

République Algérienne Démocratique et Populaire
وزارة التعليم العالي والبحث العلمي
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

Université Mohamed El Bachir El Ibrahimy – Bordj
Bou Arreridj faculté des Sciences et de la Technologie
Département des Sciences de la Matière

جامعة محمد البشير الإبراهيمي « برج بوعريريج »
كلية العلوم والتكنولوجيا
قسم علوم المادة



Mémoire de fin d'études

PRESENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION
DU DIPLOME DE: Master

Filière : Physique
Option : Physique des matériaux

THÈME :
La Géométrie analytique d'un noyau atomique

Préparé par :
Djahnit Amel
Soutenu le : 15/09/2021

Devant le jury :

Président : MOULA Baghdadi
Rapporteur : REGAIGUI Gasmi
Examineur : KEBIR Hadda

M.C.B
M.A.A
M.C.B

Université de BBA
Université de BBA
Université de BBA

Année Universitaire 2020-2021



Remercient

Ce travail de thèse a été présenté au département de science de la matière de l'université Mohammed el Bachir El Ibrahimi, sous la direction Monsieur Gasmiregaigui,

Je tiens à lui exprimer ma reconnaissance et mes remerciements pour Guidé et conseillé tout au long de la réalisation de cette mémoire.

Mes remerciements vont également tous les membres du jury :

DrMoulaBaghedadi

MadameKebirHadda

Je tiens à remercier mes parentes, tous mes collègues et amis.



Dédicaces

*Avant tout je remercie **Dieu** Tout Puissant pour m'avoir donné le courage, la foi et la force de continuer mes études*

***Dieu** merci.*

Je dédie ce travail à mes très chères parents.

Sont oubliés tous mes amis : Nihad, Nedhra, Houda, Imen, Selma, Oum lkhir, Meriem et Amira.

Mon ami Merrouch Mohammed.

AMEL



Liste des figures

Fig I.1	Structure de l'atome.	5
Fig I.2	L'expérience de la feuille d'or de Rutherford.	7
Fig I.3	Model atomique de Rutherford.	8
Fig I.4	Atome Rutherford 1911 les electron gravite autour au noyau.	9
Fig I.5	Exemple de noyau atomique.	10
Fig I.6	Le nuage électronique.	12
Fig I.7	La structure de l'atome.	13
Fig I.8	Les noyaux de ces isotopes ont la même charge mais différents par leurs masses.	14
Fig I.9	la variation de la densité de charge en fonction de la distance r .	16
Fig I.10	Courbe d'Aston.	20
Fig I.11	Fission nucléaire.	21
Fig I.12	Fusion nucléaire.	21
Fig II.1	l'illustration de « gaps » en énergie dans le spectre en énergie des particules individuelle.	26
Fig II.2	La position des nucléons dans le noyau.	28
Fig III.1	Structure d'un programme Fortran.	36
Fig III.2	Leprogramme Fortran calculé l'énergie de noyau.	41
Fig III. 3	Evolution de l'énergie noyau en fonction de son rayon.	42
Fig III. 4	Evolution de l'énergie noyau en fonction de son rayon.	43

Liste des Tableaux

Tableau I.1	Quelque unité usuelle du système international (SI).	4
Tableau I.2	les isotopes des hydrogènes	15
Tableau I.3	les isotopes des plombs	16

Sommaire

Liste des figures

Liste des tableaux

Introduction Générale.....1

Chapitre I : Le noyau atomique et ses applications

I.1	Introduction.....	3
I.2	La structure de la matière.....	5
I.2.1	Présentation des atomes.....	5
I.2.1.1	Structures des atomes.....	5
I.2.1.2	L'atome.....	5
I.2.1.3	Nomenclature.....	6
I.3	Modèle planétaire de Rutherford.....	6
I.3.1	Découverte du noyau.....	6
I.3.2	Expérience de la feuille d'or	6
I.3.3	Interprétation.....	7
I.3.4	Modèle atomique de Rutherford.....	8
I.4	Le noyau.....	9
I.4.1	Caractéristique de base du noyau.....	9
I.4.2	Les propriétés du noyau atomique.....	10
I.4.3	Fiche signalétique du noyau.....	10
I.5	Constitution du noyau atomique.....	11
I.5.1	Le proton.....	11
I.5.2	Le neutron.....	11
I.5.3	Le nuage électronique.....	11

Sommaire

I.6 Représentation symbolique d'un noyau atomique.....	12
I.7 Les isotopes.....	13
I.7.1 Espèce chimique et isotopes.....	13
I.7.2 Composition isotopique.....	14
I.8 Le modèle de la goutte liquide.....	15
I.8.1 rayon nucléaire.....	16
I.9 Energie de liaison et de cohésion des noyaux.....	16
I.9.1 Le défaut de masse.....	17
I.9.2 Unité de masse atomique.....	18
I.9.3 L'énergie de liaison.....	18
I.9.4 L'énergie de cohésion des noyaux.....	19
I.9.5 Unités d'énergie de cohésion.....	19
I.10 Stabilité des noyaux : Détermination de l'énergie de cohésion par nucléon.....	19
I.10.1 L'énergie de liaison par nucléon.....	19
I.10.2 Variation de l'énergie de liaison par nucléon avec le nombre de masse A.....	20
I.10.2.1 La courbe d'Aston.....	20
I.11 La radioactivité.....	21
I.11.1 Radioactivité artificielle et les réactions nucléaires.....	21
I.11.1.1 La Fission nucléaire.....	21
I.11.1.2 : La Fusion nucléaire.....	22
I.12 Radioactivité naturelle.....	22
I.12.1 Rayonnement α	22
I.12.2 Rayonnement β^-	22
I.12.3 Rayonnement β^+	23
I.12.3 Rayonnement γ	23

Chapitre II : La géométrie d'un noyau.

II.1 Introduction.....	24
------------------------	----

Sommaire

II.2	Contexte théorique.....	24
II.3	Groupes « ponctuel »de symétriegéométrique	24
II.4	La question de la stabilité nucléaire.....	24
II.5	Interaction et symétrie géométrique du noyau de l'atome.....	26
II.5.1	La forme du noyau de l'atome.....	26
II.6	Structure en couches des noyaux et couplage spin-orbite.....	30
II.7	L'interaction électromagnétique.....	30
II.8	L'interaction nucléaire centrale.....	31
II.9	L'interaction spin-orbite nucléaire.....	32

Chapitre III: La déformation du noyau

III.1	Introduction.....	36
III.2	Structure d'un programme Fortran.....	36
III.3	Equation de Schrödinger d'un nucléon dans un puits infini.....	36
III.3.1	Expression de l'énergie de noyau.....	37
III.3.2	Les calcule.....	41
III.4	L'étude l'évolution de l'énergie noyau en fonction de son rayon.....	42
III.5	Commentaires.....	43
	Conclusion Générale.....	46
	Bibliographie.....	

INTRODUCTION GENERALE

Introduction Générale

Introduction Générale

L'atome est constitué d'un nuage électronique plus d'un noyau de charge positive. La physique nucléaire est une branche de la physique théorique. Pour cette raison, le noyau atomique est composé de neutrons et de protons ce qui définit le nombre atomique. La forme ellipsoïde et sphérique permet de donner des idées sur la composition des noyaux. Les neutrons de charge neutre par contre les protons de charge positives. Le modèle théorique jusqu'à présent est basé que particules élémentaires constituent les neutrons et les protons. La distribution de charge dans le noyau est symétrique ; qui permet de définir une géométrie analytique de chaque noyau.

Dans ce travail, nous sommes proposés de faire une étude théorique sur la déformation de la géométrie sur la distribution de charge.

Pour réaliser ce travail, nous l'avons divisé en trois chapitres :

- ✓ Dans le premier chapitre, nous avons donné les informations sur les noyaux.
- ✓ Dans le second chapitre, nous avons expliqué géométrie d'un noyau.
- ✓ Par contre, dans le troisième chapitre, nous avons traité le problème de déformation d'un noyau sous l'action d'un effet extérieure. Ce travail permet de voir la variation de l'énergie en fonction de nombre atomique et le rayon du noyau.

Finalement, nous terminerons notre manuscrit par une conclusion générale de cette étude.

Chapitre I

Le noyau atomique et ses applications

I.1 Introduction

Le premier problème qui se pose dans la physique nucléaire est celui de la détermination précise des parties constitutives du noyau. Jusqu'à ces derniers temps. On acceptait habituellement l'idée que les particules élémentaires des noyaux de tous les atomes étaient des protons, neutrons, et des électrons. La matière qui nous entoure est constituée d'atomes. L'atome des grecs atomes = indivisible ; la quantité de matière infiniment petite. L'atome est constitué de particules élémentaires : le noyau et un cortège électronique.

L'expérience courante semble montrer que l'univers peut être divisé à l'infini et que la seule limite à ce fractionnement est celle imposée par nos sens (yeux), par notre habileté ou par notre technologie. La matière peut être divisée en trois constitutions. Premièrement le cristal et l'amorphe ; dont les atomes sont distribués de façon uniforme ou aléatoire. L'étude théorique et expérimentale permet de comprendre leurs caractérisions et leurs mesures. La dimension d'un atome est de l'ordre de l'angström. L'expérience ne donne des informations que abrégé (Rutherford), par contre la théorie donne des relations très importantes pour un physicien chercheur. La dimension d'un noyau est le Femtomètre (10^{-15}). La physique théorique permette d'investigé ses propriétés.

Ce fractionnement illimité a été mis en doute dès l'Antiquité par les savants philosophes. Cette étude a aussi été celle des chimistes des siècles derniers : Lavoisier, Proust, Dalton. Les réactions chimiques s'effectuant toujours dans des proportions pondérales définies confirment la structure discontinue de la matière. Pourtant, ce n'est que depuis un siècle environ que les faits expérimentaux ont confirmé leur hypothèse : la matière n'a pas une structure continue, toute opération de fractionnement s'arrêtera à sa structure élémentaire : l'atome. La découverte des électrons (J.J. Thompson : 1897) puis les expériences de Rutherford (1911) montrent que le concept de l'atome, entité élémentaire de la matière, doit être revu. L'atome est formé de deux parties distinctes :

- le noyau chargé positivement
- l'électron ou les électrons chargés négativement.

L'ensemble constitue l'atome, électriquement neutre. Cette représentation constitue ce que l'on appelle le modèle de l'atome. Pour le moment, les électrons peuvent être considérés comme des particules élémentaires, caractérisées par leur masse : $m_e = 9.1095534 \times 10^{-31}$ Kg et leur charge élémentaire négative : $q_p = +1.6021892 \times 10^{-19}$ Coulombs. Le noyau au contraire

semble avoir une structure plus complexe et le modèle physique qui le représente se complique et se perfectionne au fur et à mesure que sont obtenus des résultats expérimentaux. Il est donc très difficile pour un non spécialiste de connaître les dernières hypothèses concernant la structure du noyau atomique. Ce domaine d'étude concerne les Physiciens nucléaires.

Nous essayerons cependant dans ce mémoire d'aller au delà du modèle atomique de Rutherford : *noyau + électrons* et nous présenterons les particules élémentaires qui constituent le noyau de l'atome.

Les noyaux ne peuvent pas, non plus, être considérés comme des composants élémentaires, indestructibles. Certains d'entre eux se décomposent spontanément, de façon aléatoire : c'est le phénomène de radioactivité ; d'autres encore qui semblent très solides peuvent cependant être cassés lors de collisions avec divers types de projectiles. On met ainsi en évidence des constituants « encore plus élémentaires » : les nucléons.

Grandeur	Unité	Symbole
Masse	Kilogramme	Kg
Quantité	Mol	Mol
radio activité	Becquerel	Bq
charge électrique	Coulomb	C

Tableau I.1 : Quelques unités usuelles du système international (SI).

On utilise aussi les unités suivantes :

- L'angström : $1\text{\AA} = 10^{-10}\text{ m}$.
- Le fermi ou femtomètre : $1\text{ fermi} = 1\text{ Fm} = 10^{-15}\text{ m}$.
- L'électron volts : $1\text{ eV} = 1.602 \times 10^{-19}\text{ J}$.

I.2 La structure de la matière

Tous les corps, qu'ils soient solides, liquides ou gazeux, sont constitués de particules élémentaires indivisibles lors des transformations chimique. Ces particules sont appelés les constituants d'atomes. La structure de tous les atomes est soumise à des lois bien définies [1].

I.2.1 Présentation des atomes

I.2.1.1 Structures des atomes

Au début du 20^{ème} siècle, il est connu que la matière est formée d'entités bien définies, non divisibles. Les atomes sont composés d'un noyau entouré d'un cortège d'électrons. Le noyau est lui-même composé de neutrons, des particules non chargées, et de protons, chargés positivement. Tandis qu'un électron a une masse de 10^{-31} kg environ, celle d'un neutron ou d'un proton est nettement plus importante, environ 10^{-27} kg. Comme le nombre de protons et de neutrons dans un atome est similaire au nombre d'électrons, presque toute la masse de l'atome est concentrée dans le noyau. L'atome est essentiellement constitué de vide.

