

# **Interaction rayonnements-matièr e**

Mme. F. BOUDJEMA  
Physicienne médicale

## **Introduction**

Les rayonnements sont utilisés dans plusieurs applications:

Diagnostique :

- Radiographie
- scanner X
- scintigraphie (gamma et TEP)
- Industrie (contrôle non destructive)

Thérapeutique :

- radiothérapie externe
- radiothérapie interne :

Par ailleurs, Il est bien connu que la matière subit des modifications catastrophiques lorsqu'elle est traversée par une radiation.

Par conséquent, l'étude de l'interaction des rayonnements est d'un grand intérêt en théorique et pratique.

Ce cours est exactement consacré à décrire les divers phénomènes d'interaction des rayonnements (particules chargées, rayons électromagnétique ) avec la matière. Ceci dans le but de comprendre les phénomènes observés lors du passage d'un rayonnement à travers la matière.

## **1. GENERALITES**

Les rayonnements issus des sources radioactives ou bien des accélérateurs sont :

1- Particules chargées :

- Particules chargées lourdes (protons, alpha «  $\alpha$  »)
- Fragments de fission (ions lourds : Cs, Xe, I, Mo, Y,...)
- Particules chargées légères (électron, positon «  $e^+$  »)

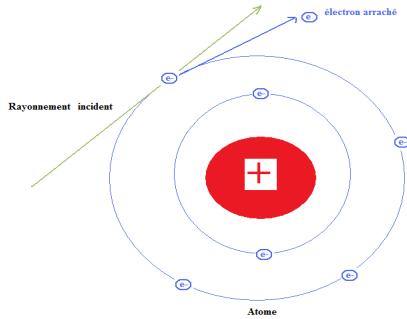
2- Rayonnements électromagnétiques

- Rayons X,
- Rayons gamma,

Avant d'entamer l'étude des processus d'interaction de ces rayonnements avec la matière, il est intéressant d'abord de comprendre c'est quoi l'**ionisation et l'excitation**.

## 1.1. Ionisation

La matière est constituée de noyaux positifs (protons) et d'électrons négatifs. Le processus d'ionisation consiste à arracher des électrons aux atomes (Figure 1). Pour réaliser cela, il faut que le rayonnement incident transmette une partie de son énergie aux électrons initialement lié à l'atome. Cette énergie doit être supérieure à l'énergie de liaison qui est généralement de l'ordre de 10 electronvolts.

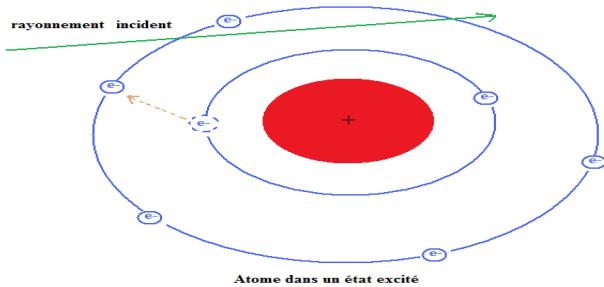


**Figure 1 : processus d'ionisation**

On obtient ainsi après interaction d'un rayonnement avec la matière un électron libre se déplaçant dans la matière et un atome chargé positivement. Ce qu'on appelle une paire d'ions (ion + électron).

## 1.2. Excitation

Dans le cas où l'énergie transmise par le rayonnement incident n'est pas suffisante pour arracher complètement l'électron de l'atome, alors les électrons des couches internes peuvent absorber cette énergie et passer aux niveaux d'énergie supérieurs (voir figure 2). On dit alors que l'atome est dans un **état excité**. L'atome se désexcite ensuite en émettant un photon qui est généralement absorbé par le milieu.



**Figure 2 : Processus d'excitation**

Néanmoins, parmi les rayonnements cités plus haut, nous pouvons distinguer des rayonnements directement ionisants et des rayonnements indirectement ionisants.

### 1.3. Ionisation direct et indirect

Le rayonnement directement ionisant est une radiation ayant une charge électrique telle que les particules alpha, bêta et les fragments de fission. Ces derniers interagissent avec les électrons de la cible (matière) par le biais des forces Coulombienne. Ceci induit des ionisations et excitations des atomes du milieu traversé. Par contre le rayonnement non chargé (neutre) tel que le rayonnement électromagnétique (X, gamma) et les neutrons n'exercent aucune force sur les atomes du milieu traversé. Ce type de rayonnement effectue des collisions d'une manière aléatoire avec les électrons (dans le cas des rayons X et gamma) et les noyaux (dans le cas des neutrons). Les électrons émis et les noyaux de recul générés suite à ces interactions sont appelés rayonnements secondaires. Ce sont ces particules qui produiront des ionisations et excitations. Pour cela, les rayonnements électromagnétiques et les neutrons sont considérés comme des rayonnements indirectement ionisants.

### 1.4. Pouvoir d'ionisation

Le pouvoir d'ionisation varie d'un rayonnement à l'autre.

**Particules chargées lourdes** : Les particules alpha (avec une énergie de plusieurs Mégaélectronvolts) et les fragments de fission (avec une énergie de centaines de Mégaélectronvolts) produisent une concentration d'ions très élevés le long de leur parcours dans la matière. Ils sont considérés alors comme un rayonnement fortement ionisant (**pouvoir ionisant fort**).

**Particules chargées légères** : les électrons ayant une énergie très variable (de 0 à plusieurs Mégaélectronvolts), produisent moins d'ionisation par rapport aux particules alpha. Pour cela ils sont considérés comme un rayonnement ayant un **pouvoir ionisant intermédiaire**.

