

**REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA
RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVERSITE MOHAMED SEDDIK
BEN YAHIA - JIJEL**



**FACULTE DES SCIENCES EXACTES ET
INFORMATIQUE
DEPARTEMENT DE PHYSIQUE**

Série :

**Mémoire présenté pour obtenir le diplôme de
Master en physique**

Option : Physique Médicale

Par

BOUOUDEN Karima

FERTOUL Amira

Intitulé

Etude d'un tube à rayon X à usage radiologie

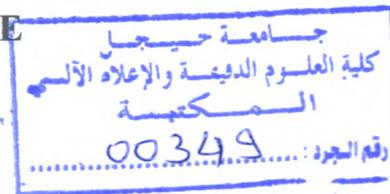
Soutenu le : **27/06 /2018**, devant le jury :

Président :	M. SOUCI	M.C.B	Université de Jijel
Rapporteur :	N. OUNOUGH	M.C.A	Université de Jijel
Examineur :	A. BOUKHELOUTE	M.A.A	Université de Jijel

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA
RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVERSITE MOHAMED SEDDIK
BEN YAHIA - JIJEL



FACULTE DES SCIENCES EXACTES ET
INFORMATIQUE
DEPARTEMENT DE PHYSIQUE



Série :

Mémoire présenté pour obtenir le diplôme de
Master en physique

Option : Physique Médicale

R. Phy. Méd. 05/18

Par

BOUOUDEN Karima

FERTOUL Amira

Intitulé

Etude d'un tube à rayon X à usage radiologie

Soutenue le : 27/06 /2018, devant le jury :

Président :	M. SOUCI	M.C.B	Université de Jijel
Rapporteur :	N. OUNOUGHI	M.C.A	Université de Jijel
Examineur :	A. BOUKHELOUTE	M.A.A	Université de Jijel



Remerciements

On tient tout d'abord à remercier vivement le bon dieu , de nous avoir donné la force pour suivre ainsi que l'audace pour dépasser toutes les difficultés , grâce à son aide que nous avons réalisées ce modeste travail .

On présente nos premiers remerciements à notre encadreur Monsieur **Nabil OUNOUGHI** , docteur de l'université de Jijel pour nous avoir permis de réaliser ce travail de recherche , pour tout le temps qu'il nous a consacré et pour avoir assuré avec intérêt la direction et le suivi de ce travail .

Nos vifs remerciements vont également aux membres du jury **Souisi Monir** et **Abdelmalek Boukhalot** pour l'intérêt qu'ils ont portés à notre recherche en acceptant d'examiner notre travail et de l'enrichir par leurs propositions .

On tient également à remercier très chaleureusement tout ses enseignants de la physique de rayonnement de l'université de Jijel.

Enfin, nous remercions toute personne ayant participé, de près ou de loin à l'élaboration de ce mémoire.

Dédicace

Je dédie ce travail

À mes très chers parents

Ali Bououden

Massouda Boubrek

Pour leur sacrifice et leurs encouragements, et qui grâce à eux j'ai pu continuer mes études. Merci pour votre compréhension, et votre soutien permanent. Merci d'avoir toujours été là.

À mes très chers frères et sœurs

À mes adorables frères : Abdanour et Lakhdar et Hamza

À mes adorables sœurs : Zahiya et Horiya

Merci de m'avoir encouragé et soutenu pour réaliser ce mémoire.

À mon binôme Fertoul Amira pour son aide et encouragement.

À ma famille, mes amis.

À tous mes collègues de la promotion de rayonnement 2018.

Dédicace

Je dédie ce travail

À mes très chers parents

Mohammed Fertoul

Noira Boullif

Pour leur sacrifice et leurs encouragements, et qui grâce à eux j'ai pu continuer mes études. Merci pour votre compréhension, et votre soutien permanent. Merci d'avoir toujours été là.

À mes très chers frères et sœurs

À mes adorables frères : Ihyes et Sief el islem

À mes adorables sœurs : Imane et Ines

Merci de m'avoir encouragé et soutenu pour réaliser ce mémoire.