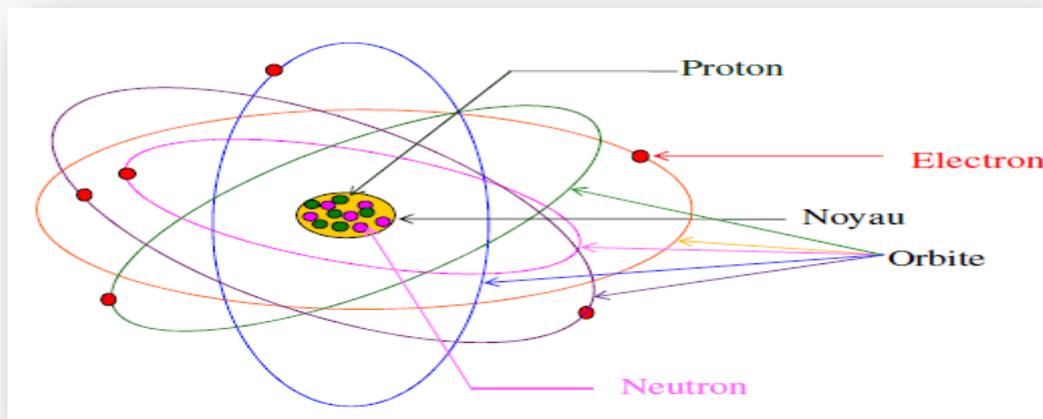


Figure I.1 : Structure de l'atome [4].

I.2.1.2 L'atome

Un atome est un ensemble électriquement neutre caractérisé par un nombre d'électrons qui gravitent autour des noyaux et par un nombre de nucléons A qui constitué son noyau. L'atome est constitué d'un noyau et d'électrons ; le noyau est constitué de proton et neutrons.

Chaque atome est définie par son numéro atomique, qui correspond au nombre de protons présents dans le noyau [2].

I.2.1.3 Nomenclature

On convient de représenter le noyau d'un atome par le symbole : A_ZX

Séchant que : $A = Z + N$

A: nombre de protons ou nombre de masse.

Z: nombre de charge ou (numéro atomique), il est très important car il caractérise l'élément chimique.

X: le symbole chimique [3].

I.3 Modèle planétaire de Rutherford

I.3.1 Découverte du noyau

Les atomes, petites sphères de matière d'un diamètre 10^{-10} m. Les premiers modèles des atomes décrivaient les atomes comme étant des sphères, formées de matière chargée positivement et des électrons chargés négativement pour garantir la neutralité de l'ensemble. La révolution arriva quand Ernest Rutherford fit sa célèbre expérience.

I.3.2 Expérience de la feuille d'or

Cette expérience met en évidence la nature lacunaire de la matière : la matière est constituée de noyaux très petits et très éloignés les uns des autres, pour étudier la diffraction de particule α (ion He^{++}) par de minces feuilles métalliques.

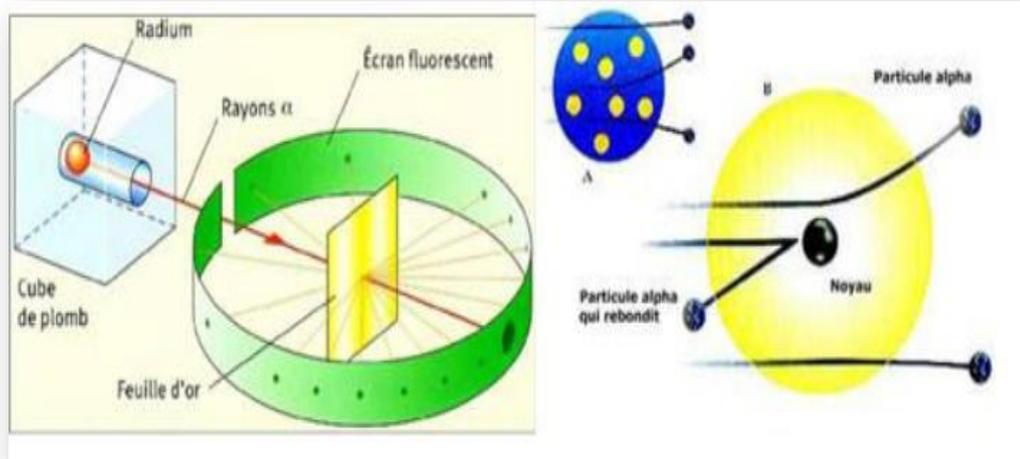


Figure I.2 : L'expérience de la feuille d'or de Rutherford [4].

II.3.3 Interprétation

Bombardant de très fines feuilles d'or par des particules alpha, Hans Geiger et Ernest Marsden, alors étudiants de Rutherford, observèrent qu'une fraction minimale (1 sur 8000) de ces particules étaient défléchies à grand angle comme si elles rebondissaient sur un obstacle massif. Les impacts étaient observés dans l'obscurité au microscope sur un écran de sulfure de zinc scintillant. Rutherford en conclut que l'atome contenait un cœur massif, de charge électrique positive, capable de repousser l'alpha [5].

Rutherford a découvert en propulsant un rayonnement radioactif de particules sur une feuille d'or (expérience de diffusion, (**Figure I.2**)). Que les atomes sont constitués en grande partie de vide et que la matière est concentrée dans le très petit noyau. La plupart des particules du rayonnement radioactif traversaient sans encombre la feuille d'or, qui est très peu déviées.

- Les résultats de l'expérience observés sont les suivants :
 - Environ 99,99% des particules α traversent la feuilles sans être déviées.
 - 0,01 % sont deviee d'un angle supérieure à 10° .
 - Une très infime proportion des particules est réfléchiée.

I.3.4 Modèle atomique de Rutherford

- L'atome (diamètre 10^{-8} cm) est constitué d'une enveloppe et d'un petit noyau massif (de manière idéalisée, ponctuel) (diamètre 10^{-15} cm), qui contient pratiquement toute la masse de l'atome.
- Autour du noyau chargé positivement, il existe un champ électrique puissant; les électrons chargés négativement forment l'enveloppe atomique.
- Le nombre de charges élémentaires positives dans le noyau (nombre atomique) est aussi grand que le nombre d'électrons de l'ensemble de l'atome, de sorte qu'il apparaît neutre vis-à-vis de l'extérieure [6].

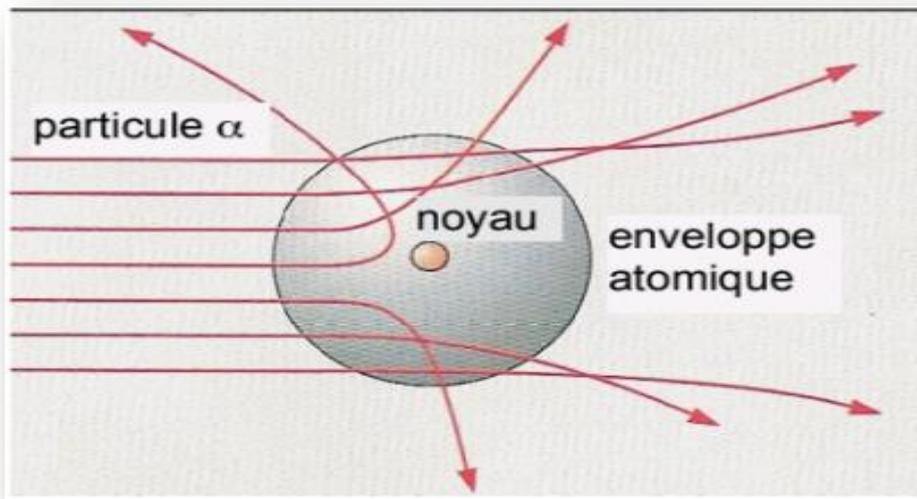


Figure I.3 : Model atomique de Rutherford [6].

Modèle planétaire de l'atome au centre un noyau, chargé positivement et autour, des électrons négatives comme les planètes autour au soleil. (**Figure I.3**) suivant :

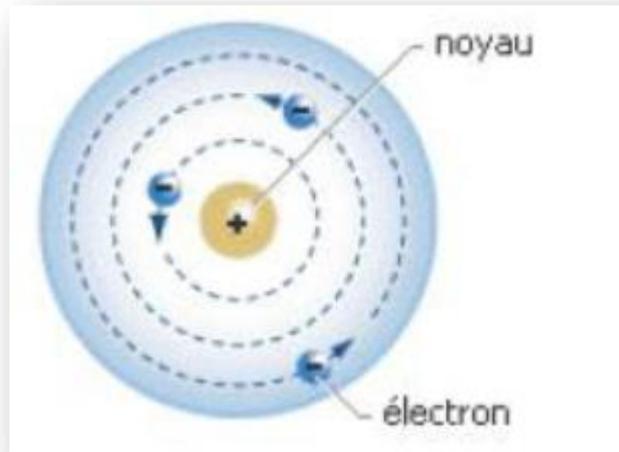


Figure I.4: Atome Rutherford 1911 les electron gravite autour au noyau[1].

I.4 Le noyau

Partant des caractéristiques de base du noyau et des nucléons à l'état libre, on étudie le modèles de la goutte liquide, qui l'assimile a une goutte d'un liquide incompressible, puis le modèle, plus élaboré des couches du nucléons. La plupart des noyaux atomiques ont une forme sphérique, même si certains noyaux sont déformés et ont une forme ellipsoïde assez marquée (voire plus bizarre encore). On constate expérimentalement que les noyaux aux formes bizarres sont des noyaux instables (qui se brisent rapidement en noyaux plus petits ou qui perdent fréquemment des nucléons). Par contre, les noyaux stables, qui survivent suffisamment longtemps pour qu'on puisse les étudier, ont une forme quasiment sphérique. Dans ce qui va suivre, nous allons surtout travailler sur les noyaux sphériques [7].

I.4.1 Caractéristiques de base du noyau

Dans les années à venir, les physiciens ont découvert que le noyau lui-aussi présente une structure bien définie. Le noyau d'un atome est constitué de **protons** et de **neutrons**, particules élémentaires qui portent tous le nom de nucléons. Le noyau de l'atome d'hydrogène est un cas particulier, puisqu'il ne comporte qu'un seul proton. Le numéro atomique Z , qui est égal au nombre de protons dans le noyau, est caractéristique de chaque élément. Les éléments naturels ont des numéros atomiques allant de $Z = 1$ (hydrogène) à $Z = 92$ (uranium), alors que les éléments dont les

numéros atomiques dépassent 92 (jusqu'à $Z = 107$) sont obtenus par des moyens artificiels et n'ont qu'une brève durée de vie.

Le nombre de masse : $A = Z + N$; C'est le nombre total de nucléons dans le noyau.

N représente le nombre de neutrons présents dans le noyau. Un noyau qui a un nombre donné de protons et de neutrons est un nuclide.

I.4.2 Les propriétés du noyau atomique

Evidemment, tous les noyaux ne se ressemblent pas : le noyau de l'atome d'hydrogène n'est pas celui du béryllium, par exemple. Les différences entre noyaux peuvent porter sur des choses assez diverses : nombre de neutrons, nombres de protons, charge électrique, taille, forme etc. Et il se trouve que toutes ces propriétés sont reliées entre elle, la plupart dépendant du nombre de protons et de neutrons.

I.4.3 Fiche signalétique du noyau

Les noyaux sont composés des particules plus simples, appelées **nucléons** (à savoir les protons et les neutrons). Ces nucléons possèdent, comme toutes les particules. On illustre souvent le noyau sous la forme d'une framboise compacte, où les protons sont en rouge et les neutrons sont en bleu. Nous conservons cette convention.

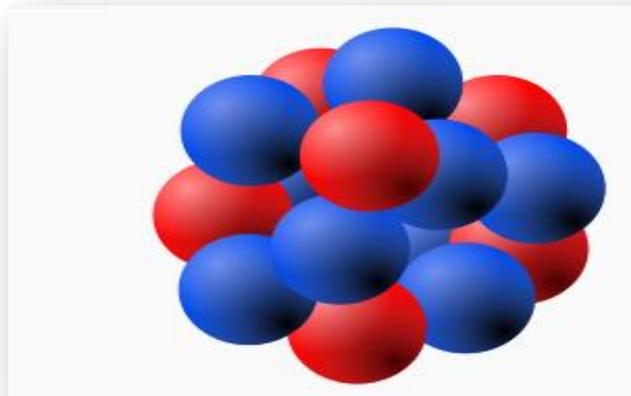


Figure I.5 : Exemple de noyau atomique.