**Rayonnements électromagnétiques (X,γ)** : les rayonnements (X, γ) sont indirectement ionisants, produisent beaucoup moins d'ionisation par rapport aux particules chargées. Par conséquent, ce rayonnement présente un **pouvoir ionisant faible**.

**Neutrons :** Le neutron est un rayonnement indirectement ionisant. C'est par l'intermédiaire des noyaux de reculs et les particules chargées issu des réactions nucléaires que le neutron produit des ionisations. Par conséquent, un faisceau de neutron est considéré comme étant un rayonnement ayant un **pouvoir ionisant fort**.

## 2. INTERACTION DES PARTICULES CHARGEES

### 2.1. Interaction des particules chargées lourdes

Comme signaler précédemment, l'interaction des particules chargées avec la matière s'effectue par le biais des forces Coulombienne :

$$F = k \frac{qq'}{r^2} \quad (1)$$

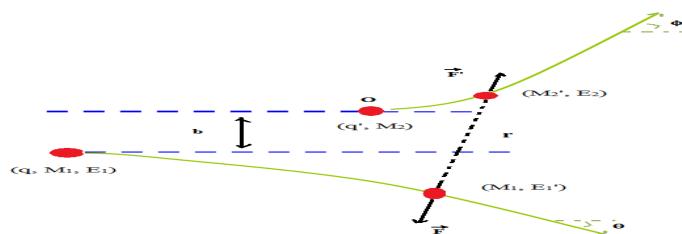
Avec

k : constante de Coulomb,

q et q' sont les charges des particules,

r : la distance qui sépare les deux particules

Sous l'influence de cette force, une particule cible de masse  $M_2$  initialement au repos sera projetée dans une direction  $\phi$  et acquière une énergie  $E_2$ . Au même temps la particule incidente de masse  $M_1$  et d'énergie initiale  $E_1$  est déviée d'un angle  $\theta$  avec une énergie de  $E_1 - E_2$  (voir figure 3).



**Figure 3 : interaction d'une particule incidente avec un atome du milieu**

Alors le passage d'une particule chargée au voisinage d'un atome peut lui conférer une partie de son énergie cinétique. L'interaction peut avoir lieu soit avec le cortège électronique, soit avec le noyau. Ceci tout dépend de l'énergie de la particule incidente. Dans le cas général on a la contribution des deux à la fois. La perte d'énergie ou bien ce qu'on appelle aussi pouvoir

d'arrêt est définie comme étant la perte d'énergie par unité de longueur parcourue dans la matière donné par :

$$S = \left( \frac{dE}{dx} \right)_e + \left( \frac{dE}{dx} \right)_n \quad (2)$$

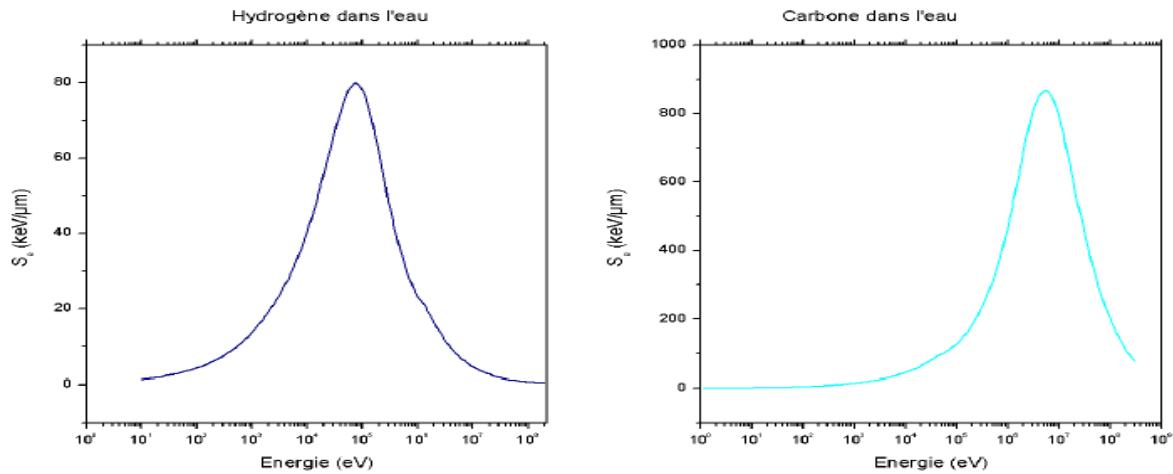


Figure 4 : Perte d'énergie électronique des ions de carbone et des protons dans l'eau.

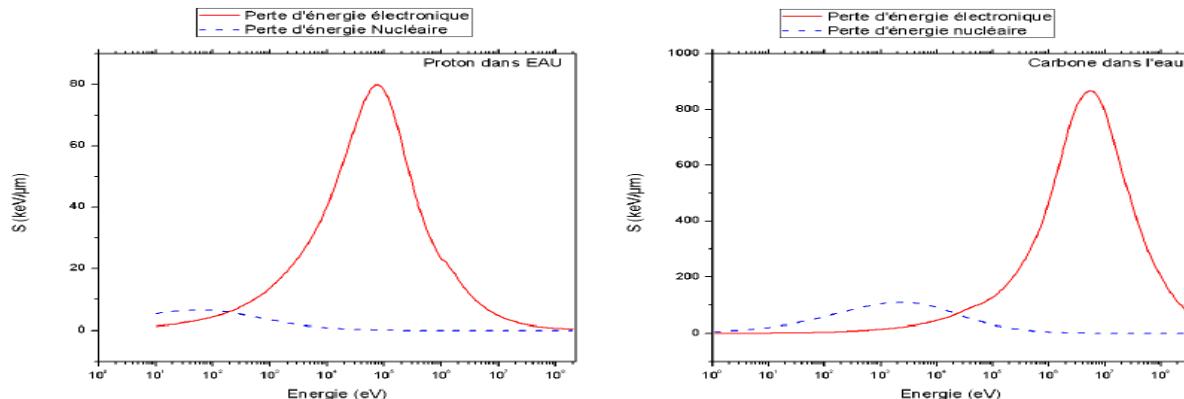


Figure 5 : Perte d'énergie électronique et nucléaire des ions de carbone et des protons dans l'eau.

