

*Interaction photon-matière et
grandeurs dosimétriques*

Introduction

Les interactions photon-matière sont des mécanismes d'interactions différentes qui dépendent de l'énergie du photon et du lieu d'interaction.

Le mot photon appelé aussi rayonnement (onde) électromagnétique qui peut être soit d'origine électronique (rayons X), soit d'origine nucléaire (rayon γ). Ces deux types de rayonnements ont le même comportement vis-à-vis de la matière. Ils possèdent une masse nulle et une énergie proportionnelle à leur fréquence ν . Quel que soit l'origine du rayonnement, l'énergie

$$E = h \nu = hc / \lambda \quad (\text{I.1})$$

Lorsque les photons X ou γ traversent la matière, ils s'atténuent à la suite de différentes interactions (excitations, ionisations) avec les atomes de la matière traversée [1]. Ces différentes interactions donnent naissance à plusieurs types d'événements comme : diffusion, absorption, création de paires, et suivant l'énergie comme : diffusion Thomson qui est une diffusion d'un photon X de faible énergie par un électron libre qui n'est pas lié, diffusion Rayleigh qui est une diffusion élastique qui se produit sans changement d'énergie.

I. Nature et origine des rayons X

Les rayons X, tout comme les ondes radio ou la lumière visible, sont des rayonnements électromagnétiques. Ils ont une longueur d'onde plus courte située entre $10^{-11}m$ et $10^{-8} m$ et donc une fréquence comprise entre $10^{16}Hz$ et $10^{19}Hz$. Ils peuvent être produits par deux processus spécifiques :

- Par des changements d'orbites d'électrons des couches électroniques. Ces transitions entre niveaux libèrent des photons X de grande énergie. L'excitation induisant la transition peut être provoquée par des rayons X ou bien par un bombardement d'électrons [1].
- Par accélération d'électrons, c'est-à-dire freinage ou changement de trajectoire forcée.

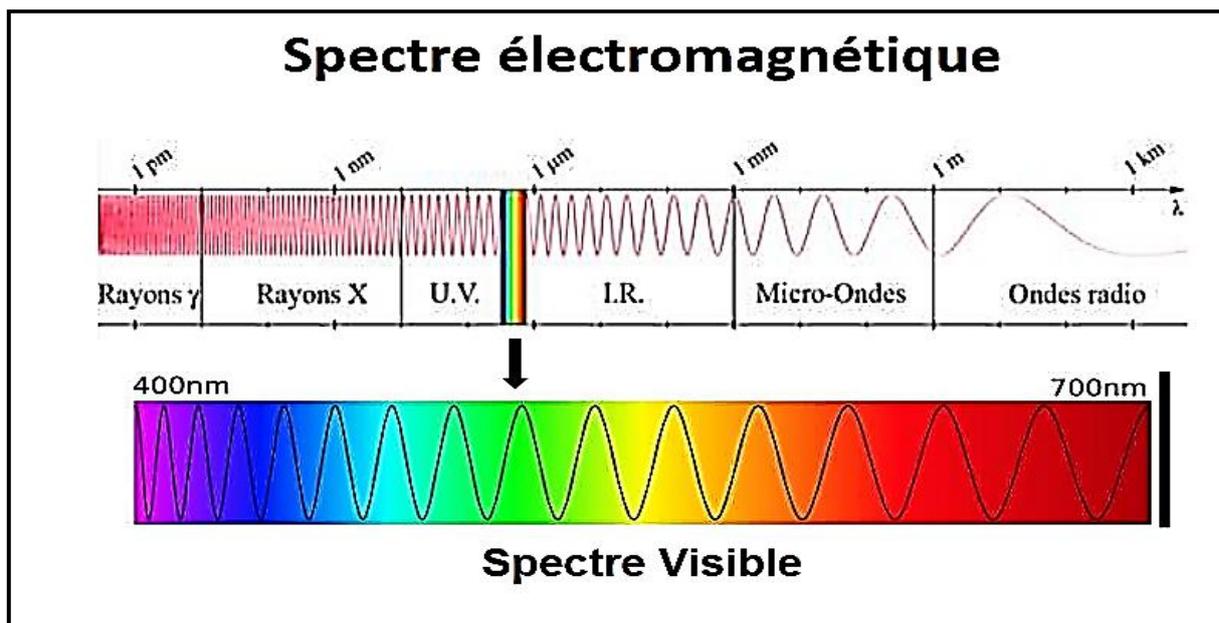


Figure (I.1) : Spectre d'ondes électromagnétiques

II. Spectre des rayons X

L'étude spectrale du rayonnement X émis montre qu'il est formé de la superposition d'un spectre continu et d'un spectre de raies. Ces deux composantes correspondent à deux mécanismes d'émission bien distincts.

- Interaction des électrons accélérés avec les noyaux de la cible (spectre continu ou spectre de bremsstrahlung).
- Ionisation des couches profondes des atomes de la cible (spectre de raies).

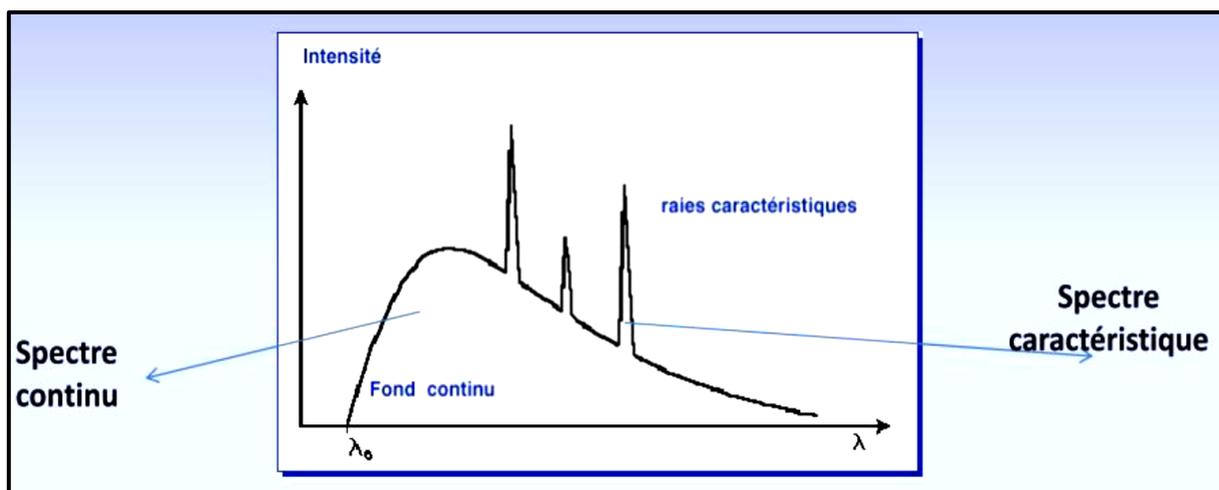


Figure (I.2) : Spectre d'émission du tungstène [2].

