



Ministère de l'Enseignement Supérieur et de

La Recherche Scientifique

Université Abbas Laghrour

Faculté de science et technologie

Département des sciences de matière

N° de série :.....

Mémoire de Fin d'Études

Pour l'obtention du diplôme de Master (LMD)

Filière : Physique

Spécialité : Physique des Matériaux

Session : 2017/2018

Intitulé :

Le Phénomène de cluster dans les noyaux atomiques

Présenté par :

Brahmi Hanane

Medjour Afaf

Dirigé par :

Mr. Zouioueche Mohammed

Devant le jury :

Président : Mr. Merwani Lazher

Examinatrice : Mr. Siridi Mohammed

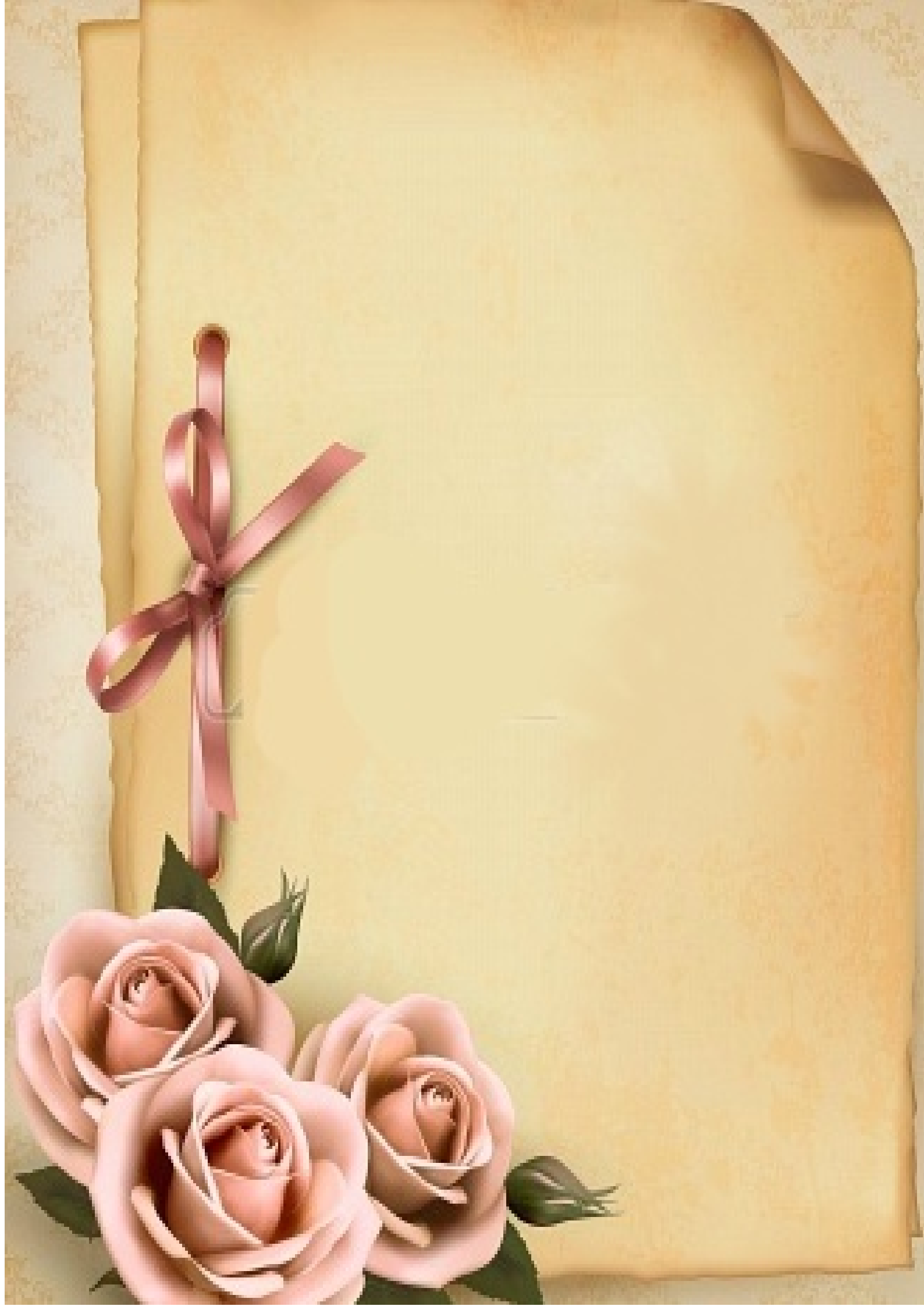






Tableau des matières

Introduction	08
---------------------------	----

Chapitre 01 : les modèles nucléaires

Introduction	09
1.1 Le modèle de la goutte liquide	10
1.1.2 Les coefficients qui agissent à l'énergie de liaison de la goutte liquide	
➤ Effet du volume.	10
➤ Effet de la surface.	11
➤ Corrections effet coulombien.	12
➤ Corrections effet d'asymétrie.	12
➤ Corrections effet d'appariement.	14
1.1.3 La formule de la masse semi empirique	14
1.2 Le modèle géométrique.	16
1.2.1 Vibrations harmoniques dans les noyaux sphériques	16
➤ Formule classique	16
➤ Quantification	17
➤ Les vibrations quadripolaires	20
1.2.2 Modèle de rotation-vibration quadripolaire dans des noyaux pair-pair déformés.	22
➤ Hamiltonien de Bohr	22
➤ Solution symétrique axiale de la rotation-vibration hamiltonien	24

Chapitre 02 : modèle macroscopique de cluster

Introduction	26
2-1. Phénomène de cluster.	26
2-2. Les idées basales	29

2-3. Le choix du cœur cluster approprié :	31
2-4. Le potentiel du cœur-cluster:	32
2-4-1. Le potentiel nucléaire $V_N(r, R)$:	32
2-4-1-1. Le potentiel nucléaire de masse asymétrique:	32
2-4-1-2. Le potentiel nucléaire de masse symétrique:	32
2-4-2. Le potentiel Coulombien $V_c(r, R)$:	33
2-5. Nombre quantiques et état de Windemuth :	33
2-6. Diagonalisation de l'Hamiltonienne :	34

Chapitre : 03 Application pour le modèle du cluster

Introduction :	36
3.1 Choix de cluster :	36
3.2 Méthode de calcul :	36
3.3 Les niveaux d'énergie :	41
3.4 Discussion :	46
Conclusion :	47
Annexe A :	48
Annexe B :	51
Références :	53
Résumé :	54

Liste des tableaux :

Tableau 2.1 : Représente un exemple de quelque clusters qui peuvent associer par une couche déformée et correspondant au nombre magique	29
Tableau 3.1 : La décomposition cœur-cluster des éléments Pt et leur isotopes (^{190}Pt , ^{192}Pt , ^{194}Pt) ; Ra et leur isotopes (^{224}Ra , ^{226}Ra) ; U et leurs isotopes (^{234}U , ^{238}U)	41

Liste des figures :

Figure 1.1 : les modelés nucléaire.	09
Figure 1.2 : le coefficient volumique.	11
Figure 1.3 : le coefficient surfacique.	11
Figure 1.4 : le coefficient coulombienne.	12
Figure 1.5 : L'effet d'asymétrie.	13
Figure 1.6 : le coefficient asymétrique.	14
Figure 1.7 : le coefficient d'appariement.	14
Figure 1.8 : graphe montre Les coefficients qui agissent à l'énergie de liaison de la goutte liquide.	15
Figure 1.9 : l'influence des nombre des nucléons sur l'énergie de liaison dans un noyau.	16
Figure 1.10 : spectre harmonique pour les modes quadripôles $\lambda=2$ octipole $\lambda=3$	20
Figure 1.11 : spectre typique des bandes pour les noyaux déformé pair pair.	25
Figure 2 .1 : Diagramme d'Ikeda: Différentes sous-structures prédites par le modèle d'Ikeda .Les énergies seuils, i .e. Les énergies de séparation en sous-structures, sont indiquées sur la figure en (Mev).	28
Figure 2.2 : Les niveaux d'énergie de l'oscillateur harmonique à symétrie axiale déformées représentés en fonction de la déformation quadripôle.	28
Figure A.1 : calcul de $(D(A_1, Z_2; A_2, Z_2))$ en fonction de charge de cluster pour $^{190}_{78}Pt$. Où la ligné continu représente les clusters avec les nombre massique hautes ; et les ligné discrète	

représentent les clusters des nombre massique bas. 37

Figure A.2 : calcul de $(D(A_1, Z_2; A_2, Z_2))$ en fonction de charge de cluster pour $^{192}_{78}Pt$. Où la ligné continu représente les clusters avec les nombre massique hautes ; et les ligné discrète représentent les clusters des nombre massique bas. 37

Figure A.3 : calcul de $(D(A_1, Z_1; A_2, Z_2))$ en fonction de la charge de cluster pour $^{194}_{78}Pt$. Où la ligné continu représente les clusters avec les nombre massique hautes ; et les ligné discrète représentent les clusters des nombre massique bas. 38

Figure A.4 : calcul de $(D(A_1, Z_1; A_2, Z_2))$ en fonction de la charge de cluster pour $^{224}_{88}Ra$. Où la ligné continu représente les clusters avec les nombre massique hautes ; et les ligné discrète représentent les clusters des nombre massique bas. 39

Figure A.5 : calcul de $(D(A_1, Z_1; A_2, Z_2))$ en fonction de la charge de cluster pour $^{226}_{88}Ra$. Où la ligné continu représente les clusters avec les nombre massique hautes ; et les ligné discrète représentent les clusters des nombre massique bas. 39

Figure A.6 : calcul de $(D(A_1, Z_1; A_2, Z_2))$ en fonction de la charge de cluster pour $^{234}_{92}U$. Où la ligné continu représente les clusters avec les nombre massique hautes ; et les ligné discrète représentent les clusters des nombre massique bas. 40

Figure A.7 : calcul de $(D(A_1, Z_1; A_2, Z_2))$ en fonction de la charge de cluster pour $^{238}_{92}U$. Où la ligné continu représente les clusters avec les nombre massique hautes ; et les ligné discrète représentent les clusters des nombre massique bas. 40

Figure A.8 : Les spectres des énergies fondamentales pour Pt190 utilisant le cluster ^4He ,

Où $R = 4,505400$ Fm comparés avec les résultats expérimentaux.	42
---	----

Figure A.9 : Les spectres des énergies fondamentales pour Pt192 utilisant le cluster ^4He ,

Où $R = 4,505400$ Fm comparés avec les résultats expérimentaux.	42
---	----

Figure A.10 : les spectres des énergies fondamentales pour Pt194 utilisant le cluster ^4He ,

Où $R = 4,505400$ Fm comparés avec les résultats expérimentaux.	43
---	----

Figure A.11 : les spectres des énergies fondamentales pour Ra224 utilisant le cluster ^{22}O ,

Où $R = 8.118000$ Fm comparés avec les résultats expérimentaux.	44
---	----

Figure A.12 : Les spectres des énergies fondamentales pour Ra226 utilisant le cluster,

Où $R = 8.118000$ Fm comparés avec les résultats expérimentaux.	44
---	----

Figure A.13 : Les spectres des énergies fondamentales pour U234 utilisant le cluster ^{26}Ne ,

Où $R = 9.354600$ Fm comparés avec les résultats expérimentaux.	45
---	----

Figure A.14 : Les spectres des énergies fondamentales pour U238 utilisant le cluster ^{32}Mg ,

Où $R = 9,900000$ Fm comparés avec les résultats expérimentaux.	45
---	----

Liste des abréviations

$R(\theta, \varphi)$ Le rayon du noyau

R_0 Le rayon du noyau lorsqu'il est à l'équilibre sphérique

λ Le nombre pour désigner la polarité de la déformation

μ La projection de moment angulaire dans l'axe (**OK**)

$\alpha\lambda\mu$ Les coordonnées correspondent à la déformation

$\hat{\alpha}_{\lambda\mu}; \hat{\pi}_{\lambda\mu}$...Opérateur de commutation

$b_u^+; b_{\lambda u}$...Phonon de moment angulaire

$\hat{H}_\lambda$ L'Hamiltonien

$|NIM\rangle$ Les états propres de l'Hamiltonien

N Le nombre de phonons

I Le moment angulaire total

M La projection de **I** dans l'axe (**OZ**)

$\hat{T}$ L'énergie cinétique collective

$V(\alpha_0, \alpha_2)$...L'énergie potentielle

J_κ Le moment d'inertie

n_β Le nombre quantique désigne la déformation de type β

n_γ Le nombre quantique désigne la déformation de type γ

D(1,2) Les énergies de liaison expérimental et en théorique selon la model goutte liquide

$\psi_{JM}(r, R)$...L'équation Schrödinger du temps indépendant

$\chi_{N_i l_j}(r)$...La fonction radiale

G Le nombre quantique global G des noyaux actinides

Introduction

Le développement de la physique nucléaire est accompagné par les études des structures et des attitudes pour les noyaux atomiques qu' on peut considérer comme un système de particules interactives ou bien un système à plusieurs corps, qui désigné par les interactions entre les nucléons (neutron+proton) qui sont représentés un challenge à lui-même, en comparant par la structure atomique le problème est plus compliqué ; puisque dans un atome le noyau donne un centre commun des attractions pour tous les électrons, par contre ; le noyau n'a pas de centre pour l'attraction, les nucléons sont portés tous ensemble par leur interaction nucléaire mutuelle qui sont plus compliqués que les interactions coulombiennes, ainsi lors la description des niveaux énergétiques nucléaires, la différence entre les résultats expérimentaux et les résultats théoriques crée un autre obstacle contre le processus de nos études, alors à cause de toutes ces complications concernant la nature du noyau et ces forces entre les nucléons dans des niveaux d'énergie; la structure nucléaire devient un grand problème qui implique l'apparence de quelques modèles physiques pour simplifier l'étude des propriétés structurales et énergétiques des noyaux atomiques et rendre les résultats expérimentaux et théoriques plus similaires. Le premier pas de ces modèles a été le schéma de la goutte liquide introduit par Weizsäcker, qui présente la formule exacte pour décrire l'énergie de liaison pour chaque nucléon ; suivi par le modèle de couche qui est intéressé par les états fondamentaux où les neutrons et les protons sont arrangés dans des états quantiques stables. Ainsi Haxel et Teller proposèrent le modèle des clusters, qui peut décrire précisément les états vibrationnels et rotationnels des noyaux lourds et pair-pair. Qu'on va détailler dans notre mémoire qui est englobé trois chapitres concernant ce phénomène, organisé comme suit :

Dans le premier chapitre: on présente le modèle de la goutte liquide ainsi que des généralités sur les modèles géométriques des noyaux déformés.

Dans le deuxième chapitre: on va expliquer le phénomène de cluster par les détails.

Le troisième chapitre : récapitule les résultats interprétés obtenus pour : P_t , R_a et U .

Enfin le mémoire est couronné par une conclusion générale et des prédictions pour la continuité des recherches sur le sujet

Chapitre 01 : Les modèles nucléaires

Introduction :

Dans ce genre de situation, on a recours à des modèles, qui sont des approximations d'une théorie exacte, s'appuyant sur des simplifications. Les hypothèses simplificatrices sont suggérées par les données expérimentales.

Il n'existe pas de modèle universel capable de décrire simultanément toutes les Propriétés du noyau; chaque modèle a un domaine d'application et des limites.

