

Université de Sidi Bel Abbès

Faculté des sciences exactes

Département de physique

Polycopié

Physique Subatomique



Cours et Exercices corrigés

Master M1

Physique de la matière condensée

Présenté par:

Dr: AZZAZ Yahia

TABLE DES MATIÈRES:

CHAPITRE 0 : RAPPEL

0.0 Échelles	1
0.1 Historique	1
0.1.1 Les particules subatomiques	1
0.1.2 Les unités	2
0.2 Masse, énergie et Quantité de mouvements relativistes.....	3
0.2.1 La variation de la masse en fonction de la vitesse.....	3
0.2.2 La seconde loi de Newton en relativité.....	3
0.2.3 La relation masse-énergie : $E=mc^2$	3
0.2.4 Relation entre la quantité de mouvement et l'énergie.....	4

CHAPITRE I: Propriétés des Nucléons et du Deutéron ou (deuton).

1.1 Les nucléons	5
1.2 Moment magnétique de l'électron (traitement classique).....	6
1.3 Forces nucléoniques.....	6
1.4 Le Deutéron.....	6
Exercices.....	8

CHAPITRE II. Propriétés des Noyaux.

2.1 Identification des noyaux.....	10
2.2 Nombre relatif de protons et de neutrons.....	10
2.3 Le modèle sphérique du noyau.....	11
2.4 Énergie de liaison nucléaire.....	11
Exercices.....	13

CHAPITRE III: Les Modèles Nucléaires

3.1 Le modèle de la goutte de liquide.....	15
Exercices	19

CHAPITRE IV: La Désintégration Des Noyaux Instables.

4.1 Introduction	21
4.2 La loi statistique de désintégration radioactive.....	21
4.3 Désintégration gamma.....	22
4.4 Désintégration alpha.....	23
4.5 Désintégration Beta et neutrino.....	24
Exercices	26

CHAPITRE V: Réactions Nucléaires

5.1 Introduction.....	30
5.2 Classification des réactions nucléaires.....	31
5.3 Systèmes de Référence: Laboratoire et Centre de Masse.....	32
5.3.1 Cinématique des réactions nucléaires.....	32

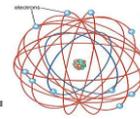
5.3.2 Principe de conservation énergie impulsion.....	32
a) Étude dans le laboratoire.....	32
b) Étude dans le centre de masse.....	33
5.4 Energétique Des Réactions Nucléaires.....	34
5.5 Sections Efficaces Nucléaires.....	35
5.5.1 Section efficace différentielle.....	37
5.5.2 Section efficace partielle.....	37
Exercices	38
CHAPITRE VI: Fission et Fusion	
6.1 Principe de la fission nucléaire.....	41
6.2 Principe de la fusion nucléaire ($Z > 60$).....	42
6.3 Avantages et inconvénients de la fusion par rapport à la fission.....	44
Exercices	45
CHAPITRE VII: Les Particules Élémentaires.	
7.1 Introduction.....	52
7.2 Le Modèle Standard des Particules Élémentaires.....	52
7.3 Classification des Particules Élémentaires.....	53
7.3.1 Les Quarks.....	53
7.3.2 Les Leptons.....	55
7.3.3 Les Bosons de Jauge.....	56
7.3.4 Boson de Higgs.....	57
7.4 Les Lois de Conservation.....	58
7.4.1 Conservation des leptons.....	59
7.4.2 Conservation des Baryons.....	60
Exercices.....	61
Appendice.....	67

AVANT PROPOS.

Ce polycopié de la physique subatomique s'adresse aux étudiants en Master M1 Physique de la Matière Condensée. La physique subatomique, étudie la matière organisée à des échelles de grandeurs plus petites que l'atome. En principe, cela comprend à la fois l'étude des noyaux atomiques (la physique nucléaire) et celle des particules «élémentaires» (la physique subatomique proprement dite). Le contenu de ce polycopié basé sur le programme enseigné dans le département de physique. Il traite d'une part la physique nucléaire (électron, proton, neutron) et d'autre part les particules élémentaires à l'échelle sub-nucléaire comme (Quark, Leptons). Il est rédigé sous forme de cours détaillés, avec des exercices résolus. Il est présenté avec un style très simple qui permet aux étudiants une compréhension très rapide.

Docteur: Y.AZZAZ

حزنا



CHAPITRE: 0

0-Rappel

0 Échelles :

- L'échelle nucléaire est de l'ordre de la dimension du noyau atomique soit:

10^{-15} m = 1 Fermi ; (*fm*). Pour les particules sans structure interne (fondamentales ?), on définit l'échelle Sub-nucléaire ($< 10^{-17}$ m). Comme les particules élémentaires (ex : Leptons, Quarks,...).

Tableau 0.1 : Échelles subatomiques.

Matière	Dimension(m)	Unité Usuelle	Constituant
atomique	10^{-10}	Å	Électrons noyaux
nucléaire	10^{-15}	fm ou Fermi	Nucléons :(protons, neutrons)
sub-nucléaire	$< 10^{-17}$	/	Quarks et lepton

0.1 Historique :

La physique des particules (élémentaires) recherche le constituant ultime de la matière et étudie leurs interactions fondamentales. Elle découle de la physique nucléaire et de la physique des rayons cosmiques.

0.1.1 Les particules subatomiques :

Le fragment d'un atome, ses particules, sont appelés particules subatomique.

Il y'a trois particules différents :

- **Protons** : ont une charge positive et sont située dans le noyau.
- **Neutrons** : sont neutres et sont située dans le noyau.
- **Électrons** : ont une charge négative et sont située dans les couches électroniques.

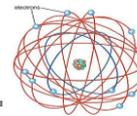


Tableau 0.2 : Dates de l'histoire de la physique subatomique.

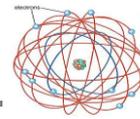
Date	Fait marquant	Personnalités	Méthode
1897	Radioactivité	P.&M. Curie, H. Becquerel	plaque photo
1905	Relativité restreinte	A. Einstein	théorie
1909	Découverte du noyau	E. Rutherford	scintillation
1912	les rayons cosmiques	Hess	ballon
1920-30	La mécanique quantique	de Broglie, Heisenberg, E. Schrödinger, etc.	théorie
1928	Idée des antiparticules	P. Dirac	théorie
1932	Découverte du neutron	G. Chadwick	compteurs
1933	Découverte du positron	Anderson	chambre à brouillard de Wilson
1931	Hypothèse du neutrino	W. Pauli	théorie
1932	Théorie de l'interaction faible	E. Fermi	théorie
1933	Radioactivité artificielle	F. et I. Joliot-Curie	compteurs
1937	Découverte du lepton μ	Anderson et Neddermeyer	ch. de Wilson
1939	La fission	Hahn et Strassmann	expérience
1947	Découverte du méson π	C.F. Powell	émulsions nucléaires
1947	Découverte des particules étranges	Laporte	rayons cosmiques
1948	Renormalisation de l'électrodynamique	R. P. Feynman, J. Schwinger, S. Tomonaga	théorie
1953	Découverte du Δ , un nucléon excité	E. Fermi	cyclotron
1956	Découverte du neutrino	F. Reines, G. Cowan	réacteur nucléaire
1954	Théories de jauge	C.N. Yang et Mills	théorie
1955	Découverte de l'antiproton	O. Chamberlain, E. Segre	Bevatron
1955	Violation de la parité	T.D. Lee et C.N. Yang	théorie
		C.S. Wu et al.	expérience (du ^{60}Co)
1955-70	Découverte de centaines de résonances hadroniques		expériences, chambres à bulles
1959	Théorie V-A des interactions faibles	Feynman, Gell-Mann	théorie
1964	Découverte de la violation de CP	J.-H. Christenson, J. Cronin, V. Fitch, R. Turlay	
196x	Modèles d'interaction électrofaibles	S. L. Glashow, A. Salam, S. Weinberg, P. Higgs etc. Kendall, Taylor,...	exp. électronique, synchrotron
1970	Structure du proton : quarks/partons		théorie
1973	Interaction de neutrinos à "courants neutres"		acc. linéaire à électrons
1974	Le quark charmé		chambre à bulles Gargamelle
1977-	La 3e génération de quarks et de leptons	B. Richter, S.C.C. Ting	
		L. Lederman, M. Perl	collisionneur e+e- synchrotron à p
1982-3	Les bosons W et Z	C. Rubbia et al.	
1993	Le quark top (6e génération)		collisionneur p \bar{p}
199x	le ν_τ		collisions e+e-, et p \bar{p}
1997-	La masse des neutrinos	R. Davis, K. Koshiba	collisions p \bar{p} neutrinos solaires et atmosphériques
2001	Violation de CP directe et indirecte		accélérateurs à protons, collisionneurs e+e-
2000-	Matière et énergie cachées dans l'univers		Astrophysique

0.1.2 Les unités

- l'électron-Volt (symbole eV) est une unité d'énergie. Sa valeur est définie comme étant l'énergie cinétique d'un électron accéléré depuis le repos par une différence de potentiel d'un volt. Un électron -volt est donc égal à environ $1.6021765 \times 10^{-19}$ Joule.
- $1\text{KeV} = 10^3 \text{ eV}$; $1\text{MeV} = 10^6 \text{ eV}$; $1\text{GeV} = 10^9 \text{ eV}$; $1\text{TeV} = 10^{12} \text{ eV}$
- $\text{Masse} \cdot c^2 = \text{énergie}$; $m_e = 9.11 \cdot 10^{-31} \text{ Kg}$; donc $m_e c^2 = 8.2 \cdot 10^{-14} \text{ J} = 511.7 \text{ KeV}$;

Masse proton $\sim 1\text{GeV}$.

Impulsion $\times c = \text{énergie}$; $p = 1\text{Kg.m.s}^{-1}$



D'où $pc = 3.10^8 \text{ J} = 1.9 \times 10^{27} \text{ eV}$

- $\hbar c = 200 \text{ MeV}\cdot\text{fm}$
- constante de structure fine $\alpha(0) = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar^2} = \frac{1}{137}$
- Unité de masse atomique

$$1 \text{ uma} = \frac{1}{12} \times \mathcal{M}({}^{12}\text{C}) = \frac{1g}{N_A} = 931.494 \frac{\text{MeV}}{c^2} = 1.66 \times 10^{-27} \text{ kg}.$$

0.2. Masse, énergie et Quantité de mouvements relativistes.

0.2.1 La variation de la masse en fonction de la vitesse.

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \dots\dots\dots \text{(Relativité restreinte)}$$

Où m_0 , la masse au repos, est la masse de l'objet mesurée quand celui-ci est au repos par rapport à l'observateur.

$$\begin{aligned} E &= mc^2 = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} c^2, & \frac{v^2}{c^2} &\approx \varepsilon \\ &= m_0 \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-1/2} c^2 \\ &= m_0 c^2 + \frac{1}{2} m_0 v^2 \end{aligned}$$

0.2.2 La seconde loi de Newton en relativité.

Il en résulte que l'expression de la deuxième loi de Newton étendue à la relativité

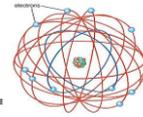
restreinte de vient.

$$\mathbf{F} = \frac{d\mathbf{p}}{dt} = \frac{d(m\mathbf{v})}{dt} = \frac{d}{dt} \left[\frac{m_0 \mathbf{v}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \right]$$

0.2.3 La relation masse-énergie : $E=mc^2$. En mécanique relativiste, comme en

mécanique classique. L'énergie cinétique E_c d'un corps en \underline{M}_{vt} est égale au travail effectué par une force extérieure pour accroître sa vitesse de la valeur 0 à une valeur v donnée.

$$E_c = \int_{v=0}^{v=v} \mathbf{F} \cdot d\mathbf{s}$$



D'après la seconde loi de Newton, $F = \frac{dmv}{dt}$, on trouve que cette expression se

réduira à $E_c = mc^2 - m_0c^2$

L'énergie cinétique E_c représente la différence entre l'énergie totale, E , de la particule en mouvement et son énergie du repos, E_0 , soit

$$E_c = \Delta E = E - E_0 = mc^2 - m_0c^2$$

Si l'énergie au repos est telle que $E_0 = m_0c^2$, nous obtenons la fameuse relation

d'Einstein. $E = mc^2$

Qui explicité l'équivalence masse-énergie. Par conséquent, même quand il est au repos, un corps possède une énergie dont la valeur s'exprime par $E_0 = m_0c^2$, ce qui fait qu'en principe, la masse d'un corps peut être transformée en une forme d'énergie plus familière et ceci complètement.

0.2.4 Relation entre la quantité de mouvement et l'énergie.

La quantité de mouvement étant conservée (ce qui n'est pas le cas pour la vitesse), il est souvent commode d'exprimer l'énergie d'un corps en fonction de son expression. Pour ce faire, si l'expression : $m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$

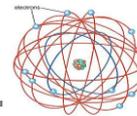
Est élevée au carré et les deux membres multipliés par $C^4 [1 - (v^2/c^2)]$, il vient

$$m^2 c^4 - m^2 v^2 c^2 = m_0^2 c^4$$

En utilisant les résultats $E = mc^2, E_0 = m_0c^2$

Et $(\mathbf{p}) = m\mathbf{v}$, nous trouvons la relation désirée entre E et p qui est

$$E^2 = (pc)^2 + E_0^2 \text{ ou } (E_c + m_0c^2)^2 = (pc)^2 + (m_0c^2)^2$$



CHAPITRE I:

I –Propriétés des Nucléons et du Deutéron ou (deuton).

1.1 Les nucléons :

Touts les noyaux sont constitués de deux types de particules : les protons chargés positivement et les neutrons chargés neutres, que l'on appelle collectivement les nucléons. Le tableau 1.1 présente leurs propretés principales :

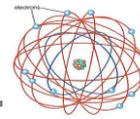
Tableau 1.1

	Proton	Neutron
Charge	+1.6 x 10 ⁻¹⁹ C	0 C
Masse au repos	1.67252 x 10 ⁻²⁷ Kg	1.67482 x 10 ⁻²⁷ Kg
	938.256 MeV	939.551 MeV
	1.007277 u	1.008665 u
Moment magnétique	+2.7928 β _n	-1.9128 β _n

L'unité atomique de masse (u.a ou a) est définie de façon telle que l'atome ¹²₆C possède exactement une masse de 12 u ; le magnéton nucléaire β_n est donné par :

$$\beta_n = \frac{eh}{2m_p} = \frac{1.6 \times 10^{-19} \times 6.58 \times 10^{-16} \text{ eV.s}}{2 \cdot (1.675 \cdot 10^{-27} \text{ Kg})} = 3.15 \times 10^{-8} \text{ eV/T}$$

Où m_p est la masse au repos du proton. Les signes positif ou négatif du moment magnétique indiquent respectivement si les vecteurs moments magnétiques et spin sont ou non de même sens. Il est important de remarquer que, bien qu'il ne soit pas chargé électriquement, le neutron possède un moment magnétique. Les protons ont une période infinie ; laissés à eux-mêmes. Ils ne se désintègreront jamais. La période du neutron, par contre, est de 12 minutes ; si un ensemble de neutrons est laissés



isoler, la moitié des neutrons qui le constituent en moyenne se désintègreront toutes les 12 minutes.

1.2 Moment magnétique de l'électron (traitement classique).

Magnétisme orbital :

$$\vec{L} = \vec{r} \wedge \vec{p} = mvr. \vec{u} \quad ; \text{Moment cinétique orbital}$$

$$I = \frac{-e}{T} = \frac{-ev}{2\pi r} \quad ; I: \text{le courant}$$

$$\vec{\mu}_L = I\vec{S} = \frac{-ev}{2\pi r} \times \pi r^2 \vec{u}$$

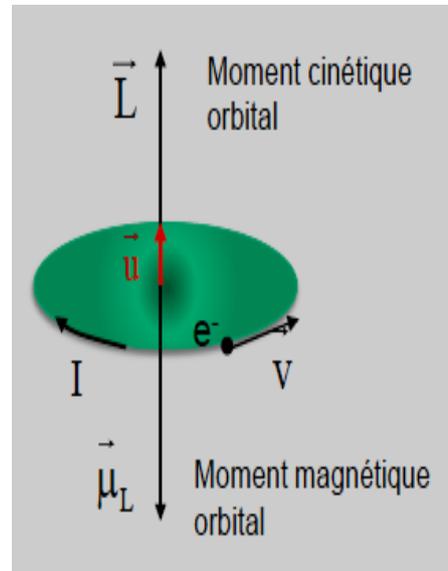
$$\vec{\mu}_L = \frac{-e}{2m} \vec{L} \quad ; \text{Moment magnétique orbital}$$

$$\vec{\mu}_L = \frac{-e\hbar}{2m} \frac{\vec{L}}{\hbar} \quad ; \frac{\vec{L}}{\hbar} = \vec{1}$$

$$\vec{\mu}_L = -\mu_B \cdot \vec{1}$$

$$\text{Tel que } \mu_B = \frac{e\hbar}{2m} = 9.274 * 10^{-24} \text{ J/T}$$

μ_B : *magneton de Bohr*.

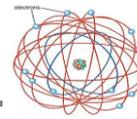


1.3 Forces nucléoniques.

Quand des nucléons sont mis en présence à de courtes distances (de l'ordre de $10^{-15} \text{ m} = 1 \text{ fm}$), on constate qu'il ya une attraction forte dont le domaine d'action est très limité ; c'est-à-dire qu'à des distances supérieures à quelques *fm* cette force nucléonique est pratiquement nulle. Elle est indépendante de la charge des nucléons, signifie que les forces p-p, n-n seront sensiblement égales. A des distances très inférieures à 1 fm , les forces nucléoniques de viennent répulsives.