### 2.1.3. Conversion perte d'énergie-Dose

En radioprotection on utilise généralement la dose qui exprime l'énergie déposée par unité de masse. Son unité est : le joule/Kg, appelé aussi Grey [Gy]. Ainsi la perte d'énergie peut être convertie en dose  $D$  en utilisant la relation suivante :

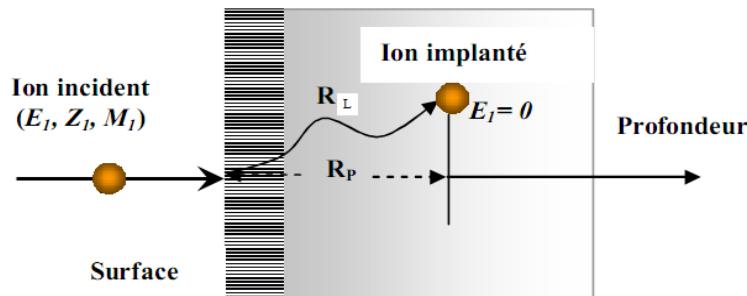
$$D = \phi \frac{dE}{pdx} (1.6 \times 10^{-10})$$

(3)

Où l'unité de  $\frac{dE}{pdx}$  est [MeV.cm<sup>2</sup>/g] et  $\phi$  indique la fluence en particule/cm<sup>2</sup>.

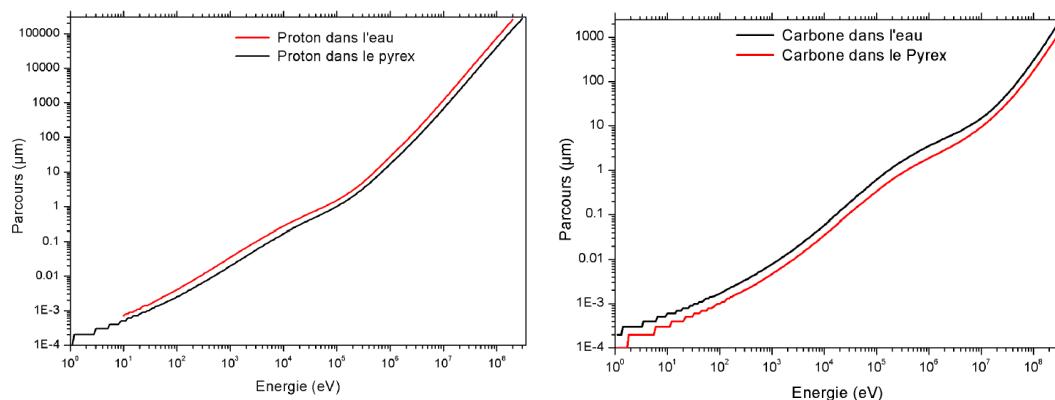
#### 2.1.4. Parcours des particules chargées dans la matière

Les particules chargées, en pénétrant dans la matière perdent progressivement de l'énergie dû aux collisions successives avec les électrons et les noyaux du milieu traversé. Elles finissent alors par être arrêtées. Le parcours alors est défini comme étant la distance au-delà de laquelle les particules sont totalement arrêtées par la matière (voir figure 6).



**Figure 6 : Parcours d'un ion dans un solide**

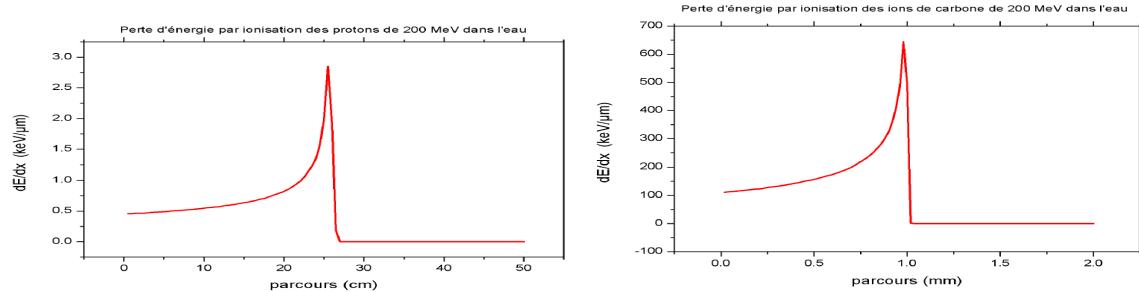
Le parcours dépend de la masse et de l'énergie du projectile et aussi de la nature du matériau traversé. La figure 7 montre l'évolution du parcours en fonction de l'énergie des protons et des ions de carbone dans deux matériaux différents (eau et pyrex).



