

***Interaction des photons et des électrons
avec 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 [1].

Dans ce chapitre, On rappellera les interactions des photons et électrons avec la matière (deux particules utilisés pour la suite de notre travail), ainsi nous citerons les grandeurs dosimétriques.

I. Classification des rayonnements

Les rayonnements peuvent être classés selon leurs natures et leurs effets sur la matière comme suite :

a. Classification des rayonnements selon leurs natures

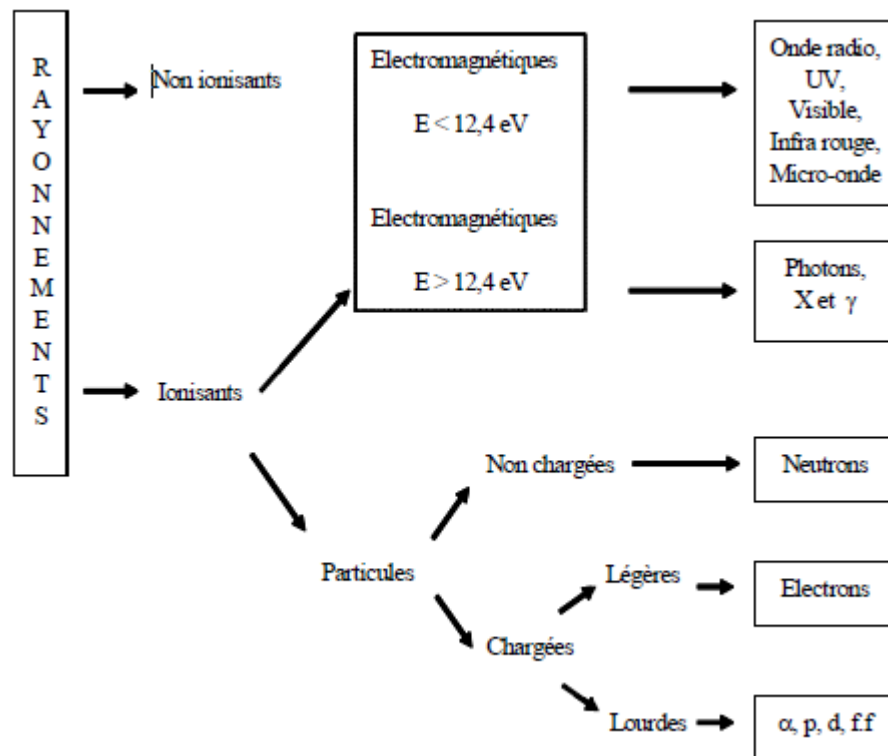
Selon leurs natures ; les rayonnements peuvent être classés en deux catégories différentes :

- Rayonnements particuliers formés d'un flux de particules possédant une masse au repos :
 - Chargées : électrons, positons, protons.
 - Neutre : neutron.
- Rayonnements électromagnétiques: flux de photons.

b. Classification des rayonnements selon leurs effets sur la matière

Une autre classification, fondée sur les effets des interactions des rayonnements sur la matière conduit à distinguer :

- Rayonnements ionisants : des rayonnements sont dit ionisants quand ils sont susceptibles d'arracher des électrons à la matière. on distingue deux types :
 - Des rayonnements directement ionisants (proton, électron...).
 - Des rayonnements indirectement ionisant (neutron, photon...).
- Rayonnements non ionisants : contrairement au rayonnement ionisant, l'énergie des rayonnements insuffisante pour troubler l'édifice électronique d'un atome.



Figure(I.1): Classification du rayonnement

II. Section efficace d'interaction

La section efficace d'interaction (σ) caractérise la probabilité que se produise une interaction d'un type déterminé entre une particule incidente et une particule cible. Elle dépend de l'énergie de la particule incidente et de la nature de la particule cible. La Section efficace est proportionnelle au taux d'interaction. L'unité utilisée est le barn (10^{-24} cm^2) [2].

S'il y a plusieurs types d'interaction élémentaire alors la section efficace totale (Microscopique) s'écrit σ_{tot} :

$$\sigma_{\text{tot}} = \sum_i \sigma_i \quad (\text{I.1})$$

Où : σ_i est la section efficace de l'interaction de type i.

La section efficace macroscopique σ_{ma} (unité cm^{-1}) caractérise l'interaction d'un nombre de particules et un système de particule cible.

$$\sigma_{ma} = N_a \sigma \quad (I.2)$$

N_a : est le nombre de particule du système par cm^3 .

$$\sigma_{ma} (tot) = \sum_i \sigma_{ma} (i) \quad (I.3)$$

Où :

$\sigma_{ma}(i)$: Est la section efficace macroscopique de l'interaction type i.