À mon binôme Karima Bououden pour son aide et encouragement.

À ma famille « Ihyes Boullif », mes amis.

À tous mes collègues de la promotion de rayonnement 2018.

Tables des matières

Sommaire

Introduction général	1
Chapitre I : Interaction des électrons/photons avec la matière	
Introduction	3
1. Interaction des électrons avec la matière :	3
1.1. Interaction élastique	3
1.2. Interactions inélastiques :	4
a. Ionisation :	4
b. Excitation :	4
c. Rayonnement de freinage :	5
1.3. Libre parcours moyen.....	6
1.4. Le pouvoir d'arrêt des électrons.....	6
1.5. Parcours des électrons dans la matière :	7
2. Interaction des photons avec la matière :	7
2.1. Processus d'interaction :	7
a. L'effet photoélectrique :	7
b. Effet Compton	9
c. Création de paires (e^- , e^+) :	10
d. diffusion Rayleigh	11
2.2. Importance relative des trois effets	12
2.3. Section efficace	13
2.4. Atténuation des rayonnements électromagnétiques	15
2.4.1. Loi d'atténuation	15
2.4.2. Couche de demi-atténuation (CDA)	17
3. Dosimétrie des rayonnements	18
3.1. Les grandeurs dosimétriques	18
3.1.1. Exposition	18
3.1.2. Kerma	19
3.1.3. Dose absorbée	19
3.2. Grandeur de protection	20
3.2.1. Dose équivalente	20
3.2.2. Dose efficace	21
Conclusion.....	22

Chapitre II : Les rayons X et application médicale

Introduction	23
1. Historique des rayons x	23
2. La nature du rayon x.....	24
3. La production des rayons x	25
3.1 Spectre continu	26
3.2 Spectre de raies.....	27
4. Tube à RX	28
4.1. Principe.....	29
4.2. Les composants d'un tube à rayon X	30
4.2.1. L'ampoule	30
4.2.2. La cathode	30
4.2.3. L'Anode	31
4.3. Les différentes types de tube à rayon x	32
4.3.1. Tubes des rayons X type de Crookes	32
4.3.2. Tube des rayons X de type Coolidge	33
4.3.3. Tube des rayons X de type à anode fixe.....	33
4.3.4. Tube des rayons X de type à anode tournante.....	34
4.4. Les caractéristiques d'un tube à rayon x	35
4.4.1. La caractéristique mécanique	35
4.4.1.1. Foyer.....	35
4.4.2. Les caractéristiques physiques	35
4.4.2.1. La tension maximale	35
4.4.2.2. La puissance	36
4.4.2.3. La capacité thermique	37
4.4.3. Accessoires du tube RX	37
4.4.3.1. La gaine du tube à rayons X	37
4.4.3.2. Diaphragme	37
4.4.3.3. Filtre	37
5. Applications médicales des rayons X en radiologie	38
5.1. Principe.....	39

5.2. Notion de contraste	40
5.3. Les applications de la radiographie en fonction des gammes d'énergie	42
Conclusion.....	43

Chapitre III : Simulation Monte Carlo en physique de rayonnement

Introduction	44
1.La simulation Monte Carlo et son fonctionnement	44
2.Principe de simulation Monte Carlo.....	45
3.Méthodes de simulation adaptée au type de particules	46
4.Estimation des incertitudes	47
a. Des incertitudes systématiques	47
b. Des incertitudes statistiques	47
5.L'efficacité d'une simulation	48
6.Simulation Monte Carlo de l'interaction des photons et des électrons	48
a) Les photons	48
b) Les électrons	49
7.Classification des codes Monte Carlo	40
a) classe I	50
b) classe II	51
8.Les codes de Monte Carlo	51
1.Le code EGS	51
2.Geant 4	51
3.MCNP (M.C Neutres photons).....	52
4.Le code pénélope	52
9.Simulations Monte-Carlo par le code PENELOPE	53
9.1. Choix du code.....	53
9.2. Descriptif du code Penelope	54
9.3. L'architecteur du code Penelope	54
9.4. Paramètres de simulation	56
9.5. La géométrie dans Penelope	57
Conclusion	58