**Figure.7 : Parcours des protons et ion de carbone dans de l'eau et le pyrex**

Il est clair d'après la figure que le parcours augmente en fonction de l'énergie. La figure 8 montre l'évolution de la perte d'énergie par ionisation en fonction du parcours des protons et

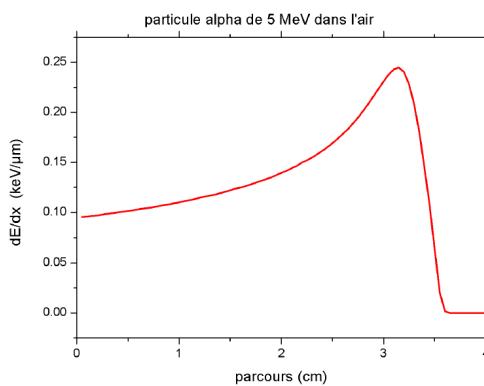
des ions de carbone dans l'eau. Nous constatons que le nombre d'ionisation est très important en fin de parcours. Le maximum est appelé **pic de Bragg**, il correspond à la position dans la matière où le nombre d'ionisation est très élevé.



**Figure 8 : perte d'énergie par ionisation des protons et ions de carbone dans l'eau**

### 2.1.5. Cas particulier des particules alpha

Une particule alpha «  $\alpha$  » est un noyau d'Helium «  ${}^2_2He$  » ayant deux protons et deux neutrons. Les particules alpha émises par la majorité des sources radioactives sont très énergétiques (plusieurs MeV). Ils ont donc un pouvoir ionisant très fort. Par conséquent elles interagissent essentiellement avec les électrons des atomes cibles. La perte d'énergie est alors principalement électronique. Les interactions avec les noyaux sont secondaires. La figure 9 montre la perte d'énergie par ionisation des particules alpha de 5 MeV dans l'air. On voit bien que la perte d'énergie est maximale en fin de parcours. Le nombre d'ionisation produits augmente au fur et à mesure que la particule alpha avance dans la matière (soit au fur et à mesure que son énergie diminue). A partir de l'équation 7, on peut déduire le nombre d'ionisations produites sachant l'énergie d'ionisation.

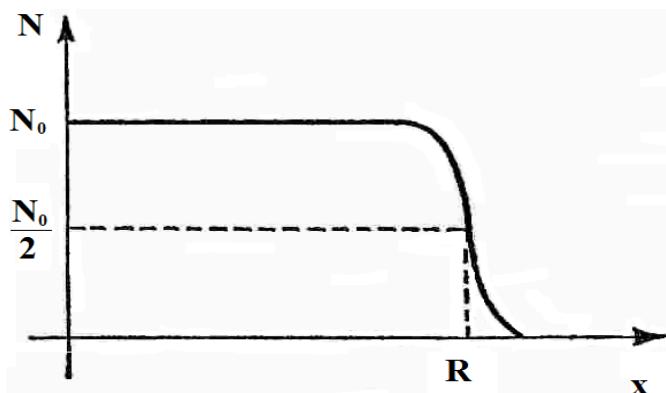


**Figure 8 : Perte d'énergie en fonction du parcours des particules alpha de 10 MeV dans l'eau**

Ceci explique que la perte d'énergie est maximale à une distance bien définie dans la matière. Ceci est très important dans les applications utilisant les particules chargées en radiothérapie pour traiter les tumeurs. Les calculs seront effectués de telle sorte à étaler le pic de Bragg sur l'ensemble de la tumeur.

### **2.1.6. Parcours des particules alpha dans la matière**

La trajectoire des particules alpha dans la matière est quasiment rectiligne à cause de leurs masses élevées. Ainsi, elles sont peu déviées. La profondeur de pénétration moyenne  $R$  est presque constante comme le montre la figure 9. Un faisceau de particules alpha est totalement arrêté par une épaisseur suffisante d'un absorbant.



**Figure 9 : Parcours de particules alpha dans un milieu.**

Le tableau 1 donne le parcours des particules alpha de 5.3 MeV obtenu dans le l'air et l'eau ainsi que le TEL dans l'eau.

**Tableau 1 : Parcours et TEL des particules alpha de 5.3 MeV dans l'air et dans l'eau**

Parcours dans l'air	5 cm
Parcours dans l'eau	40 $\mu\text{m}$
TEL moyen dans l'eau	130 keV/ $\mu\text{m}$
Contamination externe	Pas dangereuses

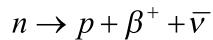
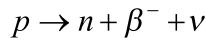
Vous pouvez constater que le parcours des particules alpha dans l'eau (équivalent tissu humain) est faible 40  $\mu\text{m}$ . Cette valeur est beaucoup plus faible que l'épaisseur du derme (70  $\mu\text{m}$ ). Par conséquent, les particules alpha ne font pas courir de risque lors d'une exposition

externe. Par contre, il faut faire attention à l'exposition interne en cas d'incorporation par inhalation ou ingestion. Les particules alpha sont très dangereuses vu leurs LET très élevé ( $TLE = 100 \text{ keV}.\mu\text{m}^{-1}$ ). A cause aussi de leur parcours très faible, une dose très élevée peut être déposée localement dans une zone très étroite d'un organe.