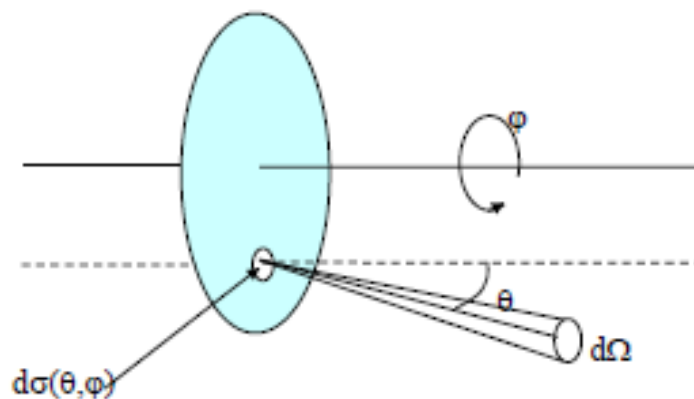
Si le système de particule cible est un mélange de particules différentes, alors la section efficace d'une interaction est :

$$\sigma_{ma} (tot) = \sum_i f_i \sigma_{ma}(i) \quad (I.4)$$

$f_i, \sigma_{ma}(i)$: sont respectivement la fraction massique et la section efficace macroscopique des particules type i.

➤ Section efficace différentielle

La distribution angulaire des particules diffusées peut apporter des informations sur l'interaction qui a eu lieu entre la particule projectile et la particule cible. Lorsqu'on s'intéresse aux particules diffusées dans une direction définie par (θ, ϕ) dans un angle solide élémentaire $d\Omega$ (coordonnées sphériques). On définit la section efficace différentielle $d\sigma(\theta, \phi)/d\Omega$ [3] :



Figure(I.2): Section efficace différentielle

La section efficace différentielle totale se calcule par :

$$\sigma = \int \frac{d\sigma(\theta, \varphi)}{d\Omega} d\Omega = \int_0^{2\pi} \frac{d\sigma(\theta, \varphi)}{d\Omega} \sin \theta \, d\theta d\varphi \quad (\text{I.5})$$

Si on considère la symétrie sphérique, les sections efficaces différentielles ne dépendent plus que de l'angle polaire de diffusion θ .

La détermination de la section efficace différentielle $ds/d\Omega$ donne accès aux caractéristiques de la particule cible après interaction.

Ainsi avec $d\sigma/d\theta$ et $d\sigma/dE$, il est possible de déterminer statistiquement la direction de propagation et l'énergie de la particule incidente après interaction.

III. Interaction des photons et des électrons avec la matière

III.1. Interaction des photons avec la matière

Les photons sont des rayonnements électromagnétiques sans masse en repos et très pénétrants dans la matière ; Chaque photon a une certaine probabilité d'interagir avec les électrons ou le noyau. les interactions qui peuvent avoir lieu sont l'effet photoélectrique, effet Compton, création de paires et diffusion Rayleigh:

a. L'effet photoélectrique

L'effet photoélectrique est l'émission par un matériau d'un électron se trouvant sur un atome qu'il constitue. Ce phénomène survient lorsque cet électron est exposé à la lumière ou à un rayonnement électromagnétique d'énergie $E = h\nu$ avec $E > E_l$.

E_l : est l'énergie de liaison de l'électron.

Cet électron est ensuite éjecté avec une énergie cinétique.

$$E_C = E - E_l \quad (\text{I.6})$$

L'électron éjecté perd alors son énergie par phénomène d'ionisation du milieu et une réorganisation du cortège électronique aura lieu pour combler la lacune sur la couche d'où l'électron a été expulsé.

Il en résulte essentiellement la réémission d'un photon de fluorescence, ainsi que la possibilité d'expulser un autre électron d'une couche encore plus périphérique qu'on appelle électron Auger [4].

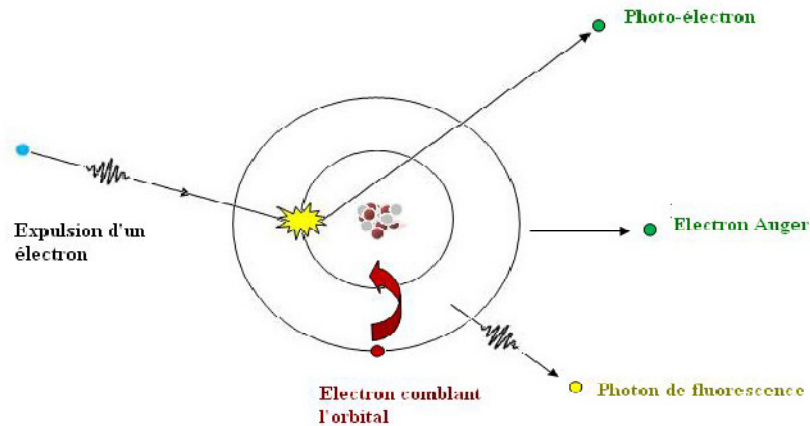


Figure (I.3): Représentation schématique de l'effet photoélectrique

$$\sigma_{ph} = \frac{Z^n}{E^{3,5}} \quad (I.7)$$

Avec n variant de 4 à 5.