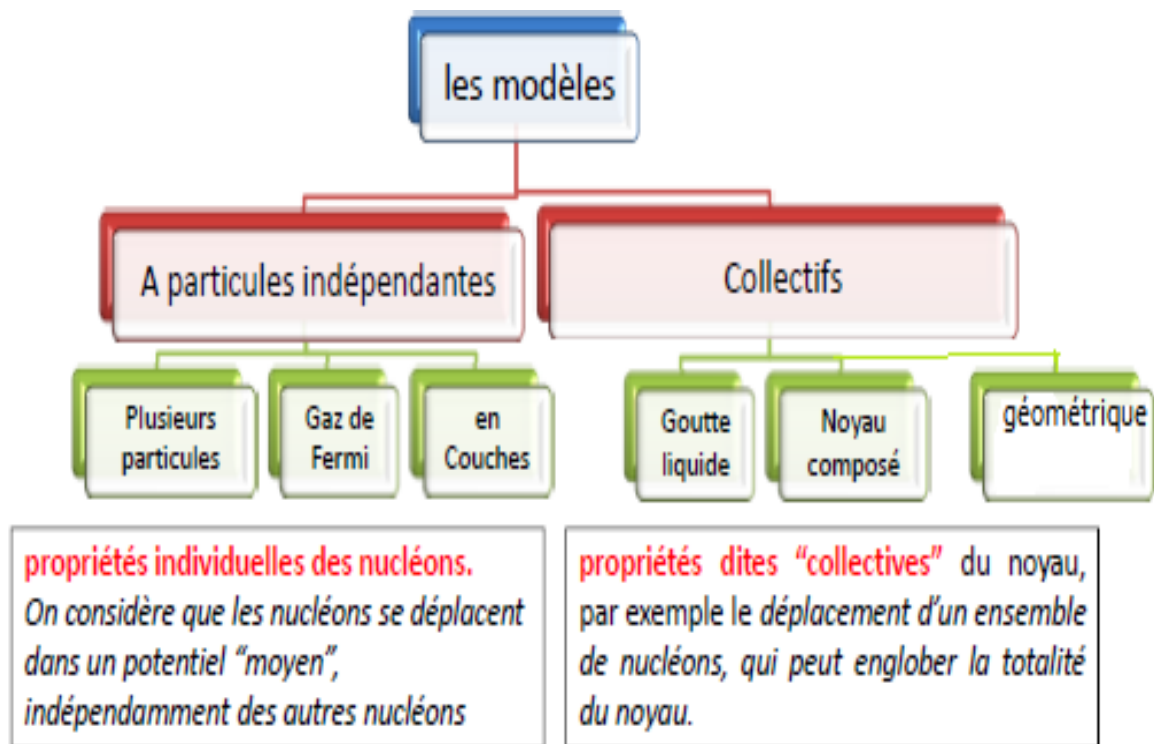


Figure 1.1 : les modèles nucléaires.

1.1 Modèle de la goutte liquide (1935) :

Une des premières réussites des modèles nucléaires qui ont été construits pour expliquer le comportement de l'énergie de liaison.

Il se base sur le fait que les noyaux sont approximativement sphériques. La densité nucléaire est quasi indépendante de A. La matière nucléaire est donc incompressible, comme une goutte de liquide.

1.1.2 Les coefficients qui agissent à l'énergie de liaison de la goutte liquide :

➤ Effet du volume :

Le volume de cette sphère est proportionnel à A, ce qui signifie que chaque nucléon occupe à peu près le même volume, quelque soit le noyau où il se trouve.

Les nucléons interagissent uniquement avec les voisins proches (saturation).

Si N_{nn} le nombre de liaison d'un nucléon avec ses proches voisins et B_{nn} l'énergie d'une paire, alors l'énergie de liaison par nucléon sera présentée comme suite :

$$E_1 = \frac{1}{2} N_{nn} B_{nn}$$

$$\text{Donc : } B_{vol} = a_v A \quad (1.1)$$

Alors que :

B_{vol} : C'est l'énergie volumique de liaison par nucléon.

a_v : C'est le coefficient volumique.

A : c'est le nombre de nucléons.

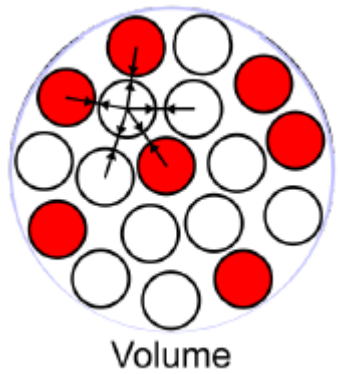


Figure 1.2 : le coefficient volumique.

➤ Effet de la surface

Les termes de volume et de surface correspondent bien au comportement général de $B(A, Z)$. Il est nécessaire d'effectuer une correction car, les nucléons situés à la surface du noyau interagissent avec moins de nucléons que ceux qui sont à l'intérieur (les nucléons de la surface doivent être moins liés).

On peut écrire que ce déficit d'énergie par rapport à l'énergie de volume est simplement proportionnel à la surface du noyau. L'énergie de surface aura l'expression suivante :

$$B_{surf} = -a_s A^{\frac{2}{3}} \quad (1.2)$$

Alors que ;

a_s : C'est le coefficient surfacique.

B_{surf} : C'est l'énergie surfacique de liaison par nucléon.

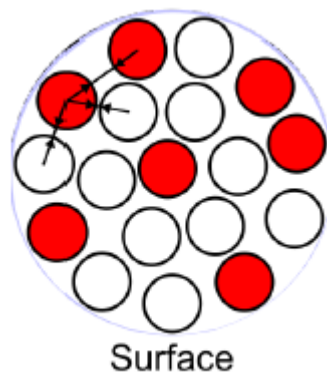


Figure 1.3: le coefficient surfacique.

➤ **Corrections effet coulombien:**

La répulsion Coulomb entre les protons entraîne une diminution de $B(A,Z)$. Cette Correction peut être calculée comme l'énergie potentielle de Z protons distribués Uniformément sur une sphère de rayon R .

$$\rho(r) = \frac{Z_e}{\frac{4}{3}\pi R^3}$$

L'énergie coulombienne aura l'expression suivant :

$$B_{coul} = a_c \frac{Z^2}{A^{\frac{1}{3}}} \quad (1.3)$$

Alors que ;

B_{coul} : L'énergie coulombienne par nucléon.

Z : C'est le nombre des protons distribués uniformément sur une sphère de rayon R .

a_c : C'est le coefficient coulombienne.

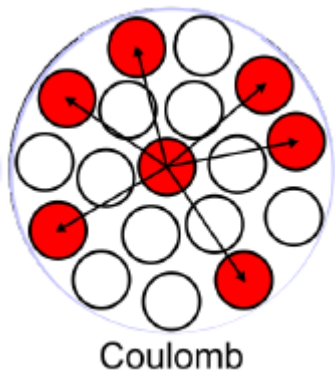


Figure 1.4 : le coefficient coulombienne.

➤ **Corrections effet d'asymétrie:**

Les noyaux lourds stables renferment toujours plus de neutrons que de protons. Cet excès

des neutrons permet de compenser, par des forces nucléaires attractives, les forces répulsives électrostatiques qui s'exercent entre les protons. Pour tenir compte de ce fait, il faut effectuer une correction concernant cette asymétrie.

Imaginons deux puits de potentiel, chacun avec son ensemble de niveaux d'énergie identiques ; l'un pour les protons et l'autre pour les neutrons. Ces niveaux se remplissent suivant le principe d'exclusion de Pauli puisque les protons et les neutrons sont des fermions.

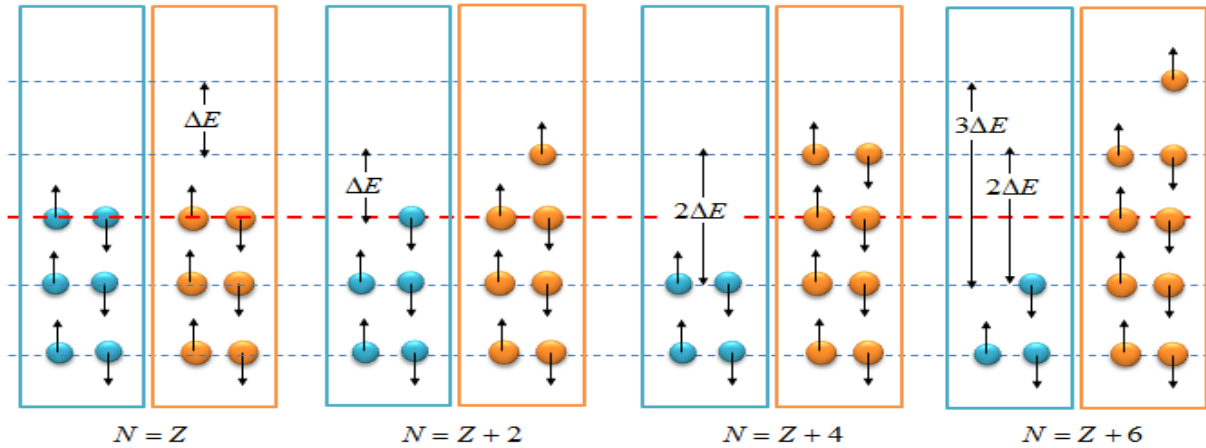


Figure 1.5 : L'effet d'asymétrie.

On passe du noyau (N, Z) au noyau (N+1, Z - 1) en transformant un proton en un neutron en fournissant l'énergie ΔE .

On passe ensuite à un noyau (N+2, Z - 2), L'écart d'énergie entre les deux noyaux est $2\Delta E$.

Ainsi que l'énergie asymétrique aura la formule suivant :

$$B_{asym} = -a_{asym} \frac{(N-Z)^2}{A} \quad (1.4)$$

Alors que ;

B_{asym} : C'est l'énergie asymétrique.

N: C'est le nombre des neutrons.

a_{asym} : C'est le coefficient asymétrique.

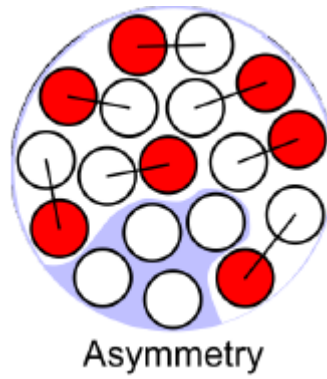


Figure 1.6 : le coefficient asymétrique.

➤ Corrections effet d'appariement:

Un dernier terme à faire intervenir dans l'énergie de liaison est un terme qui est ajouté pour traduire la grande stabilité des noyaux pair-pair.

- $a_p(A) = -\rho A^{-1/2}$ si Z et N sont pairs (Noyaux pairs-pairs).
- $a_p(A) = 0$ si A est impair (Noyaux pairs-impairs et impairs-pairs).
- $a_p(A) = +\rho A^{-1/2}$ si Z et N sont impairs (Noyaux impairs-impairs).

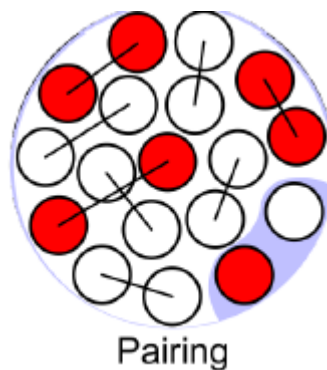


Figure 1.7 : le coefficient d'appariement.

1.1.3 La formule de la masse semi empirique :

Cette formule est semi empirique puisque les constantes sont déterminées

Expérimentalement [1]

$$B(A, Z) = a_v A - a_s A^{\frac{2}{3}} - a_c \frac{Z^2}{A} - a_a \frac{(N-Z)^2}{A} \pm a_p(A) \quad (1.5)$$

Alors que ;

$$a_v = 15.409 \pm 0.026 \text{ MeV}$$

$$a_s = 16.873 \pm 0.080 \text{ MeV}$$

$$a_c = 0.695 \pm 0.002 \text{ MeV}$$

$$a_a = 22.435 \pm 0.065 \text{ MeV}$$

$$\rho = 11.155 \pm 0.864 \text{ MeV } (\approx 12 \text{ MeV})$$

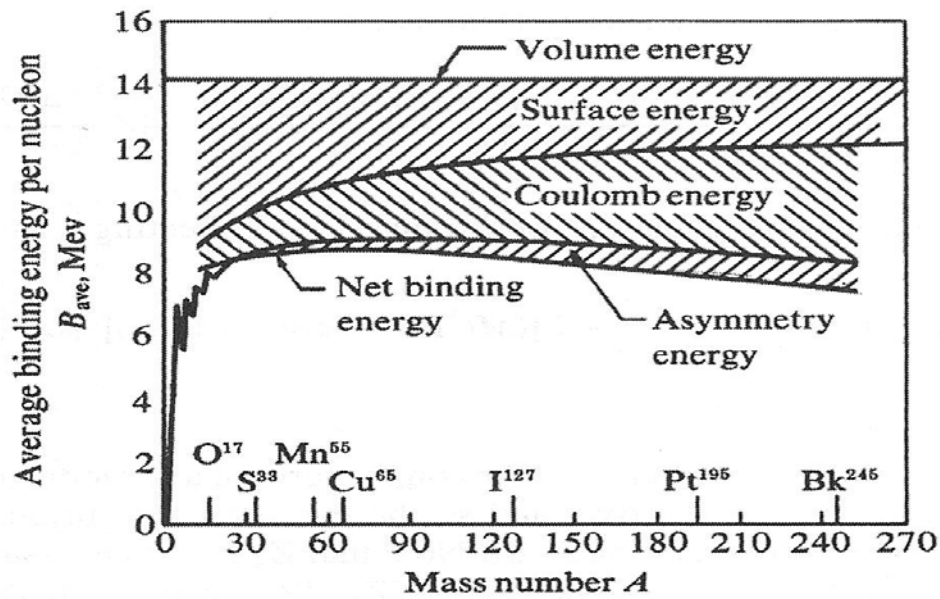


Figure 1.8 : graphe montre Les coefficients qui agissent à l'énergie de liaison de la goutte liquide.

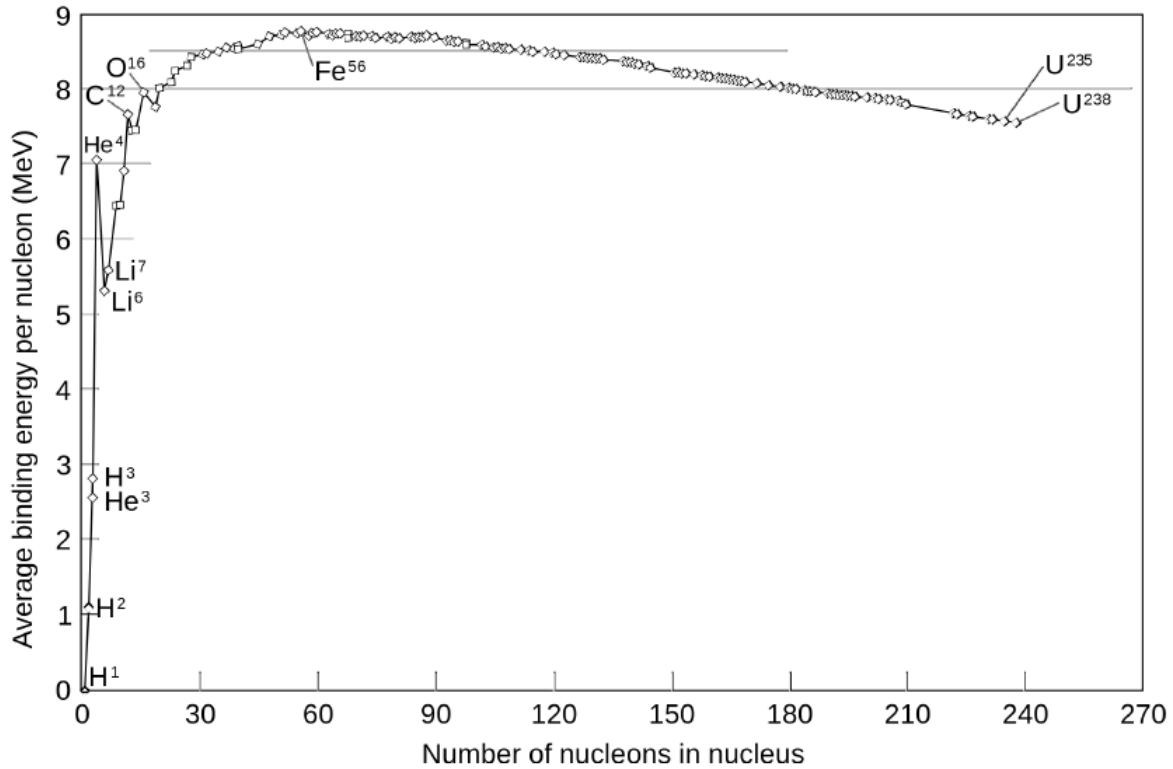


Figure 1.9 : l'influence des nombre des nucléons sur l'énergie de liaison dans un noyau.