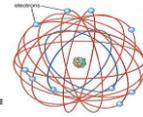
1.4 Le Deutéron

Un deuteron ou deuton, est un system composé d'un proton et d'un neutron et constitue le noyau le plus simple comportant plus d'un nucléon. Les propriétés du deuton sont: charge, $1.6 * 10^{-19} \text{ C}$. ; masse, $1875,5803 \text{ MeV}$ ou



$2.013553 u$; $S= 1$ (spin) (somme des spins du neutron et du proton) ; moment magnétique, $+0,8574\beta_n$, moment magnétique cinétique total, $J= 1$.

Il est possible d'associer à un atome un moment cinétique L (orbital) quantifié unique. Cependant, et parce que l'interaction p-n n'est pas central, un deuton ne possède pas de moment cinétique orbital défini : un deuton dans l'état fondamental a une probabilité de 96% d'être dans état S ($L=0$) et de 4% d'être dans un état D ($L=2$). Tout cela indique que, bien que le deuton des complications auxquelles on peut s'attendre si l'on est complexe, ce qui est une indication des complications auxquelles on peut s'attendre si l'on étudie des noyaux plus lourds.



Exercices:

Ex 1. Quelle est l'énergie cinétique minimum d'un électron assujetti à demeurer à l'intérieur d'un noyau de 10^{-14} m diamètres?

Ex 2. Exprimer le magnéton nucléaire en unités J/T.

Ex 3. Quelle est la valeur du rapport du magnéton nucléaire au magnéton de Bohr ?

Ex 4. Quelle est l'énergie de liaison du deuton ?

Ex 5. Montrer que dans le cas d'un mouvement à une dimension:

$$E_C = \int_{v=0}^{v=v} \mathbf{F} \, ds = mc^2 - m_0c^2$$

Solution.

Ex 1. La longueur d'onde de de Broglie d'un électron d'énergie minimum en fermé à l'intérieur du noyau devrait être approximativement le double du diamètre nucléaire (une demi longueur d'onde correspondant au diamètre). Par conséquent, l'ordre de grandeur de la quantité de Mvt de l'électron serait:

$$p = \frac{h}{\lambda} = \frac{hc}{\lambda c} = \frac{12.4 * 10^3 \text{ ev} \cdot \text{\AA}}{(2 * 10^{-4} \text{ \AA})c} = 62 * 10^6 \text{ ev}/c$$

$$= 62 \text{ Mev}/c$$

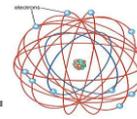
D'après la formule, l'énergie cinétique devient :

$$E_c = \sqrt{(pc)^2 + E_0^2} - E_0 = \sqrt{(62 \text{ Mev} * \frac{1}{c})^2 - (0.511 \text{ Mev})^2} - 0.511 \text{ Mev} = 61 \text{ Mev}$$

Ex 2.

$$\beta_n = \frac{e\hbar}{2m_p} = \frac{1.6 \times 10^{-19} \times 6.58 \times 10^{-16} \text{ eV} \cdot \text{s}}{2 \cdot (1.675 \times 10^{-27} \text{ Kg})} = 3.15 \times 10^{-8} \text{ eV/T} = 5.03 \times 10^{-27} \text{ J/T}$$

$$\text{Car: } 1 \text{ eV} = 1.602 \cdot 10^{-19} \text{ J.}$$



Ex 3

$\beta_n = \frac{e\hbar}{2m_p}$ magnéton nucléaire , $\beta_B = \frac{e\hbar}{2m_e}$ magnéton de Bohr, et le rapport égale

$$\frac{\beta_n}{\beta_B} = \frac{2m_e}{2m_p} = 5.45 \times 10^{-4}$$

Ex 4. L'énergie de liaison du deuton est égale à la quantité d'énergie nécessaire à séparer le deuton en un proton et un neutron.

$$\begin{aligned} E_l &= (m_p + m_n - M_d) c^2 \\ &= 938.256 \text{ MeV} + 939.55 \text{ MeV} - 1875.5803 \text{ MeV} \\ &= 2.226 \text{ MeV} \end{aligned}$$

Ex 5.

$$E_C = \int_{v=0}^{v=v} \mathbf{F} \, d\mathbf{s} = mc^2 - m_0c^2$$

Pour un Mvt à une dimension

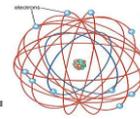
$$\begin{aligned} E_C &= \int_{v=0}^{v=v} \mathbf{F} \, d\mathbf{x} = \int_0^v \frac{dmv}{dt} \, dx \\ &= \int_0^v dmv \frac{dx}{dt} = \int_0^v (mdv + vdm)v \\ &= \int_0^v mvdv + v^2 dm \end{aligned}$$

D'après l'expression de la variation de masse en fonction de la vitesse.

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad \text{Ou} \quad m^2 c^2 - m^2 v^2 = m_0^2 c^2$$

En dérivant les deux membres de cette expression,

$$\begin{aligned} 2mc^2 dm - 2m^2 v dv - 2v^2 m dm &= 0 \\ mvdv + v^2 dm &= c^2 dm \\ E_C &= \int_{m=m_0}^{m=m} c^2 dm = c^2(m - m_0) = mc^2 - m_0c^2. \end{aligned}$$



CHAPITRE II.

II- Propriétés des Noyaux.

Nous allons étudier à présent quelques propriétés fondamentales des noyaux dans leur état fondamental (état de plus basse énergie).

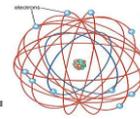
2.1 Identification des noyaux.

Chaque noyau est caractérisé par son nombre atomique Z , un entier égal au nombre de protons du noyau, par un entier N égal au nombre de neutrons et un nombre de masse $A = Z + N$ qui est le nombre total de nucléons. Les noyaux sont identifiés en donnant le symbole X de l'élément précédé en exposant de A et en indice de Z ; par exemple ${}^{23}_{11}\text{N}$ possède 11 protons, 23 nucléons et $23 - 11 = 12$ neutrons.

Les noyaux sont groupés en trois catégories : les isotopes, de même nombre atomique (même nombre de protons Z) (ex : ${}^{16}_8\text{O}$ et ${}^{17}_8\text{O}$) ; les isotones de même nombre de neutrons (ex : ${}^{13}_6\text{C}$ et ${}^{14}_7\text{N}$) et les isobares de même nombre de masse A (ex : ${}^{14}_6\text{C}$ et ${}^{14}_7\text{N}$).

2.2 Nombre relatif de protons et de neutrons.

Dans les noyaux légers le nombre de neutrons est à peu près égal au nombre de protons ($N \cong Z$). Cependant, à mesure que le nombre de nucléons croît, le nombre de neutrons des noyaux stables est plus élevé que le nombre de protons ($N > Z$), comme le montre la courbe approchée de la Fig 2.1. Cet excès de neutrons est dû à ce que la force répulsive coulombienne des protons les écarte ; il en résulte que la matière protonique est moins dense que la matière neutronique et, dans un volume nucléonique donné, quand le nombre de nucléons augmente, il y a moins de protons que de neutrons.



2.3 Le modèle sphérique du noyau.

Si l'on suppose constante la densité de matière, nucléaire, le volume du noyau sera directement proportionnel au nombre A de nucléons qu'il contient. Pour une symétrie sphérique

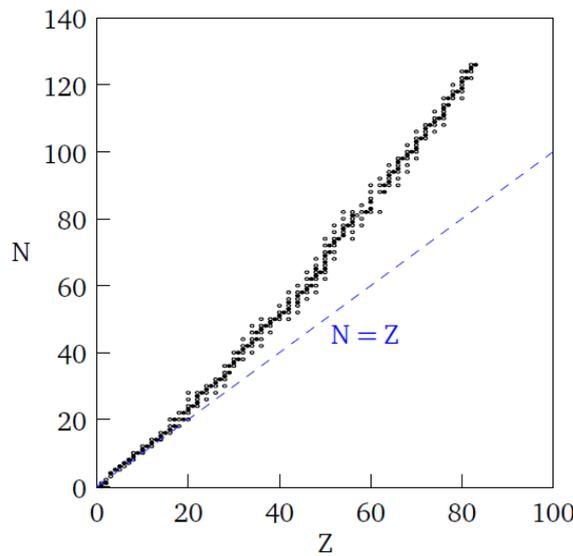


Fig 2.1

$V = \left(\frac{3}{4} \pi r_0^3\right) A$, ce qui donne un rayon nucléaire R :

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

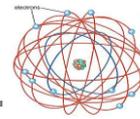
Il en résulte que r_0 dépend de la propriété nucléaire étudiée. Pour la taille de la distribution de masse $r_0=1.4$ fm, tandis que pour la taille de la distribution de la charge on trouve 1.2 fm. Nous avons utilisé la valeur 1.4 fm à moins d'indication contraire. Le noyau étant considéré comme une sphère de charge Ze distribuée uniformément, l'énergie électrostatique du noyau s'écrit se la forme suivante :

$$E_c = \frac{3}{5} \frac{KZ(Z-1)e^2}{R} \cong \frac{3}{5} \frac{KZ^2e^2}{R} \dots\dots\dots(\text{pour } Z \text{ grand, cette relation est un}$$

moyen dévaluation de la taille des distributions de charge nucléaire.

2.4 Énergie de liaison nucléaire.

L'énergie totale de liaison E_l est la différence entre les énergies au repos des nucléons constituants et l'énergie au repos du noyau résultant.

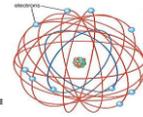


$$E_l = (Zm_p)c^2 + (Nm_n)c^2 - M_{\text{noy}}c^2$$

Ou m_p , m_n et M_{noy} sont, respectivement, les masses au repos du proton, du neutron et du noyau, le modèle en goutte peut être utilisé pour le calcul des énergies de liaison des noyaux stables. Généralement les tables donnent les masses atomiques des éléments, plutôt que les masses nucléaires. Pour retrouver celles-ci, il faut soustraire de la masse de l'atome, la masse des électrons (en fait, il faudrait également, pour être précis, ajouter l'équivalent en masse des énergies de liaison des électrons mais elle est généralement négligeable par rapport aux masses au repos).

Ex : Li dont la masse atomique est 6.015125 u a une masse nucléaire de

$$M_{\text{noy}} = M_{\text{atm}} - Z m_e = 6.015125 \text{ u} - 3 (0.000549 \text{ u}) = 6.013478 \text{ u}.$$



 Exercices

Ex 1. Déterminer les rayons des noyaux de ^{16}O et ^{208}Pb .

Ex 2. Un noyau dont $A= 235$ se fragmente de deux noyaux dont les nombres de masse sont dans le rapport 2/1. Quel sont les rayons des deux fragments ?

Ex 3. Calculer l'énergie de liaison $^{126}_{52}\text{Te}$

Ex 4. Quelle est l'énergie nécessaire à la libération du neutron de $^{40}_{20}\text{Ca}$ le moins lié ?

Ex 5. Calculer l'énergie potentielle électrique des protons dans un noyau, si l'on suppose que la charge est uniformément distribuée sur une sphère.

 Solution:

Ex1: ^{16}O , ^{208}Pb

D'après la relation:

$$R=r_0 A^{1/3} = (1.4 \text{ fm}) A^{1/3}.$$

$$R_O = (1.4) (16)^{1/3} = 3.53 \text{ fm}.$$

$$R_{Pb} = (1.4) (208)^{1/3} = 8.29 \text{ fm}.$$

Ex 2: Les nouveaux nombres de masse sont:

$$A_1 = 1/3 (235); \quad A_2 = 2/3 (235).$$

$$R_1 = (1.4) (A_1)^{1/3}, \quad R_2 = (1.4) \left(\frac{235}{3}\right)^{1/3} = 5.99 \text{ fm}.$$

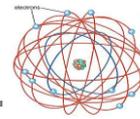
$$R_2 = (1.4) (A_2)^{1/3}, \quad R_2 = 7.55 \text{ fm}.$$

Ex 3: L'énergie de liaison s'exprime.

$$\begin{aligned} E_l &= (Zm_p)c^2 + (Nm_n)c^2 - M_n c^2 \\ &= (52 * 1.007825 \text{ u} + 74 * 1.008665 \text{ u} - 125.903322 \text{ u}) * 931.5 \text{ MeV/u} = 1.066 * 10^3 \end{aligned}$$

$$\text{MeV} = 1.066 \text{ GeV}.$$

Ex 4: D'après l'équation de conservation de l'énergie.



$$M_{ca}^{40} C^2 + E = (M_{ca}^{39} + m_n)C^2$$

$$(39.962589 \text{ u}) (931.5 \text{ MeV/u}) + E = (38.970691 \text{ u} + 1.0086654 \text{ u}) * (931.5 \text{ MeV/u})$$

$$E = 15.6 \text{ MeV.}$$

Ex 5: Soit une coquille sphérique de charge

$$Q = \rho v$$

$$dq = \rho dv = \rho(4\pi r^2 dr)$$

Donc:

L'énergie électrique dE de la coquille mince est dans ce cas

$$dE = \frac{kq}{r} dq = \frac{k}{r} \left(\frac{4}{3} \rho \pi r^3 \right) (4\pi \rho r^2 dr) = 3k \left(\frac{4}{3} \pi \rho \right)^2 r^4 dr$$

L'énergie total de la sphère s'obtient par intégration de dE de $r=0$ à $r=R$, rayon final de la sphère.

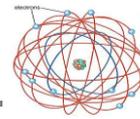
$$E = \int_0^R dE = 3k \left(\frac{4}{3} \pi \rho \right)^2 \int_0^R r^4 dr$$

$$= \frac{3}{5} k \left(\frac{4}{3} \pi \rho \right)^2 R^5$$

$$= \frac{3k}{5R} \left(\frac{4}{3} \pi \rho R^3 \right)^2;$$

$$\text{Puisque } \frac{4}{3} \pi \rho R^3 = Q = Ze$$

$$= \frac{3}{5} \frac{kz^2 e^2}{R}$$



CHAPITRE III:

III – Les Modèles Nucléaires

Pour interpréter toutes les propriétés observées des noyaux, il existe différents modèles dont chacun permet d’interpréter certaines propriétés mais pas tous, de façon satisfaisante.

3.1 Le modèle de la goutte de liquide.

À l’échelle subatomique, les propriétés nucléaires liées à la taille, masse et à l’énergie de liaison étaient analogues à celles qu’on pouvait trouver dans une goutte de liquide. Pour une goutte, la densité est constante, la taille est proportionnelle au nombre de particules ou molécules et la chaleur de vaporisation ou énergie de liaison est directement proportionnelle à la masse ou au nombre de particules qui constituent la goutte.

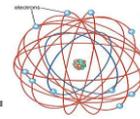
Le modèle en goutte du noyau conduit à l’expression suivante, connue sous le nom de formule semi-empirique de la masse qui exprime la masse du noyau en fonction de A et Z.

$$M = Zm_p + (A - Z)m_n - b_1A + b_2 A^{2/3} + b_3Z^2A^{-1/3} + b_4(A - 2Z)^2A^{-1} + b_5A^{-3/4}.....(3)$$

Les constantes dans l’équation sont déterminées expérimentalement et leur valeur (en unités d’énergies) peuvent être prises égales à.

$b_1= 14.0$ MeV, $b_2= 13.0$ MeV, $b_3= 0.58$ MeV, $b_4= 19.3$ MeV et b_5 a les valeurs ci-dessous

A	Z	b_5
Pair	pair	-33.5 MeV.
Impair		0
Pair	impair	33.5 MeV.



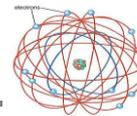
Les différents termes de l'équation 3 sont obtenus par une série de corrections successives, de la manière suivante.

- 1- En négligeant l'énergie de liaison, la première estimation de la masse d'un noyau composé de Z protons et de N neutrons serait $Z \times m_p + (A - Z) \times m_n$. en suite, cette estimation est corrigée en tenant compte de l'énergie de liaison du noyau. Puisque la force nucléaire est attractive, cette énergie doit être positive (il faut fournir un travail pour séparer les nucléons), de façon à ce que la masse de ce noyau soit inférieure à la somme des masses des nucléons. D'après le modèle en goutte, la chaleur de vaporisation (énergie de liaison) sera directement proportionnelle au nombre A de nucléons, ce qui conduit à une correction $-b_1 A (b_1 > 0)$.
- 2- Pour les électrons de la surface du noyau qui sont moins fortement liés. Dans ces conditions, la correction première était trop importante et l'on doit ajouter une correction de masse proportionnelle à la surface du noyau $b_2 A^{2/3}$ qui représente cet effet de « surface ».
- 3- L'énergie coulombienne E_c d'interaction des protons (qui équivalente à une énergie de liaison $-E_c$) augmente la masse de noyau d'une valeur E_c/c^2 . D'après la formule, pour Z grand,

$$E_c \propto ZR^{-1} = Z^2 (r_0 A^{1/3})^{-1} \propto Z^2 A^{-1/3}$$

Qui introduit le terme $b_3 Z^2 A^{-1/3}$

Jusqu'ici, tous les termes de la masse du noyau ont été obtenus par des analogies au cas d'une goutte liquide incompressible chargée. Nous allons y ajouter deux termes supplémentaires, dus à effets quantiques, que l'on évalue généralement de la manière suivante :



4- On trouve que si il ya dans un noyau davantage de protons que de neutrons (ou vice versa), son énergie, et par conséquent sa masse, sont augmentées en vertu du principe de Pauli. Ce terme de correction s'exprime en fonction de l'excès de protons (ou de neutrons) : $b_4(N - Z)^2 A^{-1} = b_4(A - 2Z)^2 A^{-1}$

5- Dans un noyau les nucléons tendent à s'assembler pour « paires » de spins opposés. Cet effet entraîne l'apparition d'une énergie d'appariement qui varie comme $A^{-3/4}$ et augmente avec le nombre des nucléons non appariés. Sa valeur est déterminée de la façon suivante :

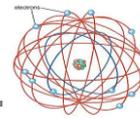
A	Z	Nombre de nucléons non accouplés
Pair	pair	0
Impair		1
Pair	impair	2 (1 neutron, 1proton)

Ce dernier terme étant inclus, nous obtenons l'expression finale (3) de la masse nucléaire.