Où :

Z : Est le numéro atomique de l'atome cible et E l'énergie du photon.

L'effet photoélectrique est le processus d'interaction prédominant des rayonnements X et γ de faibles énergies (<100 kV). Il est très favorisé dans les milieux de numéro atomique élevé et décroît très vite quand l'énergie augmente.

b. Effet Compton

L'effet Compton est le nom donné par les physiciens à la collision d'un photon et d'un électron : le photon rebondit sur un électron cible et perd de l'énergie alors que l'électron est mis en mouvement. Ces collisions produisent en sortie les mêmes particules que les particules mises en jeu dans l'effet Compton, et entrent en compétition avec l'effet photoélectrique lors de la traversée de la matière par des gammas. L'effet Compton contribue à l'atténuation du rayonnement gamma[4].

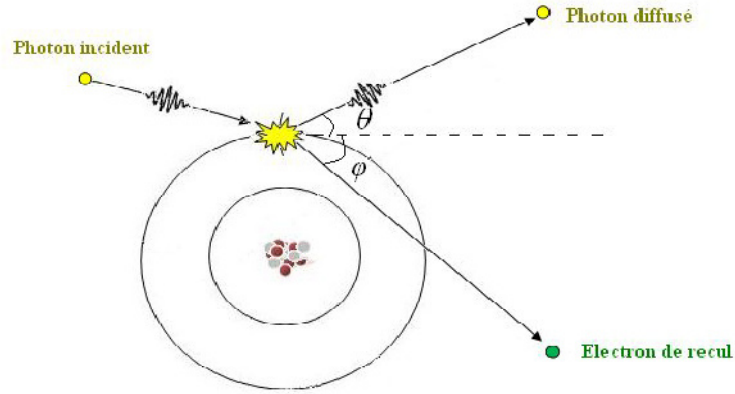


Figure (I.4): Représentation schématique de la diffusion Compton

En appliquant le principe de conservation de l'énergie et le principe de conservation de la quantité de mouvement, nous obtenons l'expression de l'énergie transférée à l'électron en fonction de l'énergie du photon incident :

$$E_e = \frac{E}{1 + \epsilon(1 - \cos \theta)} \quad \text{avec} \quad \epsilon = E/m_0 c^2 \quad (\text{I.8})$$

La section efficace différentielle de diffusion Compton (σ_{dc}) dans un angle solide élémentaire $d\Omega$ est donnée par la relation suivante :

$$\frac{d\sigma_{dc}}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} \left(\frac{E_e}{E} \right)^2 = \left(\frac{E}{E_e} + \frac{E_e}{E} - \sin^2 \theta \right) \quad (\text{I.9})$$

c. Création de paire (ou matérialisation)

Dans le champ électrique intense qui règne au voisinage du noyau, le photon peut se matérialiser sous forme d'un électron et d'un positon.

Cette matérialisation nécessite une énergie minimale du photon incident d'au moins 2 fois 511 keV, soit $E_{\min} = 1,02 \text{ MeV}$, correspondant à leurs masses, est dépensée pour créer l'électron et le positon. L'excédent d'énergie se répartit, sous forme d'énergie cinétique, entre les deux particules. La production d'une paire n'est donc possible que si l'énergie du photon est supérieure à $2m_e c^2$.

La conservation de l'énergie s'écrit :

$$E = 2E_0 + E_{e^-} + E_{e^+} \quad (1.10)$$

Où :

E_0 est l'équivalent énergétique de la masse de l'électron ($E_0 = m_e c^2 = 0,511 \text{ MeV}$), E_{e^+} et E_{e^-} sont respectivement les énergies cinétiques de l'électron et du positron.

L'électron et le positron sont ralentis dans la matière.

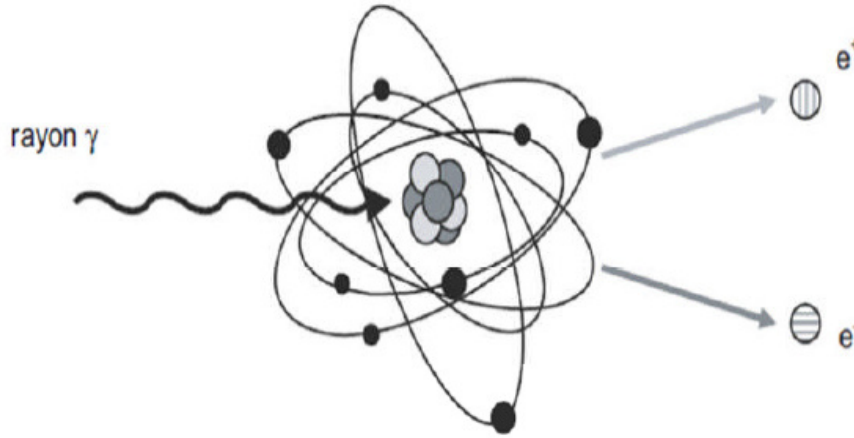


Figure (I.5): Création de paires

Les sections efficaces pour la création de paire est [5].