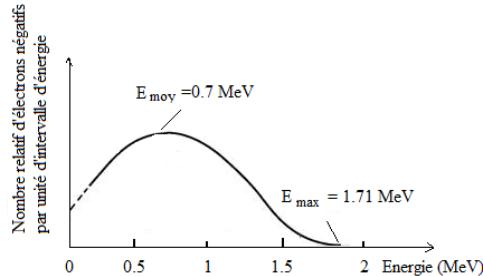
## 2.2. Interaction des particules chargées légères

Les électrons ou bien les particule béta ( $\beta^-$ ,  $\beta^+$ ) proviennent généralement de:

- Désintégration béta ( $\beta^-$ ,  $\beta^+$ )



Le spectre en énergie des particules béta est continu comme le montre la figure 10



**Figure 10 : Spectre en énergie des particules béta (source de  $^{32}\text{P}$ )**

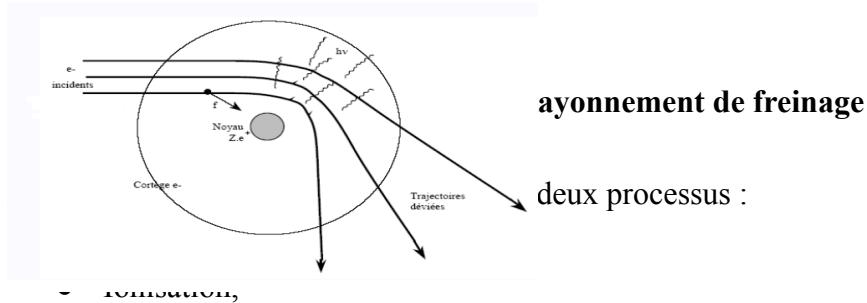
L'énergie moyenne est estimée par la relation :

$$\langle E_\beta \rangle = \frac{1}{3} E_{max}$$

(10)

L'électron est une particule chargée donc elle effectue des ionisations mais la différence avec les particules chargées lourdes, l'électron ne change pas de charge le long de son parcours dans la matière. Par ailleurs, en plus des ionisations, l'électron incident est dévié dans le champs Coulombien des atomes du milieu traversé. Ce changement de trajectoire

s'accompagne de l'émission d'un rayonnement X appelé **rayonnement de freinage**. Ce rayonnement est appelé aussi **Bremsstrahlung** (voir figure 11). Ce type de rayonnement n'est pas observé dans le cas des particules alpha vu leur masse élevée (7200 fois celle de l'électron).



La perte d'énergie des électrons est :

$$\left( \frac{dR}{dx} \right)_{total} = \left( \frac{dE}{dx} \right)_{ionisation} + \left( \frac{dE}{dx} \right)_{radiation} \quad (11)$$

### 2.2.3 Parcours des électrons

Lors du déplacement de l'électron dans la matière, il effectue une succession de collision et après chaque collision il change de trajectoire. Il forme alors une trajectoire brisée comme le montre la figure 12. La variation du nombre d'électrons transmis à travers un écran est représentée comme le montre la courbe de la figure 13. Le parcours est déterminé expérimentalement par le point d'intersection de la tangente de la courbe avec l'axe des abscisses.



une énergie maximale de 1.7 MeV.

Tableau 2 : parcours et TEL des particules bêta dans l'air et dans l'eau

Parcours dans l'air	603 cm
Parcours dans l'eau	0.8 cm (8000 $\mu\text{m}$ )
TEL moyen dans l'eau	0.4 keV/ $\mu\text{m}$
Contamination externe	Dangereuse

Le parcours des électrons est largement supérieur à l'épaisseur du derme (70  $\mu\text{m}$ ) et donc une contamination externe par les particules  $\beta$  est dangereuse. De plus, comme nous l'avons signalé précédemment, l'interaction des électrons avec la matière engendrent des rayonnements X de freinage en quantités non négligeables capable à leurs tours de produire des ionisations et excitations.

#### 2.2.4. Interaction des $\beta^+$ (positon) avec la matière

Le ralentissement des  $\beta^+$  dans la matière est similaire à celle des électrons, seulement en fin de parcours, le positon peut s'annihiler avec un électron pour donner naissance à deux photons. Ces derniers sont émis dans des directions opposées avec une énergie chacun de 511 keV (voir figure 14). C'est photons peuvent produire encore des ionisations et excitations dans la matière (selon les processus qu'on verra dans le chapitre suivant).

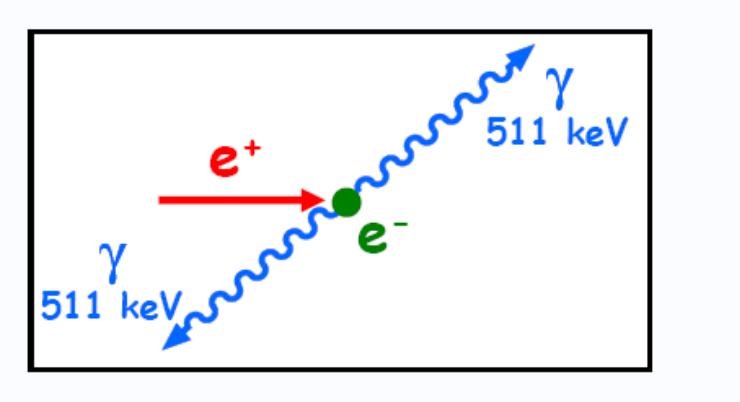


Figure 14 : Annihilation d'un positon et un électron

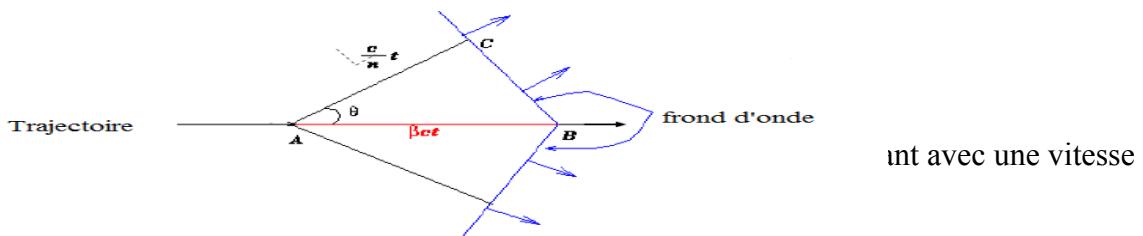
#### 2.2.5. Effet Cerenkov

Si on regarde au fond d'une piscine d'un réacteur nucléaire en marche, on peut constater que la couleur de l'eau est bleu (figure 15). Pourquoi ????



