

République Algérienne Démocratique et Populaire
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 et Interaction Rayonnement-Matière

Par : M^{elle} RAKED Amel

Sujet :

***ORIGINE DE LA VARIATION DE L'EFFET PAIR-IMPAIR EN
PROTON EN FONCTION DE L'ENERGIE CINETIQUE DES
FRAGMENTS DANS LA FISSION $^{235}\text{U} (n_{th} f)$***

Soutenu publiquement, le 04 /01 / 2012, devant le jury composé de :

M. M. FELLAH	Professeur 'USTHB	Président
M. B. BOUZID	Maître de Conférences / A'USTHB	Directeur de mémoire
Mme. M. HADDAD	Maître de Conférences /A'USTHB	Examinatrice
M. H. AMMI	Maître de recherche/A CRNA	Examineur
M. M. IZERROUKEN	Maître de recherche/A CRND	Examineur

SOMMAIRE

INTRODUCTION	1
CHAPITRE I : SURFACE D'ENERGIE POTENTIELLE	3
1-Description macroscopique :	4
1.1- Modèle de la goutte liquide (LDM)	4
1.2-Limite du modèle de la goutte liquide	12
2- Description macro-microscopique	13
2.1- Modèle en couche	13
2.2- Calcul du spectre en énergie	14
2.2.1-Paramétrisation du potentiel nucléaire moyen	14
2.2.1.1- Paramétrisation de la surface nucléaire	14
2.2.1.2-Potentiel Woods-Saxon déformé V_{WS}	15
2.2.1.3-Potentiel spin –orbite V_{SO}	15
2.2.1.4-Potentiel coulombien V_C	16
2.2.1.5-Les différentes paramétrisations du potentiel central	17
2.2.2- Solution et méthode de calcul de ε_v	19
2.2.2.1- Hamiltonien et éléments de matrice	19
2.2.2.2-Base de l'oscillateur harmonique déformé	19
2.3- Correction de couches	21
2.3.1-Postulats de Strutinsky	21
2.3.2- Calcul pratique de la correction de couche	22
2.4-Correction d'appariement	23
2.5 -Surfaces d'énergie potentielle dans l'approche Macro- Microscopique	25
3. Mécanisme de la fission nucléaire à basse énergie	27
3.1-Première étape : passage des barrières de fission	28
3.2-Deuxième étape : transition point selle-point de scission	31
3.3-Troisième étape : après la scission	32
CHAPITRE II : FISSION FROIDE	33
1-L'effet pair – impair global en proton	35

2-Modèle statique de point de scission	40
2.1-Modèle statique de Fong	41
2.2-Modèle de scission de Wilkins	42
 CHAPITRE III : RESULTATS ET DISCUSSIONS	 45
1-----L'influence des effets microscopiques sur l'effet pair-impair en proton :	46
1.1- Calcul des énergies mises en jeu au point de scission	46
1.1.1- Configuration du noyau fissionnant au point de scission	46
1.1.2 -Calcul de l'énergie potentielle collective à la scission	47
1.1.3- Calcul de l'énergie d'interaction coulombienne	48
1.1.4- Calcul de l'énergie d'interaction nucléaire	49
1.1.5- Calcul de l'énergie de déformation des fragments à la scission	50
1.2-Résultat et discussion	52
1.2.1 Valeur de la distance d « tip distance »	52
1.2.2- Evaluation des énergies mises en jeu au point de scission en fonction de la distance D sans tenir compte des corrections de couches et d'appariement	54
1.2.2- Effet de la correction de couche et d'appariement	56
2-Étude de l'énergie cinétique la plus probable des fragments	58
2.1-Comparaison de l'énergie cinétique la plus probable des fragments aux données expérimentales	58
2.2- Présentation de quelques configurations étudiées	60
3-Etude de l'effet pair – impair en proton δ_p en fonction de l'énergie d'excitation totale des fragments au point de scission de la fission de $^{235}\text{U}(n_{th},f)$:	69
3.1- L'énergie d'excitation intrinsèque des fragments au point de scission :	69
3.2- Spectre des rendements en énergie d'excitation intrinsèque des fragments au point de scission:	69
3.2.1-Simulation des rendements en énergie cinétique $Y(Z_L, A_L, E_L)$:	69
3.2.2 Evaluation des rendements $Y(Z_L, A_L, TXE_{Col})$ en fonction de l'énergie d'excitation collective après la scission :	71
3.2.3 Evaluation des rendements (Z_L, A_L, TXE_{Int}) en fonction de l'énergie d'excitation intrinsèque au point de scission :	74
3.3 -Analyse des spectres en énergie d'excitation intrinsèque au point de scission $Y(A_L, Z_L, TXE_{Int})$	75
3.4 - Effet de parité en protons en fonction de l'énergie d'excitation intrinsèque des fragmentes de la fission $^{235}\text{U}(n_{th}, f)$	82

CONCLUSION-----84

PERSPECTIVE-----84

REMERCIEMENTS

Ce travail a été réalisé au sein de l'équipe Métrologie des rayonnements du laboratoire des Sciences Nucléaires et Interaction Rayonnement -Matière (SNIRIM) de la Faculté de Physique de l'Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumediene.

Je tiens tout d'abord à remercier Monsieur M.FELLAH, Professeur à l'U.S.T.H.B pour m'avoir fait l'honneur d'accepter la présidence du jury de ce mémoire.

J'exprime tous mes remerciements à Mme M.HADDAD, Maître de conférences A à l'USTHB, Monsieur H.AMMI, Maître de recherche A au CRNA et Monsieur M. IZZEROUKEN, Maître de recherche A au CRND, qui ont acceptés de faire partie de mon jury.

.

Introduction

La fission nucléaire, depuis sa découverte par L.Meintner, O. Hahn et F.Strassman [Hah39], un effort important a été fait tant sur le plan expérimental que sur le plan théorique pour arriver à une compréhension complète de ce phénomène. Mais aujourd'hui, il n'existe pas de description théorique complète du mécanisme de fission.

Cependant, malgré l'utilisation au quotidien de la fission dans la production d'énergie, l'étude des observables de la fission représente un magnifique laboratoire pour l'étude du comportement de la matière nucléaire. On peut dire que l'étude de la fission à basse énergie reste un des meilleurs outils pour comprendre le comportement dynamique de la matière nucléaire à basse énergie (c-à-d la nature et l'importance de la viscosité nucléaire), notamment à travers la compréhension de sa seconde étape (transition du dernier point selle au point de scission). D'où, il est évident que tout phénomène qui peut fournir des renseignements sur cette dernière étape est considéré avec un grand intérêt. L'effet pair-impair sur les rendements des fragments de fission représente un sujet de recherche de premier plan de tels phénomènes.

Expérimentalement, les effets de parité [Ami74] ont été observés sur les rendements en proton, en neutrons et sur la valeur la plus probable de l'énergie cinétique [Nif79, Wag91]. Cependant, au cours de la fission induite par des neutrons thermiques, l'émission de neutrons prompts juste après la scission du noyau composé fait que l'effet de parité en neutrons observé même par des méthodes physiques (détecteurs des fragments en temps réel) n'est pas représentative de l'effet de parité en neutrons au point de scission. De ce fait, c'est l'effet pair-impair en protons défini comme la différence entre les rendements des fragments de fission ayant respectivement un nombre pair et impair de protons rapportée au rendement total des fragments de fission, qui pourrait le mieux nous informer sur la dynamique de la descente du noyau fissionnant du point selle au point de scission ainsi que sur le lieu des brisures de paire de protons (c.-à-d. au second point selle ou pendant la descente du second point selle au point de la scission ou encore pendant la rupture du col joignant les fragments naissants de la fission au point de sortie qui est le point correspondant à la configuration du noyau juste avant la rupture du col).

Plusieurs études ont été faites comme l'étude des variations de l'effet de parité en proton en fonction du paramètre de fissilité, du paramètre coulombien, et de l'énergie d'excitation du noyau composé. Cependant certains points restent toujours non résolus comme l'observation de l'augmentation de l'effet pair-impair en protons avec l'augmentation de l'énergie cinétique du fragment léger.

L'observation expérimentale de cette augmentation était généralement expliquée par une diminution de la probabilité de brisure de paire de proton due à une diminution de l'énergie d'excitation intrinsèque des fragments au point de scission. Ceci plaide en faveur d'une origine statistique de cette augmentation. Mais différents travaux de la littérature montrent que cette variation dépend aussi des bilans Q de différentes fragmentations de la fission et des énergies mises en jeu au point de scission pour les différentes fragmentations. Ces études n'ont pas tenu compte de la variation des effets de couches et d'appariement dans l'énergie de déformation des fragments

L'objet de ce mémoire de Magister est d'expliquer l'origine de l'augmentation de cet effet de parité en proton avec l'énergie cinétique des fragments. Pour cela, nous avons choisi d'étudier cet effet observé dans la fission de l'Uranium 235 induite par des neutrons thermiques

Ce manuscrit est divisé en trois chapitres organisés de la manière suivante :

- Le premier chapitre est consacré au calcul de la surface d'énergie potentielle selon l'approche macro-microscopique de Strutinsky [Str68, Str67].
- Le second chapitre présente l'état actuel des connaissances concernant l'étude de la fission froide.
- Dans le troisième chapitre, nous présentons les détails des calculs des différentes études effectuées dans le cadre de ce mémoire ainsi qu'une discussion des résultats.
- Enfin, une conclusion terminera le manuscrit.

Chapitre I : Surface d'énergie potentielle

Dans le cadre de la théorie de la fission, la variation de l'énergie potentielle nucléaire en fonction de la forme de la surface du noyau fissionnant a une grande importance. Ainsi, son étude dans l'espace des déformations peut dégager des informations intéressantes comme la forme et la masse du noyau dans l'état fondamental et aussi la barrière de fission. Strutinsky a effectué un calcul de la surface d'énergie potentielle en superposant au modèle classique de la goutte liquide les corrections d'effets de couches et d'appariement des nucléons [Str68, Str67], c'est l'approche Macro-Microscopique.

1-Description macroscopique :

La fission d'un noyau en deux fragments, a été interprétée dans le cadre du modèle nucléaire de la goutte liquide chargée (liquid drop model " LDM") par N .Bohr et J.AWheeler [Boh39].

1.1- Modèle de la goutte liquide (LDM):

Ce modèle classique, a réussi à expliquer le comportement de l'énergie de liaison, des noyaux existants dans la nature.

En 1928, N.Bohr, et G, Gamow ont assimilé le noyau à une goutte homogène de fluide incompressible chargée uniformément. Le phénomène de saturation des forces nucléaires donne pratiquement à tous les noyaux la même densité avec un rayon proportionnel à $A^{1/3}$, où A représente le nombre de masse.

En 1935, Weizsäcker et Bethe [Wei35] décrivent les différentes forces qui interviennent dans la stabilité d'un noyau qui résulte d'un équilibre entre la tension de surface de la goutte et les forces de répulsion coulombienne. L'énergie de liaison E (A, Z) des noyaux en fonction du nombre de masse A et du numéro atomique Z est donnée par l'expression suivante :

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

Les différents termes de l'expression (I-1) représentent respectivement les énergies de volume, de surface, coulombienne, d'asymétrie entre les protons et les neutrons, et d'appariement. Le terme δ_p (énergie d'appariement) est un terme correctif introduit pour tenir compte de la sur-stabilité des noyaux pair-pair dans leur état fondamental.

$$\delta_p = \begin{cases} +1 & (Z \text{ et } N \text{ pairs, cas pair-pair}) \\ 0 & (Z + N \text{ impair, cas pair-impair ou impair-pair}) \\ -1 & (Z \text{ et } N \text{ impairs, cas impair-impair}) \end{cases}$$

Les quatre constantes de la relation (I.1) sont déterminées par ajustement des énergies de liaisons mesurées. L'énergie de liaison par nucléon traitée par la formule de Weizsäcker est représentée en fonction de la masse A sur la figure I.1

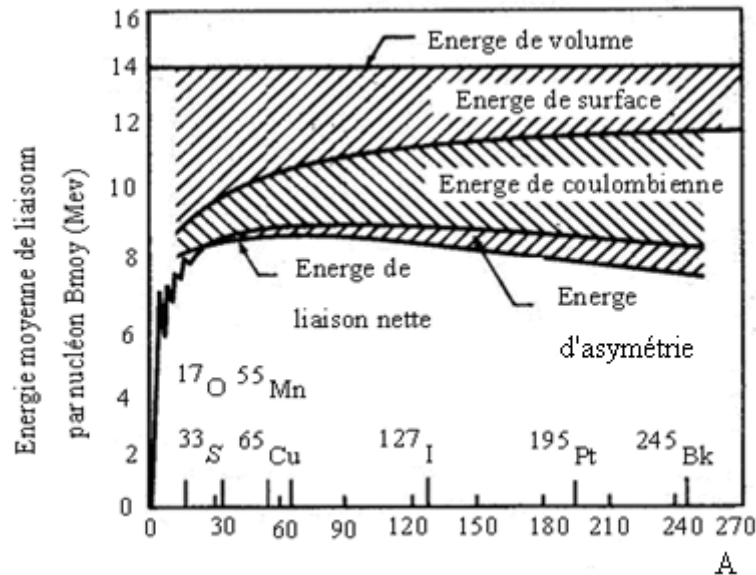


Figure I.1-Energie de liaison par nucléon en fonction du nombre de masse A . Les différents termes de l'énergie de liaison sont aussi présentés [Mey67]

Les différentes valeurs des paramètres de l'expression I.1 déterminées par Weizsäcker sont énumérées ci-dessous [Wei35] :

$$a_v=15.17\text{MEV}, a_s = 17.80 \text{ MEV}, a_a=47.40 \text{ MEV} , a_c=0.71 \text{ MEV}, |a_p|=34.00 \text{ MEV}$$

Selon le modèle de la goutte liquide, la forme d'un noyau est sphérique dans son état fondamental. Une perturbation externe tel qu'un neutron incident peut déformer le noyau et modifier les deux contributions à l'énergie de liaison : l'énergie de surface E_s et l'énergie coulombienne E_c . Quand la déformation augmente, l'énergie de surface augmente et l'énergie coulombienne diminue et le noyau se met à osciller. Si l'énergie d'excitation apportée par le neutron incident est suffisamment importante, les deux bouts de l'élongation peuvent produire rupture deux lobes. Ces derniers constituant deux centres chargés positivement se repoussent jusqu'à ce que le noyau initial soit complètement cassé en deux fragments, c'est-à-dire qu'une

fission soit produite. En revanche, si la déformation initiale n'est pas très importante, le noyau tend à revenir à sa forme initiale. La figure I.2 illustre le processus de la fission que nous venons de décrire. Elle montre la variation de l'énergie potentielle du système en fonction de la distance qui sépare les deux fragments supposés identiques.

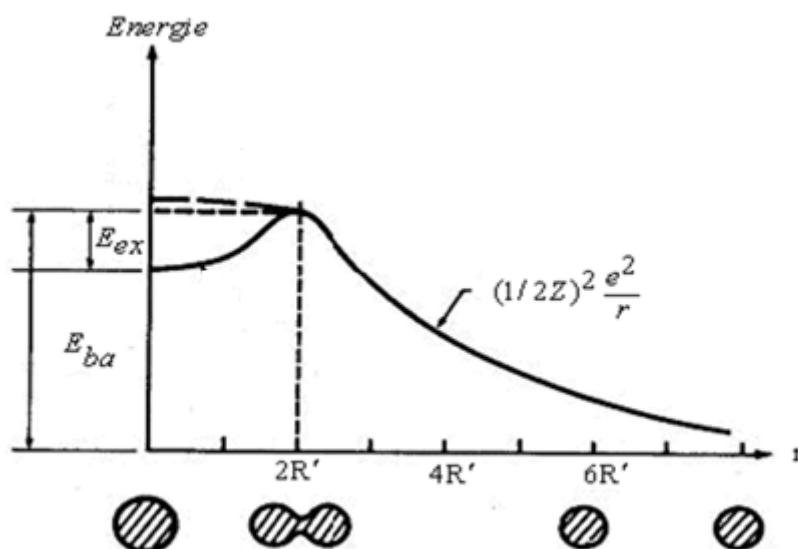


Figure I.2 – Diagramme de l'énergie potentielle. La forme approximative du système est donnée en dessous de l'axe des abscisses [Mey69]

N .Bohr et J.AWheeler [Bor39] interprètent la fission dans le cadre du modèle de la goutte liquide. L'énergie de déformation $E_{\text{déf}}$ d'une goutte liquide est donnée simplement par la somme de la variation de son énergie de surface et de son énergie coulombienne en fonction des paramètres de déformation $a = (a_1, a_2, \dots)$

$$E_{\text{déf}}(A, Z, a) = E_S(A, Z, a) - E_S(A, Z, 0) + E_C(A, Z, a) - E_C(A, Z, 0) \quad (\text{I.2})$$

Où :

- $E_S(A, Z, a)$ représente l'énergie de surface pour une déformation a du noyau
- $E_S(A, Z, 0)$ représente l'énergie de surface du noyau dans le cas sphérique.
- $E_C(A, Z, a)$ représente l'énergie de coulombienne du noyau dans le cas déformé.

- $E_C (A, Z, 0)$ représente l'énergie coulombienne du noyau dans le cas sphérique.

L'énergie de surface $E_S (A, Z, a)$ et l'énergie coulombienne $E_C (A, Z, a)$ sont données par les expressions suivantes [Mye74]:

$$E_S (A, Z, a) = a_S (1 - K_S I^2) A^{2/3} B_S (a) \quad (I.3)$$

$$E_C (A, Z, a) = a_C \frac{Z^2}{A^{1/3}} B_C (a) \quad (I.4)$$

$$\text{avec } a_S = 17,944 \text{ MEV} , \quad a_C = 0.710 \text{ MEV} , \quad K_S = 1.7826 \text{ MEV}$$

et:

B_S : appelée fonction de forme de surface, elle représente le rapport des surfaces du noyau déformé et sphérique.

B_C : fonction de forme de coulomb qui représente le rapport entre l'énergie de coulomb du noyau déformé sphérique.

L'énergie de surface $E_S (A, Z, 0)$ et l'énergie de coulomb $E_C (A, Z, 0)$ dans le cas d'une déformation nulle (cas d'une sphère homogène) s'écrivent:

$$E_S (A, Z, 0) = 4\pi R_0^2 \sigma \quad (I.5)$$

$$E_C (A, Z, 0) = \frac{3}{5} \frac{(Ze)^2}{R_0} \quad (I.6)$$

où σ est le de tension de surface et R_0 le rayon du noyau sphérique.

Généralement, la forme de la goutte est définie par l'expression $R(\Omega) = \left| \vec{OM} \right|$ représentant la distance entre le centre de masse O de la goutte et un point M arbitraire de la surface dans les différentes directions $\Omega = (\theta, \phi)$, si la surface de la goutte est supposée ayant une symétrie révolution autour de l'axe Oz, la distance $R(\Omega)$ ne dépend que de l'angle θ et $R(\theta)$ peut être développée en série des polynômes de Legendre :

$$R(\theta) = OM = R_0 \left[1 + \sum_{n=0}^{\infty} a_n P_n (\cos \theta) \right] \quad (I.7)$$

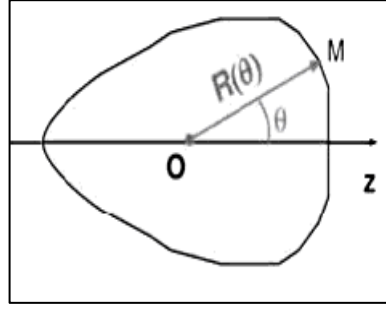


Figure I.3-une goutte axiale autour d'un axe Oz dans le cas déformé

Où :

$$R_0 = r_0 A^{1/3} \quad \text{Le rayon de la goutte lorsqu'elle est sphérique.}$$

Avec $r_0 = 1.16 \text{ Fm}$

Les paramètres a_n caractérisent la déformation de la goutte :

- a_0 contrôle le volume,
- a_1 la position du centre de masse
- a_2 la déformation quadripolaire (rapport entre l'élongation le long de l'axe Oz et le long d'un axe transverse).
- a_3 la déformation octupolaire (asymétrie droite / gauche par rapport à un plan perpendiculaire en O à Oz).
- a_4 sa déformation hexadécapolaire (non nulle en particulier lorsque la goutte a la forme de deux gouttes reliées par un col).

La conservation du volume de la goutte et de la position de son centre de masse sont données par les équations suivantes [Pas71] :

$$V = \frac{4\pi}{3} R_0^3 = \int d\Omega \int_0^{R(\theta)} r^2 dr = \frac{1}{3} \int d\Omega (R(\theta))^3 \quad (\text{I.8})$$

$$O = \int d\Omega \int_0^{R(\theta)} (r \cos \theta) r^2 dr = \frac{1}{4} \int d\Omega \cos(\theta) (R(\theta))^4 \quad (\text{I.9})$$

Ces conservations permettent d'écrire a_0 et a_1 en fonction des a_n où $n \geq 2$, si on limite le développement de $R(\theta)$ au deuxième ordre en a_n on trouve :

$$a_0 = - \sum_{n \geq 2} \frac{a_n^2}{2n+1} \text{ et } a_1 = 0 \quad (\text{I.10})$$

Les fonctions de forme de coulomb B_C et de surface B_S sont données [Has88, Nos55, Swi58] :

$$\begin{aligned} B_S = & 1 + \frac{1}{2} \sum_{n=2}^{\infty} \frac{(n-1)(n+2)}{2n+1} a_n^2 + \sum_{m,n=2}^{\infty} \left[\frac{1}{(2n+1)(2m+1)} a_n^2 a_m^2 \right. \\ & + \frac{36(m+1)(n+1)}{(2m+1)(2m+3)(2n+1)(2n+3)} a_m a_{m+1} a_n a_{n+1} \left. \right] \\ & - \frac{1}{3} \sum_{l,m,n=2}^{\infty} (l \ m \ n) a_l a_m a_n \\ & - \frac{1}{128} \sum_{k,l,m,n=2}^{\infty} \sum_{i=2}^{\infty} [k(k+1) + l(l+1) - i(i+1)] [m(m+1) \\ & + n(n+1) - i(i+1)] (2i+1)(ikl)(imn) a_k a_l a_m a_n \end{aligned} \quad (\text{I.11})$$

$$\begin{aligned} B_C = & 1 - 5 \sum_{n=2}^{\infty} \frac{(n-1)}{(2n+1)^2} a_n^2 + 5 \sum_{m,n=2}^{\infty} \left[\frac{n-4}{(2n+1)^2(2m+1)} a_n^2 a_m^2 \right. \\ & + \frac{90(4n^2 - n - 6)(m+1)(n+1)}{(2m+1)(2m+3)(2n+1)^2(2n+3)^2} a_m a_{m+1} a_n a_{n+1} \left. \right] \\ & - \frac{5}{12} \sum_{l,m,n=2}^{\infty} \frac{7n-10}{2n+1} (lmn) a_l a_m a_n \\ & + \frac{15}{16} \sum_{k,l,m,n=2}^{\infty} \sum_{i=2}^{\infty} \{ [i(i+1) - m(m+1) + \\ & \frac{1}{3}(n^2 - n + 1)] \\ & \times \frac{2i+1}{2n+1} + [\frac{4}{9} m(m+1) - \frac{1}{2} i(i+1) + \frac{2}{9} n(n+1)] \\ & \times (2i+1) - \frac{1}{2} (i-1)(i+2) \} (i \ k \ l)(i \ m \ n) a_k a_l a_m a_n \end{aligned} \quad (\text{I.12})$$

Ou (lmn) peut s'écrire sous la forme suivante:

$$(lmn) = \frac{2(l+m-n)!(m+n-l)!(n+l-m)!P^2!}{2(P+1)(P-l)!^2(P-m)!^2(P-n)!^2}; 2p=l+m+n \quad (I.13)$$

Pour les faibles déformations, en se limitant au second ordre, les fonctions de forme de coulomb B_C et de surface B_S s'écrivent sous la forme suivante :

$$B_S(a) = 1 + \frac{1}{2} \sum_{n \geq 2} \frac{(n-1)(n+2)}{(2n+1)} a_n^2 \quad (I.14)$$

$$B_C(a) = 1 - 5 \sum_{n \geq 2} \frac{(n-1)}{(2n+1)^2} a_n^2 \quad (I.15)$$

Finalement, l'énergie de déformation de la goutte pour de faibles déformations est donnée par l'expression suivante :

$$E_{\text{déf}} = E_S(0) \sum_{n \geq 2} \left(\frac{(n-1)(n+2)}{2(2n+1)} - 10\chi \frac{(n-1)}{(2n+1)^2} \right) a_n^2 \quad (I.16)$$

$$\text{avec} \quad \chi = \frac{E_C(0)}{2E_S(0)}$$

Où :

χ est le paramètre de fissilité introduit pour la première fois par Bohr et Wheeler dans leur article en 1939 [Bor39], la quantité χ mesure la prépondérance de la force coulombienne sur la tension de surface.

Plus ce paramètre augmente, moins le noyau est stable, donc ce paramètre mesure la capacité du noyau à fissionner.

Le paramètre de fissilité est proportionnel en première approximation à Z^2/A :

$$\chi \approx \frac{Z^2/A}{50} \quad (I.17)$$

- Si $\chi \geq 1$ d'après l'équation (1-16) l'énergie de déformation est négative, nous pouvons dire que la goutte est instable dans son état fondamental
- si $Z^2/A > 50$ la condition $\chi \geq 1$ ne se rencontre que dans le domaine des noyaux super lourds.

- Si $\chi \approx 1$ les noyaux peuvent fissionner en traversant la barrière de fission par effet tunnel, donc les noyaux sont stables autour de leur état fondamental.
- Si $\chi < 1$ l'énergie de déformation montre une barrière plus importante d'où les noyaux ont une plus grande difficulté à fissionner.

Si on se limite aux déformations quadrupolaires, l'énergie de déformation s'écrit :

$$E_{def}(a_2) = E_S(0) \frac{2}{5} (1 - \chi) a_2^2 \quad (1.18)$$

Le développement au second ordre est justifié pour les faibles déformations, mais pour les grandes déformations le second ordre est insuffisant.

L'existence d'une barrière de fission (mise en évidence lorsque les polynômes de Legendre nécessaires à l'équation du rayon du noyau sont développés au minimum jusqu'à l'ordre 4) permet d'expliquer la fission des noyaux tels que les actinides ($\chi < 1$). Cette étude a pour la première fois été faite par Bohr et Wheeler en 1939. Ils menèrent le calcul de l'énergie de déformation jusqu'à l'ordre 4 avec les paramètres a_2 et a_4 . En minimisant cette énergie par rapport au paramètre a_4 pour chacune des valeurs de a_2 ; ils distinguèrent dans les variations de l'énergie potentielle de déformation E_{def} l'équation $a_4 = f(a_2)$ qui met en évidence la fragmentation du noyau par l'apparition d'un maximum de cette énergie de déformation, barrière de potentielle appelée barrière de fission. Elle est représentée schématiquement sur la figure 1.4 [Bor39]. Le point selle au niveau de la barrière de fission indique le moment à partir duquel le noyau va irrémédiablement fissionner. Sans cette barrière de fission il est impossible d'expliquer la fission des noyaux tels que l'uranium.