$$\sigma_{\text{pair}} = \begin{cases} \alpha r_0^2 Z^2 \left[\frac{28}{9} \log \left(\frac{2E_\gamma}{E_0} \right) - \frac{218}{27} \right] & \text{Si: } 2E_0 < E_\gamma < \frac{E_0}{\alpha} Z^{-1/3} \\ \alpha r_0^2 Z^2 \left[\frac{28}{9} \log \left(183Z^{-1/3} \right) - \frac{2}{27} \right] & \text{Si: } E_\gamma > \frac{E_0}{\alpha} Z^{-1/3} \end{cases} \quad (I.11)$$

d. Diffusion Rayleigh

Cette diffusion est aussi appelée diffusion cohérente. Le photon incident interagit avec tous les électrons de l'atome (a) qui se mettent à osciller en phase (b) avant d'émettre un photon de même énergie que le photon incident mais dans une direction quelconque (c). Ce phénomène est équivalent à un simple changement de direction du photon incident [6].

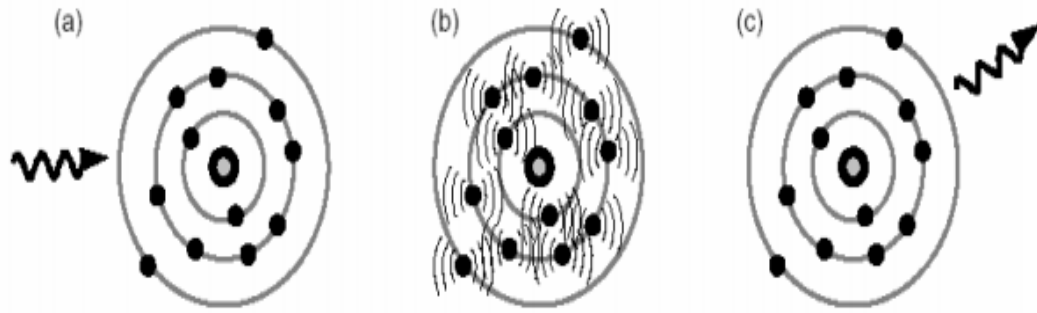


Figure (I.6): Les trois étapes de la diffusion Rayleigh.

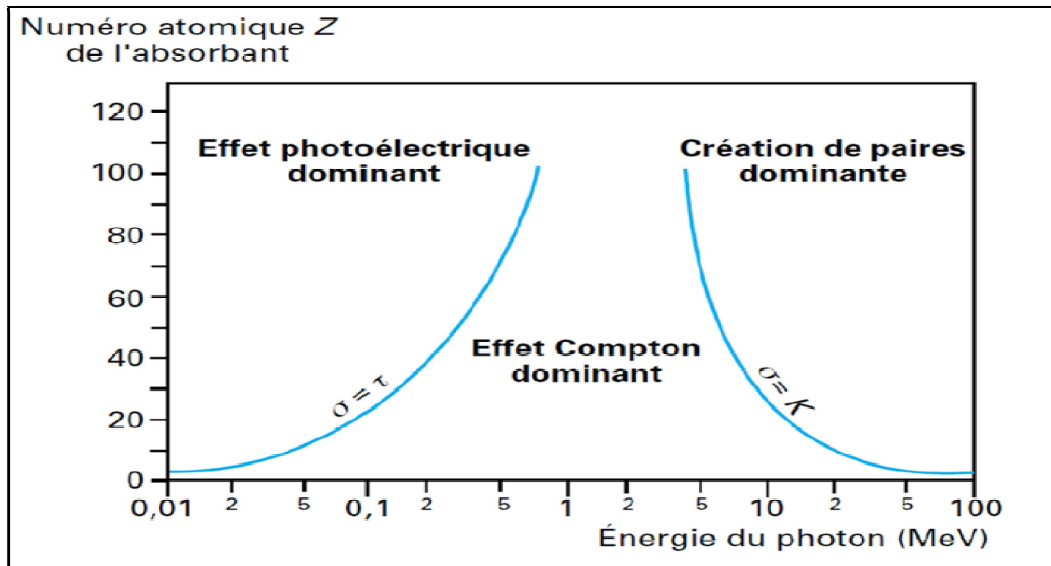
Remarque : la diffusion Rayleigh est négligeable pour les photons γ et X.

III .1.1. Domaine de prépondérance de chacun de ces effets

Selon les variations de l'énergie des photons incidents et du numéro atomique du matériau, la probabilité d'interaction par l'effet photoélectrique, la diffusion Compton et l'effet de matérialisation se distribue comme suit :

Pour les basses l'énergies ($< 180\text{keV}$), l'effet photoélectrique est dominant et le devient de plus en plus quand Z augmente. La courbe Γ souligne l'équiprobabilité entre l'effet photoélectrique et la diffusion Compton. Le domaine d'énergie dans lequel la diffusion Compton est prépondérante est d'autant plus important lorsque le numéro atomique du milieu est d'autant plus faible. Le long de la courbe Δ , la diffusion Compton et l'effet de production de paire ont la même probabilité.