II.1. Spectre continu

Lorsque le faisceau d'électrons incident arrive sur la cible, il s'approche du noyau d'un atome qui le dévie du fait de sa charge positive qui l'attire [2]. L'électron est donc ralenti. L'énergie de freinage est dégagée sous forme d'un photon X ou de chaleur si l'énergie est faible (égale à la perte d'énergie cinétique de l'électron incident).

L'électron continue sa course sur une autre trajectoire ayant été dévié par le freinage jusqu'à l'atome suivant où il produira un autre photon X.

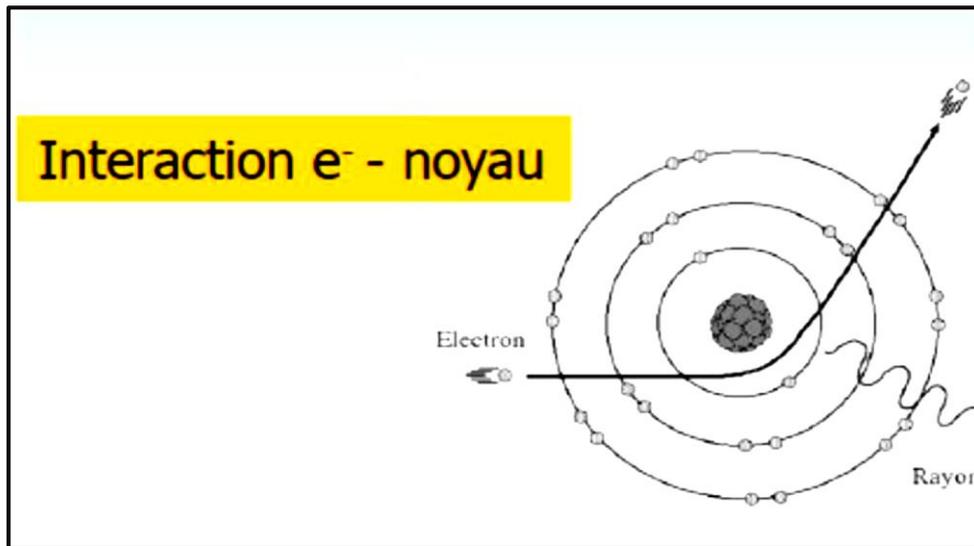


Figure (I.3) : Rayonnement X de freinage [2].

II.2. Spectre de raies

L'électron incident expulse un électron atomique. De ce fait, il se produit alors un réarrangement électronique, un électron d'une autre couche (K, L, M, N...), voir un électron libre, prenant sa place. Durant ce réarrangement un photon X d'énergie caractéristique de la transition est émis. Souvent le réarrangement se fait avec plusieurs électrons donc plusieurs raies X sont donc émises.

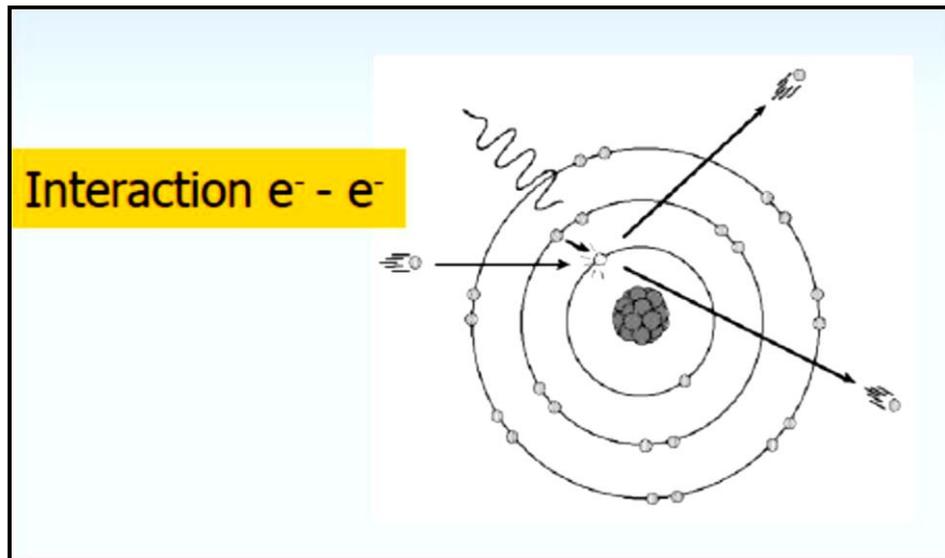


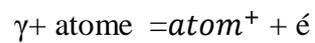
Figure (I.4) : Rayonnement de fluorescence [2].

III. Les interactions entre les photons et la matière

III.1. Effet photoélectrique

L'effet photoélectrique est l'absorption complète d'un photon d'énergie

$E=h\nu$ par un atome suivi de l'émission d'un électron atomique appelé photoélectron.



L'énergie du photoélectron émis est égale à $E_e = h\nu - E_L$ où E_L est l'énergie de liaison de l'électron à l'atome du milieu. E_L varie selon le numéro atomique Z de l'atome [3].