L'énergie de liaison moyenne par nucléon se tire de l'expression (3.1) en prenant la différence entre la masse-énergie du noyau et la masse-énergie des nucléons constituants et en divisant par le nombre de nucléons :

$$\frac{E_l}{A} = \frac{(Zm_p - (A - Z)m_n - M)C^2}{A} = b_1 - b_2 A^{-1/3} - b_3 Z^2 A^{-2/3} - b_4 (Z - 2Z)^2 A^{-2} - b_5 A^{-7/4} \dots \dots \dots (3.1)$$

(Il faut remarquer que $\frac{E_l}{A}$ est différente de l'énergie nécessaire à l'arrachement d'un seul nucléon à un noyau donné.). La courbe représentative de cette expression est représentée à la Fig.3.1 On voit que pour des A grands, la valeur est approximativement constante et égale à 8 MeV. L'expression 3 et 3.1 ne donnent pas



de valeurs exactes mais permettant seulement de prévoir des valeurs approximatives.

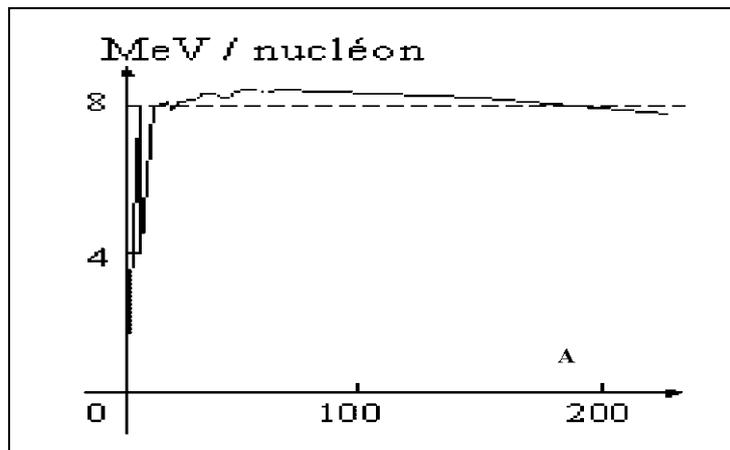
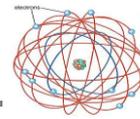


Fig 3.1



Exercices

Ex 1. Évaluer l'énergie de liaison par nucléons ${}_{42}^{98}\text{Mo}$.

Ex 2. Les masses de ${}_{11}^{23}\text{Na}$ et ${}_{12}^{23}\text{Mg}$ sont respectivement 22.989771 u et 22.9941254 u. Déterminer les constantes de la formule semi empirique de masse à l'aide ces données.

Ex 3. En utilisant le modèle en goutte, trouver l'isobare le plus stable pour un A impair donné.

Ex 4. Trouver les noyaux les plus stables pour A= 25, 43,77.

Ex 5. L'énergie de Coulomb d'un noyau est, pour Z grand $E_c = \frac{3}{5} \frac{kz^2 e^2}{R}$.

Calculer la constante b_3 de la formule, en prenant $r_0 = 1.5$ fm.

Solution

Ex 1.
$$\frac{E_l}{A} = \frac{(Zm_p + Nm_n - M_{nuc})c^2}{A}$$

Où l'on a utilisé les masses atomiques pour m_p et m_n (ainsi les masses des électrons s'annulent)

$$\begin{aligned} \frac{E_l}{A} &= (42 \cdot (1.007825 \text{ u}) + 56 (1.008665 \text{ u}) - 97.905409 \text{ u}) (931.5 \text{ MeV/u}) \\ &= 8.64 \text{ MeV} \end{aligned}$$

Ex 2: Pour : Z=11 et Z+1=12

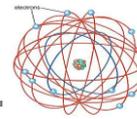
$$M_{Z+1} - M_Z = m_p - m_n + b_3 A^{2/3}$$

$$22.994125 \text{ u} - 22.98771 \text{ u} = 1.007824 \text{ u} - 1.008665 \text{ u} + b_3(23)^{2/3}$$

$$b_3 = 0.59 \text{ MeV}$$

Ex 3. Pour A impair, $b_5 = 0$ dans la formule semi empirique de masse et l'énergie de liaison est:

$$E_l = b_1 A - b_2 A^{2/3} - b_3 z^2 A^{-1/3} - b_4 (A - 2Z)^2 A^{-1}$$



L'isobare le plus stable ($A = \text{const}$) est celui dont l'énergie de liaison est maximum. On le trouve en passant

$$\frac{dE_l}{dz} = 0$$

$$\frac{dE_l}{dz} = -2b_3z A^{-1/3} + 4b_4(A - 2z)^2 A^{-1} = 0$$

$$z = \frac{4b_4}{2b_3A^{-1/3} + 8b_4A^{-1}} = \frac{A}{\frac{b_3}{2b_4}A^{2/3} + 2}$$

Pour $b_3 = 0.58 \text{ MeV}$ et $b_4 = 19.3 \text{ MeV}$ il vient:

$$z = \frac{A}{0.015 A^{2/3} + 1}$$

Ex 4. D'après la formule pour $A=25$

$$Z = 11.7 \approx 12.$$

Et ${}^{25}_{12}\text{Mg}$ est stable. On trouve expérimentalement que ${}^{25}_{13}\text{Al}$ et ${}^{25}_{12}\text{Na}$ sont instables.

Pour $A = 43$

$$Z = 19.7 \approx 20$$

${}^{43}_{20}\text{Ca}$ est stable, tandis que ${}^{43}_{19}\text{K}$ et ${}^{43}_{21}\text{Sc}$ sont instables.

Pour $A = 77$

$$Z = 33.9 \approx 34$$

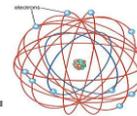
${}^{77}_{34}\text{Se}$ stable par contre ${}^{77}_{33}\text{As}$ et ${}^{77}_{35}\text{Br}$ expérimentalement sont instables.

Ex 5. Pour un rayon $R = r_0 A^{1/3}$, et l'énergie de coulomb vaut

$$E_c = \frac{3}{5} \frac{kz^2 e^2}{r_0 A^{1/3}} = b_3 \frac{Z^2}{A^{1/3}}$$

$$\text{D'ou, } b_3 = \frac{3}{5} \frac{ke^2}{r_0} = \frac{3(1.44 \text{ MeV} \cdot \text{fm})}{5(1.5 \text{ fm})} = 0.58 \text{ MeV}$$

Si l'on prend $r_0 = 1.4 \text{ fm}$, $b_3 = 0.62 \text{ MeV}$. Ces valeurs s'accordent raisonnablement avec celles trouvés à l'Exercice 2.



CHAPITRE IV:

IV -La Désintégration des Noyaux Instables.

4.1 Introduction :

Les noyaux ont des états excités. Ces états excités peuvent se désintégrer par émission de photons de haute énergie, atteignant l'état fondamental soit directement, soit en passant par des états intermédiaires.

Les produits de désintégration furent baptisés (Rayon gamma, particules α , particules β^- et particules β^+ .

Rayon gamma $\gamma \rightarrow$ photon de haute énergie

Particules $\alpha \rightarrow$ noyau d'hélium.

Particules $\beta^- \rightarrow$ électrons.

Particules $\beta^+ \rightarrow$ positrons.

Au cours des diverses réactions les lois de conservation (masse- énergie, charge, quantité de mouvement et moment cinétique) sont toujours valides.

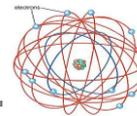
Mais dans les désintégrations nucléaires la loi de conservation des nucléons est également valable : c.-à-d. : le nombre de nucléons reste constant au cours de processus de désintégration.

4.2 La loi statistique de désintégration radioactive.

Touts les désintégrations nucléaires suivent la même loi de désintégration radioactive. Si, à l'origine, il ya N_0 noyaux parents instable, le nombre de parent restants N ou bout d'un temps t est.

$$N=N_0e^{-\lambda t} \dots\dots\dots 4.1$$

La constante λ est la constante de désintégration dépend de la désintégration donnée.



L'équation (4.1) n'est pas une équation déterministe mais statistique ; elle donne le nombre N espéré de parents survivant au temps t . cependant si N_0 très grand (ce qui est toujours le cas dans la réalité).

La vitesse de désintégration d'un échantillon radioactif donnée se mesure généralement par sa période $T_{1/2}$, intervalle de temps pendant lequel le nombre de parents sera réduit de moitié. La période s'exprime en fonction de λ .

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0.693}{\lambda} \dots\dots\dots 4.2$$

Une autre grandeur d'évaluation de la vitesse de désintégration d'un échantillon radioactif est le temps moyenne de vie (ou vie moyen) T_m :

$$T_m = \frac{1}{\lambda} = \frac{T_{1/2}}{\ln 2} \dots\dots\dots 4.3$$

L'augmentation du nombre de filles (en supposant qu'elles soient stables) s'exprime à partir de (4.1).

$$N_D = N_0 - N = N_0(1 - e^{-\lambda t}) \dots\dots\dots 4.4$$

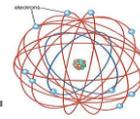
Dans de nombreux cas, le noyau-fille est également instable et se désintègre en une petite fille.

L'activité = $\left| \frac{dN}{dt} \right| = \lambda N_0 e^{-\lambda t} = \lambda N$, dont l'unité est curie (Ci) qui représente $3.7 \cdot 10^{10}$ désintégration par/seconde.

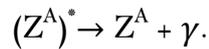
3.4 Désintégration gamma

Au cours d'une désintégration gamma un noyau vers un état d'énergie plus bas en émettant un photon, appelé rayon gamma. Ces rayons sont émis avec des énergies discrètes, ce qui indique que les noyaux possèdent des niveaux d'énergie discrets. L'énergie du photon gamma s'exprime :

$$h\nu = E_u - E_l$$



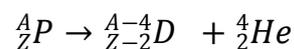
Dans la mesure où les photons γ n'ont ni charge ni masse, la charge et le nombre atomique d'un noyau ne varient pas au cours d'une désintégration gamma. Soit $(Z^A)^*$ le noyau excité, l'écriture symbolique de la désintégration gamma jusqu'à l'état fondamental sera :



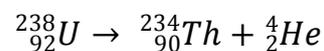
4.4 Désintégration alpha.

Dans le cas d'une désintégration alpha, une particule α est éjectée du noyau. Dans la mesure où une particule α est un noyau d'hélium, le noyau parent perd deux protons, et deux neutrons.

Dans ces conditions, le noyau parent P, et la fille, correspondent à des éléments chimiques différents, la désintégration alpha s'écrit symboliquement :



Exemple.



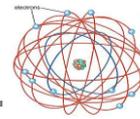
Dans un système où le parent est au repos, la conservation de l'énergie s'exprime :

$$M_p C^2 = M_D C^2 + M_\alpha C^2 + K_D + K_\alpha.$$

D'où,
$$Q = K_D + K_\alpha.$$

Où K_D et K_α sont respectivement les énergies cinétique de la particule α et de la fille, et M_p, M_D et M_α les masses au repos du parent, de la fille et de la particule. Dans la mesure où une énergie cinétique ne peut jamais être négative, une désintégration alpha ne peut intervenir que si $M_p \geq M_D + M_\alpha$

Si un noyau parent de nombre de masse A se désintègre au repos, l'énergie cinétique de la particule α a pour valeur.



$$K_{\alpha} = \left(\frac{A - 4}{A} \right) Q.$$

Où l'énergie de désintégration Q est l'énergie total par réaction :

$$Q = (M_p - M_D - M_{\alpha}) C^2.$$

Tel que; $Q = K_D + K_{\alpha}$.

4.5 Désintégration Beta et neutrino.

Un noyau émet un électron (désintégration β^-) ou un positron (désintégration β^+) ou capture un électron atomique interne (capture électronique).

Dans chacun de ces cas, un proton devient un neutron ou vice versa. Au cours de chacun de ces phénomènes une particule supplémentaire le neutrino (ν) apparait comme un des résultats de la désintégration.

Quel que propriétés du Neutrino : **1**-charge nulle, **2**-la masse zéro au repos, **3**- spin intrinsèque $\frac{1}{2}$ et $V \cong C$.

D'après les lois de conservations

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}.$$

$$p \rightarrow n + e^+ + \nu.$$

En général, une désintégration β^- s'exprime

$${}^A_Z P \rightarrow {}^A_{Z+1} F + e^- + \bar{\nu}$$

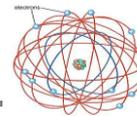
$$\text{ex : } {}^{12}_5 B \rightarrow {}^{12}_6 C + e^- + \bar{\nu}$$

Une désintégration β^+ s'exprime

$${}^A_Z P \rightarrow {}^A_{Z-1} F + e^+ + \nu$$

$$\text{ex : } {}^{12}_7 N \rightarrow {}^{12}_6 C + e^+ + \nu$$

D'après la loi de conservation de l'énergie dans un système où le noyau parent est au repos, nous avons, pour les deux désintégrations Béta (les masses des positrons et électron étant égales).



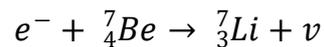
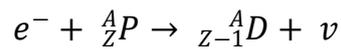
$$M_P C^2 = M_D C^2 + m_e C^2 + K_{tot}$$

Ce qui correspond à une énergie de désintégration Q :

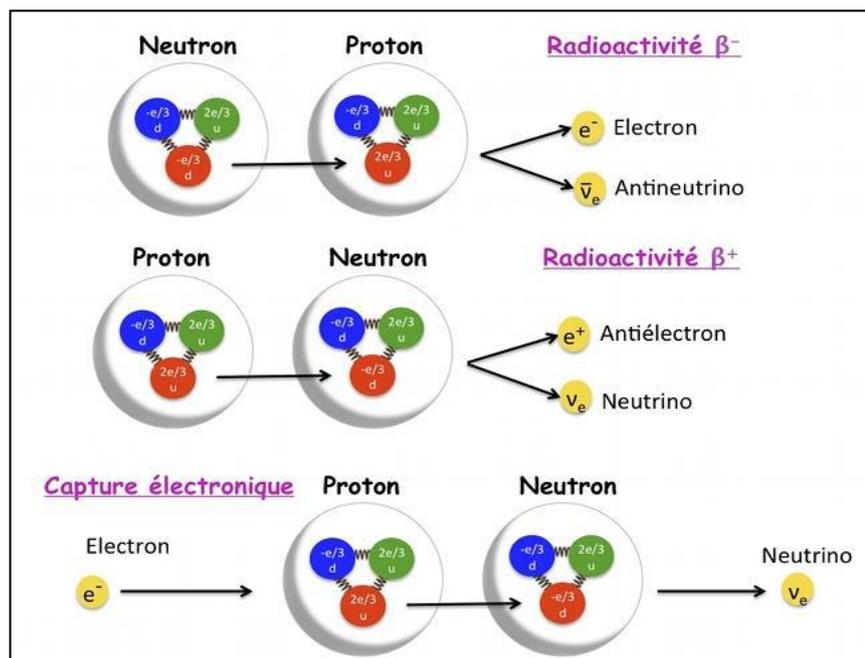
$$M_P C^2 - M_D C^2 - m_e C^2 = Q = K_{tot}$$

Dans le cas d'une capture d'électron.

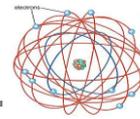
Exemple :



Au cours d'une capture un proton est transformé en neutron ; de plus, les RX émis sont caractéristique de l'atome-fille et non du parent, puisqu'ils sont produits après la capture.



Les différents types de radioactivité β induites par l'interaction faible. Celle-ci, de très courte portée, n'intervient qu'au niveau du noyau atomique.



Exercices

Ex 1. Sur quelle distance dans le vide un faisceau de neutrons d'intensité 5 eV sera-t-il réduit de moitié ? ($T=12,8$ min).

Ex 2: Quel est le temps nécessaire pour que 5 mg de ^{22}Na ($T=2.60$ ans) soient réduits à 1 mg ?

Ex 3: Si 3×10^{-9} kg de $^{200}_{79}\text{Au}$ radioactif a pour activité 58.9 Ci, quelle est sa période ?

Ex 4. Montrer que la durée moyenne de vie d'un noyau est $T_m = 1/\lambda$.

Ex 5: Quelle est l'énergie maximum d'un électron émis au cours de la désintégration β^- de ^3_1H ?

Ex 6: Le corps humain contient 0,20% du potassium naturel dont le potassium radioactif ^{40}K représente 0,012%. Avec une période $T=1,25$ milliard d'années.

1- Calculer l'activité due au potassium d'une personne de 60Kg

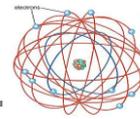
2- Calculer la radioactivité totale de la population terrestre estimée à 6 milliards d'habitants.

Ex 7. En 1983 fut découverte l'épave d'un drakkar dans la vase du port de Roskilde.

Pour valider l'hypothèse indiquant que ce navire est d'origine viking, une datation au carbone 14 ($T_{1/2}=5770$ ans) est réalisée sur un échantillon de bois prélevé sur sa coque. L'activité A mesurée pour cet échantillon est de 12,0 désintégrations par minute et par gramme de carbone. Or l'activité pour 1 gramme de carbone participant au cycle du dioxyde de carbone de l'atmosphère est égale à $A_0 = 13,6$ désintégrations par minute.

1- Justifier la variation d'activité d'un échantillon de bois au cours du temps.

2- Déterminer l'année de construction du bateau.



3- La période Viking s'étend du VIII^{ème} siècle au XI^{ème} siècle (entre 700 et 1000 ans).