A hautes l'énergies ($> 4\text{MeV}$), l'effet de matérialisation domine et sa probabilité d'interaction devient de plus en plus importante pour les matériaux lourds [7].



Figure(I.7): Illustration du domaine de prépondérance de l'effet photoélectrique, la diffusion Compton et de la production de paire

L'interaction des photons avec la matière a comme section efficace la somme de toutes les Sections efficaces des effets photoélectriques, Compton et création de paires respectivement σ_{ph} , σ_c et σ_{pair} . Elle est donnée par :

$$\sigma_{tot} = \sigma_{ph} + \sigma_c + \sigma_{pair} \quad (I.12)$$

III.1.2. Atténuation d'un faisceau de photon avec la matière

III.1.2.1. Loi d'atténuation

L'étude de probabilités d'interaction des photons avec la matière conduit à la définition des lois d'atténuation d'un faisceau de photons. Au contraire des particules chargées qui cèdent progressivement leur énergie à la matière au cours d'interactions successives, les rayonnements électromagnétiques disparaissent brutalement à la suite d'une interaction [8].

Dans le cas d'un faisceau parallèle mono énergétique (dont les rayonnements ont la même énergie), le nombre de rayons émergents N n'ayant subi aucune interaction dans la traversée d'un écran d'épaisseur x est lié au nombre de rayons incidents N_0 par une loi exponentielle décroissante :

$$N = N_0 e^{-\mu x} \quad (I.13)$$

Ou :

μ : Est le coefficient d'atténuation linéique dont la valeur dépend de l'énergie du rayonnement et de la nature de l'écran.

x : épaisseur de l'écran traversée.

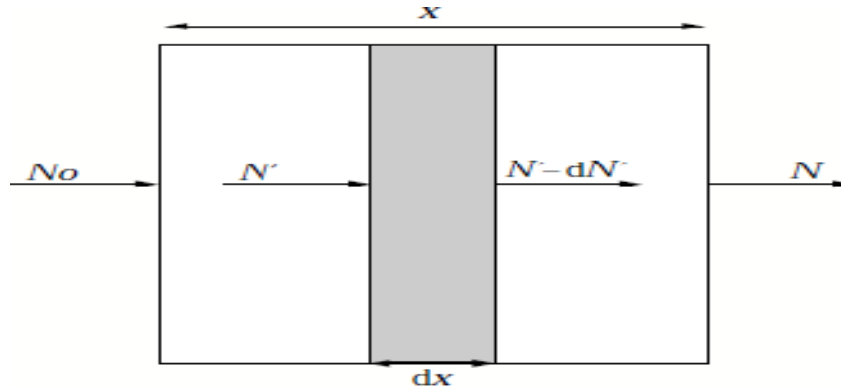


Figure (I.8): l'atténuation d'un faisceau de photons dans la matière.

III.1.2.2. Coefficient d'atténuation

a. Coefficient linéique d'atténuation

La probabilité d'interaction μ d'un photon par unité de longueur est appelée coefficient linéique d'atténuation. C'est le produit de la section efficace σ par la densité atomique n (nombre d'atomes par unité de volume) [1] :

$$\mu = n \sigma = \frac{dN'}{N' \cdot dx} \quad (\text{I.14})$$

Le coefficient linéique d'atténuation a la dimension de l'inverse d'une longueur (cm^{-1}); l'intégration de cette relation conduit à une loi exponentielle décroissante liant l'intensité du faisceau de photons émergeant du milieu sans y avoir interagi à l'épaisseur traversée x :

$$N = N_0 e^{-\mu x} \quad (\text{I.13})$$

b. Couche de demi-atténuation

Le coefficient linéique d'atténuation est inversement proportionnel à une grandeur appelée couche de demi-atténuation (CDA), qui est l'épaisseur de matériau nécessaire pour atténuer la moitié des photons incidents [1].

En effet on écrit :

$$\frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\mu \text{ CDA}} \quad (\text{I.15})$$

Avec :

$$\mu = \frac{\text{Ln } 2}{\text{CDA}} \quad (\text{I.16})$$

c. Coefficient d'atténuation massique

Afin de tenir compte de la densité d'un matériau, il est pratique d'utiliser la notion de coefficient d'atténuation massique $(\frac{\mu}{\rho})$ [9]:

Où :

ρ : Est la masse volumique du matériau.

Le coefficient d'atténuation massique a l'avantage d'être indépendant de l'état solide, liquide ou gazeux du matériau.

