

# **Interaction des photons et des électrons avec la matière**

### **Chapitre I : Interaction des photons et des électrons avec la matière**

#### **Introduction :**

On peut définir un rayonnement comme un mode de propagation de l'énergie dans l'espace, sous forme de particules ou de photons. Les rayonnements ne peuvent être caractérisés et détectés qu'à travers leurs interactions avec la matière dans laquelle ils se propagent. Ils peuvent céder au milieu traversé une partie ou la totalité de leur énergie. Le milieu absorbant subit donc des modifications dues à l'absorption des rayonnements. On effectue l'étude de l'interaction des rayonnements avec la matière offre la possibilité de déterminer avec succès des informations quantitatives et qualitative sur le rayonnement incident et ainsi de suite sur le milieu absorbant, et permis aussi de mesurer indirectement la dose déposée par ce rayonnement dans la matière et prendre en considération les limites de la radioprotection.

#### **I. Classification des rayonnements :**

Suivant leur nature et selon leurs effets sur la matière. Les rayonnements peuvent se classer en deux catégories, des rayonnements non ionisants (les ondes radio, les ultra-violet, le visible...etc.), et d'autres ionisants (leur énergie suffit pour ioniser des atomes) soit d'une forme directe (particules chargées lourdes ou légères) comme les  $\alpha$ , protons et les électrons, soit d'une forme indirecte (particules non chargées) comme les photons et les neutrons. La classification peut se schématiser comme suit

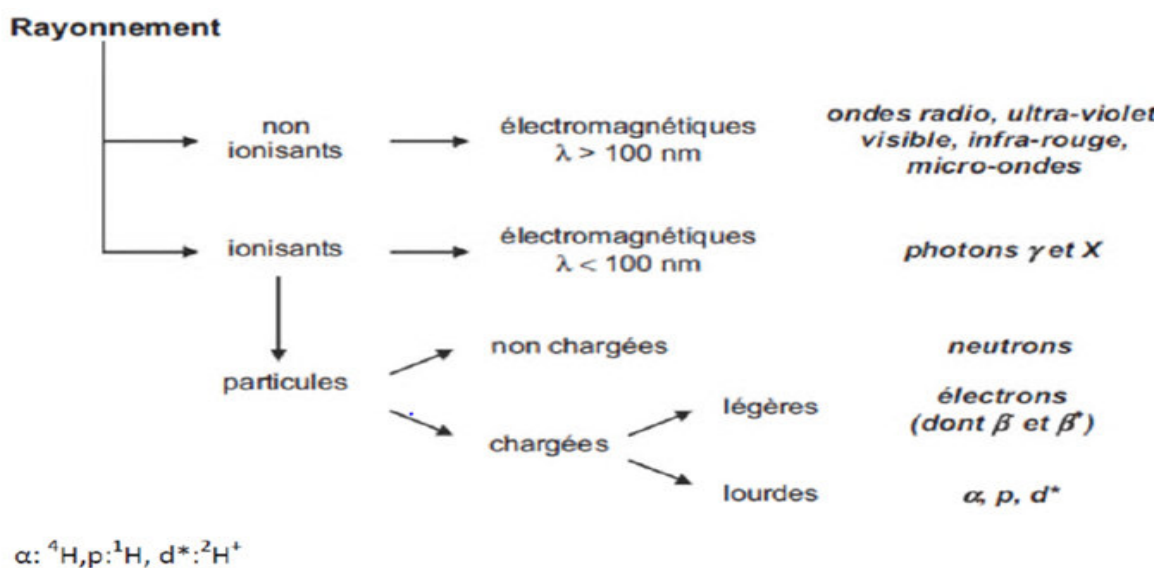


Figure (I.1): Classification des rayonnements

**a) Les rayonnements directement ionisants :**

Sont des particules chargées qui délivrent leur énergie directement à la matière, par le jeu des forces coulombiennes s'exerçant avec les atomes du milieu. Les transferts d'énergie dépendent des masses des particules en mouvement et il y a lieu de distinguer les particules chargées lourdes (proton, deuton, alpha, ions lourds) et légères comme des électrons [1].

**b) Les rayonnements indirectement ionisants :**

Les rayonnements indirectement ionisants sont des rayonnements électromagnétiques. En effet lors de leurs interactions, ils mettent en mouvement des électrons, lesquels vont ioniser la matière selon les phénomènes d'ionisation et d'excitation [2].

**II. La section efficace d'interaction :**

La section efficace souvent noté  $\sigma$ , est une grandeur physique correspondant à la probabilité d'interaction d'une particule pour un évènement donné. L'unité couramment employée est le barn [3] :

$$1 \text{ barn} = 10^{-28} \text{ m}^2.$$

Chaque modes d'interaction, est associée une section efficace, qui dépend de l'énergie des photons incidents et du numéro atomique  $Z$  du matériau traversé.