L'hypothèse faite précédemment est-elle vérifiée

+ Solution

Ex 1: La vitesse des neutrons dans le faisceau

$$\frac{1}{2} m v^2 = E_c.$$

$$\frac{1}{2} * (1.67 * 10^{-27} \text{Kg}) V^2 = 5 \text{ eV} (1.6 * 10^{-19} \text{J/ev})$$

$$\Rightarrow V = 31 \text{ km/s}$$

En un temps $T = 12.8 \text{ mn}$, la moitié des neutrons se sera désintégrée et pendant ce temps les neutrons non désintégrés auront parcouru:

$$d = v \cdot t = (310 \text{ km/s}) (12.8 \text{ min} * 60 \text{ s/min})$$

$$d = 23800 \text{ km}$$

Soit à peu près 2 diamètres terrestres.

Ex 2: $m = m_0 e^{-\lambda t} = m_0 e^{\left(-\frac{0.693}{T_{1/2}}\right)t}$

$$1 \text{ mg} = 5 \text{ mg} e^{\left(-\frac{0.693}{T_{1/2}}\right)t}$$

$$5 = e^{\left(-\frac{0.693}{T_{1/2}}\right)t}$$

En prenant le logarithme des deux membres, il vient

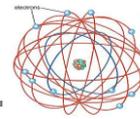
$$\frac{0.693}{2.6y} t = \ln 5 = 1.61 \text{ ou } t = 6.04 \text{ y}$$

Ex 3: Le nombre d'atomes dans $3 * 10^{-9} \text{ Kg}$ de $^{200}_{79}\text{Au}$ est

$$N = (3 * 10^{-9} \text{ Kg}) \left(\frac{1 \text{ kmol}}{200 \text{ kg}}\right) (6.025 * 10^{26} \frac{\text{atomes}}{\text{kmol}}) = 9.04 * 10^{15} \text{ atomes}$$

L'activité est:

$$\text{Activité} = (58.9 \text{ Ci}) \left(\frac{3.7 * 10^{10} \text{ désintégration /s}}{1 \text{ Ci}}\right) = 2.18 * 10^{12} \text{ désintégration /s.}$$



Ce qui conduit à une constante de désintégration

Activité = λN

$$\lambda = \frac{2.18 \cdot 10^{12} \text{ s}^{-1}}{9.04 \cdot 10^{15}} = 2.41 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$$

Et, la demi-période

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0.693}{2.41 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}} = 2.88 \cdot 10^3 \text{ s} = 48 \text{ min}$$

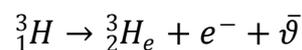
Ex 4. Si un échantillon comprend initialement N_0 noyaux, sa durée moyenne de vie à mesuré qu'il se désintègre jusqu'à disparition totale est.

$$T_m = \frac{\int_{N_0}^0 t dN}{\int_{N_0}^0 dN} = \frac{1}{-N_0} \int_{N_0}^0 t dN$$

D'après $N = N_0 e^{-\lambda t}$, $dN = -\lambda N_0 e^{-\lambda t} dt$ et les limites d'intégration $N_0, 0$ deviennent $0, \infty$ en fonction de la variable t et,

$$T_m = \frac{1}{-N_0} \int_0^\infty t (-\lambda N_0 e^{-\lambda t} dt) = \lambda \int_0^\infty t e^{-\lambda t} dt = \lambda \left(\frac{1}{\lambda^2} \right) = \frac{1}{\lambda}$$

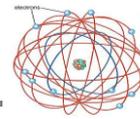
Ex 5. La réaction est.



$$\begin{aligned} Q &= (M_H - M_{He}) c^2 \\ &= (3.01605 \text{ u} - 3.016030 \text{ u}) (931.5 \text{ MeV/u}) \\ &= 0.0186 \text{ MeV} = K_{He} + K_e + K_{\bar{\nu}} \end{aligned}$$

Puisque la masse du neutrino est nulle et que $M_{He} \gg m_e$, l'énergie cinétique du noyau He peut être négligée, et l'énergie de 0.0186 MeV est partagée entre le neutrino et l'électron. Quand l'énergie du neutrino est nulle, l'énergie de l'électron aura sa valeur maximum 0.0186 MeV.

Ex 6: 1- La masse du potassium naturel est : $m_K = 60 \cdot 0.2 / 100 = 0.12 \text{ Kg}$ dont La fraction radioactive est donné par : $m_{40K} = 0.012 \times m_K / 100 = 0.0144 \text{ g}$.



Calculons le nombre de noyau de Potassium radioactif.

$$N_{40K} = \frac{m_{40K}}{M_{40K}} \times N_A = \frac{0.0144}{40} \times 6.02 \cdot 10^{23} = 2.1672 \cdot 10^{20}.$$

Ainsi l'activité du corps humain est obtenue par:

$$A = N_{40K} \times \lambda_{40K} = N_{40K} \times \frac{\ln(2)}{T} = 2.1672 \cdot 10^{20} \times \frac{0.693}{1.25 \cdot 10^9 \times 365 \times 24 \times 3600} = 3818 Bq$$

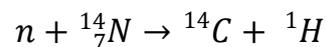
Exprimé en Curie cette activité Vaut:

$$A = \frac{3819}{3.7 \cdot 10^{10}} = 0.1032 \mu Ci$$

2- si on suppose que tous les habitants ont la même masse, on peut déduire l'activité totale de la population terrestre:

$$A = 6 \cdot 10^9 \times 0.1032 \mu Ci = 619.2 Ci$$

Ex 7: le carbone 14 est produit en permanence dans la haute atmosphère par l'interaction des rayons cosmiques avec l'air selon le processus:



L'atome de carbone produit réagit rapidement avec l'oxygène pour du CO₂

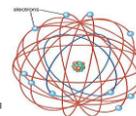
pour les organismes vivant, le rapport ¹⁴c/c total est considéré comme uniforme vu les échanges (respiration) avec l'atmosphère.

à la mort d'un organisme (ici le bois), tout échange avec le milieu extérieur cesse mais le radiocarbone (¹⁴c) initialement présent reste "piège" et sa quantité se met à décroître exponentiellement selon le processus de la décroissance radioactive.

2-A partir de la variation de l'activité du carbone 14 donnée par: $A = A_0 e^{-\lambda t}$ on peut déterminer le temps qui s'ai écoulé après la construction du bateau.

$$t = \frac{1}{\lambda} \ln \left(\frac{A_0}{A} \right) = \frac{T}{\ln(2)} \ln \left(\frac{A_0}{A} \right) = \frac{5770}{0.693} \ln \left(\frac{13.6}{12} \right) = 1042.12 ans$$

3-l'année de construction du bateau est ainsi: 1983-1042.12=940.88, l'hypothèse est donc bien vérifiée.



CHAPITRE V:

V- Réactions Nucléaires

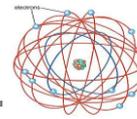
5.1 Introduction.

Une réaction nucléaire est le passage en temps court ($<10^{-3}$ s) d'une espèce nucléaire à une autre. Au laboratoire, les réactions sont produites en utilisant des accélérateurs de particules. La plus grande partie des données concernant les noyaux provient de l'analyse des résultats des expériences de réactions. Au cours de ces expériences, des noyaux sont bombardés par des projectiles connus et on étudie les produits finaux. On utilise comme projectiles des isotopes de noyaux pouvant aller jusqu'à des Z de 18, mais dans le chapitre présent nous n'envisagerons que les particules.

Particules	Notation
Neutron	n
Proton	p; 1_1H
Deuteron	d; 2_1H
Triton	t; 3_1H
Helium-3	h; 3_2H
Helium-4 (particules α)	α ; 4_2H

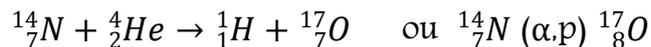
Normalement, la réaction conduit à un noyau résiduel (que l'on n'observe généralement pas) et à une autre particule que l'on détecte expérimentalement. (on observe parfois des particules finales). On représente les réactions nucléaires sous la forme d'une équation:





Ou sous la forme condensée, Cible(projectile, particule détectée) noyau résiduel pour chaque réaction nucléaire que ce soit, la charge total (z total, et le nombre total de nucléons(A total) doivent être les mêmes dans les nombres de gauche et de droite de l'équation qui la décrit.

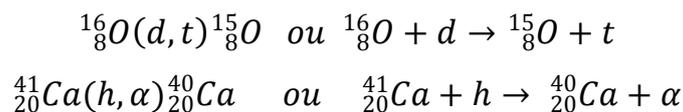
Par ex: la première réaction nucléaire observé (par Rutherford au 1919) était



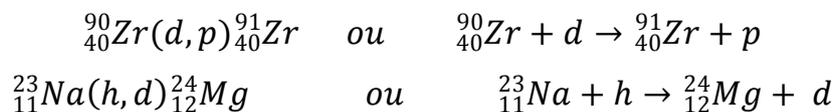
5.2 Classification des réactions nucléaires:

Les réaction sont classées selon le projectile, la particule détectée et le noyau résiduel. Si le projectile et la particule détectée sont identiques, on a une réaction de diffusion. Si le noyau résiduel est dans son état d'énergie le plus bas ou fondamental, la diffusion est *élastique*, quand le noyau résiduel est dans un état excité, la diffusion est *inélastique*.

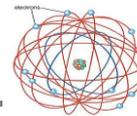
Les processus au cours desquels les projectiles acquièrent des nucléons de (ou cèdent des nucléons à) la cible sont respectivement considérés comme des réactions de capture ou d'arrachement. Voici deux exemples de réaction de capture.



Et d'arrachement.



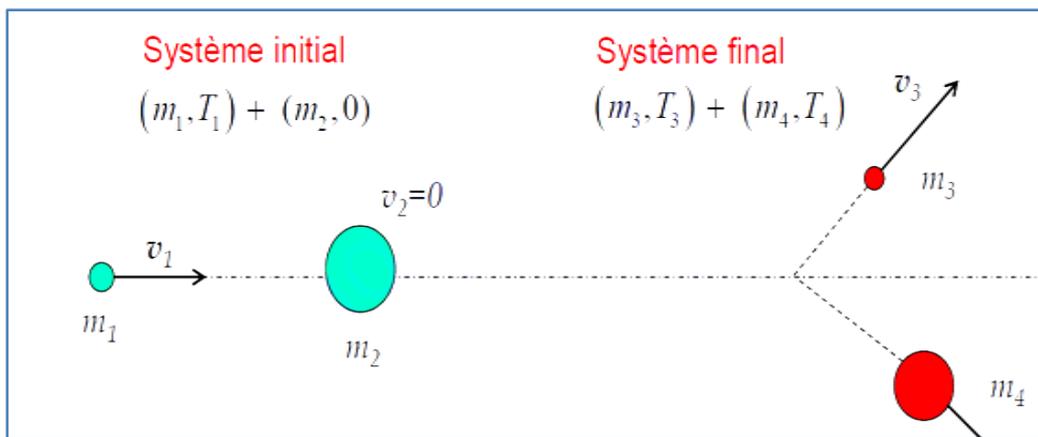
Ces deux types de réactions observent souvent à des énergie suffisamment élevées pour que les réactions puissent être supposées directes: c'est -à-dire que l'on puisse supposer que le nucléons dont il s'agit, entre on quitte une orbitale du modèle en couches sans perturber les autres nucléons de la cibles.



5.3 Systèmes de Référence. Laboratoire et Centre de Masse.

5.3.1 Cinématique des réactions nucléaires.

Dans le laboratoire, une réaction nucléaire est une collision entre un noyau projectile (1) animée d'une vitesse v_1 , de masse m_1 et d'énergie cinétique T_1 qui s'approche d'un noyau cible (2) de masse m_2 (généralement au repos)



5.3.2 Principe de conservation énergie impulsion.

Energie: $(T_1 + m_1c^2) + (T_2 + m_2c^2) = (T_3 + m_3c^2) + (T_4 + m_4c^2)$

Quantité de mouvement totale: $\vec{P}_1 + \vec{P}_2 = \vec{P}_3 + \vec{P}_4$

a) Étude dans le laboratoire

- Impulsion

$$P_1 = P_3 + P_4$$

suivant (ox): $m_1v_1 = m_3v_3 \cos\psi + m_4v_4 \cos\zeta$

suivant (oy): $0 = m_3v_3 \sin\psi - m_4v_4 \sin\zeta$

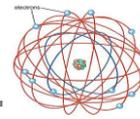
- Energie cinétique

$$(m_1T_1)^{1/2} = (m_3T_3)^{1/2} \cos\psi + (m_4T_4)^{1/2} \cos\zeta$$

$$0 = (m_3T_3)^{1/2} \sin\psi - (m_4T_4)^{1/2} \sin\zeta;$$

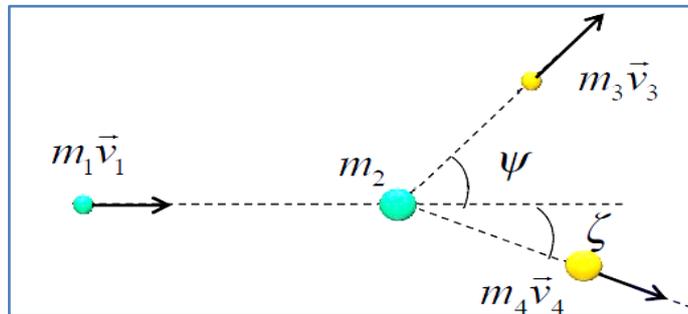
relation angulaire entre ψ et ζ

implique que $\sin\psi = \left(\frac{m_4T_4}{m_3T_3}\right)^{1/2} \sin\zeta$



Pour l'impulsion en trouve: $(m_1 T_1) + (m_3 T_3) - 2(m_1 T_1 m_3 T_3)^{1/2} \cos \psi = (m_4 T_4)$

Pour l'énergie en trouve: $(m_1 c^2 + T_1) + (m_2 c^2) = (m_3 c^2 + T_3) + (m_4 c^2 + T_4)$



$$(m_3 + m_4)T_4 - 2(m_1 m_3 T_1 \cos^2 \psi)^{1/2} T_3^{1/2} + (m_1 - m_4)T_1 - m_4 Q = 0$$

on suppose: $r = \frac{(m_1 m_3 T_1)^{1/2}}{(m_3 + m_4)}$ et $s = \frac{(m_3 - m_4)T_1 - m_4 Q}{(m_3 + m_4)}$

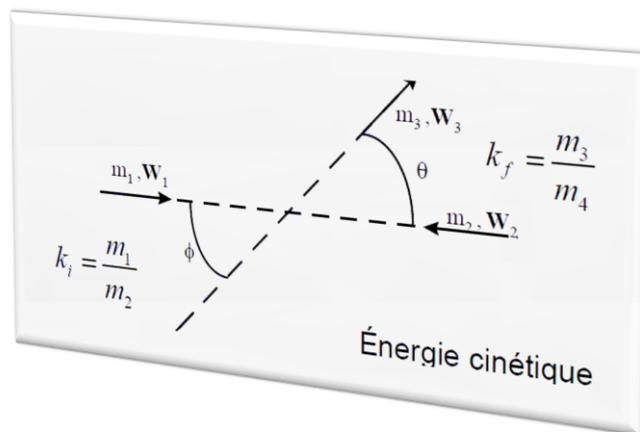
on obtient: $T_3 - (2r \cos \psi) T_3^{1/2} + s = 0$

$$T_3^{1/2} = r(\cos \psi \pm \sqrt{\cos^2 \psi - \frac{s}{r^2}})$$

Si $Q > 0$ et $T_1 = 0 \Rightarrow r = 0 \Rightarrow T_3 = -s \Rightarrow T_3 = \frac{m_4}{m_3 + m_4} Q$

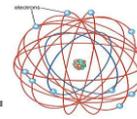
Si $Q > 0$ et $m_4 > m_1 \Rightarrow s > 0 \Rightarrow T_3^{1/2} = r(\cos \psi + \sqrt{\cos^2 \psi - \frac{s}{r^2}})$

b) Étude dans le centre de masse :



$$\sum m_i \overline{GM}_i = \vec{0} \Rightarrow \sum m_i \frac{\overline{GM}_i}{dt} = \sum m_i \overline{W}_i = \vec{0}$$

Ceci traduit que l'impulsion totale dans le cdm est nulle



$m_3 \vec{W}_3 = -m_4 \vec{W}_4 \Rightarrow \phi = \pi - \theta$, la loi de l'énergie cinétique vaut: $U_i = \frac{1}{2} m_i W_i^2$

Conservation de l'énergie:

$$(U_3 + U_4) - (U_1 + U_2) = 0$$

Energie cinétique des particules (1) et (2): $U_{totale} = (U_1 + U_2)$

$$U_1 = T_1 \frac{1}{(1+k)^2} ; \quad U_2 = T_1 \frac{k}{(1+k)^2} ; \quad U_{totale} = T_1 \frac{1}{1+k}$$

5.4 Energétique Des Réactions Nucléaires.

Souvent dans une réaction nucléaire, l'énergie est absorbée ou libérée. Dire que la réaction libère de l'énergie signifie que l'énergie cinétique des particules après réaction est supérieure à celle des particules avant réaction, l'excédent provenant de la transformation d'une certaine quantité de masse au repos en énergie cinétique. La fraction d'énergie libérés est mesurée par le Q de la réaction nucléaire, défini comme la différence entre les énergies cinétiques finale et initiale.

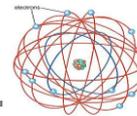
$$Q \equiv K_{av} - K_{ap}$$

Puisque l'énergie totale, $E = E_0 + K$, est conservée nous avons aussi

$$Q \equiv E_{0av} - E_{0ap}$$

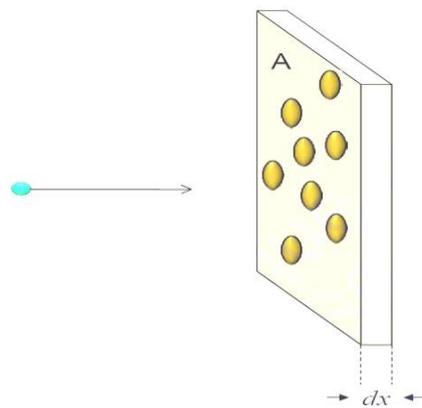
En d'autres termes, Q/c^2 est la différence entre les masses au repos finale et initiale; ce qui est l'exacte définition donné au chapitre IV pour la classe particulière de réactions de désintégration.

