR08]: M. V. Borunov, P. N. Nadtochy, G. D. Adeev Nucl. Phys A 799 (2008) 56
- [BOU91]: N. Boucheneb, M. Asghar, G. Barreau, T. P. Doan, B. Leroux, A. Sicre, P. Geltenbort and A. Oed Nucl. Phys A 535 (1991)77
- [BOU92]: N. Boucheneb, Thèse de doctorat d'état, USTHB (1992)
- [BRO85]: D. A. Bromley "Treatise on heavy-ion science " vol. 4 Plenum Publishing Corporation, New York
- [BRO78]: U. Brosa and H. J. Krappe, Z. Phys. A 284 (1978)65
- [BRO89]: U. Brosa, S. Grossmann, A. Müller and E. Becker Nucl. Phys A 502 (1989)423
- [CAI85]: F. Caitucoli, Thèse de doctorat d'état, Université de Bordeaux I (1985)
- [DAV77]:K. T. R. Davies and R. A. Managan Phys. Rev.C16(1977)1890
- [DJE85]: M. Djebara, Thèse de magister, USTHB (1985)
- [DJE94]: M. Djebara, Thèse de doctorat d'état, USTHB (1994)
- [DJE03]: M. Djebara, M. Asghar, D. Benzaid and B. Bouzid 4<sup>ème</sup> conférence sur la physique nucléaire et des particules Fayoum, Egypte (2003)
- [DJE06]: M. Djebara "Cnpa'06 Béchar 18-20 Décembre 2006 "
- [FIS03]: <http://www-nds.iaea.org.RIPL-2.fission.fis-barrier>
- [FON56]: P. Fong Phys. Rev 102(1956)434
- [FUL62]: W. Fuller, Phys .rev. 126 (1962)684.
- [GON90] : F. Gönnewein In: C. Wagemans, Editor, The Nuclear Fission Process(1991)
- [GUE83]: A. Guessous, Thèse doctorat 3<sup>ème</sup> cycle, CEN-Grenoble, France, (1983)

- [HAD02]: Thèse doctorat es sciences, USTHB Alger (2002)
- [HAM93]: F. J. Hambsch, H. H. Knitter and C. Budtz-Jørgensen Nucl. Phys A 554(1993)209
- [HIL53]: D. L. Hill, J. A. Wheeler phys. Rev. 89(1953)1102
- [KAU92]: J. Kaufmann, W. Mollenkopf, F. Gönnenwein, p. Geltenbort, and A. Oed Z.Phys.A341(1992)319
- [KRA73] : H.J.Krappe et J.R.Nix " Third International Atomic Energy Agency Symposium on Physics and Chemistry of fission " volume I (1973)159
- [LAN80]: W. Lang, H. G. Clerc, H. Wohlfarth, H. Schrader and K. H. Schmidt Nuclear Physics A 345 (1980)34
- [MAR81-a]: G. Mariolopoulos, CH. Hamelin, J. Blachot, J. P. Bocquet, R. Brissot, J. Crançon, H. Nifenecker and Ch. Ristori, Nucl. Phys A 361(1981)213.
- [MAR81-b]: G. Mariolopoulos, thèse doctorat es sciences, CEN-Grenoble, France, (1981)
- [MAS03]: Mass\_wapstra.htm Atomic Mass Adjustment Nov 2003.
- [MED97]: G. Medkour, M. Asghar, M. Djebara and B. Bouzid J. Phys.G: Nucl.Part.Phys.23 (1997)103
- [MIR07]: M. Mirea, L. Tassan-Got, C. Stephan, and C. O. Bacri Phys.Rev. C 76(2007)064608
- [MOL75] :E.Moll, et ., Nucl.Instr.Meth.123(1975)615
- [MOR72]: L. G. Moretto, phys .lett.40 B.1.(1972)
- [NAI97]: H. Naik, S. P. Dange, R. J. Singh, S. B. Manohar Nucl. Phys A 612 (1997) 143
- [NAI07]: H. Naik , S. P. Dange, A. V. R. Reddy Nucl. Phys A 781 (2007) 1
- [NOR69]: Norenberg " physics and chemistry of fission " second IAEA symposium Vienna (1969)
- [PER79]: K. Persyn, E. Jacobs , S. Pommé , D. De Frenne , K. Govaert, M. L. Yoneama Nucl. Phys A 620(1997)171
- [NIF80]: H. Nifenecker , J. Phys. Lett. 41 (1980) 47.
- [NIF82]: H. Nifenecker, G. Mariolopoulos, J. P. Bocquet, R. Brissot, Ch. Hamelin, J. Crançon, and Ch. Ristori, Z. Phys. A 308(1982)39.
- [POM93]: S. Pomme, E. Jacobs, K. Persyn, D. De .Frenne, K. Govert , M. L. Yoeana, Nucl. Phys A 560(1993)689
- [QUA 83]: U. Quad, thèse Ph.D., Université de Munich, Allemagne, 1983.
- [REJ00]: F. Rejmund, A. V. Ignatyuk, A. R. Junghans , K.H. Schmidt, Nuclear Physics A 678(2000)215
- [ROC02]: D. Rochman, H. Faust, I. Tsekhanovich, F. Gönnenwein, F. Storrer, S. Oberstedt, V. Sokolov, Nucl. Phys A 710(2002)3
- [SEE67]: P. A. Seeger and R. C. Perisho, Los Alamos Scientific Laboratory Report N° LA-3751(1967)

- [SCH84]: C. Schmitt, A. Guessous, J. P. Bocquet, H. G. Clerc, R. Brissot, D. Engelhardt, H. R. Faust, F. Gonnenwein, M. Mutterer, H. Nifenecker, J. Pannicke, CH. Ristori end, J. P. Theobald , Nucl. Phys A 430(1984)21
- [SCH88]:P. Schillebeckx, Ph.D. thesis, University of Gent, Belgium (1988).
- [SCH80]: G. Schutté, Z. Phys. A 297(1980)289.
- [STR67]: V. M. Strutinsky, Nucl. Phys s A 95(1967)420
- [UNI74]: J. P. Unik, J. E. Gindler, L. E. Glendenin, K. F. Flynn, A. Gorski, R. K. Sjoblom , Proc. Symp. On Physics and chemistry of fission, Rochester, IAEA, Vol.II (1974)19.
- [VIO85]: V. E. Viola, K. Kwiatkowski and M. Walker, Phys. Rev. C31(1985)1550
- [WAG91]: C. Wagemans, "The Nuclear Fission Process", CRC Press, Inc, London (1991)
- [WEI35] : C. F. V. Weizsäcker, Z. Phys. 96 (1935) 431
- [WHE39]: J. A. Wheeler, phys. rev. Volume 56 (1939)
- [WIL64]: L.Wilets, "Theories of nuclear fission", clarendon press, oxford 1964
- [WIL76]: B. D. Wilkins, E. P. Steinberg, R. R. Chessman, phys. Rev. C14 (1976)1832