**Figure 15 : Piscine d'un réacteur nucléaire en fonctionnement**

Ce phénomène « effet Cerenkov » se produit lorsque la vitesse d'une particule dans un milieu donné est supérieure à la vitesse de la lumière. Dans un réacteur, le passage d'une particule bêta de grande vitesse polarise ou bien oriente les molécules d'eau dans une direction proche de son parcours. Ceci entraîne une distorsion du champ électrique local. Après passage de la particule bêta, la molécule d'eau revient à son état initial en émettant une impulsion d'un rayonnement bleu dans une direction privilégiée  $\theta$  (voire figure 16).



L'intensité du rayonnement Cerenkov est proportionnelle aux nombres de réactions de fission produites dans un combustible nucléaire et à la puissance du réacteur. Par conséquent, cette propriété peut être utilisée pour inspecter un combustible épuisé. Pour cela on utilise un détecteur appelé : **détecteur Cerenkov**. Ce type de compteur est aussi utilisé dans d'autres applications notamment :

- Compteur à seuil,
- Compteur de direction,

- Compteur pour mesurer l'énergie des particules incidentes

Il est connu que la vitesse de la lumière dans un milieu d'indice de réfraction «  $n$  » est donnée par

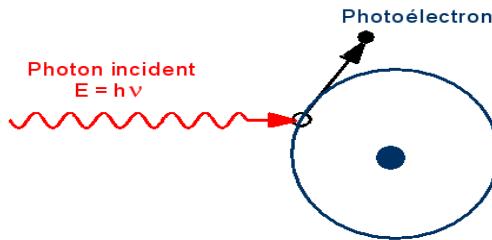
## INTERACTION DES RAYONNEMENTS ELECTROMAGNETIQUES (X, $\gamma$ )

L'interaction des rayonnements X et  $\gamma$  avec la matière s'effectue suivant les mécanismes suivants:

- Effet photoélectrique,
- Effet Compton,
- Production de paires

### 3.1. Effet photoélectrique

Dans le processus photoélectrique, l'énergie du photon incident est totalement transférée à un électron d'une couche interne (photoélectron) comme le montre la figure 17.



**Figure 17: Effet photoélectrique**

Alors un électron est éjecté de son orbite avec une énergie donnée par :

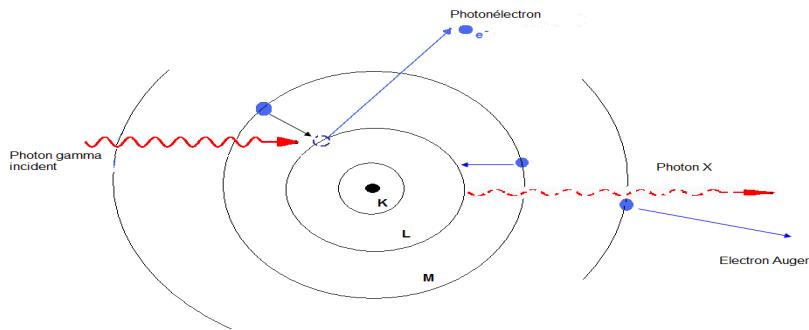
$$T = h\nu - w_i$$

15)

Ou

- $h\nu$  est l'énergie du photon incident ( $h=6.6226 \times 10^{-34}$  J.s est la constante de Plank et  $\nu$  la fréquence du rayonnement).
- $w_i$  est l'énergie de liaison de l'électron

Ceci induit alors une réorganisation du cortège électronique pour combler la lacune sur la couche dont a été expulsé l'électron (voir figure 18). La vacance créée dans la couche interne est occupée par un électron issu d'une couche plus externe, l'énergie étant libérée sous forme d'un photon X de fluorescence ou d'un électron Auger.



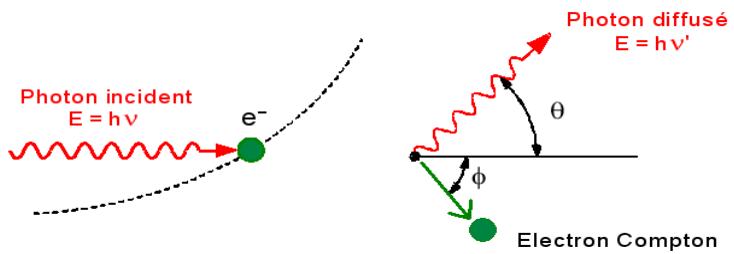
**Figure 18: Processus photoélectrique**

Le photoélectron ainsi que l'électron Auger générés par le processus photoélectrique perdent leurs énergies par ionisation du milieu comme nous l'avons vu précédemment. Ces derniers sont responsables des dégâts (modifications) produits dans le milieu traversé.

Par ailleurs, on note que l'interaction par effet photoélectrique est proportionnelle à la densité du matériau et au cube du numéro atomique. Par conséquent, pour la protection contre les rayons X, on utilise souvent un matériau ayant un numéro atomique élevé tel que le plomb ( $Z=82$ ). Par contre l'interaction par effet photoélectrique est insignifiante dans le cas de l'aluminium ayant  $Z=13$ .

### 3.2. Effet Compton

Le mécanisme de l'effet Compton s'effectue lors de l'interaction d'un rayon  $\gamma$  avec un électron faiblement lié (énergie de liaison faible) voir libre. Après interaction l'électron cible est expulsé dans une direction donnée: c'est l'**électron Compton**. Le photon incident est quant à lui, diffusé dans une direction qui fait un certain angle avec la direction de l'électron Compton (voir figure 19).