Une réaction où $Q > 0$, qui libère donc de l'énergie, est dite exothermique; elle peut se produire même quand les deux particules initiales sont au repos. Si $Q < 0$, l'énergie est absorbée ou consommée et la réaction est endothermique; elle ne peut se produire que si la particule incidente possède une certaine énergie cinétique de coupure. Si $Q = 0$, et si les particules sont les mêmes avant et après réaction, on a une collision élastique.

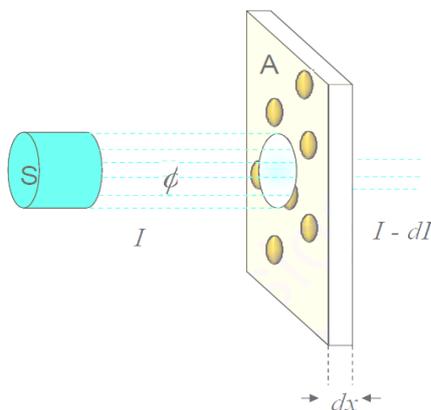


5.5 Sections Efficaces Nucléaires.

Quand une cible est bombardée par des particules en vue de réaliser une réaction nucléaire, il n'y a aucune certitude pour qu'un projectile particulier réagisse avec un noyau de la cible pour produire la réaction. La section efficace nucléaire, σ , est la grandeur qui mesure la probabilité pour que la réaction se produise en une région donnée de la cible.



Considérons une feuille de surface A et d'épaisseur dx contenant N noyaux de rayon R considérons une particule ponctuelle se dirigeant vers la feuille. La probabilité pour que la particule touche un noyau est:



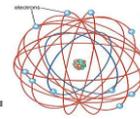
$$dp = \frac{\text{Surface favorable}}{\text{surface totale}} \quad , \quad dp = \frac{N\pi R^2}{A}$$

$$dp = \frac{N}{A dx} \pi R^2 dx = n\sigma dx$$

n est nombre d'atomes/cm³ et σ est la section efficace (cm² ou barn).

$$1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2.$$

On exprime le concept de section efficace, σ comme la probabilité d'existence d'une réaction nucléaire entre un noyau projectile et un noyau cible.



Soit un flux ϕ de projectiles (nombre /cm²/s) de section S , qui tombe sur un échantillon contenant n atomes/cm³ et d'épaisseur dx on aura :

1. $n_x = n S dx$ atoms cibles

2. $\phi S =$ nombre de projectiles par seconde

Le nombre total de réaction par unité de temps sera: $R = \phi S dp$

$$R = (n\sigma dx) \times (S\phi)$$

$$R = P \times I$$

Où I est intensité du faisceau (A), et P la probabilité pour qu'il y ait une interaction lors du passage du faisceau à travers une tranche dx de la cible. Lors du passage du faisceau à travers la tranche dx , l'intensité du faisceau a varié de

$$dI = -PI$$

$$dI = -(n\sigma dx) \times I$$

Implique que $\frac{dI}{I} = -n \sigma dx$.

En intégrant sur toute l'épaisseur d de la cible, on obtient l'intensité du faisceau après traversée de la cible ;

$$I = I_0 \exp(-n\sigma d)$$

Donc le nombre interactions total par seconde est:

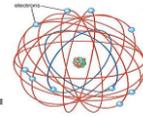
$$\Delta I = I_0 - I = I_0(1 - e^{-N\sigma d})$$

$$n\sigma d \ll 1$$

Donne: $\sigma = \frac{\Delta I}{I_0 \times nd}$

$$\sigma = \frac{\text{nombre d'interactions/seconde}}{\left(\text{nombre de particules} \frac{\text{incidentes}}{\text{seconde}}\right) \left(\text{nombre de noyaux} \frac{\text{cible}}{\text{cm}^2}\right)}$$

$$\sigma = \frac{\left(\text{nombre} \frac{\text{d'interactions}}{\text{seconde}}\right) / \left(\text{nombre de noyaux cible}\right)}{\text{flux de particules incidentes}}$$



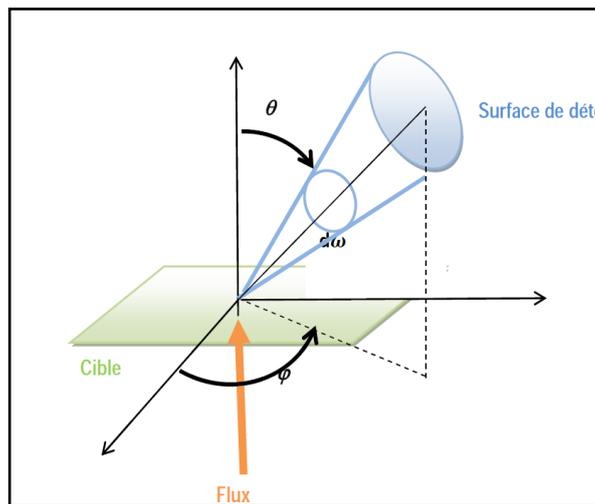
5.5.1 Section efficace différentielle

Si on s'intéresse à la distribution de particules émises dans une direction donnée on utilise la SE différentielle $d\sigma = \left(\frac{d\sigma}{d\omega}\right) d\omega$, $\left(\frac{d\sigma}{d\omega}\right) = f(\theta, \varphi)$; $d\omega = \sin\theta d\theta d\varphi$ est l'angle solide d'émission repéré par les angles θ et φ .

θ et φ sont définis par rapport à la direction du faisceau incident. En pratique, $d\omega$ définit la surface du détecteur. Le nombre d'événements émis à travers cette surface

$$\text{est : } dN' = N_c \Phi \left(\frac{d\sigma}{d\omega}\right) d\omega = N_c \Phi f(\theta, \varphi) d\omega$$

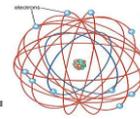
Connaissant $\left(\frac{d\sigma}{d\omega}\right) = f(\theta, \varphi)$ pour une émission anisotrope, on peut déterminer la section efficace totale:



$$\sigma = \int_{\text{espace}} \left(\frac{d\sigma}{d\omega}\right) d\omega = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi f(\theta, \varphi) \sin\theta d\theta$$

qui correspond à l'émission des événements dans tout l'espace.

5.5.2 Section efficace partielle: S'il y a plusieurs types d'interactions. On définit pour chacun des types une SE partielle σ_i et une SE totale $\sigma_t = \sum \sigma_i$



Exercices

Ex 1: Quand on bombarde ${}^6_3\text{Li}$ avec des deutons de 4 MeV, une des réactions observées est la fonction de deux particules α d'énergie 13.2 MeV.

Quel est le Q de la réaction?

Ex 2: Déterminer la particule in connue dans les réactions suivantes:

a) ${}^{18}_8\text{O}(d, p)X$, b) $X(p, \alpha) {}^{87}_{39}\text{Y}$, c) ${}^{122}_{52}\text{Te}(X, d) {}^{124}_{53}\text{I}$

Ex 3: Quelles sont la valeurs de Q des réactions.

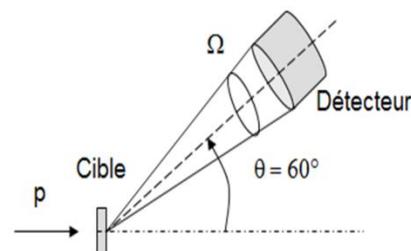
a) ${}^{16}_8\text{O}(\gamma, p) {}^{15}_7\text{N}$,

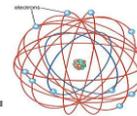
b) ${}^{150}_{62}\text{Sm}(p, \alpha) {}^{147}_{61}\text{Pm}$

Ex 4: observé dans le repère du laboratoire, un proton de 6 MeV frappe une cible de ${}^{12}_6\text{C}$ au repos. Quelle est la vitesse du système du centre de masse (on prendra la masse du proton égale à 1u.

Ex 5: un faisceau incident de neutrons frappe une cible quelconque telle que sa fraction diffusée représente 10^{-3} % du faisceau incident. Sachant que la masse spécifique de la cible est $1.06 \cdot 10^4 \text{ kg/m}^3$, $A=200$ et que la section efficace totale du neutron par noyau est 1.1 barn, quelle est l'épaisseur de la cible?

Ex 6: On bombarde une feuille d'or ($Z=79$) d'épaisseur e_p par des protons de 5 MeV. Un détecteur d'ouverture $S=0.5 \text{ cm}^2$, placé à 60° par rapport à la direction incidente des protons, et à 10 cm de la feuille enregistre le nombre de protons diffusés N_d . Sachant que le rapport du nombre de protons incidents N_i au nombre de protons diffusés est $R = \frac{N_d}{N_i} = 2 \times 10^{-7}$, déterminer l'épaisseur de la feuille d'or. On donne la densité volumique de l'or $\rho = 19.3 \text{ g/cm}^3$





+ Solution

Ex 1: $Q = (k_{\alpha_1} + k_{\alpha_2}) - k_d = (13.2 + 13.2 \text{ MeV}) - 4 \text{ MeV} = 22.4 \text{ MeV}$.

Ex 2: a) Au cours des processus ${}^{18}_8\text{O}(d,p)X$ un neutron est ajouté à ${}^{18}_8\text{O}$, pour former X qui ${}^{19}_8\text{O}$.

b) Au cours du processus $X(p,\alpha) {}^{87}_{39}\text{Y}$, un proton et deux neutrons ont été arrachés à X pour former ${}^{87}_{39}\text{Y}$, est X est donc ${}^{90}_{40}\text{Zr}$.

c) Au cours du processus ${}^{122}_{52}\text{Te}(X,d) {}^{124}_{53}\text{I}$, un deuton (${}^2_1\text{H}$) et ${}^{124}_{53}\text{I}$ ont été formés à partir de ${}^{122}_{52}\text{Te}$ et X. par conséquent, X doit comporter 2 protons un total de 4 nucléons. X est alors ${}^4_2\text{He}$.

Ex 3: Pour la réaction $M_i(m_i, m_f)M_f$, la valeur Q est:

$$Q = [M_i + m_i - (M_f + m_f)] c^2$$

a) $Q = [15.994915 u + 0u - (15.000108u + 1.007825u)] \left(931.5 \frac{\text{MeV}}{u}\right) = -12.13 \text{ MeV}$

b) $Q = [149.917276 u + 1.007825u - (146.915108u + 4.002603u)] \left(931.5 \frac{\text{MeV}}{u}\right) = 6.88 \text{ MeV}$

Ex 4: Avec un traitement classique, il vient, à partir de la relation suivante:

$$v = \sqrt{\frac{2k_i}{m_i}} = c \sqrt{\frac{2k_i}{m_i c^2}} = \left(3 \times \frac{10^8 \text{ m}}{\text{s}}\right) \times \sqrt{\frac{2(6 \text{ MeV})}{(1u)(931.5 \frac{\text{MeV}}{u})}} = 3.41 \times 10^7 \frac{\text{m}}{\text{s}}$$

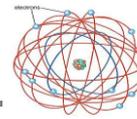
D'après la relation suivante:

$$v_{cm} = \frac{m_i}{M_i + m_i} v = \frac{1u}{12u + 1u} \left(3.41 \times 10^7 \frac{\text{m}}{\text{s}}\right) = 2.62 \times 10^6 \frac{\text{m}}{\text{s}}$$

Ex 5: le nombre des particules de centre de diffusion par volume unité est:

$$n = \left(\frac{6.02 \times 10^{26} \frac{\text{noyaux}}{\text{Kmol}}}{200 \frac{\text{Kg}}{\text{Kmol}}}\right) \times \left(1.06 \times 10^4 \frac{\text{Kg}}{\text{m}^3}\right) = 3.19 \times 10^{28} \text{ noyaux/m}^3$$

et $n\sigma = (3.19 \times 10^{28} \text{ m}^{-3}) (1.1 \times 10^{-28} \text{ m}^2) = 3.51 \text{ m}^{-1}$



le nombre de particules diffusées s'écrit sous la forme suivante:

$$N_{sc} = N_0(1 - e^{-n\sigma T})$$

Avec $\frac{N_{sc}}{N_0} = 10^{-5}$ il vient

$$10^{-5} = 1 - e^{-(3.51 \text{ m}^{-1})T} \quad \text{ou} \quad e^{-(3.51 \text{ m}^{-1})T} = 1 - 10^{-5}$$

Pour x petit, $e^{-x} \approx 1 - x$, et $(3.51 \text{ m}^{-1})T = 10^{-5}$

$$\text{Ou } T = \frac{10^{-5}}{3.51 \text{ m}^{-1}} = 2.85 \times 10^{-6} \text{ m.}$$

Ex 6. Le nombre de particules que l'on détecte que l'on détecte N_d (noyaux/s), suivant l'angle θ , est proportionnel au nombre de particules incidents N_i (noyaux/s) et au nombre de noyaux cible N_c (noyaux/cm²). La relation de proportionnalité s'exprime par:

$$N_d = N_i \times N_c \times \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Ruth} \Omega, \text{ Avec } \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Ruth} = \sigma(\theta) = \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{z_p z_c}{4T_p}\right)^2 \times \frac{1}{\sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right)} = 5.18 \times 10^{-24} \text{ cm}^2$$

La section efficace différentielle de Rutherford (cm^2/sr), $\Omega = \frac{S}{d^2} = \frac{0.5}{10^2} = 5 \times 10^{-3}(\text{sr})$

l'angle solide de détection (S ouverture du détecteur et d la distance cible-détecteur).

Si on désigne par e_p l'épaisseur

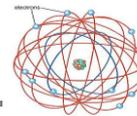
$$n_c = \rho \frac{N_{av}}{M_{at}} = 19.3 \times \frac{6.02 \times 10^{23}}{197} = 5.90 \times 10^{22} \left(\frac{\text{noyaux}}{\text{cm}^3}\right)$$

La relation de N_d conduit à

$$N_d = N_i \times e_p \times n_c \times \sigma(\theta)_{Ruth} \times \Omega$$

Donc l'épaisseur recherché est:

$$e_p = R \frac{1}{n_c \times \sigma(\theta)_{Ruth} \times \Omega} = 2 \times 10^{-7} \times \frac{1}{5.9 \times 10^{22} \times 5.18 \times 10^{-24} \times 5 \times 10^{-3}} = 1.31 \times 10^{-4} \text{ cm}$$



CHAPITRE VI:

VI-Fission et Fusion

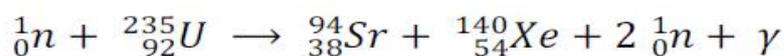
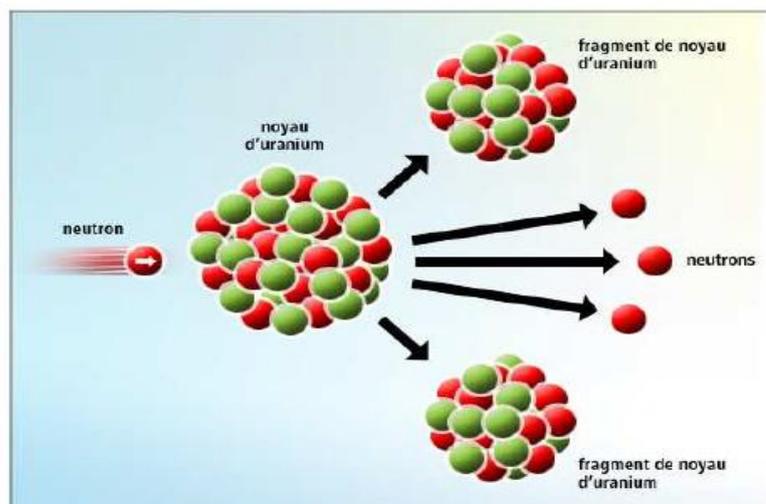
6.1 Principe de la fission nucléaire .

Réaction nucléaire provoquée par l'impact d'un neutron « lent » sur un noyau lourd dit :noyau-cible ; celui-ci se divise alors en deux noyaux plus légers et plus stables (les produits de fission), et en neutrons possédant une très grande vitesse.

L'énergie est donc libérée sous forme d'énergie cinétique des neutrons (~ 80% de l'énergie totale libérée), et de rayonnement γ .

Matières fissiles : ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu

Exemple : Fission induite de l' ^{235}U

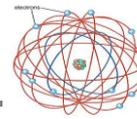


(remarque : d'autres produits de fission sont possibles pour la fission de l' ^{235}U , il n'y a pas que la désintégration proposée ci-dessus en Strontium et Xénon)

Bilan énergétique pour un noyau : l'énergie libérée par la fission d'un noyau est :

$$E_{lib} = E_{réactifs}^0 - E_{produits}^0 \quad (E_{lib} > 0)$$

- **E_{lib} avec les masses:** l'énergie libérée par une réaction nucléaire correspond à la



diminution de la masse totale du système :

$$E_{lib} = (m_{réactifs}^0 - m_{produits}^0) \times c^2$$

Pour un noyau d' ^{235}U : $E_{lib} = (m^0(\text{U}) + m^0(n) - m^0(\text{Sr}) - m^0(\text{Xe}) - 2m^0(n)) \times c^2$

- **E_{lib} avec les énergies de liaison:**

$$E_{lib} = E_l(\text{produits}) - E_l(\text{réactifs})$$

Pour un noyau d' ^{235}U : $E_{lib} = E_l(\text{Sr}) + E_l(\text{Xe}) - E_l(\text{U}) = 185 \text{ Mev}$

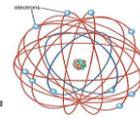
Notons que si on a les énergies de liaison par nucléon $\frac{E_l}{A}$, la formule devient:

$$E_{lib} = 94 \times \frac{E_l}{A} ({}_{38}^{94}\text{Sr}) + 140 \times \frac{E_l}{A} ({}_{54}^{140}\text{Xe}) - 235 \times \frac{E_l}{A} ({}_{92}^{235}\text{U})$$

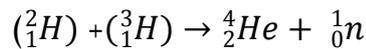
- **Réactions en chaîne** : les neutrons émis lors de la fission peuvent à leur tour provoquer la fission d'autres noyaux ; il peut se produire une réaction en chaîne qui devient rapidement incontrôlable (principe de la bombe à fission, ou bombe atomique).