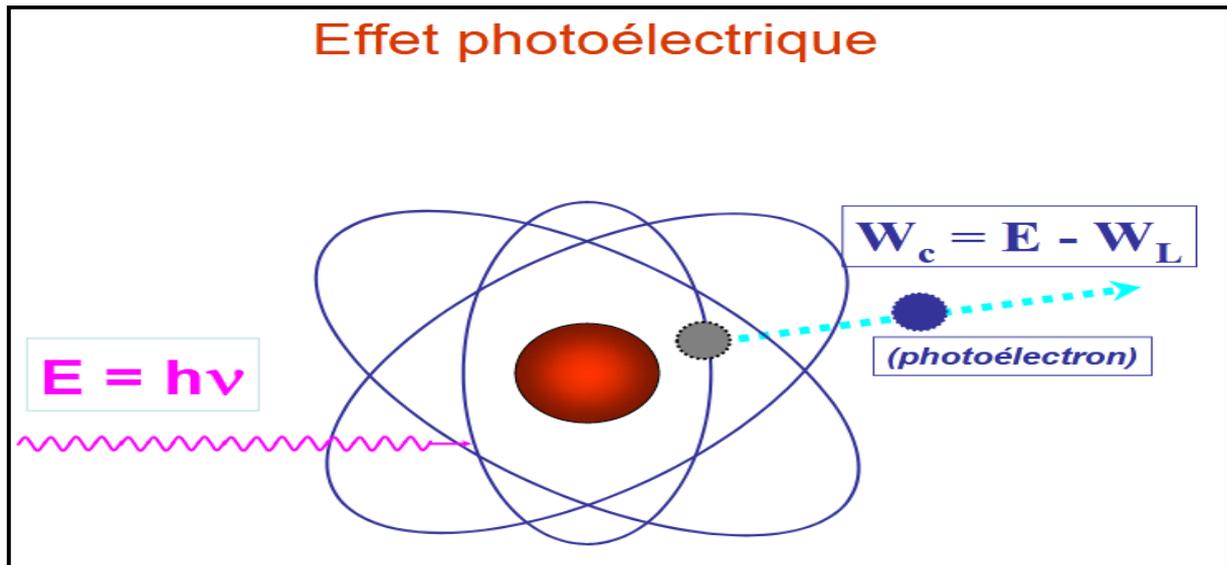


Figure (I.5) : Effet photoélectrique [7].

III.2. Effet Compton

C'est la diffusion inélastique d'un photon sur un électron peu lié du milieu traversé. Le photon incident d'énergie $h\nu$ est diffusé selon un angle \varnothing avec une énergie $h\nu'$, une partie de l'énergie est cédée à l'électron supposé non lié et qui recule selon un angle [3].

Les lois de conservation de l'énergie totale et de l'impulsion permettent d'obtenir la relation donnant l'énergie du photon diffusé en fonction de l'énergie du photon incident et de l'angle de diffusion \varnothing :

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_0c^2}(1 - \cos\varnothing)} \quad (\text{I.2})$$

Où m_0c^2 est l'énergie de masse de l'électron au repos.

On remarque donc que l'énergie du photon diffusé est maximale pour $\varnothing \sim 0^\circ$ ($h\nu = h\nu'$). Elle est minimale pour $\varnothing = 180^\circ$, qui correspond à une rétrodiffusion du photon [3] :

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{2h\nu}{m_0c^2}} \quad (\text{I.3})$$

L'énergie emportée par l'électron diffusé appelé électron Compton est noté $E_{\hat{e}}$ il s'exprime par :

$$E_{\hat{e}} = h\nu - h\nu' = \frac{h\nu(1 - \cos\varnothing)}{\frac{m_0c^2}{h\nu} + (1 - \cos\varnothing)} \quad (\text{I.4})$$

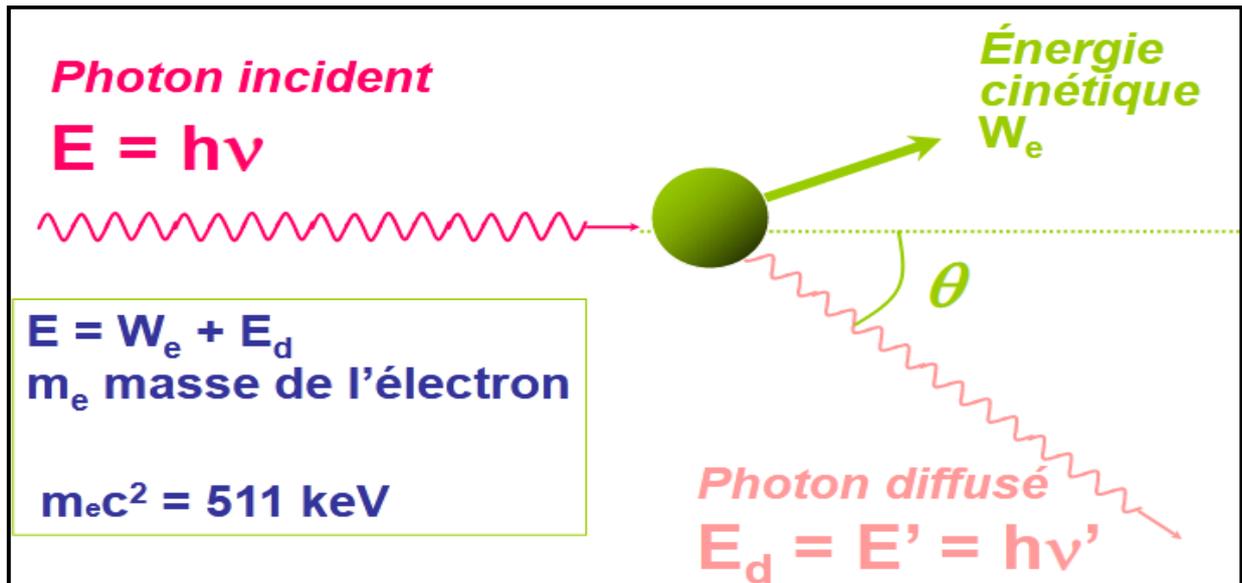


Figure (I.6) : Effet Compton [7].

III.3. La création de paires $e^- e^+$

La création de paires appelée aussi matérialisation peut survenir lorsqu'un photon d'énergie suffisamment élevée passe au voisinage du champ électromagnétique d'un noyau [3]. Le photon disparaît et donne naissance à l'un positon et un électron (négaton). L'énergie nécessaire pour obtenir la matérialisation de cette paire est égale à 1.022 MeV. La production de paires est le phénomène d'absorption pure. La probabilité augmente avec l'énergie du photon éjecté et est proportionnelle au numéro atomique Z du matériau [4].

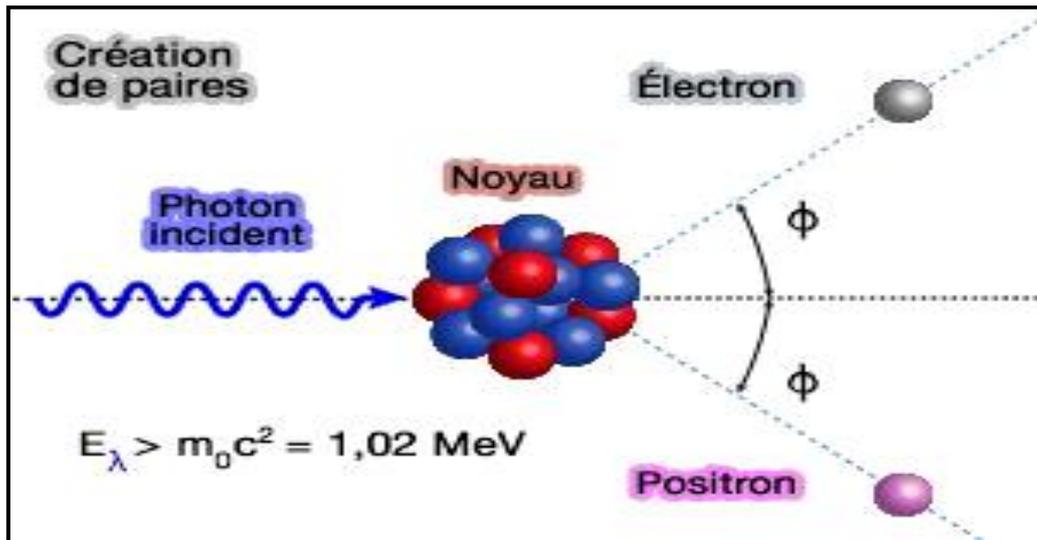


Figure (I.7) : Effet de création de paires [5].