### ✓ La 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 (par exemple sur la forme de potentiel d'interaction). Lorsqu'on s'intéresse aux particules diffusée dans une direction définie par  $(\Theta, \phi)$  dans un angle solide élémentaire  $d\Omega$  (coordonnées sphérique), on définit la section efficace différentielle  $d\sigma(\Theta, \phi)/d\Omega$ . [3]

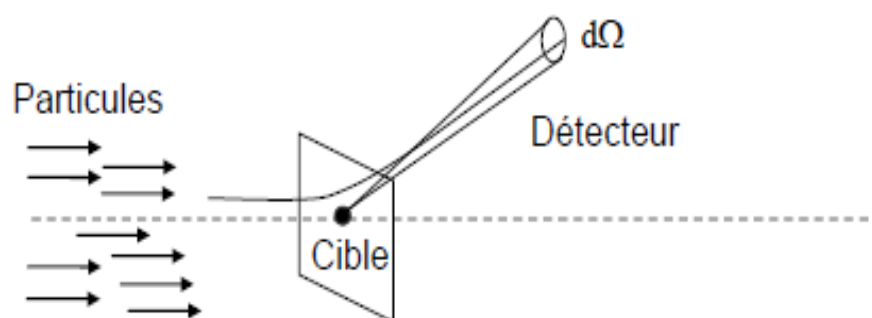


Figure (I.2): Section efficace différentielle

La section efficace totale se calcule par :

$$\sigma_{\text{tot}} = \int \frac{d\sigma(\Theta, \phi)}{d\Omega} d\Omega = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \frac{d\sigma(\Theta, \phi)}{d\Omega} \sin \Theta d\Theta d\phi \quad (\text{I.1})$$

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

La détermination de la section efficace différentielle  $d\sigma/d\Omega$  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 incident après interaction [3].

### III. Interaction photon avec la matière :

Du à leur absence de masse, les rayonnements électromagnétiques sont très pénétrants dans la matière. Cela veut donc dire que leurs interactions avec la matière ont un caractère rare ou aléatoire par rapport à celles des particules chargées que l'on qualifié souvent d'interactions obligatoires. De ce fait, leur parcours sera très important [2].

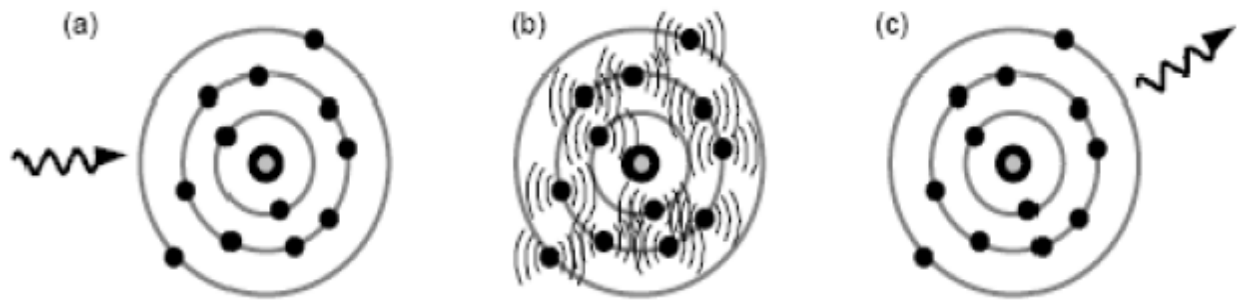
#### III.1 L'interaction élémentaire des photons avec la matière :

Le terme « photon » s'applique aux rayonnements électromagnétiques émis par exemple dans les transitions nucléaires « Rayons  $\gamma$  » ou dans les transitions atomiques « Rayons X ... ». Lors de la traversée d'un milieu matériel quelconque, tout photon a une certaine probabilité d'interagir avec ce milieu, Cette interaction peut être classée selon :

- la nature d'interaction : photon/électron ou photon/noyau.
- le type de l'événement produit : l'absorption, la diffusion ou la production des paires [1].

##### a. La 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. [4]



**Figure (I.3):** Lors d'une diffusion Rayleigh, un photon est absorbé par les électrons d'un atome (a). le champ électrique va déformer le nuage électronique de l'atome (b), qui émet ensuite un photon de même énergie que le photon incident (c).

On note que la diffusion Rayleigh est négligeable pour les rayons X.

### b. L'effet photoélectrique :

L'effet photoélectrique est découvert par H. Hertz en 1887 et a été analysé par A. Einstein en 1905 (Prix Nobel). Lors de ce processus, un photon incident d'énergie  $E$  interagit avec un électron d'un atome cible. Dans cette interaction le photon cède à l'électron une énergie supérieure à son énergie de liaison. Celle-ci est absorbée totalement en donnant lieu à un cation et un électron, qui sera éjecté de l'atome avec une énergie cinétique  $E_c$  égale à la différence entre l'énergie du photon incident  $E_\gamma$  et l'énergie de liaison  $E_l$  [4].

$$E_c = E_\gamma - E_l = h\nu - E_l \quad (I.2)$$

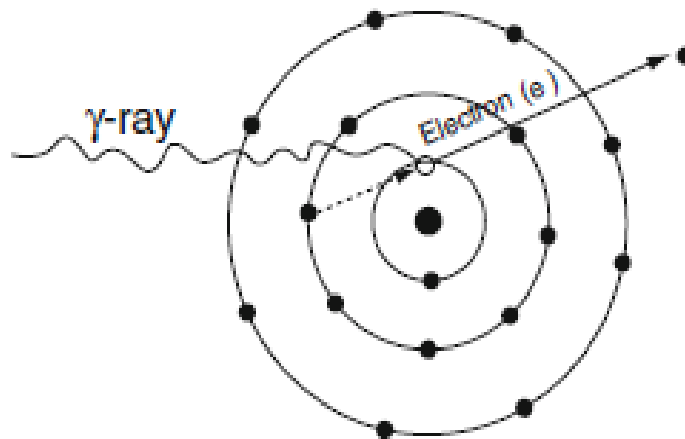
Ce processus concerne les électrons atomiques principalement les couches électroniques profondes K et L. 80% de l'effet photoélectrique se produit avec des électrons de la couche K.

