

**RÉPUBLIQUE ALGÉRIENNE DÉMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTÈRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEUR ET DE LA
RECHERCHE SCIENTIFIQUE**

**UNIVERSITE d'ADRAR
FACULTE DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE
DEPARTEMENT DES SCIENCES DE LA MATIERE**



**MEMOIRE DE FIN D'ETUDE EN VUE DE L'OBTENTION DU DIPLÔME DE
MASTER EN PHYSIQUE ENERGETIQUE**

Thème

INTERACTION DES RAYONNEMENTS AVEC LA MATIÈRE

Présenté par :

SLIMANI Achour

Membres de jury :

Président :

Dr N. DJARFOUR Univ.d'ADRAR

Encadre par :

Mr. M.BOUSAID Univ.d'ADRAR

Examineurs

Mr.B. MENAD Univ.d'ADRAR

Année Universitaire : 2015/2016

Table des matières

Résumer

Introduction générale

Chapitre I: généralité

I-1. Historique	1
I.2 Masse atomique	2
I.3 Structure du noyau	3
a) Numéro atomique	3
b) Nombre de masse	4
c) Nucléides	5
I.4 L'état radioactif	6
I.5 Les modes d'émissions radioactives	6
a) Emission alpha (α)	6
b) Emission bêta (β^-)	7
c) Emission bêta (β^+)	7
d) Emission Gamma	7
I.6. Loi de désintégration.....	7
I.7. Paramètres liés aux transformations radioactives.....	8
I.7.1. Période radioactive.....	8
I.7.2. Activité.....	8
I.7.3. Unités de mesure de l'activité.....	9
I.8. La stabilité des noyaux.....	9
I.9. Energie de liaison des noyaux	10
I.9.1) Défaut de masse	10
I.9.2) Forces nucléaires	13
I.10. radioactivité	14
I.10.1 Loi de radioactivité.....	17
I.10.2 Exemples de décroissances radioactives	18

Table des matières

Chapitre II: Interaction des rayonnements avec la matière

II . les différents rayonnements ionisants.....	21
II.1 Directement ionisants.....	21
II.2 Indirectement ionisants.....	22
II.3 interaction des rayonnements ionisants avec la matière.....	22
II.3.1 Rayonnements directement ionisants (Particules chargées).....	22
II.3.2 Caractéristiques de l'interaction.....	22
a. Pouvoir d'arrêt.....	22
b. Pouvoir d'arrêt par collision	22
c. Pouvoir d'arrêt par freinage	23
d. Transfert d'énergie linéaire(TEL)	23
e. Densité linéique d'ionisation(DLI).....	23
f. Le parcours.....	24
II.3.3.1 Collision radiative.....	24
II.3.3.2 Collision dure (hard collision).....	24
II.3.3.3 Collision molle (soft collision).....	25
II.3.4 Cas particulier de positons.....	25
II.3.5 particules chargées lourdes (proton, α).....	26
II. 4. Interaction des rayonnements γ avec la matière.....	27
II.4.1. Effet photoélectrique.....	27
II.4.2. Effet Compton.....	28
II.4.3. Création de paires ou matérialisation d'un photon	28
II.5. Interaction des neutrons avec la matière	29
II.5.1. Production de neutrons.....	29
II.5.2. Classification des neutrons	30
II.5.3. Réactions nucléaires provoquées par les neutrons.....	30

Table des matières

Chapitre III: Interactions des neutrons avec la matière

III.1.Modèle du noyau composé.....	32
III.2.Diffusion élastique	35
III.3.Diffusion élastique de résonance.....	36
III.4.Diffusion inélastique.....	37
III.5.La capture radiative.....	37
III.6 Transmutation — (n, p), (n, α)	39
III.7.Réaction de fission.....	40
III.8.Notion de section efficace.....	41
III.9.Section efficace macroscopique	43
III.10 Dépendance énergétique des sections efficaces.....	45
III.11 Cinématique des collisions élastiques à 2 corps.....	48

Liste des figures

- Figure 1. Effets de Pechblende sur une plaque photographique d'après (RAFFETY, 1909)
- Figure 2. Modèle Atomique (noyau au centre entouré par un cortège électronique)
- Figure 3 carte des noyaux connus, Les noyaux stables sont notés en noir.
- Figure 4: Energie de liaison moyenne par nucléon des noyaux stables en fonction du nombre de masse.
- Figure 5. Déplacements sur la carte des noyaux lors des désintégrations radioactives
- Figure 6. Loi de la décroissance radioactive
- Figure 7. parcours et portée d'un faisceau d'électron
- Figure 8. Les différentes collisions des particules chargées légères (électrons/positons) avec la matière.
- Figure 9. le phénomène d'annihilation
- Figure 10. Effet photoélectrique
- Figure 11 Effet Compton .
- Figure 12. Création de paires
- Figure 13. Types d'interaction neutron matière
- Figure 14. Exemples de niveaux d'énergie
- Figure 15. Diffusion élastique
- Figure 16. Diffusion inélastique
- Figure 17. Capture radiative du noyau d'hydrogène
- Figure 18. Neutrons incidents sur une cible
- Figure 19. Section efficace totale et de diffusion élastique du Carbone 12
- Figure 20. Section efficace du Bore 10
- Figure 21. Section efficace totale et non élastique de l'Uranium 238
- Figure 22. Définition des coordonnées de collision dans les systèmes du Laboratoire et du Centre de masse (CM)

Liste des Tableaux

Tableau 1. Caractéristiques des éléments constituant de l'atome (Kohl et Al 1961)

Tableau 2. Classification des neutrons en fonction leur énergie

Résumer

Un rayonnement particulaire ou électromagnétique est dit ionisant s'il est susceptible d'"arracher" des électrons à la matière.

La condition requise est que l'énergie de chaque particule (ou de chaque photon) doit être supérieure à l'énergie de liaison de ces électrons. Cette énergie seuil est de l'ordre de 10 eV.

On distingue deux grandes catégories de rayonnements ionisants:

- Les rayonnements **directement ionisants** englobent les particules chargées: (e^-), (p^+), (e^+), alpha.... L'énergie des particules incidentes est alors directement transférée vers le milieu ralentisseur.
- Les rayonnements **indirectement ionisants** comprennent les rayonnements électromagnétiques (X, gamma) et les particules neutres. Dans ce cas, le transfert d'énergie fait intervenir des processus intermédiaires impliquant des particules chargées du milieu.

Pour les deux catégories, l'interaction se traduit donc par un transfert d'énergie de la particule (ou du photon) incidente vers les atomes de la matière cible. Ce transfert est gouverné par des mécanismes d'interaction très complexes dont la compréhension nécessite aussi bien des efforts théoriques qu'expérimentaux.

Les mécanismes d'interaction sont accompagnés d'un transfert d'énergie du rayonnement incident au milieu traversé.

Ceci dépend:

- D'une part, de la nature et de l'énergie du rayonnement incident (charge, masse, vitesse) et, d'autre part, de la nature de la matière traversée (numéro atomique, densité électronique).
- L'interaction des particules chargées avec la matière est à caractère déterministe. Les processus d'interaction ont lieu soit avec les électrons du milieu, soit avec les noyaux des atomes.
- Les collisions avec les électrons sont de nature coulombienne où la particule incidente cède une partie ou la totalité de son énergie cinétique aux électrons. Ce qui conduit à l'ionisation ou l'excitation (passage à des niveaux d'énergie supérieure) des atomes.

Résumer

- La diffusion par le champ coulombien des noyaux se traduit par le ralentissement et la déviation de la particule incidente, ce qui est accompagné par l'émission d'un rayonnement de freinage (Bremsstrahlung).

Introduction générale

Notre objectif principale dans ce mémoire est de présenter quelques notions essentielles liées à ce thème important, à fin de construire une plateforme théorique sur toutes les interactions du rayonnement électromagnétiques avec la matière, car ce phénomène a beaucoup d'applications, presque dans tous les domaines de la vie : la médecine – l'astrophysique, la Géologie, l'imagerie, Nous faisons remarquer donc qu'il n'Ya aucune résultats d'origine qui appartient à nous. C'est pour ça, si on a oublié dans le manuscrit de faire lier les images ou les tableaux ou les résultats aux origines, nous excusons dès maintenant aux propriétaires

Un rayonnement ionisant est un rayonnement dont l'énergie est suffisante pour ioniser les atomes ou les molécules c'est -à- dire pour leur arracher un ou plusieurs électrons. Il existe deux types de rayonnements ionisants : les rayonnements directement ionisants (les particules chargées) et les rayonnements indirectement ionisants (photons et neutrons).

Les rayonnements directement ionisants délivrent directement à la matière leur énergie via les forces coulombiennes s'exerçant entre elles et les atomes du milieu. Le transfert d'énergie dépend des masses des particules en mouvement. Les rayonnements indirectement ionisants sont électriquement neutres et sont susceptibles de transférer une importante fraction ou la totalité de leur énergie en une seule interaction à des particules chargées. Ce sont ces particules secondaires qui ionisent le milieu.

Premier chapitre rappels et définitions

L'atome est la plus petite partie d'un corps simple susceptible d'entrer dans les combinaisons chimiques. Électriquement neutre, il est composé d'un noyau très dense et d'électrons répartis selon des niveaux d'énergie. Le noyau, composé de neutrons et de protons, constitue la partie centrale de l'atome. La presque totalité de la masse est contenue dans le noyau. Radioactivité et rayonnements Les réactions nucléaires vérifient la conservation de la charge, de la quantité totale de mouvement, de l'énergie, et du nombre de nucléons. Voici une description des différents types de rayonnements existant. On désigne sous le nom de radioactivité l'émission spontanée d'un rayonnement par certains noyaux atomiques

Introduction générale

Deuxième chapitre interactions des rayonnements ionisants avec la matière

Lorsqu'un rayonnement pénètre dans la matière, il se produit des interactions qui

Correspondent à des échanges énergétiques. On distingue généralement les rayonnements directement ionisants constitués de particules chargées (électrons, protons, particules α) ayant

une énergie cinétique suffisante pour produire des ions par collision, et les rayonnements

Indirectement ionisants (gamma, X, photons, neutrons) qui agissent par l'intermédiaire des

Particules chargées qu'ils créent.

Troisième chapitre Interactions des neutrons avec la matière

Les neutrons ont une trajectoire sinueuse et très longue, leur conférant donc un pouvoir de pénétration important. On peut les classer selon leur énergie.

Les neutrons n'interagissent qu'avec les noyaux des atomes du matériau traversé .ces interactions se divisent en deux catégories : celles qui entraînent la disparation du neutron, que l'on nomme absorption et celles qui ne contribuent qu' a diminuer l'énergie du neutron que l'on nomme diffusions .

PREMIÈRE PARTIE
GÉNÉRALITÉS

I.1 Historique :

Au cours de recherches destinées à approfondir le phénomène d'émission des rayons X découvert en 1895 par Röntgen, Henri Becquerel, en mars 1896 découvrit un nouveau rayonnement, invisible et pénétrant émis spontanément par l'uranium. (Figure I-1).



Figure I-1 : Effets de Pechblende sur une plaque photographique d'après (RAFFETY, 1909)

Au cours d'une expérience le ciel se trouvait être couvert et le sel d'uranium était à peine fluorescent. Sur la plaque photographique, Becquerel a été surpris de voir une tache sombre sur elle, comme avant. Il a été rapidement établi que tout sel d'uranium émet des rayons de Becquerel de manière spontanée. Marie Curie a constaté que la Pechblende (Uraninite), émet des rayons de Becquerel avec une intensité beaucoup plus forte que sa teneur en uranium ferait. Après un long et laborieux processus de séparation chimique, Marie Curie et son mari Pierre Curie a découvert deux nouveaux éléments, le polonium et le radium, qui émettaient des rayons de Becquerel. (Patel, 1991).

Cette découverte ouvrit la voie à de très nombreuses recherches, dont les étapes les importantes furent :

- ☞ L'isolement, par Pierre et Marie Curie, en 1898 et 1899, de deux éléments beaucoup plus radioactifs que l'uranium: le polonium et le radium ;
- ☞ La réalisation par Rutherford, en 1919, de la première transmutation artificielle, lorsqu'il obtient des noyaux d'oxygène et d'hydrogène à partir de noyau d'azote ;
- ☞ La découverte de la radioactivité artificielle par Irène et Frédéric Joliot-Curie en 1934, quand ils transformèrent des atomes d'aluminium en atomes d'un isotope radioactif du phosphore.

Structure du noyau atomique :**Image classique de L'atome :**

Comme nous l'avons vu dans l'introduction historique, la structure des atomes s'est petit à petit élaborée avec la découverte de la radioactivité et les nombreuses expériences de physique nucléaire qui ont jalonné la première moitié du XXe siècle. La première image à peu près pertinente est celle de l'atome de Bohr et Rutherford (1913): il y apparaît comme un minuscule « système solaire » formé d'un noyau autour duquel gravitent des électrons comme les planètes autour du soleil. Ce modèle est intéressant car il introduit deux idées qui s'avéreront fondamentales en neutronique :

le noyau est extrêmement petit par rapport à l'ensemble de l'atome : son diamètre est de l'ordre de 10^{-13} à 10^{-12} cm contre 10^{-8} cm pour l'atome, soit l'équivalent d'une petite bille au centre d'un terrain de football!

Ce noyau, cependant, contient presque toute la masse de l'atome; c'est dire que sa densité est énorme : de l'ordre de 10^{14} g/cm³ !

Autour du noyau gravitent des électrons, légères particules portant chacune une charge électrique négative élémentaire. Le noyau porte autant de charges électriques élémentaires, mais positives, qu'il y a d'électrons, de sorte que, globalement, l'atome est normalement neutre.

La structure du cortège électronique détermine le comportement chimique des atomes ; la radioactivité par contre étudie l'ensemble des phénomènes en rapport avec des transformations portant sur le noyau atomique

I.2 Masse atomique :

Les masses des atomes sont presque des multiples entiers de la masse de l'atome d'hydrogène. En effet, la masse de l'électron est très petite par rapport à celle du proton et la masse du neutron est pratiquement égale à celle du proton. Le nombre de masse A est donc pratiquement égal à la masse d'un atome exprimé sous forme d'un multiple de la masse du proton.

Les masses atomiques s'expriment en fonction de l'unité de masse atomique (uma). Par définition, la masse de l'atome neutre de l'isotope du carbone est égale exactement à 12 uma.

On convient aussi de définir que 12g de l'isotope contient $6,023 \cdot 10^{23}$ atomes. On trouve alors :

$$u_{\text{ma}} = 1,6605402 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$$

I.3 Structure du noyau :

Le noyau d'un atome est constitué de protons et de neutrons, particules élémentaires qui portent toutes le nom de nucléon.

Caractéristiques des nucléons

Proton: masse = $1,67264 \cdot 10^{-27} \text{ kg} = 1,007276 \text{ u.m.a.}$ (1836 fois la masse de l'électron)

charge = $+ 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$ (coulomb)

Neutron: masse = $1,6750 \cdot 10^{-27} \text{ kg} = 1,008665 \text{ u.m.a.}$ (1839 fois la masse de l'électron)

charge : nulle

Les masses indiquées sont celles des particules libres, non engagées dans le noyau.

a) Numéro atomique :

Le numéro atomique d'un élément, noté Z (en référence à l'allemand Ordnungszahl), est égal au nombre de protons contenu dans les noyaux des atomes de cet élément. Par exemple, tous les atomes d'hydrogène ne comptent qu'un seul proton, donc le numéro atomique de l'hydrogène est $Z = 1$.

Les atomes étant électriquement neutres, ils comptent autant d'électrons, chargés négativement, que de protons, chargés positivement, de sorte que le numéro atomique représente également le nombre d'électrons des atomes d'un élément donné. Les propriétés chimiques d'un élément étant déterminées avant tout par sa configuration électronique, on comprend que le numéro atomique est la caractéristique déterminante d'un élément chimique.