III.4. L'effet Rayleigh

La diffusion de Rayleigh, également appelée diffusion cohérente, se produit lorsqu'un photon incident induit un choc élastique avec un électron fermement lié à un atome. L'électron absorbe complètement l'énergie du photon et le photon entre dans une oscillation forcée sans assez d'énergie pour quitter l'atome. Puis, lorsqu'il se détend, il réémet un autre photon avec la même énergie dans n'importe quelle direction. L'effet Rayleigh est courant pour les milieux à grand nombre Z et pour les photons incidents de faible énergie. Cet effet n'affecte pas la valeur de la dose déposée.

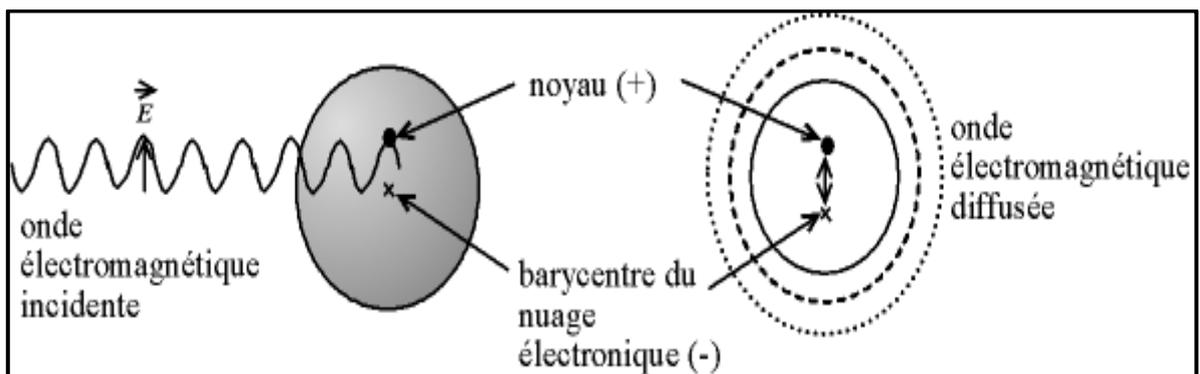


Figure (I.8) : La diffusion de Rayleigh [6].

IV. Domaine de prédominance des différentes interactions

Pour des photons traversant un milieu donné, les trois phénomènes l'effet photoélectrique, l'effet Compton et la création de paires, mais avec une probabilité différente selon l'énergie des photons et la nature du milieu (numéro atomique, masse volumique ...). On définit trois zones [1] :

1. Zone de l'effet photoélectrique (énergie des photons faible et Z élevée).
2. Zone de l'effet Compton (énergie et Z moyen).
3. Zone de la création de paires (énergie et Z élevée).

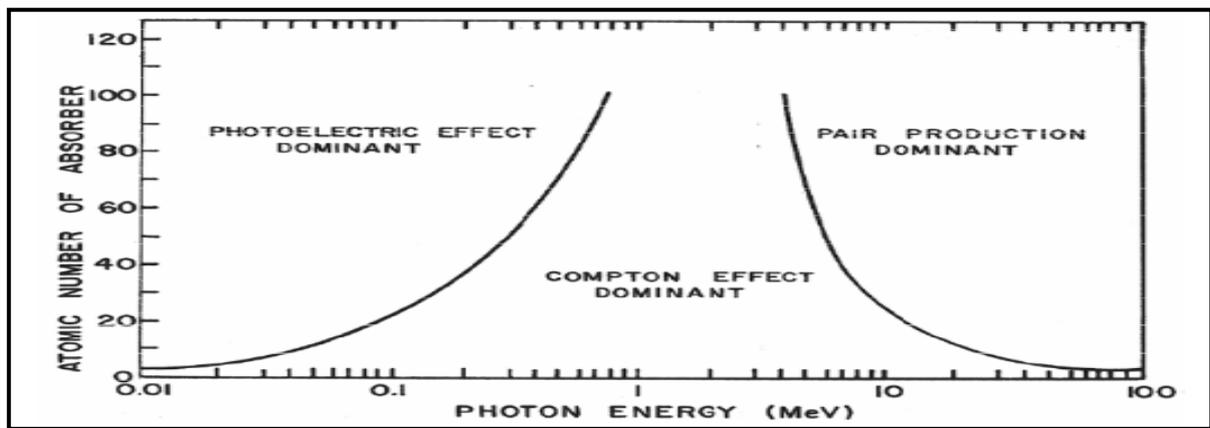


Figure (I.9) : Domaines de prédominance en fonction du nombre atomique Z, du milieu et de l'énergie du photon des trois interactions [8].

V. Atténuation des photons

V.1. Loi d'atténuation

Les interactions du photon avec la matière conduisent à la perte partielle ou totale de son énergie. On parle alors d'atténuation du photon dans la matière [3].

Lorsqu'un faisceau de photons mono énergétiques traverse un milieu matériel, une partie des photons est arrêtée, une autre déviée et une autre transmise restant dans la même direction de propagation du faisceau sans être déviée.

Le caractère aléatoire des interactions des photons avec la matière conduit à une loi d'atténuation exponentielle comme :

$$N=N_0e^{-\mu \cdot x} \quad (I.5)$$

Où N est le nombre de photon présents après la traversée de l'épaisseur x(transmise).

N_0 est le nombre de photon incidents.

x est l'épaisseur de l'écran, il est exprimé en cm.

μ est le coefficient d'atténuation linéique, il est exprimé en cm^{-1} .