I.5 Constitution du noyau atomique

I.5.1 Le proton

Désigné par la lettre **P**, est une particule chargée positivement. Sa charge est égale à une charge élémentaire positive soit :

$$q_p = +1.6021892 \times 10^{-19} \text{Coulombs.}$$

La masse du proton est égale à :

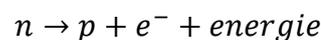
$$m_p = 1,6726485 \times 10^{-27} \text{Kg.}$$

I.5.2 Le neutron

Désigné par la lettre **n**, est une particule non chargée, donc neutre découverte par Chadwick en 1930. La masse du neutron est égale à :

$$m_n = 1.6749543 \times 10^{-27} \text{ Kg}$$

Soit une valeur légèrement supérieure à celle du proton. Le neutron est une particule instable qui peut se transformer en donnant deux autres particules, un proton et un électron, et en libérant de l'énergie. On représente cette transformation par une équation analogue à une équation chimique :



I.5.3 Le nuage électronique

Autour au noyau le nuage électronique est un des parties de l'atome. Il est situé autour du noyau. Il s'agit de la zone entourant le noyau est composé d'électrons, notés **e⁻**. L'électron est chargé négativement, de charge : $e^- = 1.6 \times 10^{-19} \text{C}$.

La masse de l'électron est : $m_e = 9.109 \times 10^{-31} \text{Kg}$

Soit environ 2000 fois plus faible que celle des protons et des neutrons, elle sera souvent négligée. La charge d'un nuage électronique est égale au nombre d'é **Z** multiplié par la charge de l'électron par la relation suivant :

$$Q_{\text{nuage}} = Z \times (q_e)$$

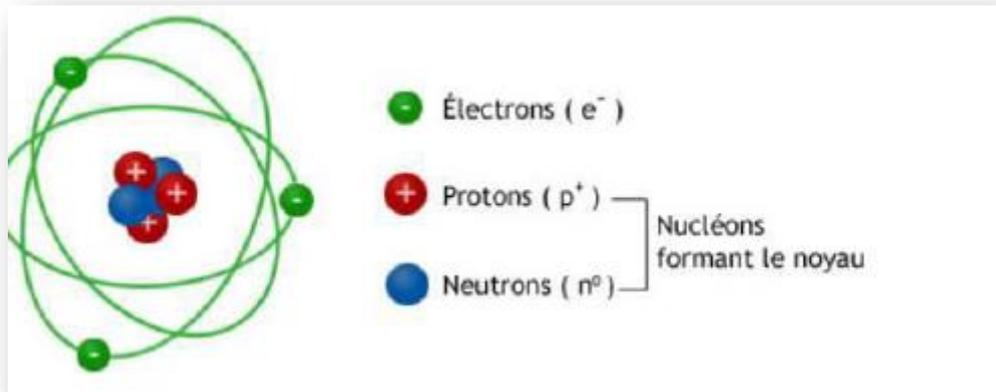


Figure I.6 : Le nuage électronique.

I.6 Représentation symbolique d'un noyau atomique

Le nombre de protons dans le noyau est le nombre de charge du noyau tandis que le nombre total de nucléons est le nombre de masse. Les atomes sont électriquement neutres. Cette propriété implique que le nombre de charge est égal au numéro atomique Z . Le nombre de masse étant noté A .

On représente un noyau sous la forme: A_ZX où

X : est le symbole chimique de l'atome dont le noyau est précisément celui que l'on considère.

Ainsi que :

${}^{12}_6C$: Un noyau d'atome de carbone (C), qui est constitué de $Z = 6$ protons et de 6 neutrons.

(C'est-à-dire : $A = 12$ nucléons).

Deux noyaux qui possèdent le même nombre de charge mais des nombres de masse différents sont des isotopes. Les propriétés physiques de deux isotopes peuvent être fort différentes : le carbone ${}^{14}_6C$ se décompose spontanément tandis que le ${}^{12}_6C$ est stable. Cependant, les propriétés chimiques sont pratiquement les mêmes car ces atomes. Ont le même numéro atomique et par conséquent le même nuage électronique.

Exemple

L'atome de carbone est représenté par ${}^{12}_6C$, c'est-à-dire:

$Z = 6 \rightarrow 6$ protons dans le noyau donc 6 électrons.

$A = 12 \rightarrow 12$ nucléons donc $12 - 6 = 6$ neutrons dans le noyau.

Conclusion

Dans un atome, il y a autant d'électrons que de protons. Comme ($-q_e = +q_p$), l'atome est donc électriquement neutre. Les atomes se différencient par le nombre de particule (protons, neutrons, et électrons) qu'ils comportent.

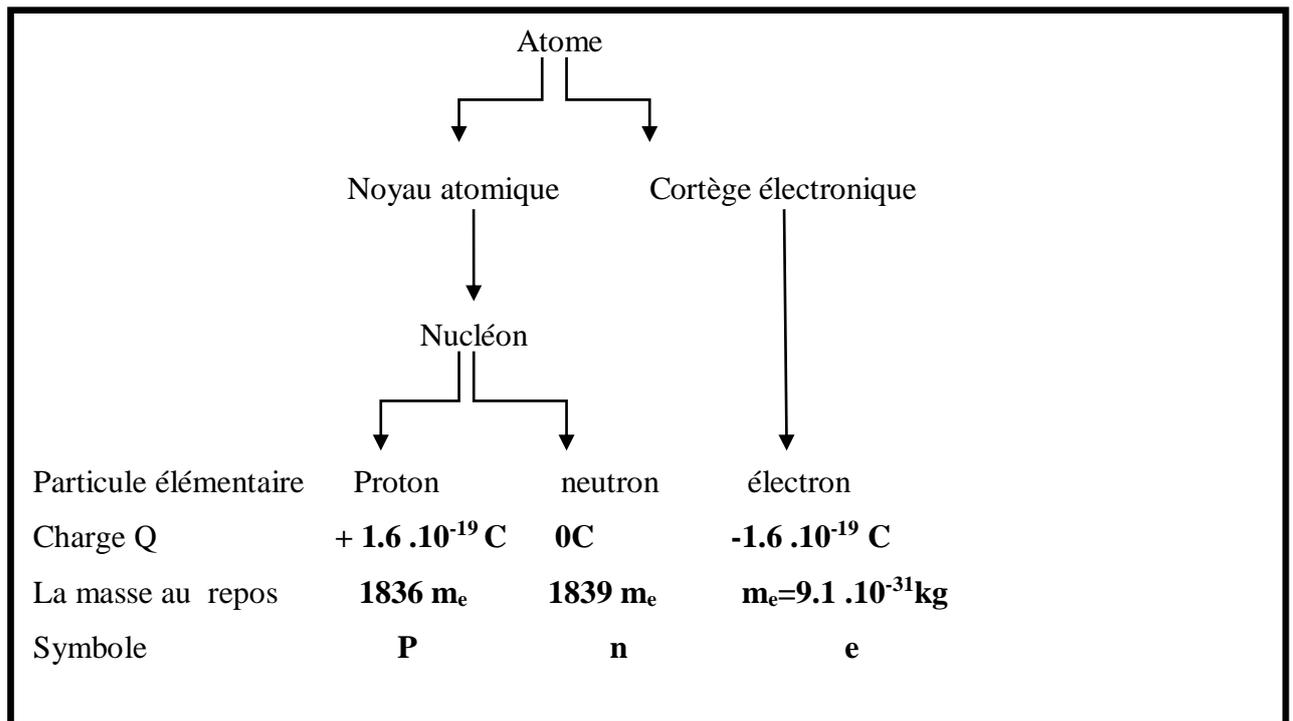


Figure I.7 : La structure de l'atome.

I.7 Les isotopes

I.7.1 Espèce chimique et isotopes

Si deux noyaux ont le même nombre de protons, ils appartiennent à la même espèce chimique (les atomes de carbone ont 6 protons, ceux d'uranium 92, par exemple). Si deux noyaux ont un même nombre de protons, mais pas le même nombre de neutrons (et donc pas le même nombre de masse), ce sont des **isotopes**. Ainsi, l'hydrogène a 3 isotopes : ceux-ci ont toujours un seul proton, mais le nombre de neutrons varie ; l'hydrogène n'a pas de neutrons, le deutérium a un neutron, le tritium a deux neutrons et il existe quelques autres isotopes de l'hydrogène avec plus de 3 neutrons. Citons aussi l'exemple des isotopes de l'uranium avec leurs 92 protons :

l'uranium 238 contient 238 nucléons, l'uranium 235 on a 235, tandis que l'uranium 234 en a évidemment 234 [7].

- Isotopes naturels (H et U).
- Isotopes artificiels (produit par des réactions nucléaires contrôlées ou non contrôlées).

Ces isotopes peuvent être stables ou instables. Les isotopes instables se décomposent plus ou moins vite en donnant d'autres noyaux et en libérant de l'énergie. Ce phénomène est appelé radioactivité naturelle ou artificielle.

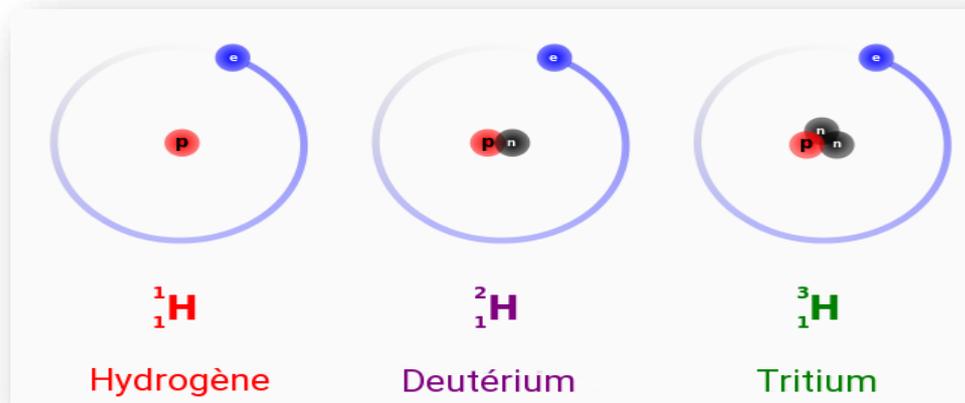


Figure I.8 : Les noyaux de ces isotopes ont la même charge mais différents par leurs masses [9].

I.7.2 Composition isotopique

Lorsqu'un élément possède plusieurs isotopes, le pourcentage de ces derniers constitue sa composition isotopique donner par :

	Pourcentage (%)
${}^1_1\text{H}$ Hydrogène	99,985
${}^2_1\text{H}$ Deutérium	0.015
${}^3_1\text{H}$ Tritium	10^{-5}

Tableau I.2 : les isotopes des hydrogènes [1].

-Le tritérium est un isotope radioactif β .

Les deux isotopes ${}^1_1\text{H}$ et ${}^2_1\text{H}$ sont stables (Hydrogène naturel).

$$M_{H(\text{naturel})} = \frac{99,985 \times 1,007825 + 0,015 \times 2,01402}{100} = 1,007976 \text{g/mol}$$

	Pourcentage (%)
Plomb	1,4
Plomb	24,1
Plomb	22,1
Plomb	52,4

Tableau I.3 : les isotopes des plombs [1].

I.8 Le modèle de la goutte liquide

Il fournit une approximation correcte de l'énergie de liaison et permet de rendre compte de la vallée de stabilité avec une bonne précision. Cette théorie montre rapidement ses limites : elle ne permette pas d'expliquer l'existence de nombres magiques, ni pourquoi les noyaux avec un nombre Z ou N pair sont plus stables que les autres. Néanmoins, elle permet de rendre compte de la forme de la vallée de stabilité assez facilement. Son point faible est de ne pas prendre en compte l'organisation des nucléons dans le noyau, chose que les modèles suivants font. Il se base sur une analogie entre un noyau atomique et une goutte de liquide, d'où son nom. En effet, un noyau est un ensemble de nucléons liés entre eux par une force attractive à longue distance, qui se repoussent à courte distance. Une goutte d'eau est assez similaire, dans le sens où elle est aussi composée de particules (des molécules d'eau) qui s'attirent à longue distance et se repoussent à courte distance (à cause d'effets électromagnétiques). Les hypothèses du modèle de la goutte liquide sont donc les suivantes : le noyau contient beaucoup de nucléons, ces nucléons sont sphériques et le noyau a une forme sphérique (dans le cas le plus simple). Le modèle de la goutte liquide dit que l'énergie de liaison du noyau est la somme de plusieurs énergies distinctes : une énergie de volume, une énergie de surface (tension superficielle), une énergie de répulsion électrostatique coulombienne, une énergie d'asymétrie et une énergie d'appariement.

I.8.1 rayon nucléaire

Pour connaître la répartition de charges dans le noyau on le bombarde avec des électrons dont on étudie la déviation. La densité de charge, suit approximativement une loi de la forme :

$$\rho(r) \simeq \frac{\rho_0}{1 + e^{(r-R)/0,5 \text{ fm}}} \tag{I.1}$$

Où

R : La distance au centre

Tandis que : $R \simeq A^{1/3} \times r_0$ avec $r_0 \simeq 1,1\text{Fm}$ (I.2)
 (Rappelons qu' A est le nombre de masse du noyau) [10].