1.2 Le modèle géométrique :

Le premier modèle nucléaire réussi était une représentation macroscopique du noyau sous forme de milieu continu, la goutte liquide chargée. Ce modèle, valable pour les noyaux moyens

et lourds, décrit l'état fondamental et les excitations collectives. Selon un schéma classique, le modèle est ensuite quantifié. Les excitations collectives sont des vibrations de surface de petite amplitude autour d'une forme sphérique ou déformée et d'une rotation [1].

1.2.1 Vibrations harmoniques dans les noyaux sphériques

➤ Formule classique

Dans le modèle macroscopique, qu'ils ont proposé, le rayon du noyau $R(\theta, \varphi)$ est développé

sur la base des harmoniques sphériques, on pose :

$$R(\theta, \varphi) = R_0 (1 + \sum_{\lambda\mu} \alpha_{\lambda\mu}(t) Y_{\lambda\mu}(\theta, \varphi)) \quad (1.2.1)$$

Où R_0 est le rayon du noyau lorsqu'il est à l'équilibre sphérique. Pour une valeur de λ donnée, μ prend $(2\lambda + 1)$ valeur.

Les harmoniques sphériques sont donnés par :

$$Y_{\lambda\mu}^*(\theta, \varphi) = (-1)^\mu Y_{\lambda-\mu}(\theta, \varphi) \quad (1.2.2)$$

Où $\alpha_{\lambda\mu}(t)$ sont les coordonnées correspondent à la déformation [2] :

$$\alpha_{\lambda\mu}^*(t) = (-1)^\mu \alpha_{\lambda-\mu}(t) \quad (1.2.3)$$

Les déformations multipolaires des premières valeurs de λ peuvent être détaillées comme suivant :

$\lambda = 0$ correspond à la forme sphérique est donnée la déformation mono-polaire.

$\lambda = 1$ décrit la translation de noyaux et correspond à la déformation dipolaire.

$\lambda = 2$ correspond à une déformation quadripolaire.

$\lambda = 3$ correspond à la déformation octupolaire.

Et enfin, $\lambda = 4$ correspond à une déformation hexadécapolaire [3].

➤ Quantification

La quantification des vibrations de la surface nucléaire peut être réalisée en définissant les Opérateurs $\hat{\alpha}_{\lambda\mu}$ et $\hat{\pi}_{\lambda\mu}$ en imposant les relations de commutation

$$[\hat{\alpha}_{\lambda\mu}, \hat{\alpha}_{\lambda'\mu'}] = 0, [\hat{\pi}_{\lambda\mu}, \hat{\pi}_{\lambda'\mu'}] = 0 \quad (1.2.4)$$

$$[\hat{\alpha}_{\lambda\mu}, \hat{\pi}_{\lambda'\mu'}] = i\hbar \delta_{\lambda\lambda'} \delta_{\mu\mu'} \quad (1.2.5)$$

Ces relations les relations de commutation peuvent être réalisées par les relations [4]

$$\hat{\pi}_{\lambda\mu} = -i\hbar \frac{\partial}{\partial \hat{\alpha}_{\lambda\mu}} \quad (1.2.6)$$

D'Ou

$$\hat{\pi}_{\lambda\mu}^* = (-1)^u \hat{\pi}_{\lambda-\mu} = i\hbar(-1)^\mu \frac{\partial}{\partial \alpha_{\lambda-u}} \quad (1.2.7)$$

Il est plus commode d'exprimer le problème en termes de création et d'annihilation. Les opérateurs b_u^+ et $b_{\lambda u}$ sont définis par [4]

$$\hat{\alpha}_{\lambda u} = \left(\frac{\hbar}{2\beta_{\lambda\omega\lambda}} \right)^{1/2} (b_{\lambda u}^+ + (-)^u b_{\lambda-u}) \quad (1.2.8)$$

$$\hat{\pi}_{\lambda u} = \left(\frac{\hbar}{2} B_{\lambda\omega\lambda} \right)^{1/2} (-)^u b_{\lambda-u}^+ - b_{\lambda u} \quad (1.2.9)$$

Donc, nous pouvons écrire les opérateurs $b_{\lambda\mu}$ et $b_{\lambda\mu}^+$ comme

$$\hat{b}_{\lambda\mu}^+ = \left(\frac{B_{\lambda\omega\lambda}}{2\hbar} \right)^{1/2} \hat{\alpha}_{\lambda\mu+i} \left(\frac{1}{2\hbar B_{\lambda\omega\lambda}} \right)^{1/2} (-1)^\mu \hat{\pi}_{\lambda-\mu} \quad (1.2.10)$$

$$\hat{b}_{\lambda\mu} = \left(\frac{B_{\lambda\omega\lambda}}{2\hbar} \right)^{1/2} (-1)^\mu \hat{\alpha}_{\lambda-\mu} + i \left(\frac{1}{2\hbar B_{\lambda\omega\lambda}} \right)^{1/2} \hat{\pi}_{\lambda\mu} \quad (1.2.11)$$

Les relations de commutation entre les opérateurs prendre la forme ordinaire pour les bosons :

$$[b_{\lambda u}, b_{\lambda' u'}] = 0, \quad [b_{\lambda u}^+, b_{\lambda' u'}^+] = 0 \quad (1.2.12)$$

$$[b_{\lambda u}, b_{\lambda' u'}^+] = \delta_{\lambda\lambda'} \delta_{uu'} \quad (1.2.13)$$

Les pseudo-particules créées et anéanties par ces opérateurs $b_{\lambda u}$ et $b_{\lambda u}^+$ appelées phonon de moment angulaire λ et projection μ , par analogie avec les quanta des vibrations dans les solides.

D'après les règles habituelles de quantification canonique, on obtient la forme quantifiée [4]

$$\hat{H}_\lambda = \sum_{\lambda u} \hbar \omega_\lambda \left(b_{\lambda u}^+ b_{\lambda u} + \frac{1}{2} \right) \quad (1.2.14)$$

D'où :

$$\omega_\lambda = \sqrt{\left(\frac{C_\lambda}{B_\lambda}\right)}$$

Et la fréquence des vibrations λ -pôles.

L'opérateur de nombre de phonon est défini par :

$$\hat{N}_\lambda = \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} b_{\lambda\mu}^+ b_{\lambda\mu} \quad (1.2.15)$$

Par conséquent, l'Hamiltonien devient :

$$\hat{H} = \sum_{\lambda} \hbar \omega_{\lambda} \left(\hat{N}_{\lambda} + \frac{2\lambda+1}{2} \right) \quad (1.2.16)$$

Et, nous pouvons facilement montrer que :

$$[\hat{H}_{\lambda}, \hat{N}_{\lambda}] = 0 \quad (1.2.17)$$

L'opérateur de moment angulaire collectif est un opérateur de tenseur sphérique qui vérifie les relations régulières de commutation de moment angulaire. On peut montrer que :

$$\hat{L}_{\mu} = C \sum_{\mu' \mu''} \langle \lambda \lambda 1 | \mu' \mu'' \mu \rangle \alpha_{\lambda \mu'} \pi_{\lambda \mu''}^* \quad (1.2.18)$$

Avec :

$$C = -i \frac{(-1)^{\lambda}}{\sqrt{3}} \sqrt{(2\lambda+1)(\lambda+1)\lambda} \quad (1.2.19)$$

Si le noyau n'interagit pas avec un autre système, alors ;

$$[\hat{H}_{\lambda}, \hat{L}^2] = [\hat{H}_{\lambda}, \hat{L}_z] = 0 \quad (1.2.20)$$

Les états propres de cet Hamiltonien peuvent ensuite être étiquetés par $|NIM\rangle$, où N est le nombre de phonons, I le moment angulaire total et M sa z-projection

Si N_{λ} est la valeur propre $\hat{N}_{\lambda}$ de les énergies des states seront écrites comme suit

$$E = \sum_{\lambda} \hbar \omega_{\lambda} \left(N_{\lambda} + \frac{2\lambda+1}{2} \right) \quad (1.2.21)$$

Où N_λ est le nombre total de phonons, et chaque phonon porte l'énergie quanton $\hbar\omega_\lambda$ de l'énergie de la carie onde phonons

Pour les états phonons supérieurs, il faut introduire l'effet de parité des phonons (le moment angulaire total est nul).

Le spectre harmonique typique des vibrations quadrupole et octupole est illustré à la figure suivante :

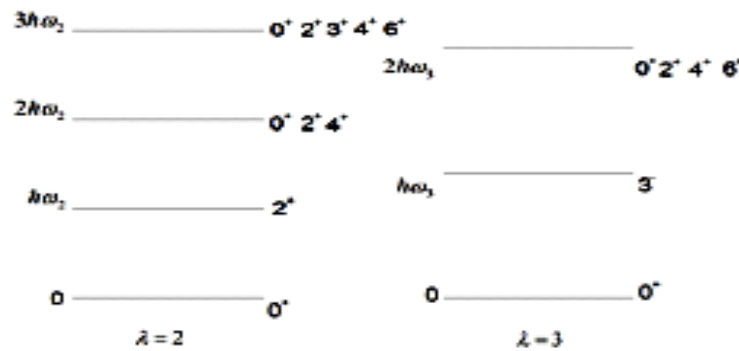


Figure 1.10 : spectre harmonique pour les modes quadrupôles $\lambda=2$ octupole $\lambda=3$.

➤ Les vibrations quadrupolaires

Le mode avec $\lambda=2$, sont les modes de symétries principaux du noyau et considérés comme les excitations collectives les plus importantes dans les noyaux associés à la parité positive. L'opérateur de moment angulaire devient :

$$\hat{L}_\mu = -i\sqrt{10}[\hat{\alpha} \times \hat{\pi}^*]_\mu^1 \quad (1.2.22)$$

Sa forme de deuxième quantification est :

$$\hat{L}_\mu = \sqrt{10} \hbar \sum_{\mu' \mu''} \langle 221 | \mu' \mu'' \mu \rangle (-1)^{\mu'} b_{2\mu''}^+ b_{2-\mu'} \quad (1.2.23)$$

Chapitre 01 : Les modèles nucléaires

$b_{2\mu}^+$ Crée un phonon avec une projection de moment angulaire μ .

Un cas spécial est pour $\mu = 0$. La somme peut être ensuite évaluée pour donner le résultat

$$\hat{L}_0 = \hbar \sum_{\mu}^{\mu=0} \mu b_{2\mu}^+ b_{2-\mu} \quad (1.2.24)$$

Dans ce mode. On peut écrire le hamiltonien dans la forme suivante

$$H = \hbar \omega_2 \sum_{\mu=-2}^2 b_{2\mu}^+ b_{2\mu} + \frac{5}{2} = \hbar \omega_2 \left(\hat{N}_2 + \frac{5}{2} \right) \quad (1.2.25)$$

D'où :

$$N_2 = \sum_{\mu=-2}^2 b_{2\mu}^+ b_{2\mu} \quad (1.2.26)$$

Est l'opérateur du nombre de phonon

L'énergie et l'état propre correspondant sont respectivement

$$E = \hbar \omega_2 \left(N_2 + \frac{5}{2} \right) \quad (1.2.27)$$

Et :

$$|N_2, I, M\rangle$$

L'état du phonon vide est l'état fondamental

$$H_2 |N_2 = 0, I = 0, M = 0\rangle = \frac{5}{2} \hbar \omega_2 |N_2 = 0, I = 0, M = 0\rangle \quad (1.2.28)$$

L'état d'un seul phonon $|N_2 = 1, I = 2, M = 0\rangle$ est le premier état excité.

$$|N_2 = 1, I = 2, M = \mu\rangle = b_{2\mu}^+ |N_2 = 0, I = 0, M = 0\rangle \quad (1.2.29)$$

L'état des deux phonons est le deuxième état excité, $I = 0; 2; 4$.

$$|N_2 = 2, I, M = \mu\rangle = \sum_{\mu_1 \mu_2} \langle 2\mu_1 2\mu_2 | I\mu \rangle b_{2\mu_1}^+ b_{2\mu_2}^+ |0\rangle \quad (1.2.30)$$

L'état des trois phonons $I = 0, 2, 3, 4, 6$.

$$|N_2 = 3, I, M = \mu\rangle = \sum_{\mu_1 \mu_2 \mu_3} \langle 2\mu_1 2\mu_2 | I_0 \mu_0 \rangle \langle I_0 \mu_0 2\mu_3 | I \mu \rangle b_{2\mu_1}^+ b_{2\mu_2}^+ b_{2\mu_3}^+ |0\rangle \quad (1.2.31)$$

1.2.2 Modèle de rotation-vibration quadripolaire dans des noyaux pair-pair déformés

➤ Hamiltonien de Bohr

Le modèle de rotation-vibration traite les noyaux qui ont une configuration d'équilibre déformée et avoir une symétrie axiale dans l'énergie potentielle collective. L'hamiltonien nucléaire du quadripôle collectif défini par forme

$$\hat{H} = \frac{1}{2} B_2 \sum_u \dot{\alpha}_{2u}^* \dot{\alpha}_{2u} + V(\alpha_{2u}) \quad (1.2.32)$$

L'énergie cinétique collective dans le système de laboratoire est donnée à l'ordre le plus bas dans les variables collectives par :

$$\hat{T} = \frac{1}{2} B_2 \sum_u \dot{\alpha}_{2u}^* \dot{\alpha}_{2u} \quad (1.2.33)$$

Il doit être transformé en coordonnées intrinsèques en utilisant les relations

$$\alpha_{2u} = \sum_{\nu} D_{u\nu}^2 (\nu_1, \nu_2, \nu_3) \alpha_{2\nu} \quad (1.2.34)$$

$$\alpha_{2\nu} = \sum_u D_{u\nu}^2 (\nu_1, \nu_2, \nu_3) \alpha_{2u} \quad (1.2.35)$$

L'énergie cinétique doit être exprimée en termes de moments angulaires autour des axes fixés au corps, car seulement de cette manière les moments d'inertie seront constants pendant la rotation