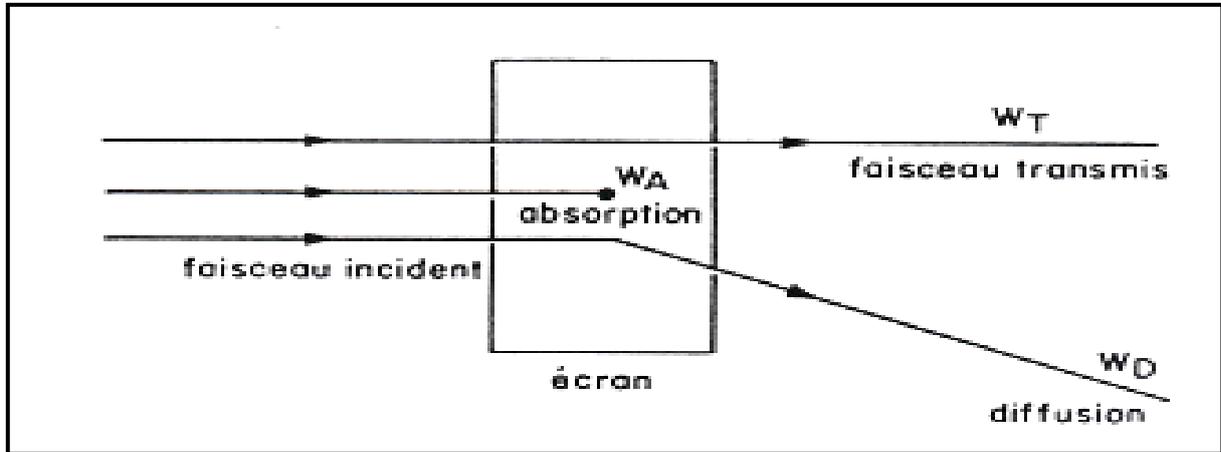


Figure (I.10) : Atténuations d'un faisceau de photons dans un matériau [7].

V.2. Couche de demi-atténuation

La couche de demi-atténuation (CDA ou $X_{\frac{1}{2}}$) est l'épaisseur de matériau nécessaire à l'atténuation de 50% des photons incidents :

$$CDA = \frac{\ln 2}{\mu} = 0.693/\mu \quad (I.6)$$

Donc on peut écrire la loi d'atténuation en fonction du nombre n de CDA traversés :

$$N(n \text{ CDA}) = \frac{N_0}{2^n} \quad (I.7)$$

La CDA est exprimée par unité de grandeur.

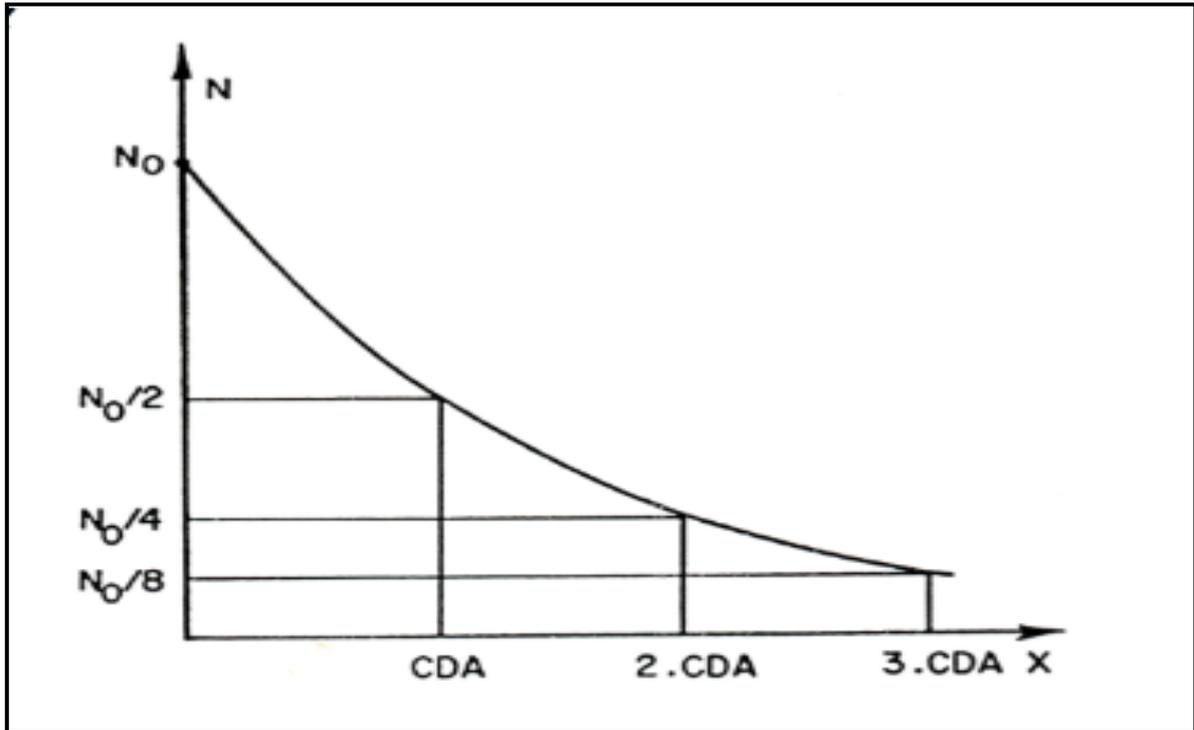


Figure (I.11) : Variation de l'atténuation d'un faisceau de photons en fonction de l'épaisseur x [7].

V.3. Libre parcours moyen

Le libre parcours moyen R des photons est égal à l'inverse du coefficient linéique d'atténuation et correspond à une épaisseur atténuée 37% des photons incidents [8] :

$$R = \frac{1}{\mu} = \frac{\text{CDA}}{\ln 2} \quad (\text{I.8})$$

V.4. Coefficient global d'atténuation linéaire

Il existe trois types d'interaction entre le photon et le milieu traversé, le global peut s'écrire sous la forme d'une somme de trois termes [1] :

$$\mu = \varepsilon + T + \sigma \quad (\text{I.9})$$

Ou ε est le coefficient linéique d'atténuation par production de paires

T est le coefficient linéique d'atténuation par effet photoélectrique

σ est le coefficient linéique d'atténuation par effet Compton

V.5. Coefficient d'atténuation massique

Le coefficient massique d'atténuation μ_m est défini comme suit :

$$\mu_m = \frac{\mu}{\rho} \quad (\text{I.10})$$

ρ est la masse volumique du matériau en $g\ cm^{-3}$,

Donc la loi d'atténuation s'écrit comme :

$$N=N_0\exp(-\mu_m x) \quad (I.11)$$

VI. Grandeurs dosimétriques

Les grandeurs dosimétriques servant à caractériser l'effet physique des rayonnements sur la matière en termes d'énergie transférée.