Le numéro atomique définit entièrement un élément : connaître le numéro atomique revient à connaître l'élément. C'est pour cela qu'il est généralement omis avec les symboles chimiques, sauf éventuellement pour rappeler la position de l'élément dans le tableau périodique. Lorsqu'il est représenté, il se positionne en bas à gauche du symbole chimique : ZX .

b) Nombre de masse :

Le nombre de masse d'un élément, noté A , est égal au nombre de nucléons (protons et neutrons) contenu dans les noyaux des atomes de cet élément.

Le nombre de masse n'a généralement aucune incidence sur les propriétés chimiques des atomes, car il n'affecte pas leur configuration électronique. Lorsqu'il est représenté, il se positionne en haut à gauche du symbole chimique : A_X .

Les éléments naturels ont des numéros atomiques allant de $Z=1$ (hydrogène) à $Z=92$ (uranium), alors que les éléments dont les numéros atomiques dépassent 92 (jusqu'à $Z=107$) sont obtenus par des moyens artificiels et n'ont qu'une brève durée de vie. Le nombre de masse, $A=N+Z$, est le nombre total de nucléons dans le noyau. N représente le nombre de neutrons présents dans le noyau. Un noyau qui a un nombre donné de protons et de neutrons est un nucléide.

	atome		
	noyau atomique		cortège électronique
	nucléons		
particules élémentaires	protons	neutrons	électrons
charge Q	$+1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$	0	$-1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$
masse au repos	$1836 m_e$	$1839 m_e$	$m_e = 9,11 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$
symbole	p	n	e

Toute la matière, solide, liquide et gazeuse est formée d'atomes. L'atome est constitué d'un noyau très dense autour duquel gravitent des électrons.

Le noyau constitué de protons et de neutrons appelés aussi nucléons. On caractérise le nucléide ou espace nucléaire par le signe ${}^A_Z X$ où X représente le symbole chimique d'un élément donné (ex : ${}^{14}_7\text{N} \dots$)

$A = N+Z$: nombre de masse = nombre total des nucléons dans les noyaux.

Z : numéro atomique = nombre de protons dans le noyau = nombre de l'électron du cortège électronique.

N : nombre de neutrons dans le noyau.

L'atome est un ensemble électriquement neutre c'est-à-dire que le nombre de protons est égal au nombre d'électrons.

Le tableau suivant représente une approche comparative entre les différentes composantes de l'atome :

Tableau I.1- Caractéristiques des éléments constituant de l'atome (Kohl et Al 1961)

Eléments	Masse (uma)	Charge en coulomb	Energie au repos (MeV)
L'électron	0,000549 u.m.a	$- 1,602 \times 10^{-19} \text{ C}$	0,511 003
Proton	1,00728 u.m.a	$+ 1,602 \times 10^{-19} \text{ C}$	938,28
Neutron	1,00867 u.m.a	0 C	939,57

- A l'échelle de l'atome et du noyau il est commode d'introduire une nouvelle unité d'énergie : l'électronvolt (eV) qui est par la définition l'énergie acquise par un électron. (ADLOFF et al ,1976)

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

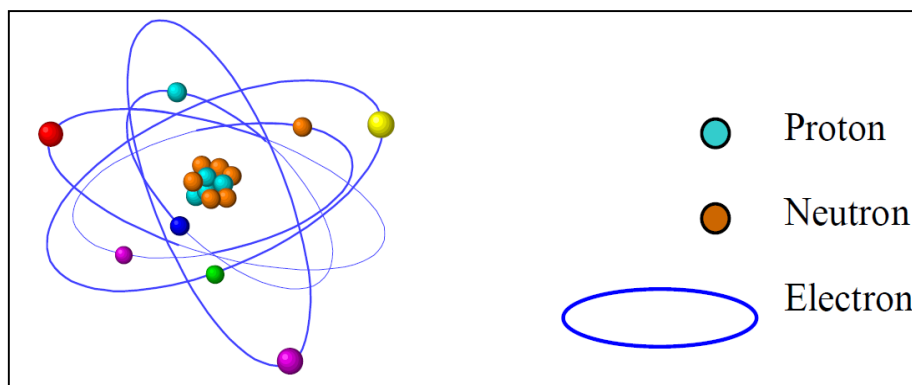


Figure I-2 : Modèle Atomique de Bohr (noyau au centre entouré par un cortège électronique)

c) Nucléides :

On appelle nucléide une réalisation déterminée de noyau, formée par l'association d'un nombre caractéristique de protons et de neutrons.

Le nombre de protons indique l'appartenance d'un atome à un élément déterminé.

Il est indiqué par le numéro atomique Z .

Le nombre total de nucléons (protons + neutrons) est indiqué par le nombre de masse A .

Il correspond à la masse atomique arrondie (en u.m.a.)

Le nombre de neutrons vaut donc $A - Z$.

Pour identifier un nucléide, on utilise la notation suivante :



où X est le symbole chimique de l'élément en question.

I.4 L'état radioactif :

Dans la nature, les noyaux peuvent être stables ou instables, les noyaux instables sont dits « radioactifs » ils vont tendre vers la stabilité en se désintégrant et en émettent des rayonnements électromagnétique et particulaires bêta, alpha voire neutrons qui emportent l'énergie libérée par la désintégration. (Delacroix et Al .2009).

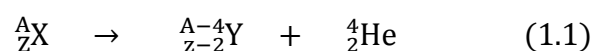
I.5 Les modes d'émissions radioactives :

Pour modifier leur état d'énergie, les noyaux doivent émettre des radiations énergétiques. Les émissions radioactives dissipent cette énergie dans la matière environnante de trois façons, afin que le noyau atteigne un état plus stable. Les produits de désintégration sont constitués de particules (alpha ou bêta) et de noyaux résiduels.

a. Emission alpha (α) :

La radioactivité α se manifeste par l'émission d'un noyau d'Hélium qui est un édifice stable constitué de deux protons et de deux neutrons ${}^4_2\text{He}$ Les émetteurs sont des atomes lourds, la plupart sont de nombre atomique supérieur à 82.

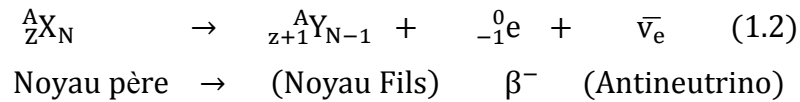
La réaction de désintégration entre le noyau père (X) et le noyau fils (Y) s'écrit :



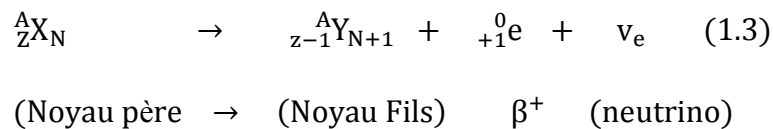
b. Emission bêta (β^-) :

Les noyaux de ces atomes renferment un nombre de neutrons en excès par rapport à celui de protons. Ce type de noyau tendra à se stabiliser par la transformation de l'un de ces neutrons en un proton.

La transformation s'accompagne de l'émission d'un électron ${}_{-1}^0\text{e}$ négatif, appelé particule (β^-) et d'un antineutrino (énergie) :

**c. Emission bêta (β^+) :**

Le noyau présente un excès de protons par rapport aux neutrons, il émet un positron (électron positif) ou (β^+) et un neutrino avec la transformation d'un proton en neutrons :

**d. Emission Gamma :**

Si l'atome excité Y^* résultant de la désintégration radioactive α ou β de l'atome X n'est pas dans son état fondamental, il retrouve sa stabilité par émission de plusieurs photons γ successif.



L'émission des rayons γ se produit dans la majorité des cas entre 10^{-12} et 10^{-18} s après la désintégration, c'est-à-dire quasi instantanément à notre échelle des temps. (Chelet, 2006)

I.6 Loi de désintégration :

Le nombre des individus d'une population d'atomes radioactifs de même espèce décroît exponentiellement au cours du temps selon

$$N_t = N_0 \times e^{-\lambda t} \quad (1.5)$$

Ou :

N_t : Nombre d'atome présents à l'instant t

N_0 : Nombre d'atomes initiaux

λ : constante de décroissance s^{-1} .

La constante de proportionnalité λ , appelée constante de désintégration, représente la probabilité de transition par unité de temps, Elle est indépendante de tout paramètre physico-chimique et caractéristique de l'isotope considéré. (Ouichaoui .1992)

Les constantes de décroissances connues couvrent un domaine très étendu. (Charlie, 1980)

$$1,1 \times 10^{-16} s^{-1} < \lambda < 0,2 \times 10^7 s^{-1} \quad (1.6)$$

I.7 Paramètres liés aux transformations radioactives :

I.7 .1 Période radioactive :

Pour caractériser la stabilité des noyaux, on utilise la notion de période ($T_{1/2}$) : temps au bout duquel la moitié du nombre initial de noyaux radioactifs N_0 s'est désintégré, λ et ($T_{1/2}$) sont liés par la relation : (Hallenbeck, 1994)

$$T_{1/2} = \frac{\ln(2)}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda} \quad (1.7)$$

$T_{1/2}$: est appelé période radioactive.

I.7 .2 Activité :

L'activité en Bq ou en Curie c'est le nombre de désintégration d'une population radioactive par unité de temps (Eichholz et al, 1998).

$$A_0 = \lambda N \quad (1.8)$$

$$A(t) = A_0 e^{-\lambda t} \quad (1.9)$$

A_0 : L'activité initiale en Becquerel.

N : est le nombre des noyaux radioactifs à l'instant initial $t=0$.

$A(t)$: L'activité en becquerel à l'instant t .

I.7.3 Unités de mesure de l'activité :

Le Becquerel (symbole : Bq) est l'unité dérivée du Système international (SI) pour l'activité d'un radionucléide et correspond à une désintégration par seconde.

Activité de 1 Bq extrêmement faible, en pratique on utilise les multiples :

- Méga-becquerel (MBq) = 10^6 Bq
- Giga-becquerel (GBq) = 10^9 Bq

I.8. La stabilité des noyaux :

La représentation des noyaux connus dans un graphe (N, Z) permet de mettre en évidence la ligne de stabilité, peuplée par les noyaux stables (on devrait plutôt parler de courbe de stabilité).

En principe les noyaux stables entourent la courbe de près tandis que les noyaux instables (noyaux radioactifs, radionucléides) s'en écartent davantage. En se désintégrant, les noyaux radioactifs se rapprochent de la courbe de stabilité par l'émission de rayonnements radioactifs énergétiques.

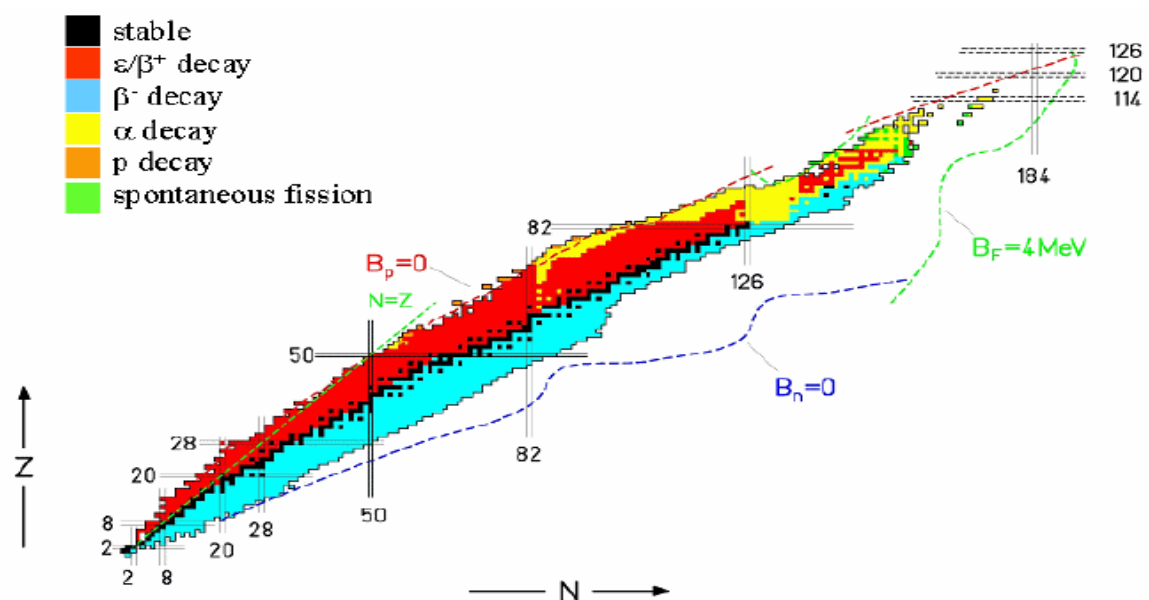


Fig. I.3 : carte des noyaux connus, Les noyaux stables sont notés en noir (cours-radioactivite-2009-2010 fr.slideshare.net)

Les noyaux instables vont, par une suite de désintégrations radioactives, se transformer jusqu'à devenir stables :

- au dessous des noyaux stables, on trouve en bleu les noyaux trop riches en neutrons. Ces noyaux reviennent vers la ligne de stabilité par désintégration β^- , qui transforme au sein du noyau un neutron en proton.
- au dessus des noyaux stables, on trouve en rouge les noyaux trop riches en protons. Ces noyaux reviennent vers la ligne de stabilité par désintégration β^+ ou par capture électronique, qui transforme au sein du noyau un proton en neutron.
- les noyaux lourds riches en protons sont revenir vers la ligne de stabilité par désintégration alpha.
- Enfin, les noyaux très lourds se fissionnent en donnant naissance à des produits de désintégration légers.

I.9 Energie de liaison des noyaux :

I.9.1) Défaut de masse :

Les noyaux des atomes contiennent des protons chargés positivement et des neutrons non chargés qui forment un système stable malgré le fait que les protons subissent la force de répulsion coulombienne. La stabilité d'un noyau montre qu'il doit y avoir une quelconque force de liaison entre les nucléons. La force de liaison peut être étudiée en fonction de l'énergie seulement, et ce, sans faire appel à des considérations à propos de la nature ou des propriétés des forces nucléaires.

Nous pouvons avoir une bonne idée de la force d'un système en observant l'effort requis pour briser la liaison. Cette démarche a permis de découvrir plusieurs faits importants à propos des forces qui retiennent les nucléons dans le noyau.

L'énergie requise pour retirer n'importe quel nucléon du noyau est nommée l'énergie de liaison (énergie de séparation) de ce nucléon dans le noyau. Cette énergie est égale au travail qui doit être fait pour pouvoir retirer ce nucléon du noyau sans lui transmettre d'énergie cinétique. L'énergie de liaison totale est définie comme étant la quantité de travail qui doit être faite pour séparer le noyau de ses nucléons. Selon la loi de la conservation de l'énergie, il est logique que la quantité d'énergie requise pour former un noyau soit la même quantité que celle qui est relâchée lorsqu'on brise ce noyau.

La force de l'énergie de liaison d'un noyau peut être estimée à partir des considérations suivantes. La masse au repos de n'importe quel noyau stable de façon permanente est inférieure à la somme des masses au repos des nucléons que ce noyau contient. C'est comme si les protons et les nucléons perdaient une partie de leur masse pendant le processus de regroupement pour former un noyau. Une explication de ce phénomène est donnée par une théorie spéciale de la relativité. Ce fait justifié par la conversion d'une partie de l'énergie de masse des particules en énergie de liaison.

D'après la théorie de la relativité restreinte d'Einstein, il y a équivalence entre énergie et masse ; on entend par là que la masse peut être transformée en énergie et inversement. La formule d'interconversion s'écrit :

$$E = mc^2$$

E = énergie (en joule)

m = masse (en kilogrammes)

c = vitesse de la lumière = 3×10^8 m/s

Si l'on désigne l'énergie libérée lors de la formation d'un noyau comme étant ΔE_l alors l'équivalent en masse de l'énergie de liaison totale, $\Delta m_0 = \Delta E_l / c^2$, est la diminution dans la masse au repos au fur et à mesure que les nucléons se combinent pour constituer un noyau. La quantité Δm_0 est aussi connue sous le nom de défaut de masse ou décrement de masse.