Chapitre IV : La simulation de spectre énergétique d'un tube à rayons X à anode de tungstène

Introduction	59
1.Paramètres influençant sur le spectre énergétique	59
1.1. L'intensité du courant électrique	59
1.2. La haute tension entre les électrodes.....	60
1.3. La nature de la cible	60
1.4. Filtration additionnelle	60
2.Modélisation d'un tube à rayons X	61
3.Les matériaux utilisés pour la modalisation.....	61
3.1. Matériau de l'anode.....	61
3.1.1. Le tungstène (W).....	62
3.1.2. Molybdène (Mo)	62
4.Matériau du détecteur.....	62
4.1. Simulation du spectre d'un tube à rayons X	63
5.Résultats et interprétation.....	64
5.1. Effet du filtrage	64
5.2. Effet d'épaisseur du filtre.....	65
5.3. Effet d'un angle d'inclinaison de l'anode	66
5.4. Effet de la nature de filtre.....	67
5.5. Simulation de la dose dans un fantôme.....	68
Conclusion.....	70

LISTE DES FIGURES

Figure (I.1) : Phénomène d'ionisation [6].

Figure (I.2) : Phénomène d'excitation [6].

Figure (I.3) : Phénomène de freinage [6].

Figure (I.4) : effet photoélectrique

Figure (I.5) : Phénomènes de fluorescence et émissions Auger [13].

Figure (I.6): Schéma de l'effet Compton.

Figure (I.7) : effet de production des paires.

Figure (I.8) : Phénomène d'annihilation de la matière.

Figure (I.9): diffusion Rayleigh (ou cohérente)

Figure (I.10): prédominance des interactions photon- matière en fonction de L'énergie du photon incident ($h\nu$) et du numéro atomique (Z) [18].

Figure (I.11) : Section efficace différentielle

Figure (I.12) : Illustration des interactions d'un faisceau de photons dans un matériau [20].

Figure (I.13): coefficient d'atténuation massique du matériau «eau» en fonction de l'énergie [21].

Figure (I.14): courbe d'atténuation des rayonnements électromagnétique dans la matière [18].

Figure (I.15) : relation entre la dose absorbée, la dose équivalente et la dose efficace [23] .

Figure (II.1) : W. RONTGEN [25] .

Figure (II.2) : La 1^{ère} radiographie de la main de bertha röntgen [25] .

Figure (II.3): caractéristiques des différentes ondes électromagnétiques [29].

Figure (II.4) : Rayonnement de freinage [17].

Figure (II.5): Spectre continu théorique et réel [17].

Figure (II.6): schéma représente les principales transitions électroniques et niveaux d'énergie électronique dans un atome.

Figure (II .7): Exemple d'un spectre réel de rayons X produit par un tube de Coolidge, avec une cible en Tungstène et une tension accélératrice de 90Kv [31].

Figure (II .8) : Dispositif de production des rayons X (tube de Coolidge) [33].

Figure (II .9) : Cathode à deux filaments

Figure (II .10) : l'effet thermo-ionique

Figure (II .11) : foyer optique et foyer thermique [30].

Figure (II .12) : Photographie d'un tube de Crookes [25

Figure (II .13) : Principe du tube de Crookes

Figure (II .14): la composition d'anode fixe

Figure (II .15) : Piste d'anode

Figure (II .16): Anode tournante à deux foyers

Figure (II .17) : Spectre de l'énergie des photons suivant trois tensions [25].

Figure (II .18) : Filtre d'aluminium de 2mm d'épaisseur

Figure (II .19) : Équipements radiographiques.

Figure (II .20) : principe de la radiographie.

Figure (II .21) : exemple d'imagerie radiographie

Figure (III .1): Schéma de principe des méthodes de Monte-Carlo [37].

Figure (III .2): Architecture simplifiée des programmes et des fichiers d'entrée et de sortie du code PENELOPE [38].

Figure (III .3): Exemples de surfaces réalisables avec le module Pengeom de PENELOPE [36].