Ces dernières sont émises dans toutes les directions de l'espace, mais avec une direction préférentielle qui dépend de l'énergie  $E$  du photon incident. Pour les photons de basses énergies, la distribution est pratiquement symétrique par rapport à  $\Theta = 90^\circ$ , où  $\Theta$  est l'angle entre la direction du photon et celle de l'électron émis. Lorsque  $E$  croît,

$\Theta$  diminue. Ainsi lorsque l'énergie du photon est élevée, les électrons sont émis dans la même direction que le photon incident [4].

La section efficace d'interaction d'effet photoélectrique est donnée par :

$$\sigma_{\text{ph}} = \frac{Z}{E} \ln E \quad (\text{I.3})$$



**Figure (I.4) :** Effet photoélectrique.

Lorsque, l'électron est expulsé de l'atome. Il s'ensuit donc un réarrangement du cortège électronique, le site laissé vacant par l'électron peut être repeuplé par des électrons des couches externes. Ce remplacement s'accompagne d'une libération d'énergie qui peut être :

- soit émise sous la forme d'un photon de fluorescence (visible ou ultraviolet) si l'énergie du rayonnement incident est modérée.
- soit émise sous la forme d'un photon X (fluorescence X), si l'énergie de transition est élevée (inférieure à 100keV), il peut être capturé par l'atome lui-même et provoquer l'éjection d'un électron périphérique : c'est l'émission Auger [4].

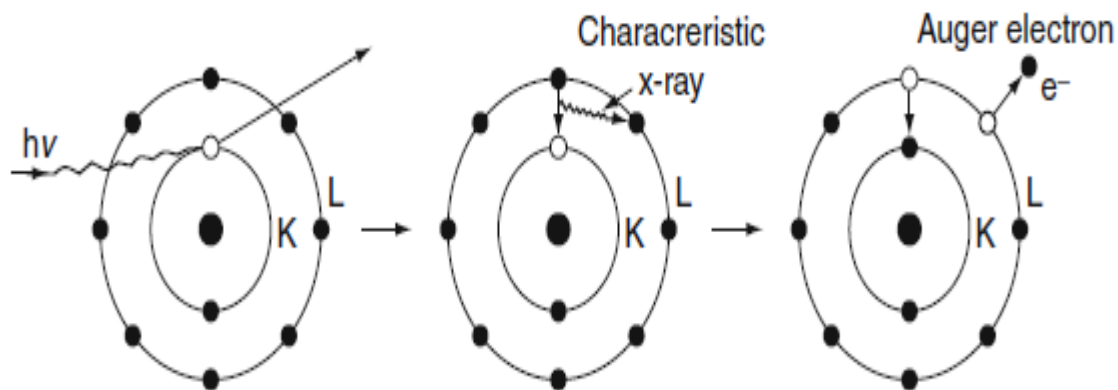


Figure (I.5) : Phénomènes de fluorescence et émissions Auger.

### c. diffusion Compton :

L'effet Compton résulte de l'interaction entre un photon incident et un électron quasi libre (très peu lié) du cortège atomique qui est éjecté. L'énergie restante est emportée par le photon diffusé. Il y a donc diffusion du photon incident avec une perte d'énergie et un changement de direction selon une collision inélastique et ionisation de l'atome. Les lois de conservation de l'énergie et de la quantité du mouvement nous permettent d'obtenir l'énergie  $h\nu'$  du photon diffusé et celle de l'électron  $T_{e^-}$ . [5]

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \eta(1 - \cos \theta)} \quad (I.4)$$

et

$$T_{e^-} = h\nu \frac{\eta(1 - \cos \theta)}{1 + \eta(1 - \cos \theta)} \quad (I.5)$$

Avec:  $\eta = h\nu / m_e c^2$  et  $m_e c^2 = 511 \text{ keV}$ .

$\theta$ : l'angle de diffusion.

La section efficace d'interaction d'effet Compton est donnée par :

$$\sigma_c = \frac{8\pi r_e^2}{3} \frac{Z^2}{(137)^2} 4\sqrt{2} \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-7/2} \quad (I.6)$$

Où  $r_e$  est le rayon classique de l'électron.



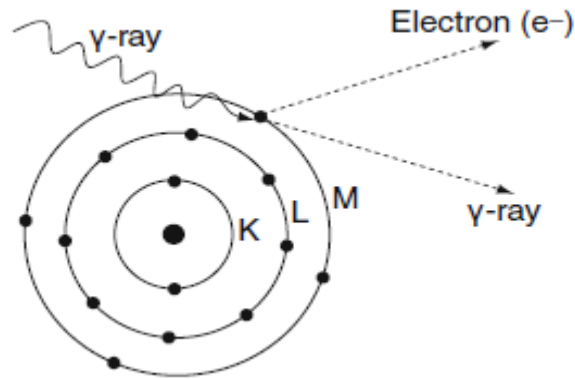


Figure (I.6) : Diffusion Compton

#### d. La création de paires :

Ce phénomène se produit à des énergies de photons incidents supérieures à  $m_e c^2$ , soit 1.022 MeV. Il consiste en la disparition d'un photon au voisinage d'un noyau atomique et la production d'une paire positron-électron. Le processus de création de paires varie pratiquement comme  $Z^2$  ( $Z$  est le numéro atomique du noyau avec lequel le photon entre en choc). Dans la pratique, ce processus ne devient important que pour des énergies supérieures à  $4m_e c^2$ . A la fin de son parcours, le positron interagit avec un électron et s'annihile, ce qui provoque l'émission de deux photons de 511 keV. Les lois de conservation du moment cinétique font que ces deux photons sont émis dans des directions opposées. La conservation de l'énergie s'écrit:[5]

$$E = 2E_0 + T_{e^+} + T_{e^-} \quad (I.7)$$

$T_{e^-}$ ,  $T_{e^+}$  sont respectivement les énergies cinétiques de l'électron et du positron.