Si un noyau de masse M est composé d'un nombre Z de protons ayant une masse m_p et d'un nombre A-Z de neutrons ayant une masse m_n , alors la quantité Δm_0 est donnée par :

$$\Delta m_0 = Zm_p + (A - Z)m_n - M \quad (1.10)$$

La quantité Δm_0 donne une mesure de l'énergie de liaison :

$$\Delta E_l = \Delta m_0 c^2 = [Zm_p + (A - Z)m_n - M] c^2 \quad (1.11)$$

Cette énergie a été prélevée sur la masse des constituants et éjectée lorsque le noyau a été formé. Inversement, cette énergie est celle qu'il faudrait apporter pour séparer les nucléons assemblés dans le noyau.

Un tel défaut de masse existe pour toute liaison, par exemple, celle des électrons autour du noyau ou celle des atomes dans une molécule. Mais, dans ces exemples, le défaut de masse, c'est-à-dire l'énergie de la liaison comparée à la masse des constituants, est infime.

Pour les noyaux, en revanche, l'énergie de la liaison est gigantesque : on peut retenir, en ordre de grandeur, que les énergies des liaisons nucléaires sont typiquement un million de fois plus grandes que les énergies des liaisons chimiques.

Les mesures des défauts de masse, donc des énergies de liaison W , des différents nucléides peuvent être portées sur un diagramme. Pour des raisons, à la fois, de commodité de représentation graphique et d'analyse physique, on porte généralement non pas W en fonction du nombre de masse A , mais W/A : c'est l'énergie de liaison moyenne par nucléon. Voici le diagramme (figure I-4) ainsi obtenu.

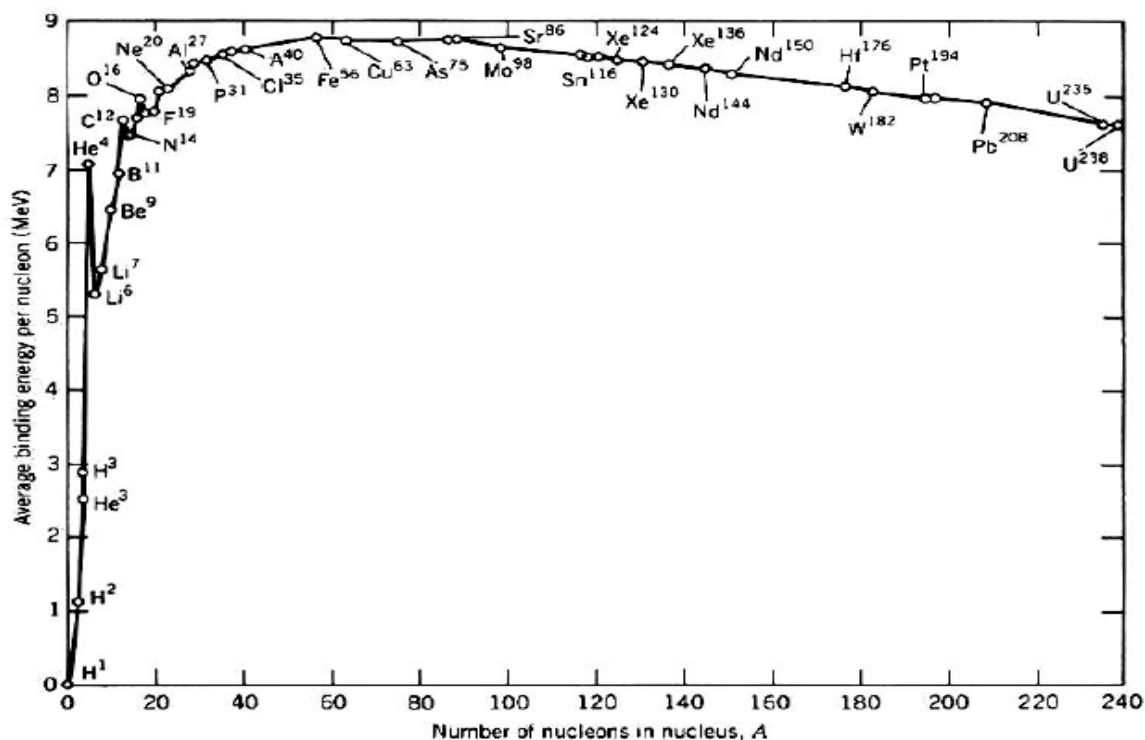


Figure I-4 : Energie de liaison moyenne par nucléon des noyaux stables en fonction du nombre de masse (Cette courbe de l'énergie de liaison en fonction du nombre de nucléons porte le nom du physicien anglais F.W.Aston, qui fut un des pionniers des mesures de masse des noyaux et obtint un prix Nobel en 1922.)

La figure donne l'énergie de liaison moyenne par nucléon pour les noyaux stables. Cette énergie indique à quel point un nucléon est lié au noyau. La courbe atteint un maximum de 8,75MeV environ au voisinage de 56Fe puis décroît progressivement jusqu'à 7,6MeV pour

238U. On peut aussi constater qu'au-dessus de $A=30$, l'énergie de liaison par nucléon reste à peu près constante.

La courbe présente un pic marqué pour l'Hélium; à partir du Lithium, la stabilité augmente rapidement avec le nombre de masse ; la courbe affiche la valeur la plus élevée pour le Fer, puis la stabilité diminue progressivement pour les nucléides lourds.

Puisqu'un nucléide est d'autant plus stable que davantage d'énergie a été libérée au cours de sa formation, le diagramme fait apparaître 3 processus de stabilisation :

- la décomposition radioactive qui consiste en une stabilisation par étapes ;
- la fission nucléaire qui consiste en la séparation d'un noyau lourd en 2 noyaux plus légers ;
- la fusion nucléaire qui consiste en la réunion de 2 noyaux légers.

Remarque : en atomistique, les énergies sont souvent exprimées en électron-volt (eV).

L'électron-volt est l'énergie qui correspond à l'accélération d'un électron (charge absolue = $1,6 \times 10^{-19}$ C) dans un champ électrique de 1 volt :

$$1 \text{ eV} = 1,6 \times 10^{-19} \text{ C} \times 1 \text{ V} = 1,6 \times 10^{-19} \text{ J}$$

Inversement:
$$1 \text{ J} = 1 \text{ eV} / 1,6 \times 10^{-19} = 6,25 \times 10^{18} \text{ eV}$$

I.9.2) Forces nucléaires :

L'énergie d'une liaison résulte (classiquement) du travail de forces de liaison. Quelles sont les forces intervenant au niveau des noyaux?

On peut penser aux forces électriques (coulombiennes) bien connues au niveau macroscopique. Ces forces sont à longue portée et décroissent comme $1/r$. Dans le noyau, elles doivent s'exercer entre protons seulement, puisque les neutrons ne portent pas de charge, et être répulsives, puisque s'exerçant entre charges de même signe. Elles ne peuvent donc certainement pas expliquer la stabilité des noyaux.

La cohésion des noyaux résulte d'une deuxième force dite nucléaire, attractive et s'exerçant entre tous les nucléons quelle que soit leur nature. Cette force, très intense, est à courte portée; rappelons qu'on peut l'imaginer comme une sorte de « colle forte » assemblant les particules nucléaires lorsqu'elles sont mises en contact.

Cette image (macroscopique) est évidemment grossière. Une meilleure modélisation (introduite dans les années 1930), mais restant phénoménologique, est celle de l'échange résonnant de mésons entre les nucléons. Aujourd'hui, dans le cadre du « modèle standard », les nucléons sont considérés comme formés chacun de trois quarks et les forces nucléaires comme le résultat des interactions entre quarks, régies par la chromodynamique quantique, grâce aux gluons médiateurs de l'interaction forte. Pour la physique nucléaire à « basse énergie », celle qui intéresse les physiciens des réacteurs, ces notions ne sont pas indispensables.

I.10 RADIOACTIVITE :

La radioactivité définie comme étant l'émission spontanée de particules (alpha, bêta, neutrons), ou le rayonnement (gamma, K capture), ou les deux à la fois, à partir de la décomposition de certains radionucléides qui sont, en raison d'un réglage de leur structure interne.

Le diagramme Z-N des nucléides naturels (voir figure I-5) montre que toutes les combinaisons ne conduisent pas à des noyaux stables (il n'y a pas d'autres nucléides stables que ceux trouvés sur Terre). Cela ne veut pas dire que les autres combinaisons n'existent pas, mais seulement qu'elles sont instables : spontanément, au bout d'un laps de temps variable selon les exemples, un noyau instable se transforme pour donner un noyau stable... ou un noyau encore instable qui se transformera à son tour. Ce mécanisme spontané est la radioactivité; une telle transformation est appelée désintégration radioactive ou décroissance radioactive (ce dernier terme rappelant que la radioactivité fait décroître au cours du temps le nombre de noyaux instables). On trouve quelques dizaines de nucléides radioactifs naturels et on connaît les caractéristiques de quelques milliers d'autres nucléides radioactifs artificiels. Tous ces noyaux sont représentés par des points proches de la vallée de stabilité; sinon, leur existence serait trop éphémère pour être mise en évidence.

Si l'on se réfère à cette image, on peut distinguer trois zones d'instabilité (voir figure I-5) :

la zone A est celle des noyaux situés à peu près dans l'axe de la vallée, mais trop haut (on peut imaginer que la vallée monte en pente douce dans la partie correspondant aux noyaux intermédiaires, puis s'élève selon une pente de plus en plus accentuée) : c'est la zone des noyaux trop gros;

la zone B est celle des noyaux situés sur la « rive gauche » : c'est la zone des noyaux qui ont trop de neutrons par rapport aux protons;

la zone C est celle des noyaux situés sur la « rive droite » : c'est la zone des noyaux qui ont trop de protons par rapport aux neutrons.

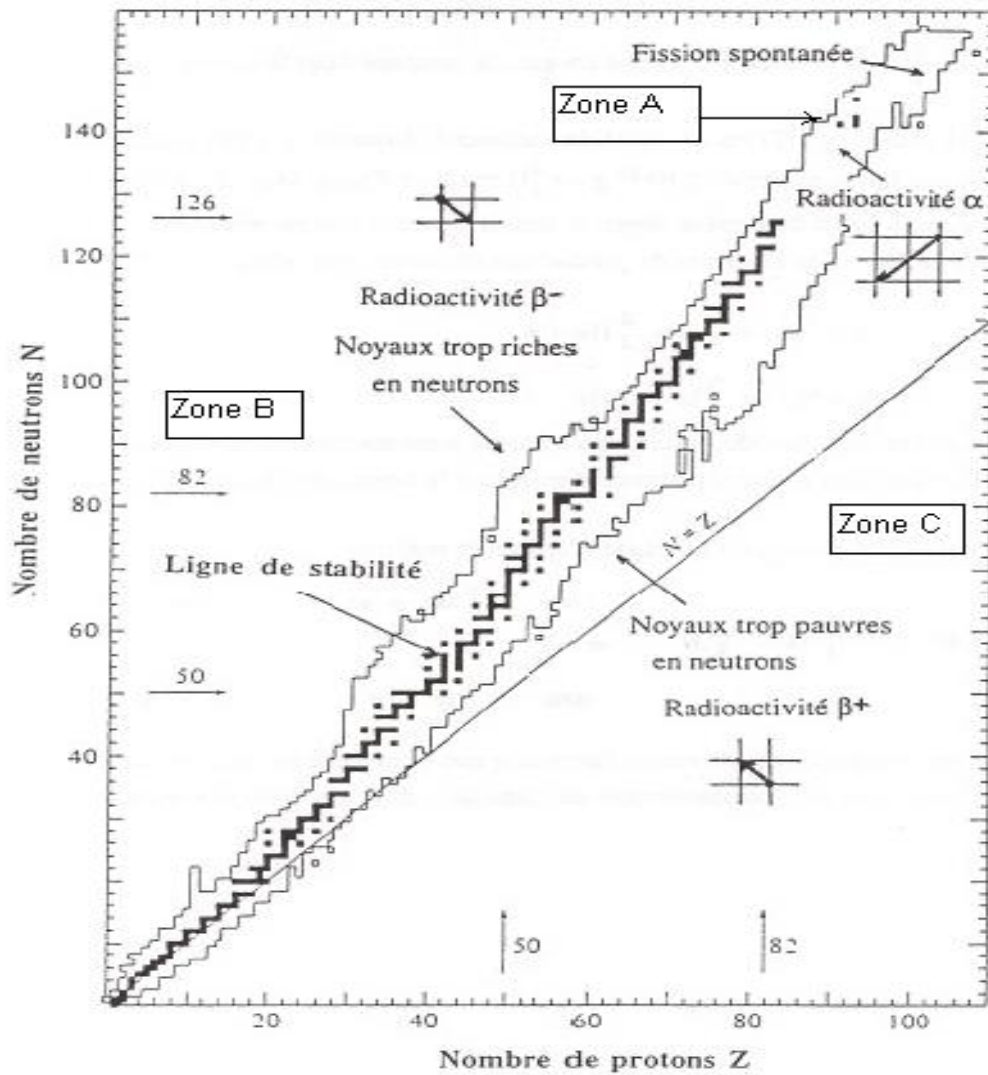


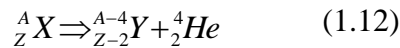
Figure I-5 : Déplacements sur la carte des noyaux lors des désintégrations radioactives

(cours-radioactivite-2009-2010 fr.slideshare.net)

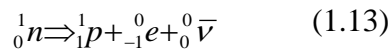
Principaux types de radioactivité :

Les principaux modes de décroissance radioactive sont associés, respectivement, à ces trois zones d'instabilité.

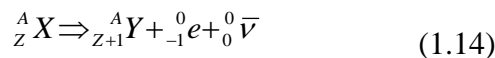
Pour les noyaux de la zone A, la décroissance se fait le plus souvent par radioactivité alpha (α) : au sein du (gros) noyau une particule alpha — qui n'est autre qu'un noyau d'hélium 4 formé de deux protons et de deux neutrons — « s'isole », puis est éjectée; en désignant par X et Y les symboles chimiques des noyaux initial et final, la réaction s'écrit donc :



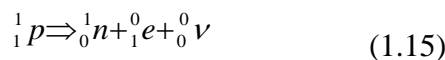
Pour les noyaux de la zone B, ayant trop de neutrons, l'un des neutrons se transforme en proton selon un processus d'interaction faible :



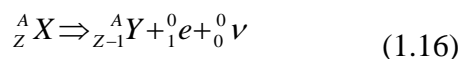
où l'électron et l'antineutrino sont éjectés. Pour l'observateur, cette réaction, dite radioactivité bêta-moins (β^-), s'écrit:



Pour les noyaux de la zone C, ayant trop de protons, le processus symétrique pourra se produire :



où le positon (antielectron) et le neutrino sont éjectés. Pour l'observateur, cette réaction, dite radioactivité bêta-plus (β^+), s'écrit:



Pour ces divers modes de décroissance, le noyau Y est très souvent obtenu non pas dans son état fondamental, mais dans un état excité Y^* , dit isomère de l'état fondamental.

La durée de vie d'un isomère est, sauf exception, extrêmement brève, la décroissance se faisant par émission d'un photon gamma (si le noyau retombe directement sur le niveau fondamental) ou plusieurs (s'il transite par un ou plusieurs niveaux intermédiaire(s)).

Cette décroissance, appelée radioactivité gamma (γ) accompagne donc (ou, plus exactement, suit) la plupart des autres types de décroissances radioactives.

I.10.1 Loi de radioactivité :

En dépit de la variété des processus de décroissance, la loi mathématique qui régit la radioactivité est universelle : c'est la loi exponentielle. Cette loi résulte du fait que l'instant de la transformation est aléatoire et exprime le fait qu'un noyau radioactif ne « vieillit » pas mais « meurt » à un moment imprévisible. La notion seule pertinente est donc la notion de probabilité de désintégration radioactive durant l'intervalle de temps élémentaire dt à venir, soit λdt : cette probabilité infinitésimale est évidemment proportionnelle à l'intervalle infinitésimal dt ; la constante de proportionnalité λ est appelée « constante de décroissance (ou de désintégration) radioactive ». Le fait qu'un noyau instable ne « vieillit » pas mais est seulement susceptible de « mourir » se traduit par le fait que λ ne dépend pas (si l'on sait qu'il est encore « vivant ») de l'âge de ce noyau, c'est-à-dire du moment où il a été produit. L'expérience montre, en outre, que cette constante ne dépend pas des conditions physico-chimiques du noyau concerné, c'est-à-dire qu'elle est réellement une caractéristique nucléaire. En revanche, bien entendu, cette constante n'est pas la même selon les processus et les noyaux instables.