6.2 Principe de la fusion nucléaire ($Z > 60$):

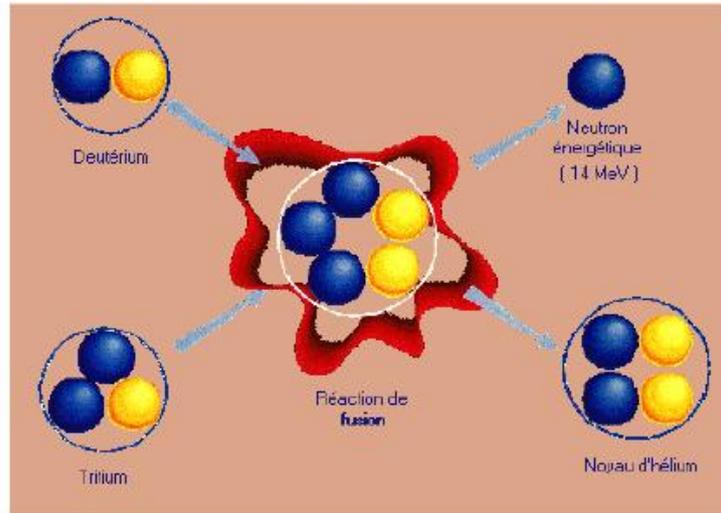
Deux noyaux légers sont « assemblés » pour former un noyau plus stable et plus lourd (mais dont la masse est inférieure à la somme des masses des noyaux légers mis en jeu) Pour que la fusion soit possible, les deux noyaux doivent posséder une grande énergie cinétique de façon à vaincre les forces de répulsion électrostatiques. Ainsi, rapprocher les noyaux légers et les faire fusionner nécessite des températures très élevées, de l'ordre de 10^7 K (c'est pourquoi on parle de fusion thermonucléaire). Dans une bombe à fusion (bombe H), le détonateur est assuré par une bombe A L'énergie libérée par la fusion (sous forme d'énergie cinétique des particules émises) est cependant très supérieure à l'énergie apportée pour faire fusionner les noyaux.



Ex: fusion deutérium (2_1H) / tritium (3_1H)



Bilan énergétique: $E_{lib} = E_{reactifs}^0 - E_{produit}^0$ ($E_{lib} > 0$)



- E_{lib} avec les masse:

$$E_{lib} = (m_{réactifs}^0 - m_{produits}^0) \times c^2$$

Pour un noyau d^2_1H : $E_{lib} = (m^0({}^2_1H) + m^0({}^3_1H) - m^0({}^4_2He) - m^0(n)) \times c^2$

- E_{lib} avec les énergies de liaison:

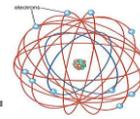
$$E_{lib} = E_l(produits) - E_l(réactifs)$$

Pour un noyau d^2_1H : $E_{lib} = E_l({}^4_2He) - E_l({}^2_1H) - E_l({}^3_1H) = 17.6 \text{ Mev}$

De même, si on a les énergies de liaison par nucléon $\frac{E_l}{A}$, la formule devient :

$$\epsilon E_{lib} = 4 \times E_l({}^4_2He) + 2 \times E_l({}^2_1H) - 3 \times E_l({}^3_1H)$$

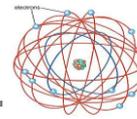
L'énergie libérée au cours d'une fusion nucléaire est considérable. Ce sont des réactions de fusion qui produisent l'énergie des étoiles, commençant par la fusion de l'hydrogène, pour donner de l'hélium, puis des noyaux de plus en plus lourds. La fusion s'arrête au Fer, dont l'énergie de liaison par nucléon est la plus forte de tous les éléments.



6.3–Avantages et inconvénients de la fusion par rapport à la fission :

- L'énergie libérée par la fusion nucléaire est considérable
- La fusion libère par nucléon une énergie plus importante que la fission
- Le deutérium 2_1H est présent dans l'eau de mer, c'est donc une réserve d'énergie quasi-inépuisable
- La fusion ne présente pas les dangers de retombées radioactives de la fission, en particulier il ya très peu de déchets nucléaires
- L'exploitation industrielle de la fusion représente un défi extrêmement difficile (projet ITER) et n'a pas lieu à ce jour

Note: pour réaliser la fusion, il faut pouvoir maîtriser le nouvel état de la matière qui apparaît lorsqu'on élève la température à des millions de degrés : les **plasmas** \Rightarrow les électrons et les protons se séparent pour produire un fluide complètement ionisé, que seuls des aimants extrêmement puissants peuvent contenir. En effet, aucune récipient solide ne résisterait à la température d'une fusion nucléaire. Ainsi, les **tokamak** ou **Stellarator** sont des installations utilisant le confinement magnétique de la matière, les hauts champs magnétiques créés permettant de tenir le plasma à distance des parois.



Exercices

Ex 1: Quelle est l'énergie cinétique d'un neutron thermique de 300^0 K?

Ex 2: Calculer l'énergie cinétique totale dans la fission de $^{235}_{92}\text{U}$ par un rayon γ de 6 MeV en $^{90}_{36}\text{Kr}$, $^{142}_{56}\text{Ba}$, et trois neutrons.

Données :

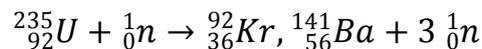
$$1 \text{ u} = 1,660538 \cdot 10^{-27} \text{ kg}; c = 2,9979 \cdot 10^8 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$$

$$\text{masse } (^{235}_{92}\text{U}) = 234,9944 \text{ u} \text{ masse } (^1_0\text{n}) = 1,0087 \text{ u}$$

$$\text{masse } (^{142}_{56}\text{Ba}) = 140,8840 \text{ u} , \text{masse } (^{90}_{36}\text{Kr}) = 91,9065 \text{ u}; 1\text{u} = 391.5 \text{ MeV}/c^2$$

Ex3: l'uranium 235 est le (combustible) nucléaire utilisé dans les centrales.

Lorsque le noyau d'uranium 235 est présenté par un neutron, il peut se diviser en deux noyaux plus légers selon la réaction suivante:



1. Calculer la variation de masse Δm de cette réaction, en unité de masse atomique (u)

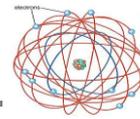
2. En déduire l'énergie libérée par réaction, en joule

3. Calculer la valeur de l'énergie par la fission de 100g d'uranium enrichi à 5% et la comparer à celle dégagée par la combustion d'une tonne de charbon (énergie de combustion du carbone: $20 \text{ MJ}\cdot\text{kg}^{-1}$).

- L'uranium enrichi contient plus de ^{235}U que l'uranium naturel (0.72 % de ^{235}U dans l'uranium naturel).

Ex 4: Evaluer la température nécessaire pour produire la fusion dans un plasma de deutérium (mélange neutre d'électrons et de noyaux positifs de deutérium).

Ex 5: quelle est l'énergie libérée quand deux noyaux de deutérium donnent par fusion une particule α ?



Ex 6. La fission nucléaire consiste à bombarder certains noyaux lourds, notamment l'uranium ${}^{235}_{92}\text{U}$ avec un neutron, afin de provoquer une cassure de ce noyau. Ce procédé dégage beaucoup d'énergie.

La fusion nucléaire consiste à fusionner deux noyaux légers pour créer un noyau plus lourd. Ce procédé dégage beaucoup d'énergie lors de la fusion de noyaux légers, comme l'hydrogène. Néanmoins, il est beaucoup plus difficile à contrôler que la fission, car il faut que ces noyaux soient très proches afin qu'ils s'associent sous l'effet de l'interaction nucléaire forte, dont la portée est très courte.

1. Compléter l'équation de fission suivante :



2. Quelles sont les interactions qui s'exercent entre deux noyaux de ${}^1_1\text{H}$ avant leur fusion ? Sont-elles attractives ou répulsives ?

3.1. En considérant deux noyaux de ${}^1_1\text{H}$ distants de 10^{-10} m, montrer que l'interaction gravitationnelle est négligeable devant l'interaction électromagnétique.

3.2. Comment peut-on faire pour forcer deux noyaux d'hydrogène à fusionner, malgré l'interaction électromagnétique ?

4. Pourquoi peut-on négliger les interactions entre un neutron et un noyau d'uranium, lors de la fission nucléaire ?

Données :

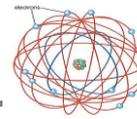
- Attraction gravitationnelle : $F_{A/B} = F_{B/A} = \frac{G \cdot m_A m_B}{d^2}$

avec $G = 6.67 \cdot 10^{-11} \text{S.I}$

- Interaction électromagnétique : $F_{A/B} = F_{B/A} = k \cdot \frac{q_A q_B}{d^2}$

avec $k = 9,0 \cdot 10^9 \text{S.I}$

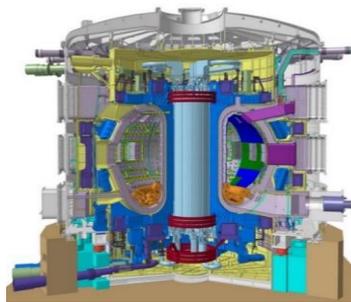
- Masse du proton : $m_p = 1.67 \cdot 10^{-27} \text{kg}$ • Charge du proton : $e_p = 1.6 \times 10^{-19} \text{C}$



Ex 7: Le Projet ITER (Vers la maîtrise de la fusion (2016))

Le projet ITER (*International Thermonucléaire Expérimental Réacteur*) dans le département des Bouches-du-Rhône consiste à bâtir l'installation expérimentale la plus puissante au monde pour produire sur Terre une réaction qui se déroule au cœur des étoiles : la fusion nucléaire. La réaction ${}^2_1\text{H} + {}^3_1\text{H} \rightarrow {}^4_2\text{H} + {}^1_0\text{n}$ permet de libérer une grande quantité d'énergie en toute sécurité et avec très peu de « combustible ».

Théoriquement, la fusion d'un kilogramme de deutérium et de tritium par jour engendrerait l'énergie thermique nécessaire à la production d'environ 1014 J d'énergie électrique en continue en un jour.



Ce tokamak abritera les expériences

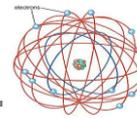
Données :

- $c = 3,00 \cdot 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$
- $N_A = 6,02 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$
- L'énergie de combustion complète du carbone vaut $240 \text{ kJ} \cdot \text{mol}^{-1}$
 - Masses de quelques noyaux

Noyaux ou particule	Masse(Kg)
Deutérium ${}^2_1\text{H}$	$3.34358 \cdot 10^{-27}$
Tritium ${}^3_1\text{H}$	$5.00736 \cdot 10^{-27}$
Hélium ${}^4_2\text{H}$	$6.64466 \cdot 10^{-27}$
neutron ${}^1_0\text{n}$	$1.67493 \cdot 10^{-27}$

- Masses molaires

atomes	Masse molaire (g/mol)
${}^2_1\text{H}$	2.0
${}^3_1\text{H}$	3.0
${}^4_2\text{H}$	4.0
${}^{12}_6\text{C}$	12.0



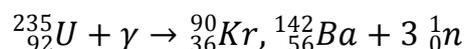
1. Que signifie la notation 3_1H
2. Calculer l'énergie libérée par la fusion d'un noyau de tritium et d'un noyau de deutérium. On considère 1 kg de « combustible » (deutérium + tritium) contenant autant d'atomes de deutérium que de tritium.
 - 3.1. Déterminer l'énergie qui serait libérée par la fusion de cet ensemble de noyaux.
 - 3.2. En déduire la masse de charbon, assimilé à du carbone pur, dont la combustion complète fournirait la même énergie.
4. Une centrale électrique fonctionnant avec ce « combustible » aurait un rendement de 30 % au maximum : sur 100 J libérés par fusion, 30 J seraient convertis en énergie électrique. Dans ces conditions, discuter de l'affirmation de la fin de Ex3.
5. Pourquoi dit-on que l'énergie nucléaire est de l'énergie concentrée ?

✚ Solution

Ex 1: L'énergie thermique d'une particule est de l'ordre de kT , ou k est la constante de Boltzmann.

$$k_n = \left(8.617 \times \frac{10^{-5} eV}{K} \right) (300K) = 0.026 eV$$

Ex 2: La réaction de fission est:

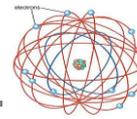


D'après la loi de conservation de masse énergie,

$$M_U c^2 + k_\gamma = (M_{Kr} + M_{Ba} + 3m_n) c^2 + k_f$$

Ou

$$k_f = [235.043915u - (89.91972u + 141.91635u + 3 \times 1.008665u)] 931.5 \frac{MeV}{u} + 6MeV = 175.4 MeV$$



Ex 3:

$$1. \Delta m = \text{masse}({}_{56}^{141}\text{Ba}) + \text{masse}({}_{36}^{92}\text{Kr}) + 3 \times \text{masse}({}_0^1\text{n}) - ((\text{masse}({}_{92}^{235}\text{U}) + \text{masse}({}_0^1\text{n}))) = -0.1865u$$

$$2. \Delta m = -3.10 \cdot 10^{-27} \text{kg} \rightarrow E = |\Delta m| \cdot c^2 = 2.783 \cdot 10^{-11} \text{J}$$

3. 100g d'uranium enrichi à 5% contiennent 5g de ${}^{235}\text{U}$.

Le nombre de noyaux de ${}^{235}\text{U}$ contenu dans 5g de ${}^{235}\text{U}$:

$$N = 5 \cdot \frac{10^{-3}}{239.9944 \times 1.660538 \cdot 10^{-27}} = 1.28 \cdot 10^{22} \text{ atomes}$$

Energie produire par la fission de ces N noyaux:

$$E = 2.783 \cdot 10^{-11} \times 1.28 \cdot 10^{22} = 3.57 \cdot 10^{11} \text{J}$$

Une tonne de charbon produit $20 \cdot 10^6 \times 10^3 = 3 \cdot 10^{10} \text{J}$

l'énergie produire par fission de ces 5 g de ${}^{235}\text{U}$ est environ 18 fois plus grande!

100g d'uranium enrichi à 5% sont capables de produire l'énergie dégagée par environ 18 tonnes de charbon!

Ex 4: En admettant que la distance d'action des forces nucléaires est 2 fm, la force de répulsion coulombienne entre deux deutons situés à cette distance l'un de l'autre est:

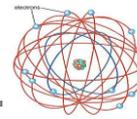
$$E_{Col} = \frac{ke^2}{R} = \frac{1.44 \text{ MeV} \cdot \text{fm}}{2 \text{ fm}} = 0.72 \text{ MeV}$$

L'énergie cinétique moyenne d'une ensemble de particules à la température T est de l'ordre de kT et, $E_c = kT$

$$0.72 \text{ MeV} = \left(8.617 \times 10^{-11} \frac{\text{MeV}}{\text{K}} \right) T$$

Implique que $T = 8.35 \times 10^9 \text{K}$

Une étude plus précise qui prend au compte l'existence d'une barrière de pénétration montre que la fusion commence aux environs de 10^7 .



Ex 5. La réaction est:

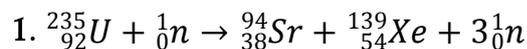


La conservation de masse énergie s'écrit:

$$\begin{aligned} 2M_H c^2 &= M_{He} c^2 + Q \\ Q &= (2M_H - M_{He})c^2 \\ &= (2 \times 2.014102u - 4.0032603u) \times \frac{931.5\text{MeV}}{u} = 23.8\text{MeV} \end{aligned}$$

On a trouvé au exercice 3 qu'il fallait environ 0.7 MeV pour initier le processus de fusion, ce lui-ci libérant une énergie de 23.8 MeV.

Ex 6.



2. Interactions électromagnétique (répulsive) et gravitationnelle (attractive).

3.1. Interaction électromagnétique : $F_e = k \cdot e^2 / d^2 = 2,30 \cdot 10^{-8} \text{ N}$

Interaction électromagnétique : $F_g = G \cdot m_p^2 / d^2 = 1,86 \cdot 10^{-44} \text{ N}$

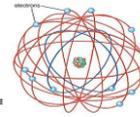
Dans cette situation, l'interaction électromagnétique en 10^{36} fois plus grande que l'interaction gravitationnelle. Cette dernière est donc complètement négligeable.

3.2. Il faut les lancer l'un vers l'autre à très grande vitesse, en les chauffant très fortement.

4. Le neutron étant neutre, il n'y a aucune interaction électromagnétique entre le noyau d'uranium et lui. L'interaction gravitationnelle est toute petite et peut donc être négligée.