La section efficace d'interaction de création de pair est donnée par :

$$\sigma_{\text{pair}} = \frac{28}{9} Z^2 a^3 \left( \frac{\hbar c}{m_e c} \right)^2 \left[ \ln \frac{183}{Z} - \frac{2}{7} \right] \quad (I.8)$$

$\hbar$ : la constante de Planck.

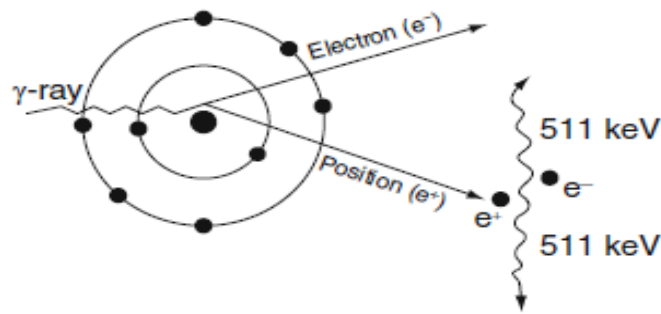


Figure (I.7):Création de pair.

Remarque: la création de pair est négligeable pour les rayons X et prédominante pour les photons  $\gamma$  d'énergie supérieure ou égale à 1,022 MeV.

## III.2 L'interaction globale d'un faisceau de photons :

L'importance relative des différents types d'interaction se détermine par la valeur des différentes composantes de la section efficace, en fonction de l'énergie de la radiation  $E$  et du numéro atomique du milieu  $Z$ , Ceci permet de définir trois zones :

- L'effet photoélectrique prédomine à basse  $E$  et  $Z$  élevé.
- L'effet Compton prédomine à  $Z$  bas.
- La création de paires prédomine à hautes énergie et  $Z$  élevé (pour des énergies supérieures à 4 MeV, l'effet de matérialisation domine et sa probabilité d'interaction devient de plus en plus importante pour les matériaux lourds) [3].

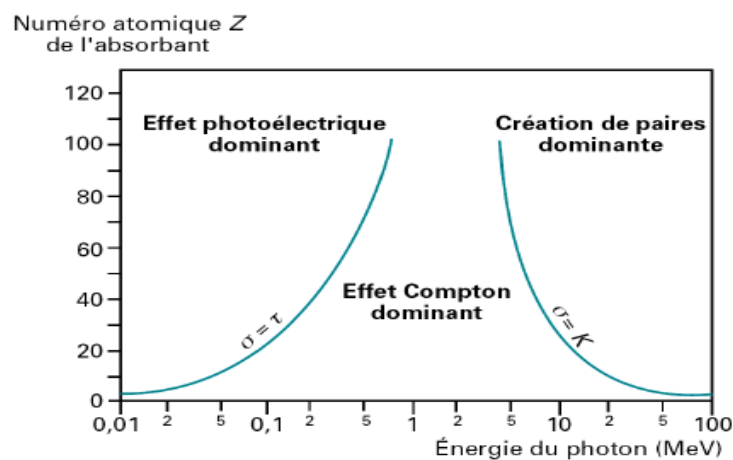


Figure (I.8):Prépondérance des différentes interactions des photons.

### III.2.1 L'atténuation d'un faisceau de photon dans la matière :

Lorsqu'un faisceau de rayons X ou  $\gamma$  d'intensité  $I_0$ , traverse un milieu matériel d'épaisseur  $x$ , l'atténuation de ces photons par la matière et essentiellement dépend de l'énergie des photons incident et aussi de caractéristiques de milieu traversée qui est proportionnel à l'intensité de faisceau transmis  $I(x)$ . Si le milieu absorbant est constitué de tissus corporels, une énergie suffisante peut se déposer dans les cellules, détruisant leur capacité de reproduction. Cependant, la plupart de l'énergie absorbée est convertie en chaleur, ne produisant aucun effet biologique.

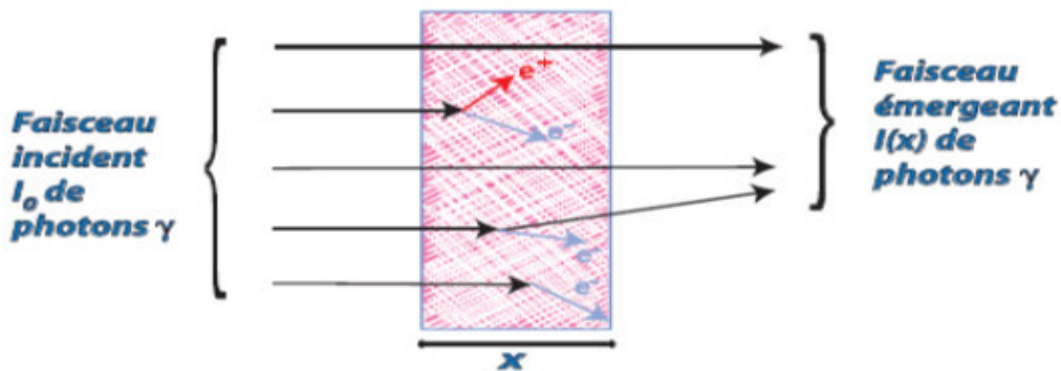


Figure (I.9): L'atténuation d'un faisceau de photon dans la matière.