Considérons une population nombreuse de noyaux radioactifs d'un type donné. Soit $N(t)$ l'effectif à l'instant t . Entre t et $t+dt$, chacun des noyaux a la probabilité λdt de disparaître;

$$\text{donc : } dN = -\lambda N(t)dt \quad (1.17)$$

On en déduit la loi exponentielle en intégrant:

$$N(t) = N(0)e^{-\lambda t} \quad (1.18)$$

La figure I-6 indique l'allure de la courbe représentative de cette fonction exponentielle et introduit la notion de « période radioactive »: c'est le laps de temps au bout duquel la moitié de l'effectif a disparu (au bout de deux périodes, l'effectif est réduit au quart; au bout de trois périodes, au huitième... au bout de dix périodes au millième environ, et ainsi de suite).

$$\text{Cette période est donnée par la formule : } T = \frac{\ln(2)}{\lambda} \quad (1.19)$$

L'activité d'une matière radioactive est le nombre de désintégrations par unité de temps, donc :

$$A = \lambda N \quad (20)$$

Elle s'exprime en becquerels (Bq) : $1 \text{ Bq} = 1$ désintégration par seconde. Ancienne unité : le curie (Ci): $1 \text{ Ci} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Bq}$. On remarquera que l'activité décroît au cours du temps selon la même loi que le nombre N de noyaux instables.

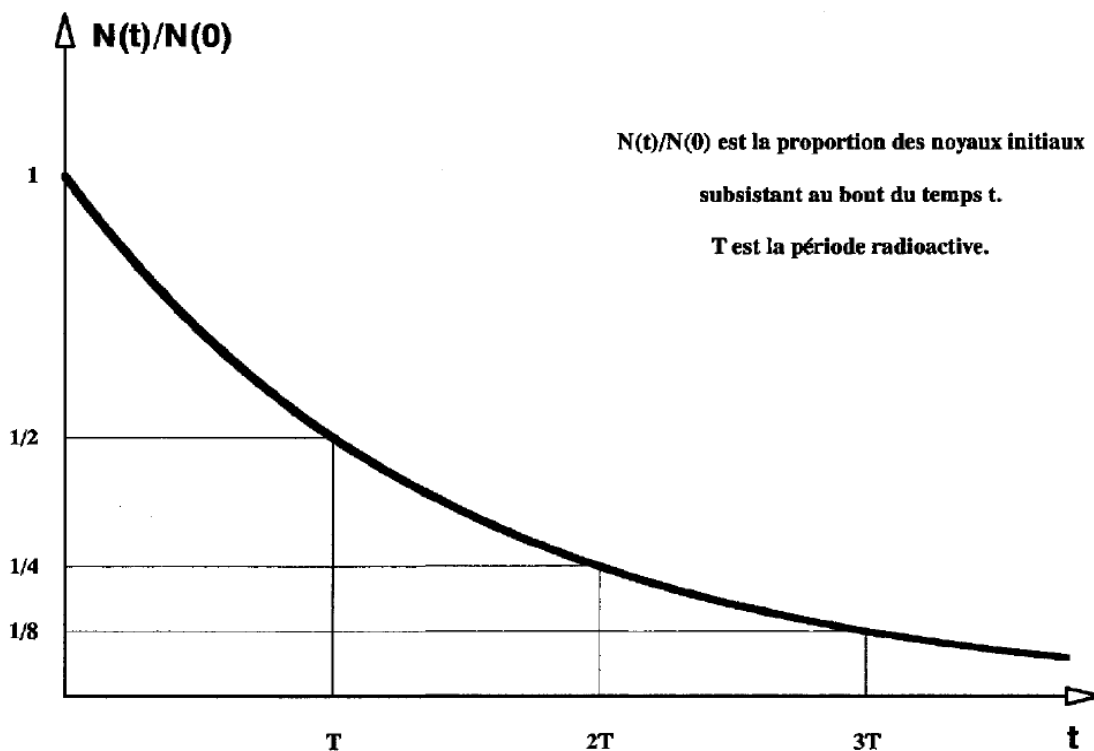


Figure I-6 : Loi de la décroissance radioactive.

I.10.2 Exemples de décroissances radioactives :

Parmi la multitude d'exemples qui pourraient être choisis, en voici quelques-uns pour illustrer la variété des processus, la très vaste plage des périodes et la diversité des domaines scientifiques et médicaux concernés par la radioactivité :

^{226}Ra : le radium 226, descendant indirect de l'uranium 238, se trouve en faible quantité dans les minerais d'uranium; ce radionucléide alpha de période 1620 ans est célèbre depuis qu'il fut découvert par Marie et Pierre Curie en 1898, puis isolé par Marie Curie et André Debierne en 1910. On notera que l'activité de 1 gramme de radium est égale à 1 curie : ce fut la définition initiale de cette unité (définition actuelle : $3,7 \cdot 10^{10} \text{ Bq}$) ;

^{235}U : l'uranium 235, seul noyau fissile par neutron lent parmi les nucléides naturels, est un émetteur alpha de longue période : 710 millions d'années;

^{238}U : l'autre isotope, l'uranium 238, est un émetteur alpha de plus longue période encore : 4,5 milliards d'années. Ces très longues périodes font que ces nucléides existent encore en quantité significative sur Terre depuis qu'ils ont été créés (dans l'explosion d'une étoile supernova), il y a quelque 5 milliards d'années. La période plus courte de l'uranium 235 explique sa moindre abondance. On notera aussi que ces noyaux très lourds peuvent également subir la fission spontanée, mais à un rythme très lent : par exemple, 26 fissions spontanées se produisent par heure et par gramme d'uranium 238;

^{232}Th : le thorium naturel n'est formé que de ce seul isotope thorium 232, émetteur alpha de très longue période : 14 milliards d'années. Avec les deux nucléides précédents, isotopes de l'uranium, ce sont les seuls noyaux presque stables, c'est-à-dire de très longue période, parmi les éléments au-delà du bismuth ($Z = 83$). Si l'on trouve dans la nature les éléments intermédiaires, pourtant de périodes plus courtes, c'est parce qu'ils sont régénérés en permanence à partir de l'un de ces trois nucléides;

1n : Paradoxalement, le neutron à l'état libre est instable, alors qu'inséré dans un noyau stable, il est stable; avec une période de 12 minutes, il se désintègre par décroissance bêta-moins. Dans les réacteurs, la durée de vie des neutrons à l'état libre est de l'ordre de la milliseconde ou moins : la probabilité de décroissance pendant cette durée est infime et cette radioactivité est totalement négligeable en physique des réacteurs;

^3H : le tritium est l'un des réactifs de la réaction de fusion D + T (l'autre, le deutérium, est stable). Sa durée de vie est de 72 ans; il se transforme en hélium 3 par décroissance bêta-moins. Après qu'il ait été produit, il faut l'utiliser assez rapidement (tokamak) ou le renouveler régulièrement (arme);

^{13}C : le carbone a deux isotopes stables, le carbone 12 (99 %) et le carbone 13 (1 %). On peut s'attendre à ce que l'isotope 11, présentant un déficit en neutrons, soit émetteur bêta-plus : c'est effectivement le cas; la période est de 20 minutes. Le carbone 11 fait partie des radioisotopes utilisés en imagerie médicale, en l'occurrence en tomographie par émission de positons (TEP), utilisée notamment pour étudier le métabolisme cérébral.

^{14}C : cet isotope a, lui, trop de neutrons et est ainsi émetteur bêta-moins; sa période est de 5700 ans. Le carbone 14 se trouve en quantité faible, mais à peu près constante, dans le

carbone naturel de la biosphère car il est généré en permanence par des réactions nucléaires induites dans la haute atmosphère : ${}^{14}_7N + {}^1_0n \rightarrow {}^{14}_6C + {}^1_1H$.

Tout organisme vivant — animal ou plante — contient donc du carbone 14. Après la mort, en revanche, le carbone 14 n'est plus renouvelé et disparaît par radioactivité. En mesurant la concentration restante, on peut estimer la date de la mort. Compte tenu de la période, cette méthode convient pour déterminer des âges compris entre quelques centaines et quelques dizaines de milliers d'années, ce qui est bien adapté, par exemple, aux recherches archéologiques;

${}^{97}Tc$: le technétium 97, de période 2,7 millions d'années, est un exemple de radionucléide décroissant (pour l'essentiel) par capture électronique. C'est l'isotope de plus longue période de cet élément. Comme cette période est courte par rapport à l'âge de la Terre (4,5 milliards d'années), il n'y a pas de technétium naturel;

${}^{16}N$: exemple d'émetteur surtout connu pour son émission gamma, après une décroissance bêta-moins. La période est courte : 7 secondes. Cet émetteur est produit dans les réacteurs à eau par réaction (n,p) sur l'oxygène usuel (oxygène 16); la période est malheureusement telle que l'émission gamma se produit en majorité hors du cœur, en particulier dans les générateurs de vapeur des réacteurs à eau sous pression; mais cela permet aussi une mesure du débit d'eau primaire;

${}^{60}Co$: autre exemple d'émetteur bêta-moins/gamma; la période est de 5,7 années. Ce radionucléide a été très utilisé dans les « bombes au cobalt » de la cancérothérapie : en irradiant un cancer, on détruit davantage les cellules malignes — plus radiosensibles — que les cellules saines. (Aujourd'hui, on utilise d'autres radionucléides, choisis selon les types de cancers).

DEUXIÈME PARTIE
INTERACTION DES RAYONNEMENTS
AVEC LA MATIÈRE

Introduction :

D'une manière générale, on peut définir un rayonnement ou radiation comme un mode de propagation de l'énergie dans l'espace, sous forme d'ondes électromagnétiques ou de particules. Les rayonnements ne peuvent être détectés et caractérisés que grâce à leurs interactions avec la matière dans laquelle ils se propagent. Ils peuvent céder au milieu qu'ils traversent, la totalité ou une partie de leur énergie au cours de ces interactions.

Un rayonnement est dit ionisant quand il est susceptible d'arracher des électrons à la matière. Une définition plus exhaustive est donnée : « un rayonnement ionisant est un transport d'énergie sous la forme des particules ou d'ondes électromagnétiques d'une longueur d'ondes inférieure ou égale à 100 nanomètres, soit d'une fréquence supérieure ou égale à 3×10^{15} hertz, pouvant produire des ions directement ou indirectement. ».

L'équivalent en énergie correspond à 12,4 eV. Parmi ces rayonnements, on distingue ceux qui sont directement ionisants, particules chargées, de ceux qui sont dits indirectement ionisants car n'étant pas chargés.

II . LES DIFFERENTS RAYONNEMENTS IONISANTS:

II.1 Directement ionisants :

Ils comprennent les particules chargées légères (les électrons), et les particules chargées lourdes (les protons, les particules α , et les ions lourdes) qui déposent l'énergie au milieu par une seule étape, par le processus d'interaction coulombienne entre la particule incidente et les électrons orbitales .

II.2 Indirectement ionisants :

Ils comprennent les neutrons et les rayonnements électromagnétiques (photons X, et γ) qui déposent l'énergie au milieu par deux étapes :

- Au premier temps une particule chargée est libérée dans le milieu absorbant (le photon libère un électron ou une paire électron/positon, et le neutron libère un proton ou un noyau de recul).
- Dans la deuxième étape les particules libérées déposent l'énergie au milieu absorbant par des interactions coulombiennes avec les électrons orbitales des atomes.

II.3 INTERACTION DES RAYONNEMENTS IONISANTS AVEC LA MATIERE :

II.3.1 Rayonnements directement ionisants (Particules chargées) :

Une particule chargée pénétrante dans un milieu, interagit par la force coulombienne, avec les noyaux ou les électrons orbitaux des atomes cibles.

Quel que soit le mécanisme d'interaction entre les particules chargées et la matière, il y a Transfert progressif d'énergie et ralentissement des particules incidentes.

II.3.2 Caractéristiques de l'interaction:

II.3.2.1 Pouvoir d'arrêt :

Le pouvoir d'arrêt S est la perte moyenne d'énergie de la particule par distance parcourue, mesurée par exemple en $\text{KeV} \cdot \mu\text{m}^{-1}$

$$s = sf + SC \quad (2.1)$$

II.3.2.2 Pouvoir d'arrêt par collision :

Le pouvoir d'arrêt par freinage est défini comme la perte de l'énergie cinétique de la Particule chargée incident par le processus collision avec les électrons atomique le long de son

Parcours

$$S = \frac{\Delta E_c}{\Delta x} \quad (2.2)$$

ΔE_c : L'énergie cinétique perdue lors de collision avec les électrons atomiques.

ΔX : la longueur du parcours de la particule incidente dans la matière.

II.3.2.3 Pouvoir d'arrêt par freinage :

Le pouvoir d'arrêt par freinage est défini comme la perte de l'énergie cinétique de la particule chargée incident par le processus de freinage (radiation) le long de son parcours.

$$Sf = \frac{\Delta Ef}{\Delta x} \quad (2.3)$$

ΔEf : L'énergie cinétique perdue lors de l'émission par freinage.

ΔX : la longueur du parcours de la particule incidente dans la matière.

II.3.2.4 Transfert d'énergie linéaire(TEL) :

On appelle Transfert d'énergie linéaire : la quantité d'énergie transférée au milieu cible par la particule incidente, par le processus de collision, par unité de longueur de parcours. Le TEL s'exprime en $\text{KeV} \cdot \mu\text{m}^{-1}$.

$$\text{TEL} = S_c \quad (2.4)$$

II.3.2.5 Densité linéique d'ionisation(DLI) :

On définit la densité linéique d'ionisation comme le nombre d'ionisations produit par une particule incidente, par unité de longueur de trajectoire. La DLI s'exprime en (paires d'ion) $\cdot \mu\text{m}^{-1}$.

$$\text{DLI} = \frac{\text{TEL}}{W_i} \quad (2.5)$$

W_i : est l'énergie moyenne transférée pour chaque ionisation.

II.3.2.6 Le parcours :

Les électrons ont une trajectoire très sinueuse : en effet, on observe généralement une déviation lors de chaque mode d'interaction (ionisation, excitation, freinage).

Certains peuvent même subir une déviation de 180° (phénomène de rétrodiffusion).

Pour caractériser la trajectoire d'électrons ou de rayonnements électroniques, deux grandeurs peuvent être définies.

- le parcours : il s'agit de la longueur réelle de la trajectoire de l'électron. Cette grandeur est peu utilisée en radioprotection.

- la portée : elle représente la profondeur maximale atteinte par un faisceau d'électrons dans un milieu considéré. Cette grandeur est très utilisée en radioprotection lors de la Conception d'écran.

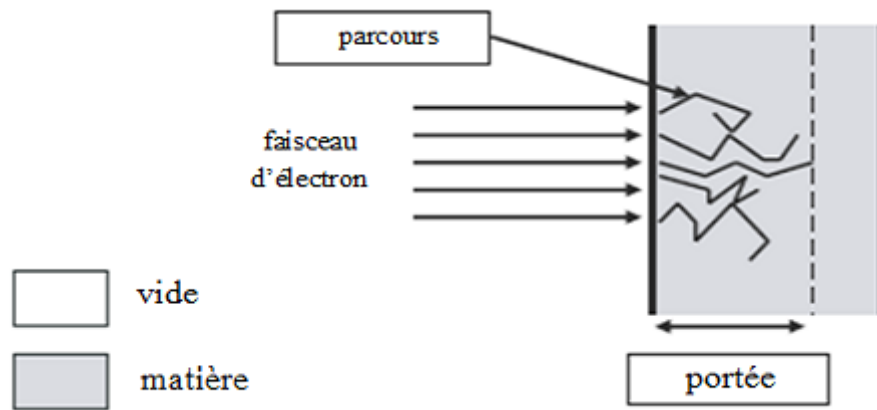


Figure II.1: parcours et portée d'un faisceau d'électron (Mémoire Online Sciences Système de double calcul dosimétrique)

II.3.3 particules chargées légères : électrons (négatons et positons) :

Les électrons en mouvement rapides sont obtenus par :

- l'émission β des radioéléments
- des accélérateurs d'électrons
- la projection d'électrons secondaires par des photons X ou γ .