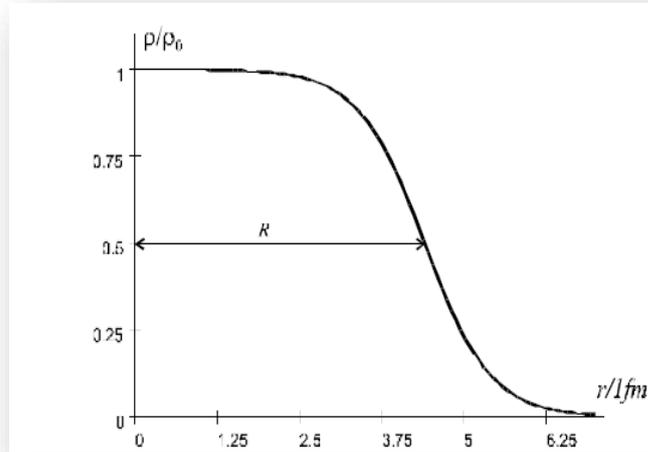


Figure I.9 : la variation de la densité de charge en fonction de la distance r .

La distance R qui apparaît sur la **figure I.8** peut être considérée comme le rayon de charge du noyau. Pour étudier la répartition de masse dans le noyau, on utilise comme projectiles des neutrons de haute énergie. Le rayon du noyau obtenu (rayon de masse) est pratiquement le même que le rayon de charge.

I.9 Energie de liaison et de cohésion des noyaux

I.9.1 Le défaut de masse

Le défaut de masse Δm est toujours positif.

Son expression est :

$$\Delta m ({}^A_ZX) = (Z \times m_p + (A - Z) \times m_n) - m_{\text{atom}} \quad \text{(I.3)}$$

Calculons la masse M des constituants du noyau de carbone ${}^{12}_6C$:

$$M = 6 \times m_p + 6 \times m_n = 2,0085 \times 10^{-26} \text{Kg} \quad \text{(I.4)}$$

M : La masse d'un atome de carbone M_{at} est égale à 12uma.

Par définition de l'unité de masse atomique.

Soit :

$$M_{at} = 12 \times 1,66054 \times 10^{-27} = 1,9926 \times 10^{-26} \text{Kg} \quad \text{(I.5)}$$

On trouve :

$M_{at} < M$ Alors qu'en tenant compte de la masse des électrons on s'attendait à $M_{at} > M$ Il faut admettre que la masse d'un atome n'est pas égale à la masse de ses constituants. La différence est

petite (de l'ordre de 10^{-3}). De façon générale, soit M la somme des masses des constituants d'un noyau : A_ZX

$$M = Zm_p + Nm_n \quad (\text{I.6})$$

Avec :

- $(N = A - Z)$.
- M La masse du noyau.

La déférence $(M - M_{atom}) = M$; est appelé « défaut de masse ».

Le défaut de masse : C'est une quantité positive.

Depuis l'article d'Einstein de l'automne 1905 nous savons que la variation d'énergie d'un système se traduit par une variation de la masse de ce même système :

$$\Delta E = \Delta M \times c^2 \quad (\text{I.7})$$

Où

C : célérité (vitesse) de la lumière $c = 3 \times 10^8$ m/s

Ainsi, considérons le système formé de 6 protons et 6 neutrons immobiles, très éloignés les uns des autres. Sa masse est M , Lorsque l'on rapproche les nucléons, le même système forme un noyau de carbone ${}^{12}_6C$ dont la masse est :

M_{at} . La quantité $(M - M_{at}) \times c^2$ est l'énergie perdue par le système lorsque s'est formé le noyau.

La formule d'Einstein ne dit pas sous quelle forme apparaît cette énergie : rayonnement, énergie cinétique ...

Il faut lui fournir l'énergie $(M - M_{at}) \times c^2$ Cette énergie est l'énergie de liaison du noyau. L'énergie de liaison est une énergie potentielle que possède le système lorsqu'il est décomposé en nucléons et qu'il perd lors de la formation du noyau. Les énergies d'ionisations sont de l'ordre de quelques eV; le défaut de masse correspondant est négligeable.

L'accroissement relatif de la masse du système lors de son ionisation est :

On comprend pourquoi les réactions chimiques qui laissent les noyaux inchangés, ne permettent pas de mettre en doute la conservation de la masse. Il n'en est pas de même pour les réactions nucléaires qui conduisent à des défauts de masse plus facilement observables qui sont fréquemment de l'ordre de 10^{-3} .

Négligeons le défaut de masse et remarquons la relation $m_e \ll m_p$

On en déduit que la masse totale des électrons Zm_e est très inférieure à la masse des protons et par conséquent à la masse du noyau :

$$Zm_e \ll Zm_p < Zm_p + (A - Z)m_n \cong Am_n \quad (\text{I.8})$$

Ainsi on commet une erreur qui reste de l'ordre de 1% en posant $M = A$.

M : La masse de l'atome.

I.9.2 Unité de masse atomique

On sait mesurer avec une grande précision les rapports des masses atomique des éléments à l'état gazeux, si l'on se fixe la masse atomique de l'un d'entre eux, on déduit celles des autres. On a convenu de prendre égale à 0,012 kg la masse atomique de l'isotope à douze nucléon du carbone ($^{12}_6\text{C}$). La masse de l'atome $^{12}_6\text{C}$ est $(\frac{0,012}{N_A})$ kg, N_A étant le nombre d'Avogadro. En physique microscopique, on ne considère pas les masses atomiques, mais les masses des atomes, des noyaux, des nucléons, des particules. Pour avoir un ordre de grandeur commode, on définit une nouvelle unité de masse, l'unités international de masse atomique mieux adaptée aux grandeurs mesurées, est appelée (uma).

Par définition $1\text{uma} = \frac{1}{12}$ de la masse de l'atome de carbone. Comme on a attribué arbitrairement à cet atome une masse molaire exacte :

$$M = 12 \times 10^{-3} \text{ Kg} \cdot \text{mol}^{-1}$$

$$\text{Sachant que : } 1\text{uma} = \frac{12^{-3}}{12} \cdot \frac{1}{N_A} \text{ kg}$$

I.9.3 L'énergie de liaison

Dans sa théorie de la relativité restreint de **Albert Einstein** que la masse est une forme de l'énergie. Cela signifie que tout système matériel de masse m , au repos une énergie, encore appelé énergie de masse [1]

$$E = m c^2 \quad (\text{I.9})$$

Nous pouvant donc attribuer une énergie de masse E à un noyau de masse m et une énergie de masse E' aux nucléons séparé de ce noyau :

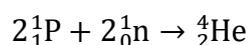
$$E' = [Zm_p + (A - Z)m_n] \times c^2 \quad (\text{I.10})$$

$$\text{Puisque : } m_{\text{noyau}} < Z \cdot m_p + (A - Z)m_n \quad (\text{I.11})$$

$E < E'$; L'énergie de masse du noyau est inférieure à celle des nucléons séparés.

I.9.4 L'énergie de cohésion des noyaux

Si on considère la formation d'un noyau d'hélium (**He**) à partir des nucléons selon la réaction :



Cette réaction s'accompagne d'une perte de masse ΔE (conservation de la matière) :

$$\Delta E = -E_1 = \Delta m c^2 \quad (\text{I.12})$$

E_1 : Énergie de formation (toujours négative)

$$\Delta m = m_{final} - m_{initiale} \quad (\text{I.13})$$

C : célérité (vitesse) de la lumière $c = 3 \times 10^8$ m/s

On définit l'énergie de cohésion $\Delta E = -E_l$ comme étant l'énergie nécessaire pour détruit un noyau en neutron et en protons (elle est toujours positive).

I.9.5 Unités d'énergie de cohésion

Les principales unités utiliser sont le joule, l'eV Sachant que :

- $1eV = 1.6 \times 10^{-19}J$
- $1MeV = 10^6 eV$

I.10 Stabilité des noyaux : Détermination de l'énergie de cohésion par nucléon

I.10.1 L'énergie de liaison par nucléon

La stabilité de noyau est mesurer par l'énergie de cohésion par nucléon en (MeV) qui est définit par la relation :

$$\Delta E' \left(\frac{\text{MeV}}{\text{nucléon}} \right) = -\Delta E / A = E_l / A \quad (\text{I.14})$$

Plus $\Delta E'$ est grand, plus le noyau est stable. L'énergie de cohésion par nucléon ($-\Delta E/A$) est inférieure à 8,9 MeV quelque soit l'élément considère. Pour comparer la stabilité de déférent noyau, il en effet confronter les énergies de liaison par nucléon E_l/A .

L'énergie de liaison par nucléon E_l/A d'un noyau est le rapport de l'énergie du noyau par son nombre de masse A. On l'exprime en MeV /nucléon. Un noyau est autant plus stable que son énergie de liaison par nucléon est élevée [1].

Exemple

^{56}Fe : 8,79 MeV /nucléon.

^{238}U : 7,57 MeV /nucléon.

Le Fer (^{56}Fe) est plus stable que l'uranium ^{238}U .

I.10.2 Variation de l'énergie de liaison par nucléon avec le nombre de masse A

I.10.2.1 La courbe d'Aston

Lorsqu'on étudie les valeurs numériques de l'énergie de liaison par nucléon E_1/A en fonction de A pour l'ensemble des nucléides, on obtient les résultats suivants :

- Pour $1 < A < 20$ E_1/A augmente avec A, de manière discontinue, de 1 MeV par nucléon à 8 MeV.
Par nucléon (valeurs approximatives).
- Pour $20 < A < 190$ E_1/A devient, de nouvelles inférieures à 8 MeV/nucléon et décroît lorsque A a augmenté.

Ces résultats nous montrent :

- L'énergie de liaison par nucléon des noyaux stable est supérieure à 8 MeV/nucléon.
- Les noyaux stables sont ceux dont le nombre de masse : $20 < A < 190$.

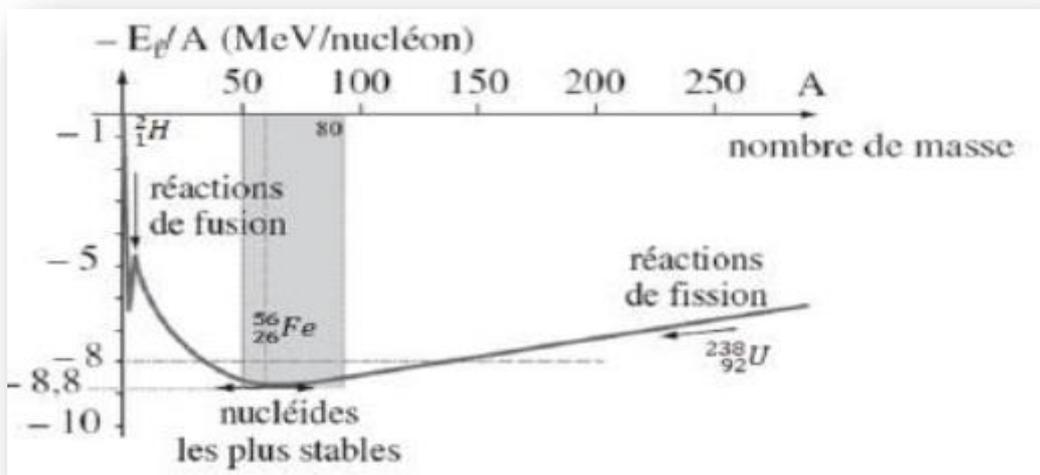


Figure I.10 : Courbe d'Aston.

La courbe de Aston, représente la variation de $-E_1/A$ en fonction de A. Les noyaux les plus stables, qui ont les plus grand valeurs de E_1/A , apparaissent dans la partie la plus basse de la courbe (voir **figure I.10**).

L'allure de la courbe d'Aston permet d'envisager deux façons de faire diminuer l'énergie de masse d'un système, donc de faire apparaître de l'énergie sous une forme susceptible d'être exploité.

I.11 La radioactivité

Il existe des isotopes naturels ou artificiels instables appelés radioactifs. Parmi la centaine d'éléments connus seuls les 83 premiers (à l'exception du Technétium ($Z = 43$) et du Prométhium).

($Z = 61$) possèdent au moins un isotope stable.

A partir du Polonium ($Z = 84$) il n'existe plus de nucléides stables, ils sont tous radioactifs [3].

I.11.1 Radioactivité artificielle et les réactions nucléaires

Il s'agit de la radioactivité provoquée sur certains noyaux à la suite d'une intervention humaine. Les premiers noyaux radioactifs artificiels ont été obtenus par Rutherford en 1919. En bombardant des atomes d'azote avec des particules α qui conduit à la formation de nouveaux noyaux :

I.11.1.1 La Fission nucléaire

Lorsque deux noyaux lourds et instables, de nombre de masse A élevé ($A > 190$), se fragmente pour donner des noyaux plus légers, le système formé par ces noyaux plus légers est plus stable que le noyau lourd initial, car il y a augmentation de l'énergie moyenne de liaison par nucléons.