**Figure 19 : Diffusion Compton**

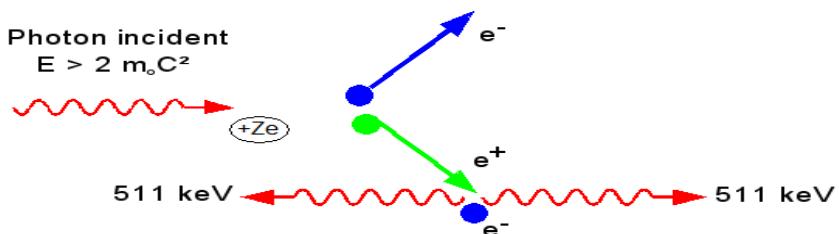
L'énergie du photon incident se trouve donc répartie entre l'électron Compton et le photon diffusé. La relation entre l'énergie du photon incident et du photon diffusé est donnée par :

Compton se déplace dans le matériau et cause des ionisations et excitations secondaires. De même, le photon diffusé interagit aussi avec d'autres atomes.

Ce processus d'interaction est important pour les photons d'énergie comprise entre 0.2 et 5 MeV. On note aussi que la probabilité d'interaction par effet Compton ne dépend que de la densité du matériau et ne dépend pas du numéro atomique des éléments présents.

### 3.3. Production de paires

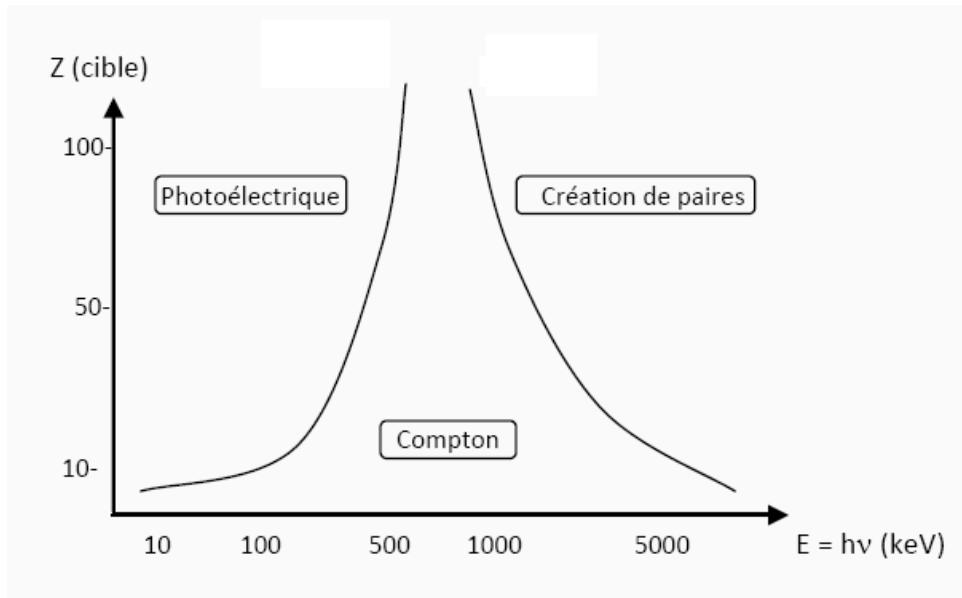
Un photon peut dans le champ électrique d'un noyau atomique, matérialiser son énergie par formation d'une paire d'électrons : un électron et un positon. Ce phénomène se produit pour le photon gamma d'énergie supérieure à 1022 keV, soit  $2m_0c^2$ . Ce processus est suivi d'une annihilation dans laquelle le positon et un électron s'annihilent mutuellement en générant une paire de photons de 511 keV émis à 180° l'un de l'autre (voir figure 20).



**Figure 20: Production de paires**

Ce processus d'interaction des rayons gamma est le plus dominant pour les électrons de très haute énergie.

La figure 21 résume les domaines d'importance des trois processus d'interaction des gammas avec la matière.



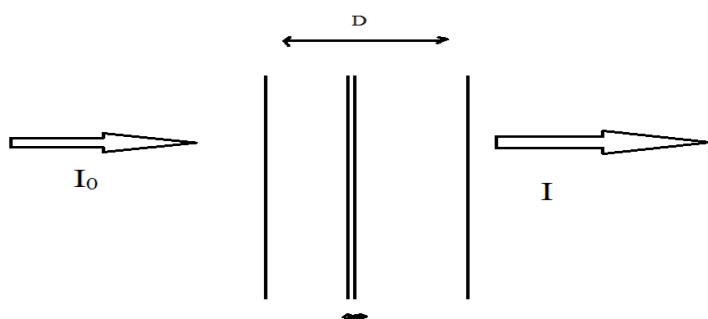
**Figure 21: processus d'interaction des rayons gamma avec la matière**

### 3.4. Atténuation des rayons gamma dans la matière

Contrairement aux particules chargées qui cèdent progressivement leur énergie à la matière, (on parle alors du ralentissement), les rayonnements électromagnétiques disparaissent brutalement à la suite d'une interaction. On ne peut plus parler de ralentissement.

L'atténuation d'un faisceau X ou  $\gamma$  est essentiellement régie par la contribution de tous les effets (Effet photoélectrique, Compton et production de paires)

Lorsqu'un faisceau de rayon gamma d'intensité «  $I_0$  » traverse de la matière, une fraction «  $dI$  » des rayons sera éliminé par absorption (voir figure 22).