VI.1. Le flux particulaire

Le flux particulaire est défini comme étant le quotient dN par dt , où dN est le nombre de particules incidentes, et dt l'intervalle de temps [8]:

$$\dot{N}=\frac{dN}{dt}(s^{-1}) \quad (I.12)$$

VI.2. Le flux énergétique

Le flux énergétique est défini comme étant le quotient dE par dt , où dE est l'énergie des particules incidentes et dt est l'intervalle de temps :

$$\dot{E}=\frac{dE}{dt}(j.s^{-1}) \quad (I.13)$$

VI.3. Fluence particulaire

La fluence particulaire est définie comme étant le quotient dN par dA ; où dN est le nombre de particules incidentes, et dA est l'unité de surface :

$$\Phi=\frac{dN}{dA} (cm^{-1}) \quad (I.14)$$

VI.4. Débit de fluence particulaire

Le débit de fluence particulaire est défini comme étant le quotient $d\Phi$ par dt ; où $d\Phi$ est l'incrément de fluence particulaire et dt l'intervalle de temps :

$$\dot{\Phi}=\frac{d\Phi}{dt} (cm^{-2} .s^{-1}) \quad (I.15)$$

VI.5. Fluence énergétique

La fluence énergétique est définie comme étant le quotient dE par dA , où dE est l'énergie des particules incidentes, et dA est l'unité de surface :

$$\Psi=\frac{dE}{dA} (j.m^{-2}) \quad (I.16)$$

VI.6. Débit de fluence énergétique

Le débit de fluence énergétique est défini comme étant le quotient $d\Psi$ par dt ; où $d\Psi$ est l'incrément de fluence énergétique, et dt l'intervalle de temps :

$$\dot{\Psi} = \frac{d\Psi}{dt} \text{ (w. cm}^{-2}\text{)} \quad (\text{I.17})$$

VI.7. Exposition

L'exposition est définie comme étant le quotient dQ par dm ; où dQ est la valeur absolue de la charge totale des ions de même signe produits dans l'air où tous les électrons et les positons libérés par les photons sont complètement stoppés dans l'air.

$$X = \frac{dQ}{dm} \text{ (C.kg}^{-1}\text{)} \quad (\text{I.18})$$

L'unité spéciale de l'exposition est le roentgen (R), bien que l'unité du système international soit $2.58 \times 10^{-4} \text{ C.kg}^{-1}$. Avec $1\text{R} = 2.58 \times 10^{-4} \text{ C.kg}^{-1}$

VI.8. Débit d'exposition

Le débit d'exposition est défini comme étant le quotient dX par dt ; où dX est l'incrément d'exposition et dt l'intervalle de temps.

$$\dot{X} = \frac{dX}{dt} \text{ (C.kg}^{-1}\text{s}^{-1}\text{)} \quad (\text{I.19})$$

Dans les variables qui continent la dérive par rapport au temps \dot{X} .

VI.9. Kerma

Le Kerma est défini comme étant le quotient dE_{tr} par dm ; où dE_{tr} est la somme des énergies cinétiques initiales de toutes les particules chargées libérées par les particules non chargées dans un volume de masse [8]:

$$K = \frac{dE_{tr}}{dm} \text{ (J.kg}^{-1}\text{)} \quad (\text{I.20})$$

L'unité du kerma dans le système international est le gray (Gy) : $1\text{Gy} = \text{J.kg}^{-1}$

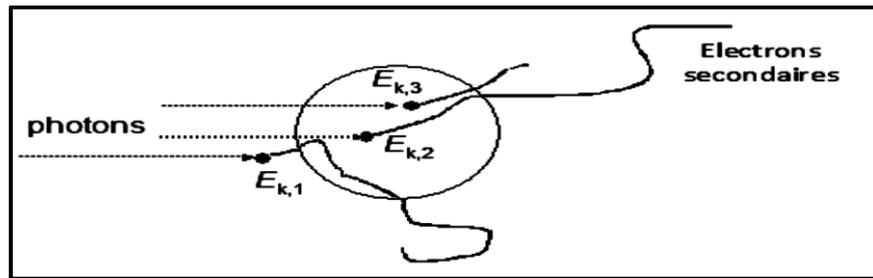


Figure (I.12) : Transport d'énergie (kerma) pour l'effet photoélectrique [8].

VI.10. Débit de kerma

Le débit de kerma est défini comme étant le quotient dK par dt ; où dK est l'incrément de kerma, et dt est l'intervalle de temps :

$$\dot{K} = \frac{dK}{dt} \text{ (J.kg}^{-1} \cdot \text{s}^{-1} \text{)} \quad (\text{I.21})$$

VI.11. La dose absorbée

La dose absorbée est reliée à des quantités stochastiques de l'énergie impartie. Elle est définie comme le quotient $d\varepsilon$ par dm , où $d\varepsilon$ est l'énergie moyenne impartie par les radiations ionisantes et dm est l'unité de masse pour un volume fini V [8].

$$D = \frac{d\varepsilon}{dm} \text{ (J.kg}^{-1} \text{)} \quad (\text{I.22})$$

VI.12. Le débit de dose absorbée

Le débit de dose absorbée est défini comme étant le quotient dD par dt : où dD est l'incrément de la dose et dt est l'intervalle de temps [8] :

$$\dot{D} = \frac{dD}{dt} \text{ (J.kg}^{-1} \cdot \text{s}^{-1} \text{)} \quad (\text{I.23})$$

Conclusion

Dans la première partie de ce chapitre nous avons introduit la notion de photon et les propriétés essentielles qui le caractérisé et on a rappelé les généralités de l'interaction des photons avec la matière. Les grandeurs dosimétriques des rayonnements sont aussi présentées car elles interviennent dans le chapitre suivant.



Chapitre II
*Radiothérapie et accélérateur
médical*

Introduction

La radiothérapie consiste à exposer une partie précise du corps à des radiations, on utilise pour cela des radiations ionisantes : rayons X et électron produits par les accélérateurs de particules. Ces derniers sont des instruments qui utilisent des champs électriques ou magnétiques pour amener des particules chargées électriquement à des vitesses élevées. En d'autres termes, ils communiquent de l'énergie aux particules. On en distingue deux grandes catégories : les accélérateurs linéaires et les accélérateurs circulaires [9]. Dans les accélérateurs linéaires, les particules accélérées se déplacent selon une trajectoire rectiligne et dans les accélérateurs circulaires, la trajectoire des particules accélérées est circulaire [9].

I. Notion de radiothérapie

La radiothérapie est une technique médicale qui utilise les rayonnements ionisants pour détruire les cellules de tumeurs cancéreuses tout en épargnant les tissus sains. Elle est née avec la découverte des rayons X par W.K Röntgen en 1895. Son objectif est de délivrer de la manière la plus précise possible la dose de rayonnement prescrite au volume de la tumeur. Les appareils de radiothérapie moderne sont les accélérateurs linéaires de particules. Les faisceaux des appareils de radiothérapie les plus couramment employés dans les centres de radio-oncologie sont composés des photons et d'électrons de haute énergie [16]. La radiothérapie peut être utilisée seule ou en association avec la chirurgie et la chimiothérapie. Il est lié au type de tumeur, à son emplacement, à son stade et l'état général du patient.