Les coordonnées intrinsèques peuvent être choisies de sorte que :

$$\alpha_1 = \alpha - 1 = 0 \quad (1.2.36)$$

$$\alpha_2 = \alpha - 2 \quad (1.2.37)$$

Hill et Wheeler introduire les deux formes définissant les paramètres β et γ

$$\alpha_0 = \beta \cos \gamma \quad (1.2.38)$$

$$\alpha_2 = \frac{\sqrt{2}}{2} \beta \sin \gamma \quad (1.2.39)$$

L'énergie potentielle (α_0, α_2) est donnée par :

$$V(\alpha_0, \alpha_2) = \frac{1}{2} C_2 (\alpha_0^2 + 2\alpha_2^2) + \sqrt{\frac{2}{35}} C_3 \alpha_0 (6\alpha_2^2 + 2\alpha_0^2) + \frac{1}{5} C_4 (\alpha_0^2 + 2\alpha_2^2)^2 + \dots \quad (1.2.40)$$

Pour les noyaux bien déformés, on peut développer le potentiel autour de la position d'équilibre de la position d'équilibre (β_0, γ_0) pour obtenir :

$$V(\beta, \gamma) = V(\beta_0, \gamma_0) + \frac{1}{2} C_\beta (\beta - \beta_0)^2 + \frac{1}{2} C_\gamma (\gamma - \gamma_0)^2 \quad (1.2.41)$$

L'énergie cinétique est écrite en termes d'angles d'Euler et de variables intrinsèques

$$\hat{T} = \frac{1}{2} \sum_{\kappa} \frac{I_{\kappa}^2}{2J_{\kappa}(\alpha_v)} + \frac{1}{2} B (\dot{\alpha}_0^2 + 2\dot{\alpha}_2^2) \quad (1.2.42)$$

Où J_{κ} est le moment d'inertie qui est donné par

$$J_{\kappa} = 4 B \beta^2 \sin^2(\gamma - \frac{2\kappa\pi}{3}) \quad , \quad \kappa = 1, 2, 3 \quad (1.2.43)$$

Ou en termes de coordonnées Hill Wheeler :

$$\hat{T} = \frac{1}{2} B (\dot{\beta}^2 + \beta^2 \dot{\gamma}^2) + \frac{1}{2} \sum_{\kappa=1}^3 J_{\kappa} \omega_{\kappa}^2 \quad (1.2.44)$$

Enfin, la forme quantifiée de l'hamiltonien (Bohr hamiltonien) peut être écrite comme

$$\hat{H} = \sum_{\kappa} \frac{I_{\kappa}^2}{2J_{\kappa}(\beta, \gamma)} - \frac{\hbar^2}{2B} \left[\frac{1}{\beta^4} \frac{\partial}{\partial \beta} B^4 \frac{\partial}{\partial \beta} + \frac{1}{\beta^2} \frac{1}{\sin 3\gamma} \frac{\partial}{\partial \gamma} \sin 3\gamma \frac{\partial}{\partial \gamma} \right] + V(\beta, \gamma) \quad (1.2.45)$$

Pour découper la rotation et la vibration, on peut développer les moments d'inertie comme suite :

$$\frac{1}{J_i(\beta, \gamma)} = \frac{1}{J_i(\beta_0, \gamma_0)} + \frac{1}{1!} \left(\frac{\partial}{\partial \beta} \frac{1}{J_i(\beta, \gamma)} \right)_{\beta_0, \gamma_0} (\beta - \beta_0) + \frac{1}{1!} \left(\frac{\partial}{\partial \gamma} \frac{1}{J_i(\beta, \gamma)} \right)_{\beta_0, \gamma_0} (\gamma - \gamma_0) + \dots \quad (1.2.46)$$

L'hamiltonien du modèle de rotation-vibration se sépare en trois termes

$$\hat{H} = \hat{H}_{rot} + \hat{H}_{vib} + \hat{H}_{rot \ vib} \quad (1.2.47)$$

Les fonctions propres de I^2, I_z, I_3 , sont données par :

$$|IMK\rangle = \sqrt{\frac{2I+1}{8\pi^2}} D_{MK}^I * (v_1, v_2, v_3) \quad (1.2.48)$$

Où I le moment angulaire total et ses composantes I_z et I_3 (dont les valeurs propres sont respectivement M et K)

➤ Solution symétrique axiale de la rotation-vibration hamiltonien

Dans l'hamiltonien du modèle de rotation-vibration, qui est donné par l'équation (1.2.47), le $\hat{H}_{vibrot}$ est une petite perturbation ; On peut le traiter soit dans la théorie des perturbations, soit par la diagonalisation [5].

Eliminer le terme $\hat{H}_{vibrot}$, L'hamiltonien d'un noyau bien déformé qui est symétrique axiale

$$H = \frac{I^2 - I_3^2}{2J_0} + T_v + \frac{1}{2} C_\beta (\beta - \beta_0)^2 + \frac{1}{2} C_\gamma (\gamma - \gamma_0)^2 \quad (1.2.49)$$

Les états propres sont symétriques en utilisant les opérateurs R_1 et R_2 de rotation et pour Obtenir :

$$|\psi_{MK}^I\rangle + gK(\beta, \gamma) \{ |IMK\rangle + (-)^I |IM(-K)\rangle \} \quad (1.2.50)$$

Où K un entier pair et

$$I = \begin{cases} 0, 2, 4, \dots \text{ for } K = 0 \\ K, K+1, K+2, \dots \text{ for } K \neq 0 \end{cases} \quad (1.2.51)$$

L'énergie totale associée aux fonctions de l'onde totale est donnée par :

$$E_{I,K,n_\beta,n_\gamma} = \hbar\omega_\beta \left(n_\beta + \frac{1}{2} \right) + \hbar\omega_\gamma \left(2n_\gamma + \frac{1}{2} |K| + 1 \right) + \frac{\hbar^2 I(I+1) - K^2}{2J_0} \quad (1.2.52)$$

$$n_\beta = 0, 1, 2, \dots \text{ et } n_\gamma = 0, 1, 2, \dots \quad (1.2.53)$$

Les bandes du spectre de la figure (1.11) sont caractérisées par des nombres quantiques (K, n_β, n_γ)

et suivent la règle $I(I+1)$ du rotor rigide. Les bandes inférieures sont définies comme suit :

1. La bande de l'état fondamental, contenant les états $|IM000\rangle$ avec I paire.
2. La bande β , composée des états avec un quantum de vibration ajouté dans la direction β et lié à l'énergie $\hbar\omega = \hbar = (C_0/B)^{1/2} = E_\beta$ au-dessus des états fondamentaux.
3. La bande de vibration γ , est définie comme $|IM200\rangle$
4. les bandes γ supplémentaires existent avec différentes combinaisons de K, n_β et n_γ

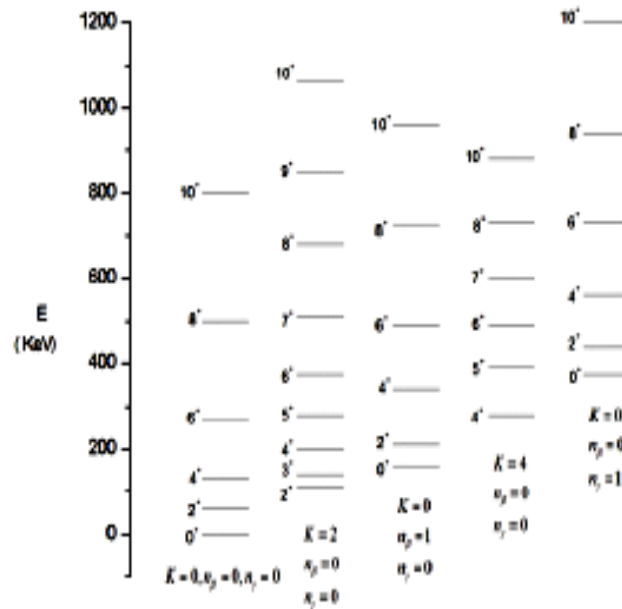


Figure 1.11 : spectre typique des bandes pour les noyaux déformés pair-pair

Chapitre 02 : Modèle macroscopique de cluster

1. Introduction

Dans les travaux actuelle les spectres de paire- paire Pt isotopes sont étudié selon la sélection de la décomposition du noyau parent à un (cœur -cluster). La répartition considéré doit donner un stabilité interne du system (cœur -cluster), le potentiels colombiennes et Wood -Saxon sont utilisé pour produire les spectres isotopes de paire-paire Ra, U et Pt, les calculs théorique des niveaux d'énergies de l'état fondamental, sont comparé avec les donné expérimentale de isotopes Ra et U, les résultats acquis montre l'habilité de la description des niveaux rotationnelle d'état fondamentale de paire-paire isotopes Pt selon la model de cluster.

Le model de cluster pour les structure nucléaire est important pour les noyaux léger, maintenant il ya une indication pour appliquer le model de cluster nucléaire dans les noyaux terare et actinide déformé [5 -7]. La première question d'être adressé quand utilise le model de cluster pour la description un noyau, est l'identification du cluster et de cœur, d'être utilisé. La supposition basic de ce model est que le noyau sera décrire avec précision dans un terme d'un système de deux constitué noyaux avec des caractéristique indépendant l'un de l'autre, les plusieurs décomposition binaire est satisfait nécessaire minimal, récemment Buck et al [9] propose que le choix doit être donné par référence, à l'énergie de liaison du cluster et du cœur. Certainement, si le noyau parent peut deviser à un cluster et un cœur, dont les deux est double imaginaire cela sera, le plus favorable combinassions. Dans les travaux actuelles nous étudions la spectroscopie de isotopes Ra et U dans la forme du model cœur - cluster, la méthode de la décomposition cœur cluster donné dans la section [3], une discussion spécial de notre résultat obtenu selon la comparaison des résultats expérimental est donné dans la section [4].

2-1. Phénomène de cluster

La formation de cluster est un aspect fondamental de la dynamique nucléaire de plusieurs corps avec un champ moyen. Les aspects de cluster apparaissent considérablement dans de nombreux problèmes notamment sur la structure nucléaire ainsi que les collisions nucléaires. La coexistence de l'aspect clustering et l'aspect des particules single est une propriété unique des systèmes nucléaires de plusieurs corps. [7]

L'hypothèse fondamentale de ce modèle est telle que les noyaux peuvent être décrits précisément en terme de système de deux composants de noyau, qui interagissent par un potentiel local approfondi. Récemment, Buck et Al a proposé que le choix soit effectué à partir de l'énergie de liaison du cluster et du cœur.

Dans les noyaux légers stables, il est bien connu que la structure de cluster a une importance fondamentale. La région des noyaux stables très légers ou A est à peu près moins de 10, la structure de cluster apparaît dans la bande fondamentale. Dans la région de noyaux stables de masse très lourde, cependant, le champ moyen est formé dans les états fondamentaux et la structure de cluster apparaît dans des états excités.

Les états dont les noyaux ont des clustérisations de α -particules avec $N = Z$ ne sont pas trouvés typiquement dans les états fondamentaux, mais sont observés comme des états excités proches des seuils de désintégration à cluster, comme c'était le cas proposé en 1968 par Ikeda. Le diagramme d'Ikeda est illustré à la Fig.2, représente l'énergie d'excitation pour les différents constituants de clusters de noyau Si en fonction leur nombre massique. La claire prédiction est les structures de cluster sont principalement proches des seuils de désintégration à cluster.

le phénomène de clustering explique les états dans les noyaux légers qui ne sont pas reproduits par le modèle de couche. Cependant, le modèle de couche joue un rôle important dans l'émergence de cluster et notamment dans la description des formes nucléaires de déformation spéciale.

Cette connexion est illustrée par la propriété des niveaux d'énergies dans l'oscillateur harmonique déformée, représenté sur la Fig (2.1) Les nombres dans les cercles correspondant aux nombres des nucléons, qui peuvent être placés dans les points de croisement des orbites. À la déformation nulle, il y a la familière séquence de nombres magiques qui serait associée à des couches sphériques fermées et la dégénérescence associée.

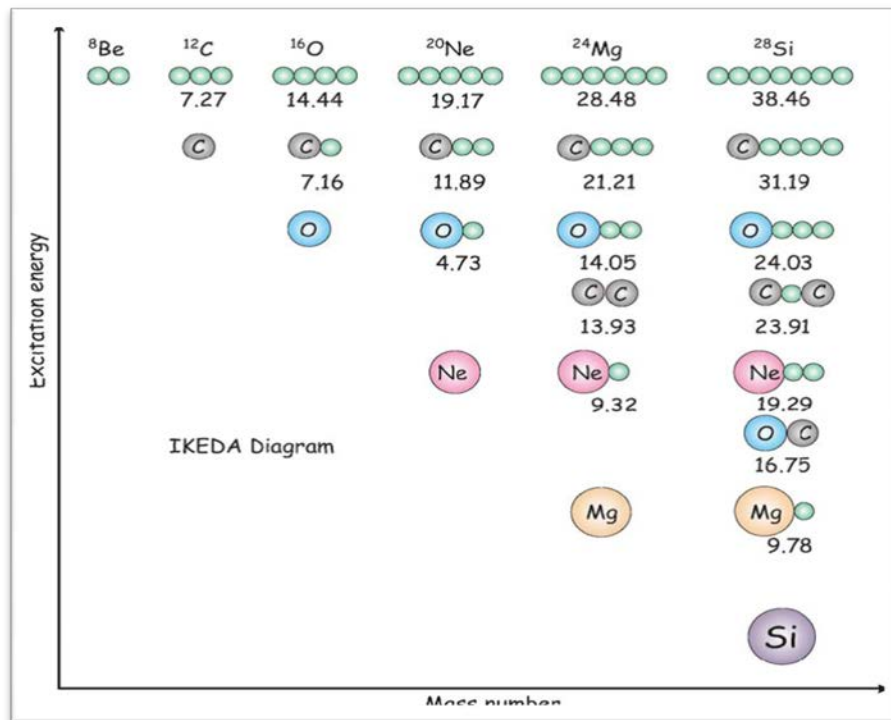


Figure 2.1 : Diagramme d'Ikeda; Différentes sous-structures prédites par le modèle d'Ikeda .Les énergies seuils, i .e. Les énergies de séparation en sous-structures, sont indiquées sur la figure en (Mev).

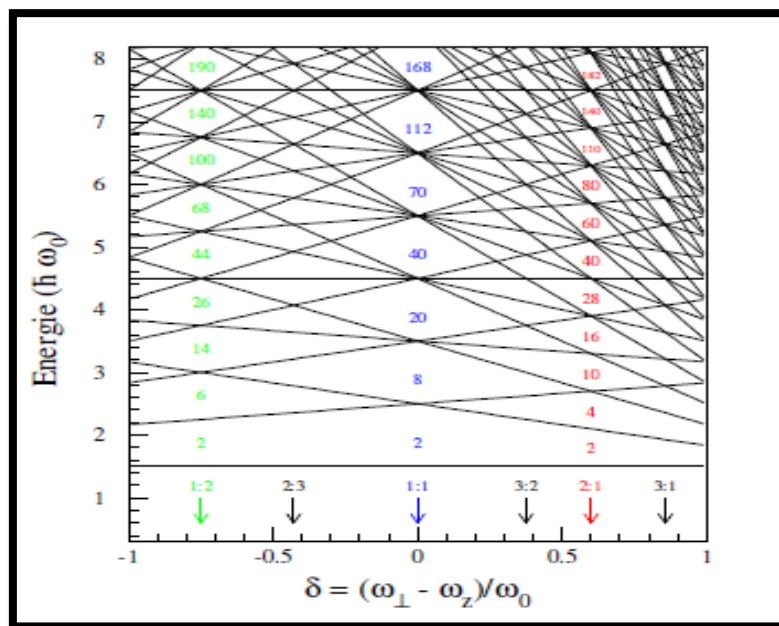


Figure 2.2 : Les niveaux d'énergie de l'oscillateur harmonique à symétrie axiale déformées représentés en fonction de la déformation quadripolaire.