La loi d'atténuation d'un faisceau mono énergétique et parallèle dans un milieu homogène est donnée par la relation :

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x} \quad (\text{I.9})$$

$I_0$ : l'intensité des photons du faisceau incident.

$I(x)$ : l'intensité de photons sortant d'un milieu absorbant d'épaisseur  $x$ .

$\mu$  : le coefficient d'atténuation linéaire.

Il représente la probabilité d'interaction par unité de longueur elle dépend de la nature du matériau et de l'énergie du photon incident.

La section efficace d'interaction est directement proportionnelle au coefficient d'atténuation linéique.

$$\mu = n \sigma_{\text{tot}} \quad (\text{I.10})$$

$n$  : est le nombre de noyaux de l'atome cible [6].

## Chapitre I : Interaction des photons et des électrons avec la matière

---

$$\sigma_{\text{tot}} = \sigma_{\text{ph}} + \sigma_{\text{c}} + \sigma_{\text{pair}} \quad (\text{I.11})$$

$\sigma_{\text{tot}}$  : la somme de toutes les sections efficaces des différents processus. [1]

On définit aussi un coefficient massique d'atténuation  $\mu_m$  qui dépend de la densité de matière  $\rho$  :

$$\mu_m = \frac{\mu}{\rho} \quad (\text{I.12})$$

$\mu_m$  : à la dimension d'une surface par unité de masse ( $\text{cm}^2/\text{g}$ ).

On peut définir, pour chacune des principales interactions mentionnées, un coefficient d'atténuation particulier et on examine son évolution en fonction de l'énergie  $E$  des photons. [4]

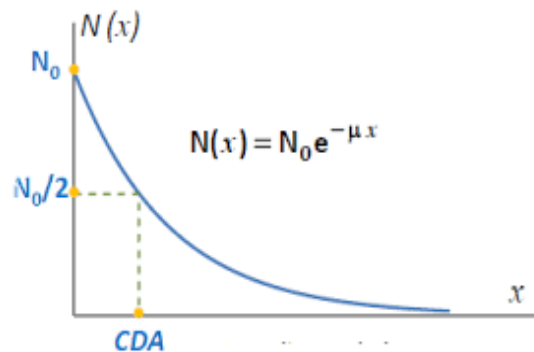
### a) La couche de demi-atténuation (CDA) :

C'est l'épaisseur nécessaire pour atténuer de moitié le nombre de photons incidents.

Pour une épaisseur  $x=1$  CDA, on a :

$$\text{CDA} = \text{Ln } 2/\mu \quad (\text{I.13})$$

Le CDA représente une caractéristique des différents matériaux vis-à-vis des rayonnements électromagnétiques. [1]



**Figure (I.10) :** Courbe d'atténuation des rayonnements électromagnétiques dans la matière.

### b) Le libre parcours moyen :

Au contraire des particules chargées qui cèdent progressivement leurs énergies à la matière et qui subissent tout au long de leur trajectoire des collisions avec les atomes du milieu et se ralentissent, les photons n'interagissent que très peu avec la matière. De plus, il existe une probabilité de 74% pour qu'un photon traverse un

## **Chapitre I : Interaction des photons et des électrons avec la matière**

---

épaisseur dans la matière sans interaction. Par exemple un photon de 1MeV peut traverser 1cm de germanium sans voir aucune interaction. Ainsi, les photons gamma parcourent des grandes distances entre deux collisions. Toutefois, ils peuvent perdre en une seule collision une grande partie ou la totalité de leur énergie et disparaissent brutalement. C'est pourquoi on ne parle pas ni de parcours des photons dans la matière ni de ralentissement mais plutôt de leur libre parcours moyen  $\lambda$ , qui est la distance moyenne parcouru par un photon avant la première interaction [4].

$$\lambda = \frac{1}{\mu} = \frac{1}{\left(\frac{\mu}{\rho}\right)\rho} \quad (\text{I.14})$$

Avec :  $\mu$ : le coefficient d'atténuation linéique.

$\rho$ : La densité volumique du matériau traversée.