Ex 7. 1. H est le symbole de l'élément chimique. 3 = nbre de nucléons et 1 = nbre de protons.

$$2. E = |\Delta m| \cdot c^2 = 3,135 \cdot 10^{-29} \times (3,00 \cdot 10^8)^2 = 2,822 \cdot 10^{-12} \text{ J}$$



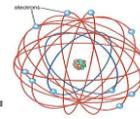
3.1. Calcul de la quantité de matière n de ${}^2_1\text{H}$ et de ${}^3_1\text{H}$ contenue dans 1 kg de mélange : $n \times 2 + n \times 3 = 1000$ donc $n = 200$ mol. On a donc $200 \times 6,02 \cdot 10^{23} = 1,20 \cdot 10^{26}$ noyaux de deutérium et le même nombre de noyaux de tritium. Énergie dégagée :

$$E' = 1,20 \cdot 10^{26} \times 2,822 \cdot 10^{-12} = 3,40 \cdot 10^{14} \text{ J.}$$

3.2. La combustion d'1 mol de carbone dégage 240 kJ. Quantité de matière de charbon dégageant $4,25 \cdot 10^{14}$ J : $n = 4,25 \cdot 10^{14} / 240 \cdot 10^3 = 1,77 \cdot 10^9$ mol; soit $m = 1,77 \cdot 10^9 \times 12 = 2,12 \cdot 10^{10}$ g ou $2,12 \cdot 10^7$ kg

4. À partir de cette énergie, la centrale pourrait produire une énergie électrique $E_{\text{elec}} = 0,30 \times 3,40 \cdot 10^{14} = 1,0 \cdot 10^{14}$ J. Ce résultat est compatible avec l'Ex 2.

5. Elle est concentrée car 1 kg de « combustible » nucléaire produit autant d'énergie que la combustion de 21 000 t de charbon environ.



CHAPITRE VII.

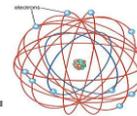
VII–Les Particules Élémentaires.

7.1 Introduction.

La question de savoir de quoi est constituée la matière, à l'échelle la plus fondamentale, a toujours excité la curiosité. Le domaine de la physique qui essaie de répondre à cette question porte le nom—plus ou moins bien adapté—de physique des particules élémentaires. Depuis plus de vingt ans, il existe une description unifiée, relativement simple, de cette physique. Dans le jargon des physiciens, cette description porte le nom de "**Modèle Standard**".

7.2 Le Modèle Standard des Particules Élémentaires.

Toute explication scientifique, simple ou complexe, repose sur ce qu'on appelle un paradigme, c'est-à-dire un modèle avec ses hypothèses et concepts fondamentaux. Une « super-théorie », en quelque sorte. La physique subatomique repose sur un tel paradigme, couramment appelé le **Modèle Standard**. Ce modèle standard est provisoirement considéré comme la théorie correcte des phénomènes subatomiques. « Provisoirement » signifie depuis le milieu des années 1970, et jusqu'à ce qu'une théorie plus satisfaisante soit proposée, Le modèle standard offre une description des phénomènes subatomiques compatible avec essentiellement toutes les données expérimentales, exception faite des oscillations de neutrinos soupçonnées depuis les années 1980 et confirmées plus solidement au début des années 2000. Il décrit les interactions forte, faible et électromagnétique à l'aide de ce qu'on appelle des **théories de jauge**. Ces interactions agissent sur des particules de matière, des fermions, qui sont rangées en trois familles semblables et comptent quarks et leptons.



7.3 Classification des Particules Élémentaires.

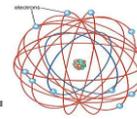
Le concept fondamental de la théorie quantique des champs est que les particules élémentaires sont considérées comme des quanta, c'est-à-dire des oscillations ou fluctuations quantifiées de champs. Ces particules (et par extension, les champs correspondants) sont soit des **Bosons** ou des **Fermions**. Les champs de bosons, tel le champ électromagnétique, peuvent être formulés plus intuitivement dans la limite classique ; ils correspondent aux interactions fondamentales. Les champs de fermions n'ont pas de limite classique ; ce sont des objets purement quantiques qui correspondent aux particules de matière (quarks et leptons).

	Q	famille 1	famille 2	famille 3	
bosons de jauge	0	γ photon (int. électromagnétique)			
	-1	W^\pm, Z (int. faible)			
		g gluons (int. forte)			
		H Higgs			
bosons (forces)					
leptons	0	ν_e (neutrino e)	ν_μ (neutrino μ)	ν_τ (neutrino τ)	
	-1	e (électron)	μ (muon)	τ (tauon)	
	$\frac{2}{3}$	u (up)	c (charm)	t (top)	
	$-\frac{1}{3}$	d (down)	s (strange)	b (bottom)	
	quarks				
	fermions (matière)				

Tableau 7.1. particules élémentaires dans le modèle standard.

7.3.1 Les Quarks.

Il existe six types de quarks répartis en deux classes et trois générations. Les classes sont déterminées selon la charge électrique fractionnaire du quark, qui est soit de $+2/3$, soit de $-1/3$. Pour la première génération (la seule qui nous intéresse) on décrit le quark U (up) et le quark D (down) (voir le tableau ci-dessus). Chaque type peut exister en trois propriétés quantiques (ou "couleurs") : les 3 couleurs primaires pour les quarks (rouge, vert, bleu).

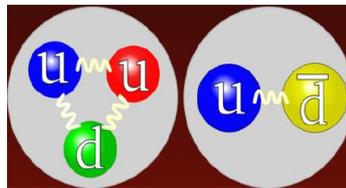


Ex : quark up : $q = +2/3$ et $s = +1/2$ et son antiquark up : $q = -2/3$ et $s = -1/2$ On observe le même phénomène pour un électron ($q = -1$ et $s = +1/2$) et son positron ($+1$ et $-1/2$). Les quarks n'existent qu'à l'intérieur des particules qu'ils composent, appelés les hadrons (particules non élémentaires) :

- **Les Hadrons**: sont les systèmes liés des quarks. Ils apparaissent dans des combinaisons de 2 ou 3 quarks voir la figure ci-dessous.

$qqq \Rightarrow$ est un hadron du type baryon [proton, neutron,...]; son spin est $1/2$ (fermion)

$q\bar{q} \Rightarrow$ est un hadron du type «mésos»; son spin est 0 ou 1 (boson)



Remarque: le seul hadron stable c'est le proton! Tous les autres baryon set tous les mésons sont instables! (dans le noyau les neutrons sont aussi stables, mais dans ce cas-là il s'agit d'un système lié et la désintégration du neutron n'est pas énergétiquement possible). La façon dont les quarks sont organisé sen hadrons est expliquée par la **Chromodynamique quantique (CDQ)**, qui décrit la structure de l'interaction «forte»

Exemple (hadrons):

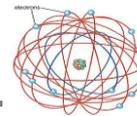
uud ($q=2/3+2/3-1/3=1$) proton \Rightarrow **baryon**

udd ($q=2/3-1/3-1/3=0$) neutron \Rightarrow **baryon**

uds ($q=2/3-1/3-1/3=0$) lambda \Rightarrow **baryon**

($q=2/3+1/3=1$) π^+ (pion) \Rightarrow **mésos**

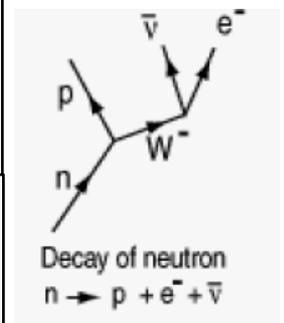
($q=1/3-1/3=0$) K^0 (kaon) \Rightarrow **mésos**



- **Baryons** (du grec "barus" = lourd), formés d'un triplet de quarks tous d'une couleur différente (les antibaryons contiennent 3 antiquarks de 3 anti couleurs différentes ; baryons et antibaryons sont donc "blancs" suite à la somme des couleurs) Parmi les nucléons (baryons les plus courants), on retrouve :

- Proton (u : + 2/3 ; u : +2/3 ; d : - 1/3 → charge +1)
- Neutron (u:2/3 ; d:-1/3 ; d:-1/3 → charge 0)

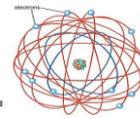
<p>Proton</p>	<p>U = "up" quark $+\frac{2}{3}e$ D = "down" quark $-\frac{1}{3}e$</p>	<p>$m_p = 1836.15 m_e$ Mass = $1.6726 \times 10^{-27} \text{ kg}$ = $938.27231 \text{ MeV}/c^2$ = 1.00727647 u</p>
<p>Neutron</p>	<p>U = "up" quark $+\frac{2}{3}e$ D = "down" quark $-\frac{1}{3}e$</p>	<p>$m_n = 1838.68 m_e$ Mass = $1.6749 \times 10^{-27} \text{ kg}$ = $939.5656 \text{ MeV}/c^2$ = 1.0086647 u</p>



- **Mésons**, particules instables et très éphémères, constituées par une paire de quark (couleur primaire) et d'antiquark (couleur complémentaire ou anti couleur : les mésons sont blancs). Ils sont également désignés par des lettres grecques (pions, kaons,...).

7.3.2 Les Leptons.

Il en existe deux types, chacun possédant trois fermions ou familles différentes (voir tableau ci-dessous). Les trois premiers types de leptons sont chargés, tandis que les trois autres types sont neutres (appelés aussi neutrinos). Le premier type chargé regroupe l'électron, le muon, et tauon, possédant tous les trois une charge de $-1,6 \times$



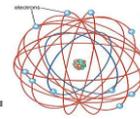
10^{-19} C. Les neutrinos (de charge nulle) répondent aux leptons chargés. On les appelle les neutrinos électroniques, muonique et tauique (ν). À noter qu'il existe aussi les antineutrinos ($\bar{\nu}$), qui sont des particules de masse très faible (mais non nulle) et de charge nulle, toujours associé aux leptons chargées correspondants. Une seule couleur (blanc) car ils ne peuvent pas être associés.

7.3.3 Les Bosons de Jauge.

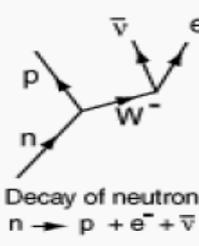
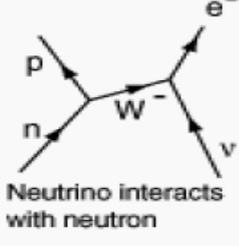
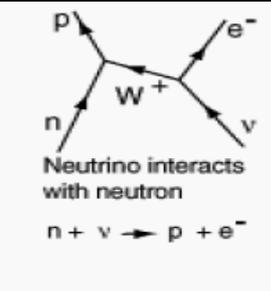
Un boson de jauge est une particule élémentaire de classe des bosons qui agit comme porteur d'une interaction élémentaires. Plus spécifiquement, les particules élémentaires dont les interactions sont décrites par une théorie de jauge exercent l'une sur l'autre des forces par échange de bosons de jauge, généralement sous forme de particules virtuelles. Le modèle standard décrit trois sortes de bosons de jauge: les photons, les bosons W et Z et les gluons. Chacun correspond à l'une des trois interactions élémentaires du modèle standard.

- Les photons sont les bosons de jauge de l'interactions électromagnétiques,

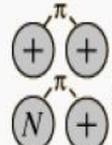
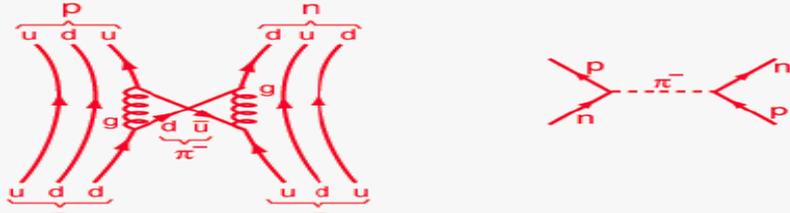
<p><i>Electro-</i></p> <p><i>magnetic</i></p>	<p>Strength</p> $\frac{1}{137}$	<p>Range (m)</p> <p>Infinite</p>	<p>Particle</p> <p>photon</p> <p>mass = 0</p> <p>spin = 1</p>
<p>Electric</p> $F = \frac{kq_1q_2}{r^2}$ <p>Like charges repel.</p>	<p>$F = qvB$</p>		



➤ les bosons W et Z ceux de l'interaction faible

<p><i>Weak</i></p>  <p>neutrino interaction induces beta decay</p>	<p>Strength</p> <p>10^{-6}</p>	<p>Range (m)</p> <p>10^{-18} (0.1% of the diameter of a proton)</p>	<p>Particle</p> <p>Intermediate vector bosons W^+, W^-, Z_0, mass > 80 GeV spin = 1</p>
 <p>Decay of neutron $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$</p>	 <p>Neutrino interacts with neutron $n + \nu \rightarrow p + e^-$</p>	 <p>Neutrino interacts with neutron $n + \nu \rightarrow p + e^-$</p>	

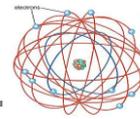
➤ Les gluon ceux de l'interaction forte.

<p><i>Strong</i></p>  <p>Force which holds nucleus together</p>	<p>Strength</p> <p>1</p>	<p>Range (m)</p> <p>10^{-15} (diameter of a medium sized nucleus)</p>	<p>Particle</p> <p>gluons, π(nucleons)</p>
			

Ces trois interactions reposent sur un principe théorique important appelé **invariance de jauge**. En somme, les théories de ces interactions sont modélées sur l'interaction électromagnétique, quoique la théorie électrofaible et la théorie des interactions fortes (appelée **chromodynamique quantique** ou **QCD**).

7.3.4 Boson de Higgs.

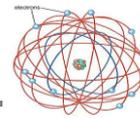
Le boson de Higgs aurait donné une masse non nulle à certains bosons de jauge (bosons W et Z) de l'interaction électrofaible leur conférant des propriétés



différentes de celle du boson de l'électromagnétisme, le photon le champ de Higgs permet de préserver la symétrie à haute énergie et d'expliquer la brisure de la symétrie à basse énergies, il est responsable de la masse des bosons électrofaibles, mais interagit aussi les fermions (quark et leptons). Ils acquièrent ainsi une masse. Les plus légers sont les neutrinos (jusqu'à récemment, nous les croyions de masse nulle), vient en suite l'électron avec une masse de $0.511 \text{ MeV}\cdot\text{c}^{-2}$. Tout en haut de l'échelle vient le quark top, qui est de loin la particule élémentaire la plus lourde avec ces $175 \text{ GeV}\cdot\text{c}^{-2}$.

Le boson de Higgs n'apparaît qu'à des énergies supérieures ou égales à 115 GeV . Le boson de Higgs a un spin nul, alors que les bosons de jauge ont nécessairement un spin unité. De tous ces bosons et fermions élémentaires, seuls l'électron, le photon et les trois espèces de neutrinos existent de manière stable en tant que particules individuelles. Tous les autres sont instables ou n'existent qu'à l'intérieur d'objets composites. Le proton est le seul baryon stable. Aucun méson stable n'existe. Bien sûr, des neutrons existent à l'intérieur des noyaux, car leur environnement immédiat change les conditions de stabilité. De même, de la matière « étrange » (c'est-à-dire comportant des particules composées en partie de quarks s) existe peut-être dans le cœur des étoiles à neutrons, là encore parce que les canaux de désintégration de ces objets sont « obstrués » par la préexistence des produits de désintégration dans l'environnement.

7.4 Les Lois de Conservation. Toutes les réactions et les désintégrations de particules apparaissent obéir à certaines lois de conservations et règles de sélection. Il y a d'abord les lois de conservation habituelles.



- ✓ Masse-énergie.
- ✓ Quantité de mouvement.
- ✓ Moment cinétique.
- ✓ Charge.

Les autres lois de conservation diffèrent des précédentes en ce que, non seulement la charge est conservée, mais aussi qu'elle est quantifiée en unités de e , charge de l'électron. La conservation de la charge quantifiée peut s'exprimer en effectuant un nombre quantique de charge, $\mathcal{C} = \text{charge}/e$ à chaque particule. Dans une réaction les valeurs initiale et finale de \mathcal{C} Totale doivent être égales. Par exemple, pour une production de protons:

$$p + p \rightarrow p + p + p + \bar{p}$$

$$\mathcal{C}: +1+1=1+1+1-1$$

7.4.1 Conservation des leptons: Plusieurs autres lois de conservations sont valides pour d'autres nombres quantiques. Le nombre de leptons est défini comme $\mathcal{L}=1$ pour une particule leptonique, $\mathcal{L}=-1$ pour une antiparticule leptonique et $\mathcal{L}=0$ pour toutes les autres particules. Les nombres de leptons pour les électrons et leurs neutrinos associés (ν_e) ainsi que les nombres de leptons des mésons, μ et de leurs neutrinos associés (ν_μ), sont conservés séparément au cours de tous les processus.

Par ex.

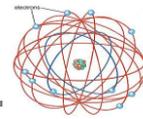
$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$$

$$\mathcal{L}_\mu: +1=0+0+1$$

$$\mathcal{L}_e: 0=+1-1+0$$

$$K^0 \rightarrow \pi^+ + e^- + \bar{\nu}_e$$

$$\mathcal{L}_e: 0=0+1-1$$



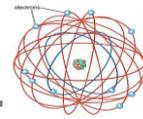
7.4.2 Conservation des Baryons: de même un nombre de baryons, \mathfrak{B} , peut être défini, égal à +1 pour les particules baryoniques, -1 pour les antiparticules baryonique et 0 pour toutes les autres. Dans toute réaction on désintégration, le nombre de baryons est conservé, par ex.