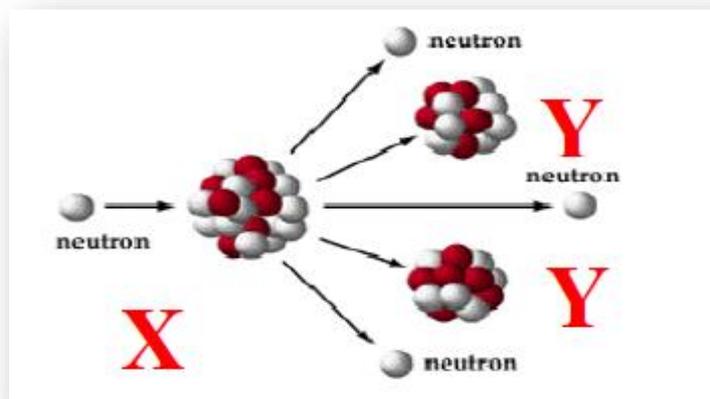
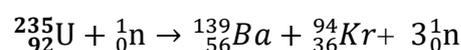
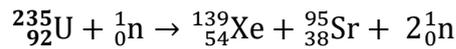


Figure I.11 : Fission nucléaire [2].

Exemples





I.11.1.2 : La Fusion nucléaire

Lorsque deux noyaux légers et instables, de nombre de masse $A < 20$ s'associent pour former un noyau plus lourds, celui-ci est plus stable que le système formé par les deux noyaux plus lourds celui-ci est plus stable que le système formé par les deux noyaux plus légers car il y a une augmentation de l'énergie moyenne de liaison par nucléons.

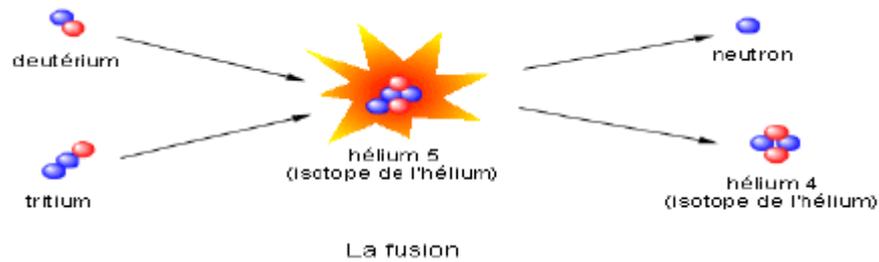
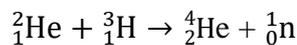
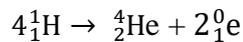


Figure I.12 : Fusion nucléaire [11]

Exemples

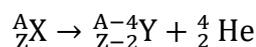


I.12 Radioactivité naturelle

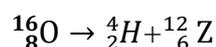
Ces noyaux peuvent se désintégrer spontanément en expulsant certains constituants pour donner des noyaux plus stables. Ces éléments radioactifs ont été mis en évidence par. Becquerel en 1896. Il existe trois formes de radioactivité différentes [5] :

I.12.1 Rayonnement α

Les noyaux émetteurs α (noyau d'Hélium) ont des nombres de masse et de charge élevés ($A > 200; Z > 82$) ; ce sont des noyaux trop lourds et donc instables et possèdent une basse énergie de liaison. La désintégration α permet la transformation de ces nucléides plus légers avec une énergie de liaison plus forte.

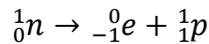
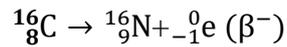


Exemple

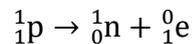
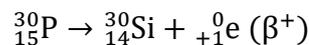


I.12.2 Rayonnement β^-

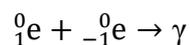
Ce rayonnement concerne les isotopes qui possèdent un excès de neutrons. De tels noyaux cherchent à se stabiliser en augmentant les nombres de protons et en diminuant les nombres de neutrons.

**Exemple****I.12.3 Rayonnement β^+**

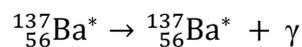
Cette forme de radioactivité concerne les isotopes instables qui possèdent un excès de protons ces noyaux cherchent à se stabiliser en augmentant les nombres de neutrons et en diminuant les nombres de protons. De tels nucléides transforment un neutron en un proton en émettent un positon ${}_{-1}^0e$ qui n'existe pas dans le noyau, et tous de même expulsé du noyau.

**Exemple****I.12.3 Rayonnement γ**

Les particules β^+ ont une durée de vie très courte. Lorsqu'elles rencontrent un électron, les deux particules s'annulent pour donner de l'énergie sous forme d'un rayonnement électromagnétique γ suivant le bilan :



L'émission γ c'est l'émission d'un rayonnement électromagnétique.

Exemple

Chapitre II

La géométrie d'un noyau.

II.1 Introduction

Les symétries géométriques jouent un rôle important dans toutes les branches de la physique. Leur identification, leur mise en évidence, expérimentale et l'analyse de leurs effets aident à comprendre et interpréter la structure du noyau atomique en physique nucléaire. Leur présence en physique nucléaire, en analogie avec la physique moléculaire.

II.2 Contexte théorique

Les symétries géométriques sont caractérisés par un groupe ponctuel double en structure nucléaire pourraient expliquer la stabilité de certain noyau atomique.

- La question de la stabilité nucléaire.
- Interaction et symétrie géométrique du noyau de l'atome.

II.3 Groupes « ponctuels » de symétrie géométrique

Dans cette partie, nous résumerons les propriétés des groupes « ponctuel » des symétries géométriques aux quels appartient le groupe physique. Dans la littérature, ce groupe est pour souligner la propriété intrinsèque qui est de posséder des représentations irréductibles de dimension supérieure à 2. Cette propriété appliquée à la physique nucléaire implique une dégénérescence des états nucléaires supérieures à 2 (valeurs liées a la dégénérescence de « Kr-ramers » correspondant à la symétrie par renversement du temps) ; Or, si un système nucléaire possède une dégénérescence d'ordre supérieure à 2 alors le spectre en énergie des particules individuelles du noyau atomique possède des intervalles (dits « gaps ») en énergie qui peuvent devenir nettement plus forts.

II.4 La question de la stabilité nucléaire

De façon générale, l'Hamiltonien nucléaire déformant peut s'écrire comme :

$$\hat{H} = \hat{H}(\vec{r}, \vec{p}, \vec{s}; \{\alpha_{\lambda\nu}\}) \quad (\text{II.1})$$

Avec :

- \vec{r} , l'opérateur de position ;
- \vec{p} , l'opérateur de moment linéaire ;
- \vec{s} , l'opérateur de spin ;
- $\{\alpha_{\lambda\nu}\}$, les opérateurs de la déformation.

Supposons que le noyau possède r représentations irréductibles de dimension respective d_1, \dots, d_r . la dégénérescence des valeurs est égale aux dimensions de représentation irréductibles.

La (figure II.1) montre que, si les « gaps » en énergie dans le spectre en énergie des particules individuelles ϵ_i sont suffisamment larges pour une certaine déformation. Alors la configuration nucléaire correspondant pour présenter un minimum local stable correspondant a cette déformation. Le noyau atomique peut alors adapter une déformation qui minimise son énergie totale car elle correspond à une symétrie géométrique [13].

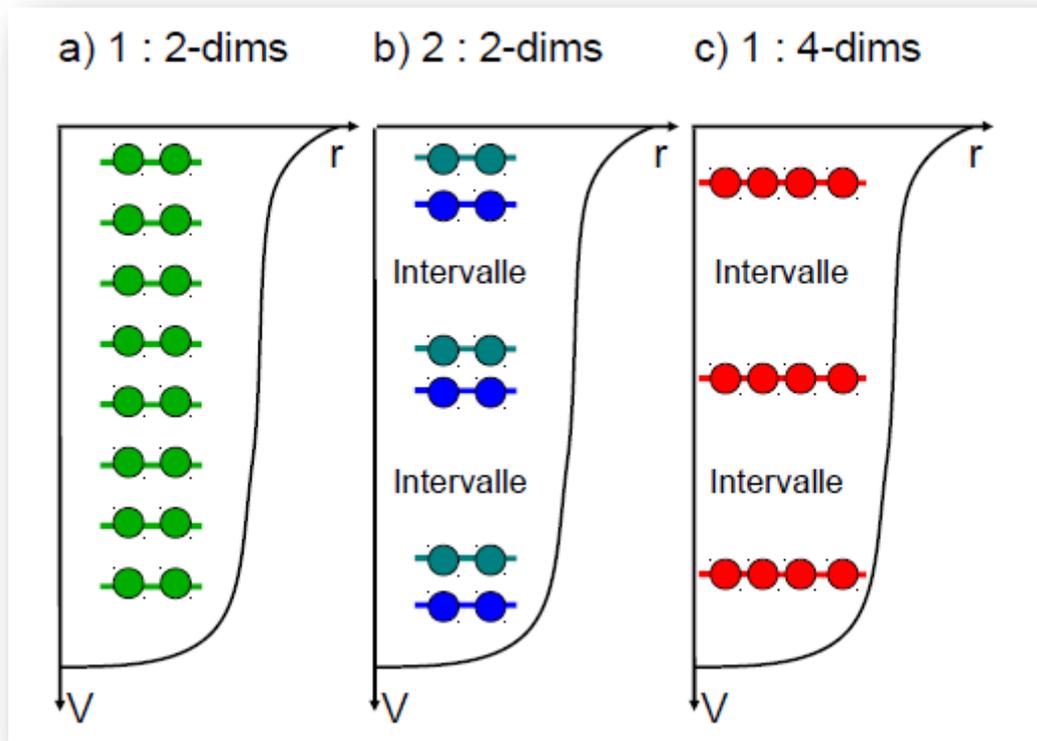


Figure II.1 : L'illustration de « gaps » en énergie dans le spectre en énergie des particules individuelle

L'illustration de « gaps » en énergie dans le spectre en énergie des particules individuelles dûes à une symétrie géométrique. Une seule représentation irréductible de dimension 2 : tous les états d'une seule représentation remplissent l'espace d'énergie de façon approximativement équidistant ce que implique l'absence de grande « gaps » en énergie, donc pas de tendance à produire un minimum stable .b). Deux représentation irréductible coexistantes de dimension 2 : le mécanisme précédent se répète deux fois de façon séparée pour chaque représentation, les états des deux représentation irréductibles remplissent alors le même espace d'énergie ce qui implique l'apparition de « gaps » en énergie plus grand qu'en a), donc une tendance à produire un minimum stable .c) mais avec quatre nucléons par états impliquant que l'écart moyen entre deux états est approximativement deux fois plus important qu'en b) avec la possibilité de

création occasionnelle de « gaps » en énergie encore plus grand à des déformation donnés ; donc une tendance à produire un minimum très stable (voir la **figure II.1**).

II.5 Interaction et symétrie géométrique du noyau de l'atome

Le noyau de l'atome est un objet quantique, et pourtant nous voyons, dans la première section comment il est possible de traiter la forme géométrique de noyau conduit introduire paramètre à l'aide des harmoniques sphériques. Cette description géométrique du noyau conduit à introduire des paramètres, les coordonnées de forme et le champ moyen. La résolution du mouvement individuelle des nucléons dans le champ moyen est abordée dans cette partie [9]. Nous permettons de montrer comment contraindre la description de la forme du noyau pour assurer la présence de surface comment les symétries peuvent être utilisées pour simplifier l'ouvrage calculatoire. Enfin, nous introduirons la symétrie physique, mais aussi pour la première fois celle de la rotation. Les conséquences immédiates de ces symétries sont exposées, qui favorisent l'apparition de sauts énergétique (**gap** en anglais) stabilisent le noyau dans ces symétries particulières. Généralement, nous plaçons dans le référentiel du centre d'inertie du noyau et nous considérons que ce référentiel est galiléen [13].

II.5.1 La forme du noyau de l'atome

Nous connaissons quatre interactions fondamentales, qui permettant de décrire tous les phénomènes actuellement connus dans la physique. Ces quatre interactions sont actives dans le noyau de l'atome. Cependant nous n'allons en garder que deux parmi les quatre. Nous oublions l'interaction gravitationnelle, dont l'intensité est négligeable, et nous ne prenons pas. En compte l'interaction faible, qui est responsable des phénomènes de radioactivité β ou plus précisément des changements de saveurs entre nucléons [9].

$$p \rightarrow n + \bar{e} + \nu_e$$

$$n \rightarrow p + e + \bar{\nu}_e$$

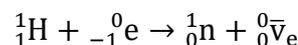
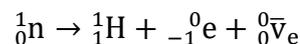
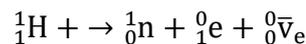
$$p + e \rightarrow n + \nu_e \text{ [10]}$$

L'interaction électromagnétique est bien connue. Dans le cas du noyau, elle l'exprime essentiellement par une interaction répulsive agissant exclusivement entre les protons avec une portée infinie mais dont l'effet est écranté par le nuage électronique en dehors de l'atome. Il existe aussi une partie magnétique, qui est, la plupart du temps, négligeable dans le noyau.