Figure (IV.1): principe de la filtration additionnelle.

Figure (IV.2): (a) photographie d'un tube à RX, (b) modèle utilisé pour la simulation.

Figure (IV. 3): photographie d'un tube à RX.

Figure (IV.4) : visualisation à l'aide de gview2d et gview3d de la géométrie d'un tube à RX sans filtre produit par PENELOPE.

Figure (IV.5) : visualisation à l'aide de gview2d et gview3d de la géométrie d'un tube à RX avec filtre produit par PENELOPE

Figure (IV. 6): simulation de spectre énergétique d'un tube à RX par le code Penelope avec filtre Al et sans filtre.

Figure (IV.7) : Simulation de spectre énergétique d'un tube à rayon X par le code Penelope avec filtre d'Aluminium visualisation.

Figure (IV.8) : simulation de spectre énergétique d'un tube à rayon X à anode de tungstène par le code PENELOPE avec filtre (Al) pour différent angle.

Figure (IV.9) : Simulation de spectre énergétique d'un tube à rayon X par le code Penelope avec filtre d'Aluminium.

Figure (IV.10) : Simulation de spectre énergétique d'un tube à rayon X par le code Penelope sans filtre.

Figure (IV.9) : Simulation de spectre énergétique d'un tube à rayon X par le code Penelope avec filtre.

Figure (IV.10) : Géométrie de simulation pour le calcul de la dose en profondeur dans un fantôme d'eau.

Figure (IV.11) : Dose déposé en profondeur dans un fantôme d'eau pour un filtrage par l'aluminium et par le tannaim.

**Liste des tableaux et les
Index des notions**

Tableau (I.1) : Facteurs de pondération de différent rayonnement ionisant.

Tableau (I.2): Facteur de pondération de quelques organes.

Tableau (II .1): exemples d'atténuation de rayon X dans des tissus de différentes opacités [17].

Tableau (III. 1) : Equations réduite des quadratiques [33].

Index des notations

$c = 3 \times 10^8 \text{ m.s}^{-1}$	Célérité de la lumière dans le vide
$h = 6,63 \times 10^{-34} \text{ J.s}$	Constante de Planck
$e^- = -1,602 \times 10^{-19} \text{ c}$	Charge de l'électron
μ	Coefficient linéique d'atténuation
μ_m	Coefficient massique d'atténuation
CDA	Couche de demi-atténuation
D	Dose absorbée
\dot{D}	Débit de dose
$H_{T,R}$	Dose d'équivalent
D_{eff}	Dose efficace
ρ	Densité
E (J ou eV)	Energie des rayons X
E_c (J)	Energie cinétique
E_e (J)	Energie cinétique de l'électron
E_l	Energie de liaison

E_C	Energie cinétique d'électron éjecté
x	Exposition
ν (Hz (s ⁻¹))	Fréquence
K	Kerma
λ (m ou nm)	Longueur d'onde
L	Libre parcouru moyen d'électron
ρ	Masse volumique du matériau
M	Masse molaire
Z	Numéro atomique du matériau absorbeur
N_A	Nombre d'Avogadro
S	Pouvoir d'arrêt
σ	Section efficace
U(V)	Tension accélératrice
v (m/s)	Vitesse

Les unités

C	L'unité de charge est le coulomb
J	L'unité de l'énergie (Joule)
eV	L'unité de l'énergie (électronvolt)
nm	L'unité Nanomètre pour mesurer la longueur
V	L'unité de la tension
Kg	L'unité de la masse
m/s	L'unité de la vitesse

m	L'unité de la longueur d'onde (mètre)
barn	L'unité de la section efficace
MeV.cm ⁻¹	L'unité de pouvoir d'arrêt
C.kg ⁻¹	L'unité de l'exposition
Gy	L'unité de la dose absorbée et le Kerma
Gy.s ⁻¹	L'unité Débit de dose
Sv	La dose équivalent et la dose efficace (sievert)

Introduction générale

Introduction générale

La découverte des rayons X a valu à Röntgen la Médaille Rumford en 1896 depuis le premier prix Nobel de physique en 1901. Elle a été primordiale dans l'amélioration des connaissances en physique et est à l'origine, de nos jours, d'un nombre incalculable d'applications dans tous les domaines de la connaissance.