### **IV. Interaction des électrons avec la matière :**

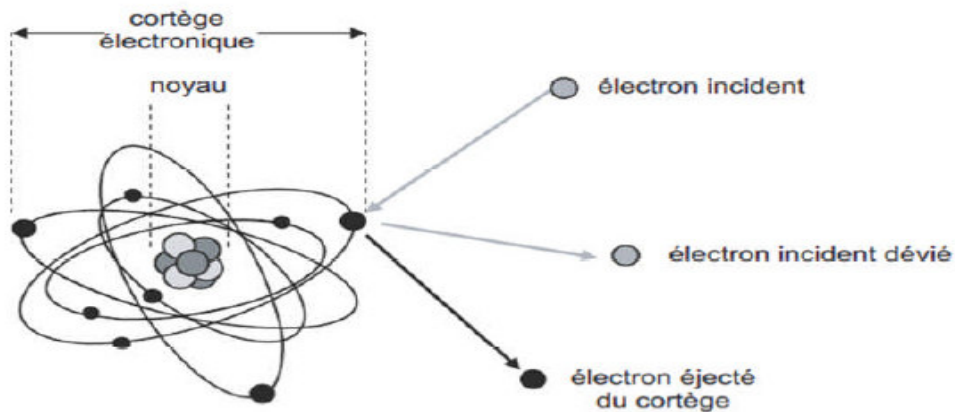
Les électrons sont des particules légères porteuses d'une charge électrique élémentaire, négative pour les négatons et positive pour les positons. Les électrons en mouvement dans un milieu matériel perdent leur énergie cinétique au cours d'interactions avec les atomes du milieu traversé. Deux cas de figure peuvent se présenter : les électrons agissent soit avec les électrons des atomes constituant le milieu, soit avec leur noyau [4].

#### **✓ Interaction électron-électron :**

Les interactions inélastiques correspondent aux collisions des électrons incidents avec les électrons atomiques. Elles amènent l'atome dans un état excité suite à une perte d'énergie de l'électron incident [3].

#### **a. Ionisation :**

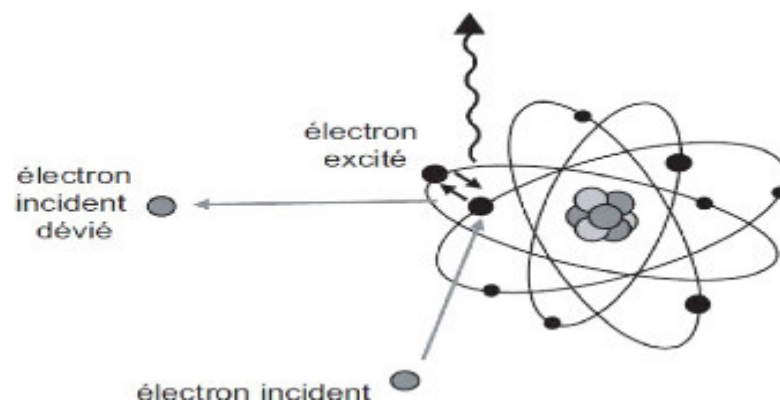
Dans ce phénomène l'énergie transférée par l'électron incident est supérieure à l'énergie de liaison de l'électron atomique. Ce dernier est donc expulsé de l'atome. Lors d'une ionisation, l'énergie cédée par l'électron incident est généralement faible par rapport à son énergie cinétique totale. On en 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 [4].



**Figure (I.11) :**Phénomène d'ionisation.

### b. l'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 [4].



**Figure (I.12) :** Phénomène d'excitation

### ✓ Interaction électron-noyau

#### c. Rayonnement de freinage :

Lorsque un flux d'électrons de forte énergie (supérieure à 1 MeV) traversant une matière constituée d'atomes lourds (numéro atomique Z élevé). Ces électrons 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. (Rayonnement de Bremsstrahlung en allemand) [2].

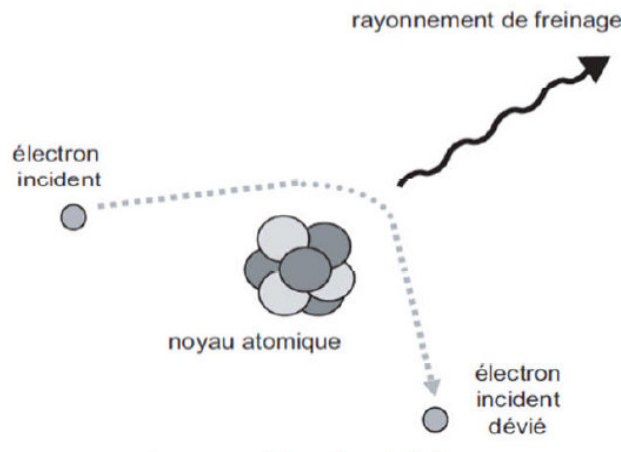


Figure (I.13) : Phénomène de freinage.

## IV.1 Le pouvoir d'arrêt et le parcours moyen des électrons

### a. Le pouvoir d'arrêt :

Le pouvoir de pénétration d'une particule dans un milieu est donné par l'énergie progressivement perdue par la particule incidente après interaction avec les atomes de la matière traversée.

Si  $dE$  est la quantité d'énergie perdue par un électron en traversant l'épaisseur  $dx$  de matériau de densité  $\rho$  [g.cm<sup>-3</sup>], le pouvoir d'arrêt massique totale  $S_{\text{tot}}$  est défini par : [6]

$$S_{\text{tot}} = S_{\text{coll}} + S_{\text{rad}} = \frac{1}{\rho} \left[ \left( \frac{dE}{dx} \right)_{\text{coll}} + \left( \frac{dE}{dx} \right)_{\text{rad}} \right] \quad (\text{I.15})$$

## Chapitre I : Interaction des photons et des électrons avec la matière

---

Ou  $S_{cool}$  et  $S_{rad}$  sont les pouvoir d'arrêt massique par collisions et freinage [Mev.cm<sup>2</sup>/g].

(dE/ dx) :le pouvoir linéique de ralentissement de l'électron.