L'interaction électromagnétique ne permet pas d'assurer la cohésion du noyau. C'est ainsi que les physiciens ont été mis sur la piste de l'existence de l'interaction nucléaire.

L'interaction électromagnétique nucléaire assure la cohésion du noyau, elle agit indifféremment sur les protons et les neutrons qui sont, pour cette interaction, des nucléons. L'interaction entre les nucléons est bien plus intense que l'interaction électromagnétique, mais à très courte portée ce qui signifie que l'espace dans lequel interactions et évanescence est plus restreint que la taille de noyau. Ces caractéristiques confèrent au noyau, une structure extrêmement compacte. La matière nucléaire localise un grand nombre des nucléons qui sont incompressibles. Ces concepts de la géométrie classique peuvent être pris comme point de départ de la théorie de groupe du noyau. Ou bien ils sont déduits des calculs de densité par la résolution de l'équation de Schrödinger. A cette échelle, la matière nous peut être de voir la bonne vieille géométrie en considérant la forme d'un noyau. C'est dans ce sens que nous parlons de goutte quantique [13].

1. Il est aussi possible pour écrire ces équations :



La compacité d'un réseau cristallin, est le rapport de volume de matière au volume de cristal atteint 74% dans le cas des réseaux cubiques faces centrés au hexagonale compact. Seul un remplissage apollonien est capable de faire mieux que l'interaction nucléaire grâce à sa structure fractale.

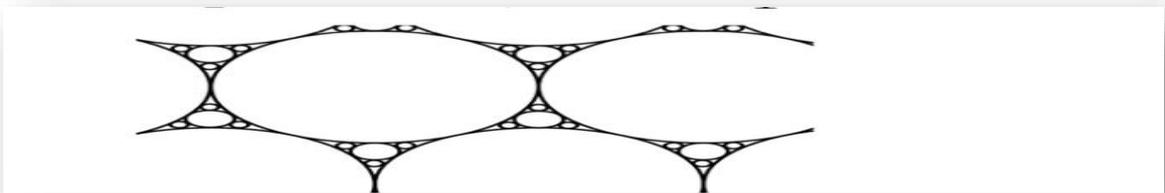


Figure II.2 : La position des nucléons dans le noyau.

C'est pourquoi il faut un moyen pour caractériser de manière simple systématique et univoque, la forme et la surface d'un noyau. Les harmoniques sphériques, qui caractérisent le noyau, sont des fonctions complexes avec des angles θ et ϕ donnent la direction d'un point dans l'espace. Le détail des définitions et des théorèmes concernant les harmoniques sphériques est donné dans

[10] bibliographe. Nous rappelons ici quelques propriétés sans démonstration, avec une convention usuelle sur le facteur de normalisation.

$$Y_{\lambda\mu}(\theta, \varnothing) = \sqrt{\frac{2\lambda+1(\lambda-\mu)!}{4\pi(\lambda+\mu)!}} P_{\lambda\mu}(\cos \theta) e^{i\mu\varnothing} \quad (\text{II.2})$$

Ou plus simplement

$$Y_{\lambda\mu}(\theta, \varnothing) = Z_{\lambda\mu} P_{\lambda\mu}(\cos \theta) e^{i\mu\varnothing} \quad (\text{II.3})$$

En posant le facteur de normalisation

$$Z_{\lambda\mu} = \sqrt{\frac{2\lambda+1(\lambda-\mu)!}{4\pi(\lambda+\mu)!}} \quad (\text{II.3})$$

$Z_{\lambda\mu}$: Un coefficient réel. Dans ces expressions les $P_{\lambda\mu}$ sont des polynômes associées de Legendre.

Les harmoniques sphériques constituent une base ortho normale de l'espace de Hilbert des fonctions des carrés sommable. La relation d'ortho normalisation s'écrit :

$$\int_0^{2\pi} d\varnothing \int_0^{2\pi} d\theta \sin\theta Y_{\lambda\mu}(\theta, \varnothing) Y_{\lambda'\mu'}^*(\theta, \varnothing) = \delta_{\lambda\lambda'} \delta_{\mu\mu'} \quad (\text{II.4})$$

Les dérivées partielles des harmoniques sphériques sont

$$\frac{\partial Y_{\lambda\mu}}{\partial \theta}(\theta, \varnothing) = -Z_{\lambda\mu} \sin\theta P'_{\lambda\mu}(\cos\theta) e^{i\mu\varnothing} \quad (\text{II.5})$$

et :

$$\frac{\partial Y_{\lambda\mu}}{\partial \varnothing}(\theta, \varnothing) = i\mu Z_{\lambda\mu} P_{\lambda\mu}(\cos\theta) e^{i\mu\varnothing} \quad (\text{II.6})$$

Les harmoniques sphériques $Y_{\lambda\mu}$ sont les coordonnées de tenseur sphériques covariante Y_λ de range λ :

$$Y_\lambda = \{Y_{\lambda\mu}; -\lambda \leq \mu \leq \lambda\} \quad (\text{II.7})$$

Le range est indiquée par un indice en position basse et le caractère covariant ou contra variant est préciser par un second indice μ qui est en position basse pour les tenseurs sphériques covariants. Par exemple nous allons voir les coordonnées de forme constituent des tenseur sphériques contra-variant.

$$\alpha_\lambda = \{\alpha_\lambda^\mu; -\lambda \leq \mu \leq \lambda\} \quad (\text{II.8})$$

Nous rappelons la dernière propriété de tenseur sphérique

$$Y_{\lambda-\mu} = (-1)^\mu Y_{\lambda\mu}^*, \quad \alpha^{-\mu}_\lambda = (-1)^\mu (\alpha_\lambda^\mu)^* \quad (\text{II.9})$$

Le noyau de l'atome est souvent imaginé un objet sphérique ou ellipsoïde. Dans ce cas la détermination d'un point de la surface du noyau est naturellement donné un coordonnés sphérique (r, θ, ϕ) par

$$\forall \theta, \phi, \quad r = R(\theta, \phi) = R_0 \quad (\text{II.10})$$

Définition d'une surface du noyau

Nous appelons forme du noyau

$$F(\theta, \phi; \alpha) = 1 + \sum_{\lambda=0}^{\infty} \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} \alpha_\lambda^\mu Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi) \quad (\text{II.11})$$

L'équation de la surface du noyau est

$$r = R(\theta, \phi; \alpha) = R_0(1 + \sum_{\lambda=0}^{\infty} \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} \alpha_\lambda^\mu Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi)) \quad (\text{II.12})$$

et nous pouvons donner une expression vectorielle.

$$\vec{r} = \vec{R}(\theta, \phi; \alpha) = R(\theta, \phi; \alpha) \vec{n}(\theta, \phi) \quad (\text{II.13})$$

et nous employons le vecteur unitaire radiale

$$\vec{n}(\theta, \phi) = \sin\theta \cos\phi \vec{i} + \sin\theta \sin\phi \vec{j} + \cos\theta \vec{k} \quad (\text{II.14})$$

Le volume du noyau est celui d'une sphère de rayon R_0 :

$$\frac{4\pi}{3} R_0^3 = \int dV = \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\pi d\theta \sin\theta \int_0^{R(\theta, \phi; \alpha)} r^2 dr = \frac{1}{3} \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\pi d\theta \sin\theta R^3(\theta, \phi; \alpha) \quad (\text{II.15})$$

Alors

$$4\pi = C^3(\alpha) \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\pi d\theta \sin\theta F^3(\theta, \phi; \alpha) \quad (\text{II.16})$$

et

$$\frac{1}{c(\alpha)} = \sqrt[3]{\frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\pi d\theta \sin\theta F^3(\theta, \phi; \alpha)} \quad (\text{II.17})$$

Nous allons construire une expression réelle de cette fonction en utilisant les propriétés données précédemment. Il devient la possibilité de glisser la symétrie géométrique dans l'atome et le contrôler. Nous réalisons à travers l'utilisation du champ moyen une précision immédiate.

$$F(\theta, \phi; \alpha) = 1 + \sum_{\lambda=0}^{\infty} \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} \alpha_\lambda^\mu Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi) = 1 + \sum_{\lambda=0}^{\infty} (\alpha_\lambda^0 Y_{\lambda 0}(\theta, \phi) + \sum_{\mu=1}^{\lambda} (\alpha_\lambda^\mu Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi) + \alpha_\lambda^{-\mu} Y_{\lambda-\mu}(\theta, \phi))) \quad (\text{II.18})$$

Avec les relations

$$F(\theta, \phi; \alpha) = 1 + \sum_{\lambda=0}^{\infty} (\alpha_{\lambda}^0 Y_{\lambda 0}(\theta, \phi) + \sum_{\lambda=1}^{\lambda} (\alpha_{\lambda}^{\mu} Y_{\lambda \mu}(\theta, \phi) + (-1)^{\mu} (\alpha_{\lambda}^{\mu})^* \times (-1)^{\mu} Y_{\lambda \mu}^*(\theta, \phi))) = 1 + \sum_{\lambda=0}^{\infty} (\alpha_{\lambda}^0 Y_{\lambda 0}(\theta, \phi) + \sum_{\lambda=1}^{\lambda} (\alpha_{\lambda}^{\mu} Y_{\lambda \mu}(\theta, \phi) + (\alpha_{\lambda}^{\mu} Y_{\lambda \mu}(\theta, \phi))^*)) = 1 + \sum_{\lambda=0}^{\infty} (\alpha_{\lambda}^0 Y_{\lambda 0}(\theta, \phi) + \sum_{\lambda=1}^{\lambda} 2Re(\alpha_{\lambda}^{\mu} Y_{\lambda \mu}(\theta, \phi))) \quad (\text{II.19})$$

Alors

$$Re(\alpha_{\lambda}^{-\mu} Y_{\lambda -\mu}(\theta, \phi) = Re(\alpha_{\lambda}^{\mu} Y_{\lambda \mu}(\theta, \phi)) \quad (\text{II.20})$$

Donc

$$F(\theta, \phi; \alpha) = 1 + \sum_{\lambda=0}^{\infty} (\alpha_{\lambda}^0 Y_{\lambda 0}(\theta, \phi) + \sum_{\lambda=1}^{\lambda} (Re(\alpha_{\lambda}^{\mu} Y_{\lambda \mu}(\theta, \phi)) + Re(\alpha_{\lambda}^{-\mu} Y_{\lambda -\mu}(\theta, \phi)))) \quad (\text{II.21})$$

D'autre part

$$Y_{\lambda 0} = (-1)^0 Y_{\lambda 0}^* \quad , \quad \alpha_{\lambda}^0 = (-1)^0 (\alpha_{\lambda}^0)^*$$

Donc nous savons que

$$Y_{\lambda 0} = Re Y_{\lambda 0} \quad , \quad \alpha_{\lambda}^0 = Re \alpha_{\lambda}^0$$

II.6 Structure en couches des noyaux et couplage spin-orbite

Une grandeur fondamentale pour un système à N corps comme le noyau atomique est le libre parcours moyen, c'est-à-dire la distance qui en moyenne sépare deux collisions qui subissent un des constituants du système. Dans le cas du noyau, cette grandeur peut être estimée aux expériences de diffusion de neutrons et de protons [1]. Les résultats de ces expériences indiquent que le libre parcours moyen d'un nucléon est au moins comparable aux dimensions du noyau. L'explication théorique, admise que cet état est très simple. Lorsque le noyau est dans son état fondamental, les nucléons occupent les états les plus bas. C'est la partie la plus douce des interactions qui prédominent, et qui contribuent à l'établissement d'un potentiel moyen dans lequel les nucléons peuvent être considérés comme indépendants [3]. Cette distribution de charge est de la forme.