Les rayons X sont utilisés dans le domaine médical. En effet, ils possèdent des propriétés de pénétration intense à l'intérieur de la matière, ce qui leur confère, entre autres, des utilisations en radiologie ou radiothérapie.

L'un des paramètres important qui doit être déterminé avant toute utilisation d'un tube à rayons X est le spectre énergétique du faisceau. Expérimentalement ce spectre est mesuré directement par un détecteur à rayons X. Un autre outil pour déterminer le spectre par le calcul numérique est la simulation Monte Carlo qui permet de modéliser des phénomènes réels et simuler un phénomène physique complexe.

Dans ce travail, nous avons simulé le spectre énergétique d'un tube à rayons X, à anode de tungstène, par la méthode Monte Carlo ce qui exige la maîtrise d'un code de calcul Penelope et de comprendre l'aspect théorique de l'interaction des électrons et des photons avec la matière. À travers cette simulation nous avons montré l'effet de filtrage sur le spectre énergétique de faisceau.

Le travail de ce mémoire comporte quatre chapitres :

Le premier chapitre présente les bases physiques de l'interaction des électrons et des photons avec la matière (rayonnements utilisés dans notre travail) et une description des grandeurs et des unités utilisées en dosimétrie.

Dans le deuxième chapitre, on va rappeler la nature et l'origine des rayons X, décrire brièvement le principe de production des rayons X. et décrire l'utilisation des rayons X en radiologie.

Le troisième chapitre, on va tout d'abord présenter le principe de base de la méthode Monte Carlo sur laquelle repose le code de calcul Penelope que nous allons utiliser. Ensuite on va donner un aperçu sur l'architecture et fonctionnement de ce code.

Le quatrième chapitre présente les étapes qui conduisent à la simulation du spectre énergétique d'un tube à rayon X à anode en tungstène, utilisé dans la radiologie, par le code PENELOPE. Pour éliminer la partie du spectre de basses énergies et étudier l'effet de filtrage.

Chapitre I

Interaction des électrons/photons avec la matière

Introduction

L'étude de l'interaction rayonnement-matière a été en grand partie effectuée vingtième siècle et trouve son origine dans la découverte de la radioactivité par Henri Becquerel en 1896. Cette découverte a permis des avancées considérables, tant d'un point de vue fondamental que technologique.

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 totalité de leur énergie. Le milieu absorbant subit donc des modifications dues à l'absorption des rayonnements [1].

Dans ce chapitre, dans une première partie, on rappellera les bases physiques de l'interaction des électrons et des photons dans la matière (particules utilisées dans le travail qui suit). Dans une deuxième partie on expliquera les bases de la dosimétrie des rayonnements.

1. Interaction des électrons avec la matière

Les électrons, particules chargées, interagissent systématiquement puisqu'ils sont soumis aux champs électrostatiques (cortège électronique, noyau) lors de leur traversé dans la matière. Leurs trajectoires sont caractérisées par de grands changements de direction. Les interactions qui conduisent à une perte d'énergie cinétique et/ou à la déviation de ces particules [2]. Les interactions possibles sont les interactions élastiques et les interactions inélastiques.

1.1. Interaction élastique

Les électrons peuvent interagir avec les électrons et les noyaux de façon élastique. Il s'agit dans collision au cours de laquelle la perte d'énergie de l'électron incident est quasiment nulle on observe un simple changement de direction de l'électron incident.