Le pouvoir d'arrêt est généralement exprimé en MeV/cm et caractérise le ralentissement de l'électron dans le milieu, celui-ci peut être calculé par la formule de Bethe-Bloch

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi}{me c^2} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \left[\ln\left(\frac{mec^2\beta^2}{I(1-\beta^2)}\right) - \beta^2\right] \quad (I.16)$$

La valeur moyennede la perte d'énergie par collision (ionisations et excitations) est donnée par la formule de Bethe-Bloch relativiste, simplifiée pour les énergies cinétiques de l'électron non relativiste :

$$\frac{dE}{dx} = 0.15 \frac{Z}{A\beta^2} \ln \left[ \frac{\alpha^2(\alpha+2)}{2Imc^2} \right] \quad (I.17)$$

Avec A : masse atomique du milieu.

Z : le numéro atomique du milieu.

I : le potentiel moyen d'excitation du milieu.

$\epsilon$ :la permittivité du vide.

e : la charge élémentaire de l'électron,

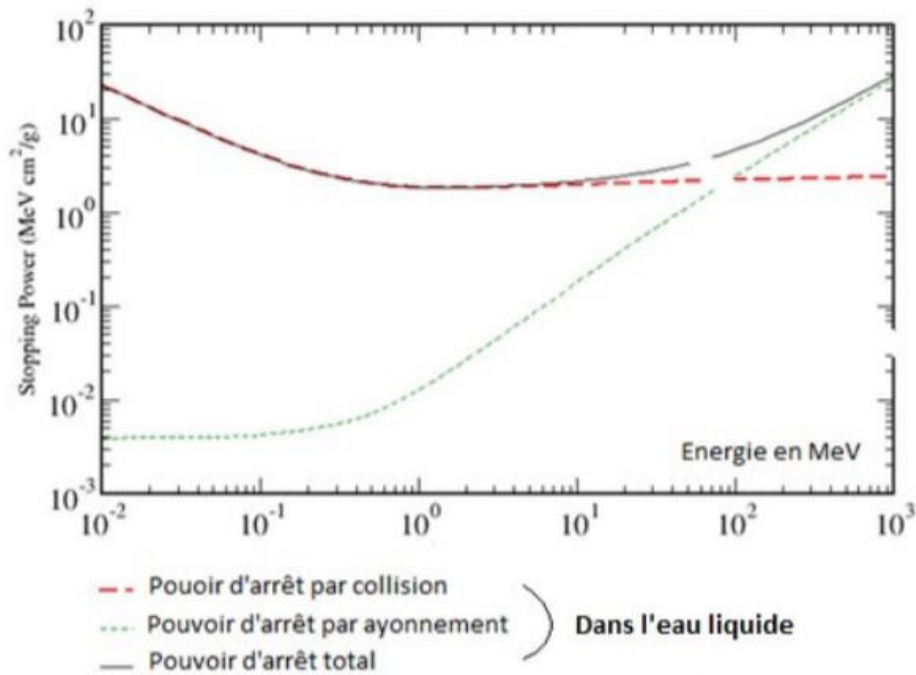
$m_e$ :la masse de l'électron.

c : la vitesse de la lumière dans le vide.

$$\alpha = \frac{E}{me c^2} \quad (I.18)$$

$$\beta = \frac{\alpha(\alpha+2)}{\alpha+1} = \frac{v}{c} \quad (I.19)$$





Figure(I.14) : Pouvoir d'arrêt des électrons dans l'eau.

### b. Le parcours moyen des électrons :

Défini comme la distance parcouré au-dela de laquelle des particules sont totalement absorbées par la matière.

$$R = \int_0^R dx = \int_0^E \left(\frac{dE}{dx}\right)^{-1} dE \quad (I.20)$$

La trajectoire des électrons dans la matière est erratique du fait des interactions multiples aléatoires qu'ils subissent au fur et à mesure qu'il traversent la matière. [6]

## V. Dosimétrie des rayonnement

### V.1 Les grandeurs dosimétriques :

Pour caractériser les rayonnements ionisants et leurs effets sur la matière biologique, différentes grandeurs sont utilisées en imagerie médicale qui seront introduites ici les notions fondamentales de l'exposition, kerma, la dose (absorbée, équivalente, efficace) [6].

### a) L'exposition :

L'exposition ne s'applique qu'à des rayonnement indirectement ionisant est parmi ceux-ci uniquement aux rayons X et gamma dans l'air. Cette quantité d'exposition est définie par l'ICRU(internationale comiston en radiation units and measurements) comme le quotient de la charge  $\Delta Q$  par le volume d'air de masse  $\Delta m$ .

$$X = \frac{\Delta Q}{\Delta m} \quad (I.21)$$

l'unité : C.Kg<sup>-1</sup>

l'ancienne unité utilisée était le Roentgen (R) : 1R=2.58 10<sup>-4</sup> C.Kg<sup>-1</sup>

où  $\Delta Q$ , est la charge électrique total de tous ions d'une signe donné produits dans l'air qaund tous les électrons secondaires libérés par les photons dans un volume d'air de masse  $\Delta m$  sont complètement arrêtés par l'air. [7]

### b) Kerma :

Le kerma (K) (kinetic energy released in material), défini uniquement pour les rayonnements indirectement ionisants, a pour définition : [1]