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)} \quad (\text{II.22})$$

Où

ρ_0 : La densité centrale du noyau, R est le rayon de charge et a le paramètre dit de diffusivité caractérisant l'étendue de la surface nucléaire. En supposant que la densité des neutrons a approximativement la même forme que celle des protons, et en invoquant la courte portée des forces nucléaires, il est raisonnable de penser que le potentiel moyen ressenti par un nucléon dans le noyau a une dépendance radiale similaire à celle de la distribution de charge. On obtient

ainsi un potentiel moyen à un corps attractif de la forme (Couramment appelé potentiel de Woods-Saxon) :

$$V(r) = \frac{-V}{1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)} \quad (\text{II.23})$$

II.5 L'interaction électromagnétique

La composition du noyau avec des particules chargés qui sont les protons, implique logiquement la présence de l'interaction électromagnétique. La partie électrique fut entièrement déterminée en 1785 par Charles-Augustin Coulomb et c'est pourquoi on parle d'interaction coulombienne. La partie magnétique, quant à elle, fut précisée en 1820 par André-Marie Ampère. Dès que la densité de charge électrique est connue, l'interaction coulombienne est parfaitement déterminée. La densité de charge électrique dans le noyau est uniforme et indépendante que.

$$\rho(\vec{r}, \alpha) = \begin{cases} \frac{(Z-1)e}{\frac{4}{3}\pi R_0^3} \\ 0 \text{ pour } \vec{r} \notin v(\Sigma) \end{cases} \quad (\text{II.24})$$

Où ρ_0 est la densité de la charge de tous les protons, le mouvement repartie uniformément dans tout le volume du noyau $v(\Sigma)$. Nous avons alors, l'expression de l'énergie associée à cette interaction pour un nucléon sur tous les volumes :

$$V_{coul}(\vec{r}, \alpha) = \left(\frac{1}{2} - \eta\right) \quad (\text{II.25})$$

Maintenant il est certain que l'interaction coulombienne n'est pas la seule interaction électromagnétique active dans le noyau. En particulier comme un électron dans un atome, nous pouvons envisager une interaction spin-orbite électromagnétique entre le moment magnétique orbitale et le moment de spin d'un proton est donné par

$$V_{Amp}(\vec{r}, \vec{p}, \vec{s}; \alpha) = \frac{g_l(\eta)g_s(\eta)}{4m^2(\eta)c^2} (\vec{\Delta}V_{coul}(\vec{r}; \alpha) \wedge \vec{p}) \cdot \vec{s} \quad (\text{II.26})$$

III.6 L'interaction nucléaire centrale

A partir de 1919, avec la découverte du proton et de la structure de noyau de l'atome par Ernest Rutherford, l'idée de l'existence d'une interaction nucléaire va progressivement émerger afin d'expliquer que le noyau n'explose pas sous l'effet de la répulsion électrique des protons.

Nous avons d'aujourd'hui, que les nucléons sont également structurés et constitués des quarks .L'interaction nucléaire dans le noyau est un résidu de l'interaction nucléaire entre les quarks .A l'heure actuelle son expression n'est pas complètement connu, mais nous possédons ses caractéristiques principales à savoir qu'elle agit sur les nucléons qui tentent de quitter le noyau avec un grand vigueur mais sur une très courte portée. Pour rendre compte de ces caractéristiques nous utilisons comme point de départ l'expression empirique de l'énergie potentielle donnée dans le cadre de la symétrie sphérique.

$$V_{WS}(r) = \frac{V_0}{1 + \exp\left(\frac{r-R_0}{a_0}\right)} \quad (\text{II.27})$$

Dans cette expression V_0 est la profondeur de puits nucléaire, R_0 le rayon nucléaire et a_0 l'épaisseur de la surface nucléaire qui introduit la notion de peau nucléaire. Le rayon nucléaire est le rayon du noyau sphérique et il est lié au rayon r_0 d'un nucléon :

$$R_0 = r_0 A^{\frac{1}{3}}$$

Signifiant que la matière nucléaire est incompressible .pour fixer les idées sur les ordres des grandeurs :

$$V_0 \approx 8,0 \text{ pJ} \approx 50 \text{ Mev}$$

$$a_0 \approx 0,5 \text{ fm.}$$

$$r_0 \approx 1,2 \text{ fm.}$$

Nous pouvons examiner quelques valeurs prises par cette énergie potentielle :

$$V_{WS}(R_0) = 0,50V_0 .$$

$$V_{WS}\left(R_0 - \frac{a_0}{2}\right) = 0,62V_0 .$$

$$V_{WS}\left(R_0 + \frac{a_0}{2}\right) = 0,38V_0 = V_{WS}\left(R_0 - \frac{a_0}{2}\right) - 0,50V_{WS}(R_0) .$$

$$V_{WS}(R_0 + 2,2a_0) = 0,10V_0 .$$

II.7 L'interaction spin-orbite nucléaire

Contrairement à l'interaction spin-orbite électromagnétique, nous n'avons pas d'équivalent entre la charge électrique et le moment magnétique a l'interaction nucléaire. Nous savons qu'une théorie quantique relativiste fondée sur l'équation de DIRAC conduit à considérer

une interaction spin-orbite nucléaire dans le même cadre que l'interaction spin-orbite électromagnétique. L'énergie potentielle de l'interaction spin-orbite nucléaire est :

$$V_{GM}(\vec{r}, \vec{p}, \vec{s}; \alpha) = \lambda_{so}(\eta) (\vec{\nabla} V_{ws}^{so}(\vec{r}; \alpha) \wedge \vec{p}) \cdot \vec{s} \quad (\text{II.28})$$

Avec :

$$V_{ws}^{so}(\vec{r}; \alpha) = \frac{V_{so}(\eta)}{1 + \exp\left(\frac{\text{dist } \Sigma \text{ so}(\vec{r}; \alpha)}{\alpha_{so}(\eta)}\right)} = \frac{V_{so}(\eta)}{1 + \exp\left(\frac{R_{so}(\eta) \text{dist } \Sigma(\vec{r}; \alpha)}{\alpha_{so}(\eta)}\right)}$$

La seule interaction non locale qui non négligeable est donc cette interaction spin-orbite nucléaire, que doit causer une énergie potentielle tenseur :

$$V_{ten}(\vec{r}, \vec{s}; \alpha) = -\frac{\lambda_{so}^2(\eta) m(\eta)}{2} \left(\vec{s} \wedge \vec{\nabla} V_{ws}^{so}(\vec{r}; \alpha) \right)^2 \quad (\text{II.29})$$

Chapitre III

La déformation du noyau

III.1 Introduction

Les ordinateurs sont partout dans nos vies quotidiennes. Entre le bureau, l'ordinateur portable, le téléphone, la banque et le véhicule, il est difficile d'échapper complètement aux ordinateurs. Il est logique d'en apprendre un peu plus sur la façon dont l'ordinateur fonctionne vraiment. Ce travail fournit une introduction à la programmation et à la résolution de problèmes en utilisant le langage de programmation Fortran 95/2003/2008.

III.2 Structure d'un programme Fortran

Quelque soit le langage utilisé, un programme se présente comme une succession d'instructions. L'algorithmique étudie la structure des programmes. Cette structure peut se présenter sous forme d'un **organigramme** où apparaissent de façon schématique les opérations à faire et leur séquence. Les entrées-sorties sont représentées dans des parallélogrammes, et les traitements par des rectangles, les ruptures de séquence (ou aiguillages qui donnent des alternatives dans la séquence des instructions). Un organigramme est une représentation graphique de l'enchaînement des suites d'instructions. Il débute ainsi.

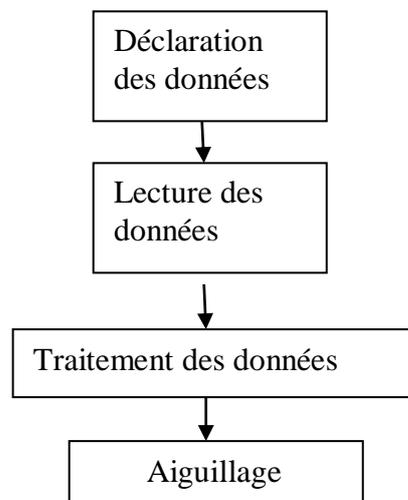


Figure III.1 : Structure d'un programme Fortran.

III.3 Equation de Schrödinger d'un nucléon dans un puits infini

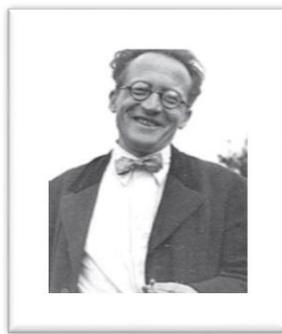
Les fondements de la chimie quantique peuvent être datés à 1926 lorsque le physicien Erwin Schrödinger [1] proposa dans le cadre de la théorie quantique une équation différentielle connue aujourd'hui sous le nom d'équation de Schrödinger et dont la résolution permet en principe de décrire toutes les propriétés de la matière à l'échelle atomique. Dans sa forme la plus courante (indépendante du temps), l'équation de Schrödinger s'écrit :

$$\hat{H} \Psi = E \Psi \quad (\text{III.1})$$

\hat{H} Représente l'opérateur Hamiltonien du système considéré (atome, molécule, solide) ; il est connu et contient des termes relatifs à l'énergie cinétique des électrons et des noyaux atomiques, ainsi que des termes décrivant l'interaction coulombienne électron-noyau, électron-électron, noyau-noyau.

Ψ La fonction d'onde est une fonction compliquée des positions de toutes les particules. Sa connaissance donne accès à toutes les propriétés du système. En particulier, son carré, Ψ^2 est relié à la probabilité de détecter les particules aux positions considérées.

E est l'énergie totale.



Erwin Schrödinger (1887-1961) en 1933, année où il reçut le prix Nobel de physique

III.3.1 Expression de l'énergie de noyau

En utilisant l'équation de Schrödinger dépendant du temps :

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = H\Psi = E\Psi \quad (\text{III.2})$$

On a : L'Hamiltonien

$$H = \frac{p^2}{2m} + U_0 \quad (\text{III.3})$$

L'effet de déformation inclus des phénomènes relativistes sur le noyau, qui peuvent donner par :

$$P^2 = (P_0 + \delta P)^2 \quad (\text{III.4})$$

Un développement limité donne

$$P^2 = P_0^2 \left(1 + \frac{\delta P}{P_0}\right)^2 \quad (\text{III.5})$$

Nous acceptons que $\delta p \ll P_0$

Alors

$$P^2 = P_0^2 \left(1 + \frac{\delta P}{P_0}\right)^2 \quad (\text{III.6})$$

On remplace la quantité du mouvement par leur formule classique, on trouve

$$P^2 = P_0^2 \left(1 + \frac{v\delta m}{vm}\right)^2 \quad (\text{III.7})$$

$$P^2 = P_0^2 \left(1 + \frac{\delta m}{m}\right)^2 \quad (\text{III.8})$$

On obtient que

$$P^2 \approx P_0^2 \left(1 + \frac{2\delta m}{m}\right) \quad (\text{III.9})$$

On pose pour le potentielle de notre noyau est donné par :

$$u_0 = u(r) \cdot q^2 \quad (\text{III.10})$$

Encore

$$q^2 = (e + \delta e)^2 \quad (\text{III.11})$$

$$q^2 = e^2 \left(1 + \frac{\delta e}{e}\right)^2 \quad (\text{III.12})$$

À partir de l'équation (III.11) et l'équation (III.12) on trouve :

$$q^2 = e^2 \left(1 + \frac{\delta e}{e}\right)^2 \quad (\text{III.13})$$

Pour les phénomènes relativiste, on accepte que

$$\frac{\delta e}{e} = \frac{\delta m}{m}$$

En remplaçant l'équation (III.13) et (III.9) dans l'équation (III.3) :

$$H = \frac{p^2}{2m} + U_0$$

$$H \approx \frac{P_0^2}{2m} \left(1 + \frac{2\delta m}{m}\right) + e^2 \left(1 + \frac{2\delta e}{e}\right) u(r)$$

$$H \approx \frac{p_0^2}{2m} \left(1 + \frac{2\delta m}{m}\right) + e^2 \left(1 + \frac{2\delta m}{m}\right) u(r)$$

$$H \approx \left(1 + \frac{2\delta m}{m}\right) \left(\frac{p_0^2}{2m} + e^2 u(r)\right)$$

On trouve :

$$H = \left(1 + \frac{2\delta m}{m}\right) \left(\frac{p_0^2}{2m} + v(r)\right) \tag{III.14}$$

et

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = H\Psi = E\Psi$$

On a :

$$E\Psi \approx \left\{ \left(1 + \frac{2\delta m}{m}\right) \left(\frac{p_0^2}{2m} + v(r)\right) \right\} \Psi = H\Psi \tag{III.15}$$

$$\left\{ \left(\frac{p_0^2}{2m} + v(r)\right) \right\} \Psi = \frac{i\hbar}{1 + \frac{2\delta m}{m}} \frac{\partial \Psi}{\partial t}$$

$$\left(\frac{p_0^2}{2m} + v(r)\right) \Psi = \frac{E}{1 + \frac{2\delta m}{m}} \Psi$$

(L'équation de Schrödinger d'un nucléon dans un puits infini)

$$H_0 \Psi = E\Psi$$

$$V(r) = \begin{cases} 0 & 0 \leq r \leq 2\delta r \\ +\infty & r \leq 0 \text{ ou } r \geq 2\delta r \end{cases}$$

L'équation de Schrödinger donne pour $\Psi(r)$ à l'intervalle $r \leq 0$ ou $r \geq 2\delta r$;