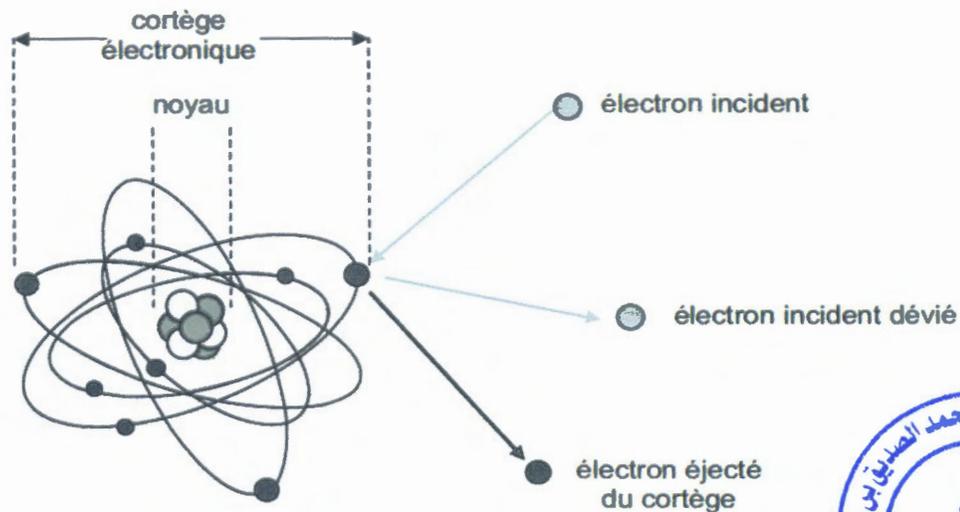
Cette interaction est significative pour des électrons de très basses énergies ($<100\text{eV}$) [2].

1.2. Interactions inélastiques

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[2].

a. 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 (figure I.1). Lors d'une ionisation, l'énergie cédée par l'électron incident est généralement faible par rapport à son énergie cinétique totale[3].

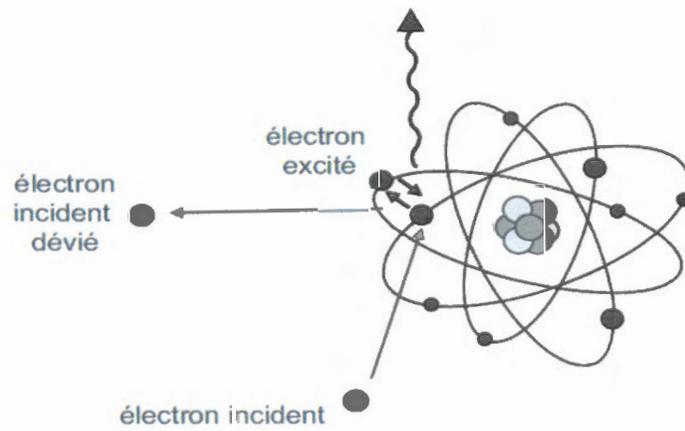


Figure(I.1) :Phénomène d'ionisation [4].



b. 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 excitéFigure (I.2)[3].



Figure(1.2) : Phénomène d'excitation [4].

c. Rayonnement de freinage

Lorsqu'un électron d'énergie cinétique E se trouve soumis au champ électrostatique d'un atome, l'accélération subie résulte en l'émission d'un photon de freinage, dit de « Bremsstrahlung ».

Ce dernier peut alors emporter une énergie w qui varie entre 0 et E . la section efficace différentielle liée à ce phénomène est donnée par la formule de Bethe et Heitler qui tient compte de l'écrantage électronique dans le champ du noyau[5].

$$\frac{d}{dw(E)} = \frac{Z^2}{B^2} \frac{1}{w} X(Z, k) \quad (I.1)$$

Avec:

B : rapport de la vitesse de l'électron sur la vitesse de la lumière.

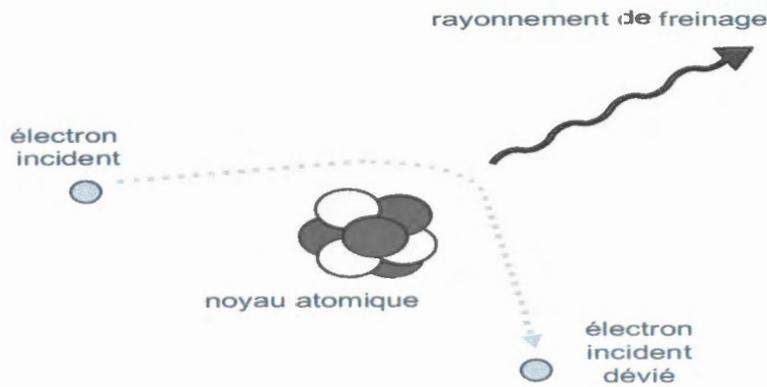
Z : la charge de la cible.