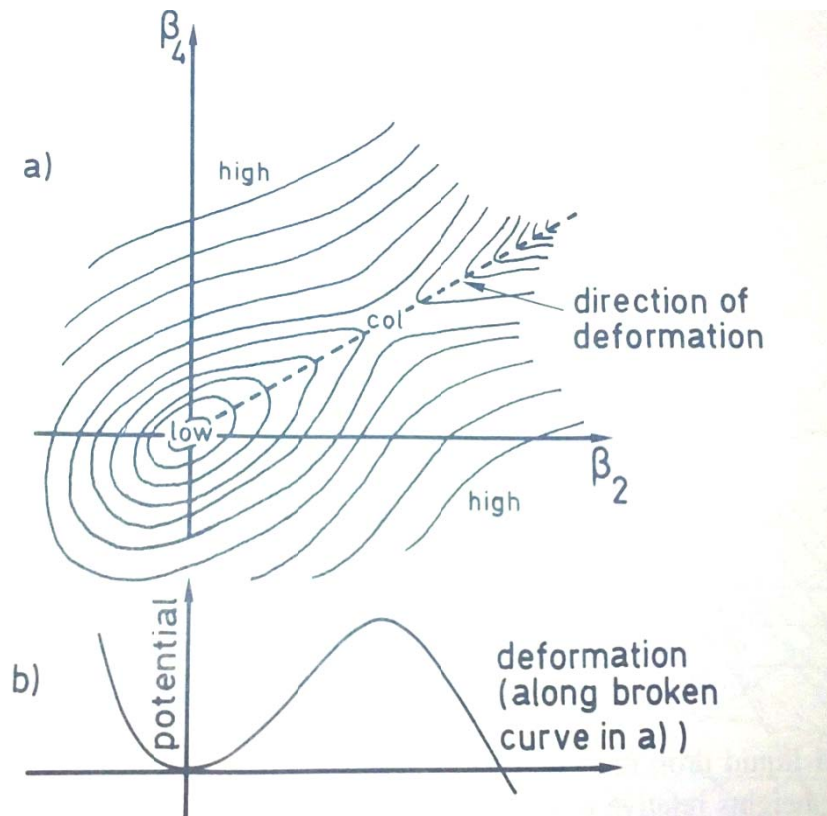


Figure I.4 - Mise en évidence de l'existence d'une barrière de fission pour des valeurs de fissilité < 1 . La figure du haut représente la variation de l'énergie de déformation en fonction des paramètres a_2 et a_4 et la figure du bas représente cette variation obtenue par minimisation de l'énergie potentielle de déformation [Wag91]

1.2-Limite du modèle de la goutte liquide :

La simplicité de ce modèle macroscopique n'a pas empêché son succès, il est d'ailleurs remarquable de constater que les estimations faites par Bohr et Wheeler quant aux hauteurs des barrières de fission sont d'un point de vue quantitatif tout à fait réalistes. Ainsi il permit de calculer l'énergie libérée au cours d'une réaction de fission. Cependant le modèle de la goutte liquide est loin de reproduire tous les résultats expérimentaux tels que l'asymétrie des distributions en masses des fragments de fission de la majorité des actinides. Les lacunes de ce modèle viennent notamment du fait que les effets de couche persistent lors de la déformation du noyau fissionnant. Alors qu'ils ne sont pas pris en compte dans ce modèle.

2- Description macro-microscopique :

Le modèle de la goutte liquide donne une description purement macroscopique du phénomène de la fission. Ces limites montrent qu'une telle description n'est pas suffisante et qu'il est nécessaire de considérer le caractère individuel des nucléons. (Les effets microscopiques).

Un modèle purement microscopique le modèle en couches, tenant compte des fermetures de couches de nucléons a été développé pour décrire le noyau. Ce modèle en couches ne donnant pas satisfaction pour l'étude de la fission, Strutinsky a proposé une nouvelle approche macroscopique-microscopique

On distingue deux types d'effets microscopiques, ceux dus à la structure en couches du noyau et ceux liés aux interactions résiduelles entre nucléons; c'est à dire l'interaction d'appariement. Les effets de couche et ceux relatifs au phénomène d'appariement peuvent être évalués séparément en neutrons et en protons : pour les premiers, nous utiliserons la méthode de correction de couche de Strutinsky [Str67, Str 68], pour le second le modèle de Bardeen Cooper Schrieffer (BSC) [Bar57].

Ces corrections sont calculées à partir du spectre des états à une particule ε_v obtenu par le modèle en couche que nous allons discuter ci-dessous.

2.1- Modèle en couche :

L'idée de base de ce modèle est que tout se passe comme si l'interaction entre les nucléons (protons et neutrons) créent un potentiel moyen, ces nucléons sont supposés se déplacer indépendamment les uns des autres dans ce champ moyen. Cette hypothèse revient à remplacer l'étude du problème à N particules en interaction par l'étude du problème à un corps dans le champ d'un potentiel moyen. Leurs énergies et les fonctions d'onde sont alors déterminées par la résolution du problème à un corps.

Les spectres expérimentaux des énergies ne peuvent pas être expliqués si on ne tient pas compte d'une interaction entre le moment angulaire orbital et le spin. Ce modèle est capable de décrire correctement la structure en couches des noyaux, et notamment les nombres magiques (N, Z=2, 8, 20, 28, 50, 82, 126) qui présentent une énergie de liaison élevée donc une stabilité plus grande. Le modèle en couches sphérique présente une lacune, il est incapable de reproduire le moment quadrupolaires élevé des noyaux situés entre deux couches magiques, et ne permet pas de

reproduire la stabilité des noyaux déformés ayant un nombre des nucléons situés entre deux nombres magiques .Cette imperfection a conduit en 1950, J.Rainwater [Rai50] à proposer un modèle en couches déformé. Ce modèle a été développé par S .G. Nilsson, en 1955 [Nil55]. Il montrait que la structure en couche se modifiait également en fonction de la déformation du noyau. Le modèle de Nilsson permet de retrouver la succession des orbitales du modèle en couches à déformation nulle (noyaux magiques sphériques). Les orbitales des nucléons sont déterminées en fonction de la déformation axiale du noyau.

Dans ce qui suit, nous allons présenter le calcul du spectre en énergie d'une particule dans un champ moyen du type Woods-Saxon déformé

2.2- Calcul du spectre en énergie :

2.2.1-Paramétrisation du potentiel nucléaire moyen:

Le potentiel moyen utilisé dans le calcul des corrections de couches est un potentiel du type Woods-saxon déformé auquel on ajoute un potentiel d'interaction spin orbite V_{SO} et un potentiel coulombien V_C dans le cas des protons.

2.2.1.1- Paramétrisation de la surface nucléaire :

Introduite par A. Bohr [Bor52] ; cette paramétrisation de la surface nucléaire exprime le fait que les noyaux ne sont pas nécessairement sphériques même dans leur état fondamental. Cette surface est décrite par l'expression suivante [Cwi87] :

$$R(\hat{\Omega}, \hat{\alpha}) = C(\hat{\alpha}) R_0 \left[1 + \sum_{\lambda \geq 2} \sum_{\mu} \alpha_{\lambda\mu}^* Y_{\lambda\mu}(\hat{\Omega}) \right] ; (\theta, \phi) \equiv \hat{\Omega} \quad (I.19)$$

La constante $C(\hat{\alpha})$ est donné par :

$$C(\hat{\alpha}) = \left\{ \frac{4\pi}{\int \left[1 + \sum_{\lambda, \mu} \alpha_{\lambda\mu}^* Y_{\lambda\mu}(\hat{\Omega}) \right]^3 d\Omega} \right\}^{1/3} \quad (I.20)$$

Où :

$R_0 = r_0 A^{1/3}$: est le rayon d'un noyau sphérique.

$C(\hat{\alpha})$: une constante déterminée par la conservation du volume du fluide nucléaire supposé incompressible

$\alpha_{\lambda\mu}$: sont les coefficients décrivant la déformation nucléaire

$Y_{\lambda\mu}(\hat{\Omega})$: sont les harmoniques sphériques d'ordre (λ, μ)

Dans le cas d'une symétrie axiale, l'équation (I.19) s'écrit selon la forme :

$$R(t, \hat{\beta}) = C(\hat{\beta})R_0 \left[1 + \sum_{\lambda \geq 2} \beta_{\lambda} Y_{\lambda 0}(t) \right] \text{ et } t \equiv \cos(\theta) \quad (\text{I.21})$$

Où β_{λ} sont les paramètres de déformation

2.2.1.2-Potentiel Woods-Saxon déformé V_{WS} :

Une des formes du potentiel déformé pouvant être associée à l'équation de surface Σ nucléaire est celle de Woods-Saxon [Dud79] :

$$V_{WS}(r, \hat{\beta}) = \frac{V}{1 + \exp[dist_{\Sigma}(r, \hat{\beta})/a]} \quad (\text{I.22})$$

Où :

$dist_{\Sigma}(r, \hat{\beta})$: représente la distance (au sens mathématique) entre le point de vecteur position $\vec{r}$ considéré et la surface nucléaire Σ

a : le paramètre de diffusivité

V : la profondeur de puits du potentiel central, qui est donnée par :

$$V = V_0 [1 \pm \kappa(N - Z)/(N + Z)] \quad (\text{I.23})$$

Avec le signe moins (-) pour les neutrons et le signe plus (+) pour les protons, les valeurs des constantes V_0 et κ peuvent être choisies suivant les indications du tableau (I.1).

2.2.1.3-Potentiel spin-orbite V_{SO} :

Le potentiel d'interaction spin-orbite a été choisi proportionnel au gradient du potentiel central (Wood-Saxon) qui dépend de la géométrie de la surface nucléaire Σ , il est donné par l'expression suivante [Swi87] :

$$V_{S O} = \lambda \left(\frac{\hbar}{2 m C} \right) \times \left\{ \nabla \frac{V_0}{1 + \exp[\overline{dis}_{\Sigma_{s o}}(r, \hat{\beta}) / a_{o-so}]} \right\} (\sigma \times p) \quad (I.24)$$

Où :

a_{0-so} : le paramètre de diffusivité

m : masse d'un nucléon

$\vec{p}$: vecteur impulsion du nucléon

λ : force de l'interaction spin –orbite

σ : matrice de Pauli reliée à l'opérateur de spin S par la relation habituelle $\vec{S} = \frac{1}{2} \vec{\sigma}$

2.2.1.4-Potentiel coulombien V_C :

Le potentiel coulombien pour les protons s'écrit :

$$V_C = \iiint d^3\vec{r}' \frac{\rho(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \quad (I.25)$$

Ce potentiel dépend de la géométrie du noyau. Pour un noyau sphérique avec une distribution de charge uniforme, l'équation (1.25) se simplifie [Bor69] :

$$V_C(r) = Ze^2 \begin{cases} \frac{1}{R_0} \left[\frac{3}{2} - \frac{1}{2} \left(\frac{r}{R_0} \right)^2 \right] , & r \leq R_0 \\ \frac{1}{r} , & r \geq R_0 \end{cases} \quad (1.26)$$

Le potentiel coulombien V_c en coordonnée cylindrique et donné par l'expression suivante [Hill53] :

$$V_C = \rho_e \int_{z_1}^{z_2} dz' \{ [\rho_{\Sigma}^2 - \rho^2 - (z' - z)^2 - (z' - z) \frac{\partial \rho_{\Sigma}^2}{\partial z'}] F(a, b) + E(a, b) \} \quad (I.27)$$

$$\text{avec : } \rho_e = \frac{3(Z-1)e}{4\pi R_0^3} \quad (1.28)$$

Où :

$F(a, b)$ et $E(a, b)$ sont les intégrales elliptiques de première et deuxième espèce qui sont définies par les relations suivantes :

$$F(a,b) = a^{-1} \int_0^{\pi/2} d\varphi \left(1 - \frac{a^2 - b^2}{a^2} \sin^2 \varphi\right)^{-1/2} \quad (I.29)$$

$$E(a,b) = a \int_0^{\pi/2} d\varphi \left(1 - \frac{a^2 - b^2}{a^2} \sin^2 \varphi\right)^{1/2} \quad (I.30)$$

avec :

$$a^2 = (z' - z)^2 + (\rho' + \rho)^2 \quad \text{et} \quad b^2 = (z' - z)^2 + (\rho' - \rho)^2 \quad (I.31)$$

ρ_e la densité de charge uniforme du noyau.

e la charge de l'électron

2.2.1.5-Les différentes paramétrisations du potentiel central :

Plusieurs paramétrisations du potentiel central ont été proposées dans la littérature, leurs différences s'expliquent par le fait qu'en général elles n'ont pas été développées dans la même perspective. Les ensembles des paramètres connus sont plutôt ceux de Blomqvist –Wahlborn [Blo60], Chepurnov [Che67] et Rost [Ros68], tous les paramètres obtenus par ces auteurs ont été adaptés aux données expérimentales. Une autre approche de la paramétrisation du potentiel Woods-Saxon dans les articles [Dud78, Dud79] où la systématique des données expérimentales sur les noyaux sphériques et déformés pour des masses impaires a été simultanément prise en compte.

Le tableau (I.1) représente les valeurs des différents coefficients intervenant dans l'expression du potentiel pour les cinq paramétrisations. Dans notre calcul, on prendra celle proposée par Chepurnov [Che67].

Cette paramétrisation du potentiel Woods –Saxon, est déterminée par 12 constantes doivent être données ceux-ci sont pour les neutrons :

- V profondeur du potentiel central
- r_0 le paramètre du rayon du potentiel central
- a le paramètre de diffusivité du potentiel central
- λ la force de l'interaction spin –orbite
- r_{0-so} le rayon du potentiel spin –orbite
- a_{0-so} le paramètre de diffusivité du potentiel spin –orbite

Le paramètre λ pour les protons et les neutrons dans la paramétrisation de Chepurnov est déterminé à partir de l'équation suivante :

$$\lambda = 23.8 \left(1 + \frac{2(N-Z)}{A}\right) \quad (I.32)$$

	Blomqvist-Wahlborn	Rost	Chepurnov	optimal	universelle
λ (P)	32.0	17.8	Calc.	dependant en A	36.0
λ (N)	32.0	31.5	Calc	dependant en A	35.0
r_{0-so} (P) (fm)	1.270	0.932	1.240	dependant en A	35.0
r_{0-so} (N) (fm)	1.270	1.280	1.240	dependant en A	1.310
r_0 (P) (fm)	1.270	1.275	1.240	1.275	1.275
r_0 (N) (fm)	1.270	1.347	1.240	1.347	1.347
κ	0.67	0.86	0.63	0.86	0.86
V_0 (MeV)	51.0	49.6	53.3	49.6	49.6
a (fm)	0.67	0.70	0.63	0.70	0.70
a_{0-so} (fm)	0.67	0.70	0.63	0.70	0.70

Tableau I.1- Coefficients intervenant dans les différentes paramétrisations du Potentiel nucléaire [Gar99]

2.2.2- Solution et méthode de calcul de ε_v :

Pour le calcul des énergies propres ε_v , il faut en premier lieu définir l'hamiltonien $\hat{H}$, après on choisit une base de fonctions $\{\phi_{n_\rho n_z \Lambda \Sigma}\}$. Il est usuel de prendre la base de l'oscillateur harmonique axialement déformé, les fonctions $\phi_{n_\rho n_z \Lambda \Sigma}$ étant les fonctions propres connues de l'oscillateur harmonique déformé, et nous n'avons qu'à calculer la matrice $\hat{H}$ dans cette base, ce qui revient à calculer les éléments de matrice, puis on diagonalise cette matrice pour avoir accès aux valeurs propres ε_v .

2.2.2.1- Hamiltonien et éléments de matrice :

L'hamiltonien du système est défini par :

$$\hat{H} = T + V_{WS} + V_{SO} + \frac{1}{2}(1 + \tau_3) V_C \quad (I.33)$$

Où :

- $T = \frac{p^2}{2m} = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta$: l'énergie cinétique du nucléon (proton ou neutron) ;
où Δ est opérateur Laplacien et m la masse du nucléon
- V_{WS} : potentiel de woods saxon
- V_C : potentiel coulombien dans le cas des protons
- τ_3 : l'isospin de la particule
- V_{SO} : potentiel d'interaction spin-orbite

2.2.2.2-Base de l'oscillateur harmonique déformé :

Les fonctions propres de l'oscillateur harmonique à symétrie axiale ont été choisies comme base elles sont données en coordonnées cylindriques par [Cwi87] :

$$\langle n_\rho n_z \Lambda \Sigma | n_\rho n_z \Lambda \Sigma \rangle = \Psi_{n_\rho}^\Lambda(\rho) \Psi_{n_z}(z) \Psi_\Lambda(\varphi) \chi(\Sigma) \quad (I.34)$$

Où : $\Sigma = 2m_s$; ($m_s = \pm 1/2$)

Les symboles $\chi(m_s)$ dénotent les fonctions de spin

$$\chi\left(-\frac{1}{2}\right)=\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad ; \quad \chi\left(\frac{1}{2}\right)=\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$$

$$\Psi_{\Lambda}(\varphi)=\frac{1}{\sqrt{2\pi}}e^{i\Lambda\varphi} \quad (I.35)$$

$$\Psi_{n_z}(z)=\frac{1}{\sqrt{(\sqrt{\pi}2^{n_z}n_z!)}}(M\omega_z/\hbar)^{1/4}e^{-\xi^2/2}H_{n_z}(\xi) \quad (I.36)$$

$$\Psi_{n_{\rho}}^{\Lambda}(\rho)=\frac{\sqrt{n_s!}}{\sqrt{(n_{\rho}+|\Lambda|)!}}(2M\omega_{\rho}/\hbar)^{|\Lambda|/2}L_{n_{\rho}}^{|\Lambda|}(\eta) \quad (I.37)$$

L'énergie des états de base est donnée par :

$$E_{n_{\rho},n_z,\Lambda}=(n_z+\frac{1}{2})\hbar\omega_z+(n_{\perp}+1)\hbar\omega_{\perp} \quad \text{avec } n_{\perp}=2n_{\rho}+|\Lambda| \quad (I.38)$$

Où :

- $N=n_z+n_{\perp}$: est le nombre quantique principal de l'oscillateur harmonique
- $n_z=\{0,1,2,\dots,N\}$: est le nombre d'oscillation sur l'axe de symétrie du potentiel
- n_{ρ} : nombre de nœud sur l'axe de symétrie
- Λ : est la projection du moment angulaire $\vec{l}$ sur l'axe de symétrie
- Σ : est la projection du spin sur l'axe de symétrie

$\omega_{\perp}$ et ω_z sont les fréquences de l'oscillation harmonique déformé, elles sont obtenues par les deux conditions suivantes [Joh72] :

- condition de conservation du volume $\omega_{\perp}^2\omega_z=\omega_0^3$
- déformation du potentiel $\omega_{\perp}/\omega_z=[\langle z^2 \rangle_{\Sigma}/\langle \rho^2 \rangle_{\Sigma}]^{1/2}$

où : ω_0 est la fréquence d'oscillation harmonique sphérique

Les coordonnées sans dimensions (η,ξ) sont données par :

$$\eta = (M\omega_{\perp} / \hbar)\rho^2 \quad ; \quad \xi = \sqrt{(M\omega_z / \hbar)}z \quad ; \quad \rho^2 = x^2 + y^2 \quad (\text{I.39})$$

Les fonctions $H_n(\xi)$ et $L_n^{|\lambda|}(\eta)$ sont les polynômes d'Hermite et de Laguerre.

2.3- Correction de couches :

Les effets de couches peuvent être définis comme une non-uniformité dans la distribution énergétique des états à une particule, autrement dit par une densité de niveau non uniforme.

2.3.1-Postulats de Strutinsky :

Strutinsky [Str67, Str68] proposa une méthode simple permettant le calcul des corrections de couches d'un noyau déformé, il a établi que l'énergie totale E du noyau pouvait s'écrire comme la somme de l'énergie de la goutte liquide donnant la valeur moyenne de cette énergie $\bar{E}$, et d'une correction de couche δE_{shell} pour un nombre de nucléons et une déformation donnés. On parle donc d'un modèle Macro-Microscopique. Ce modèle a été appliqué aussi au calcul de la barrière de fission.

$$E = \bar{E} + E_{shell} \quad (\text{I.40})$$

La correction de couches peut s'exprimer comme une différence entre la somme des énergies à une particule $U(\beta)$ pour une déformation β donnée c'est dire une distribution non uniforme réelle (équivalente où le spectre à une particule présente un effet de couches) et celle d'une distribution uniforme fictive (équivalente où le spectre à une particule ne présente pas d'effet de couches) $\tilde{U}(\beta)$:

$$E_{shell} = U(\beta) - \tilde{U}(\beta) \quad (\text{I.41})$$

En définissant les fonctions $U(\beta)$ et $\tilde{U}(\beta)$ par :

$$U(\beta) = \sum_{\nu} 2 \varepsilon_{\nu}(\beta) = 2 \int_{-\infty}^{\lambda_{sh}(\beta)} \varepsilon g_{sh}(\varepsilon, \beta) d\varepsilon \quad (\varepsilon_{\nu} < \lambda(\beta)) \quad (\text{I.42})$$

$$\tilde{U}(\beta) = 2 \int_{-\infty}^{\tilde{\lambda}(\beta)} \varepsilon \tilde{g}(\varepsilon, \beta) d\varepsilon \quad (I.43)$$

Donc on exprimera la correction de couche δE_{shell} comme suit :

$$\delta E_{shell}(\beta) = 2 \left[\sum_v \varepsilon_v(\beta) - \int_{-\infty}^{\tilde{\lambda}(\beta)} \varepsilon \tilde{g}(\varepsilon, \beta) d\varepsilon \right] \quad (I.44)$$

Où :

$-g_{Sh}(\beta, \varepsilon)$ et $\tilde{g}(\beta, \varepsilon)$ sont les densités des niveaux des états à une particule dans les distributions non uniforme (réel) et distribution uniforme (fictif).

$\lambda_{Sh}(\beta)$ et $\tilde{\lambda}(\beta)$ représentent l'énergie de Fermi pour du système réel et fictif en fonction du paramètre de déformation β .

2.3.2- Calcul pratique de la correction de couche :

On considère un noyau caractérisé par son spectre d'états à une particule d'énergie $\varepsilon_v(\beta)$, pour un hamiltonien déformé.

Pour déterminer la fonction de lissage $\tilde{g}(\beta, \varepsilon)$, Il est nécessaire d'introduire la fonction auxiliaire $\tilde{G}(\beta, \varepsilon)$. Cette fonction peut être obtenue par un lissage du spectre des états d'énergie ε_v d'une particule sur une gamme énergie de l'ordre de $\hbar\omega_0$.

$$\begin{cases} \tilde{G}(\beta, \varepsilon) = (\pi^{1/2} \tilde{\gamma})^{-1} \sum_v \exp \left(- \left\{ \frac{\varepsilon - \varepsilon_v(\beta)}{\tilde{\gamma}} \right\}^2 \right) \\ \tilde{g}(\beta, \varepsilon) = \tilde{G} - \frac{1}{4} \tilde{\gamma}^2 \left(\frac{\partial^2 \tilde{G}}{\partial \varepsilon^2} \right) + \frac{1}{32} \tilde{\gamma}^4 \left(\frac{\partial^4 \tilde{G}}{\partial \varepsilon^4} \right) - \dots + a_{2m} \tilde{\gamma}^{2m} \left(\frac{\partial^{2m} \tilde{G}}{\partial \varepsilon^{2m}} \right) \end{cases} \quad (I.45)$$

Le paramètre de lissage $\tilde{\gamma}$ étant de l'ordre de $\hbar\omega_0$: $\tilde{\gamma} \approx \hbar\omega_0 \approx 7-10$ MeV

$\hbar\omega_0$ représente la distance entre deux couches $\hbar\omega_0=41/A^{1/3}$, l'espacement entre les couches d'oscillateur harmonique

On définit la fonction $\tilde{g}(\beta, \varepsilon)$ par :

$$\tilde{g}(\beta, \varepsilon) = \tilde{\gamma}^{-1} \sum_v \xi \left(\frac{\varepsilon - \varepsilon_v}{\tilde{\gamma}} \right) \quad (I.46)$$

$$\xi(x) = (\pi)^{-1/2} \exp(-x^2) \sum_{k=0,2}^{2m} a_k H_k(x) \quad (I.47)$$

Où $H_k(x)$ représente le polynôme d'Hermite, et a_k correspondent aux coefficients de polynôme et $2m$ le degré maximum du polynôme, les coefficients a_k sont donnés par la relation de récurrence suivante : $a_k = -\frac{1}{2k} a_{k-2}$ pour $k \geq 2$ et $a_0 = 1$

La technique de lissage dépend alors de deux paramètres : la largeur γ et le degré maximum $2m$ du polynôme, ces deux quantités sont déterminées empiriquement en prenant la petite valeur de m pour laquelle la correction de couche garde la même valeur sur un grand intervalle de γ . Autrement dit, on choisit $\hbar\omega_0 \approx 7-10$ Mev de telle manière à ce que les corrections de couche ainsi calculées ne dépendent pas de ce paramètre γ dans un certain voisinage autour de la valeur γ choisie (puisque ce paramètre γ n'a aucune signification physique), c'est ce qu'on appelle la "condition de plateau" de la méthode de Strutinsky.

La détermination des valeurs de $\lambda_{Sh}(\beta)$ et $\tilde{\lambda}(\beta)$ se fait par la condition de la conservation de nombre des particules (protons ou neutrons).