Les nombres dans les cercles correspondant au nombre de nucléons, qui peuvent être placés dans les points de croisement.

- A la déformation (1:1) il y a un groupe des nombres magiques de, 2, 8, 20, 28, 50,...etc
- A la déformation de (2:1) super-déformé est lié à la structure de noyau et composé de deux clusters, par exemple: $2 + 2 = 4$, $2 + 8 = 10$, $8 + 8 = 16$... , dont il y a un groupe des nombres magiques 4, 10, 16, 28, 40,... etc (tablau2-1).
- A la déformation de (3:1) hyper déformé est lié à la structure de noyau et composé de trois clusters, dont il y a un groupe des nombres magiques 6, 12, 18, 24, 36,... etc [9].

nombres magiques des 2:1	Sphériques nombres magique	configuration de cluster	nombres magiques des 3:1	sphériques nombres magique	configuration de cluster
4	2+2	$\alpha + \alpha$	6	2+2+2	$\alpha + \alpha + \alpha$
10	8+2	$\alpha + {}^{16}_8O$	12	2+8+2	$\alpha + {}^{16}_8O + \alpha$
16	8+8	${}^{16}_8O + {}^{16}_8O$	18	8+2+8	${}^{16}_8O + \alpha + {}^{16}_8O$
28	20+8	${}^{40}_{20}Ca + {}^{16}_8O$	24	8+8+8	${}^{16}_8O + {}^{16}_8O + {}^{16}_8O$
40	20+20	${}^{40}_{20}Ca + {}^{40}_{20}Ca$	36	8+20+8	${}^{16}_8O + {}^{40}_{20}Ca + {}^{16}_8O$

Tableau 2.1: Représente un exemple de quelque clusters qui peuvent associer par une couche déformée et correspondant au nombre magique

2-2. Les idées basales

Le plus simple calcule des couples possibles de cluster model a été montré pour beaucoup caractéristiques observées à des plusieurs noyaux légers.

L'hypothèse basique de ce modèle est que ces noyaux peut-être décrivent avec précision en fonction d'un système à deux composants nucléaire. Nous considérons d'abord un noyau. $(Z_T; A_T)$ décomposé dans la configuration de cœur cluster $(Z_1; A_1) + (Z_2; A_2)$ chacun caractérisé avec son état indépendant qui Interagissant par un potentiel local approfondi. Si le noyau parent peut se diviser en un cluster et cœur qui sont à la fois doublement magiques, alors ce sera la combinaison la plus favorisée.

Dans le cas présent, où une ou les deux noyaux secondaires peuvent être excitées, nous devons résoudre l'ensemble de l'équation de Schrödinger couplée pour trouver les fonctions d'onde

souhaitées et les valeurs propres correspondante. Considérons la réaction de deux corps décrite par la Hamiltonien.

$$H = T + H_1(r_1) + H_2(r_2) \quad (2-1)$$

Où T est l'opérateur de l'énergie cinétique pour le mouvement relatif, V est l'interaction entre les deux noyaux et H_1 et H_2 sont le Hamilton de deux noyaux, pour le cluster, on trouve :

$$H_1(r_1)\phi_{I_n K_n}(r_1) = \varepsilon_{na} \phi_{I_n K_n}(r_1) \quad (2-2)$$

Où $\phi_{I_n K_n}(r_1)$ est la fonction d'onde de cluster dans le n -ième état de l'énergie ε_{na} , qui avait le Spin et la projection I_n et K_n respectivement, On peut de trouver les états liés de l'hamiltonien de l'équation (2-1).

Si la fonction d'onde du système total est $\psi_{JM}(r, R)$, l'équation Schrödinger du temps indépendant est :

$$H \psi_{JM}(r, R) = E_J \psi_{JM}(r, R) \quad (2-3)$$

Où E_J est l'énergie totale de système à l'état $\psi_{JM}(r, R)$ Cette fonction d'onde totale peut être développer dans les termes des fonctions radiales et du l'harmonique sphérique

$$\psi_{JM}(r) = \sum_{n,l,m} \chi_{nL}(r) \gamma_{lm}(\theta, \varphi) \quad (2-4)$$

Si nous substituons le développement de l'équation (2-3) à l'équation de Schrödinger. Les énergies et des fonctions d'ondes du mouvement relatif sont obtenues en résolvant le radial de Schrödinger [11]

$$\frac{-\hbar^2}{2\mu} \frac{d^2 \chi_{nL}}{dr^2} + \left[\frac{\hbar^2 L(L+1)}{2\mu r^2} + V_N(r) + V_c(r) \right] \chi_{nL}(r) = E_{nL} \chi_{nL}(r) \quad (2-5)$$

La description de modèle de cluster d'un noyau donné est l'identifié le cluster et le cœur d'un noyau utilisée, qui suggère d'apparaître une structure semblable à une molécule nucléaire, son énergie d'excitation doit être près ou au-dessus de l'énergie de seuil pour la séparation dans les clusters constitué.

2-3. Le choix du cœur cluster approprié

Dans les travaux actuels la première étape de calcul c'est de trouver la décomposition de cœur - cluster adéquat de l'isotope U et Ra considéré, on peut proposer un critère alternative pour déterminer la décomposition adéquat de cœur - cluster en utilisant les énergies de liaison expérimental et en théorique selon la model goutte liquide, [10]

$$D(1,2)=[B_A(Z_1, A_1) - B_M(Z_1, A_1)] + [B_A(Z_2, A_2) - B_M(Z_2, A_2)] \quad (2-6)$$

où B_A et B_M c'est l'énergie de liaison expérimental et théorique selon la model de goutte liquide, respectivement, cela signifie que le noyau parent ($A_T; Z_T$) peut diviser à un cœur ($A_1; Z_1$) et cluster ($A_2; Z_2$) ou $A_1; Z_1$ sont les nombre de masse et de charge pour le noyau du cœur, et $A_2; Z_2$ sont les nombre de masse et de charge pour le cluster. La valeur de B_M est calculée selon l'expression suivant [11]

$$B_M = a_v A - a_s A^{2/3} - \frac{a_c Z^2}{A^{1/3}} - a_a \frac{(A-2Z)^2}{A} + \delta \quad (2-7)$$

D'où $a_v = 15.56$ MeV, $a_s = 17.23$ MeV, $a_c = 0.7$ MeV, $a_a = 23.285$ MeV et $\delta = 12/\sqrt{A}$ MeV.

Pour des noyaux donné, quand les conditions $A_1 = A_T - A_2$ et $Z_1 = Z_T - Z_2$ sont vérifiés, D devenu une fonction de deux variable indépendantes, d'où (A_2, Z_2) la masse et la charge de cluster, la forme le plus simple de $D(1,2)$ résultant d'après l'observation que les transitions de dipôles électrique entre les états de parité opposé des bands basse dans les noyaux lourd, sont très faibles, cela implique que la masse et la charge nucléaire doit être distribuer avec la même proportion entre le cœur et le cluster résultant dans le contrainte non-dipôle.

$$\frac{Z_1}{A_1} = \frac{Z_2}{A_2} = \frac{Z_T}{A_T} \quad (2-8)$$

Dans les calculs actuel, pour chacun charge de cluster Z_2 ; la masse A_2 et A_2+2 sont satisfait cette contrainte non-dipôle

$$\frac{Z_2}{A_2} \geq \frac{Z_T}{A_T} \geq \frac{Z_2}{(A_2 + 2)}$$

Pour cela nous restrictions notre attention à deux masse de cluster pour chacun charge de cluster

2-4. Le potentiel de cœur -cluster

L'interaction cœur-cluster dans l'équation ci-dessous contient des termes nucléaires, coulombien et centrifuges :

$$V(r, R) = V_N(r, R) + V_C(r, R) + \frac{\hbar^2(L+0.5)^2}{2\mu r^2} \quad (2-9)$$

2-4-1. Le potentiel nucléaire $V_N(r, R)$

Un noyau de la charge totale et la masse totale (Z_T, A_T) comme un cœur (Z_1, A_1) et un cluster (Z_2, A_2) interagissant via un potentiel de masse symétrique et asymétrique :

2-4-1-1. Le potentiel nucléaire de masse asymétrique

Le potentiel nucléaire du cœur -cluster donnée par:

$$V_N(r, R) = V_N^{(a)}(r, R) = -V_a f(r, x, a, R) \quad (2-10)$$

Où V_a est un potentiel correspond à la masse asymétrique

$$V_a = v_0 \quad (2-11)$$

Avec v_0 valeur fixe.

La fonction $f(r, x, A, R)$ est donné par:

$$F(r, R, x, a) = \left[\frac{x}{1 + \exp[(r-R)/a]} + \frac{1-x}{(1 + \exp[(r-R)/3a])^3} \right] \quad (2-12)$$

2-4-1-2. Le potentiel nucléaire de masse symétrique

Le potentiel nucléaire cœur-cluster de masse symétrique donnée par :

$$V_N(r, R) = V_N^{(s)}(r, R) = -V_S \frac{F(r, R, x, a)}{F(0, R, x, a)} \quad (2-13)$$

Où V_S le potentiel correspond à la masse symétrique:

$$V_S = v_0 \frac{A_1 A_2}{A_T} \quad (2-14)$$

Pour l'interaction nucléaire $V_N(r, R)$, nous utilisons le potentiel Woods- Saxon modifié avec des valeurs de paramètre standard donné par : [13]

$$V_N (r, R) = -\left(\frac{A_1 A_2}{A_T}\right) v_0 \frac{F(r, R, x, a)}{F(0, R, x, a)} \quad (2-15)$$

2-4-2. Le potentiel Coulombien $V_c (r, R)$:

La valeur de R est un seul paramètre libre dans le calcul et V_c le potentiel Coulombien général est donne par: [13]

$$V_C = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{2R_c} \left[3 - \left(\frac{R}{R_c}\right)^2 \right] \quad (R \leq R_c) \quad (2.16)$$

$$V_C = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R} \quad (R \geq R_c)$$

2-5. Nombre quantiques et état de Windemuth :

Le spectre de le isotope paire – paire est étudié on utilise la relation de Bohr –Sommerfeld [11]

$$\int_{r_1}^{r_2} dr \sqrt{\frac{2\mu}{\hbar^2} [E - V_{int}(r, R)]} = (2n + 1) \frac{\pi}{2} \quad (2.17)$$

Où r_1 et r_2 sont les deux points de retournement interne, μ est la masse réduite du couplage cœur-cluster et G est le nombre quantique global identifiant un niveau de bande donnée par :

$$G = 2n + L \quad (2.18)$$

Où L est le moment angulaire d'un niveau particulier et n est le nombre de nœuds dans la fonction d'onde radiale du mouvement relatif (cœur-cluster).

Dans le modèle d'oscillateur harmonique (i.e la condition Wildermuth) suggèrent que, pour les noyaux actinides, chaque proton de cluster doit avoir cinq oscillateur quanta ($Z_1 > 82$) et chaque neutron de cluster doit avoir six oscillateur quanta ($N_1 > 126$) Respectivement.

Dans la région des noyaux lourd, le nombre quantique global G des noyaux actinides donnée par [16] :

$$G = 5 A_2 \quad (2.18)$$

Et dans la région des terres rares données par [14]:

$$G = 4 A_2 \quad (2.19)$$

Où dans le cas de α -cluster $G = 16$ correspond à la bande de l'état fondamental. Cette valeur est obtenue à partir de la condition Wildermuth, on obtient ces résultats dans le chapitre suivant. [16]

Tous les désintégrations des noyaux pair-pair sont bien reproduites par un modèle de cluster en utilisant soit une masse asymétrique ou symétrique pour le potentiel nucléaire coeur – cluster [14].

2-6. Diagonalisation de l'Hamiltonienne

Pour résoudre numériquement l'équation de Schrödinger, un système de la base d'états $\{|\mu_i\rangle\}$ est nécessaire. Nous avons choisi les états propres l'oscillateur harmonique isotopique $|Nlm\rangle$ (voir l'annexe A). H est alors représenté par une matrice dont les éléments sont donnés par :

$$H_{ij} = \langle u_i | H | u_j \rangle \quad (2-20)$$

D'où

$$H_{ij} = \int \chi_{N_i l_i}(r) \gamma_{l_i m_i}(\theta, \varphi) H \chi_{N_j l_j}(r) \gamma_{l_j m_j}(\theta, \varphi) r^2 dr d\Omega \quad (11-21)$$

Et ;

$$\psi = \sum_{Nlm} C_{Nlm} \chi_{Nl}(r) \gamma_{Nl}(\Omega) \quad (2-22)$$

La fonction radiale $\chi_{N_i l_i}(r)$ est donnée par (1-9) et $N = 2(n - 1) + 1$

Si H avait une symétrie sphérique on a :

$$H_{ij} = \int \chi_{N_i l_i}(r) \gamma_{l_i m_i}(\theta, \varphi) \left[\frac{-\hbar^2}{2\mu} \frac{d^2 \chi_{N_l}}{dr^2} + \left[\frac{\vec{L}^2}{2\mu r^2} + V_N(r) + V_c(r) \right] \right] \chi_{N_j l_j}(r) \gamma_{l_j m_j}(\theta, \varphi) r^2 dr d\Omega \quad (2-23)$$

$$= \int \chi_{N_i l_i}(r) \left[\frac{-\hbar^2}{2\mu} \frac{d^2 \chi_{N_j l_j}}{dr^2} + \left[\frac{\hbar^2 l_j(l_j+1)}{2\mu r^2} + V_N(r) + V_c(r) \right] \right] \chi_{N_j l_j}(r) r^2 dr \int \gamma_{l_i m_i}(\theta, \varphi) \gamma_{l_i m_i}(\theta, \varphi) d\Omega \quad (2-24)$$

Pour l'orthogonalité de l'harmonique sphérique

$$\int Y_{l_i m_i}(\theta, \varphi) Y_{l_j m_j}(\theta, \varphi) d\Omega = \delta_{l_i l_j} \delta_{m_i m_j} \quad (2-25-a)$$

On trouve

$$l_i = l_j = L; m_i = m_j \quad (2-25-b)$$

H_{ij} Est réduit à

$$H_{ij} = \int \chi_{N_i l}(r) \left[\frac{-\hbar^2}{2\mu} \frac{d^2}{dr^2} + \frac{\hbar^2 L(L+1)}{2\mu r^2} + V_N(r) + V_c(r) \right] \chi_{N_j l}(r) r^2 dr \quad (2-26)$$

$$\text{Et } \psi_{K L m} = \sum_{N l m} C_{N l} \chi_{N l}(r) Y_{L m}(\Omega) \quad (2-27)$$

La base de l'oscillateur harmonique est infinité ; une troncature est aussi nécessaire. Pour L, H_{ij} donné est calculé, la valeur supérieure de N est relié à la convergence du calcul.

Chapitre : 03 Application pour le modèle du cluster

Introduction

Dans cette étude expérimental nous allons étudier la structure de Pt et leur isotopes (^{192}Pt ; ^{194}Pt ; ^{198}Pt), également le Ra et leur isotopes (^{224}Ra ; ^{226}Ra) finalement U et leur isotopes (^{234}U ; ^{238}U) ; qu'on peut considéré comme des noyaux lourd ; savant que dans le chapitre précédent on a étudié comment choisir le cluster théoriquement, mais maintenant on va utiliser des programmes tel que le matlab le fortran et l'origine pour appliquer cette étude expérimentalement. Au but d'obtenir les niveaux d'énergie à l'état fondamental du noyau pair - pair et lourd de ces noyaux qui contienne de couplage de "cœur-cluster " enfin nous allons comparer les résultats avec ceux obtenus dans l'étude théorique.