K : représente l'énergie réduite du photon émis ou $k=w/E$.

$X(z, k)$: le paramètre a été tabulé par Seltzer et Berger.

W : l'énergie du photon émis.

E : l'énergie d'électron.



Figure(1.3) :Phénomène de freinage [4].

1.3. 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.

Pour calculer λ , il faut d'abord déterminer la probabilité qu'une particule ne subisse pas d'interaction pendant le trajet de longueur x [6].

$$\lambda = \frac{1}{N\sigma} \quad (1.2)$$

Avec N est le nombre de particule du système et σ la section efficace totale pour tous les types d'interaction.

1.4. Le pouvoir d'arrêt des électrons

L'énergie perdue progressivement par la particule incidente par interaction avec les atomes de la matière traversée caractérise son pouvoir de pénétration dans ce milieu.

Si dE est la quantité d'énergie perdue par un électron en traversant l'épaisseur dX de matériau de densité ρ [g.cm^{-3}], le pouvoir d'arrêt massique total S_{tot} est défini par :

$$S_{\text{tot}} = S_{\text{coll}} + S_{\text{rad}} = \frac{1}{\rho} \left(\frac{dE}{dX} \right) = \frac{1}{\rho} \left[\left(\frac{dE}{dX} \right)_{\text{coll}} + \left(\frac{dE}{dX} \right)_{\text{rad}} \right] \quad (1.3)$$

Ou S_{coll} et S_{rad} les pouvoir d'arrêt massique par collisions et freinage [$\text{Mev.cm}^2/\text{g}$].

$\left(\frac{dE}{dX}\right)$ Le pouvoir linéique de ralentissement de l'électron [7].

1.5. Parcours des électrons dans la matière

Le parcours L est 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 [8]:

$$L = \int_0^E \left(-\frac{dE}{dX}\right)^{-1} dE \quad (1.4)$$

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).

2. Interaction des photons avec la matière

2.1. processus d'interaction

Les photons peuvent interagir de différentes façons avec les électrons ou les noyaux de la matière. Les interactions avec les électrons sont la diffusion de Rayleigh, l'effet Compton et l'effet photoélectrique. Les interactions avec les noyaux sont l'effet de matérialisation et les réactions photo-nucléaires [9].

a. L'effet photoélectrique

L'effet photoélectrique correspond à l'interaction d'un photon d'énergie $E = h\nu$ avec un électron fortement lié situé sur les couches profondes de l'atome, avec une énergie de liaison (E_l). La totalité de l'énergie du photon est transmise à l'électron qui est alors éjecté et est appelé photoélectron. Ceci conduit à l'ionisation de l'atome [10].

L'énergie du photoélectron E_{cin} est égale à l'énergie du photon incident, moins l'énergie de liaison de l'électron qui a été éjecté :

$$E_{cin} = h\nu - E_i \quad (I.5)$$

Où $h\nu$ l'énergie initiale du photon Incident et E_i est l'énergie de liaison de l'électron sur sa couche [2].

Comme les énergies de liaison sont relativement faibles, l'énergie de l'électron secondaire est à peu près égale à celle du photon incident. L'atome se trouve alors dans un état excité et son retour à l'état fondamental peut se faire par deux processus :

- Le mode de désexcitation radiatif correspondant à l'émission d'un rayonnement de fluorescence, dont le spectre de raies discontinu est caractéristique du matériau cible.
- Le mode de désexcitation non radiatif ou électronique qui est également connu sous le nom "d'effet Auger" [4].