Le nombre des particules est donné par :

$$N = 2 \int_{-\infty}^{\lambda_{Sh}(\beta)} g_{Sh}(\beta, \varepsilon) d\varepsilon = 2 \int_{-\infty}^{\tilde{\lambda}(\beta)} \tilde{g}(\beta, \varepsilon) d\varepsilon \quad (I.48)$$

2.4-Correction d'appariement :

Il a été observé expérimentalement que les énergies de liaison présentaient des effets pair-impair. Les noyaux possédant un nombre pair de neutrons et/ou de protons sont plus liés que leurs

voisins impairs. Ceci est dû à l'existence d'une force attractive qui lie plus étroitement deux nucléons d'une même espèce, pour tenir compte de cette interaction, on ajoute aux corrections de couche un terme supplémentaire δE_{pair} :

$$\delta E_{pair} = \delta E_{pair}^{(p)} + \delta E_{pair}^{(n)} \quad (I.49)$$

Il faut également noter que le calcul de correction d'appariement se fait séparément pour les protons et pour les neutrons.

en définit la correction d'appariement pour chaque type de particule par :

$$\delta E_{pair}^{(q)} = P^{(q)} - \tilde{P}^{(q)} \quad q=\{n,p\} \quad (I.50)$$

Où :

- P : l'énergie de corrélation d'appariement pour une distribution non uniforme obtenue dans une approche BSC (Bordeeen Cooper Schirieffer) [Bar57].
- $\tilde{P}$: désigne l'énergie de corrélation d'appariement pour une distribution uniforme donnée par la densité de niveaux moyen $\tilde{g}$ déterminée par la relation (I.45) dérivée dans la section précédente et par le gap moyen [Gar99] :

$$\tilde{P} = -\frac{1}{2} \tilde{g}(\tilde{\lambda}) \tilde{\Delta}^2 \quad (I.51)$$

$$\tilde{\Delta} = \frac{12.0}{\sqrt{A}} \text{ MeV} \quad (I.52)$$

L'énergie de corrélation d'appariement P donnée par [Gar99] :

$$P = \sum (\varepsilon_v - \lambda) \text{sign}[\varepsilon_v - \lambda_0] - \frac{(\varepsilon_v - \lambda)^2 + \frac{1}{2} \Delta^2}{[(\varepsilon_v - \lambda)^2 + \Delta^2]^{1/2}} \quad (I.53)$$

Ou :

λ et Δ : représentent respectivement l'énergie de Fermi et l'énergie de gap pour une distribution

uniforme ; λ_0 : l'énergie de Fermi pour $\Delta = 0$ c'est dire $\lambda_0 = \frac{(\varepsilon_n + \varepsilon_{n+1})}{2}$

Dans la théorie (BSC) l'équation du gap est donnée par :

$$\frac{2}{G} = \sum_{\alpha=n-n_c}^{n+n_c} [(\varepsilon_\alpha - \lambda)^2 + \Delta^2]^{-1/2} \quad (I.54)$$

En passant à la limite continue, on obtient :

$$\frac{2}{G} = \int_{\tilde{\lambda}-\Omega}^{\tilde{\lambda}+\Omega} \frac{\tilde{g}(E)dE}{[(E-\tilde{\lambda})^2 + \tilde{\Delta}^2]^{-1/2}} \approx 2\tilde{g}(\tilde{\lambda}) \ln\left(\frac{2\Omega}{\tilde{\Delta}}\right) \quad (I.55)$$

avec $2\Omega = \frac{2n_c}{\tilde{g}(\tilde{\lambda})}$ (I.56)

Où :

- G : la force d'appariement
- Ω : est le cut-off en énergie qui dépend du nombre des états $2n_c$, il est donné par la relation (1.56) [Gar99].
- $\tilde{g}(\tilde{\lambda})$: la densité de niveau moyenne à la surface de fermi $\tilde{\lambda}$ pour un nombre N de particules, il est déterminé par la relation (I.46)

L'équation de BCS doit être résolue avec la condition que le nombre de particules soit conservé :

$$N = 2 \sum_{\nu} \nu_{\nu}^2 \quad \text{avec} \quad \nu_{\nu} = \left(\frac{1}{2} \left\{ 1 - \frac{(\varepsilon_{\nu} - \lambda)}{[(\varepsilon_{\nu} - \lambda)^2 + \Delta^2]^{1/2}} \right\} \right)^{1/2} \quad (I.57)$$

Où :

ν_{ν}^2 correspond à la probabilité d'occupation de l'état d'énergie ε_{ν}

On résout les équations (I.54) et (I.57) pour déterminer le paramètre du gap Δ et l'énergie de Fermi λ ; la valeur expérimentale du gap moyen $\tilde{\Delta}$ détermine la force d'appariement G qui est alors introduite dans la résolution des équations BSC pour obtenir la vraie valeur du gap Δ .

2.5 -Surfaces d'énergie potentielle dans l'approche Macro- Microscopique :

La méthode de Strutinsky combine le modèle de la goutte liquide et le modèle à une particule du noyau (modèle en couche déformé) d'où son appellation approche macroscopique microscopique.

Finalement, la correction totale δE_{micro} due aux effets microscopiques est définie comme la somme :

$$\delta E_{micro} = \delta E_{shell} + \delta E_{pair} \quad (I.59)$$

δE_{micro} est calculée séparément pour les neutrons et les protons.

Dans cette approche, l'énergie est donnée par :

$$\begin{aligned} V_{def}(Z, N, \beta) = & E_{MGL}(Z, N, \beta) \\ & + \delta E_{shell}^n(Z, N, \beta) + \delta E_{shell}^p(Z, N, \beta) \\ & + \delta E_{pair}^n(Z, N, \beta) + \delta E_{pair}^p(Z, N, \beta) \end{aligned} \quad (I.60)$$

Où :

$E_{MGL}(Z, N, \beta)$ est l'énergie macroscopique dans le cadre du modèle de la goutte liquide pour une déformation β donnée du noyau.

La prise en compte de ces effets de couche et d'appariement dans l'étude de la fission des noyaux à permis de mettre en évidence des barrières de fission à deux bosses, qui expliquent l'existence d'isomères de fission figure I.4

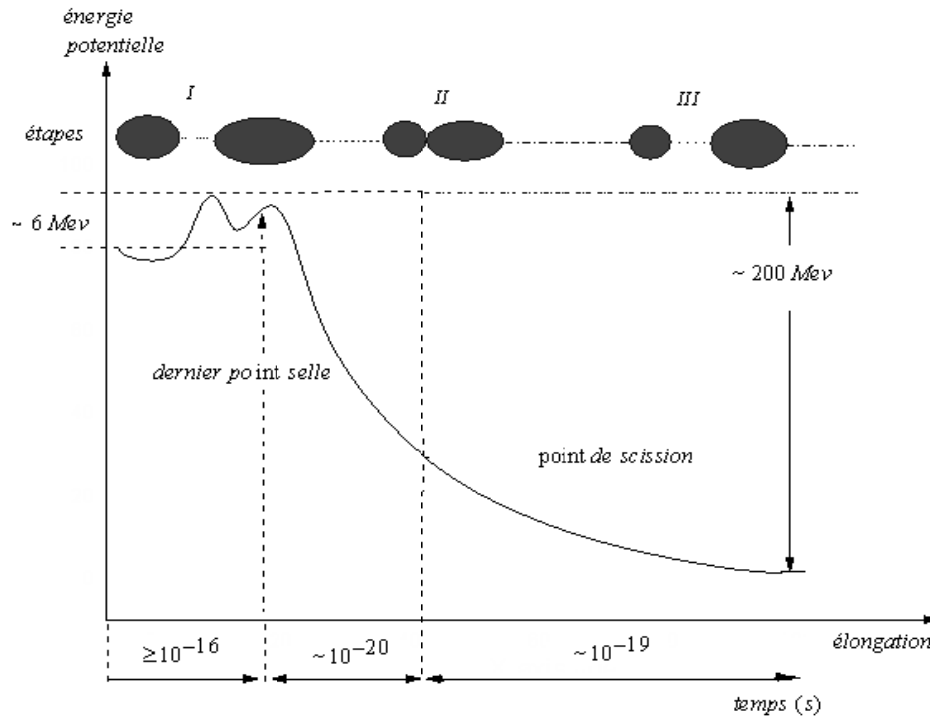


Figure I.4 -barrières de fission pour un noyau actinide [Wag91]

3. Mécanisme de la fission nucléaire à basse énergie:

Le mécanisme de la fission nucléaire se fait en trois étapes successives illustrées sur la figure (I.4) qui représente la variation de l'énergie potentielle d'un actinide en fonction de son élongation. La première étape qui concerne le passage des barrières de fission est relativement lente et dépend essentiellement de la variation de l'énergie potentielle du noyau en fonction de sa forme. Les effets de couches jouent un rôle très important, la seconde étape est la descente du dernier point selle au point de scission. C'est l'étape la plus rapide, au cours de laquelle le noyau récupère une quantité d'énergie importante. La dernière étape est l'après la scission où les deux fragments sont soumis à l'action de leurs forces de répulsion coulombienne mutuelle où ils s'écartent rapidement l'un de l'autre, leur énergie de déformation est transformée en énergie d'excitation qui vient s'ajouter à l'énergie d'excitation éventuellement acquise au cours des étapes précédentes, cette énergie d'excitation se dissipe par évaporation de neutrons et émission de rayonnements gamma γ . Le fragment désexcité rejoint ensuite la ligne de stabilité par des désintégrations β^- successives ou par émission de neutrons retardés.

3.1-Première étape : passage des barrières de fission

La première tentative d'approche théorique du phénomène de fission a été donnée par Bohr et Wheeler [Bor39] qui étudièrent dans le cadre du modèle de la goutte liquide, les variations de l'énergie potentielle du noyau fissionnant (donc de sa masse) en fonction de ses déformations. La figure (I.5), représente l'énergie potentielle d'un actinide en fonction de son élongation a_2 et de sa striction a_4 . Cette représentation est illustrée par des courbes de niveau pour une faible déformation, nous y trouvons un puits qui correspond au noyau dans son état fondamental "point selle" à la vallée de la fission qui se jette dans la vallée de la fusion dans laquelle le noyau présente une configuration plus compacte.

Autrement dit, lorsque le noyau se déforme, son énergie potentielle augmente jusqu'à la déformation critique au point selle, et au-delà de laquelle l'énergie potentielle décroît (figure I.5). Pour fissionner le noyau doit franchir cette barrière de potentiel appelée barrière de fission qui mène à la séparation en deux fragments distincts, définissant le point de scission, où se produit la séparation des deux fragments après une rupture de col du noyau fissionnant. Ce modèle de la goutte liquide met en évidence l'existence d'une barrière de fission avec une seule bosse (figure I.6)

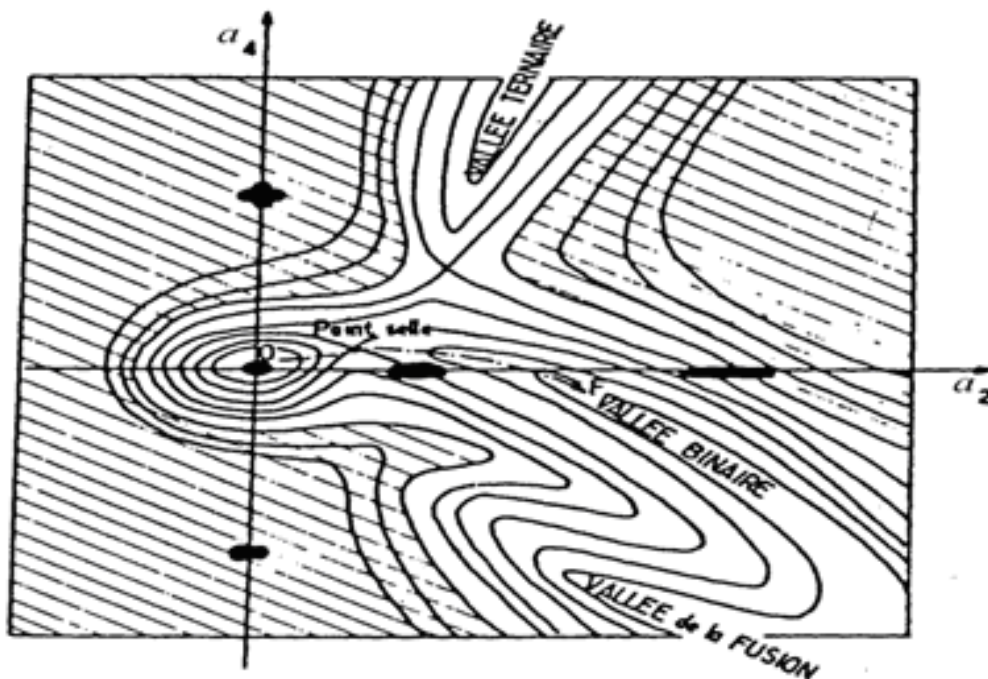


Figure I.5-Surface d'énergies potentielles calculées par le modèle de la goutte liquide [Ler80]

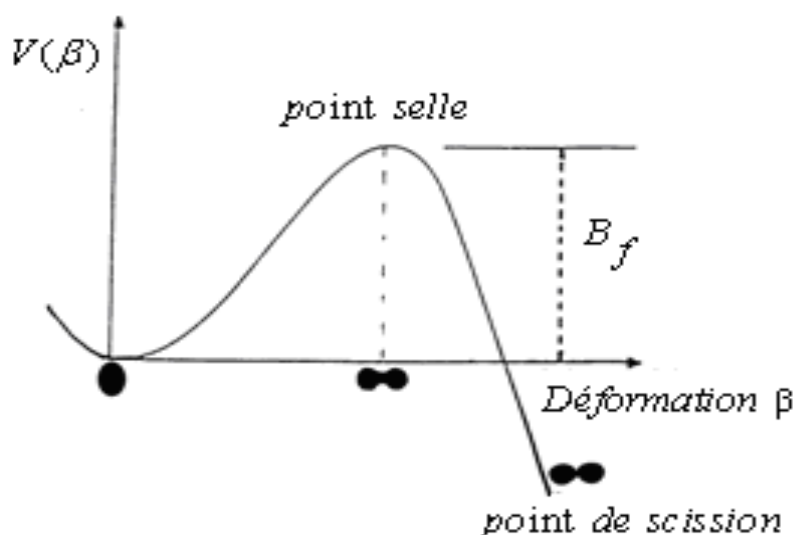


Figure I.6-Energie potentielle Goutte liquide pure [Cai85]

L'introduction des termes de correction de couche et d'appariement des nucléons à l'énergie potentielle de la goutte liquide selon la méthode proposée par Strutinsky [Str67, Str68] entraîne l'apparition d'un 2^{ème} puits dans la barrière de fission des actinides qui correspond à une déformation ellipsoïdale du noyau telle que le rapport des axes est voisin de 2/1 et a pour conséquence l'existence possible d'états métastables dans ce puits. La barrière à deux bosses permet d'expliquer qualitativement un certain nombre de faits expérimentaux tels que les isomères de forme.

Les hauteurs relatives de la première et de la seconde barrière macro- microscopique varient fortement en fonction de la charge Z du noyau (figure I.7) dans le cas des actinides légers (Th) la première barrière est plus basse que la seconde alors que pour les actinides lourds (Cf) c'est l'inverse qui se produit, dans la région des (Pu) les deux barrières ont des hauteurs comparables.

C'est ce que montre schématiquement la figure ci-dessous I.7 (la barrière obtenue avec le modèle de la goutte liquide est indiquée par des pointillés), donc on peut constater que l'abaissement de la seconde bosse des barrières à deux bosses est plus grand dans les actinides les plus lourds et que cet abaissement provient du déplacement vers les faibles déformations du sommet de la barrière de la goutte.

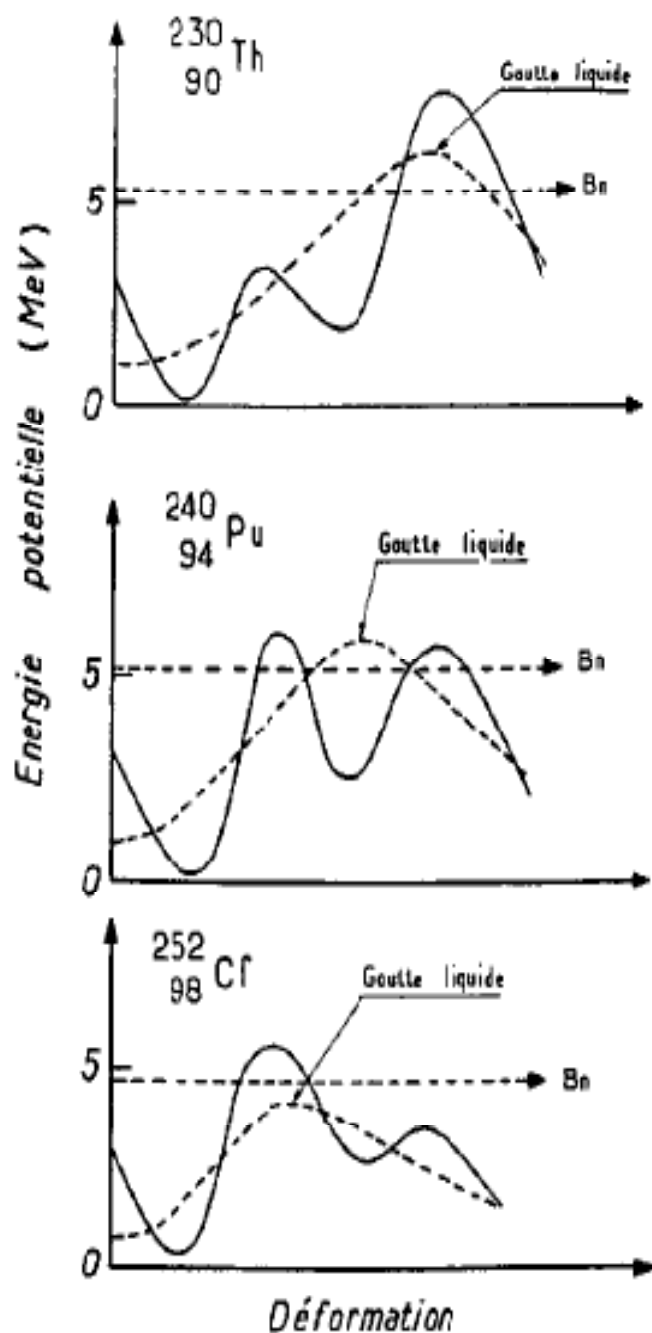


Figure I.7 – Allure des barrières de fission calculées par la méthode de Strutinsky (en trait plein et comparées aux barrières de type goutte liquide (en trait pointillé) (où B_n est l'énergie de liaison d'un neutron pour le noyau considéré [Cai85]

3.2-Deuxième étape : transition point selle-point de scission

Lorsqu'un actinide évolue du dernier point selle au point de scission, il récupère aux dépens de son énergie potentielle, une quantité d'énergie importante. Il s'agit de savoir comment se répartit cette énergie entre les différents degrés de liberté du noyau. Cette seconde étape est encore mal connue car elle est beaucoup plus difficile à atteindre expérimentalement du fait de l'inaccessibilité des observables à l'instant précis de la scission. Plusieurs hypothèses ont été proposées. Au cours de la descente, l'énergie récupérée par le noyau aux dépens de son énergie potentielle peut apparaître : soit sous forme d'énergie cinétique dans les modes collectifs du noyau (notamment l'énergie d'élongation), soit sous forme d'énergie d'excitation interne des nucléons.

Envisageons les deux situations extrêmes :

- dans l'hypothèse d'un amortissement complet (forte viscosité nucléaire), l'énergie récupérée est complètement dissipée en excitations internes. Après la séparation des deux fragments, cette énergie d'excitation interne est transmise aux fragments, dont l'énergie cinétique finale est quasiment l'énergie coulombienne mutuelle des fragments à la scission, puisque l'énergie cinétique de préscission est pratiquement nulle.
- dans l'hypothèse adiabatique (pas de viscosité nucléaire et pas de couplage inertiel entre les degrés de liberté collectifs), toute l'énergie disponible à la scission se retrouve sous forme d'énergie cinétique vibrationnelle, rotationnelle et de translation des fragments de préscission qui est ajoutée à l'énergie coulombienne mutuelle des fragments à la scission, pour donner l'énergie cinétique finale des fragments de fission. À la scission les fragments sont "froids " mais peuvent présenter une déformation importante. Une fois séparés, l'énergie de déformation des fragments sera convertie en énergie d'excitation interne.

En outre, les deux paramètres importants l'énergie cinétique totale TKE et l'énergie d'excitation totale TXE mesurés après la scission sont constitués de la somme de deux termes :

- l'énergie cinétique finale des fragments de fission TKE est la somme de l'énergie de préscission et de l'énergie coulombienne à la scission ;

$$\text{TKE} = E_{\text{pré}} + V_C$$

L'énergie d'excitation finale des fragments est la somme de l'énergie d'excitation acquise avant la scission et de l'énergie de déformation des fragments à la scission.

$$\text{TXE} = V_D + E_{\text{déf}}$$

3.3-Troisième étape : après la scission

Après la scission, les deux fragments s'éloignent très rapidement l'un de l'autre sous l'action de la répulsion coulombienne ; $1.3 \cdot 10^{-20}$ s après leur séparation, ils ont acquis 90% de leur énergie cinétique finale ; ils sont alors à $1.9 \cdot 10^{-11}$ cm l'un de l'autre, entre 10^{-17} et 10^{-15} s après la scission, les fragments séparés se dés excitent par émission de neutrons prompts. Le nombre total moyen de neutrons prompts est par fission généralement de 2 à 3 dans la fission à basse énergie des actinides et chaque neutron est émis avec une énergie cinétique moyenne de 2 MeV, ensuite les fragments dés excités, mais encore trop riche en neutrons, décroissent par des radioactivités β^- successives pour se rapprocher de la ligne de stabilité.

Chapitre II : Fission froide

On appelle " fission froide " la fission pour laquelle la quasi-totalité de la chaleur de réaction Q est convertie en énergie cinétique des fragments, l'énergie d'excitation finale des fragments étant par la suite quasi-nulle.

Ces événements " froids " qui vérifient ces conditions sont rares, il s'agit de fragmentations pour lesquelles l'énergie d'excitation des fragments de fission est suffisamment faible pour qu'il ne puisse pas y avoir d'émission de neutrons par les fragments.

$$E_X^* < \text{Min} (S_n^L, S_n^H) \quad (\text{II.1})$$

Où S_n^L et S_n^H sont les énergies de liaison du dernier neutron dans un fragment léger et lourd respectivement comprise entre 6 à 10 MeV suivant les fragments considérés.

Signabieux et al. [Gön91, Sig81] ont observé pour la première fois, la fragmentation froide dans la fission à basse énergie. Les fragmentations sont caractérisées par une grande énergie cinétique totale et aucune émission de neutrons. Ils ont observé que dans chaque fragmentation, l'énergie cinétique totale maximale $EKT_{\max}$ est très proche des valeurs des bilans $Q_{\max}$ correspondantes (figure II.1) [Gön 94]. L'effet pair – impair observé dans les valeurs de $Q_{\max}$ n'est pas trouvé dans les valeurs de l'énergie cinétique totale maximale $EKT_{\max}$. Les auteurs en concluent que l'effacement de l'effet pair - impair aux énergies cinétiques prouve que les ruptures de paires interviennent avant la scission et toute paire de fragments comportent au minimum une paire de nucléons brisée dans l'un ou l'autre des fragments.

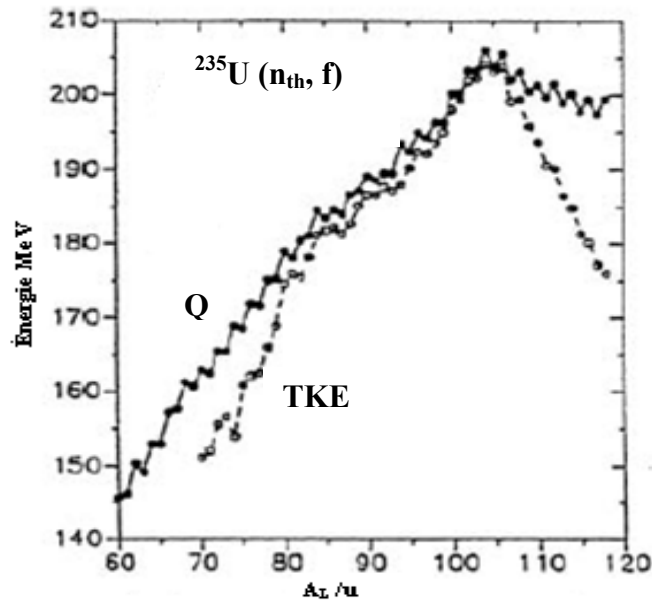


Figure II.1- les énergies cinétiques maximale TKE_{max}
Comparées aux valeurs Q_{max} de ^{235}U [Gön 94]

Par ailleurs, la fission froide déformée a été observée depuis longtemps par Signabieux et al. [Gön91, Sig74] dans une étude détaillée d'émission de neutrons de la fission spontanée du $^{252}\text{Cf}(\text{sf})$ à basse énergie cinétique du fragment léger. W.Mollenkopf et al. [Mol92] ont donné une confirmation expérimentale de l'existence de la fission froide déformée à basse énergie cinétique du fragment. D'autre part, la fission très asymétrique en masse c'est -à -dire que le noyau père se scinde en deux fragments de masse différente conduit à des configurations à la scission très allongée autrement dit la fission très asymétrique et une signature de la fission froide déformée.

Les points essentiels à noter sont :

- 1- La fission froide est une fission à très haute énergie cinétique des fragments, où l'émission neutronique est inexistante, autrement dit, avec des énergies d'excitation intrinsèques de plus en plus faibles. L'énergie cinétique des fragments est générée par la répulsion coulombienne importante entre les deux fragments à la scission. Les configurations de scission associées à ces fragmentations froides sont nécessairement constituées de deux fragments avec des petites déformations proches de leur déformation dans l'état fondamental donc des configurations de scission extrêmement compactes.

2. La fission froide déformée est une fission à très basse énergie cinétique des fragments qui correspondent à une petite interaction coulombienne répulsive entre les deux fragments, les

fragmentations froides à la scission avec des énergies de déformations très importantes n'auront pas non plus assez d'énergie d'excitation pour émettre des particules promptes. L'énergie de déformation des fragments à l'infini est transférée à l'énergie d'excitation intrinsèque. Ces fragmentations ont une configuration très déformée (élongation).

Les structures "fines" reproduites avec une fréquence de 5 à 6 u.m.a, observées depuis longtemps dans les distributions des rendements en masse de la fission "globale" [Gib61, Mil61, Tho64, Sch66] se retrouvent très amplifiées dans la région froide [Sim90, Mol92, Kau92] (celles où les deux fragments sont si faiblement excités qu'ils ne peuvent émettre de neutrons). Les masses impaires sont non seulement présentes mais sont en compétition avec les masses paires. Elles ont été interprétées comme résultat d'un effet de parité en charge.

L'effet pair – impair qu'il associe au système des protons ou à celui des neutrons, est caractérisé par un déséquilibre dans les rendements entre les fragments ayant un nombre pair de protons ou de neutrons et ceux qui ont un nombre impair. L'effet pair-impair sur la charge nucléaire observée dans la "fission globale" [Ami77] se trouve amplifié dans la "fission froide" [Sim90, Mol92, Kau92].