Dans ce cas, la loi d'atténuation s'écrit :

$$N(x) = N_0 E^{-\left(\frac{\mu}{\rho}\right) \rho x} \quad (\text{I.17})$$

Avec :

ρx : Masse par unité de surface du matériau considéré (unité : kg.m^2) .

d. Coefficient massique de transfert d'énergie d'absorption en énergie

Le coefficient de transfert massique d'énergie $(\frac{\mu_{tr}}{\rho})$ et le coefficient d'absorption massique d'énergie $(\frac{\mu_{ab}}{\rho})$ sont reliés par la relation suivante [1] :

$$\left(\frac{\mu_{ab}}{\rho}\right) = \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho}\right)(1 - g) \quad (\text{I.18})$$

$(\frac{\mu_{ab}}{\rho})$: Air est le coefficient d'absorption massique d'énergie de l'air pour l'énergie $h\nu$.

g : est la fraction de l'énergie de l'électron qui est perdue par le phénomène de bremsstrahlung.

Pour les matériaux de Z faible et l'énergie des photons inférieure à 1 MeV, La fraction $g \approx 0$.

$$\frac{\mu_{ab}}{\rho} \approx \frac{\mu_{tr}}{\rho} \quad (I. 19)$$

III.2. Interaction des électrons avec la matière

Les électrons sont des particules légères porteuses d'une charge électrique élémentaire, négative pour les négatons et positive pour les positons. Quand un électron traverse un milieu, il interagit soit avec les électrons constituant les atomes du milieu soit avec leur noyau. Ces interactions peuvent être divisées en deux catégories : collisions élastiques et inélastiques.

III.2. 1. Interaction élastique

Lors d'une interaction élastique, l'électron énergétique du faisceau primaire interagit avec un noyau des atomes du matériau irradié. Il ne perd pas, ou peu d'énergie mais il subit une diffusion élastique, c'est-à-dire que sa direction est modifiée, sans perte d'énergie. Cette interaction entre les deux particules chargées est de type coulombienne. Quelque soit le mécanisme d'interaction entre les particules chargées et la matière, il y a transfert progressif d'énergie et ralentissement des particules incidente [10].

Cette interaction a une section efficace :

$$\sigma_{\text{élastique}} = \frac{Z^2}{E^2} \quad (I. 20)$$

III.2.2. Interaction inélastique

Par contre, les interactions inélastiques se font entre électrons incidents et électrons atomiques. Celui-ci transfère alors une grande partie de son énergie. Plus le transfert est important, plus l'angle de diffusion est important [11].

Cette interaction a une section efficace :

$$\sigma_{\text{inélastique}} = \frac{Z}{E^2} \quad (I. 21)$$

a. Ionisation ou Excitation

- **L'ionisation**

L'énergie transférée par l'électron incident est supérieure à l'énergie de liaison de l'électron atomique. Ce dernier est donc expulsé de l'atome. Lors d'une ionisation, l'énergie cédée par l'électron incident est généralement faible par rapport à son énergie cinétique totale. On en déduit qu'il faudra un grand nombre d'interactions avant que l'électron n'ait épuisé toute son énergie cinétique, et qu'il s'arrête dans la matière [11].

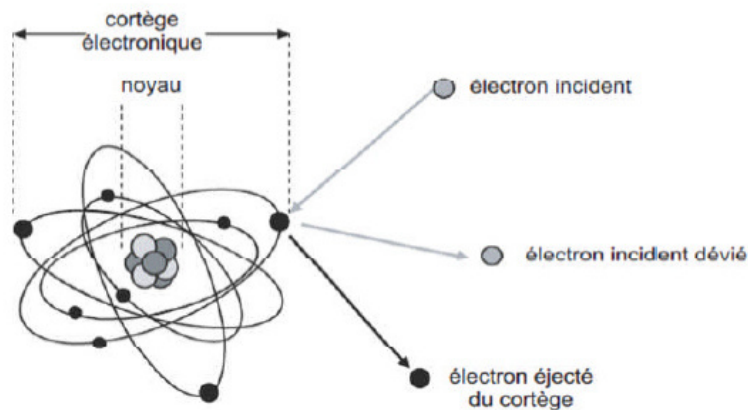


Figure (I.9): *phénomène Ionisation*

- **Excitation**

Dans ce cas, l'énergie transférée est exactement égale à la différence entre les énergies de liaison de deux couches électroniques. L'électron atomique saute sur une orbite correspondant à une couche électronique moins liée, on dit qu'il est excité. Cet électron va chercher à retrouver son niveau énergétique de départ. Lors de son retour à sa couche originelle, de l'énergie est libérée sous la forme d'un photon dont la valeur d'énergie dépendra de la différence entre les deux niveaux énergétiques. On parle de réarrangement du cortège électronique. Ce phénomène s'observe également dans le cas d'une ionisation où il aboutit généralement à une émission en cascade de rayonnements électromagnétiques et/ou électroniques de faibles énergies [11].