Leur énergie cinétique, E_c , se situe entre quelques keV et quelques MeV.

Les interactions des électrons peuvent être divisées selon le rayon de l'atome cible (a) et la distance entre la particule incidente et le noyau (b) de cet atome en 3 catégories :

Collision radiative, Collision dure, Collision mou .

II.3.3.1 Collision radiative, $b \ll a$:

L'électron interagissant avec le noyau de l'atome cible subit soit une diffusion élastique ou inélastique, accompagnée d'un changement de sa direction.

La majorité de ces interactions sont élastiques ; où l'électron ne perd qu'une quantité d'énergie cinétique insignifiante.

Cependant un faible pourcentage de ces interactions est inélastique, où la perte d'énergie

II.3.3.2 Collision dure (hard collision), $a \approx b$:

Les électrons peuvent avoir des interactions coulombiennes directes avec les électrons orbitaux.

L'énergie communiquée à ces électrons leur permet soit :

- De les déplacer de leur niveau à un niveau supérieur (excitation).
- Ou de s'éjecter avec une énergie cinétique (ionisation).

Le nombre de collisions dures est généralement faible, mais l'énergie transférée associée à cette collision est relativement importante (50% de l'énergie cinétique d'électron incident).

II.3.3.3 Collision molle (soft collision), $b \gg a$:

L'électron incident est affecté par la force coulombienne de l'atome entier. L'énergie transférée aux électrons orbitaux est très faible. Cependant le nombre de collisions mous est généralement important.

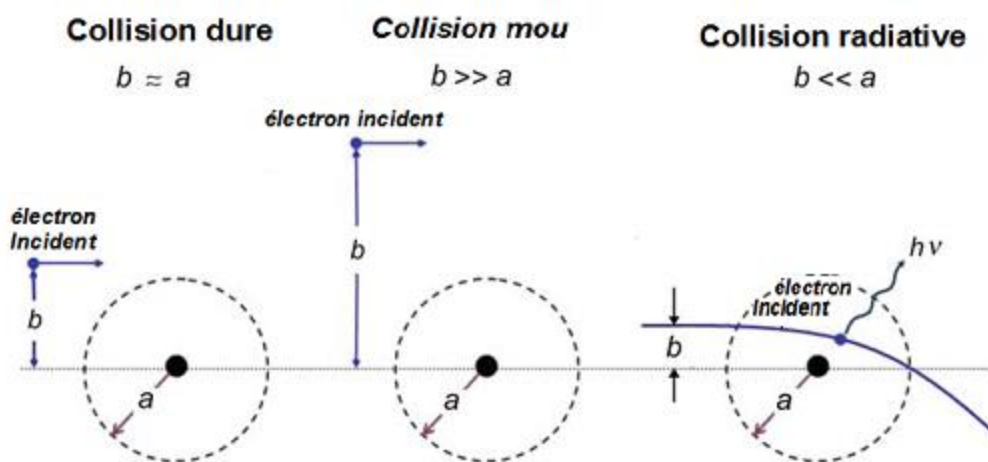


Figure II.2: Les différentes collisions des particules chargées légères (électrons/positons) avec la matière. (Mémoire Online Sciences Système de double calcul dosimétrique)

II.3.4 Cas particulier de positons :

L'interaction d'un positon dans la matière commence par une phase de ralentissement très rapide (3 à 6 picosecondes) au cours de laquelle, il perd son énergie par les mêmes processus que l'électron et se comporte de façon similaire.

Une fois thermalisme (énergie cinétique de quelques 10^{-2} eV), le positon continue sa pénétration dans la matière par une phase de diffusion ; au cours de laquelle il passe la plupart du temps dans les régions interatomiques où il est repoussé par le potentiel positif des noyaux. En fin de diffusion, au bout de quelques centaines de picosecondes, il s'annihile avec un électron libre du milieu (la paire électron-positon disparaît). L'énergie correspondante, soit 1,022MeV ($2m_e.c^2$), apparaît sous forme de deux photons, émis dans des directions opposées

et emportant chacun une énergie de 511keV .

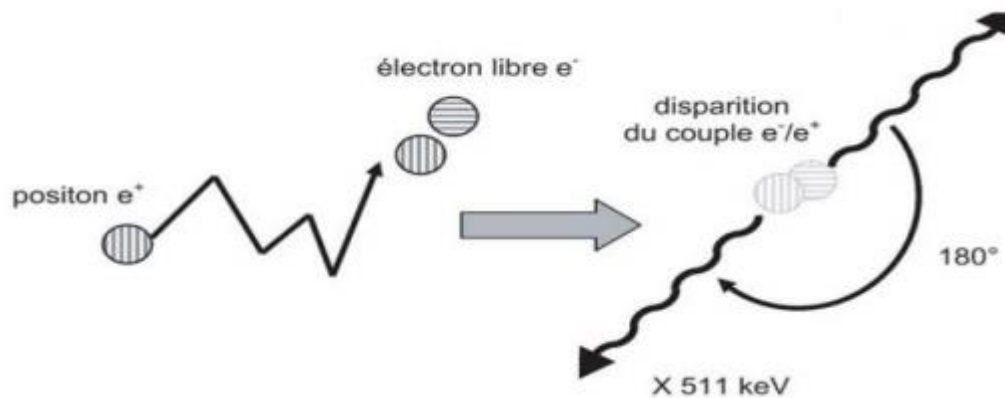


Figure II. 3: le phénomène d'annihilation (Cet article est partiellement ou en totalité issu de l'article de Wikipédia en anglais intitulé « Electron–positron annihilation »).

II.3.5 particules chargées lourdes (proton, α) :

Une particule chargée lourde (la masse d'un proton est environ 1840 fois plus grande que celle d'un électron) ; pénétrant dans un milieu, interagit avec les atomes du milieu et se ralentit. La force d'interaction dominante est la force coulombienne entre la particule incidente, chargée positivement, et les électrons atomiques, chargés négativement. Les interactions avec les noyaux, que ce soit par l'intermédiaire des forces coulombiennes ou des forces nucléaires, sont exceptionnelles (environ 10 fois moins fréquentes qu'avec les électrons) et peuvent être négligées dans le processus de ralentissement. On distingue alors trois processus d'interaction majoritaires:

-Si l'interaction est assez intense, le transfert d'énergie peut être suffisant pour arracher un électron de l'atome auquel il était lié : c'est le phénomène d'ionisation. Il y a création d'une paire d'ions (ion positif et électron) dans le milieu.

-Si l'interaction est insuffisante pour créer une ionisation, il y a seulement excitation : l'électron change d'état quantique, l'excitation le fait passer d'un état initial, d'énergie de liaison E_0 , à un état final moins lié, d'énergie E_1 .

-Un troisième type de processus concerne la capture électronique au cours de laquelle le projectile capture, sur une de ses orbitales externes, un électron de l'atome cible.

En conséquence, les particules chargées lourdes, étant beaucoup plus lourdes, elles ne sont pas sujettes au rayonnement de freinage. Les transferts d'énergie sont importants et la trajectoire est approximativement rectiligne.

Le rayonnement est la propagation de l'énergie à travers l'espace, cette énergie rayonnée possède un double caractère corpusculaire ou ondulatoire. En pratique, c'est l'un ou l'autre qui est prédominant.

Lorsqu'un rayonnement traverse la matière, il interagit soit avec les électrons atomique soit avec le noyau ; il y a une modification de l'énergie et (où) de sa direction.

On classe les rayonnements en deux catégories :

- Les rayonnements directement ionisants ; constitués par les particules chargées qui délivreront leur énergie directement à la matière par le jeu des forces coulombiennes s'exerçant entre elles et les atomes du milieu.
- Les rayonnements indirectement ionisants ; constitués par des photons et les neutrons, ces rayonnements sont susceptibles de transférer une fraction importante ou la totalité de leur énergie en une seule interaction avec des particules chargées.

Dans ce qui suit, on s'intéressera uniquement à l'interaction des rayonnements indirectement ionisants et plus précisément à l'interaction des rayons γ avec la matière.

II. 4. INTERACTION DES RAYONNEMENTS γ AVEC LA MATIERE

Trois types d'interaction sont importants, à savoir l'effet photoélectrique, l'effet Compton et la création de paires. Ces processus conduisent à un transfert partiel ou total de l'énergie des rayonnements γ à l'électron. Le photon soit il disparaît soit il est diffusé suivant un angle par rapport à sa direction initiale.

II.4.1. Effet photoélectrique :

L'effet photoélectrique est une interaction entre un photon incident d'énergie $h\nu$ et un électron de la matière. Dans ce processus, le photon disparaît et libère un électron du cortège électronique appelé photoélectron (voir figure II. 4). Pour des rayonnements γ d'énergie suffisante, la couche la plus probable de laquelle l'électron est éjecté est la couche k.

Le photoélectron est produit avec une énergie cinétique:

$$E_{e^-} = h\nu - E_l \quad (2-6)$$

Où E_l est l'énergie de liaison de l'électron dans l'atome.

L'atome se retrouve donc ionisé et le réarrangement électronique instantané provoque soit un rayonnement X de fluorescence caractéristique de l'atome soit plus rarement, une émission d'un électron Auger.

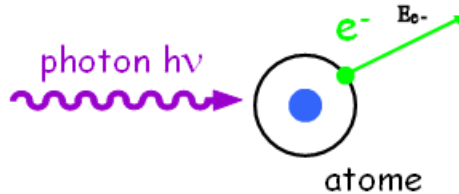


Figure II .4: Effet photoélectrique

(Manuel pratique de radioprotection" Gambini & Granier)

II.4.2. Effet Compton :

L'effet Compton est un processus de diffusion photon-électron au cours duquel le photon gamma transfère une partie de son énergie à un électron libre ou de faible liaison. Pour la détection, l'effet Compton est un mécanisme parasite ; du fait que la seule mesure de l'énergie de l'électron ne donne pas l'énergie $h\nu$. (Voir figure II.5)

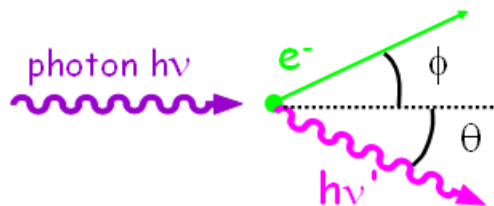


Figure II.5 : Effet Compton

(Manuel pratique de radioprotection" Gambini & Granier)

En utilisant les lois de conservation d'énergie et d'impulsion on aura une relation entre les deux énergies initiale et finale du photon :

$$E_f = \frac{E_i}{1 + \frac{E_i}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)} \quad (2-7)$$

m_e : C'est la masse au repos de l'électron.

II.4.3. Création de paires ou matérialisation d'un photon :

Lorsqu'un photon d'énergie $h\nu$ supérieure à deux fois la masse de l'électron (1,022 MeV) rencontre la matière, il peut y avoir le processus de matérialisation ; c'est-à-dire la transformation de ce photon en deux particules qui sont un électron (e^-) et un positron (e^+) (antiparticule de l'électron e^-)

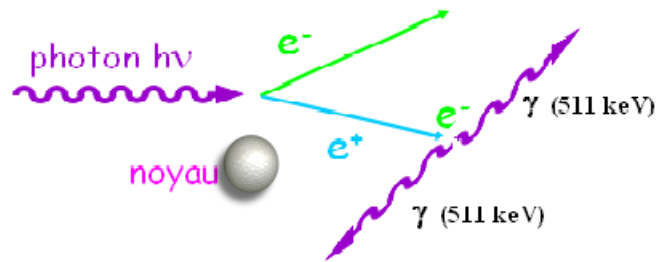


Figure II.6 : Création de paires

(Manuel pratique de radioprotection" Gambini & Granier)

L'énergie cinétique de l'électron créé est la même que celle du positron, elle est égale à :

$$E_{e^-} = E_{e^+} = \frac{1}{2} \cdot (h\nu - 2m_{e^-} \cdot c^2) \quad (2-8)$$

Le processus de la matérialisation ne pourra pas se faire dans le vide. La présence de la matière est obligatoire (selon les lois de conservations d'énergie et d'impulsion).

Le positron créé possède une courte durée de vie, donc après sa création, il interagit avec le premier électron qu'il rencontre, et donc s'annihilent en créant deux photons de 511 keV émis en sens opposés l'un de l'autre.

II.5. Interaction des neutrons avec la matière :

Le neutron est l'un des constituants élémentaire du noyau, c'est une particule dont la charge électrique totale est nulle.

Un neutron à l'état libre (non lié) est une particule instable. Il se transforme en un proton selon la désintégration bêta moins suivante : $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$; sa durée de vie de 925 secondes.

Les neutrons pénètrent facilement dans la matière car ils sont insensibles à la barrière coulombienne. Lors de leurs interactions avec les noyaux, les produits de réactions peuvent être des particules chargées lourdes ou des photons.

L'interaction d'un neutron avec la matière peut conduire à son absorption ou à une modification importante de sa trajectoire et de son énergie.

II.5.1. Production de neutrons :

Les neutrons peuvent être produits de différentes manières :

Par des sources radioactives ($^{241}\text{Am-Be}$, $^{239}\text{Pu-Be}$), par fission spontanée (californium 252),

Par réactions nucléaires T(d,n) et D(d,n) dans les générateurs à neutrons ou par fission induite dans les réacteurs nucléaires.

II.5.2. Classification des neutrons :

Neutron	Energie cinétique
Thermique	Inférieure à 0.4 ev
Intermédiaire	Comprise entre 200 Kev et 10Mev
Rapide	Comprise entre 200 Kev et 10Mev
Relativiste	Supérieur à 10 MeV

Tableau 2 : Classification des neutrons en fonction leur énergie

II.5.3. Réactions nucléaires provoquées par les neutrons :

Quand un neutron est capturé par un noyau A_ZX , son énergie est répartie dans tout le noyau, il y a formation d'un noyau composé $({}^{A+1}_ZX)^*$ qui reste pendant un temps relativement long ($\sim 10^{-22}$ s) dans un état excité d'énergie E_{ex} reliée à l'énergie cinétique E_n du neutron incident:

Donc selon les énergies des neutrons incidents, on peut observer:

- ❖ Diffusion élastique (n,n)
- ❖ Diffusion inélastique (n,n')
- ❖ Transmutation (n,x)
- ❖ La capture radiative (n, γ) qui est la réaction la plus importante et qui est utilisée dans l'analyse par activation neutronique (NAA).

TROISIÈME CHAPITRE
INTERACTIONS DES NEUTRONS AVEC
LA MATIÈRE

Introduction :

Les réactions nucléaires qui concernent les neutrons montrent que plusieurs processus existent. Avant de recenser ceux qui intéressent la physique des réacteurs, c'est-à-dire ceux qui concernent des neutrons d'énergie comprise entre zéro et une dizaine de MeV, notons deux points importants pour la neutronique :

1. les interactions neutron électron sont négligeables car, d'une part, la section efficace est infime (seule une interaction faible est possible entre ces deux particules) et, d'autre part, le rapport des masses est tel qu'une collision d'un neutron avec un électron ne modifierait guère sa trajectoire.

Conséquence : le parcours des neutrons est très long (à leur échelle), typiquement de l'ordre du centimètre; autrement dit : un neutron traverse environ cent millions d'atomes avant de rencontrer, par hasard, un noyau avec lequel il a une interaction.

2. les interactions neutron sont également négligeables, non pas pour une question de section efficace, mais pour une question de densité. En ordres de grandeur, on trouve 10^{22} noyaux atomiques par cm^3 dans la matière usuelle et seulement 10^8 neutrons par cm^3 dans un réacteur de grande puissance : un neutron voyageant dans le système a donc, en gros, 10^{14} fois plus de chances de rencontrer un noyau qu'un autre neutron et cette dernière éventualité peut ainsi être négligée.