Les effets pairs – impairs sont beaucoup plus importants sur les protons que sur les neutrons ; dans le cas de ^{235}U (n_{th} , f) par exemple, l'effet pair – impair en proton est d'environ 25%, alors qu'il est réduit à 5.5% dans le cas des neutrons [Sch80]. Les résultats expérimentaux relatifs à l'effet pair-impair en neutrons sont rares car difficiles à atteindre du fait de l'évaporation de neutrons prompts par les fragments de fission qui perturbent l'évaluation du nombre de neutrons des fragments primaires. Cet effet pair – impair sur la charge est plus prononcé pour la fission spontanée que pour la fission induite.

1-L'effet pair – impair global en proton :

L'effet pair – impair sur la charge nucléaire δ_p est défini par le rapport :

$$\delta_p = \frac{\sum Y_e - \sum Y_o}{\sum Y_e + \sum Y_o} \% \quad (\text{II.2})$$

Où :

Y_e et Y_o étant respectivement les rendements des charges paires et des charges impaires. Cette grandeur varie entre 41% pour ^{240}Th à 4.6% pour ^{250}Cf [Gön91]. En effet, moins l'effet pair-impair global en protons δ_p d'un noyau sera important, plus de paires de nucléons auront été brisées.

Nous allons présenter quelques résultats des auteurs et leurs interprétations dans le cadre de la variation de cette grandeur avec différents paramètres.

L'effet pair – impair en protons δ_p a été étudié en détail pour des systèmes fissionnant pairs en Z dans la fission induite par neutron thermique, cet effet diminue également quand le paramètre de fissilité Z_f^2/A_f augmente où Z_f le nombre de charges du noyau fissionnant et A_f la masse atomique. Aussi, plus le noyau fissionnant est léger plus l'effet de parité en protons δ_p est important figure (II.2) [Gön91]. La diminution de l'effet de parité avec le paramètre de fissilité a évoqué l'idée que plus la dissipation de l'énergie augmente au cours de la descente du point selle au point de scission, plus la fissilité du noyau augmente. Aussi le gain d'énergie potentielle ΔV croît avec ce paramètre entre le point selle et le point de scission, cette énergie ΔV est convertie à la scission en énergie d'excitation des fragments. Mais ce paramètre donne des informations sur la stabilité du noyau fissionnant mais son raccordement avec la dissipation d'énergie n'est pas clair. La dissipation d'énergie entre le point selle et le point de scission est proportionnel au paramètre coulombien $Z_f^2/A_f^{1/3}$ [Boc90, Asg84]. L'évolution de l'effet parité en proton δ_p est étudiée en fonction du paramètre coulombien [Nai97] figure (II.3) [Caa09], on observe une diminution en fonction de ce paramètre.

En ce qui concerne l'étude de l'effet pair - impair en protons δ_p avec les autres paramètres du noyau fissionnant comme la hauteur de barrière B_f de la fission, et l'énergie de liaison de neutron B_n , l'énergie d'excitation au point de selle ($B_f - B_n$) aucune relation régulière n'a été observée entre cet effet de parité en protons δ_p et ces paramètres [Gön91].

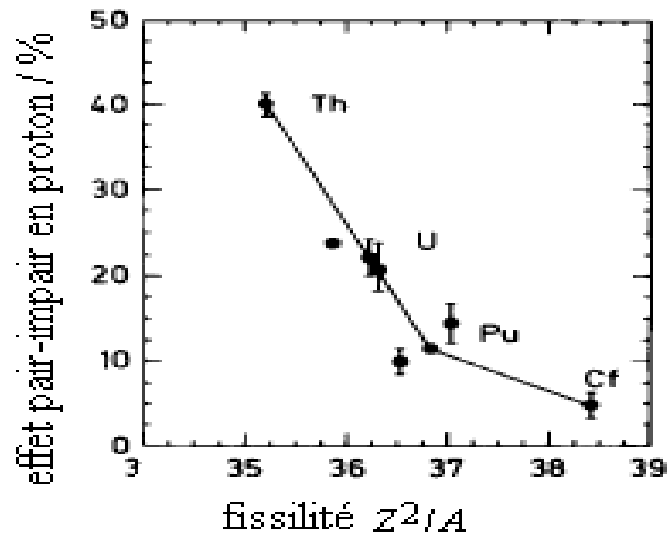


Figure II.2-Effet pair-impair en proton en fonction de Z_f^2/A_f dans la fission thermique des noyaux actinides de Z pair [Gön91].

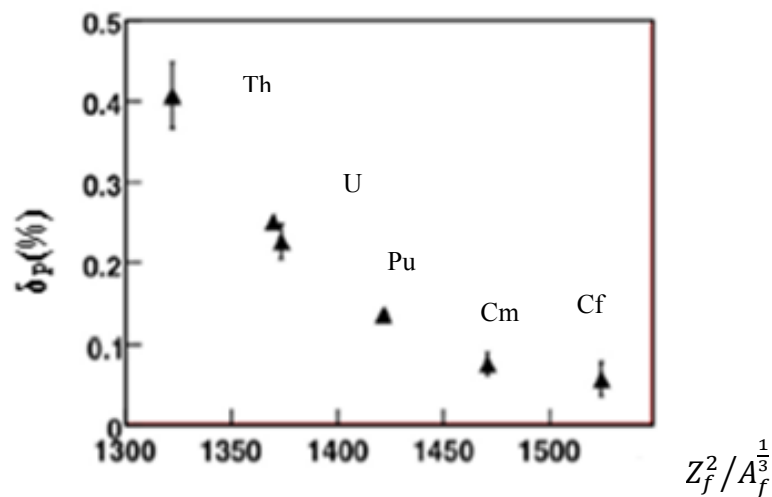


Figure II.3- L'effet pair – impair global en proton en fonction du paramètre coulombien de la fission induite par neutrons thermiques de plusieurs systèmes fusionnants [Caa09]

Amiel et al. [Ami77] montrèrent que l'effet pair – impair en protons δ_p diminue quand l'énergie d'excitation du système fissionnant augmente figure II.4 Cette décroissance de l'effet de parité en protons en fonction de l'énergie d'excitation apportée au noyau fissionnant semble indiquer qu'une partie de cette énergie se retrouve sous forme d'énergie d'excitation intrinsèque. Nifenecker [Nif79] explique cette évolution de la manière suivante : la disparition de l'effet pair-impair à

énergie d'excitation élevée signifie que si le système fissionnant est complètement apparié au point selle (état fondamental), il le demeure tout au long de la transition vers le point de scission, la rupture d'une paire (ou plusieurs) ne pouvant intervenir avec une certaine probabilité qu'au moment de la rupture du col. Par contre, si le système est dans un état excité élevé au-dessus du point selle, la probabilité qu'une paire, au moins, soit brisée est très élevée et, par suite, on ne peut observer d'effet pair-impair, les nucléons célibataires évoluant indépendamment l'un de l'autre. Cette interprétation est confortée par le fait que la disparition brutale de l'effet pair-impair avec l'énergie d'excitation ne peut être expliquée en termes de densités de niveaux (et d'énergie disponible). Ainsi donc, si le système est apparié au point selle, il le demeurera, avec une forte probabilité, jusqu'au point de scission.

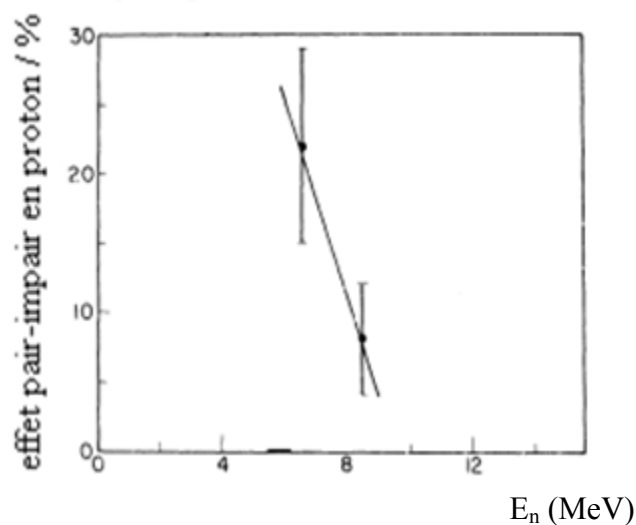


Figure II.4 -Effet pair-impair en proton en fonction de l'énergie d'excitation du noyau fissionnant ^{236}U [Ami77]

Knitter et al. [Kni92] ont étudié les distributions des masses et des charges dans la région froide de la fission spontanée du ^{252}Cf et ont observé que l'effet pair – impair en proton δ_p décroît d'une manière linéaire lorsque l'énergie d'excitation totale ($Q_{\text{max}} - \text{TKE}$) augmente. Ils en concluent que l'effet pair – impair en protons δ_p n'est pas un indicateur de l'énergie d'excitation intrinsèque du système fissionnant au cours de la descente du point selle au point de scission ni à la scission et même pas pour la naissance de deux fragments. Parallèlement, F.J.Hambsch et al. [Ham92] avaient confirmé ces conclusions. Ils ont observé que l'effet pair – impair en protons δ_p dans la fission spontanée de ^{252}Cf à un comportement complètement différent par rapport aux travaux précédents et comme connu dans d'autres travaux de la littérature [Qua88]. Cet effet de venu plus négatif

lorsque l'énergie d'excitation totale des fragments TXE diminue. Ceci signifie que les ruptures de paires de nucléons sont parfaites quand l'énergie d'excitation décroît. D'après les deux résultats il est bien clair que la brisure de paires n'est pas liée avec l'énergie d'excitation intrinsèque, c'est –à– dire avec la température intrinsèque à la scission comme proposée par plusieurs modèles [Ham92, Nif82, Gön88]. Ces auteurs ont montré que dans la région froide le processus de la fission spontanée de ^{252}Cf est fortement influencée par la forme de la surface de valeur Q de réaction. Les auteurs concluaient ainsi : "the preponderance of odd – odd fragmentations in the cold near cold fission region of an even- even compound system shows that pair breaking must occur in the very early stages of fission".

Pour des énergies cinétiques très élevées correspondantes aux configurations compactes à la scission, le gain d'énergie potentielle ΔV est petit et vice -versa. Comme le gain d'énergie potentielle ΔV est faible conduit à une faible dissipation d'énergie E_{DIS} . Cependant pour des événements d'énergie cinétique très élevée, l'énergie d'excitation intrinsèque est faible, ceci a été observé dans l'expérience comme augmentation de l'effet pair- impair globale en proton δp avec l'énergie cinétique des fragments légers figure II.5 [Gön91, Bou89]. Lorsque l'énergie cinétique du fragment léger augmente l'effet pair-impair δp augmente et la pente $d\delta/dE_L$ augmente figure II.6 [Gön91, Dej89].

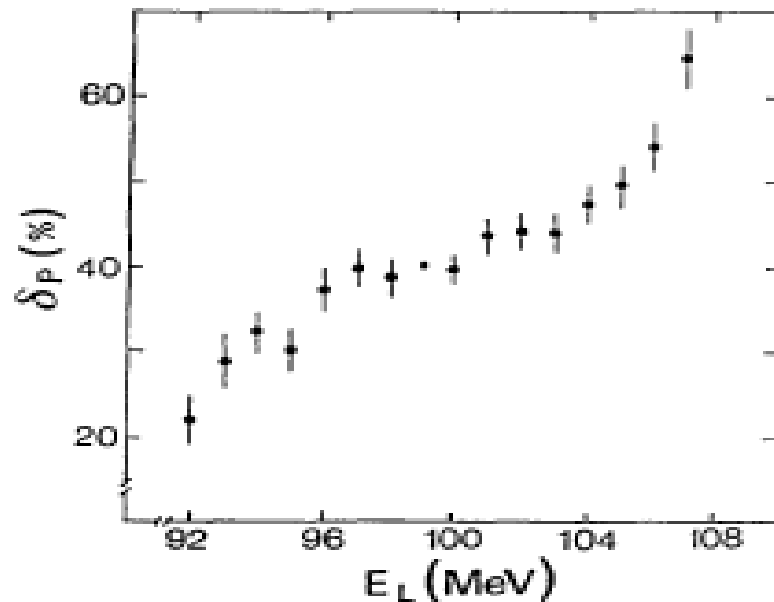


Figure II.5- L'effet pair – impair en proton δp en fonction de l'énergie cinétique du fragment Léger dans la fission ^{229}Th ($n_{\text{th},p}$) [Bou89]

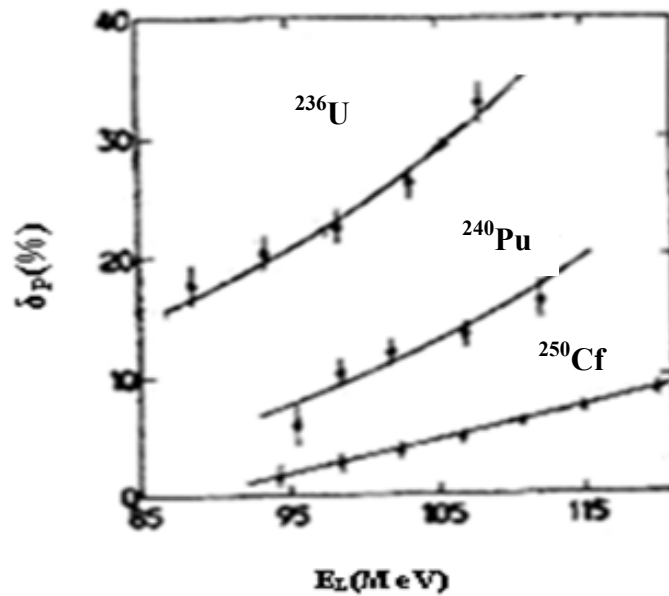


Figure II.6- L'effet pair – impair en proton δ_p en fonction de l'énergie cinétique du fragment léger dans les fissions ^{236}U ($n_{th,f}$), ^{240}Pu ($n_{th,f}$) et ^{250}Cf ($n_{th,f}$) [Gön91, Dej89]

2-Modèle statique de point de scission :

Du point de vue théorique, de nombreux domaines de recherche en physique nucléaire s'intéressent à la description du processus de fission qui met en jeu à la fois les propriétés des structures des noyaux et les propriétés dynamiques. La fission apparaît comme un mouvement collectif de grande amplitude qui fait intervenir :

- un réarrangement considérable de la structure interne du noyau avec une influence des effets de couches et d'appariement.
- plusieurs types de déformation simultanément.
- des couplages entre modes collectifs et excitations intrinsèques.

Parmi ces descriptions les modèles " de point de scission " reçu un grand succès. Nous avons le modèle statique de P.Fong [Fon56, Fon77] et le modèle de scission de Wilkins [Wil76].

2.1-Modèle statique de Fong:

L'hypothèse fondamentale sur laquelle repose ce modèle est de nature statique : l'évolution du noyau dans le mode de fission est supposée être lente, si lente qu'un équilibre thermique s'établit à chaque instant du processus qui conduit le noyau vers la scission. Ceci signifie que chaque état quantique a la même probabilité d'exister. Ceci nécessite un couplage fort entre tous les degrés de liberté du noyau (collectifs et intrinsèques). La probabilité d'une configuration donnée est alors directement proportionnelle à la densité d'états qui lui est associée juste avant la scission, c'est-à-dire celle des deux fragments accolés. La configuration du noyau à l'instant qui précède la scission est composée de deux noyaux déformés en contact. La densité d'états des fragments en fonction de l'énergie ε est donnée par la formule statistique classique

$$W_0(\varepsilon) = c 2 \exp[(a \varepsilon)^{1/2}] \quad (\text{II.3})$$

Où a et c sont des paramètres qui dépendent de la masse du fragment, et déterminés à partir des résultats expérimentaux des sections efficace de capteur de neutron rapide.

L'énergie libérée au cours du processus de fission adoptée par Fong et al. [Fon56] est composée d'une partie potentielle (P) qui est la somme de l'énergie coulombienne (C) et de l'énergie de déformation des fragments légers ($D1$) et lourd ($D2$) (qui peut être calculée par le modèle de la goutte liquide), de l'énergie d'excitation totale des fragments (E) et de leur énergie cinétique de translation à la scission (k) :

$$F = M^*(A, Z) - M(A_1, Z_1) - M(A_2, Z_2) = \underbrace{C + (D1 + D2)}_P + E + k \quad (\text{II.4})$$

Où M^* représente la masse du noyau excité, $M(A_1, Z_1)$ et $M(A_2, Z_2)$ les masses des fragments primaires dans leur état fondamental.

La valeur maximale G de l'énergie d'excitation est atteinte dans le cas où $k=0$, et égale à l'énergie totale utilisable par le système $G = F - P$. La probabilité relative de chaque mode de fission est supposée proportionnelle à la densité des états quantiques, or l'énergie d'excitation crée un certain nombre d'états excités et l'énergie de translation crée un certain nombre d'états d'impulsion différents. La densité des états quantiques est donc le produit des convolutions des deux densités. La densité totale d'états quantique du système peut donc s'écrire :

$$\Omega_0(\varepsilon) = \int_0^\varepsilon c_1 \exp[2(a_1 \varepsilon_1)^{1/2}] \times c_2 \exp[2(a_2(\varepsilon - \varepsilon_1))^{1/2}] d\varepsilon_1 \quad (\text{II.5})$$

Ce modèle est le premier à produire des courbes de distribution en masse à deux bosses pour la fission asymétrique ce modèle statique est capable de rendre compte de nombreuses autres propriétés de la fission telles que la charge la plus probable pour un rapport de masse particulier, la distribution des neutrons prompts ainsi que le rendement en masse de la fission spontanée. Il ne peut cependant prévoir d'effet pair-impair important sur le proton.

2.2-Modèle de scission de Wilkins:

Ce modèle il s'appuie sur l'hypothèse fondamentale selon laquelle il existe un équilibre statistique entre les degrés de liberté collectifs au point de scission. Donc les caractéristiques des distributions des fragments de fission sont déterminées à l'instante proche de la scission, ou même à la scission, à partir de l'énergie potentielle des deux fragments naissants complémentaires à la scission, la forme des noyaux est décrite par deux sphéroïdes coaxiaux caractérisées par des déformations quadrupolaires β_1, β_2 et séparés l'un de l'autre d'une distance d "tip distance".

Les caractéristiques des fragments de fission (distribution des masses, énergie cinétique, déformations moyenne), sont obtenues à partir de l'énergie potentielle totale des deux fragments en présence l'un de l'autre au moment de la scission, l'expression de l'énergie potentielle adoptée par Wilkins et al. [Wil76] s'écrit :

$$\begin{aligned} V(N_1, Z_1, \beta_1, N_2, Z_2, \beta_2, \tau, d) = & V_{GL1}(N_1, Z_1, \beta) + V_{GL2}(N_2, Z_2, \beta_2) \\ & + S_1(N_1, \beta_1, \tau) + S_1(Z_1, \beta_1, \tau) \\ & + S_2(N_2, \beta_2, \tau) + S_2(Z_2, \beta_2, \tau) \\ & + P_1(N_1, \beta_1, \tau) + P_1(Z_1, \beta_1, \tau) \\ & + P_2(N_2, \beta_2, \tau) + P_2(Z_2, \beta_2, \tau) \\ & + V_{coul}(N_1, Z_1, \beta_1, N_2, Z_2, \beta_2, d) \\ & + V_{uncl}(N_1, Z_1, \beta_1, N_2, Z_2, \beta_2, d) \end{aligned} \quad (\text{II.6})$$

- N_i et Z_i sont respectivement les nombre de masse et de protons du fragment i ,
- les termes V_{GLi} représentent le potentiel macroscopique de la goutte liquide (terme collectifs) associé à chaque fragment i

- S_i et P_i sont des corrections microscopiques de couche et d'appariement pour les neutrons et les protons, ces corrections sont effectuées séparément pour les neutrons (N) et pour les protons (Z) des deux fragments.
- V_{coul} est le terme d'interaction mutuelle entre les deux fragments coulombien

donnée par $V_{coll} = \frac{ZZe^2}{D} F$ où F (≈ 1.0 à 1.1) [Coh62] est le facteur de forme, il représente la différence entre l'interaction coulombien de deux sphéroïdes uniformément chargées. Et celle de deux points chargés séparés par une distance D , V_{nucl} est le terme d'interaction nucléaire calculé à l'aide de formule de Krappe et Nix [Kra69], qui est supposé être à la scission de l'ordre de grandeur de liaison d'un nucléon, tous ces termes dépendent de la déformation β .

Dans leur modèle, Wilkins et al introduisent une température "collective" T_{coll} qui caractérise l'équilibre quasi-statistique près du point de scission. Signifie qu'il existe un équilibre entre les degrés de liberté collectifs des fragments naissants. Les degrés de liberté intrinsèques sont caractérisés par un équilibre à la température τ_{int} .

Dans le cas extrême d'un couplage fort entre degrés de liberté collectifs et intrinsèques, un équilibre statistique est supposé entre ces différents degrés de liberté, et le système peut être caractérisé par une température intrinsèque unique ($T_{coll} = \tau_{int}$) qui permet de déterminer la population des états de particule indépendants. Dans le cas opposé, l'absence de couplage entre les degrés de liberté collectifs et intrinsèques conduit au modèle adiabatique caractérisé alors par $\tau_{int} = 0$ (toute l'énergie disponible est dans les degrés de liberté collectifs). Wilkins et al. [Wil76] choisissent pour tous les systèmes fissionnant à basse énergie une température collective $T_{coll} = 1 \text{ MeV}$ et intrinsèque $\tau_{int} = 0,75 \text{ MeV}$ dans le but de reproduire la dépendance des distributions par rapport à l'énergie d'excitation.

Les corrections de couches sont calculées suivant la prescription de Strutinsky pour des niveaux de particule indépendants générés à l'aide d'un potentiel du type Woods-Saxon. Les termes de corrections d'appariement sont calculés selon le formalisme BCS, avec un "gap" d'appariement moyen $\bar{\Delta} = \frac{11}{\sqrt{A}}$ (pour une température nulle) identique pour les neutrons et pour les protons, les corrections d'appariement sont faibles par rapport aux corrections de couche, et généralement en

opposition de phase puisque ces deux termes dépendent de manière inverse de la densité des états de particules près du niveau de Fermi

Selon Wilkins, la probabilité une fragmentation $((N_1, Z_1), (N_2, Z_2))$ est donnée par une loi de Boltzmann :

$$P(N_1, Z_1, N_2, Z_2, \tau, d) = \int_{\beta_1}^{\beta_{\max}} \int_{\beta_2}^{\beta_{\max}} \exp\left[-\frac{V(N_1, Z_1, N_2, Z_2, \tau, d)}{T_{\text{coll}}}\right] d\beta_1 d\beta_2 \quad (\text{II.7})$$

Où d est appelée " tip distance " : séparant les extrémités en vis-vis des sphéroïdes (Wilkins utilise $d = 1.4\text{fm}$) c'est la distance

Le maximum de production correspond donc aux conditions qui minimisent l'énergie potentielle (équation) au pont de scission. Toutes les distributions sont alors déduites de cette expression (II.7).

L'énergie " libre" à la scission Q_{sciss} , c'est-à-dire l'énergie disponible qui pourra se répartir en énergie d'excitation des modes collectifs E_{coll}^* (l'énergie de déformation de deux fragments) en énergie d'excitation interne E_{int}^* et en énergie cinétique de préscission E_{pre} s'écrit : En posant $\{p\} = \{N_1, Z_1, \beta_1, N_2, Z_2, \beta_2, \tau, d\}$

$$Q_{\text{sciss}} = V_{\text{coul}}(\{P\}) + E_{\text{pre}}(\{P\}) + E_{\text{coll}}^*(\{P\}) + E_{\text{int}}^*(\{P\}) \quad (\text{II.8})$$

Le maximum de production et donc atteint lorsque l'énergie " libre" est maximum

Le modèle de Wilkins reste encore aujourd'hui le modèle le plus utilisé pour prédire les distributions des fragments de fission.

Chapitre III : Résultats et discussions

L'effet pair-impair en protons des systèmes fissionnants δ_p est défini comme la différence entre les rendements des fragments de fission ayant respectivement un nombre Z pair et impair de protons, rapportés au rendement total des fragments de fission. De nombreux travaux expérimentaux étudiant la fission induite par des neutrons thermiques ont mis en évidence l'existence d'un effet pair – impair important sur les protons δ_p qui est d'environ 25 % dans le cas de la fission de $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$. L'ensemble des travaux expérimentaux a montré que cet effet pair – impair en proton augmente avec l'augmentation de l'énergie cinétique du fragment léger [Lan80, Mar81, Boc89, Dje89, Kau92, Mol92, Med02]. L'origine de cet effet pair – impair en proton n'est pas bien connue. Actuellement, il existe une controverse sur l'origine même de la brisure de paires de protons responsable de l'effet pair-impair en protons pour la fission à basse énergie. Certains auteurs [Sch77, Bou98, Kra01] expliquent la brisure d'une paire de protons par un effet dynamique due principalement à l'amortissement du mode de striction (rupture du col du noyau fissionnant). Alors que d'autres [Rej00, Sch05, Caa11, Sch11] l'expliquent par un effet thermique (effet de température). Ce travail permettra une évaluation de la variation de l'effet pair-impair en proton en fonction de l'énergie d'excitation intrinsèque du noyau fissionnant au point de scission.

Dans ce travail, nous allons essayer de comprendre l'origine de l'augmentation de cet effet pair-impair en protons avec l'énergie cinétique du fragment léger.

1- L'influence des effets microscopiques sur l'effet pair-impair en proton :

Depuis longtemps nous savons que les effets de couches et d'appariement des nucléons jouent un rôle très important sur l'énergie potentielle du noyau fissionnant. Ces effets firent apparaître un deuxième minimum pour de nombreux actinides dans la variation de l'énergie potentielle du noyau fissionnant en fonction de la déformation.

La valeur de l'effet pair-impair en protons est liée à la différence entre les énergies cinétiques la plus probable des fragmentations pair-pair en protons et les fragmentations impair-impair en protons pour un noyau fissionnant pair en protons comme l'Uranium 236 ($^{236}_{92}\text{U}$) [Lan80, Wag91]. Ainsi, la variation de la valeur de l'énergie cinétique la plus probable pour une fragmentation pair-pair ou impair-impair module la valeur de l'effet pair-impair en protons.

Afin d'étudier cette influence, nous allons nous intéresser uniquement à la configuration la plus probable (formée par un fragment léger $^{96}_{38}\text{Sr}$ et lourd $^{140}_{54}\text{Xe}$) de la fission de l'uranium 235 induite par neutrons thermiques ($^{235}\text{U}(n_{th}, f)$).

Pour évaluer l'énergie cinétique la plus probable des fragments, il a été nécessaire de calculer les différentes énergies mises en jeu au point de scission.

1.1- Calcul des énergies mises en jeu au point de scission :

1.1.1- Configuration du noyau fissionnant au point de scission :

Dans ce travail, la configuration du noyau fissionnant au point de scission est modélisée par deux fragments déformés aux déformations quadripolaires dont les extrémités sont séparées par une distance d « tip distance » fixe représentant le col du système fissionnant [Wil76]. La figure III-1 illustre cette configuration.