3.1 Choix de cluster

On choisit le cluster de charge Z_2 et des masses A_2 et $A_2 + 2$ (la masse basse et la masse haute respectivement) et on applique l'équation obtenu par weizsacker ; qui donne des informations sur l'énergie de liaison à partir de la goutte liquide aussi pour expliquer la valeur de $D(Z_1;A_1;Z_2;A_2)$ pour chaque masse ; la masse haute et la masse basse qui nous donnerais les figures ($A_1, A_2, A_3, A_4, A_5, A_6, A_7$) ; on observe les pics maximaux de Z_2 dans la région $190 < A < 194$ de noyau de Pt et leur isotope pour deux masses ; également les éléments ^{224}Ra ; ^{226}Ra ; enfin les éléments ^{234}U ; ^{238}U .

Le potentiel dépend de paramètre R et de nombre quantique G, dans cette étude on trouve le nombre quantique G (dans la région des noyaux rares, terres et actinides) ; où :

$G = 4A_2$ pour les noyaux dont leur nombre atomique inférieur de 200 ($A < 200$).

$G = 5A_2$ pour les noyaux dont les nombre atomique supérieur de 200 ($A > 200$).

La valeur de rayon de potentielle $V(r;R)$ est déterminée à partir de relation de Bohr .Sommerfeld Eq (5), cette combinaison de R et G donne l'énergie la plus proche de l'énergie expérimentale.

3.2 Méthode de calcul

Dans ce modèle chaque noyau de cœur et de cluster néglige le spin, les informations de spectre d'énergie sont bien précisées dans l'état fondamental (GS band) et se diffèrent pour

chaque isotope.

On utilise la solution de l'équation de Schrödinger pour obtenir la valeur numérique de l'énergie correspondant à L . on utilisant la fonction d'onde associée à la base d'oscillation harmonique, dans cette méthode on applique le paramètre de la fréquence qu'est libre, Où chaque valeur de ce paramètre détermine les niveaux d'énergie convenable à l'état fondamental.

Concernant l'interaction nucléaire, on utilise le potentiel de Wood-saxon $V_N(r;R)$ (voir L'équation) avec les paramètres fixes, $V_0 = 54\text{Mev}$; $a = 0,73\text{Fm}$ et $x = 0,33$ et le potentiel coulombien $V_c(r;R)$ définie par l'équation (7) où ($c = Z_1 Z_2 2; 3077213.10^{-28} \text{ J.m.g}$

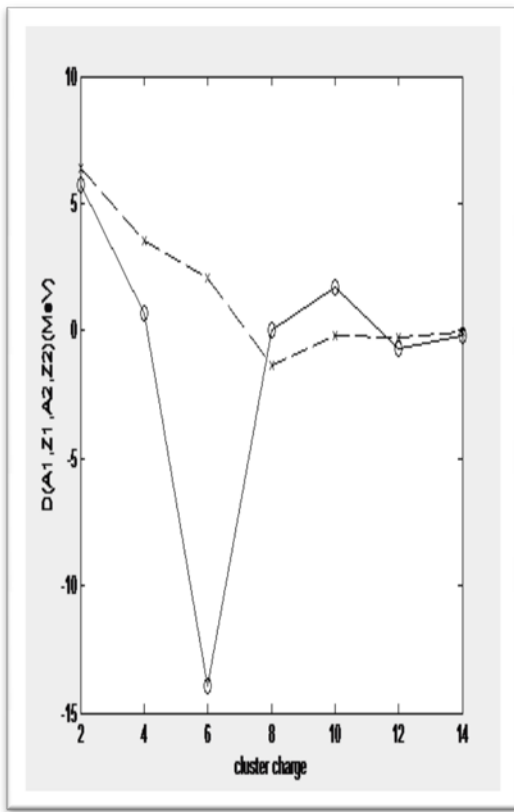


Figure A.1 : calcul de $(D(A_1, Z_1; A_2, Z_2))$ en fonction de charge de cluster pour $^{190}_{78}\text{Pt}$. qui est correspondant à la décomposition d'alpha selon l'équation suivant :

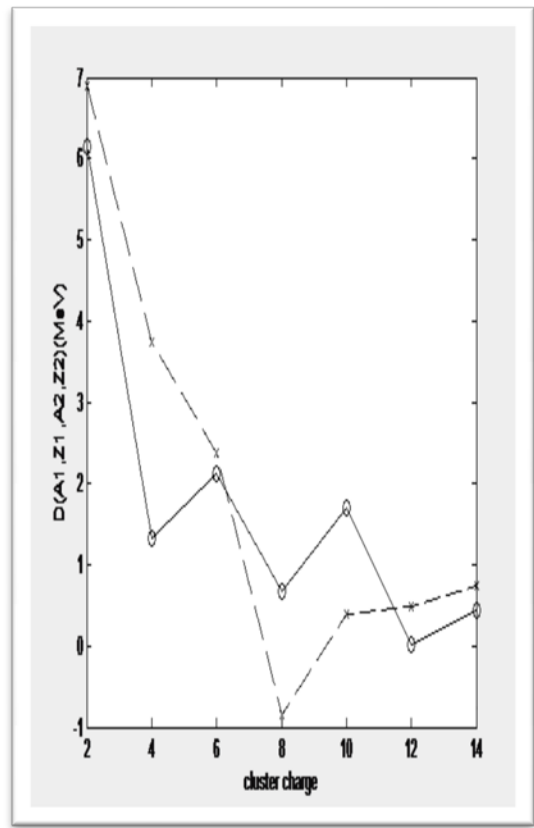
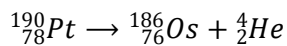
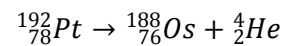


Figure A.2 : calcul de $(D(A_1, Z_1; A_2, Z_2))$ en fonction de charge de cluster pour $^{192}_{78}\text{Pt}$ qui est correspondant à la décomposition d'alpha selon l'équation suivant :



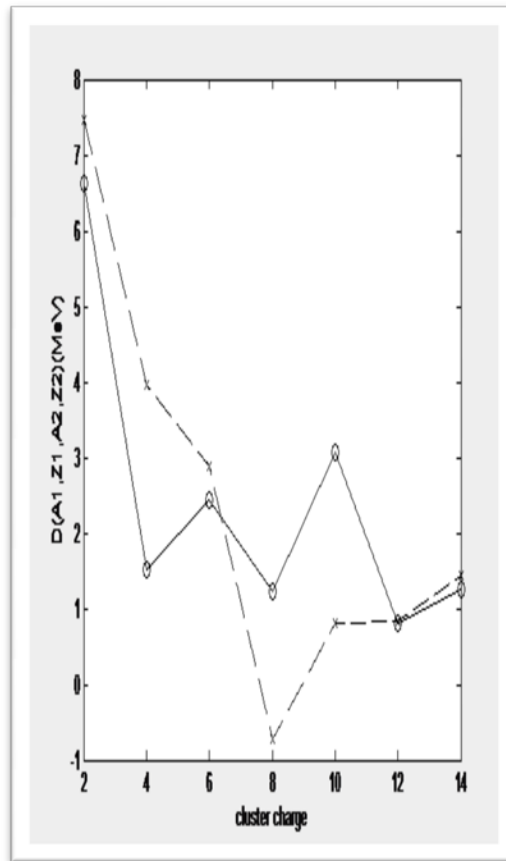
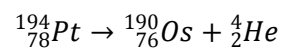


Figure A.3 : calcul de $(D(A_1, Z_1; A_2, Z_2))$ en fonction de la charge de cluster pour $^{194}_{78}\text{Pt}$ qui est correspondant à la décomposition de ^4He Selon l'équation suivant



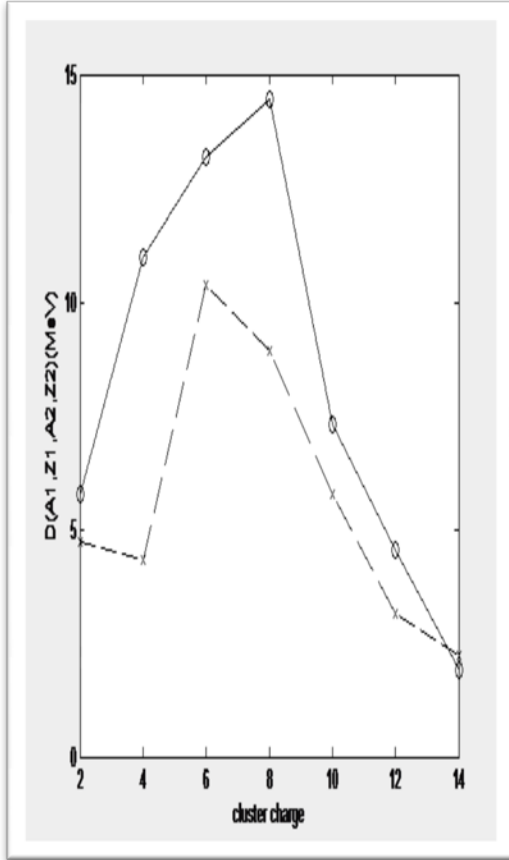


Figure A.4 : calcul de $(D(A_1, Z_1; A_2, Z_2))$ en fonction de la charge de cluster pour ^{224}Ra qui est correspondant à la décomposition de O Selon l'équation suivant :

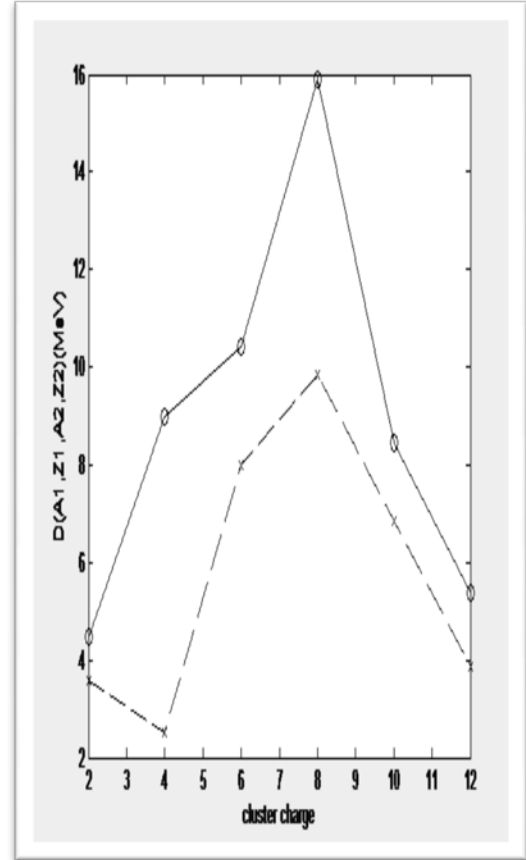
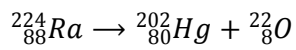
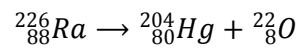


Figure A.5 : calcul de $(D(A_1, Z_1; A_2, Z_2))$ en fonction de la charge de cluster pour ^{226}Ra . qui est correspondant à la décomposition de O Selon l'équation suivant :



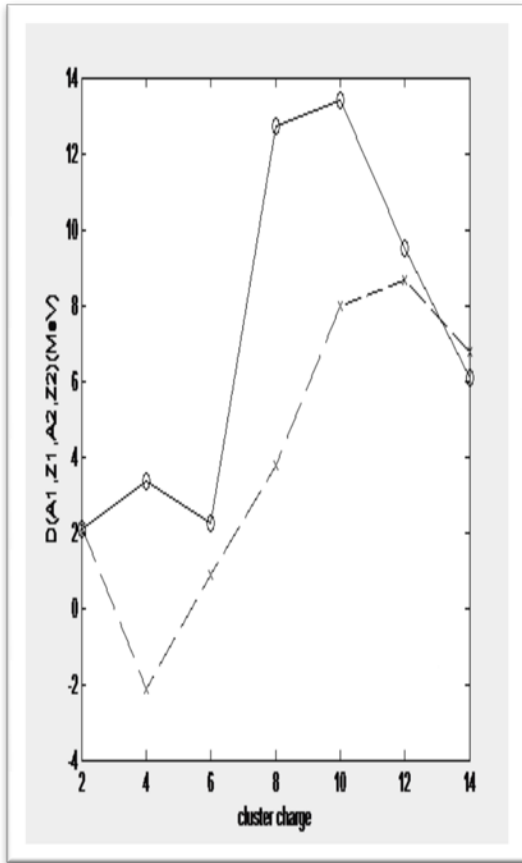


Figure A.6 : calcul de $(D(A_1, Z_1; A_2, Z_2))$ en fonction de la charge de cluster pour $^{234}_{92}\text{U}$. qui est correspondant à la décomposition de Ne Selon l'équation suivant :

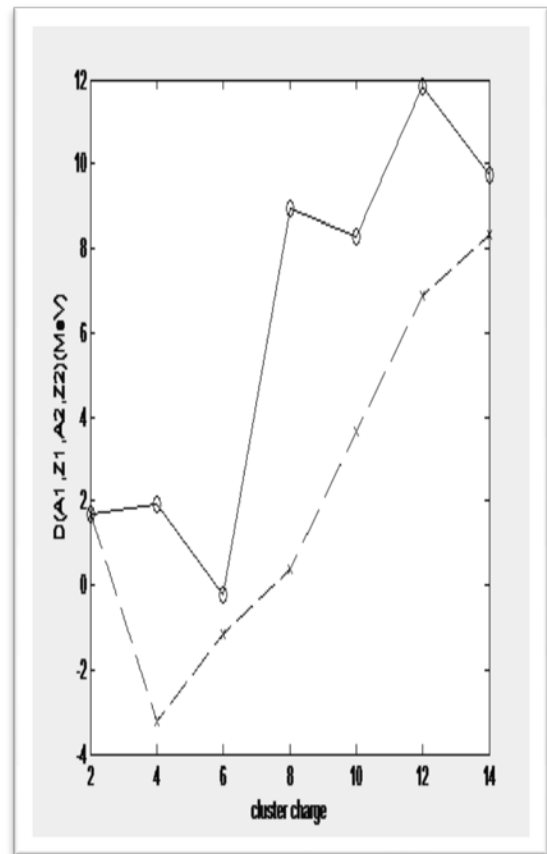
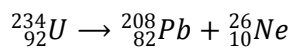
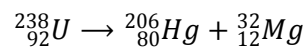


Figure A.7 : calcul de $(D(A_1, Z_1; A_2, Z_2))$ en fonction de la charge de cluster pour $^{238}_{92}\text{U}$. qui est correspondant à la décomposition de Mg Selon l'équation suivant :



Isotope (A,Z)	Cœur (A ₁ ,Z ₁)	Cluster (A ₂ ,Z ₂)	R(Fm)	G
(190,78)	(186,76)	(4,2)	4.505400	16
(192,78)	(188,76)	(4,2)	4,505400	16
(194,78)	(190,76)	(4,2)	4,505400	16
(224,88)	(202,80)	(22,8)	8,118000	110
(226,88)	(204,80)	(22,8)	8,118000	110
(234,92)	(208,82)	(26,10)	9.354600	130
(238,92)	(206,80)	(32,12)	9,900000	160

Tableau 3.1 La décomposition cœur-cluster des éléments Pt et leur isotopes (¹⁹⁰Pt, ¹⁹²Pt, Pt194) ; Ra et leur isotopes (²²⁴Ra, ²²⁶Ra) ; U et leurs isotopes (²³⁴U, ²³⁸U)

3.3 Les niveaux d'énergie

Dans cette étape on utilise le programme d'origine pour présenter les résultats expérimentaux et théoriques des niveau d'énergie fondamental ;alors que L'énergie de l'état fondamental (GS band) pour tous noyaux de Pt avec ses isotopes (¹⁹²Pt ; ¹⁹⁴Pt et ¹⁹⁸Pt) ainsi que les noyaux de Ra et ses isotopes (²²⁴Ra ; ²²⁶Ra) enfin les noyaux de U et ses isotopes (²³⁴U ; ²³⁸U) considéré, est obtenue directement à partir de la solution de l'équation de Schrödinger, avec le potentiel V (r;R) ; qui contient le potentiel nucléaire V_N(r;R), colombien V_C(r;R) et centrifuge V_{cf} on applique la condition de nombre quantique :

G = 4A₂ pour les noyaux dont leur nombre atomique inferieur de 200 (A<200).