δ : Le rayon de noyau

$$\frac{p^2}{2m} \Psi = E\Psi \tag{III.16}$$

Encore

$$p_0 = -i\hbar \frac{\partial}{\partial r}$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial r^2} = E\Psi$$

Pour résoudre l'équation différentielle, on utilise $\Psi = x_0$

$$\frac{-\hbar^2}{2m} x_0'' = E \text{ donc } x_0 = \text{Ik} = \mp I \sqrt{\frac{2mE}{\hbar^2}}$$

$$\Psi = Ae^{-ikr} + Be^{+ikr}$$

Les conditions aux limites donnent

$$\Psi(0) = \Psi(2\delta r) = 0 \Rightarrow A = -B$$

Alors

$$\Psi = A(-e^{-ikr} + e^{+ikr})$$

Par conséquent

$$\Psi(r) = 2A \sin kr$$

Par deuxième façon, on pose que $\delta m \ll m$, on trouve que

$$E\Psi(r) = \frac{E'}{1 + \frac{2\delta m}{m}} \Psi(r)$$

$$\Rightarrow E' = \left(1 + \frac{2\delta m}{m}\right) E \quad (\text{III.17})$$

Aussi

$$\sin(2\delta_r k) = 0$$

$$\Rightarrow 2\delta_r k = \pi n \quad n=1, 0, 1, \dots$$

$$\Rightarrow k = \frac{\pi n}{2\delta_r}$$

$$\Rightarrow \sqrt{\frac{2mE}{\hbar^2}} = \frac{\pi n}{2\delta_r}$$

$$\Rightarrow 8mE = \frac{\hbar^2 \pi^2 n^2}{\delta_r^2} \Rightarrow E = \frac{\hbar^2 \pi^2 n^2}{8m \delta_r^2} \quad (\text{III.18})$$

En remplaçant (III.18) dans (III.17), On trouve :

$$E' = \left(1 + \frac{2\delta m}{m}\right) \left(\frac{\hbar^2 \pi^2 n^2}{8m_n \delta_r^2}\right) \quad \text{Avec } m_n = m_p = m \quad ; \delta_r = Fm = 10^{-15} \text{m}$$

Après la formule précédente (III.18) on peut faire un programme, et une courbe pour expliquer qu'est ce que nous avons détaillé théoriquement.

Le programme a la forme suivante :

```

program Energie
real*8 deltar
real*8 E(5)
integer m
c m=deltamsurm
open(2,file='C:\E.dat')
Do 100 deltar=1.0,10.0,0.5
Do 150 m=1,5
E(m)=(1.0+2*m)*(1.22/deltar**2)
150 continue
write(2,300)deltar,(E(m),m=1,5)
100 continue
300 Format(4X,F8.3,4X,5F8.3)
Stop
End

```

Figure III.2 : Le programme Fortran pour calculer l'énergie du noyau.

A partir le programme et la formule (III.18) suivante

$$\Rightarrow E = \frac{\hbar^2 \pi^2 n^2}{8m_n \delta_r^2} \quad \text{(III.19)}$$

A Chaque fois en changeant le paramètre n pour obtenir une courbe $E=f(\delta_r)$ (énergie du noyau en fonction de son changement de rayon).

III.3.2 Les calculs

Pour $n=12$

$$\Rightarrow E = \frac{\hbar^2 \pi^2 n^2}{8m_n \delta_r^2} = \frac{(6,64 \times 10^{-34})^2 \times (3,14)^2 \times 12^2}{8 \times 1,6749543 \cdot 10^{-27} \times (10^{-15})^2} = 4,67 \times 10^{-8} \text{ Joule} \quad \text{(III.20)}$$

Pour $n=50$

$$\Rightarrow E = \frac{\hbar^2 \pi^2 n^2}{8m_n \delta_r^2} = \frac{(6,64 \times 10^{-34})^2 \times (3,14)^2 \times 50^2}{8 \times 1,6749543 \cdot 10^{-27} \times (10^{-15})^2} = 8,11 \times 10^{-7} \text{Joule} \quad \text{(III.21)}$$

Pour n = 100

$$\Rightarrow E = \frac{\hbar^2 \pi^2 n^2}{8m_n \delta_r^2} = \frac{(6,64 \times 10^{-34})^2 \times (3,14)^2 \times 100^2}{8 \times 1,6749543 \cdot 10^{-27} \times (10^{-15})^2} = 3,25 \times 10^{-6} \text{ Joule} \quad \text{(III.22)}$$

D'après les résultats précédents (III.20), (III.21) on trace la courbe de l'énergie du noyau en fonction de son rayon : $E = f(\delta_r)$.

III.4 L'étude d'énergie de noyau

Lorsqu'on change le $n_1=12$ et $n_2=50$, on obtient deux graphes différents :

Le première graphe (noir) : $E=f(\delta_r)$

Pour n=12 :

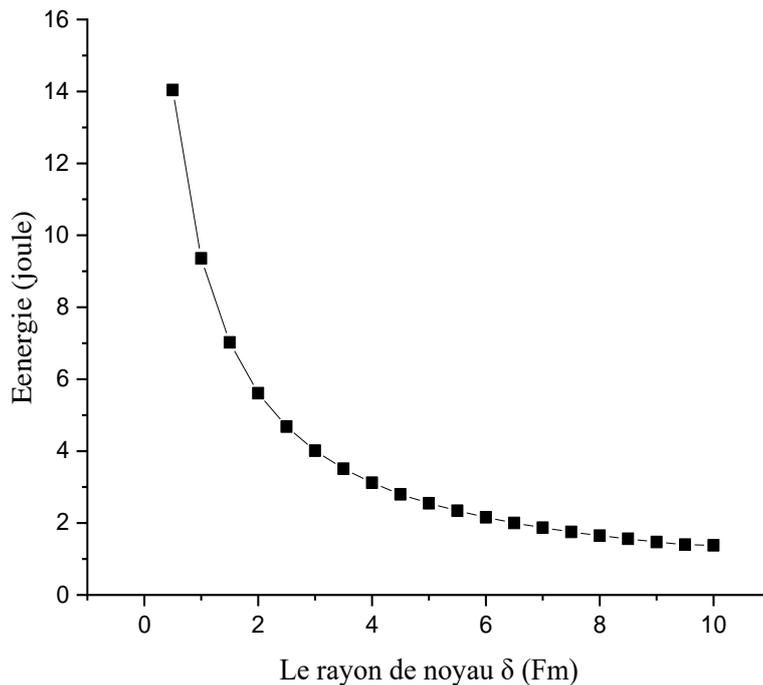


Figure.III.3 : Evolution de l'énergie noyau en fonction de son rayon

Le deuxième graphe (noir) : $E=f(\delta_r)$

Pour n = 50 :

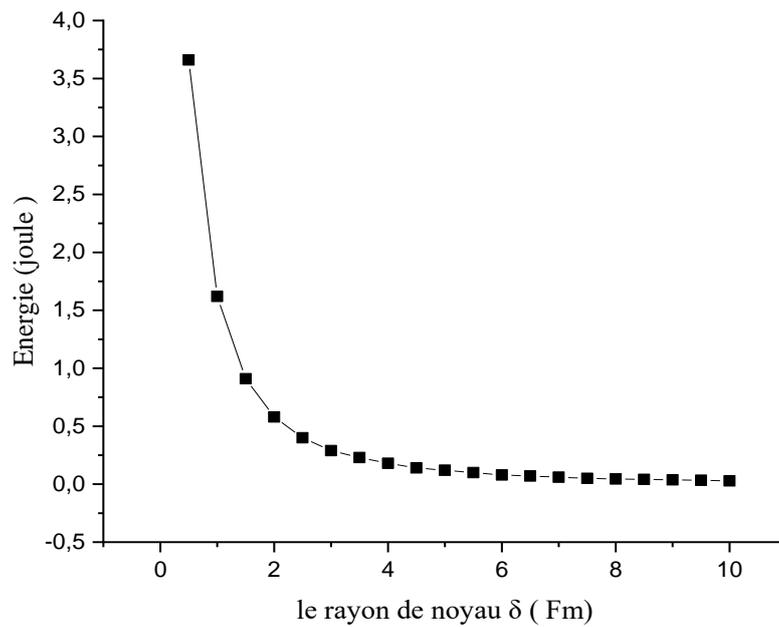


Figure III.4: Evolution de l'énergie noyau en fonction de son rayon.

III.5 Commentaires

Pour les grands changements de δ_r on a un glissement vers le zéro pour les deux graphes par contre lorsque δ_r petite on a une divergence entre les deux graphes. Comme résultat noyau est stable chaque fois que rayon du noyau est plus petit.

Conclusion Générale

Conclusion générale

Conclusion générale

Généralement la mécanique quantique peut être appliquée pour résoudre le problème de la déformation du noyau en fonction des paramètres physiques. La mécanique classique permet de donner des explications générales sur notre problème. L'étude approfondie de la physique nucléaire reste comme prospecter des chercheurs en physiques. Nous avons présenté dans le première chapitre une étude générale de l'atome, nous avons discuté la déférente expérience existe, comme l'expérience da Ernest Rutherford.

Dans le deuxième chapitre on a traité la structure géométrique d'un noyau, et aussi nous avons répondu sur la question de la stabilité de notre noyau, dans le troisième chapitre nous améliorons les théorèmes pour étudier la déformation du noyau en fonction du changement dans le nombre atomique et la charge électrique. L'étude moderne permet de donner des informations sur la composition de chaque nucléon. L'étude de la déformation du noyau en fonction de son rayon permet d'avoir une étude de plus simple de l'énergie.

Bibliographie

Bibliographie

- [1] Cours la structure de la matière Maitre de conférences .Boukara Yamina 2016-2017.
- [2] Livre Chimie générale Steven S. Zumdahl.
- [3] Livre Chimie générale R.ouahass.
- [4] Frère Benjamin, Marique Pierre-Xavier, Rapport De Laboratoire De Physique, Expérience.
- [5] H. Geiger and E. Marsden, On a Diffuse Réfection of the $\hat{I}\pm$ -Particles, Compte rendu de La Royal Society, 1909 A vol. 82, p. 495-50
- [6] Cour noyau atomique 13GE 2013-2014
- [7] H. Geiger and E. Marsden, On a Diffuse Réfection of the $\hat{I}\pm$ -Particles, Compte rendu de la Royal Society, 1909 A vol. 82, p. 495-500
- [8] CONDAT M., KAHN O. ET LIVAGE J., Chimie théorique : concepts et problèmes, Hermann, Paris, 1972.
- [9] Cours de Chimie. Structure de la matière. DR Droua .2017-2018.
- [10] Physique Nucléaire et Atomique Licence de Physique Générale et Appliquée Année 2004-2005
- [11] Cours d'atomistique R. SALGHI, L. BAZZI, A. BELHACHEMI, ENSA AGADIR
- [12] CHABANEL M., Liaisons chimiques et spectroscopie, Ellipses, Paris, 1991
- [13] université de Strasbourg .Thèse de Loïc Sengelé, 10september 2014 .
- [14] <https://www.univ-oeb.dz>

Résumé

La physique du noyau donne des informations sur la distribution de charges, et leurs propriétés. La composition du noyau permet d'avoir que les protons et les neutrons contiennent des particules élémentaires (Trois quarks). Notre travail donne l'effet de déformation sur la géométrie du noyau qui peut être considéré comme ellipsoïde. Après des hypothèses logiques nous pouvons résoudre le problème qui se pose dans la physique nucléaire. Nous avons déterminé l'énergie en fonction de la variation de paramètres du noyau.

Mots clés : La physique nucléaire, la géométrie du noyau, la symétrie de noyau, la déformation du noyau, le noyau atomique.

Abstract

The physics of the nucleus gives information on charge distribution, and their properties. The composition of the nucleus makes it possible to have only the protons and neutrons contain elementary particles (three quarks). Our work gives the effect of deformation on the geometry of the nucleus which can be considered like ellipsoid. After hypotheses logical we can solve the problem that arises in nuclear physics. We have determined the energy according to variation of Parameters of the nucleus

Key words : Nuclear physics, the geometry of the nucleus, the nucleus symmetry, nucleus deformation.

ملخص

تعطي فيزياء النواة المعلومات عن توزيع الشحنة وخصائصها .

يسمح تكوين النواة للبروتونات والنيوترونات باحتواء الجسيمات الأولية أو ما تسمى (ثلاثة كواركات).

كما يعطي عملنا تأثير التشوه على هندسة النواة التي يمكن موافقتها مثل الشكل الاهليلجي وانطلاقا من بعض الفرضيات المنطقية يمكننا حل المشكلة التي تنشأ في الفيزياء النووية و تحديد تغير الطاقة وفقا لتغير معاملات النواة.

الكلمات المفتاحية : الفيزياء النووية, هندسة النواة, تماثل الانوية و تناظرها, تشوه النواة.