II. Rayonnements utilisés en radiothérapie

II.1. Les électrons

Les électrons sont des particules directement ionisantes, ils présentent de très fortes probabilités d'interaction avec les tissus et ont un faible parcours. Le dépôt de dose est assez homogène sur tout leur parcours, ils peuvent donc s'avérer très efficaces dans le traitement de tumeurs superficielles [16].

II.2. Les photons

Les photons sont des rayonnements indirectement ionisant. Dans les accélérateurs linéaires, ils sont produits par interactions des électrons avec la cible généralement constituée de tungstène. Les photons sont utilisés en radiothérapie pour traiter des tumeurs plus profondes que celles traitées par des électrons.

II.3. Les protons

Les caractéristiques physiques des protons leur donnent un avantage spécifique par rapport aux photons. Lorsqu'ils pénètrent dans les tissus, les protons déposent une grande partie de leur énergie à une profondeur donnée, aux niveaux du pic de Bragg. La profondeur du pic de Bragg dans les tissus dépend de l'énergie et peut donc être ajustée en fonction de la profondeur de la tumeur à irradier. Ce qui protège totalement les structures saines qui se trouvent derrière la tumeur [17].

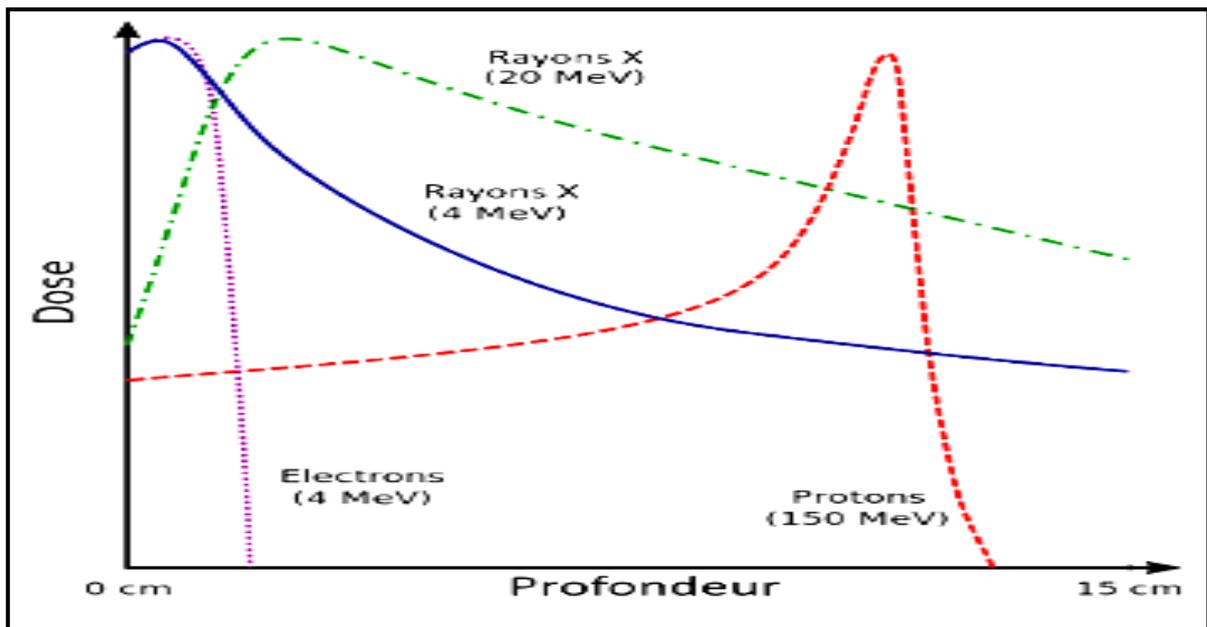


Figure (II.1) : Forme des rendements en profondeur pour des faisceaux de rayons X, protons et électrons [18].

III. Types de radiothérapie

Le choix de l'appareil, du type de rayons et d'énergie dépend du type de la tumeur, on distingue deux principaux types d'irradiations : radiothérapie externe et interne.

III.1. Radiothérapie externe

La radiothérapie externe est une méthode de traitement anticancéreuse utilisant des radiations ionisantes issues d'une source placée à l'extérieur du patient. C'est de loin le mode de traitement le plus fréquemment utilisé. En fonction de la tumeur à traiter, de sa localisation, de sa taille, de son stade, de l'état général du patient des symptômes associés, elle peut être curative, palliative ou symptomatique [19]. Et on utilise la planification des traitements en radiothérapie externe pour déterminer le nombre, l'orientation, le type et les caractéristiques des faisceaux

d'irradiation utilisés pour délivrer la dose de rayonnement ionisant prescrite à un patient suivant le type, la taille et le stade de la tumeur. L'accélérateur linéaire est l'appareil le plus employé aujourd'hui.

III.2. Radiothérapie interne

Cette technique consiste à mettre directement en contact des sources radioactives avec la tumeur. Cette technique permet de délivrer une dose très élevée directement au contact de la tumeur, tout en limitant l'irradiation des tissus sains [22]. Les techniques de radiothérapie interne varient en fonction de la nature et de la localisation de la tumeur.

IV. Description générale d'accélérateur médical

C'est une machine dédiée à produire des électrons accélérés et des rayons X de haute énergie pour le traitement en radiothérapie. Les tumeurs cancéreuses sont exposées soit à des électrons accélérés soit à des photons de haute énergie produits par la cible. Les accélérateurs médicaux sont des accélérateurs linéaires constitués d'un canon à électrons et d'un électro-aimant. L'interposition d'une cible en tungstène génère des photons X. La figure (II.2) illustre de façon générale la structure d'un accélérateur médicale.