**Figure 22 : Atténuation d'un faisceau de rayons X et gamma par un écran d'épaisseur « D »**

Cette fraction est donnée par :

$$dI = -I\mu dx \quad (19)$$

$$\frac{dI}{I} = -\mu dx \quad (20)$$

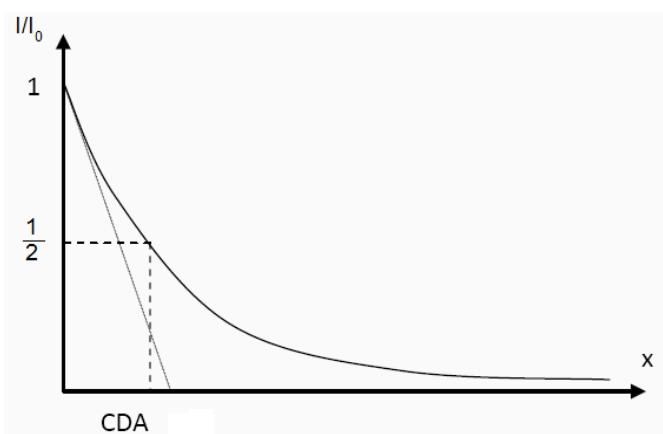
Où la constante de proportionnalité «  $\mu$  » est le coefficient linéaire global d'atténuation dont l'unité est  $\text{cm}^{-1}$ . Il dépend de l'énergie des photons incidents et de la nature du matériau.

Puisque l'atténuation est due aux trois phénomènes indépendants:

- Effet photoélectrique,
- Effet Compton,
- Effet production de paires

L'atténuation du faisceau incident est exponentielle (voir figure 24):

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x} \quad (25)$$



**Figure 24 : Atténuation d'un faisceau de rayon X et gamma par la matière.**

On définit une couche de la demi-atténuation (CDA) ou épaisseur moitié ( $X_{1/2}$ ), l'épaisseur de matériau nécessaire pour atténuer d'un facteur 2 le nombre initial de photons (ou bien leur énergie initiale).

$$I\left(X_{1/2}\right) = I_0 e^{-\mu X_{1/2}} = \frac{I_0}{2}$$

$$CDA = X_{1/2} = \frac{\ln 2}{\mu}$$

(26)

On note aussi que dans certains cas on parle de l'épaisseur  $X_{1/10}$ , l'épaisseur pour laquelle l'intensité diminue d'un facteur 10.

Le tableau 3 donne les valeurs d'épaisseur moitiés pour les photons de différentes énergies dans différents absorbants : l'eau, tissus humains, verre et le plomb.

**Tableau 3 :  $X_{1/2}$  [cm] des photons de différentes énergies dans différents absorbants.**

E (MeV)	Eau ( $\rho=1$ g/cm $^3$ )	Tissus humains ( $\rho\approx1$ g/cm $^3$ )	Verre ( $\rho=2.7$ g/cm $^3$ )	Plomb ( $\rho=10$ g/cm $^3$ )
0.1	4.1	4.2	1.5	0.12
1	10	10		0.944
2	14	14	6	1.4

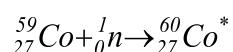
#### 4.1. Interaction des neutrons thermiques

Les processus d'interaction dominants pour les neutrons thermiques sont :

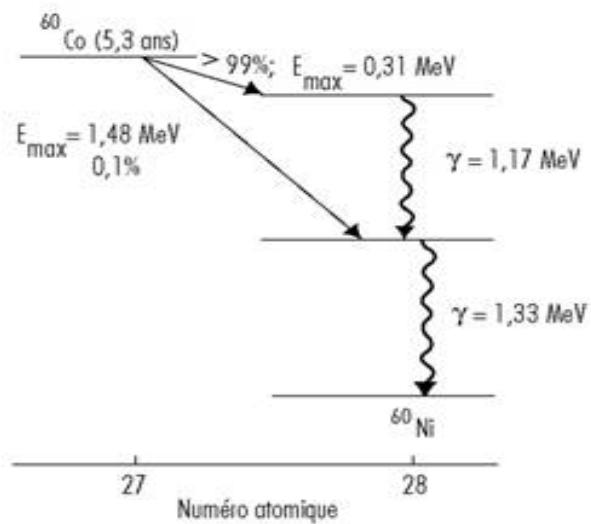
##### 4.1.1. Capture radiative — ( $n,\gamma$ ):

C'est la réaction nucléaire la plus probable. Le noyau composé ainsi formé émet un photon gamma. En d'autres termes, le noyau produit est un isotope du noyau cible. Son nombre de masse augmente de 1.

Un exemple d'une capture radiative est la capture d'un neutron par l'isotope stable du cobalt 59 produisant le cobalt 60 très radioactif.



Le schéma de désintégration du  ${}^{60}Co^*$  est montré dans la figure 26.



**Figure 26 : Schéma de désintégration de  $^{60}\text{Co}$ .**

La durée de vie du cobalt-60 est assez longue (5.27 ans), il se désintègre en émettant deux rayons gamma d'énergie 1.17 et 1.32 MeV.

Tableau 4 : Absorption des rayonnements X et neutroniques dans l'air.

Trajet dans l'air	10 cm	100 cm	10 m	100 m
% d'intensité restante (Rayon X)	87%	25%	$8 \times 10^{-7}$	0
% d'intensité restante (Neutrons)	100%	99.5%	95%	62%

Il est bien clair que les neutrons thermiques sont très peu absorbés dans l'air alors que l'absorption est très importante pour le faisceau de rayons X.

### Résumé :

#### Interaction des rayonnements avec la matière