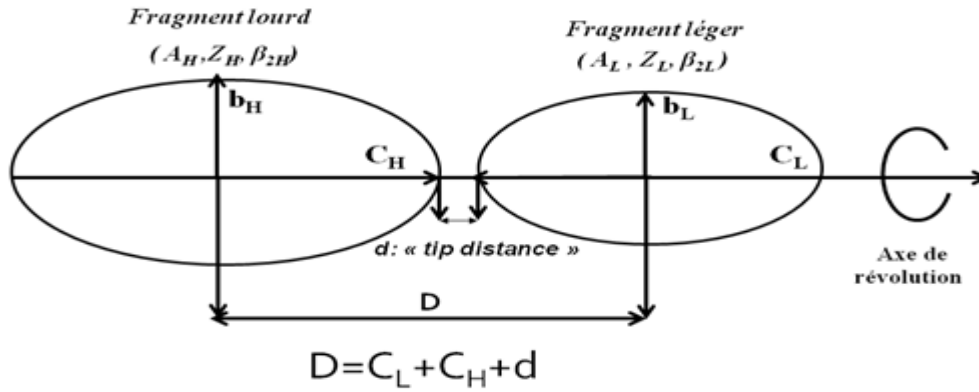


Figure III-1. Schéma des deux fragments au point de scission

1.1.2 -Calcul de l'énergie potentielle collective à la scission :

L'énergie potentielle collective des fragments au point de scission en fonction des paramètres de déformation quadripolaire est la somme de deux termes (équation III.1): le premier terme est dû à l'interaction mutuelle coulombienne et nucléaire entre les deux fragments au moment de la scission et l'autre est dû à la déformation des fragments.

$$E_{Col}(Z_L, N_L, \beta_{2L}, \beta_{2H}, d) = V_{Int}(Z_L, N_L, \beta_{2L}, \beta_{2H}, d) + E_{Déf}(Z_L, N_L, \beta_{2L}, \beta_{2H}) \quad (III.1)$$

où :

- β_{2L} et β_{2H} représentent respectivement les paramètres de déformation quadripolaire du fragment léger et lourd. Ils permettent de décrire les formes des fragments au moment de scission. Dans nos calculs, nous nous intéressons uniquement à la déformation quadripolaire des fragments.
- $E_{Déf}$ désigne l'énergie de déformation du fragment léger et lourd.
- V_{Int} représente l'énergie d'interaction mutuelle (coulombienne et nucléaire) entre les deux fragments :

$$V_{Int}(Z_L, N_L, \beta_{2L}, \beta_{2H}, d) = V_{Nuc}(Z_L, N_L, \beta_{2L}, \beta_{2H}, d) + V_{Coul}(Z_L, N_L, \beta_{2L}, \beta_{2H}, d) \quad (III.2)$$

Avec V_{Nuc} et V_{Coul} représentent respectivement l'interaction nucléaire attractive et coulombienne répulsive.

L'interaction mutuelle (nucléaire et coulombienne) sera finalement restituée sous forme d'énergie cinétique de translation des fragments.

1.1.3- Calcul de l'énergie d'interaction coulombienne :

Au moment de la scission, les deux fragments sont soumis aux forces de répulsion coulombienne, cette énergie d'interaction V_{Coul} est importante et a pour effet d'accélérer les fragments jusqu'à atteindre leurs valeurs asymptotiques en énergie cinétique. Dans nos calculs, nous avons utilisé l'expression analytique (donnée par l'expression III-3 ci-dessous) proposée par Ph. Quentin [Que69] pour des formes "prolate" ($\beta > 0$) d'un système de deux fragments qui admet un axe de symétrie de révolution, et les bords sont espacés d'une distance d "Tip distance" et dont la distance D entre les centres des deux fragments est illustrée sur la figure III-1.

L'interaction coulombienne mutuelle s'écrit [Que69] :

$$V_{Coul}(Z_L, N_L, \beta_{2L}, \beta_{2H}, d) = \frac{Z_L Z_H e^2}{D} S(X, Y) \quad (III.3)$$

Avec

$$S(X, Y) = \frac{3}{40} \left[\frac{1}{X^2 Y^2} (1 + 11X^2 + 11Y^2) + P_X[\Phi(X, Y)] P_Y[\Phi(X, Y)] \right] \quad (III.4)$$

$$\Phi(X, Y) = \frac{(1 + X + Y)^3}{X^3 Y^3} \text{Log}(1 + X + Y) (1 - 3X - 3Y + 12XY - 4X^2 - 4Y^2) \quad (III.5)$$

$$X = \sqrt{\frac{c_L^2 - b_L^2}{D^2}} \quad \text{et} \quad Y = \sqrt{\frac{c_H^2 - b_H^2}{D^2}} \quad (III.6)$$

où:

- $e^2 = 1.44 \text{ MeV.fm}$,
- Z_L et $Z_H = 92 - Z_L$ sont les charges des fragments léger et lourd respectives.
- D est la distance entre les centres des deux fragments comme illustrée sur la Figure (1.III), elle est donnée par l'expression suivante : $D = c_L + c_H + d$.
- $P_X[\Phi(X, Y)]$ (ou $P_Y[\Phi(X, Y)]$) est la partie paire en X du développement limité au voisinage de $X=0$ et $Y=0$.

- d est la distance fixe entre les bords des fragments « tip distance ».
- b_L , b_H , c_L et c_H représentent les demi axes des fragments dans les directions perpendiculaires et parallèles à l'axe de symétrie comme l'illustre sur la figure III-1. Pour déterminer ces paramètres, nous avons utilisé les expressions ci-dessous données par W. D. Myers et al. [Mye83].

$$\begin{cases} b_L = R_L (1 - \frac{1}{2}\alpha_{2L} - \frac{1}{5}\alpha_{2L}^2) \\ b_H = R_H (1 - \frac{1}{2}\alpha_{2H} - \frac{1}{5}\alpha_{2H}^2) \\ c_L = R_L (1 + \alpha_{2L} - \frac{1}{5}\alpha_{2L}^2) \\ c_H = R_H (1 + \alpha_{2H} - \frac{1}{5}\alpha_{2H}^2) \end{cases} \quad (\text{III.7})$$

Où

- $R_L = r_0 A_L^{1/3}$ et $R_H = r_0 A_H^{1/3}$ sont les rayons des deux noyaux dans leurs états sphériques, avec $r_0 = 1,24 \text{ fm}$.
- α_{2L} et α_{2H} désignent les déformations quadripolaires du fragment léger et lourd respectives selon la paramétrisation α des références [Pre40, Hil53, Swi56, Nix67]. Ce paramètre de déformation est relié à la déformation quadripolaire β_2 du noyau par la relation suivante :

$$\alpha_2 = \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \beta_2 \quad (\text{III.8})$$

1.1.4- Calcul de l'énergie d'interaction nucléaire :

L'interaction nucléaire attractive V_{nucl} entre deux fragments est basée sur le potentiel de proximité. Elle a été calculée en utilisant l'expression de Krappe et Nix [Kra74] donnée ci-dessous :

$$V_{nuc}(Z_L, N_L, \beta_{2L}, \beta_{2H}, d) = -4 \left(\frac{a}{r_0} \right)^2 C_s \left(\frac{R_L}{a} \cosh \frac{R_L}{a} - \sinh \frac{R_L}{a} \right) \times \left(\frac{R_H}{a} \cosh \frac{R_H}{a} - \sinh \frac{R_H}{a} \right) \times \frac{e^{-D/a}}{D/a} \quad (\text{III.9})$$

Où,

- a représente la portée du potentiel nucléaire ($a = 1.4 \text{ fm}$)
- R_L et R_H étant les rayons de courbure : $R_L \approx \frac{b_L^2}{c_L}$, $R_H \approx \frac{b_H^2}{c_H}$
- C_s est le terme de surface de la formule de masse de Nix [Kra74] : $C_s = a_s (1 - K_s I^2)$
 Dans cette formule, I représente l'isospin $I = \frac{N_F - Z_F}{A_F}$; a_s et C_s sont des constantes :
 $a_s = 24.7 \text{ MeV}$ et $K_s = 4$ avec $r_0 = 1.16 \text{ MeV}$.
- A_F , Z_F et N_F représentent respectivement la masse, la charge et le nombre de neutrons du noyau fissionnant.

1.1.5- Calcul de l'énergie de déformation des fragments à la scission :

L'énergie de déformation des fragments au point de scission est donnée par l'expression suivante :

$$E_{defT}(Z_L, N_L, \beta_{2L}, \beta_{2H}) = E_{def}(Z_L, N_L, \beta_{2L}) + E_{def}(Z_H, N_H, \beta_{2H}) \quad (\text{III.10})$$

Où :

- Z_L, N_L et β_{2L} représentent respectivement la charge, le nombre de neutrons et la déformation quadripolaire du fragment léger ($_L$) .
- Z_H, N_H et β_{2H} représentent respectivement la charge, le nombre de neutrons et la déformation quadripolaire du fragment lourd ($_H$). Avec $Z_H = 92 - Z_L$ et $N_H = 144 - N_L$.

Dans nos calculs, l'énergie de déformation est calculée pour chaque fragment en prenant comme référence la déformation β_{2f} de l'état fondamental de ce fragment:

$$E_{def}(Z, N, \beta_2) = V_{def}(Z, N, \beta_2) - V_{def}(Z, N, \beta_{2f}) \quad (\text{III.11})$$

où le potentiel de déformation V_{def} est donné par l'expression suivante (voir chapitre I équation I.60) :

$$V_{def}(Z, N, \beta_2) = E_{MGL}(Z, N, \beta_2) + \delta E_{shell}^n(Z, N, \beta_2) + \delta E_{shell}^p(Z, N, \beta_2) + \delta E_{pair}^n(Z, N, \beta_2) + \delta E_{pair}^p(Z, N, \beta_2) \quad (\text{III.12})$$

où E_{MGL} , δE_{shell} et δE_{pair} représentent respectivement l'énergie macroscopique goutte liquide, la correction microscopique des couches et la correction d'appariement pour les neutrons (n) et les protons (p).

Pour évaluer l'énergie macroscopique goutte liquide E_{MGL} , nous avons utilisé les expressions et les paramètres des références [Pas71, Has88].

La correction microscopique des couches δE_{shell} est calculée par la technique mise au point par Strutinsky [Str67, Str68]. Pour évaluer cette correction, nous avons développé un code de calcul assez lourd nécessitant le calcul des niveaux d'énergies d'un Hamiltonien avec un potentiel de type Woods-Saxon déformé sur la base des niveaux d'énergies d'un Hamiltonien de type Nilsson à déformation quadripolaire. Les paramètres utilisés pour le potentiel du champ moyen sont ceux énumérés par Chepurnov et al. [Cha67]. Pour élaborer ce code, nous avons utilisé les différentes expressions et procédures des références [Gar99, Cwi87].

La correction de couches seule n'est pas suffisante pour décrire les effets pair-impair observés sur les masses. Strutinsky [Str67, Str68] propose qu'à la correction de couches, soit ajoutée une correction liée aux interactions d'appariement. L'énergie d'appariement (pour les protons ou les neutrons) est obtenue dans le cadre de l'approche BCS [Bar57]. Dans la théorie BCS, nous avons à résoudre un système à deux équations non linéaires afin de déterminer l'énergie de Fermi λ et le paramètre de gap Δ . Pour évaluer cette correction, nous avons utilisé les différentes expressions et procédures des références [Gar99, Cwi87].

La déformation dans l'état fondamental β_{2f} est déterminée pour chaque fragment (Z, N) en minimisant $V_{def}(Z, N, \beta_2)$.

A titre d'illustration, nous avons choisi le fragment $A_L = 92, Z_L = 36$. La figure (III-2) représente la variation de l'énergie de déformation de ce fragment en fonction du paramètre de déformation quadripolaire β_2 qui décrit l'élongation du fragment.

Nous pouvons remarquer que le fragment léger a une déformation dans son état fondamental. Dans nos calculs, les déformations des états fondamentaux des fragments ont été déterminées de la même façon.

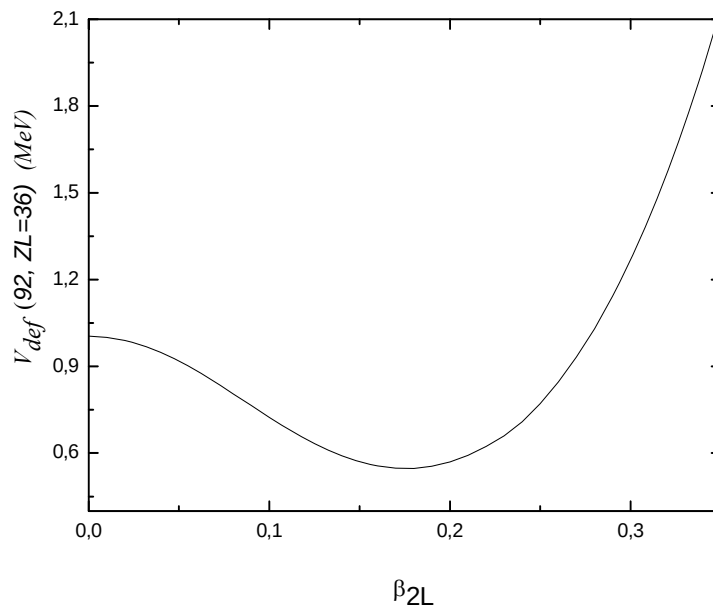


Figure III-2 : Variation de l'énergie potentielle de déformation E_{defL} du fragment léger ($A_L = 92, Z_L = 36$) en fonction du paramètre de déformation quadripolaire β_{2L}

1.2-Résultat et discussion :

1.2.1 Valeur de la distance d « tip distance » :

Dans cette partie, nous allons présenter les résultats obtenus pour une configuration de scission formée par un fragment léger $^{96}_{38}\text{Sr}$ ($A_L=96$ et $Z_L=38$) et un fragment lourd $^{140}_{54}\text{Xe}$ ($A_H=140$ et $Z_H=54$).

Pour calculer l'énergie cinétique expérimentale E_{Kexp} des fragments produits au cours d'une fission $^{235}\text{U}(n_{th},f)$, nous tenons compte de la conservation du nombre de masse, de la quantité de mouvement et en négligeant l'évaporation de neutron prompt par les fragments, on peut écrire les équations suivantes:

$$\begin{cases} A_L + A_H = A_F \\ E_L A_L = E_H A_H \end{cases} \quad (\text{III.13})$$

Où :

- A_L et A_H , étant les nombres masses du fragment léger et lourd respectivement.
- A_F représente nombre de masse du noyau composé fissionnant.
- E_L et E_H sont respectivement les énergies cinétiques du fragment léger et lourd.

D'où l'énergie cinétique totale E_{Kexp} libérée par une fragmentation (Z_L, A_L) est :

$$E_{Kexp} = E_L \left(\frac{A_L + A_H}{A_H} \right) \quad (\text{III.14})$$

L'énergie cinétique E_{Kexp} des fragments mesurée expérimentalement est la somme de l'énergie cinétique de pré -scission acquise par les fragments au point de scission et l'énergie d'interaction mutuelle entre les deux fragments au point de scission qui sera restituée sous forme cinétique après la scission. L'énergie cinétique de pré -scission est très faible devant l'énergie d'interaction mutuelle, elle sera négligée dans nos calculs.

Donc, pour des distances « D et d » données (voir figure III-1), l'énergie cinétique des fragments est évaluée par l'expression suivante :

$$E_{Kth}(Z_L, N_L, D, d) = V_{int}(Z_L, N_L, \beta_{2L0}, \beta_{2H0}, d) \quad (\text{III.15})$$

où :

Les valeurs de β_{2L0} et β_{2H0} sont obtenues en minimisant l'énergie collective E_{Col} (donnée par l'équation III.1) par rapport aux déformations des fragments tout en conservant les distances D et d .

Pour déterminer la valeur de la distance d "tip distance" séparant les extrémités des deux fragments, nous avons ajusté la valeur de l'énergie cinétique la plus probable des fragments $E_{Kth}=V_{int}(38, 58, \beta_{2Lm}, \beta_{2Hm}, d)$ à la valeur expérimentale pour la fragmentation (^{96}Sr , ^{140}Xe) ($Z_L=38$, $A_L=96$) la plus probable, où $\beta_{2Lm}=0.43$ et $\beta_{2Hm}=0.64$ sont obtenues en minimisant l'énergie collective. Nous avons obtenu la valeur suivante :

$$d=1.49 \text{ fm}$$

1.2.2- Evaluation des énergies mises en jeu au point de scission en fonction de la distance D sans tenir compte des corrections de couches et d'appariement :

Pour chaque valeur de la distance entre les centres des deux fragments D donnée dans l'intervalle $D_{min} \leq D \leq D_{max}$, où D_{min} est la distance minimale de départ entre les deux centres des fragments qui correspond à des fragments sphériques $\beta_{2L} = \beta_{2H} = 0$ et D_{max} est la valeur maximale qui correspond à des valeurs importantes d'élongation des fragments : $\beta_{2L} = \beta_{2H} = 0.8$, l'énergie cinétique des fragments E_{Kth} et l'énergie collective $E_{Col-MGL}$ sont évaluées en négligeant les corrections de couches et d'appariement par les expressions suivantes :

$$E_{Kth}(Z_L, N_L, D) = V_{int}(Z_L, N_L, \beta_{2Lm}, \beta_{2Hm}, d) \quad (\text{III.16})$$

$$\begin{aligned} E_{Col-MGL}(Z_L, N_L, D) = & E_{MGL}(Z_L, N_L, \beta_{2Lm}) - E_{MGL}(Z_L, N_L, 0) \\ & + E_{MGL}(Z_H, N_H, \beta_{2H}) - E_{MGL}(Z_H, N_H, 0) \\ & + V_{Coul}(Z_L, N_L, \beta_{2Lm}, \beta_{2Hm}, d) \\ & + V_{Nuc}(Z_L, N_L, \beta_{2Lm}, \beta_{2Hm}, d) \end{aligned} \quad (\text{III.17})$$

où :

Les valeurs de β_{2Lm} et β_{2Hm} sont obtenues en minimisant numériquement à l'aide d'un sous programme Fortran que nous avons écrit, l'énergie collective $E_{Col-MGL}$ (donnée par l'équation (III.17) ci-dessus) par rapport aux déformations des fragments tout en conservant la valeur de la distance D . La valeur de la distance d « tip distance » est égale à 1.49 fm .

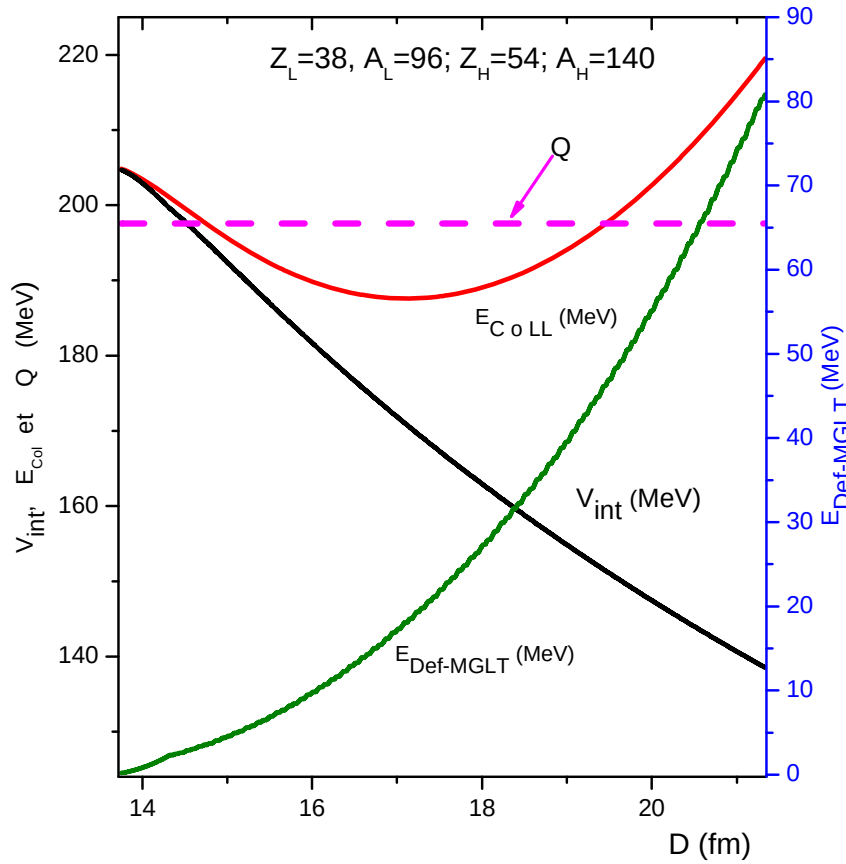


Figure III-3: Potentiel d'interaction mutuelle V_{int} , l'énergie de déformation totale $E_{Def-MGL}$ et l'énergie collective minimale $E_{Col-MGL}$ en fonction de la distance D entre les centres des deux fragments, dans le cadre du modèle de la goutte liquide.

La figure III-3 montre la variation de l'énergie collective $E_{Col-MGL}$ ainsi que les énergies d'interaction mutuelle V_{int} et de déformation totale $E_{Def-MGL}$ correspondantes en fonction de la distance D entre les centres des deux fragments, calculées dans le cadre du modèle de la goutte liquide. Cette figure reprise dans plusieurs publications [Tho65, Wag91, Ham89, Sim90, Mol92, Kau92] a expliqué qualitativement la variation de l'effet pair-impair en fonction de l'énergie cinétique par la modulation des valeurs du bilan Q de réaction des différentes fragmentations observées dans la fission à basse énergie. Cette variation a une forme parabolique, elle a permis d'expliquer les événements de la fission froide observés avec des énergies cinétiques proches du Q de réaction (configuration des fragments compactes : fragments presque sphériques) et avec

énergies cinétiques faibles (configuration des fragments allongés : fragments déformés). Cette figure montre qu'il existe un minimum de l'énergie potentielle collective de la configuration de scission à $D=17.01fm$ et $E_{Col-MGL}=189.18MeV$ correspond à une faible déformation du fragment léger possédant une déformation quadripolaire $B_{2L} = 0.4$, tandis que la déformation du fragment lourd est $B_{2H}=0.53$, ce qui correspond à l'énergie cinétique la plus probable des fragments $E_{Kth} = 173.22MeV$.

1.2.2- Effet de la correction de couche et d'appariement :

Pour chaque valeur de D , l'énergie cinétique des fragments E_{Kth} et l'énergie collective E_{Col} sont évaluées en tenant compte des corrections de couches et d'appariement par les équations (III.1) et (III.18) ci-dessous :

$$E_{Kth}(Z_L, N_L, D) = V_{int}(Z_L, N_L, \beta_{2Lm}, \beta_{2Hm}, d) \quad (III.18)$$

où les valeurs de β_{2Lm} et β_{2Hm} sont obtenues en minimisant numériquement l'énergie collective E_{Col} (donnée par l'équation III-1) par rapport aux déformations des fragments tout en conservant la valeur de la distance D . La valeur de la distance d « tip distance » est égale à $1.49 fm$.

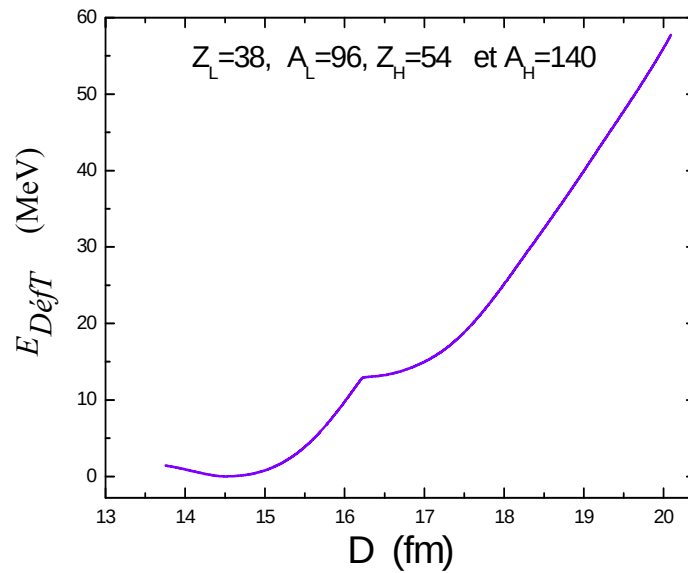


Figure III-4: L'énergie de déformation totale $E_{DéfT}$ en fonction de la distance D entre les centres des deux fragments.

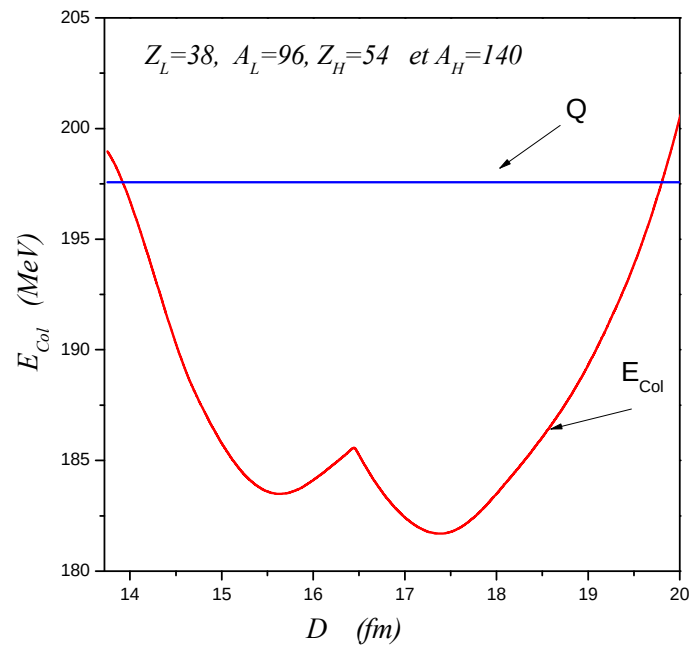


Figure III-5: L'énergie collective minimale E_{Col} du système fissionnant au point de scission en fonction de la distance D entre les centres des deux fragments. Q est le bilan de la réaction.

La figure III-4 montre la variation de l'énergie de déformation totale des deux fragments E_{DefT} en fonction de la distance D entre les centres des deux fragments en tenant compte de la correction de couches et d'appariement.