On peut dire que l'interaction d'un neutron avec la matière est caractérisée, en premier lieu, par son faible pouvoir ionisant par rapport aux autres particules élémentaires chargées. De par sa nature même, le neutron n'a pas d'interaction d'origine coulombienne avec les électrons du cortège. La seule forme d'interaction importante est donc celle du neutron avec les noyaux.

Elle se manifeste de plusieurs manières : par diffusion élastique, diffusion inélastique, capture radiative, transmutation ou fission (voir figure III .1).

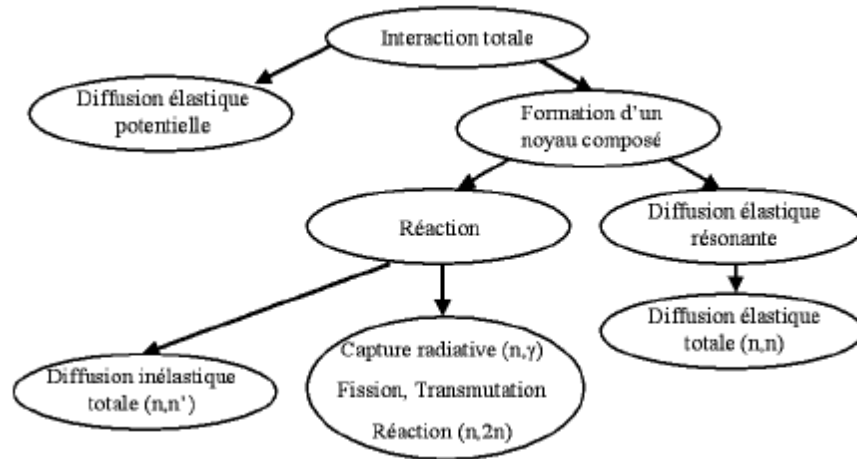


Figure III.1: Types d'interaction neutron matière

III.1 Modèle du noyau composé :

Dans les interactions des neutrons avec la matière, il convient d'abord de distinguer les « vraies » réactions et les diffusions potentielles : dans la *diffusion potentielle*, il n'y a pas, à proprement parler, mise en contact du neutron avec le noyau cible (c'est-à-dire mise en jeu des forces nucléaires), mais seulement diffusion par le champ nucléaire de l'onde associée au neutron. D'un point de vue phénoménologique, le processus est strictement semblable au choc élastique entre deux boules de billard, c'est-à-dire avec conservation de l'impulsion et de l'énergie cinétique. Par opposition, dans une « vraie » réaction, il y a pénétration du neutron dans le noyau. Dans la gamme des énergies qui nous concerne, la réaction peut être décrite par le *modèle du noyau composé*.

Dans ce modèle, trois étapes successives sont distinguées :

- **la voie d'entrée** : incorporation par le noyau cible du neutron incident, donnant l'isotope de rang immédiatement supérieur et acquisition par cet isotope d'une énergie d'excitation égale à la somme de l'énergie de liaison du neutron supplémentaire (travail des forces nucléaires de liaison) et de l'énergie cinétique apportée par le neutron ;
- **la vie proprement dite du noyau composé, isotope du noyau cible** : elle est de l'ordre de 10^{-14} s . Cette durée est courte à notre échelle mais suffisamment longue à l'échelle nucléaire pour que l'énergie d'excitation puisse "s'uniformiser" au sein du noyau

composé. Autrement dit, celui-ci vit suffisamment longtemps pour “oublier” comment il a été créé ; ce qui va suivre sera indépendant du processus qui a créé le noyau composé ;

- **la voie de sortie** : le noyau composé excité va rapidement se désintégrer par un processus de type radioactif ; avec l'énergie acquise lors de l'absorption d'un neutron, plusieurs mécanismes sont possibles et entrent en compétition.

Cette énergie d'excitation du noyau composé notée E_e est, en effet, importante : l'énergie de liaison du neutron supplémentaire est de l'ordre de l'énergie de liaison moyenne par nucléon, soit entre 5 et 10 MeV environ et l'énergie que le neutron apporte peut aller de 0 à quelques MeV. Elle s'exprime comme suit :

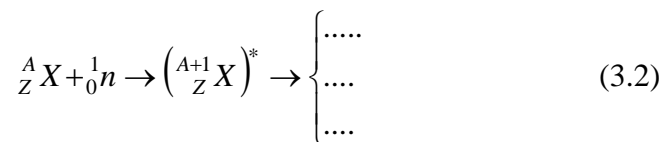
$$E_e = E_l + E_c \quad (3.1)$$

Où E_l est l'énergie de liaison du neutron supplémentaire et E_c est l'énergie cinétique apportée par le neutron incident. (Voir figure III .2)

Les états énergétiques des noyaux sont quantifiés, de la même façon que les couches électroniques de l'atome. La densité des niveaux croît avec le nombre de masse A .

Si lors d'une diffusion avec un noyau l'énergie ‘apportée’ par la particule incidente est voisine d'un niveau excité du noyau, la probabilité est forte que la particule soit capturée et qu'il y ait formation de ce noyau dans l'état excité (*) en question :

L'instabilité de l'état est telle qu'au bout d'un certain temps, $({}^A_{Z}X)^*$ décroît selon un des schémas examinés précédemment



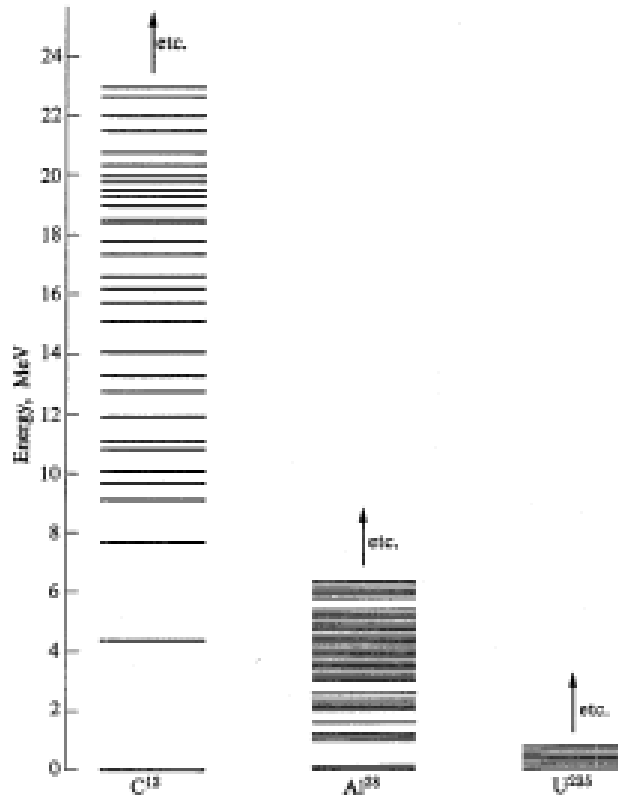


Figure III .2 : Exemples de niveaux d'énergie

On donne habituellement au phénomène de formation du noyau composé, le nom de *résonance*

Le noyau, comme tout système quantique, peut se trouver à différents niveaux d'énergie, seul l'état fondamental pouvant être stable. La différence d'énergie entre le niveau fondamental et le premier niveau nucléaire va de quelques keV (noyaux légers) à quelques MeV (noyaux lourds). S'il se trouve que E_c est telle que E_c soit très proche de la "distance" du niveau fondamental à l'un des niveaux excités, la probabilité de formation du noyau composé, donc de la réaction, sera grande. Cela va se traduire par une brusque remontée de la section efficace à cette énergie : c'est une résonance, de largeur égale à celle du niveau considéré.

Les modes de désintégration possibles sont les suivants

- réémission d'un neutron emportant toute l'énergie excédentaire : c'est la diffusion élastique résonnante, que l'on distinguera de la diffusion élastique potentielle ;

- réémission d'un neutron emportant une partie de l'énergie, le noyau restant dans un état excité mais à un niveau moins élevé (il se désexcite ensuite par émission d'un photon γ : c'est la diffusion inélastique). Un bilan énergétique simple montre qu'une telle réaction n'est possible que si l'énergie cinétique du neutron incident est au moins égale à la différence des énergies du premier niveau et niveau fondamental du noyau cible. Dans une diffusion inélastique, la quantité de mouvement est conservée mais non l'énergie cinétique ;
- émission d'un ou de plusieurs photons γ : c'est la capture radiative.

III.2 Diffusion élastique :

La diffusion élastique potentielle est l'interaction la plus "banale" qui existe avec tous les noyaux et à toute énergie : l'onde associée au neutron est simplement diffusée par la barrière de potentiel du noyau, sans pénétration, comme si celui-ci était une sphère impénétrable. D'un point de vue phénoménologique, cette diffusion peut être traitée classiquement.

Loin du noyau cible, le neutron décrit une trajectoire rectiligne. Lorsqu'il entre dans la zone d'action du noyau, on dit qu'il y a diffusion élastique si un neutron est réémis dans une direction quelconque, l'énergie cinétique, la quantité de mouvement et les masses au repos du système neutron noyau étant conservées dans le processus.

La diffusion élastique rappelle la collision entre des boules de billard. Un neutron frappe un noyau, lui transfère de l'énergie et rebondit dans une direction différente. La fraction de l'énergie de départ qui sera absorbée par le noyau dépend de l'angle d'incidence — en plein « front » ou avec un angle — tout comme une boule frappée par la boule de choc sur un billard. Le noyau cible absorbe l'énergie perdue par le neutron et se déplace ensuite à plus grande vitesse.

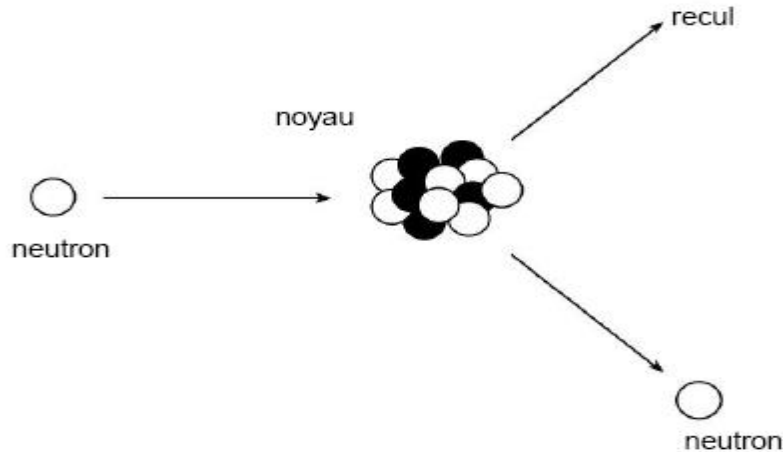


Figure III.3: Diffusion élastique

Le neutron est diffusé par le potentiel du noyau sans le pénétrer. Il n'y a pas formation de noyau composé. La diffusion est élastique. La section efficace correspondante est constante pour toutes les énergies intermédiaires; aux basses énergies, il y a influence des liaisons chimiques et de la structure cristalline; aux hautes énergies, la section efficace décroît parce que la longueur d'onde associée au mouvement du neutron devient comparable au rayon du noyau. Dans la zone des énergies intermédiaires (1 eV à 1 MeV) la section de potentiel σ_p est donnée par :

$$\sigma_p = 4\pi R^2$$

où R est le rayon du noyau, lui-même donné par

$$R = 1.45 \cdot 10^{-15} A^{1/3} \text{ en m} \text{ Pour un noyau de nombre de masse } A.$$

III.3 Diffusion élastique de résonance :

Dans ce cas le neutron est absorbé pour former un noyau composé qui se désexcite par réémission d'un neutron laissant le noyau cible dans son état fondamental, identique à son état initial. La section efficace correspondante est donnée par une formule analogue à celle de la capture γ

III.4 Diffusion inélastique :

Dans ce cas, le neutron est absorbé pour former un noyau composé qui sera dans un état excité. Il se désexcitera en émettant un nouveau neutron, moins énergétique, et un photon gamma qui emportera la différence d'énergie. Ce type de diffusion ne se produit que si le neutron a l'énergie suffisante pour pouvoir exciter le premier niveau du noyau cible, soit de l'ordre de 10 keV pour les noyaux lourds. Il y a donc un seuil E_t et la section efficace est nulle en dessous de ce seuil.

Habituellement, elle ne se produit que lors de l'interaction entre un neutron très rapide et un noyau lourd, et elle ne joue pas un rôle crucial dans la marche des réacteurs.

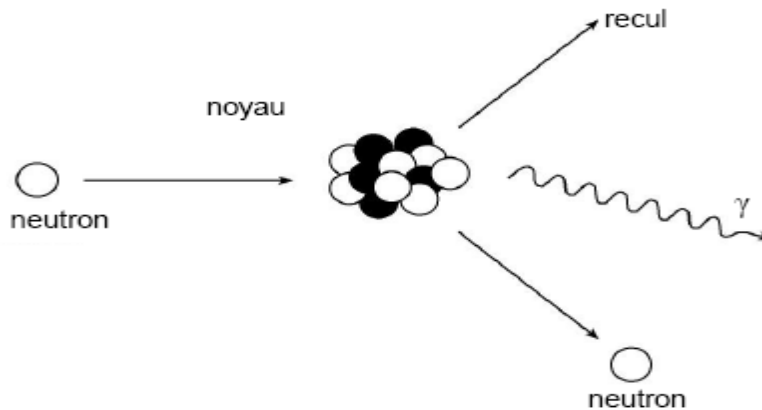


Figure III.4 : Diffusion inélastique

III.5 La capture radiative :

Le neutron est absorbé par le noyau cible. Il y a formation d'un noyau composé dans un niveau excité. Le noyau revient au niveau fondamental en émettant un ou plusieurs photons γ . Cette réaction est appelée capture radiative et est notée (n,γ) .

Les sections efficaces de la capture radiative sont, en règle générale, d'autant plus grandes que les neutrons sont moins rapides et d'ordre de grandeur très variable selon les nucléides.

On pourra observer un comportement que l'on retrouve de façon plus ou moins systématique pour toutes les courbes de sections efficaces de capture radiative :

1. un comportement général dit en " $1/v$ ", c'est-à-dire inversement proportionnel à la vitesse des neutrons ; cette loi est le plus souvent bien suivie par les sections efficaces de capture

radiative dans le domaine des neutrons thermiques, c'est-à-dire en dessous de l'électronvolt ;

- un comportement complexe avec une courbe présentant de nombreux "pics" passablement irréguliers dans le domaine épi thermique, typiquement entre quelques eV et quelques keV; ces pics sont appelés "résonances" de la section efficace.

Exemples

La capture radiative la plus simple est l'absorption d'un neutron par un noyau d'hydrogène pour former du deutérium (ou hydrogène lourd).

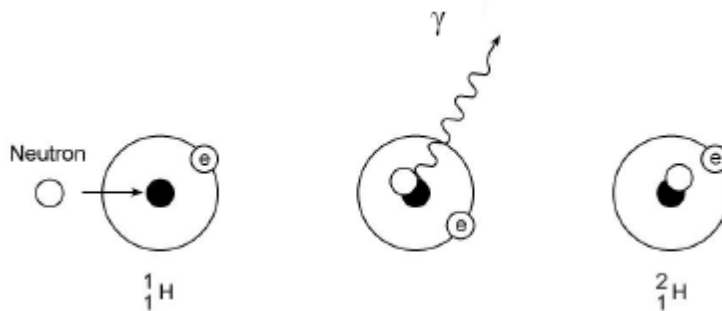


Figure III .5 : Capture radiative du noyau d'hydrogène

Le deutérium formé est un noyau stable. Toutefois, plusieurs noyaux produits par la capture radiative sont radioactifs et émettent des bêtas et des gammas.