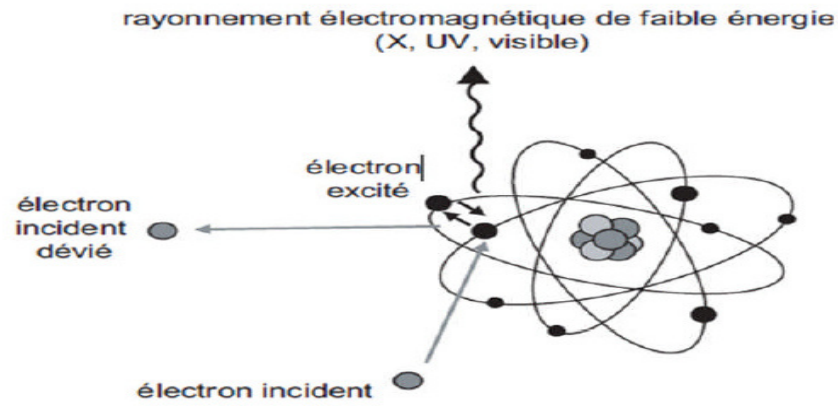
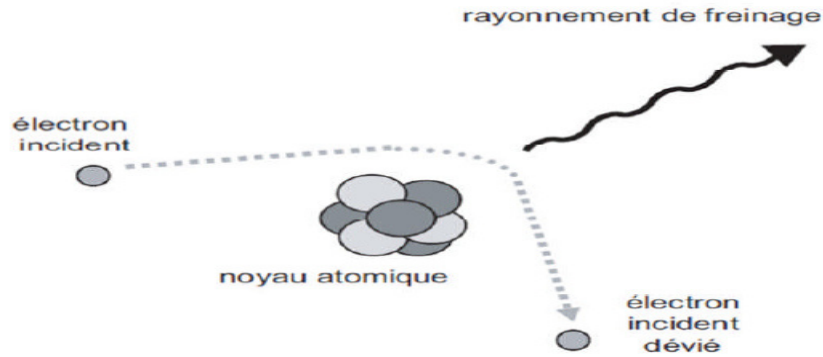


Figure (I.10): *phénomène Excitation*

b. Rayonnement de freinage

Plus rarement, les électrons incidents peuvent interagir avec les noyaux des atomes de la substance traversée. Ils subissent l'influence du champ coulombien du noyau : ils sont alors déviés et cèdent une partie de leur énergie au noyau. Cela se manifeste par un ralentissement ou freinage. L'énergie perdue est émise sous la forme de rayonnements X, dits de freinage [11].



Figure(I.11): *Rayonnement de freinage*

III. 2.3. Libre parcours moyen

Le libre parcours moyen noté λ est une grandeur ayant la dimension comme son nom l'indique d'une longueur et correspond à la distance moyenne que va parcourir la particule avant de subir une interaction [12].

$$\lambda = \frac{1}{\sigma \cdot n} \quad (\text{I. 22})$$

Ou:

σ : La section efficace d'interaction.

n : Le nombre de centre diffuseurs par unité de volume.

III.2.4. Le pouvoir d'arrêt des électrons

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

$$S = S_c + S_f \quad (\text{I. 23})$$

S_c : Le pouvoir d'arrêt par collision 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 [13].

$$S_c = \frac{\Delta E_c}{\Delta x} \quad (\text{I. 24})$$

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.

S_f : 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.

$$S_f = \frac{\Delta E_f}{\Delta x} \quad (\text{I. 25})$$

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

Δx : La longueur du parcours de la particule incidente dans la matière.

III.2 .5. Parcours des électrons dans la matière

Il s'agit de la distance parcourue par un électron dans un matériau jusqu' 'à ce qu'il perde toute son énergie. Le parcours peut donc être relié à la perte d'énergie :

$$R = \int_0^{E_0} \left(\frac{dE}{dx} \right)^{-1} dE \quad (\text{I. 26})$$

La trajectoire des électrons dans la matière est erratique du fait des interactions multiples aléatoires qu'ils subissent au fur et à mesure qu'ils traversent la matière. Il en résulte que la distance parcourue réelle est bien plus grande que la distance séparant le point d'entrée du point d'arrivée (où l'électron a perdu toute son énergie). On définit alors la profondeur de pénétration R_p qui correspond à la distance maximale moyenne parcourue par un électron [14].

IV. Grandeurs dosimétriques

Les études et les mesures des effets des rayonnements requièrent plusieurs caractéristiques concernant le champ d'irradiation dans le point d'intérêt. Dans cette partie nous définissons les paramètres dosimétriques qui suit :

a. L'exposition

L'exposition ne s'applique qu'à des rayonnements indirectement ionisants et parmi ceux-ci uniquement aux rayons X et γ .

Cette quantité d'exposition est définie par l'ICRU (International Commission on Radiation Unit and measurements) comme le quotient de la charge ΔQ par le volume d'air de masse Δm [15].

$$x = \frac{\Delta Q}{\Delta m} \text{ (unité } C.kg^{-1}) \quad (I.27)$$

Enceins unité utilisée est le Roentgen : $1R = 2.58.10^{-4} C.kg^{-1}$

Où ΔQ est la charge électrique totale de tous les ions d'un signe donné produits dans l'air quand tous les électrons secondaires libérés par les photons dans un volume d'air de masse Δm Sont complètement arrêtés par l'air.