La figure III-5 montre que l'énergie collective E_{Col} calculée en tenant compte de la correction de couches et d'appariement présente deux minima. L'un est obtenu pour une distance $D=15.63 fm$ avec $E_{Col}=183.488 MeV$ et $V_{int}=185.47$ qui correspondent à des déformations $\beta_{2L}=0.45$ et $\beta_{2H}=0.14$. L'autre correspond à une distance $D=17.39 fm$ et une énergie potentielle collective $E_{Col}=181.69 MeV$ et des paramètres de déformation $\beta_{2L}=0.43$ et $\beta_{2H}=0.64$ du fragment léger et lourd respectivement. Nous constatons que lorsque nous tenons compte des corrections de couches et d'appariement, le minimum de l'énergie collective se déplace, ce qui correspond à un déplacement de l'énergie cinétique la plus probable. Ce résultat montre que les effets de couches et d'appariement influencent sensiblement l'énergie cinétique la plus probable pour une fragmentation (Z_L, A_L) donnée. Ceci modulera certainement l'effet pair-impair en protons [Rak10].

2- Étude de l'énergie cinétique la plus probable des fragments :

L'énergie cinétique la plus probable des fragments donnée par le maximum du spectre des rendements des fragments en énergie cinétique, est déterminée théoriquement par le minimum de l'énergie potentielle collective E_{Col} en fonction de la distance D entre les centres des deux fragments.

2.1-Comparaison de l'énergie cinétique la plus probable des fragments aux données expérimentales :

L'énergie cinétique la plus probable évaluée par nos calculs a été comparée aux données expérimentales de Lang et al. [Lan80] obtenues pour la fission $^{235}U(n_{th},f)$ et mesurées auprès du réacteur à haut flux de l'institut Laue-Langvin de Grenoble. La technique expérimentale utilisée est le spectromètre de masse Lohengrin pour mesurer les rendements en fonction de la masse et de la charge nucléaire pour cinq bandes en énergie cinétique du fragment léger entre 88.5 et 108 MeV.

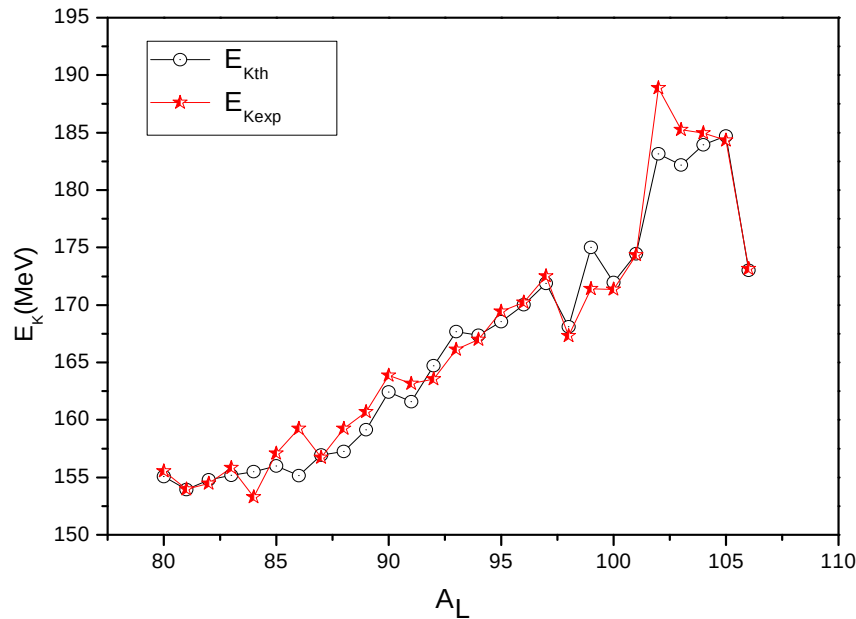


Figure III-6 : Comparaison à l'expérience de l'énergie cinétique la plus probable des fragments calculée en fonction de la masse du fragment léger pour la fission thermique $^{235}\text{U}(\text{n}_{\text{th}},f)$

A cette fin, nous présentons dans la figure III.6 la variation de l'énergie cinétique la plus probable en fonction de la masse du fragment léger A_L , où la charge du fragment léger est égale à $Z_L=(Z_{\text{UCD}}+0.5)$. Z_{UCD} étant la charge correspondant à l'hypothèse UCD « Unchanged Charge Distribution », consistant à dire que les fragments conservent le même rapport A_F/Z_F que le système fissionnant : $Z_{\text{UCD}}=Z_L (A_F/Z_F)$.

Cette comparaison présentée sur la figure III-6 montre un bon accord entre les résultats théoriques et les données expérimentales, notamment en ce qui concerne la localisation des minima et maxima des énergies cinétiques des fragments [Rak11]. Toutefois, nous observons que les valeurs théoriques sont légèrement supérieures aux valeurs des données expérimentales pour certaines fragmentations. Ce léger désaccord est peut être dû au fait que dans nos calculs nous n'avons tenu compte que de la déformation quadripolaires β_2 .

L'étude d'une configuration (Z_L, A_L) a nécessité un temps de calcul d'environ 12 heures par un PC (Intel Core 2 Duo 2.26GHz). Dans ce travail, nous avons traité les 109 configurations mesurées par Lang et al. [Lan80]

2.2- Présentation de quelques configurations étudiées :

Les résultats de minimisation de l'énergie potentielle collective pour toutes les configurations à la scission de $^{235}\text{U}(n_{th}, f)$ conduisent aux observations suivantes :

- Dans la fission très asymétrique, le minimum le plus probable de l'énergie potentielle collective se décale vers les grandes déformations comme nous le voyons clairement sur les figures III-7, III-8 et III-9. Les fragments sont plus allongés et conduisent à une diminution de l'énergie d'interaction coulombienne, c.-à-d. une diminution de l'énergie cinétique totale E_{Kth} , d'autre part, nous remarquons toutefois qu'il peut n'exister un seul minimum (figures III-10, III-11).
- Par ailleurs, dans le cas de la fission asymétrique, nous observons qu'il existe deux minima pour le mode de fragmentations (A pair, Z pair et N pair) comme le montre les figures III-12, III-13, III-14. Cependant, dans le cas du mode de fragmentation (A pair et Z impair, N impair) ou (A impair et Z impair, N pair), les figures III-15, III-16, III-17 montrent qu'il existe plusieurs minima. Ces minimums qui apparaissent, sont dus au faible appariement de protons et par conséquence, un fort effet de couche. En fait, le minimum le plus probable dans la fission asymétrique se décale vers les faibles déformations des fragments.

On peut dire que la position du minimum le plus probable change de la fission asymétrique à la fission très asymétrique. Pour bien comprendre ces résultats, il est nécessaire de calculer la correction de couche en protons et en neutrons en fonction du paramètre de déformation quadripolaire β_2 .

Nous avons calculé ces corrections indépendamment pour les protons et les neutrons. La correction de couche calculée est sensible au degré de remplissage de la dernière couche mise en jeu, c'est dire le niveau de Fermi, elle est négative si cette couche est presque remplie (région faible densité ou gap) et positive dans le cas contraire (grande densité d'états). Les figures (III.18) ,(III.19)

illustrent les oscillations de la correction de couche en fonction de la déformation quadripolaire pour un nombre de neutrons N compris entre 45 à 110 et la correction de couche de protons Z comprise entre 30 à 70.

- Nous pouvons constater que le minimum le plus probable que l'on observe pour le cas de la fission asymétrique peut être interprété par l'influence des effets de couche agissant sur les fragments légers et lourds; les couches sphériques en proton ($Z_H=50,52$) comme représenté dans la figure (III.19), les couches sphériques neutroniques ($N_H=80,82$) (figure (III.18)) et les couches déformées ($N_H=78,79$) dans le fragment lourd $\beta_2 \approx 0.6$. Les fragments légers complémentaires sont eux-mêmes sensibles aux effets de couche déformée de proton ($Z_L=40,43$) avec $\beta_2 \approx 0.4$ et couche en neutron déformée ($N_L=54,63$) qui provoquent la position du minimum dans l'énergie collective. Les meilleurs exemples sont les fragmentations $(A_L, Z_L, N_L, A_H, Z_H, N_H) = (105, 42, 62, 131, 49, 82), (103, 41, 62, 133, 51, 82)$. En effet, la configuration $(103, 41, 62, 133, 51, 82)$ est influencée surtout par deux couches sphériques en neutrons et protons dans le fragment lourd. Il est clair qu'à haute énergie cinétique, on sélectionne des configurations de scission plus compactes, car l'énergie cinétique, principalement due à l'énergie coulombienne est d'autant plus élevée que la déformation de la configuration à la scission est faible.
- Observation d'un seul minimum pour quelques configurations s'explique par l'effacement des effets de couche qui mènent à une énergie cinétique totale moyenne. Ceci traduit l'influence du terme "goutte liquide", qui tend à maintenir une seule minimum dans la minimisation de l'énergie potentielle collective.
- dans le cas de la fission très asymétrique, les configurations sont influencées par les couches déformées en proton ($\beta_H=0.8$) ($Z_L=55,61$) et d'autres effets causés par les couches neutroniques ($\beta_H=0.62$) ($N_H=80,86$) du fragment lourd.

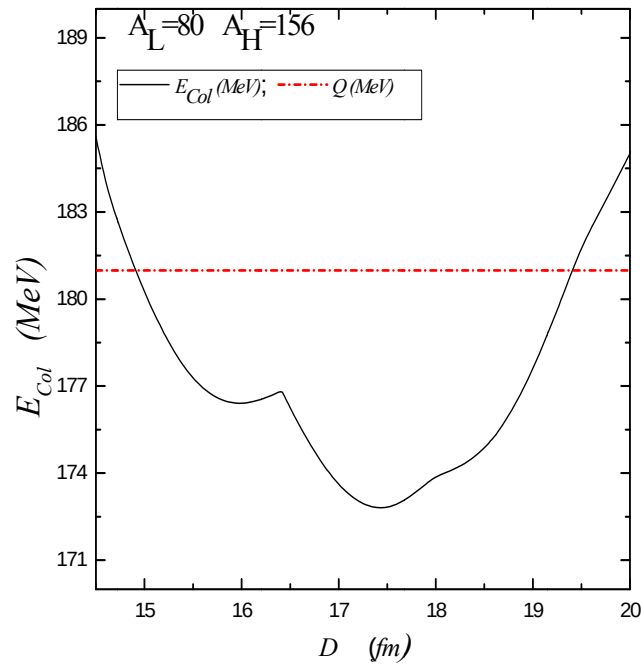


Figure III-7 : L'énergie potentielle collective E_{Col} en fonction de la distance D entre les centres des deux fragments pour la fragmentation ($Z_L=32$, $A_L=80$, $A_H=156$)

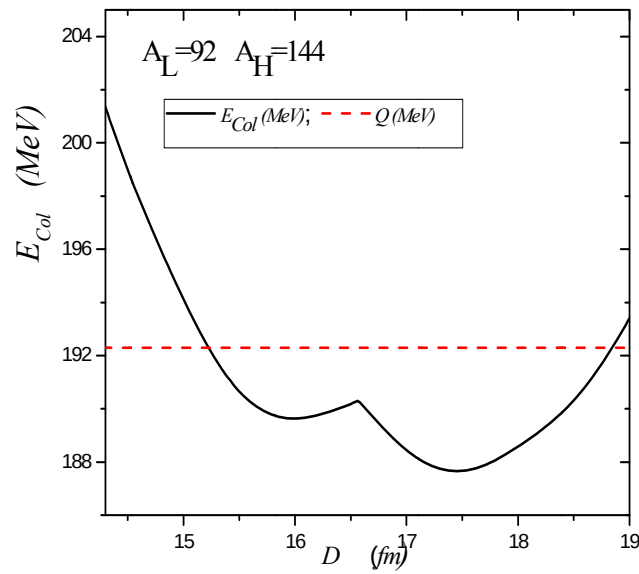


Figure III-8 : L'énergie potentielle collective E_{Col} en fonction de la distance D entre les centres des deux fragments pour la fragmentation ($Z_L=$, $A_L=92$, $A_H=144$)

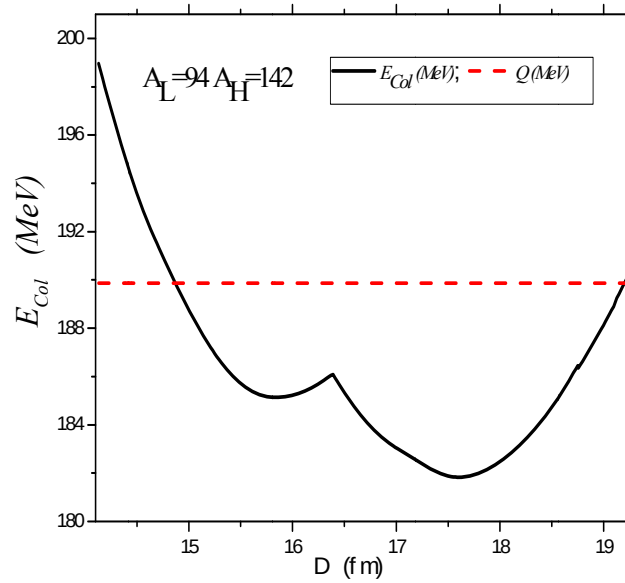


Figure III-9 : L'énergie potentielle collective E_{Col} en fonction de la distance D entre les centres des deux fragments pour la fragmentation ($Z_L=36$, $A_L=94$, $A_H=142$)

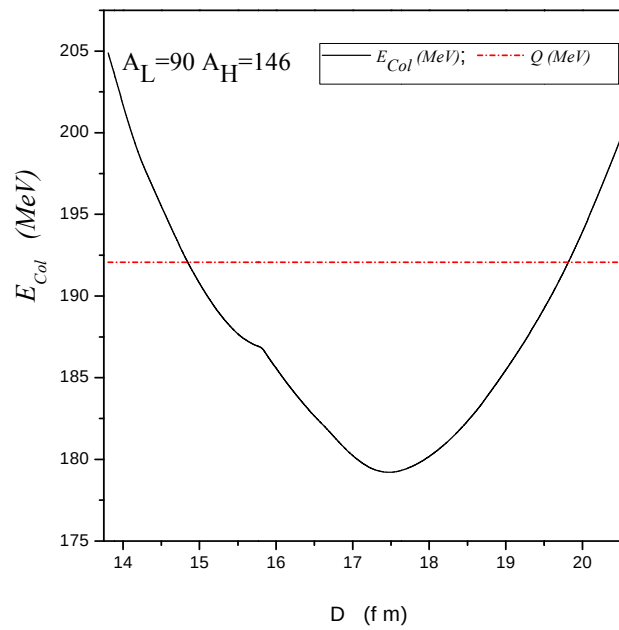


Figure III-10 : L'énergie potentielle collective E_{Col} en fonction de la distance D entre les centres des deux fragments pour la fragmentation ($Z_L=36$, $A_L=90$, $A_H=142$)

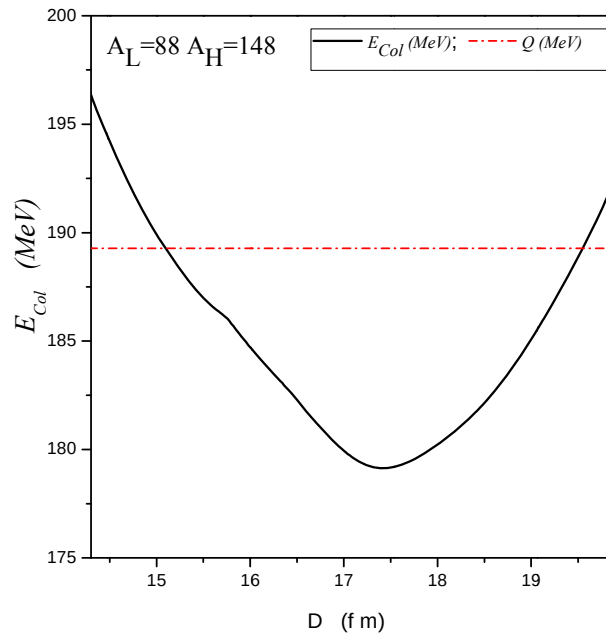


Figure III-11 : L'énergie potentielle collective E_{Col} en fonction de la distance D entre les centres des deux fragments pour la fragmentation ($Z_L=36$, $A_L=88$, $A_H=148$)

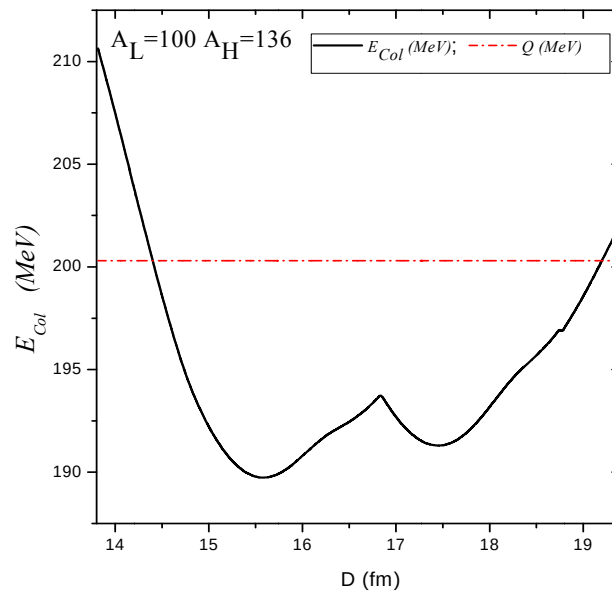


Figure III-12 – L'énergie potentielle collective E_{Col} en fonction de la distance D entre les centres des deux fragments pour la fragmentation ($Z_L=40$, $A_L=100$, $A_H=136$)

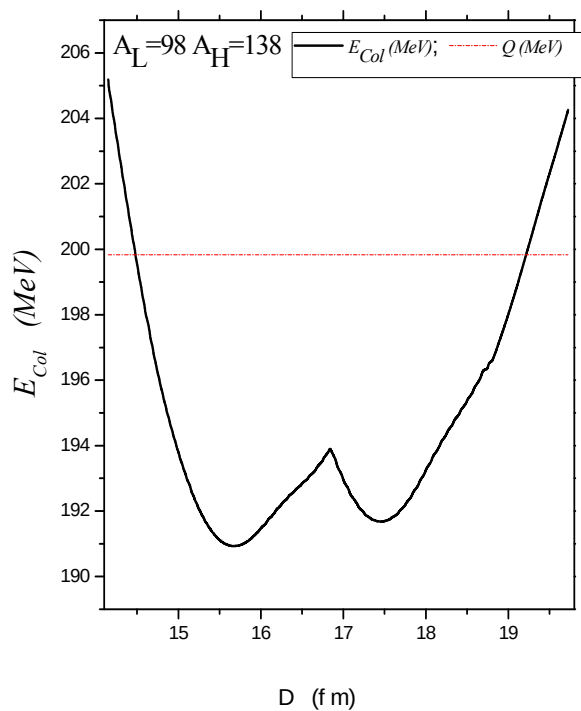


Figure III-13 : L'énergie potentielle collective E_{Col} en fonction de la distance D entre les centres des deux fragments pour la fragmentation ($Z_L=40$, $A_L=98$ $A_H=138$)

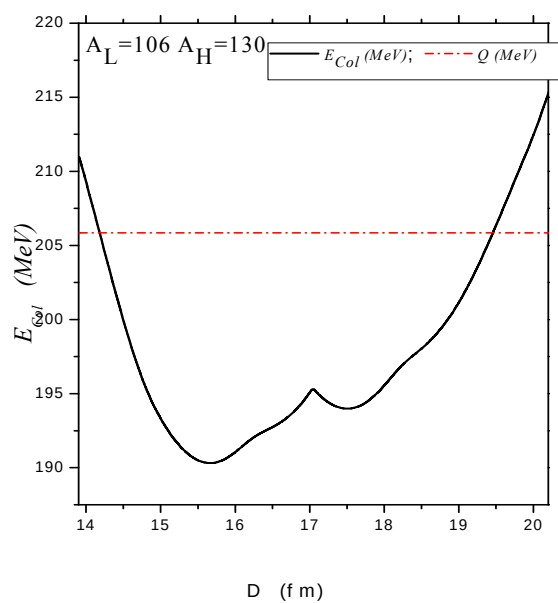


Figure III-14 : L'énergie potentielle collective E_{Col} en fonction de la distance D entre les centres des deux fragments pour la fragmentation ($Z_L=42$, $A_L=106$ $A_H=130$)

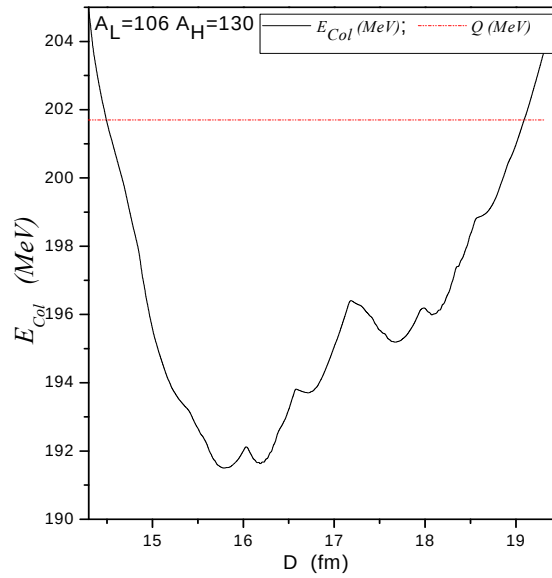


Figure III-15 : L'énergie potentielle collective E_{Col} en fonction de la distance D entre les centres des deux fragments pour la fragmentation ($Z_L=43$, $A_L=106$, $A_H=130$)

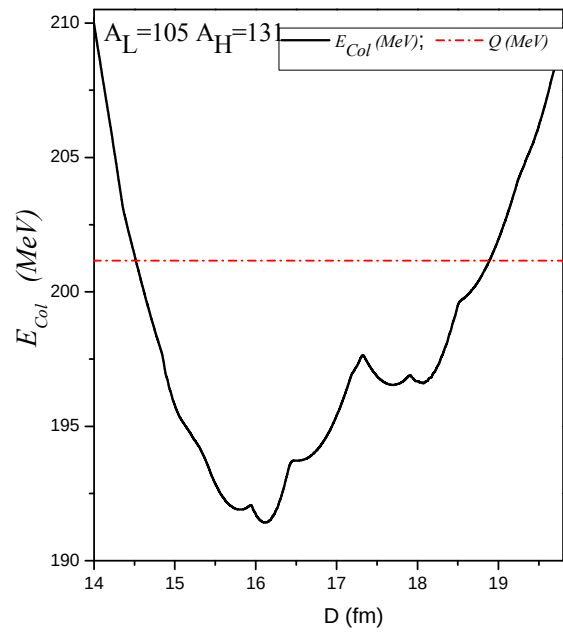


Figure III-16 : L'énergie potentielle collective E_{Col} en fonction de la distance D entre les centres des deux fragments pour la fragmentation ($Z_L=43$, $A_L=105$, $A_H=131$)

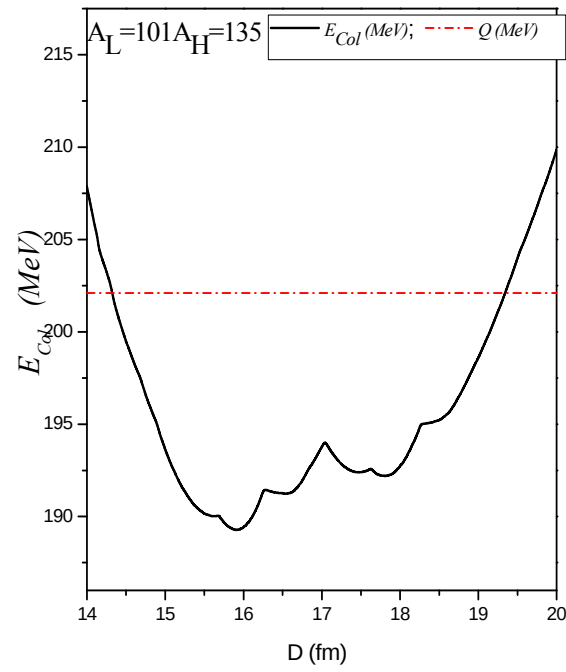


Figure III-17 : L'énergie potentielle collective E_{Col} en fonction de la distance D entre les centres des deux fragments pour la fragmentation ($Z_L=43$, $A_L=101$, $A_H=135$)

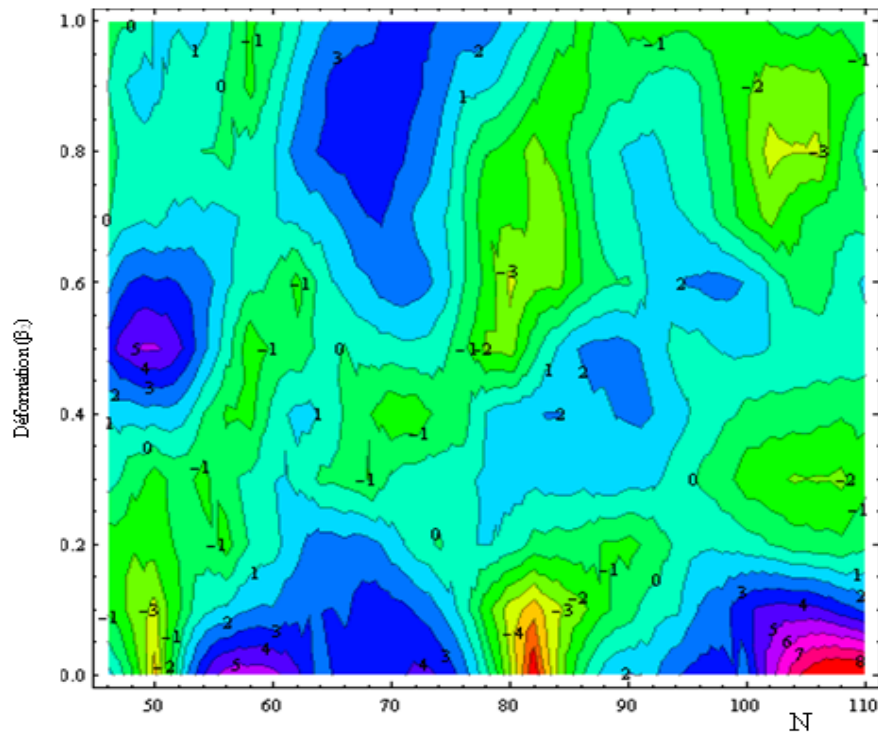


Figure III-18 : Correction de couches calculée par la méthode de Strutinsky sur la base des niveaux des neutrons avec un potentiel Wood-Saxon déformé. La courbe est portée tous les 1MeV. On observe bien une sur-stabilisation des noyaux sphériques pour $N=50, 82$.