G=5A₂pour les noyaux dont les nombre atomique supérieur de 200 (A>200).

Les spectres d'énergie des isotopes des noyaux de (Pt ; U et Ra) sont illustré dans les figure suivant :

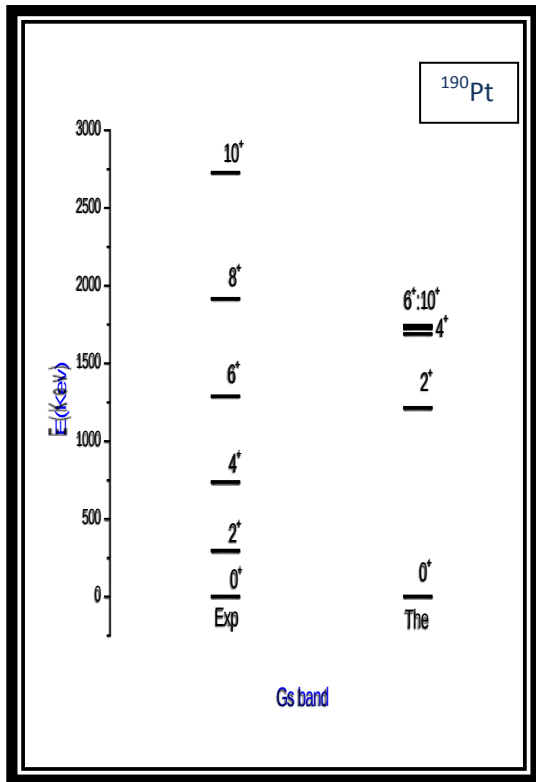


Figure A.8 : Les spectres des énergies fondamentales pour ^{190}Pt utilisant le cluster ^4He , Où $R= 4,505400$ Fm comparés avec les résultats expérimentaux.

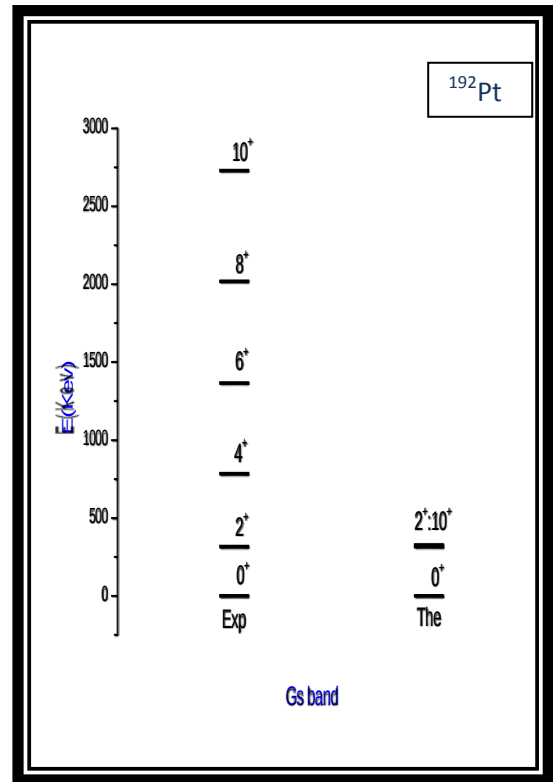


Figure A.9 : Les spectres des énergies fondamentales pour ^{192}Pt utilisant le cluster ^4He , Où $R= 4,505400$ Fm comparés avec les résultats expérimentaux.

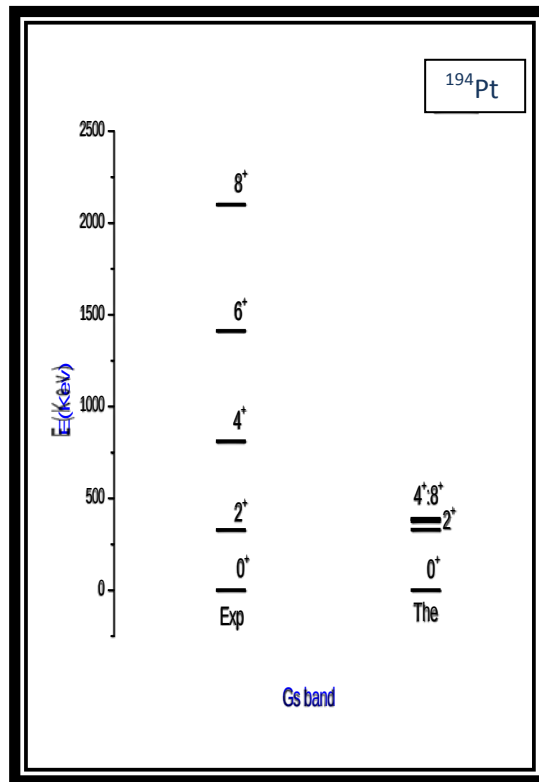


Figure A.10 : les spectres des énergies fondamentales pour ^{194}Pt utilisant le cluster ^4He , Où $R = 4,505400$ Fm comparés avec les résultats expérimentaux.

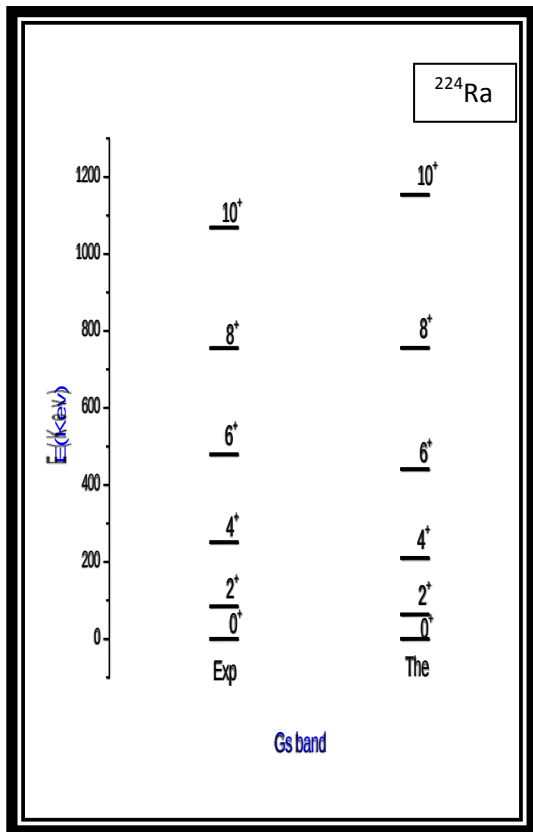


Figure A.11 : les spectres des énergies fondamentales pour ^{224}Ra utilisant le cluster ^{22}O , Où $R = 8.118000$ Fm comparés avec les résultats expérimentaux.

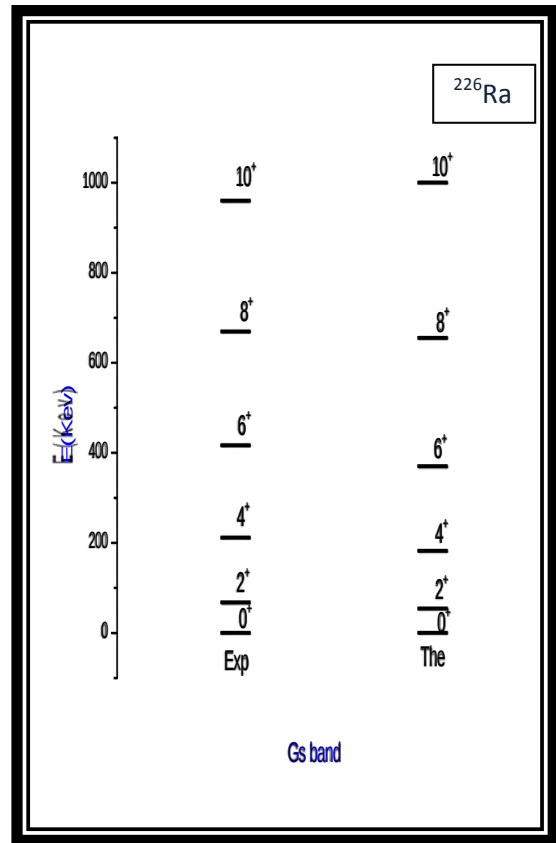


Figure A.12 : Les spectres des énergies fondamentales pour ^{226}Ra utilisant le cluster ^{22}O Où $R = 8.118000$ Fm comparés avec les résultats expérimentaux.

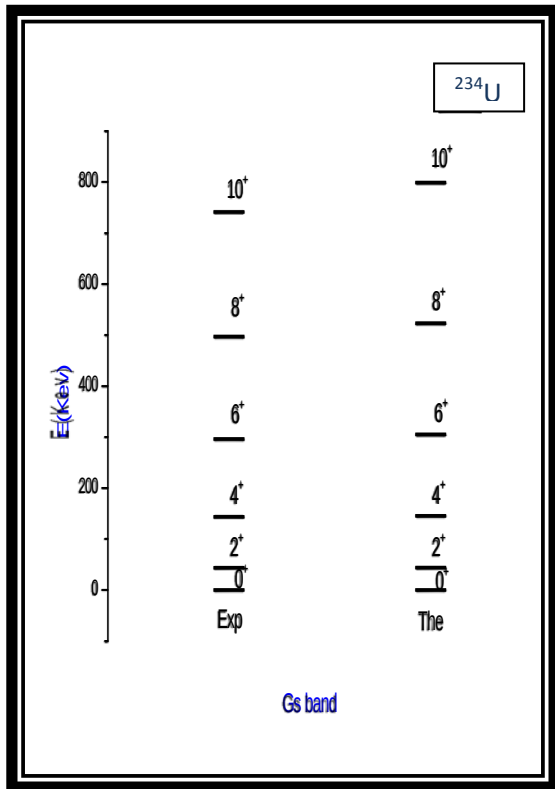


Figure A.13 : Les spectres des énergies fondamentales pour ^{234}U utilisant le cluster ^{26}Ne , Où $R=9.354600$ Fm comparés avec les résultats expérimentaux.

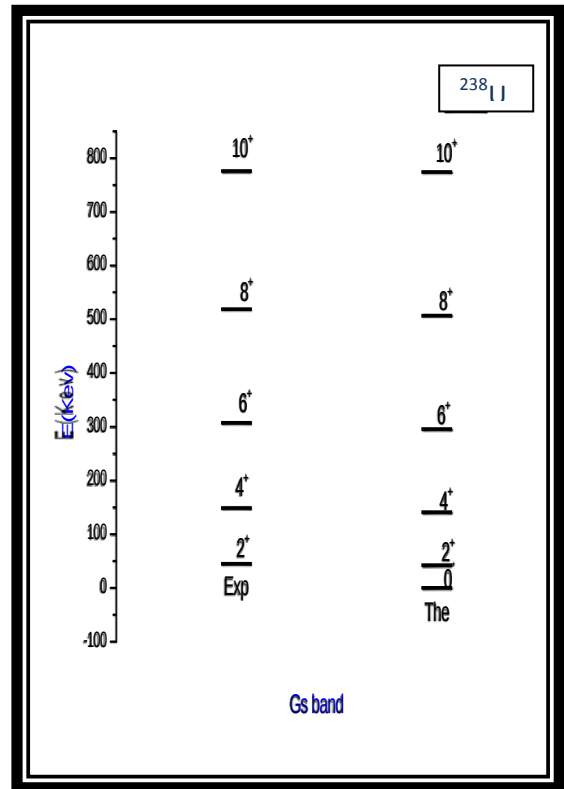


Figure A.14 : Les spectres des énergies fondamentales pour ^{238}U utilisant le cluster ^{32}Mg , Où $R=9.900000$ Fm comparés avec les résultats expérimentaux.

3.4 Discussions

Dans notre étude expérimental nous utilisons plusieurs programme ; premièrement à partir le programme de Matlab on a obtenu Les figures ci-dessus (Figure A.1 : Figure A.7) qui représentent la valeur $D(A_1;Z_1;A_2;Z_2)$ en fonction de la charge du Cluster pour tous noyaux de Pt avec ses isotopes (^{192}Pt ; ^{194}Pt ; ^{198}Pt) ainsi que les noyaux de Ra et ses isotopes (^{224}Ra ; ^{226}Ra) enfin les noyaux de U et ses isotopes (^{234}U ; ^{238}U) considéré ; dont la ligne continue représente les clusters avec le nombre de masse atomique bas et la ligne discontinue représente les clusters avec le nombre de masse atomique haut alors que on a définir chaque graphe avec son équation de décomposition adéquat.

On choisit le meilleur cluster selon les pics; savant que les bonnes clusters sont convenable à les pics maximaux dans les courbes ; alors dans les courbes des figures (Figure A.1 : Figure A. 3) on peut observer la différence entre les courbes de chaque isotope des éléments qu'on va l'étudier ; ainsi on remarque qu'il ya trois pics maximaux convenables au $Z_2 = 2$ approprié à ^4He pour l'élément de Pt et ses isotopes dans la région $190 < A < 194$.

Aussi dans les courbes (Figure A.4 ; Figure A.5) on observe qu'il y a deux pics maximaux convenables au $Z_2 = 8$ approprié à ^{22}O pour l'élément de Ra et ses isotopes dans la région $224 < A < 226$.

Et dans les courbes (Figure A.6 ; Figure A.7) on observe qu'il y a deux pics maximaux convenables au $Z_2 = 10, Z_2=12$ approprié à $^{22}\text{Ne}, ^{32}\text{Mg}$ respectivement pour l'élément de U et ses isotope (U234,U238). Ensuite à l'aide du programme de fortran nous avons trouvé les valeurs des niveaux d'énergie dans l'état fondamental. Finalement on a utilisé le programme d'origine pour présenter les niveaux d'énergie théoriquement et les comparer avec les résultats expérimentaux mais selon les résultats qu'on peut observer dans les figures (Figure A.8 : Figure A.10) pour l'élément de Pt et ses isotopes nous ne trouvons pas une similarité entre les résultats théoriques et les résultats expérimentaux cela signifie que l'élément de Pt et ses isotopes ne sont pas obéi au phénomène de cluster. Par contre pour les éléments de U ; et Ra dans les figures (Figure A.11 : Figure A.14) on observe une grande convenance entre les étude théoriques et les résultats expérimentaux.