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

$$\mathfrak{B}: +1 = +1 + 0 + 0$$

$$K^{-} + p \rightarrow A^0 + \pi^{+} + \pi^{-}$$

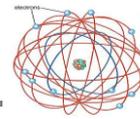
$$\mathfrak{B}: 0 + 1 = +1 + 0 + 0$$



✚ Exercices

Ex 1: *Activité documentaire. d'après un article de l'encyclopédie Universalise (Particules Élémentaires).*

Les objets macroscopiques sont constitués d'un emboîtement quasi infini de structures de plus en plus simples et moins diversifiées qui se dévoilent à tour de rôle, quand le pouvoir séparateur de l'appareil de mesure (en l'occurrence les accélérateurs de particules et les détecteurs) augmente. Les différents niveaux de structure observables sont celui du virus, avec une taille typique de 10^{-7} m, celui de la molécule, d'une dimension de 10^{-9} m, et celui de l'atome, dont l'échelle est de l'ordre de 10^{-10} m. Continuant cette descente dans la structure de la matière, on atteint le noyau de l'atome, avec une taille typique de 10^{-14} m, puis le nucléon (proton ou neutron) dont la dimension est de l'ordre de 10^{-15} m. Les noyaux sont constitués de protons et de neutrons, liés entre eux d'une façon assez compacte. Dans l'atome, des électrons (de charge $-e$) compensent, par leur nombre, la charge $Z.e$ du noyau correspondant au nombre de protons qui s'y trouvent. Les électrons remplissent, par leur mouvement incessant, le relativement grand volume de l'atome, qui est mille milliards de fois plus grand que celui du noyau. À la précision des mesures actuelles, l'électron est une particule quasi ponctuelle. Son rayon est inférieur à 10^{-19} m. C'est une des particules élémentaires reconnues comme telles. Continuant la descente au-delà de 10^{-15} m, on atteint le niveau des quarks, les constituants du proton et du neutron. Il y a deux quarks u (up $2/3 e$) et un quark d (down $-1/3 e$) dans un proton et deux quarks d et un quark u dans un neutron. Nous pouvons étudier avec précision la structure de la matière à l'échelle de 10^{-18} m :



on distingue alors clairement les quarks. À la précision des mesures, le quark est une particule quasi ponctuelle, donc élémentaire. Son rayon est inférieur à 10^{-19} m. À partir des particules élémentaires, les deux quarks u et d et de l'électron, on peut ainsi reconstituer tous les objets stables du monde, dans leur quasi infinie variété.

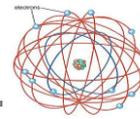
1. Relever dans le texte les constituants de l'atome, du noyau atomique, de chaque nucléon.
2. Quel est l'ordre de grandeur de taille d'une molécule, d'un atome, d'un noyau atomique ?
3. D'après l'auteur de l'article, à partir de quelle "taille" peut-on considérer que la particule est élémentaire ? Que signifie d'après l'article le terme élémentaire ?
4. La cohésion de la matière peut s'expliquer à l'aide d'interactions dites fondamentales dont :
 - ✓ l'interaction gravitationnelle,
 - ✓ l'interaction électromagnétique (électrostatique pour simplifier),
 - ✓ l'interaction nucléaire dite interaction forte.

Pour chacune de ces interactions préciser :

- leur champ d'action : noyau des atomes ou de l'atome à l'étoile ou étoiles, galaxies, univers
 - leur(s) effet(s) : répulsion ou attraction,
 - leur portée : 10^{-15} m ou infinie.
5. Quelles sont, dans un noyau atomique, les deux interactions aux effets contraires ?
Comment peut-on justifier la cohésion d'un noyau ?
 6. Quelles sont les interactions qui permettent d'expliquer la cohésion de la matière dans le noyau atomique ? dans la matière à notre échelle ? à l'échelle astronomique ?

Ex 2: Un K^+ de MeV se désintègre en $2\pi^+ + \pi^-$. Les mesures prises sur une photographie donnent les énergies cinétique des π^+ égales à 68.6 et 80.8 MeV, celle du π^- , 75.5 MeV.

Quels sont le Q de la réaction et la masse du K^+ ?



Ex 3: Quelle est l'énergie de coupure pour l'interaction de haute énergie.

$$m_1 + m_2 \rightarrow M_1 + M_2 + \dots + M_n$$

Si la cible, m_2 est stationnaire?

Ex 4: Quelle est l'énergie de coupure de la réaction $p + p \rightarrow p + p + \pi^0$?

+ Solution

1. Atome : un noyau de charge $Z.e$ ($e=1,6 \times 10^{-19} \text{C}$) et un nuage d'électrons autour de charge $(-Z.e)$. la masse de l'électron est $m_e=9,1 \times 10^{-31} \text{kg}$. Noyau atomique : des protons (Z : numéro atomique) et des neutrons ($A-Z$), A : nombre de nucléons Le nucléon appelé proton : deux quarks u (up $2/3e$) et un quark d (down $-1/3e$), masse $m_p=1,673 \times 10^{-27} \text{kg}$. Le nucléon appelé neutron : un quark u et deux quarks d , masse

$$m_n=1,675 \times 10^{-27} \text{kg} \text{ quasi identique à } m_p. \text{ Remarque : } \frac{m_p}{m_e} = \frac{1,673 \times 10^{-27}}{9,110 \times 10^{-31}} = 1836$$

2. Molécule : 10^{-9}m ; atome : 10^{-10}m et noyau atomique : 10^{-14}m .

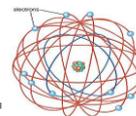
3. A la précision des mesures, si la particule apparaît quasi ponctuelle alors elle est dite élémentaire. On peut citer, l'électron et les quarks u et d dont le rayon paraît inférieur à 10^{-19}m .

4. -l'interaction gravitationnelle,

- l'interaction électromagnétique (électrostatique pour simplifier),
- l'interaction nucléaire dite interaction forte.

Pour chacune de ces interactions préciser :

- leur champ d'action : noyau des atomes ou de l'atome à l'étoile ou étoiles, galaxies, univers
- leur(s) effet(s) : répulsion ou attraction,
- leur portée : 10^{-15}m ou infinie.



	Interaction gravitationnelle	Interaction électromagnétique	Interaction nucléaire
Champ d'action	Etoiles, galaxies, univers	De l'atome à l'étoile	Noyau des atomes
Effet	Attraction	Attraction ou répulsion	Attraction
portée	infinie	infinie	10^{-15} m

5. Les interaction électromagnétique et nucléaire ont des effets contraires, en effet les protons portent une charge élémentaire e positive donc ils se repoussent les uns les autres mais la force nucléaire qui est attractive les attirent les uns les autres. Ces deux forces se compensent, ce qui donne sa stabilité au noyau.

6. Quelles sont les interactions qui permettent d'expliquer la cohésion de la matière dans le noyau atomique ? dans la matière à notre échelle ? à l'échelle astronomique?

Les interactions qui permettent d'expliquer la cohésion de la matière dans le noyau atomique sont les interactions magnétique et nucléaire ; dans la matière à notre échelle c'est notamment l'œuvre de l'interaction électromagnétique (il y a aussi des effets quantiques) et à l'échelle astronomique c'est principalement l'interaction gravitationnelle car à cette échelle la matière est globalement neutre. Expression de la

force électrostatique (une partie de l'interaction électromagnétique) : $F_e = k \frac{q \cdot q'}{d^2}$ avec

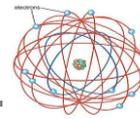
$k=9 \times 10^9$ S.I. et d : distance (exprimée en mètres : m) entre les deux charges

électriques et les charges électriques q et q' exprimées en coulombs : C. Expression

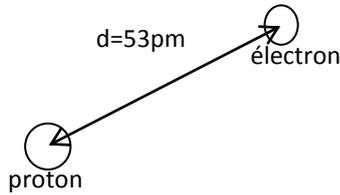
de la force gravitationnelle : $F_g = G \frac{m \cdot m'}{d^2}$ avec $G=6,67 \times 10^{-11}$ S.I. et d : distance

(exprimée en mètres : m) entre les deux masses (elles-mêmes exprimées en

kilogramme: kg.



Exemple : comparaison des interactions gravitationnelle et électrique dans l'atome d'hydrogène :



$$F_g = G \frac{m_p \cdot m_e}{d^2} = 6,67 \times 10^{-11} \frac{1,67 \times 10^{-27} \times 9,1 \times 10^{-31}}{(53 \times 10^{-12})^2}$$

$$F_g = 3,6 \times 10^{-47} \text{ N} = 10^{-47} \text{ N (pour l'ordre de grandeur)}$$

$$F_e = G \frac{q_p \cdot q_e}{d^2} = 9 \times 10^9 \frac{1,6 \times 10^{-19} \times 1,6 \times 10^{-19}}{(53 \times 10^{-12})^2}$$

$$F_e = 8,2 \times 10^{-8} \text{ N} = 10^{-7} \text{ N (l'ordre de grandeur)}$$

On peut remarquer que la force électrique est 10^{40} fois plus grande que la force gravitationnelle !!!

Ex 2: D'après la réaction nucléaire en trouve:

$$Q = K_{\pi^+} + K_{\pi^+} + K_{\pi^-} - K_{K^+} = 68.6 \text{ MeV} + 80.8 \text{ MeV} + 75.5 \text{ MeV} - 150 \text{ MeV} = 74.9 \text{ MeV}$$

De $Q = (m_{K^+} - 2m_{\pi^+} - m_{\pi^-})c^2$ il vient $m_{K^+}c^2 = Q + (2m_{\pi^+} + m_{\pi^-})c^2$

Donc:

$$m_{K^+} = 74.9 \text{ MeV} + 3(139.6 \text{ MeV}) = 493.7 \text{ MeV}.$$

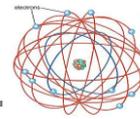
Ex 3: Le calcul est relativiste. Dans le system du laboratoire où m_2 est au repos.

$$E_{lab} = (m_1c^2 + K_1) + m_2c^2 \dots \dots \dots (1)$$

Dans le système du centre de masse, la quantité total de mouvement est nulle, et pour l'énergie de coupure toutes les particules créés sont au repos.

$$E_{cm} = (M_1 + M_2 + \dots \dots \dots + M_n)c^2$$

Pour un ensemble de particules la quantités de $E^2 - (pc)^2$ est un invariant, où E est la somme des énergie des particules et p le module de la somme des quantités de



mouvement. Dans ces conditions, puisque dans le repère du laboratoire la quantité total de mouvement est la quantité de mouvement du projectile.

$$E_{lab}^2 - (pc)^2 = E_{cm}^2 \dots \dots \dots (2)$$

$$[(m_1c^2 + K_1) + m_2c^2]^2 - (pc)^2 = [(M_1 + M_2 + \dots \dots \dots + M_n)c^2]^2 \dots \dots (3)$$

Pour la particule m_1 ,

$$(pc)^2 = E_1^2 - (m_1c^2)^2 = (K_1 + m_1c^2)^2 - (m_1c^2)^2 \dots \dots \dots (4)$$

L'élimination de $(pc)^2$ entre (3) et (4) conduit à une équation linéaire en K_1 , de solution:

$$K_c = K_1 = -\frac{1}{2m_2} [(m_1 + m_2 - M_1 - M_2 \dots \dots \dots - M_n)c^2 \times (m_1 + m_2 + M_1 + M_2 + \dots \dots \dots + M_n)]$$

$$K_c = -\frac{1}{2m_2} Q(m_1 + m_2 + M_1 + M_2 + \dots \dots \dots + M_n)$$

En fonction du Q (négatif) de la réaction.

Ex 4.

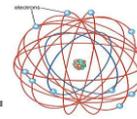
Pour la réaction : $p + p \rightarrow p + p + \pi^0$.

$$Q = [m_p + m_p - (m_p + m_p + m_\pi)]c^2 = -m_\pi c^2 = -135 \text{ MeV}$$

Et, d'après l'exercice 3.

$$K_c = -\frac{Q}{2m_p} (m_p + m_p + m_p + m_p + m_\pi) = -\frac{Q}{2m_p c^2} (4m_p + m_\pi)c^2 =$$

$$\frac{135 \text{ MeV}}{2(938 \text{ MeV})} [4(938 \text{ MeV}) + 135 \text{ MeV}] = 280 \text{ MeV}.$$



Appendice

1. Valeurs de Quelques Constantes Fondamentales.

$$c = \text{vitesse de la lumiere} = 2.998 \times 10^8 \text{ m/s}$$

$$e = \text{charge de l'electron} = 1.602 \times 10^{-19} \text{ C}$$

$$h = \text{constante de Planck} = 6.626 \times 10^{-34} \text{ J.s} = 4.136 \times 10^{-15} \text{ eV.s}$$

$$\hbar = \frac{h}{2\pi} = 1.055 \times 10^{-34} \text{ J.s} = 0.658 \times 10^{-15} \text{ eV.s}$$

$$k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} = \text{constante de Coulomb} = 8.988 \times 10^9 \text{ N.m}^2/\text{C}^2$$

$$k = \frac{R}{N} = \text{constante de Boltzmann} = 1.38 \times \frac{10^{-23} \text{ J}}{\text{K}} = 8.617 \times 10^{-5} \text{ eV/K}$$

2. Valeurs de Quelques Expressions usuelles.

$$1 \text{ eV} = 1.602 \times 10^{-19} \text{ J}$$

$$1 \text{ \AA} = 10^{-10} \text{ m} = 10^5 \text{ fm}$$

$$hc = 19.865 \times 10^{-26} \text{ J.m} = 12.24 \times 10^3 \text{ eV.\AA} = 1241 \text{ MeV.fm}$$

$$\hbar c = 3.165 \times 10^{-26} \text{ J.m} = 1973 \text{ eV.\AA} = 197.3 \text{ MeV.fm}$$

$$ke^2 = 1.44 \text{ MeV.fm}$$

$$\frac{ke^2}{\hbar c} = \text{constante de structure fine} = \frac{1}{137}$$

$$\frac{e\hbar}{2m_e} = \text{magneton de Bohr} = 9.27 \times \frac{10^{-24} \text{ J}}{\text{T}} = 5.79 \times 10^{-5} \text{ eV/T}$$

3. Masses de Quelques Particules Élémentaires.

particule	Masse au repos m_0 . (kg)	$m_0 c^2$ (MeV)
Electron	9.109×10^{-31}	0.511
Proton	1.673×10^{-27}	938.3
Neutron	1.675×10^{-27}	938.6
Unité de masse atomique (1 u)	1.661×10^{-27}	931.5

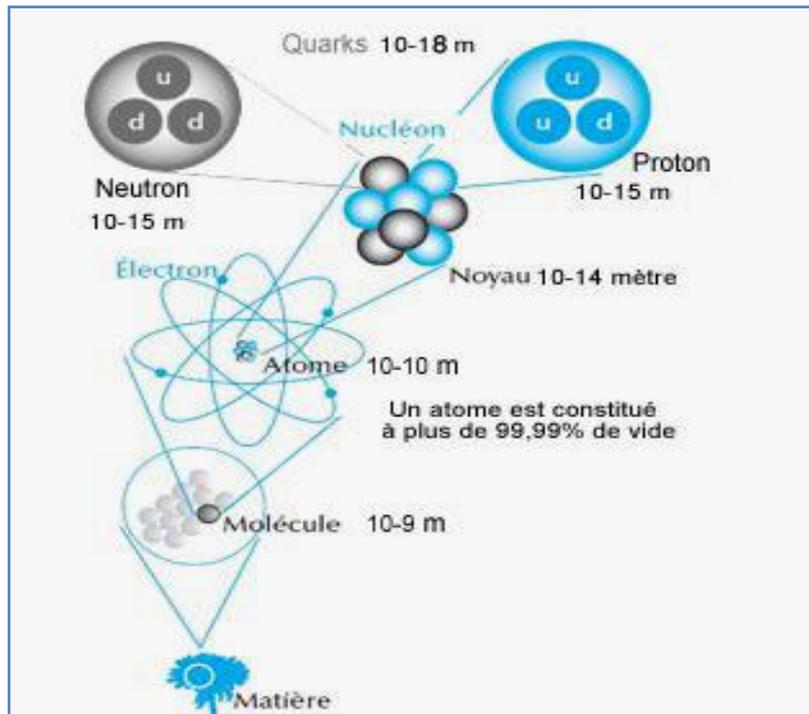
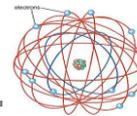
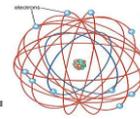


Image 1. Les dimensions des particules de matière

		fermions (3 générations de la matière)			bosons (forces)	
		I	II	III		
masse →		2.4 MeV	1.27 GeV	171.2 GeV	0	électromagnétisme
charge →		$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	0	
spin →		$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1	
nom →		u up	c charm	t top	γ photon	
	Quarks	4.8 MeV	104 MeV	4.2 GeV	0	interaction forte
		$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	0	
		$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1	
		d down	s strange	b bottom	g gluon	
	Leptons	<2.2 eV	<0.17 MeV	<15.5 MeV	91.2 GeV	interaction faible
		0	0	0	0	
		$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1	
		ν_e neutrino électronique	ν_μ neutrino muonique	ν_τ neutrino tauique	Z⁰ boson Z ⁰	
		0.511 MeV	105.7 MeV	1.777 GeV	80.4 GeV	interaction faible
		-1	-1	-1	±1	
		$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1	
		e électron	μ muon	τ tau	W[±] boson W	

Image 2. Le tableau des particules élémentaires du Modèle Standard, classe les fermions, les 12 constituants de la matière (électron, muon, neutrino et quarks), et les bosons vecteurs des interactions (forces).



Bibliographie:

- 1- SERIE SCHAUM. Physique Moderne Théorie et Problèmes, RONALD GAUTREAU et WILLIAM SAVIN, 1981
- 2-Physique des noyaux et des particules , J. CHAUVEAU, 2003
- 3-Introduction à la physique des particules Jérôme Claude & Hubert Trépanier
Étudiants à la maîtrise en physique des particules à l'UdeM, groupe ATLAS
- 4-Le boson de Higgs et sa place dans le modèle standard, Lise BERNARD, 2017
- 5- Physique Subatomique SMP S5, Pr. Benjelloun, 2018
- 6-Radioactivité cours, Olivier CAUDRELIER , oc.polyprepas@orange.fr
- 7- Recueil d'exercices Physique Nucléaire . Tayalati Yahya , 2014.
- 8-Travaux dirigés de Physique Nucléaire , Pr. Benjelloun, 2014.
- 9-www.pichegru.net 13 mars 2019.
- 10-<http://www.claudegabriel.be> : [le modèle standard de la physique des particules](#)
- 11- [http://www-drecam.cea.fr/spsci/cbarreteau/physique du solide.](http://www-drecam.cea.fr/spsci/cbarreteau/physique%20du%20solide)