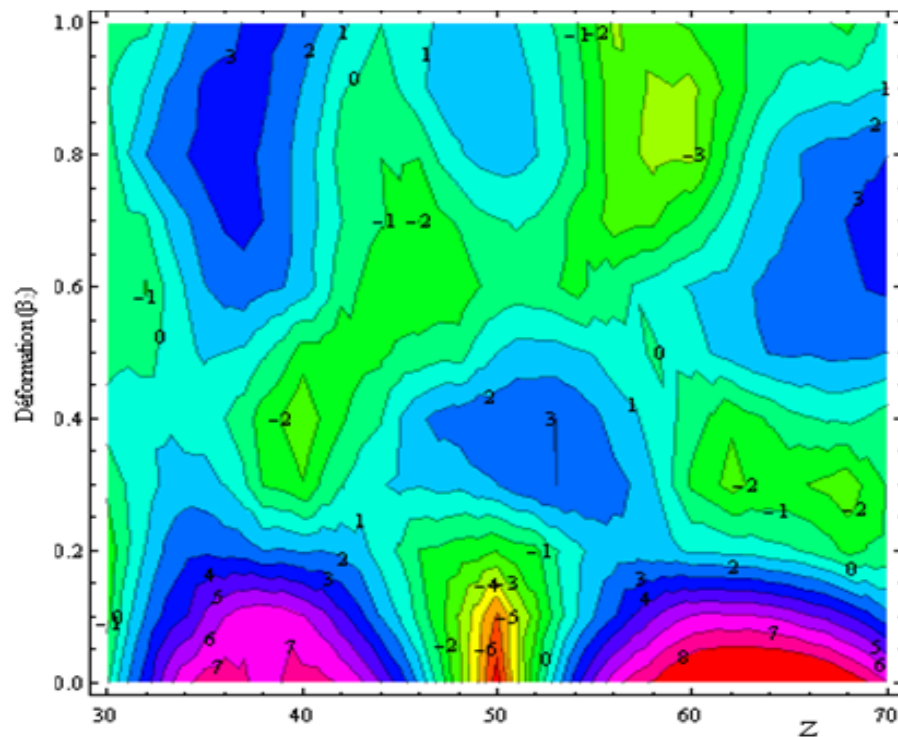


Figure III.19 : Correction de couches calculée par la méthode de Strutinsky sur la base des niveaux des protons avec un potentiel Wood-Saxon déformé. La courbe est portée tous les 1MeV. On observe bien une sur-stabilisation du noyau sphérique pour $Z=50$.

3-Etude de l'effet pair – impair en proton δ_p en fonction de l'énergie d'excitation totale des fragments au point de scission de la fission de $^{235}\text{U}(n_{th},f)$:

3.1- L'énergie d'excitation intrinsèque des fragments au point de scission :

L'énergie libérée au cours de la fission d'un noyau en deux fragments léger (A_L, Z_L) et lourd (A_H, Z_H) est donnée par la valeur de chaleur de réaction Q définie par :

$$Q(Z_L, A_L, Z_H, A_H) = \Delta M(Z_F, A_F) - \Delta M(Z_L, A_L) - \Delta M(Z_H, A_H) \quad (\text{III.19})$$

Où : ΔM correspond à l'excès de masse du noyau fissionnant et des fragments respectivement.

Pour chaque fragmentation (Z_L, A_L) de la fission de l'Uranium 235 induite par des neutrons thermiques, nous avons calculé la valeur de la chaleur de réaction Q pour des fragments pris dans leurs états fondamentaux à l'aide des tables d'excès de masse de Audi et al [Aud03].

L'énergie d'excitation intrinsèque TXE_{Int} des fragments au point de scission est donnée par l'expression suivante :

$$TXE_{Int} = Q - E_{Col} \quad (\text{III.20})$$

où E_{Col} représente l'énergie potentielle collective des fragments au point de scission donnée par l'équation III-1.

3.2- Spectre des rendements en énergie d'excitation intrinsèque des fragments au point de scission:

3.2.1-Simulation des rendements en énergie cinétique $Y(Z_L, A_L, E_L)$:

Dans le but d'évaluer les spectres $Y(Z_L, A_L, TXE_{Int})$ des rendements en énergie d'excitation intrinsèque TXE_{Int} des fragments de la fission $^{235}\text{U}(n_{th}, f)$ au point de scission, nous avons réalisé un sous programme en FORTRAN basé sur la méthode Monte-Carlo. Dans lequel nous avons simulé les spectres Gaussiens $Y(Z_L, A_L, E_L)$ des rendements des différentes fragmentations en énergie cinétique E_L du fragment léger mesurés par Lang et al. [Lan80]. Au cours de cette simulation, nous avons introduit les résultats de l'ajustement des données expérimentales des

rendements en énergie cinétique du fragment léger, ainsi que les résultats de calcul, telles que les valeurs des énergies d'interaction mutuelle et de l'énergie de déformation des fragments. Ces valeurs sont obtenues par optimisation de l'énergie collective au point de scission.

Avant de simuler les distributions des rendements en énergie cinétique des fragments légers $Y(Z_L, A_L, E_L)$, nous avons testé le programme de simulation pour s'assurer de sa validité. La figure (III.20) montre la comparaison des résultats de simulation avec le spectre de l'ajustement des données expérimentales en fonction de l'énergie cinétique du fragment léger. Nous constatons que notre simulation est très bien reproduite.

Pour chaque configuration (Z_L, A_L) , nous avons déterminé :

- La distribution des rendements $Y(Z_L, A_L, E_L)$ en fonction de l'énergie cinétique du fragment léger de la fission $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$ par un ajustement par une gaussienne des données expérimentales. Ce qui a permis la détermination des paramètres suivants : La largeur à mi-hauteur de la gaussienne W , la hauteur de la gaussienne H et la valeur la plus probable de l'énergie cinétique du fragment léger E_{Lp}
- La chaleur de la réaction Q de fission pour cette fragmentation.
- le tableau des valeurs de l'énergie de déformation des fragments (léger et lourd) en fonction de la distance D entre les centres des fragments.
- le tableau des valeurs de l'énergie d'interaction mutuelle et de l'énergie potentielle collective en fonction de la distance D entre les centres des fragments.

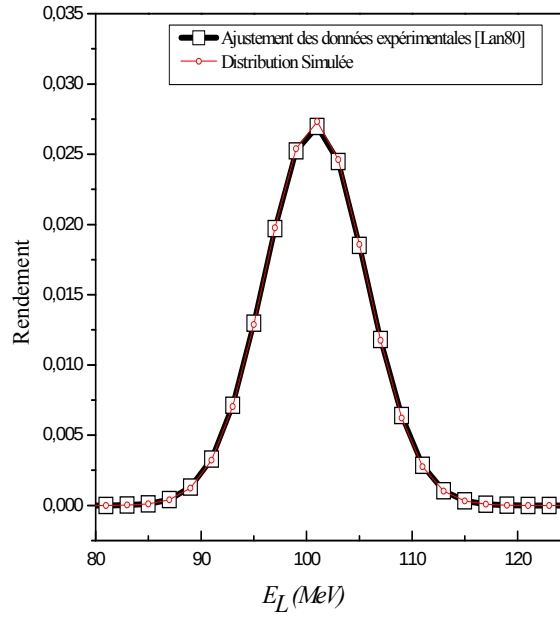


Figure III.20 : Distribution des rendements en fonction de l'énergie cinétique du fragment léger ($Z_L = 38$, $A_L = 96$) léger pour la fission thermique $^{235}\text{U}(\text{n}_{\text{th}}, f)$

3.2.2 Evaluation des rendements $Y(Z_L, A_L, TXE_{\text{Col}})$ en fonction de l'énergie d'excitation collective après la scission :

Pour chaque événement (Z_L, A_L, E_L) simulé à partir de la gaussienne déterminée par un ajustement des données expérimentales, nous avons calculé l'énergie cinétique expérimentale $E_{K\text{exp}}$ des fragments de la fission en tenant compte de la conservation de la masse, de la quantité de mouvement et en négligeant l'émission des neutrons :

$$E_{K\text{exp}} = E_L \left(\frac{A_L + A_H}{A_H} \right)$$

Pour chaque valeur de $E_{K\text{exp}}$, nous avons calculé l'énergie d'excitation collective TXE_{Col} des fragments après la scission qui est donnée par l'expression suivante :

$$TXE_{\text{Col}} = Q - E_{K\text{exp}} = TXE_{\text{Int}} + E_{\text{DefT}} \quad (\text{III.21})$$

L'énergie d'excitation collective TXE_{Col} est la contribution de l'énergie d'excitation intrinsèque TXE_{Int} des fragments au point de scission et de l'énergie de déformation au point de scission qui est convertie en excitation intrinsèque après la scission.

Nous pouvons remarquer sur la figure III.21 que les deux distributions des rendements pairs et impairs en charges ont une forme gaussienne. Les deux gaussiennes sont décalées à cause de l'effet pair impair en masse.

D'une façon similaire à Gilbert et Cameron [Gil65], nous avons corrigé ce décalage, en introduisant une correction d'appariement des protons dans l'énergie d'excitation collective TXE_{Col} des fragments :

$$TXE_{Col} = \begin{cases} Q - E_{K \exp} - \frac{12}{\sqrt{A_L}} - \frac{12}{\sqrt{A_H}}, & \text{si } Z_L \text{ est pair.} \\ Q - E_{K \exp}, & \text{si } Z_L \text{ est impair.} \end{cases} \quad (\text{III.22})$$

où $\tilde{\Delta} = \frac{12}{\sqrt{A}}$ MeV, A_L , et A_H représentent respectivement le gap moyen d'appariement des protons [Bor 69] et les masses des fragments léger et lourd.

La figure III.22 montre que le décalage entre la distribution des rendements de charge paire $Y(Z_{L \text{ pair}}, A_L, TXE_{Col})$ et de charge impaire $Y(Z_{L \text{ impair}}, A_L, TXE_{Col})$ est levé en introduisant les corrections d'appariement des protons (TXE_{Col} est donnée par l'équation III-22).

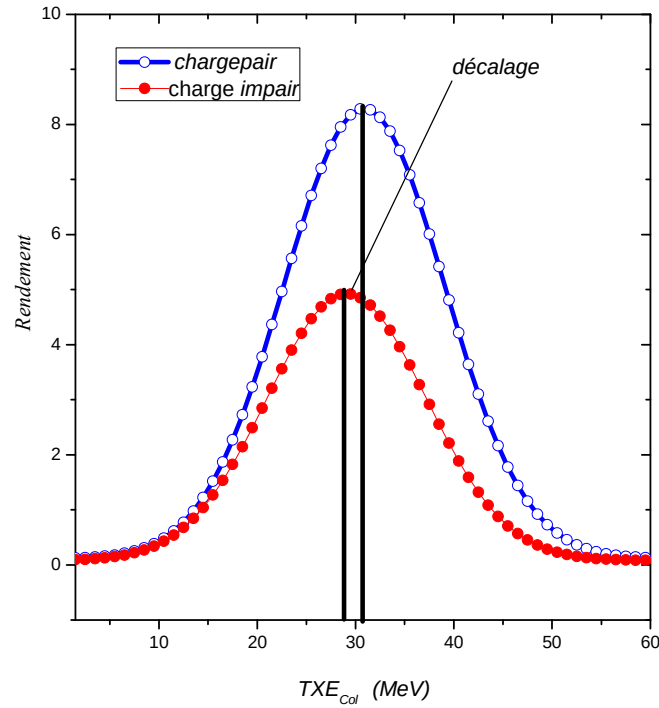


Figure III.21 : Distribution des rendements des charges paires et impaires en fonction de l'énergie d'excitation collective totale TXE_{Col} donnée par l'équation III-21 après la scission des fragments de $l^{235}U(n_{th},f)$.

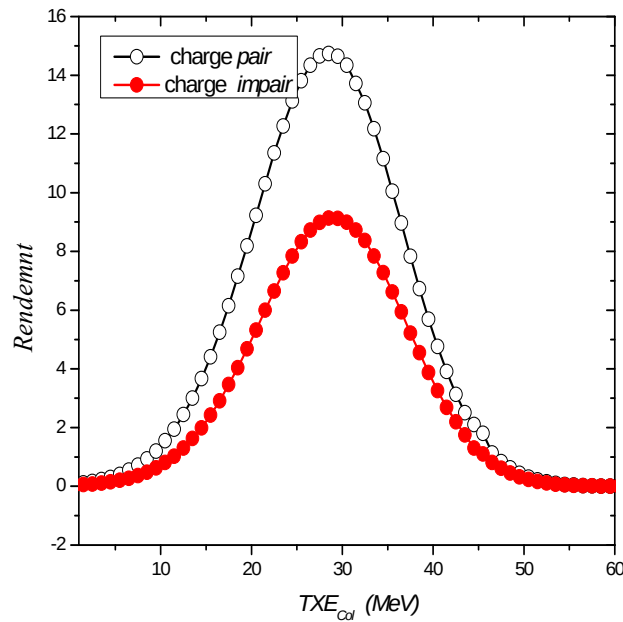


Figure III.22 : Distribution des rendements pairs et impairs en fonction de l'énergie d'excitation collective TXE_{Col} donnée par l'équation III.22 après la scission des fragments de $l^{235}U(n_{th},f)$.

3.2.3 Evaluation des rendements (Z_L, A_L, TXE_{Int}) en fonction de l'énergie d'excitation intrinsèque au point de scission :

Pour chaque événement (Z_L, A_L, E_L) simulé à partir de la gaussienne déterminée par un ajustement des données expérimentales, nous avons calculé l'énergie cinétique expérimentale E_{Kexp} des fragments de la fission en tenant compte de la conservation de la masse, de la quantité de mouvement et en négligeant l'émission des neutrons :

$$E_{Kexp} = E_L \left(\frac{A_L + A_H}{A_H} \right)$$

En utilisant la table donnant l'énergie d'interaction coulombienne V_{Coul} et l'énergie potentielle collective E_{Col} en fonction de la distance D entre les centres des fragments, nous avons déterminé pour chaque valeur $V_{Coul} = E_{Kexp}$, la valeur de l'énergie potentielle collective E_{Col} correspondante. Ce qui nous a permis d'évaluer l'énergie d'excitation intrinsèque totale des fragments au point de scission donnée par l'équation III.20

D'une façon similaire au §3.2.2, l'énergie d'excitation intrinsèque au point de scission TXE_{Int} est donnée par l'expression suivante :

$$TXE_{Int} = \begin{cases} Q - E_{Col} - \frac{12}{\sqrt{A_L}} - \frac{12}{\sqrt{A_H}}, & \text{si } Z_L \text{ est pair.} \\ Q - E_{Col}, & \text{si } Z_L \text{ est impair.} \end{cases} \quad (III.23)$$

où $\tilde{\Delta} = \frac{12}{\sqrt{A}}$ MeV, A_L , A_H et E_{Col} représentent respectivement le gap moyen d'appariement des protons [Bor 69], les masses des fragments léger et lourd et l'énergie potentielle collective au point de scission donnée par l'équation III.1.

Les valeurs des rendements $Y(A_L, Z_L, TXE_{Int})$ sont représentées sur le tableau (III.1) de l'annexe 1.

3.3 -Analyse des spectres en énergie d'excitation intrinsèque au point de scission $Y(A_L, Z_L, TXE_{Int})$:

Nous présentons sur la figure III.23 les distributions $Y(Z_L, TXE_{Int})$ d'un fragment léger $Z_L=36, 37, 38, 39, 40, 41$ en fonction de l'énergie d'excitation intrinsèque au point de scission TXE_{Int} observées dans la fission $^{235}\text{U}(n_{th}, f)$. Ces distributions sont obtenues en effectuant la sommation sur les masses, elles sont données par l'expression suivante :

$$Y(Z_L, TXE_{Int}) = \sum_{A_L} Y(Z_L, A_L, TXE_{Int}) \quad (\text{III.24})$$

Sur la figure III.23, nous observons des effets de structure dus à l'intégration des corrections des couches et d'appariement et des bilans des différentes fragmentations dans l'évaluation de l'énergie d'excitation intrinsèque au point de scission.

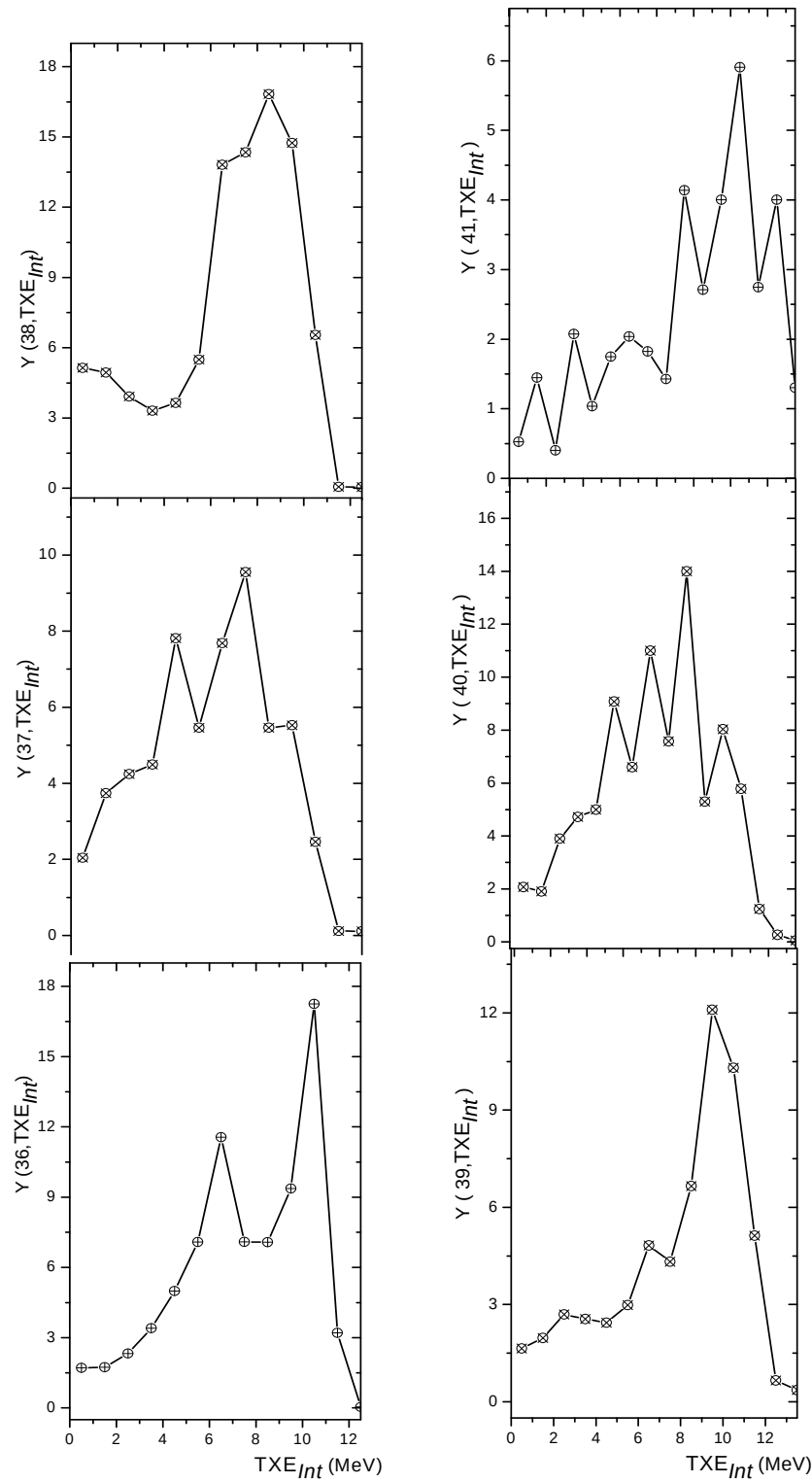


Figure III.23 : Distributions $Y(Z_L, TXE_{Int})$ pour les fragments légers $Z_L = 36, 37, 38, 39, 40, 41$ en fonction de l'énergie d'excitation intrinsèque TXE_{Int} des fragments observées dans la fission ^{235}U (n_{th}, f).

Sur la figure III.24, nous présentons les distributions en masse du fragment léger issues de la fission $^{235}\text{U}(n_{th}, f)$ pour différentes fenêtres successives de 1 MeV d'intervalle de l'énergie d'excitation intrinsèque des fragments.

Nous pouvons remarquer que des structures apparaissent très nettement sur ces spectres. Ces structures sont d'autant plus marquées que l'énergie d'excitation totale des fragments est comprise entre 4.5 - 9.5 MeV. Ces structures sont dues certainement aux effets pair-impair en protons qui interviennent dans l'évaluation de l'énergie d'excitation intrinsèque TXE_{Int} à travers les valeurs des bilans Q des différentes fragmentations. Nous remarquons que la masse la plus probable du fragment léger s'approche de la masse correspondant à la symétrie de masse $A_L=116$. Ceci est peut être dû à la disparition des corrections de couches et d'appariement lorsque l'énergie d'excitation TXE_{Int} devient suffisante

La figure III.25 montre la distribution des rendements en charge du fragment léger $Y(Z_L)$ du système étudié pour des intervalles successive de 1MeV de l'énergie d'excitation intrinsèque TXE_{Int} comprise entre 4.5MeV à 12.5MeV. Nous observons des pics prononcés pour des énergies d'excitations comprises entre 4.5 à 9.5 autour des charges paires $Z_L=36, 38$ et 40 , qui sont peut être dus aux effet de parité en protons,

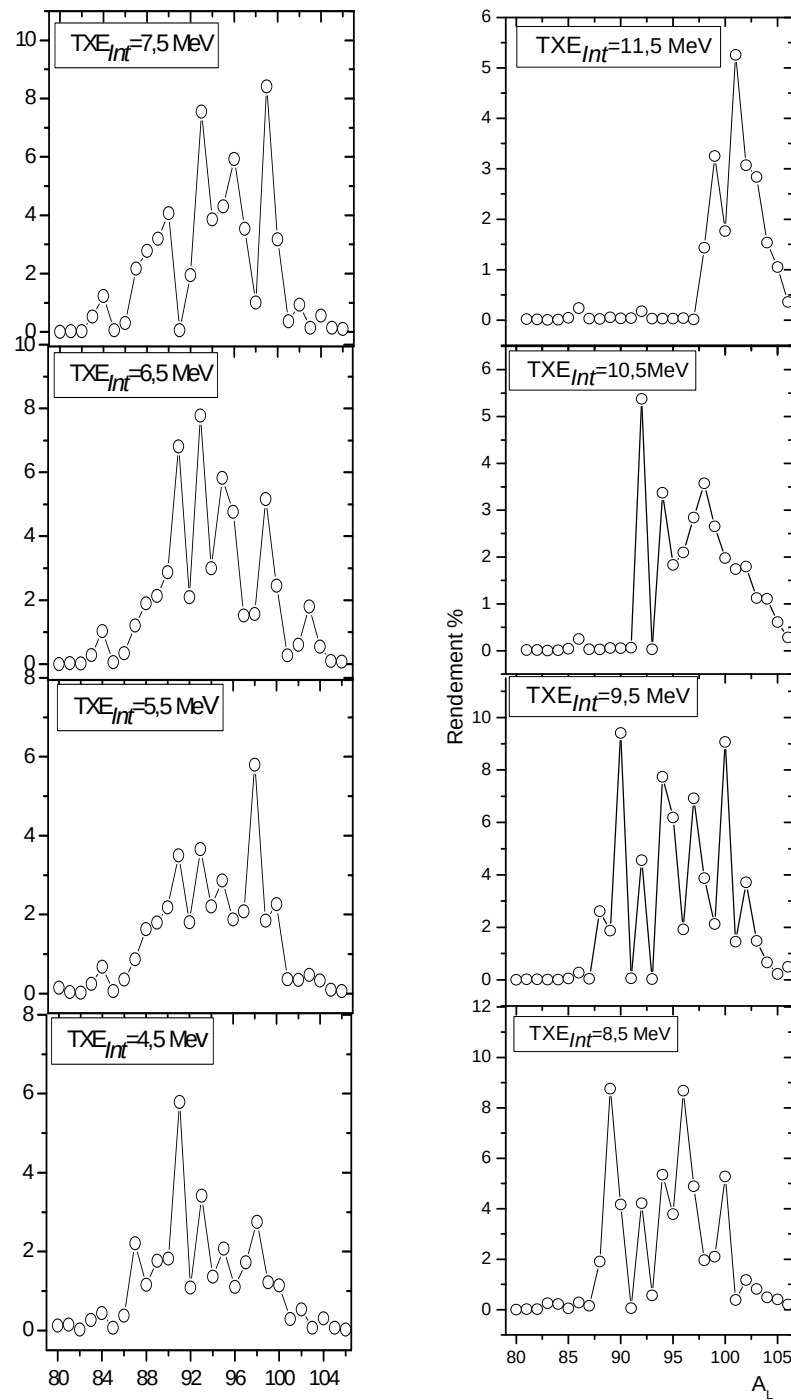


Figure III.24 : Distributions en masse des fragments en fonction de l'énergie d'excitation intrinsèque TXE_{Int} des fragments observés dans la fission $^{235}\text{U}(n_{th}, f)$.