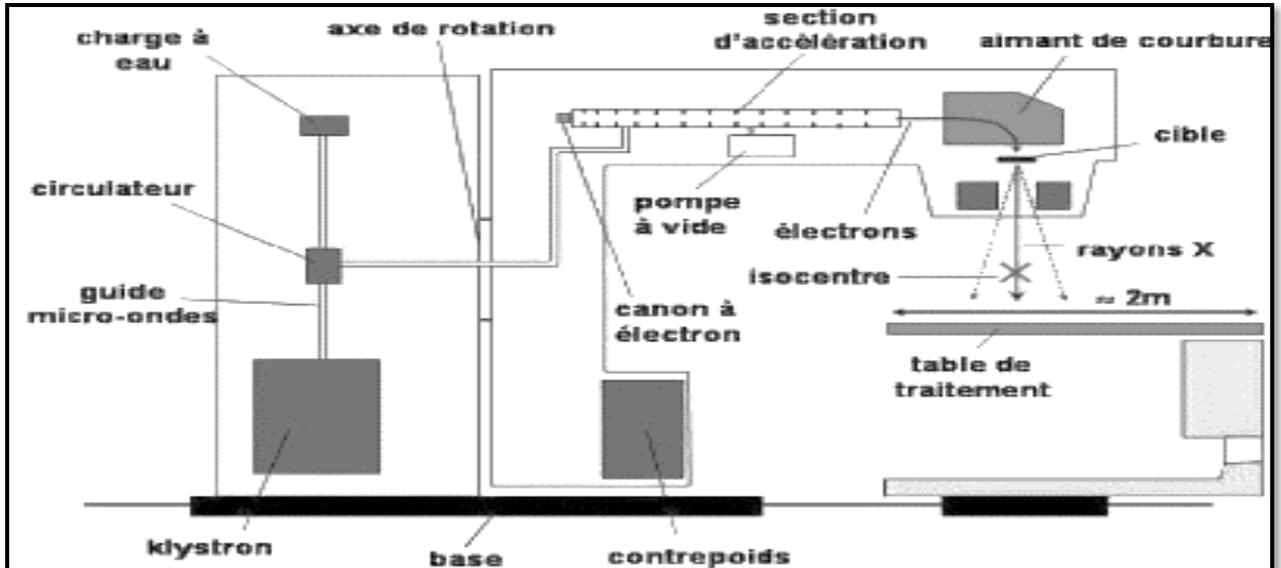


Figure (II.2) : Synoptique d'un accélérateur médical [13].

Les deux parties principales de l'accélérateur médical sont : une section accélératrice pour l'accélération des électrons qui viennent frapper une cible pour produire les photons et une tête pour la production, la collimation et la filtration du faisceau de photons pour l'usage en

radiothérapie. C'est la tête de l'accélérateur qui nous intéresse dans la simulation et nous allons la décrire dans ce qui suit.

V. La tête de l'accélérateur

La tête de l'accélérateur où la tête de traitement est l'élément le plus important de l'accélérateur. Il est responsable de la production du faisceau clinique. Les composantes essentielles de la tête de l'accélérateur sont montrées dans la figure (II.3).

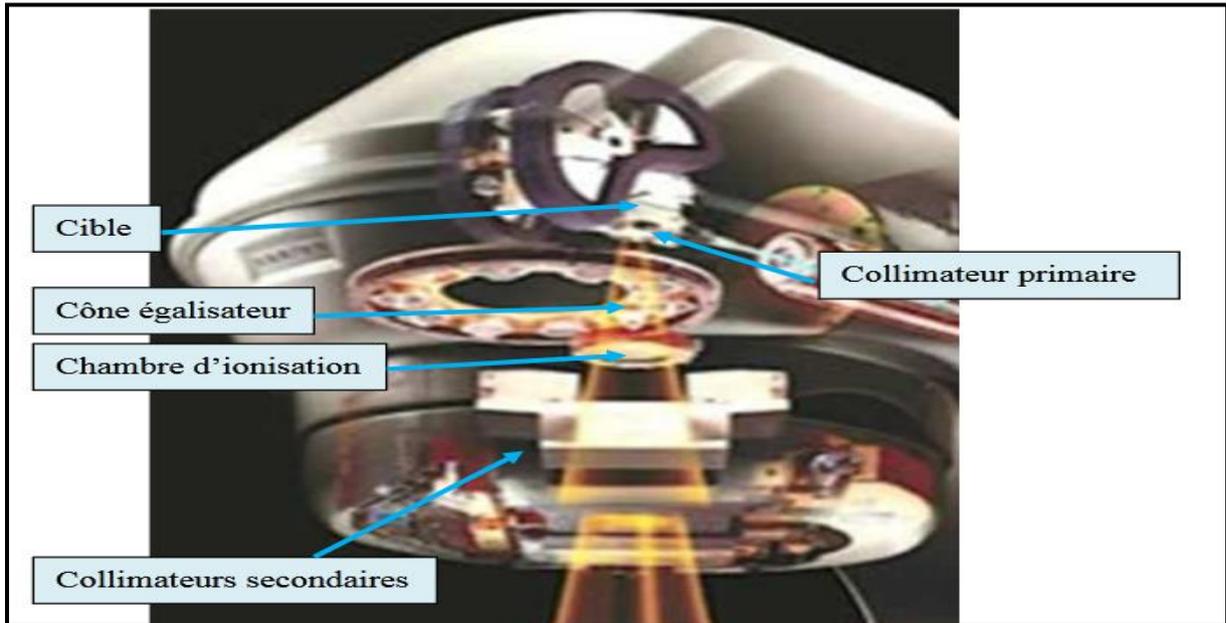


Figure (II.3) : La tête de l'accélérateur médical [14].

V.1. La cible

La cible est constituée d'une plaque de tungstène de quelques millimètres d'épaisseur et d'une plaque de cuivre, le tungstène permet la production de photons principalement par rayonnement de freinage alors que le cuivre est utilisé pour stopper les rayons X de basse énergie inutile au traitement, car trop peu pénétrants, et pour dissiper rapidement la chaleur.

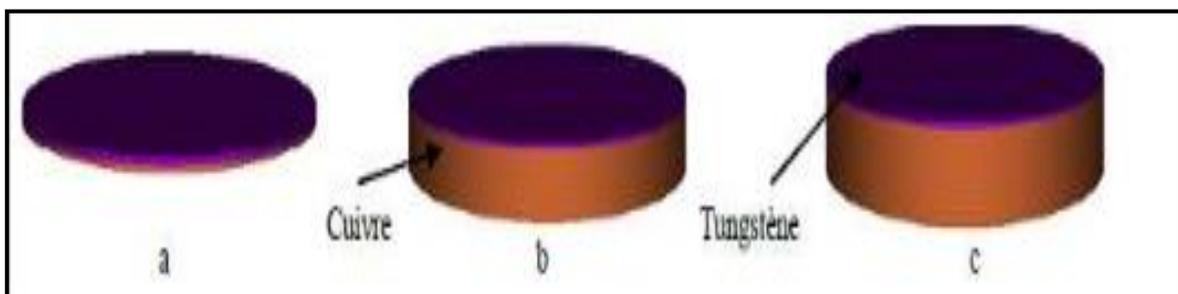


Figure (II.4) : Cibles de différentes épaisseurs [35].