Le débit d'exposition est défini comme étant le quotient dx par dt ; où dx est l'incrément d'exposition, dt l'intervalle de temps [1].

$$\dot{x} = \frac{dx}{dt} \quad (C.kg^{-1}S^{-1}) \quad (I.28)$$

b. Le kerma

Le kerma (Kinetic Energy Released in Matter), représente le transfert d'énergie à la matière à partir des particules non-chargées (ou indirectement ionisantes). Il est défini par le

rapport entre dE_{tr} et dm , ou dE_{tr} est une valeur prévisionnelle de la somme des énergies cinétiques initiales de toutes les particules ionisantes chargées et libérées par des particules incidentes ionisantes non-chargées dans un volume de masse dm de matière [2] :

$$K = \frac{dE_{tr}}{dm} \quad (I.29)$$

L'unité (J/kg) ou le (Gy)

Le Kerma s'applique quelle que soit la nature du rayonnement indirectement ionisant. Lorsque le milieu absorbant est l'air, on parle de Kerma et de débit de Kerma dans l'air, pour une source poly-énergétique.

Le débit de kerma est défini par le rapport entre dk et dt .

$$\dot{K} = \frac{dK}{dt} \quad (j.kg^{-1}.S^{-1}) \quad (I.30)$$

Où :

dK : Est l'incrément de kerma.

dt : L'intervalle de temps.

c. La dose absorbée

La dose absorbée est reliée à des quantités stochastiques de l'énergie impartie. Elle est définie comme le quotient dE par dm [1].

$$D = \frac{dE}{dm} \quad (j.kg^{-1}) \quad (I.31)$$

Où :

dE : Est l'énergie moyenne impartie par les radiations ionisantes.

dm : Unité de masse pour un volume fini V .

Le débit de la dose absorbée est défini comme étant le quotient dD par dt .

$$\dot{D} = \frac{dD}{dt} \quad (j.kg^{-1}.S^{-1}) \quad (I.32)$$

Où :

dD : est l'incrément de la dose.

dt : L'intervalle de temps

d. La dose équivalente

La dose équivalente H_T , qui est utilisée pour indiquer les implications biologiques de l'exposition aux rayonnements, intégrée sur le volume du tissu ou de l'organe, à des niveaux de doses absorbées D_T rencontrées en radioprotection. Cette grandeur limitative est donnée en Sievert(Sv) et a pour expression [16] :

$$H_T = D_T \cdot W_R \quad (I.33)$$

H_T : est la dose équivalente à l'organe T.

W_R : est le facteur de pondération pour le rayonnement R.

D_T : est la dose absorbée moyenne dans le tissu ou l'organe T, due au rayonnement R.

Le tableau (I.1) résume les valeurs de W_R en fonction du type de rayonnement et de son énergie.

Rayonnement et gamme d'énergie		Facteur de pondération radiologique W_R
Photons, toutes énergies		1
Electrons, toutes énergies		1
Neutrons	$E < 10 \text{ keV}$	5
	$10 \text{ keV} < E < 100 \text{ keV}$	10
	$100 \text{ keV} < E < 2 \text{ MeV}$	20
	$2 \text{ MeV} < E < 20 \text{ MeV}$	10
	$E > 20 \text{ MeV}$	5
Protons, autres que les protons de recul, d'énergie $> 2 \text{ MeV}$		5
Particules α , fragments de fission, ions lourds		20

Tableau(I.1): Facteurs de pondération de la qualité de rayonnement.

e. La dose efficace

La dose efficace E tient compte des sensibilités individuelles de chaque organe. Elle pondère la dose équivalente à l'organe H_T par des facteurs W_T pour les tissus, indépendant de l'énergie et du type de rayonnement et représentant la radiosensibilité des organes envisagés. La somme de ces facteurs W_T , correspondant au corps entier, est égale à l'unité [16].

La dose efficace E est définie par :

$$E = \sum_T W_T \cdot H_T \quad (\text{I. 34})$$

H_T : La dose équivalente à l'organe ou au tissu T (Sv),

W_T : est le facteur de pondération pour l'organe ou le tissu T .

Les valeurs de W_T , regroupées dans le tableau (I.2), résultent des dernières modifications réalisées par la CIPR dans son rapport 60.

Tissus ou organe	W_T
Gonades	0.2
Moelle rouge, colon, poumons, estomac	0.12
Vessie, seins, foie, œsophage, thyroïde	0.05
Peau, surface des os	0.01
Autre	0.05

Tableau (I.2): *Facteurs de pondération tissulaire.*

conclusion

Dans ce chapitre, on a rappelé les concepts de bases de l'interaction des photons et des électrons avec la matière tout en citant les grandeurs dosimétriques.

Dans le chapitre suivant, on présentera le principe de la radiothérapie, ses types et les accélérateurs linéaires utilisés.