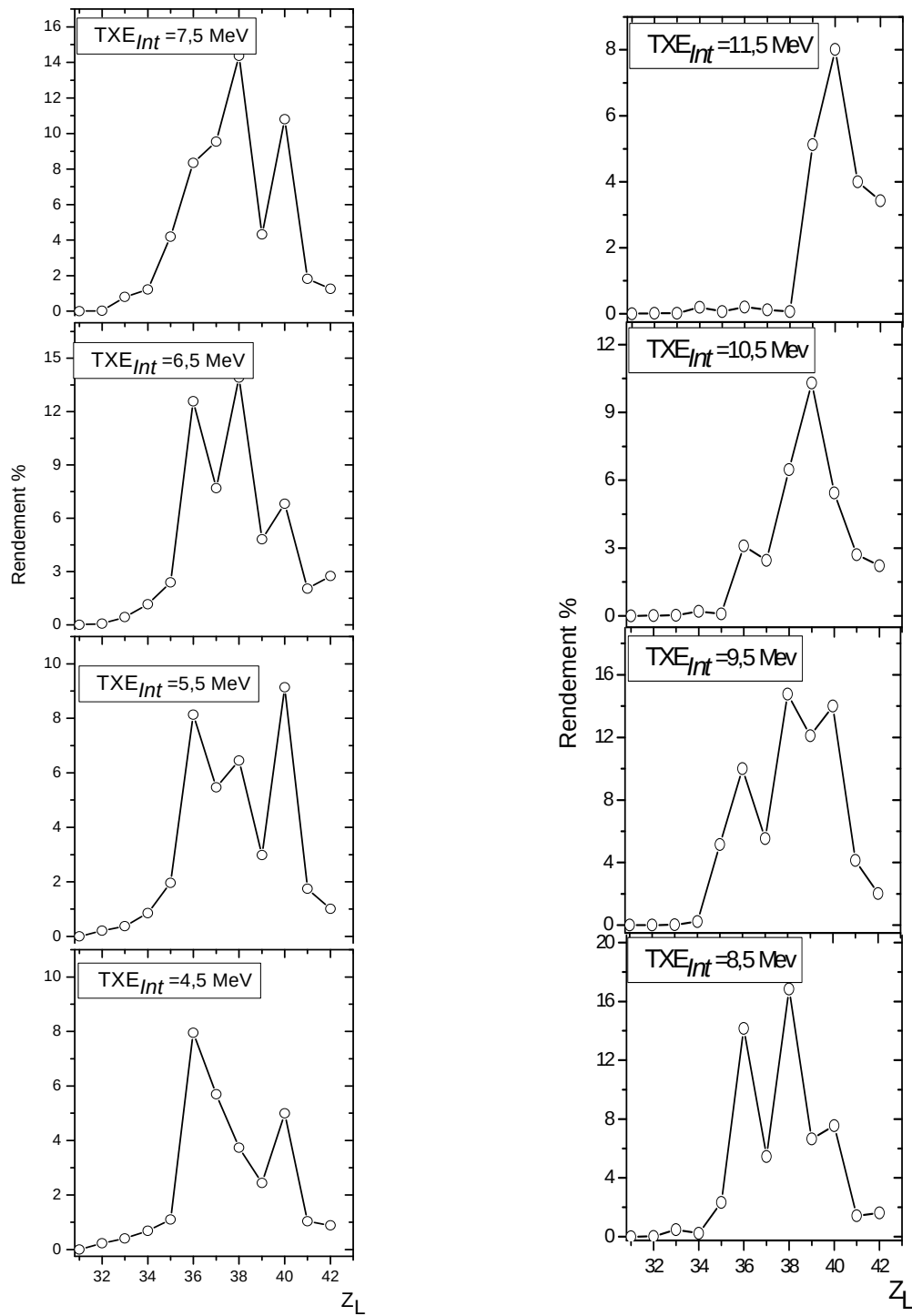


Figure III.25 : Distributions en charge des fragments de ^{235}U (n_{th} , f) pour différentes valeurs de l'énergie d'excitation intrinsèque des fragments.

La figure III.26 représente la distribution en énergie d'excitation intrinsèque au point de scission $Y(TXE_{Int})$ globale (intégrée sur toutes les charges et les masses). La distribution $Y(TXE_{Int})$ est donnée par l'expression suivante:

$$Y(TXE_{Int}) = \sum_{A_L, Z_L} Y(A_L, Z_L, TXE_{Int}) \quad (III.25)$$

Sur cette figure, nous observons un pic sur les rendements $Y(TXE_{Int})$ situé autour de l'énergie d'excitation totale $TXE_{Int}=8$ MeV. La décroissance de ces rendements est observée lorsque l'énergie d'excitation intrinsèque est supérieure à 10.5 MeV.

La distribution des rendements intégrée sur toutes les charges paires $Y_{pair}(TXE_{Int})$ est donnée par l'expression suivante :

$$Y_{pair}(TXE_{Int}) = \sum_{Z_L=pair, A_L} Y(Z_L, A_L, TXE_{Int}) \quad (III.26)$$

alors que celle intégrée sur toutes les charges impaires $Y_{impair}(TXE_{Int})$ est donnée par la sommation suivante :

$$Y_{impair}(TXE_{Int}) = \sum_{Z_L=impair, A_L} Y(Z_L, A_L, TXE_{Int}) \quad (III.27)$$

Ces deux distributions sont représentées sur la figure III.27. Cette figure montre que la distribution des rendements de charge paire $Y_{pair}(TXE_{Int})$ des structures semblables à celles des charges impaires $Y_{impair}(TXE_{Int})$. Pour une énergie d'excitation intrinsèque TXE_{Int} inférieure à 4.5 MeV, les deux distributions sont comparables. Cependant, pour ces énergies, les rendements sont très faibles et l'incertitude sur ces rendements devient importante à cause de la statistique. Ceci n'a pas permis l'interprétation de nos résultats à ces énergies. Lorsque l'énergie d'excitation intrinsèque au point de scission est comprise entre 4.5 MeV et 11.5 MeV, les deux distributions des rendements paires et impaires ont des valeurs élevées ce qui correspond à des incertitudes très faibles dues à la bonne statistique des mesures de Lang et al. [Lan80].). Pour une énergie d'excitation intrinsèque TXE_{Int} supérieur 11.5 MeV, les deux distributions ont des rendements très faibles à cause de la mauvaise statistique. Ceci n'a pas permis l'interprétation de nos résultats à ces énergies.

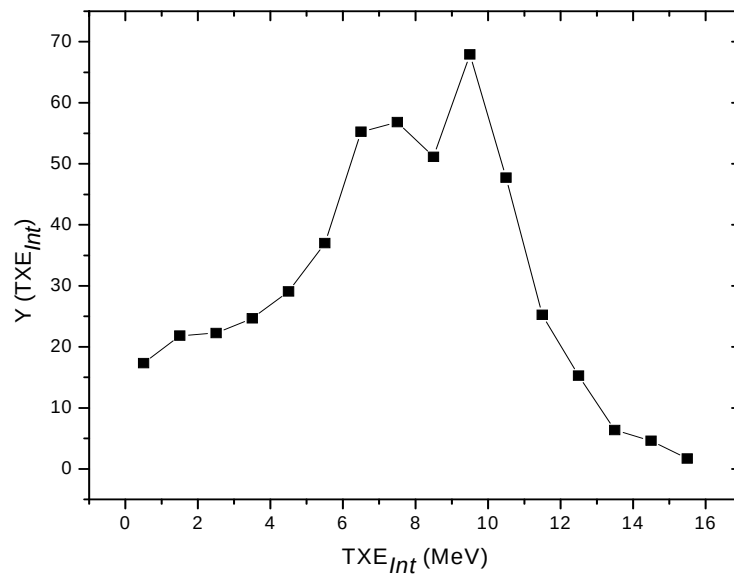


Figure III.26 : La distribution $Y(TXE_{Int})$ en fonction de l'énergie d'excitation intrinsèque TXE_{Int} des fragments observés dans la fission $^{235}U(n_{th}, f)$.

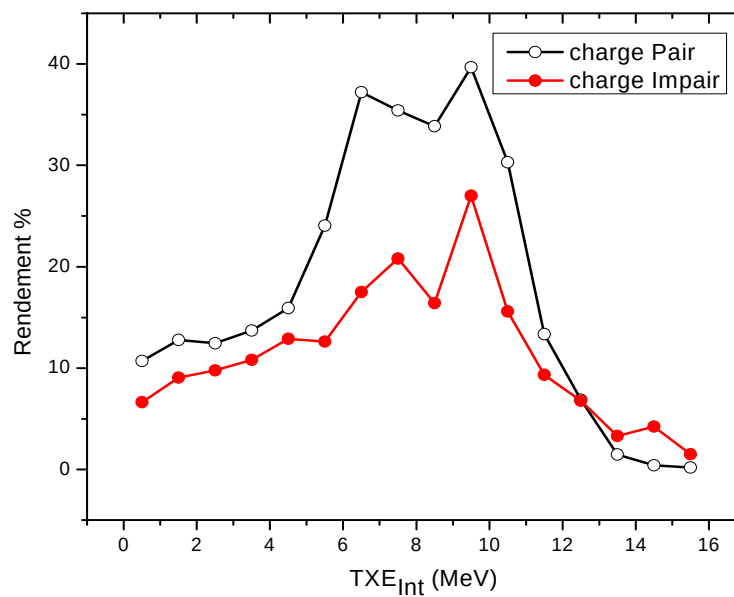


Figure III.27 : Les distributions des rendements de charge pair et impair en fonction de l'énergie d'excitation intrinsèque TXE_{Int} des fragments observées dans la fission $^{235}U(n_{th}, f)$.

3.4 - Effet de parité en protons en fonction de l'énergie d'excitation intrinsèque des fragmentes de la fission $^{235}\text{U}(n_{th}, f)$:

Pour des intervalles de 1 MeV d'énergie d'excitation intrinsèque des fragment de la fission $^{235}\text{U}(n_{th}, f)$, l'effet pair-impair $\delta_p(TXE_{Int})$ en protons est évalué au point de scission à partir des rendements $Y(Z_L, A_L, TXE_{Int})$ donnés dans le tableau III.1 de l'annexe A. Cet effet $\delta_p(TXE_{Int})$ est égal à la différence des rendements $Y(Z_L, A_L, TXE_{Int})$ des fragments de Z pair intégré sur les masses et ceux des fragments de Z impair intégré sur les masses divisée par le rendement total :

$$\delta_P(TXE_{Int}) = \frac{\left(\sum_{Z_L=pair, A_L} Y(Z_L, A_L, TXE_{Int}) - \sum_{Z_L=impair, A_L} Y(Z_L, A_L, TXE_{Int}) \right)}{\sum_{Z_L, A_L} Y(Z_L, A_L, TXE_{Int})} \quad (\text{III.28})$$

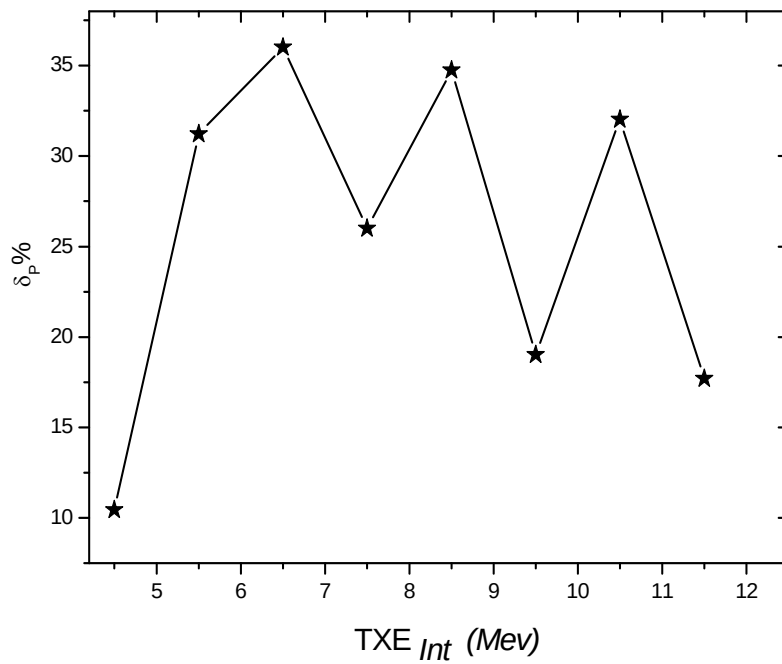


Figure III.28 : Evolution de l'effet pair – impair en proton δ_p en fonction de l'énergie d'excitation intrinsèque TXE_{Int} des fragments de fission induite par neutrons thermique de ^{235}U .

La figure III.28 représente la variation de l'effet pair – impair en protons δ_p en fonction de l'énergie d'excitation intrinsèque TXE_{Int} des fragments de la fission $^{235}U(n_{th}, f)$. Sur cette figure, nous pouvons remarquer que l'effet par-impair ne diminue pas d'une façon sensible avec l'énergie d'excitation intrinsèque des fragments au point de scission. Alors que l'on sait qu'une énergie de quelques MeV suffit à briser une paire de protons par effet thermique (le gap d'appariement $\Delta \approx 1 MeV$ du système fissionnant). Ceci montre que la brisure d'une paire de protons n'est pas corrélée à l'énergie d'excitation intrinsèque du système fissionnant au point de scission pour la fission thermique de l'Uranium 235. Ce résultat est en contradiction avec la thèse avancée récemment par le Groupe du GSI de Darmstadt (Allemagne) dirigé par K.-H. Schmidt [Rej00, Sch05, Sch10, Hen10, Jur10, Caa11, Sch11] qui explique la brisure des paires de protons par des excitations thermiques. Cependant, il est en accord avec les travaux précédents [Sch77, Bou98, Kra01, Bou08], où la dissipation nucléaire par brisure de paires de protons des noyaux fissionnant aux énergies thermiques est due à la dynamique de la rupture brutale du col du système fissionnant.

Conclusion

L'effet pair-impair en protons mesuré dans la fission de l'uranium 235 induite par des neutrons thermiques, augmente avec l'énergie cinétique des fragments. Dans ce travail, nous avons représenté les différentes configurations de scission par un système comportant deux fragments déformés reliés par un col, dans un état d'énergie potentielle collective minimale dépendant essentiellement de l'énergie de déformation et de l'énergie d'interaction des fragments.

Pour évaluer l'énergie de déformation, nous avons développé un calcul de type Strutinsky afin de tenir compte des corrections de couches et d'appariement. Les effets de ces corrections sur l'effet de parité sont étudiés pour la première fois.

Enfin l'ensemble des résultats obtenus dans le troisième chapitre montre que :

- les effets de couches et d'appariements influencent sensiblement la variation de l'effet pair-impair en protons en fonction de l'énergie cinétique des fragments.
- L'énergie cinétique totale la plus probable des fragments observée dans la fission de l' ^{235}U est assez bien reproduite par notre calcul.
- La variation de l'effet de parité en proton en fonction de l'énergie cinétique n'est pas due à des effets thermiques (effets statistiques) et ceci plaide en faveur d'une origine dynamique de l'effet de parité en proton (c.à.d. la viscosité de la matière nucléaire pour la fission à basse énergie est très faible et que son effet n'est sensible qu'au cours de la rupture brutale du col du noyau fissionnant où un transfert d'énergie suffisant est possible pour permettre la brisure d'une paire de proton).

Perspective

- Etude de la variation de l'effet pair – impair en protons δ_p en fonction de l'énergie cinétique des fragments en utilisant des données expérimentales plus précises à basses énergies et à très hautes énergies cinétiques des fragments afin d'exploiter les distributions en énergie d'excitation intrinsèque où $\text{TXE}_{\text{int}} \leq 5 \text{ MeV}$ et $\text{TXE}_{\text{int}} \geq 10$.
- Etude d'autres actinides comme le Thorium 230 [$\delta_p (^{230}\text{Th}) = (41\%)$] et le Californium 250 [$\delta_p (^{250}\text{Cf}) = 4.6\%$] qui présentent des effets de parité globale en protons très différents.

BIBLIOGRAPHIE

- [Ami74] S.Amiel et H.Feldstein. Proc. Rochester Symp.Vol2, IAEA-Vienna (1974)65.
- [Ami77] S.Amiel, H. Feldstein et Izak-Biran Phys.Rev.C15(1977)2119.
- [And67] G.Andrisopoulos. Nucl.Phys.A 94 (1967)537.
- [Asg84] M. Asghar, R.W. Hasse, J. Phys.C6 (1984)455.
- [Aud03] G.Audi,A.H.Wapstra and C . Thibault ; Nucl.Phys.A729(2003) 337.
- [Bar57] J.Bardeen, L.N.Cooper, J.R.Schrieffer, Phys.Rev.108 (1957)1175.
- [Ber 06] J.F. Berger.Ecole Joliot-Curie de physique nucléaire, Maubuisson,(2006).
- [Bet37] H.A.Bethe, Rev.Mod.Phys.9(1937)69.
- [Blo60] J.Blomqvist and S. Wahlborn, Ark. Fys.16 (1960)543.
- [Boc90] J.P. Bocquet, R. Brissot, H. R. Faust, M. Fowler, J. Wilhelmy, M. Asghar, M. Djebara, Zeit. Fur. Phys. A 335 (1990) 41.
- [Bor39] N.Bohr and J.A.Wheeler, Phys.Rev.56 (1939)426.
- [Bor52] A.Bohr, K. Dan. Vidensk. Selsk. Mat-Fys. Medd. 14 (1952)26.
- [Bor58] A.Bohr et al, Phys, Rev.110 (1958)1936.
- [Bor69] A. Bohr, B. R. Mottelson, Nuclear Structure, W. A. Benjamin, Inc New York, (1969).
- [Bou08] B. Bouzid, M. Asghar, M. Allab et Z. Meliani ; 8^{ème} Congrès National de la Physique et ses Applications CNPA '2008, Béjaia 11-13 novembre 2008.
- [Bou89] N. Boucheneb, P. Geltenbort,M. Asghar, G. Barreau, T.P.Doan, F.Gönnenwein, B. Leroux, A. Oed, and A.Sicre, in Proc. Conf.Fifty Years Research in Nuclear Fission, Berlin, 1989; Nucl.phys, A502, 261c, (1989)201.
- [Bou98] B. Bouzid, M. Asghar, M. Djebara and G. Medkour. Journal of Physics G 24, (1998)1029.
- [Caa09] M .Caamaño, F. Rejmund, K.-H. Schmidt, arXiv: 0909.1059v1 [nucl-ex] 5 Sep 2009.
- [Caa11] M .Caamano, F Rejmund, K -H Schmidt J. Phys. G.Nucl. Part. Phys. 38 (2011)035101.
- [Cai85] F. Caitucoli, Thèse de doctorat d'état, Université de bordeaux (1985).

- [Che67] V.A.Chepurnov, Yad. Fiz.6 (1967) 955.
- [Coh62] S.Cohen and W. J. Swiatecki, Ann. Phys. (N. Y)19,(1962)67.
- [Cwi87] S.Cwiok, J.Dudek. W.Nazarwicz, J.Skalski and .Werner .Comp, Phys.Comm.46(1987) 379-399.
- [Dje89] M.Djebara, M. Asghar, J.P.Bocquet, R.Brissot, J.Crançon, Ch.Ristori, E.Aker, D.Engelhardt, B.W .Wilkins,U.Quade,and. K.Rudolph, Nucl.Phys.,A496,(1989)346.
- [Dud78] J.Dudek and T. Werner. J. Phys.G4 (1978)1543.
- [Dud79] J.Dudec, A. Majhofer, J.Skalski, T.Werner, S.Cwiok and W.J.Nazarewicz. Phys.G5 (1979) 1359.
- [Dud80] J.Dudek, W.Nazarewicz and T. Werner, Nucl.Phys.A341 (1980) 253.
- [Fon56] P.Fong .Phys.Rev.Vol (102). (1956)434.
- [Fon78] P. Fong, Phys. Rev. C 17, (1978)1731.
- [Gar99] F.Garciaz, O.Rodriguez, J.Mesa, J.D.T.Arruda, B.Neto, V.P.Likhachev, E.Garrote, R.capote,F.Guzmam, Comp, Phys.Comm.120, (1999)57-70.
- [Gib61] W M .Gibson, T D .Thomas and G L. Miller. Phys Rev.Lett. (1961)765.
- [Gil65] A. Gilbert and A. G.W. Cameron, Can. J. Phys. 43, (1965)1446.
- [Gön88] F.Gönnenwein, J.P.Bocquet and R.Brissot, Proc. XIIth Int. Symp. On nuclear Physics. Gaussig / Dresden, Germany. Nov.1987 (1988)129.
- [Gön94] F. Gönnenwein, Frontier Topics in Nuclear Physics, eds. W. Scheid and A. Sandulescu (Plenum Press, 1994)113.
- [Ham89] F. J. Hambsch, H. H. Knitter, C. Budtz-Jørgensen and J. P. Theobald. Nucl.Phys. A 491, (1989)56.
- [Ham92] F.J.Hambsch, H.-H.Knitter and C. Budtz- Jorensen .Nuclear Physics A554 (1993) 209-222.
- [Hah39] O. Hahn and F. Strassmann, Naturwissenschaften 27 (1939) 11.
- [Has88] R.W. Hasse, geometrical relationships of macroscopic nuclear physics, Springer-Verlag, Heidelberg,(1988).
- [Hil53] D.L. Hill and J.A. Wheeler, Phys. Rev. 89 (1953) 1102-45.
- [Joh72] T.Johansson. Nucl. Phys. A18 (1972)33.

- [Kau92] J.Kaufmann, W. Mollenkopf, F. Gönnerwein, P.Geltenbort, and A.Oed,J. Phys. G; Nucl. Part. Phys.18, (1992)203.
- [Kni92] H.H.Knitter,F-J.Hambsch and . Budtz-Jorgensen ,Nucl. Phys- A 536 (1992) 221.
- [Kra01] H. J. Krappe, S. Fadeev, Nucl. Phys. A 690 (2001)431.
- [Kra69] H. J.Krappe and J. R. Nix, in proceedings of the third international Atomic agency symposium on the physics and chemistry of fission, Vienna,(1969)813.
- [Kra74] H .J . Krape et J . R . Nix Proc of the Symp on Physics and Chemistry of fission Rochester – IAEA-Vienna VOL 1 (1974)159.
- [Lan80] W.Lang, H.g.Clerc and H.Wohlfarth, H.Schrader and K.H.Schmidt,Nucl. Phys.A34 (1980)34-71.
- [Ler80] B. Leroux, G.Barreau,T. Benfoughal, B.Bruneau,F.Caïtucoli, N.Cârjan, T.P.Doan et A.Sicre. Colloque C3, supplement au n^o 41, avril 1980,page C3-133.
- [Mar81] G.Mariolopoula, Ch.Hamelin,J.Blachot,J.P.Bocquet,R.Brissot,J.Crançon, H.Nifenecker and Ch.Ristori,Nucl.Phys.A361(1981)213.
- [May69] M. G. Mayer, Phys. Rev. 75 (1969)1949.
- [Med02] G.Medkour, M. Asghar., M. Allab and B. Bouzid, 10th International Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei,May 22-25, (2002)Dubna, Russia.
- [Mey67] W. E.Meyerhof ,«Eléments de physique nucléaire», McGraw-Hill Book Company,(1967)310 .
- [Mil61] J . C . D . Milton, et J .S .Fraser, Phys. Rev. Lett, 7.(1961)67.
- [Mol 92] W. Mollenkopf, J. Kaufman, F. G"onnenwein, A. Geltenbort and P. Oed, J. Phys. G; Nucl. Part. Phys. 18, (1992)203.
- [Mon84] M. Montoya, Zeit. Physik A,319,(1984)219.
- [Mye74] W.D.Myers and W.J.Swiatecki, Ann.Phys.(N.Y.)84 (1974) 186-210.
- [Nai97] H. Naik, S.E Dange, R.J. Singh, S.B. Manohar, Nucl. Phys. A 612 (1997)143.
- [Nif79] H.Nifenecker, , J .Blachot, , J . P . Bocquet,R.,Brissot, J .Crançon, , Ch. Hamelin, G.Mariolopoulos, Ch, Ristori. Phys. and Chem. Fission ,Julich(1979)35.
- [Nif82] H.Nifenecker, G. Mariopoulos, J.P.Bocquet, R.Brissot,Ch.Hamelin,J.Crançon and Ch.Ristori,Z .Phys. A 308 (1982)39.
- [Nil55] S.G.Nilsson, Mat.Fys.Medd.Dam.Vid. Selsk.16 (1955)29.
- [Nix67] J.R. Nix, Ann. Phys. 41 (1967)52.

- [Nos55] V.G. Nossoff, Proc. Int. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, 955, vol.2 (1955) p.205, United Nations, New York, (1956).
- [Hah39] O. Hahn and F. Strassmann, Naturwissenschaften 27 (1939)11.
- [Pas71] V.V.Pashkevich, Nucl.Phys. 169 (1971)275.
- [Pre40] R.D. Present and J.K. Knipp, Phys. Rev. 57 (1940) 751 and 1188.
- [Qua88] U.Quade, K.Rudolph, S.Skorka, P.Armbruster, H.-G. Clerc, Lang, M.Mutterer, C.Schmitt, J.P.Theobald, F.Gönnenwein, J.Pannicke, H.Schrader, G.Siegert and D.Engelhardt Nucl.Phys, A487 (1988)1.
- [Que69] P.H. Quentin. Le jour. De phys. Tome 30.N^o7. (1969) 497.
- [Rai50] J.Rainwater, Phys. Rev. 79 (1950) 432.
- [Rak10] A.Raked ,B.Bouزيد ,M.Allab,9ème congrès national de la physique et de ses Applications 24 - 26 octobre 2010 Ouargla – Algérie.
- [Rak11] A.Raked M.Allab B.Bouزيد ,4ème Conférence Nationale sur les Rayonnements et leurs Applications (CNRA'2011) USTHB, 25 – 27 octobre 2011.
- [Rej00] F. Rejmund A. V. Ignatyuk, A. R. Junghans, K.-H. Schmidt, Nucl. Phys. A678 (2000) 215.
- [Ros68] E.Rost, Phys. Lett. B 26(1968)184.
- [Sch05] K.-H. Schmidt, A. V. Ignatyuk, F. Rejmund, A. Kelic and M. V. Ricciardi; Third International Workshop on Nuclear Fission and Fission-product Spectroscopy Cadarache (France), May 11-14,2005.
- [Sch10] K.-H, Schmidt, B. Jurado, Phys. Rev. Lett. 104,(2010)212501.
- [Sch11] K -H Schmidt, B Jurado, Phys. Rev. C 83(2011)061601.
- [Sch66] H. W.Schmitt, J . N .Neiler.et F. J .Walter ,Phys. Rev. Ul. (1966)1146.
- [Sch77] G. Schütte, Z. Phys. A 283 (1977)183.
- [Sch80] H.Schrader and K.H.Schmidt. Lc80. W.Long, H.G.Clerc and H.Wohlfrith, Nucl.Phys. A 345 (1980) 34-71.
- [Sig74] C.Signarbieux ,R.Babinet, H.Nifenecker,and J.Poitou, in Proc. symp. physic and chemistry of fission , vol.II,IAEA, Vienna, (1974)17.
- [Sig81] C. Signarbieux, M. Montoya, M. Ribrag, C. Mazur, C. Guet, P. Perrin, and M. Maurel, J. de Phys. Lett. 42, (1981)437.
- [Sim90] G. Simon, Thèse d'Etat, Université de Paris-Sud, Orsay, (1990).

- [Str67] V.M.Strutinsky, Nucl.Phys.A95 (1967)420,
- [Str68] V.M. Strutinsky, Ncl.Phys.A (1968) 122.
- [Swi56] W.J. Swiatecki, Phys. Rev.101(1956) 651-4.
- [Swi58] W.J. Swiatecki, Paper No. P/651, Proc. Second Int. Conf. Peaceful Uses Atomic Energy, Geneva, vol. 15 (1958) 248-72.
- [Tho64] T. D . Thomas,et R. Vandenbosch,Phys. Rev.133 , n° 4B,(1964) 976.
- [Tho65] T.D.Thomas, W.M. Gibson et G.j.Safford . Proc.of Salzburg symp,IAEA-Vienna Vol 1 (1965) 467.
- [Wag91] C. Wagemans, the Nuclear Fission Process, CRC Press, 1991.
- [Wei35] G.F.Von .Weiszacker, Z. Phys,(1935)96
- [Wil76] B.D.Wilkins, E.P.Steinberg et R.R. Chasman, Phys.Rev.C14 (1976)1832.