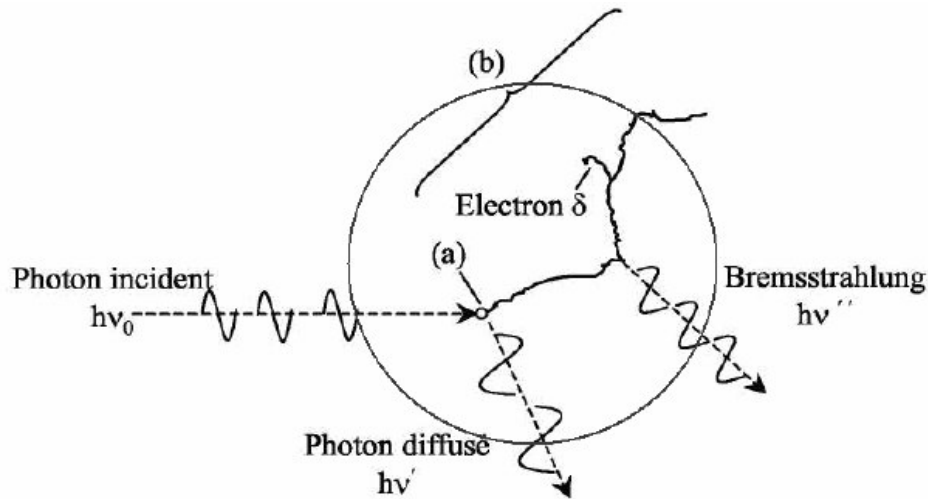
$$K = dE_{tr}/dm \quad (I.22)$$

Et s'exprime en gray (Gy).

$dE_{tr}$  est la somme des énergies cinétiques initiales de toutes les particules chargées (électrons) mises en mouvement par les photons dans un élément de volume de masse  $dm$ .

Le kerma est ainsi défini en fonction de la fluence  $\phi$  et de coefficient d'atténuation massique ( $\frac{\mu}{\rho}$ ) comme suite : [6]

$$K = \phi E \left( \frac{\mu}{\rho} \right) [\text{Gy}] \quad (I.23)$$



**Figure(I.15):** Représentation schématique du transfert d'énergie d'un photon au milieu traversé.

### c) Dose absorbée :

La dose absorbée correspond à la quantité d'énergie cédée par unité de masse de matière exposée aux rayonnements. Dans un milieu exposé aux rayonnements ionisants, la dose absorbée  $D$  en un point déterminé est donnée par la relation :

$$D = dE/dm \quad (\text{I.24})$$

Dans laquelle  $dE$  est l'énergie cédée par les rayonnements à l'élément de matière de masse  $dm$  entourant le point considéré, c'est-à-dire la différence entre la somme des énergies des rayonnements qui ont pénétré dans l'élément de matière et la somme des énergies qui en sont ressorties.

D'après cette relation, dans le système international (SI) de mesures, une dose absorbée se mesure en joule par kilogramme. [1]

Par définition : 1 gray (Gy) = 1 joule par kilogramme ( $\text{J.kg}^{-1}$ )

Une unité historique est encore utilisée, le rad :

$$1 \text{ Gy} = 100 \text{ rad. Rad} = 10^{-2} \text{ Gy} = 10 \text{ mGy.}$$

### ➤ Débit de dose absorbée:

On définit le débit de dose absorbée comme étant les variations respectivement de la dose ( $dD$ ) par intervalle de temps  $dt$  :

$$\dot{D} = dD/dt \quad (\text{I.25})$$

## Chapitre I : Interaction des photons et des électrons avec la matière

Ils s'expriment en Gy.S<sup>-1</sup> ou en multiples et sous-multiples de ces unités. [1]

### V.2 Grandeur de protection

#### a) La dose équivalent :

Est défini comme la dose absorbée mesurée pour établir le degré des effets biologique des différents rayonnements exprimé en (Sv).

$$H = \sum W_r \cdot D_{TR} \quad (I.26)$$

$D_{TR}$  : Dose absorbée moyenne du rayonnement pour l'organe ou le tissu.

$W_r$  : facteur de pondération radiologique. [6]

Rayonnement	$W_r$
Electromagnétique (X, $\gamma$ )	1
Electrons et $\beta$	1
Protons	2
Neutrons (selon l'énergie)	2,5 à 20
Alpha	20

Tableau(I.1) : Facteurs de pondération des rayonnements ( $W_r$ ).

#### b) La dose efficace:

C'est la dose équivalente mesurée pour déterminer la sensibilité de différents tissus aux rayonnements exprimé en (Sv). [6]

$$D_{\text{eff}} = \sum W_t \cdot H_T \quad (I.27)$$

$W_t$  : facteur de pondération tissulaire.

Tissu ou organe	$W_t$	$\Sigma W_t$
Côlon, estomac, moelle osseuse, poumon, sein, autres tissus ou organes (ensemble)	0,12	0,72
Gonades	0,08	0,08
Foie, œsophage, thyroïde, vessie	0,04	0,16
Cerveau, glandes salivaires, peau, surface osseuse	0,01	0,04
Total		1

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

## **Chapitre I : Interaction des photons et des électrons avec la matière**

---

### **Conclusion :**

Dans ce chapitre nous avons rappelé les généralités de l'interaction des photons avec la matière et leurs sections efficaces d'interaction, nous avons défini les grandeurs dosimétriques des rayonnements. Les électrons et les photons sont les deux particules qui nous intéressent pour l'étude de l'imagerie médicale.

Dans le chapitre suivant, nous allons expliquer le principe de quelque type d'imagerie médicale, le fonctionnement d'un tube à rayons X et une étude physique sur le contraste utilisée en tomodensitométrie (CT Scanne).