Conclusion :

Au but de décrire les niveau d'énergie de l'état fondamental Pour les noyaux lourd et paire paire concernant tous noyaux de Pt avec ses isotopes ; (^{192}Pt ; ^{194}Pt ; ^{198}Pt) ainsi que les noyaux de Ra et ses isotopes ; (^{224}Ra ; ^{226}Ra) enfin les noyaux de U et ses isotopes ; (^{234}U ; ^{238}U) considéré, on utilise le modèle du cluster qu'est correspond à l'étude de la structure nucléaire de la décomposition cœur-cluster des noyaux père qu'on a déjà détailler dans notre mémoire selon des étapes bien défini premièrement on présente le modèle de la goutte liquide ainsi que des généralités sur les modèles géométriques des noyaux sphérique et des noyaux déformés ; On suite on a expliqué le phénomène de cluster par les détails. Finalement récapitule les résultats interprétés obtenus pour Ra, U et Pt à l'aide des programmes tel que le Matlab, le Fortran et l'Origine ; mais selon les résultats qu'on peut observer dans les pour l'élément de Pt et ses isotopes nous ne trouvons pas une similarité entre les résultats théoriques et les résultats expérimentaux cela signifie que l'élément de Pt et ses isotopes ne sont pas obéi au phénomène de cluster. Par contre pour les éléments de U ; et Ra dans les figures (Figure A.11 : Figure A.14) on observe une grande convenance entre les études théoriques et les résultats expérimentaux.

On peut conclure que Il n'existe pas de modèle universel capable de décrire simultanément toutes les Propriétés structural et énergétique du noyau; chaque modèle à un domaine d'application et des limites et cela implique la continuité des recherches scientifique nucléaire jusqu'a atteindre le modèle exacte.

Annexe A

Le potentiel de l'oscillation harmonique

On utilise la base cartésienne :

$$u(t) = u_0 + \frac{1}{2} m \omega^2 (x^2 + y^2 + z^2)$$

Les trois coordonnées (x; y; z) spécifique des fonctions propres d'oscillation harmonique d'une seule dimension

$$\left[\frac{dx}{dy} + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E_1 + \frac{u_0}{3} - \frac{1}{2} m \omega^2 x^2 \right) \right] \varphi_1(x) = 0$$

$$\left[\frac{d^2}{dy^2} + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E_2 + \frac{u_0}{3} - \frac{1}{2} m \omega^2 y^2 \right) \right] \varphi_2(y) = 0$$

$$\left[\frac{d^2}{dz^2} + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E_3 + \frac{u_0}{3} - \frac{1}{2} m \omega^2 z^2 \right) \right] \varphi_3(z) = 0$$

Avec

$$E = E_1 + E_2 + E_3$$

Les trois valeurs propres sont

$$E_1 = \hbar \omega \left(n_1 + \frac{1}{2} \right) - \frac{u_0}{3}$$

$$E_2 = \hbar \omega \left(n_2 + \frac{1}{2} \right) - \frac{u_0}{3}$$

Annexe A

$$E_3 = \hbar\omega \left(n_3 + \frac{1}{2} \right) - \frac{u_0}{3}$$

ou

$$E_1 = \hbar\omega \left(n_1 + \frac{1}{2} \right) - \frac{u_0}{3}$$

($N = n_1 + n_2 + n_3$ avec n_1, n_2, n_3 les trois chiffres entiers positifs 0,1,... la fonction d'onde d'oscillation harmonique d'une seule dimension est polynôme de Hermite, caractérisé par le nombre quantique radial caractérisé par the radial n_i

Où :

$$\varphi_1(x) = N_1 \exp\left(\frac{m\omega}{2\hbar} x^2\right) H_{n_1}(V_x)$$

et

$$V = \sqrt{\frac{m\omega}{\hbar}}$$

On utilisant la relation :

$$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{2\partial}{n\partial r} - \frac{L^2}{\hbar^2 r^2}$$

L^2 l'opérateur de moment angulaire :

$$L^2 = - \left[\frac{1}{\sin\theta} \frac{\partial}{\partial\theta} \left(\sin\theta \frac{\partial}{\partial\theta} \right) + \frac{1}{\sin^2\theta} \frac{\partial^2}{\partial\rho^2} \right] \hbar^2$$

Avec la fonction propre $Y_l^m(\theta, \varphi)$ et les valeurs propres corépond $l(l+1)\hbar^2$

Annexe A

$$L_l^2 ylm(\theta, \varphi) = l(l+1)\hbar^2 ylm(\theta, \varphi)$$

La partie radiale et angulaire de fonction on peut écrire :

$$U_{nlm}(r, \theta, \varphi) = \frac{R_{nl}(r)}{r} ylm(\theta, \varphi)$$

La partie radiale devient :

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial r^2} \frac{2m}{\hbar^2} \left(E_{nl} - \frac{1}{2} m \omega^2 r^2 - \frac{l(l+1)}{r^2} \right) R_{nl}(r) = 0 \right]$$

pour les coordonnées sphériques d'oscillation harmonique la fonction d'onde doit être connue de la mécanique quantique, ils sont donnés par :

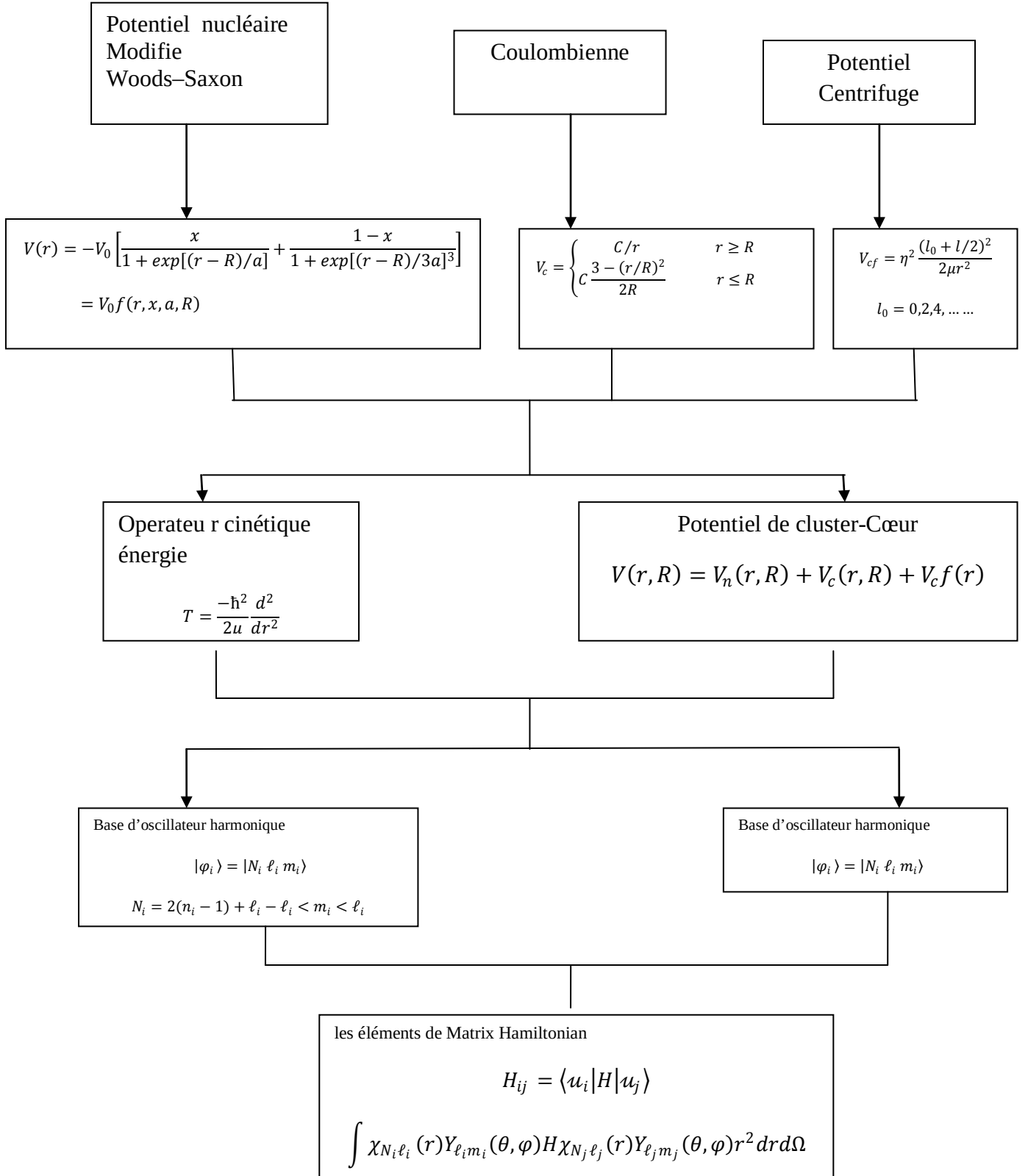
$$U_{nlm}(r, \theta, \varphi) = \sqrt{\frac{2^{n+l+2}}{n!(2n+2l+1)\sqrt{\pi}x_0}} \frac{r^l}{x_0^l} L_n \left(\frac{r^2}{x_0^2} \right) e^{\frac{-r^2}{2x_0^2}}$$

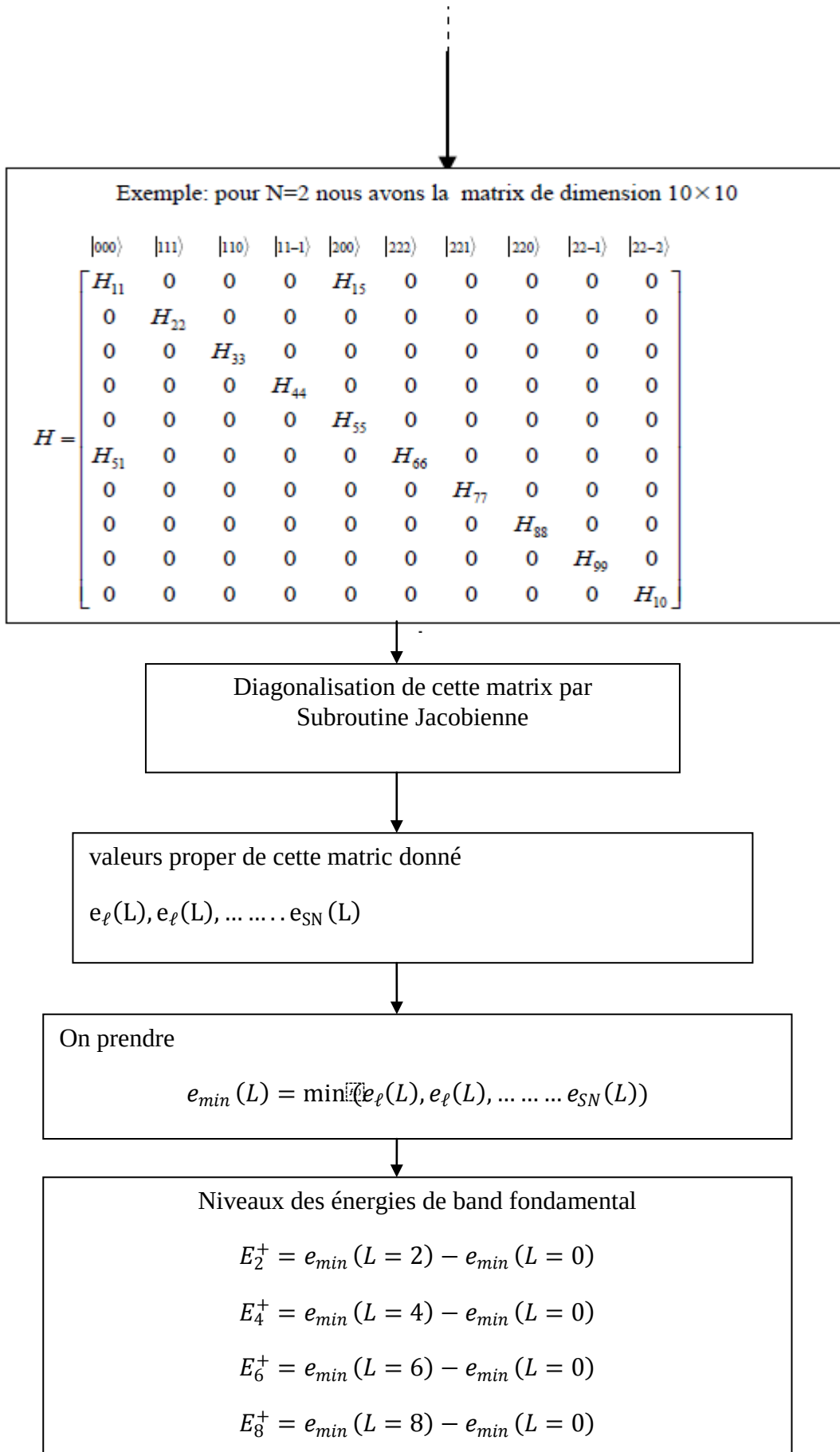
Avec :

$$X_0 = \sqrt{\frac{\hbar}{m\omega}}$$

Annexe B

Algorithme de calculs numériques de niveaux d'énergies





Les références

- [1] www.ucd.ac.ma > master_s2 > Modelés.
- [2] J.D. Walecka. Theoretical nuclear and subnuclear physics, World Scientific, 2004.
- [3] B. Povh, K.Rith, et C. Scholz, et F.Zetsche. Particles and Nuclei. Springer-Verlag Berlin Heidelberg 1999.
- [4] K.Heyde. Basic Ideas and Concepts in Nuclear Physics, Publishing Ltd, 1999.
- [5] ZOUIOUECHE MOHAMED, Le phénomène de clustering dans le noyau atomique, Batna, 2009.
- [6] G. Rosensteel, et D.J. Rowe, Nuc.Phys. 759 (2005) 92.
- [7] H. Feshbach, et F. Iachello, Ann. Phys. 84 (1974). 211.
- [8] P.Van.Isacker, et D. D .Wam, J. phys. G. 20 (1994) 853-890.
- [9] A. Arima, F. et Iachello, Ann.Phys. 111,201-238(1978).
- [10] B.Buck, et P.D.B.Hopkins, et A.C.Merchant, Nucl. Phys .A513(1990) 75.
- [11] B.Buck, et A.C. Merchant, et B.S.Perez, Nucl .phys .A657(1999) 267.
- [12] B.Buck, et A.C. Merchant, et S.M. Perez, Nucl. Phys. A614 (1997) 129.
- [13] B.Buck, et A.C.Merchant, et B.S.Perez, Nucl. Phys. A593(1995).
- [14] B.Buck, et A.C. Merchant, et S.M. Perez, P.Tripe .Phys .Rev.C47 (19)
- [15] B.Buck et A.C.Merchant.B.S.Perez. Nucl .Phys.A617(1997) 195.
- [16] B.Buck, et A.C. Merchant, S.M. Perez, Nucl. Phys.A625 (1997) 554.

Résumé :

La phénomène du cluster c'est le modèle qui introduit par (Halfstad et Teller) au but de simplifier l'étude nucléaire et la description des niveaux énergétiques de l'état fondamental pour les noyaux lourds et pair-pair, également il sert à résoudre le problème à plusieurs corps et le réduit à un système à deux corps nommé (cœur-cluster) lié avec un potentiel à profond

Abstract :

The cluster phenomenon is a nuclear model which was introduced by (Halfstad and Teller) in order to simplify the study and the description of energy levels in the ground state band the even-even nucleus weighty also it solve the many bodies problems, and reduce them as systems with two bodies (related with potential profound) .

ملخص:

ظاهرة العنقود هي النموذج المنتج من طرف (هالف ستاد و تايلر) بهدف تبسيط الدراسة النووية ووصف مستويات الطاقة الحالة الأساسية من أجل النوى الثقيلة الزوجية بالإضافة إلى حل مشكل الأجسام المتعددة واختزله إلى جملة ذات جسمين. المسماة (القلب-العنقود) مرتبطة بكمون عميق