Les résonances

Que ce soit pour la diffusion élastique ou pour les absorptions, on note, la présence de résonances, c'est-à-dire d'augmentations brutales de la section efficace localement (à une énergie donnée). L'apparition de résonances provient de la structure en niveaux des états excités du noyau composé obtenu par absorption du neutron incident. L'énergie d'excitation acquise par le noyau composé est la somme de l'énergie de liaison du neutron incident (travail des forces nucléaires) et de l'énergie cinétique apportée par ce neutron. Si cette énergie d'excitation se trouve juste sur l'un des niveaux du noyau composé, ou dans son voisinage immédiat, la réaction se fera aisément et une grande section efficace sera observée. Si, au contraire, l'énergie

d'excitation ne tombe pas sur l'un des niveaux du noyau composé, la réaction se fera plus difficilement, ce qui se traduit par une faible section efficace. La section efficace neutronique, peut ainsi varier de plusieurs décades pour une très faible variation de l'énergie du neutron.

III.6 Transmutation — (n, p), (n, α) :

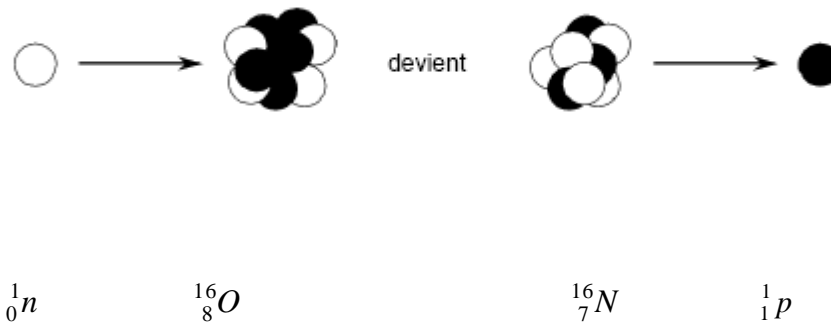
Un noyau peut absorber un neutron pour former un noyau composé qui se désexcitera en émettant une particule chargée : un proton ou une particule alpha. Un noyau différent est produit par cette réaction nommée transmutation.

La transmutation est la transformation d'un élément en un autre, par réaction nucléaire.

Exemples :

1) Réaction neutron-proton (n, p)

L'oxygène 16 capture un neutron et émet un proton pour former de l'azote 16.

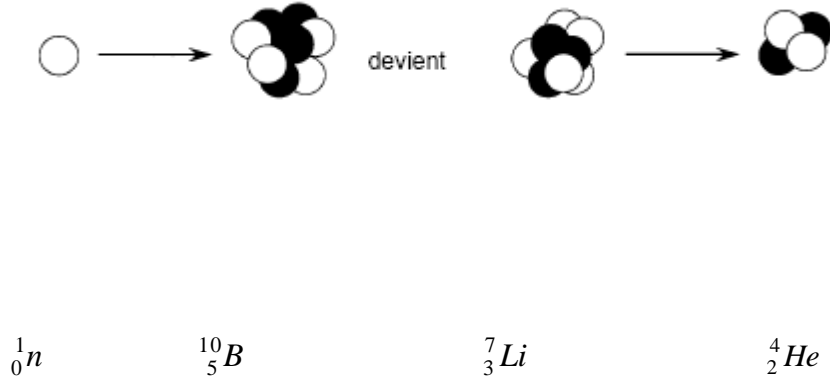


Le produit, l'azote 16, est radioactif et sa période est de 7,1 secondes.

C'est un exemple de réaction d'activation. L'azote 16 émet des particules bêta et, surtout, des rayons gamma très pénétrants.

2) Réaction neutron-alpha (n, α)

La capture d'un neutron par le bore 10 provoque la réaction suivante :



III.7 Réaction de fission :

Ici également, le neutron est absorbé et forme un noyau composé dans un état excité et celui-ci se désexcite par fission en deux fragments (parfois mais très rarement en 3 fragments).

En général, il y a un seuil en dessous duquel la réaction ne s'observe pas (elle est énergétiquement possible mais très peu probable). Pour U238 par exemple, ce seuil vaut 0.8 MeV. S'il n'y a pas de seuil, le noyau est dit fissile.

C'est le cas de U235 par exemple et l'allure de la section de fission est analogue à celle d'une section de capture γ , présentant d'abord une région en $1/v$, suivie d'une zone de résonances d'abord résolues puis de plus en plus denses et ensuite non résolues; cette zone se prolonge alors en une zone où σ_f varie peu.

Il est important de noter que la section de fission thermique (pour $E = 0.025$ eV) des isotopes fissiles est énorme comparée à sa valeur à haute énergie. Pour U235 par exemple σ_f vaut 582 b à 0.025 eV contre 2 b à 1 MeV. Pour les isotopes présentant un seuil de fission accessible aux neutrons rapides d'un réacteur nucléaire, tel que U238, la section de fission croît rapidement à partir du seuil mais reste faible (inférieure à 2 b).

Par ailleurs, un isotope fissile peut aussi subir la capture γ et le rapport *capture/fission* $\alpha = \frac{\sigma_\gamma}{\sigma_f}$

est un paramètre important. Notons ici qu'il chute considérablement au-dessus de 100 keV.

III.8 Notion de section efficace :

La donnée fondamentale des phénomènes neutroniques est l'ensemble des probabilités d'interaction des neutrons avec les différents noyaux et elle varie selon leur énergie.

La section efficace mesure la probabilité d'occurrence d'une réaction nucléaire donnée. Il n'y a pas d'expression théorique pour la calculer et sa détermination se fait donc expérimentalement. Imaginons l'expérience suivante : un faisceau parallèle de neutrons mono énergétiques qui traverse perpendiculairement une très fine épaisseur Δx de matière dont on souhaite mesurer la section efficace. (voir figure III.6)

Soit n la densité du faisceau incident (nombre de neutrons /cm³) et v la vitesse des neutrons. L'intensité I du faisceau (nombre de neutrons /cm²/seconde) est :

$$I = nv$$

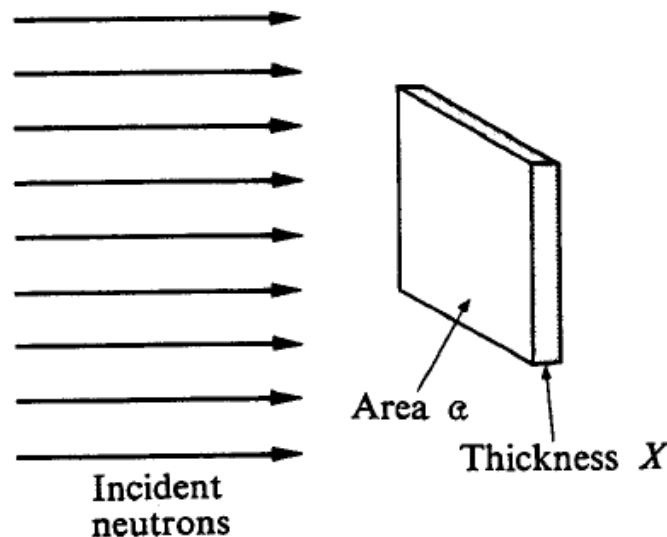


Figure III.6: Neutrons incidents sur une cible

Parmi les neutrons incidents, une partie entre en collisions avec les noyaux de la cible et les autres traversent la plaque sans collisions. Expérimentalement, il est vérifié que le nombre d'interactions est proportionnel à l'intensité I du faisceau, à la densité atomique N de la cible, à l'aire A et à l'épaisseur Δx de la plaque.

$$\text{Taux d'interactions} = \sigma I N A \Delta x \quad (3.3)$$

Où la constante de proportionnalité σ est appelée section efficace microscopique.

On peut constater que $N A \Delta x$ est le nombre total de noyaux de la plaque. Ainsi le nombre d'interactions par seconde par noyau est σI , et par conséquent σ est le nombre d'interactions par seconde par noyau et par unité d'intensité du faisceau.

On peut interpréter le sens de σ autrement.

$$\left(\text{proba de collision d'un neutron contre un noyau} = \frac{\text{N}^{\text{bre}} \text{ de collisions /seconde dans la plaque}}{\left[\begin{array}{l} \text{N}^{\text{bre}} \text{ total de neutrons} \\ \text{incidents sur la plaque/sec} \end{array} \right]} \right)$$

$$\text{Proba de collisions d'un neutron contre un noyau} = \frac{\sigma I N A \Delta x}{(I A)} = \frac{\sigma}{A} (N A \Delta x)$$

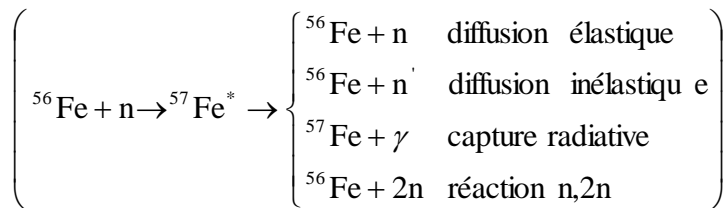
Comme la probabilité est une valeur adimensionnelle, l'équation précédente permet de conclure que σ est l'aire effective offerte par le noyau pour une réaction nucléaire donnée avec un neutron incident.

L'unité de section efficace microscopique est le barn (b) qui vaut 10^{-24} cm^2 . Quand un neutron interagit avec un noyau, les produits de la réaction ne sont toujours pas les mêmes, par exemple σ_f est la section efficace microscopique de fission (interaction engendrant la fission), σ_γ est la section efficace microscopique de capture radiative, etc...

Toutes les sections efficaces dépendent de la nature du noyau qui interagit avec le neutron et de l'énergie du neutron. La plupart des interactions se passent en deux phases. Le neutron incident

peut être considéré comme absorbé par le noyau, formant ce qui est appelé un noyau composé qui ensuite peut se désagréger de différentes façons. Les noyaux possèdent plusieurs états excités. Ainsi le neutron incident et le noyau cible ont une plus grande probabilité de s'associer pour former le noyau composé si l'énergie cinétique du neutron ajoutée à l'énergie de liaison du dernier neutron du noyau composé conduit à la formation du noyau composé dans un de ses états d'excitation.

Par exemple quand des neutrons de 10 Mev bombardent un noyau de ^{56}Fe , le noyau composé ^{57}Fe peut se désagréger en émettant un neutron par collision élastique ou inélastique, un photon γ ou deux neutrons.



III.9 Section efficace macroscopique :

Imaginons un neutron voyageant dans la matière, qu'il « voit » pratiquement comme du vide, puisqu'il « ignore » les électrons. Son parcours se poursuit donc en ligne droite à vitesse constante jusqu'à ce qu'il percute un noyau se trouvant sur la trajectoire. Pour un petit parcours dx cette probabilité de collision est infinitésimale et proportionnelle à dx , (par exemple, un neutron a deux fois plus de chance de percuter un noyau sur un parcours de $2 \mu\text{m}$ que sur un parcours de $1 \mu\text{m}$) : nous pouvons l'écrire Σdx en notant Σ le coefficient de proportionnalité adéquat, appelé «section efficace macroscopique». Les neutroniciens, usuellement, adoptent le centimètre comme unité de longueur dans leurs calculs et, par conséquent, expriment les sections efficaces macroscopiques en cm^{-1} . Cette définition permet de calculer la loi de probabilité régissant la distance x entre le point de départ du neutron et le point où il va subir sa *première* collision.

Cette première collision a lieu à la distance x à dx près, c'est-à-dire entre les distances x et $x + dx$:

- si le neutron n'a pas subi de collision entre 0 et x , soit $Q(x)$ cette probabilité;

- et si le neutron subit une collision entre x et $x + dx$, cette deuxième probabilité est, par définition, Σdx .

La probabilité de cet événement est donc : $p(x) dx = Q(x) \Sigma dx$.

Pour calculer $Q(x)$, remarquons que $Q(x+dx)$, probabilité qu'il n'y ait pas de *collision* sur la distance $x + dx$ est le produit de :

- la probabilité qu'il n'y ait *pas de collision* entre 0 et x , soit $Q(x)$;
- la probabilité qu'il n'y ait pas de *collision* entre x et $x + dx$, soit, par définition, $1 - \Sigma dx$.

Soit: $Q(x + dx) = Q(x) (1 - \Sigma dx)$.

En simplifiant, en intégrant et en remarquant que $Q(0)$ est, par définition, égal à 1, on obtient:

$$Q(x) = \exp(-\Sigma x) \quad (3.4)$$

D'où :

$$p(x)dx = Q(x)\Sigma dx = \exp(-\Sigma x)dx \quad (3.5)$$

L'inverse de la section efficace macroscopique, $\lambda = \frac{1}{\Sigma}$, est le libre parcours moyen des neutrons, c'est-à-dire la valeur moyenne de la distance x à laquelle se produit la première collision. En effet:

$$\lambda = \langle x \rangle = \int_0^{\infty} x p(x) dx = \int_0^{\infty} x \exp(-\Sigma x) \Sigma dx = \frac{1}{\Sigma} \quad (3.6)$$

Les mesures montrent que, dans les matériaux usuels et pour les neutrons, les sections efficaces macroscopiques sont souvent de l'ordre du cm^{-1} et les libres parcours de l'ordre du cm.

La probabilité élémentaire Σdx d'interaction avec la matière pour un parcours dx est évidemment proportionnelle au nombre d'« obstacles » que le neutron est susceptible de rencontrer, donc au

nombre N de noyaux par unité de volume. En notant σ le coefficient de proportionnalité, cela amène à écrire :

$$\Sigma = N\sigma \quad (3.7)$$

Ce coefficient σ , qui sera appelé « *section efficace microscopique* » (par opposition à macroscopique) est effectivement très petit si on l'exprime avec les unités usuelles, puisque

N a l'ordre de grandeur du nombre d'Avogadro. L'unité adéquate sera donc le barn. Notons surtout que cette deuxième définition de la section efficace microscopique est cohérente avec la définition intuitive proposée ci-dessus.

III.10 Dépendance énergétique des sections efficaces :

a) Section efficace typique d'un matériau diffusant

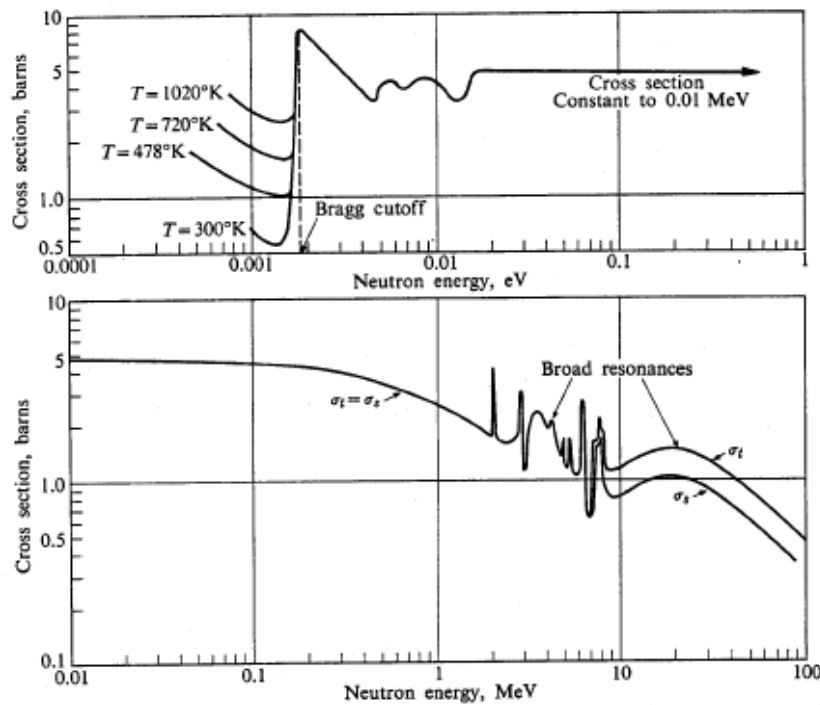


Figure III.7 : Section efficace totale et de diffusion élastique du Carbone 12

(http://www.laradioactivite.com/site/pages/Section_Efficace.htm)

1,2 : régions des basses énergies

- rotation, vibration des atomes de carbone dans le réseau
- interaction avec l'ensemble du réseau en dessous du cut-off de Bragg

$\sigma_t \approx 1/v$ dépendant de la température

3 : région de diffusion potentielle

4 : région des résonances

5 : région des hautes énergies

b) Section efficace typique d'un matériau capturant

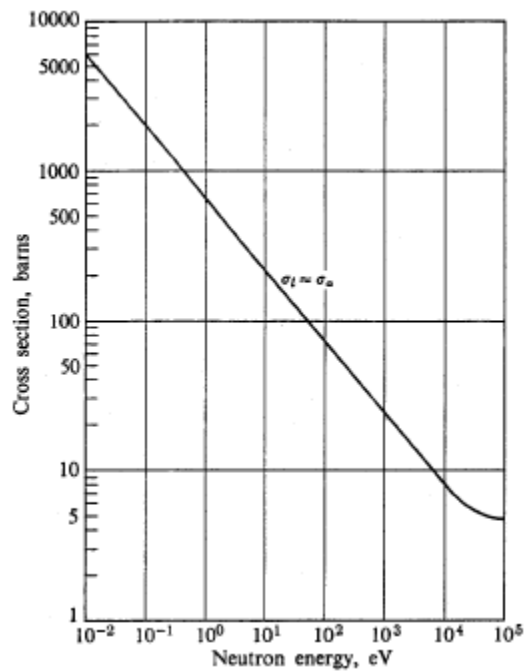


Figure III.8 : Section efficace du Bore 10

(http://www.laradioactivite.com/site/pages/Section_Efficace.htm)

De 10^{-2} eV jusqu'à 0.1 MeV, la section efficace totale du ^{10}B est essentiellement une section de capture γ

$$\sigma_t \approx \sigma_a \approx 1/v$$

c) Section efficace typique d'un matériau lourd

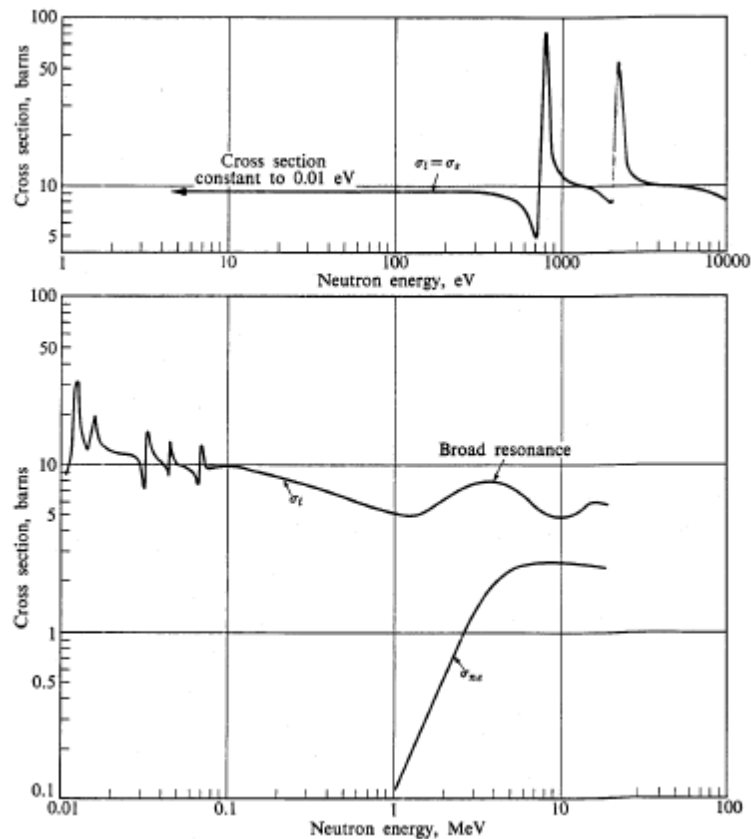


Figure III.9 : Section efficace totale et non élastique de l'Uranium 238

(http://www.laradioactivite.com/site/pages/Section_Efficace.htm)

1 : capture en $1/v$

2 : région de diffusion potentielle

3 : région des résonances 'résolues' la section efficace a le profil de Breit-Wigner

(voir figures plus haut)

4 : domaine des résonances larges (dites 'non-résolues') à haute énergie. La densité des niveaux est telle qu'il n'est plus possible de les séparer.

N.B. On remarquera que plus un noyau est lourd, plus ses résonances résolues apparaissent à des énergies basses.

III.11 Cinématique des collisions élastiques à 2 corps :

Nous souhaitons déterminer la probabilité pour qu'un neutron, subissant une collision de diffusion ('potentielle' ou 'résonante' *élastique*) passe d'une énergie cinétique E à une énergie cinétique E' : $P(E \rightarrow E') dE'$.

Pour déterminer cette quantité nous décrivons la collision dans les référentiels du laboratoire (L) et du centre de masse (CM)

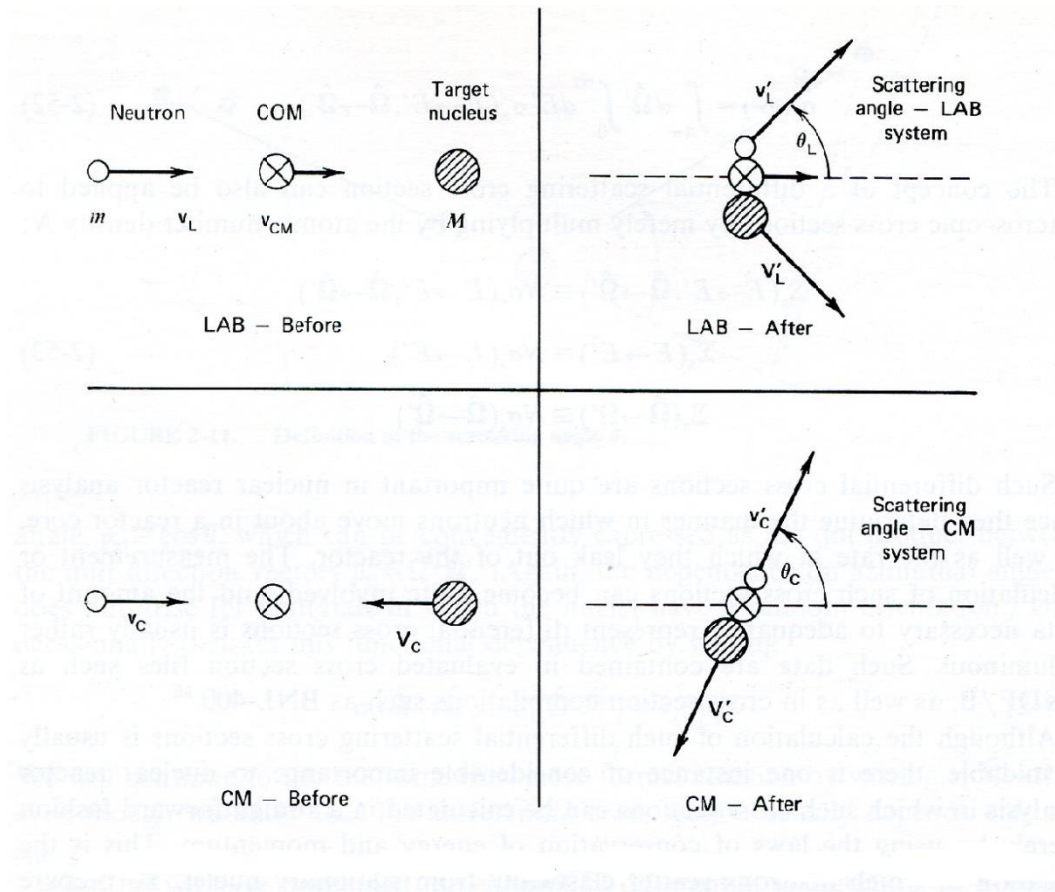


Figure III.10 : Définition des coordonnées de collision dans les systèmes du Laboratoire et du Centre de masse (CM)

Nous considérons ici la seule diffusion élastique pour les réacteurs thermiques. Soit un neutron de masse m et de vitesse \vec{v} , entrant en collision avec un noyau de masse M et de vitesse \vec{V} . Après collision, les vitesses seront respectivement \vec{v}' et \vec{V}' . La vitesse du centre de masse est donné par :

$$\vec{v}_0 = \frac{m\vec{v}_l + M\vec{V}_l}{m + M} \quad (3.8)$$

\vec{v}_l et \vec{V}_l sont les vitesses du neutron et du noyau dans le référentiel du laboratoire

Les vitesses du neutron et du noyau dans le centre de masse avant collision sont :

$$\vec{v}_c = \vec{v}_l - \vec{v}_0 \quad (3.9)$$

$$\vec{V}_c = \vec{V}_l - \vec{v}_0 \quad (3.10)$$

Si le noyau est au repos, alors $\vec{V}_0 = 0$ et $\vec{v}_0 = \frac{m\vec{v}_l}{m+M} = \frac{1}{A+1}\vec{v}_l$ (3.11)

A étant le nombre de masse du noyau. Lorsque A est élevé, la vitesse du CM est nulle le CM et le système du laboratoire sont identiques. Les expressions du neutron et du noyau dans le CM sont :

$$\vec{v}_c = \vec{v}_l - \frac{1}{A+1}\vec{v}_l = \frac{A}{A+1}\vec{v}_l \quad (3.12)$$

$$\vec{V}_c = -\vec{v}_0 = -\frac{1}{A+1}\vec{v}_l \quad (3.13)$$

La quantité de mouvement dans le système du CM est nulle. En effet :

$$\vec{p}_c = m\vec{v}_c + M\vec{V}_c = \frac{mM}{M+m}\vec{v}_l - \frac{Mm}{m+M}\vec{v}_l = \vec{0}$$

L'énergie cinétique dans le système du laboratoire est : $E_l = \frac{1}{2}mv_l^2 + 0$

Dans le système du CM, elle devient :

$$E_c = \frac{1}{2}mv_c^2 + \frac{1}{2}MV_c^2 = \frac{1}{2}m\left(\frac{M}{m+M}\right)^2 v_l^2 + \frac{1}{2}M\left(\frac{m}{m+M}\right)^2 v_l^2$$

$$E_c = \frac{1}{2}\left(\frac{mM}{m+M}\right) = \frac{1}{2}\mu v_l^2 \quad (3.14)$$

μ étant la masse réduite définie : $\mu = \frac{mM}{m+M}$

Les énergies cinétiques du système dans le CM avant et après collision sont :

Avant collision $E_c = \frac{1}{2} \mu (v_c + V_c)^2$ et après collision $E_c = \frac{1}{2} \mu (v'_c + V'_c)^2$

La conservation de l'énergie donne : $v'_c + V'_c = v_c + V_c$

La conservation de la quantité de mouvement nous donne $mv_c = MV_c$ et $mv'_c = MV'_c$

Nous aurons alors

$$\begin{cases} v_c = v'_c \\ V_c = V'_c \end{cases} \quad (3.15)$$

Les vecteurs vitesses dans les deux systèmes laboratoire et centre de masse sont représentés par la figure III.10 :

Après collision

$$\vec{v}'_c = \vec{v}'_l - \vec{v}_0$$

En appliquant la loi des cosinus de ce triangle, nous obtenons :

$$(v'_l)^2 = (v'_c)^2 + (v_0)^2 - 2(v'_c)(v_0)\cos(\pi - \theta) \quad (3.16)$$

En remplaçant v_c et v_0 par

$$(v_i')^2 = \frac{A^2}{(A+1)^2} (v_l)^2 + \frac{1}{(A+1)^2} (v_0)^2 - \frac{2A}{(A+1)^2} \cos(\theta)$$

$$E_l' = E_l \left[\frac{A^2 + 2A \cos(\theta) + 1}{(A+1)^2} \right] \quad (3.17)$$

On note ainsi que :

Pour $\theta = 0$, $E_l' = E_l$, le neutron ne perd pas d'énergie

Pour $\theta = \pi$ au contraire, cette perte est maximum et l'on a :

$$E_l' = E_l \left(\frac{A-1}{A+1} \right)^2 = \alpha E_l \quad (3.18)$$

avec :

$$\alpha = \left(\frac{A-1}{A+1} \right)^2 \quad (3.19)$$

α est appelé paramètre de collision. Il joue un rôle capital dans la théorie du ralentissement.

Conclusion générale

L'objectif de mémoire est de bien connaître, pour les maîtriser, les interactions rayonnements-matière. La détection, analyse et dénombrement, de ces rayonnements découle de leurs interactions avec la matière. Les applications, dans tous les domaines, sont décrites. L'interaction des rayonnements avec la matière est un sujet qui Son contenu est le suivant :

- Interactions des rayonnements et de la matière : Classification des rayonnements (électromagnétiques et particulaires, directement et indirectement ionisants). Effets du milieu sur le rayonnement. Effets physiques des rayonnements sur le milieu.
- Détection et mesure des rayonnements : Principes de détection (ionisation et excitation). Divers types de détecteurs. Traitement des informations accessibles par détection des rayonnements. Dénombrement, mesure de l'activité et analyse de l'énergie des rayonnements.

L'interaction des rayonnements avec la matière est un sujet qui recouvre plusieurs domaines de la physique et de la chimie mais aussi de nombreuses autres disciplines. En ajoutant à ce vaste champ d'études la variété et le grand domaine des énergies des rayonnements disponibles et les divers processus d'interaction mises en jeu en fonction du domaine énergétique étudié.

Une telle étude ne peut pas se limiter au passage du rayonnement mais aussi au devenir du faisceau utilisé (absorption, diffusion, ralentissement, etc.) et par ses conséquences directes sur la matière (ionisation, excitation, création de défauts, modification des propriétés physiques et chimiques de la cible, etc.).

Cette approche purement macroscopique est indispensable parce qu'elle conduit aux méthodes appropriées de détection de ces rayonnements et qui seront brièvement évoquées durant ces cours. Une description plus détaillée nécessite donc la compréhension des mécanismes d'interaction lors du passage des rayonnements à travers la matière.

Ces rôle ont pour objet de faire le point sur les interactions Rayonnement-matière et qui sont la base de différentes techniques et applications très répandues en sciences et en technologie nucléaires.

Conclusion générale

On est amené à distinguer ici entre différentes classes d'interaction, suivant que l'on considère des rayonnements chargés ou neutres, des particules lourdes ou légères.

Dans le cas de particules chargées, la perte d'énergie s'opère par transferts discrets d'énergie aux électrons du milieu (ionisation) et pour des particules légères (essentiellement électrons), par émission d'un rayonnement de freinage (bremsstrahlung) lors de l'accélération subie au voisinage d'un noyau.

Dans le cas de rayonnements neutres (gamma, neutrons...), il y a d'abord transfert de toute ou une partie de l'énergie à une particule chargée du milieu (électrons, noyaux), puis détection de la particule chargée.

BIBLIOGRAPHIE

- [1]. Christine. J Et Henri M;(coordonnateurs) ; Personne compétente en radioprotection
- [2].Dahi .H et Meherchi ;L système de double calcul dosimétrique ;2010-2011
- [3].Fabrice,B , rayonnement nucléaire dosimétrie – radioprotection 2000
- [4]. Broker B (le livre de poche) ; ; atlas de physique atomique et nucléaire 2001
- [5].Gambini d-j ;Garnier ,R .Lavoisier tec/Doc , manuel pratique de radioprotection 1997
- [6].Blanc D , Masson , les rayonnement ionisant : détection ,spectromètre ,dosimètre 1990
- [7].NEKAB, M. Thèse de Magister en Science Nucléaire (1986).
- [8]. FAZIA. G, Thèse de Magister, USTHB ; Algérie, Décembre (1993).
- [9].ALGHEM .H ; Thèse de Magister Physique Théorique, Constantine (2005).
- [10].LAKEHAL. C, Thèse de Magister en rayonnement et application, Constantine.
- [11].A.C.Chami, ‘ interaction rayonnement matière’, USTHB, Alger ,2012
- [12].T.AKHAL, ‘Analyse par Activation Neutronique’, CRNB, Djelfa, 2012.

Sites internet

Institut de radioprotection et de sûreté nucléaire : [http //www.irsn.org](http://www.irsn.org)

International Atomic Energy : [http//www.iaea.org](http://www.iaea.org)

Les technique de l'ingénieur , édition T.I sciences et technique : [http//www.techniques – ingénieur.fr](http://www.techniques – ingénieur.fr)