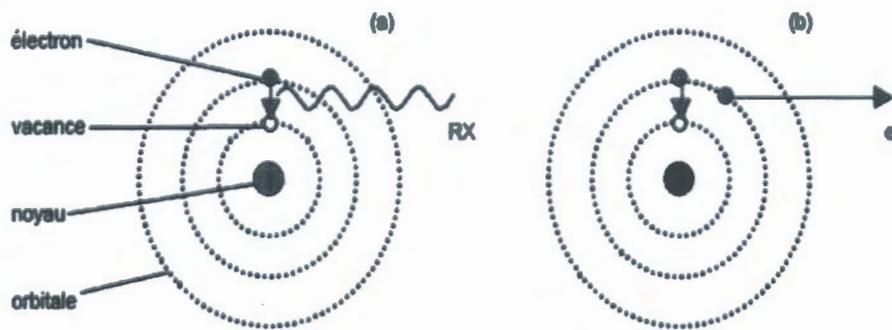


Figure (I.4) : Principe de l'effet photo électrique, émission de rayons X de fluorescence (a), Émission électron Auger (b).

La section efficace de l'effet photoélectrique par atome dépend fortement de l'énergie du photon et du numéro atomique Z du milieu absorbeur. Elle peut être exprimée approximativement par l'équation :

$$\sigma_{ph} = \frac{Z^n}{(E)^{3.5}} \quad (I.6)$$

Avec n variant de 4 et 5.

Pour un élément donné, l'effet photoélectrique diminue lorsque l'énergie du photon incident augment [12].

b. Effet Compton

Connue aussi par la diffusion inélastique ou incohérente[1], l'effet Compton est l'interaction entre un photon et un électron situé sur les couches périphériques de l'atome et donc faiblement lié.

Le photon incident transmet une partie de son énergie à l'électron de recul qui est projeté selon un angle ϕ et le reste au photon diffusé selon un angle θ de 0 à 180°, alors que le photon diffusé peut être émis dans tout l'espace, l'électron de recul est projeté en avant du point d'interaction, on parle donc de diffusion Compton [2]. Il pourra, lui aussi à son tour, s'il possède l'énergie suffisante à cet effet, ioniser d'autres atomes de la substance exposé à l'action du rayonnement, l'énergie de photon incident $E = h\nu$ se trouve répartie entre l'énergie cinétique acquise par l'électron-cible et l'énergie $E' = h\nu'$ du photon diffusé [12].

La conservation de l'énergie donne :

$$E = E' + E_{cin} \quad (1.7)$$

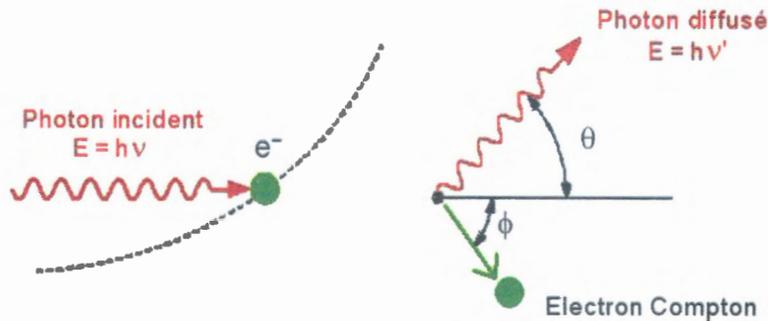


Figure (L.5): Schéma de l'effet Compton.

L'énergie du photon diffusé est :

$$E' = E \frac{1}{1 + \varepsilon(1 - \cos \theta)} \quad (1.8)$$

Avec : E est l'énergie de photon incident et $\varepsilon = \frac{E}{E_0}$, $E_0 = 511$ KeV étant énergie au repos de l'électron.

L'énergie de l'électron Compton :

$$E_{cin} = E \frac{2\varepsilon}{1 - 2\varepsilon + (1 + \varepsilon)^2 \tan^2 \theta_c} \quad (I.9)$$

La probabilité d'interaction par diffusion Compton augmente avec l'énergie du photon projectile et avec la densité du milieu traversé. Donc La section efficace de la diffusion Compton va comme [12]:

$$\sigma_c \approx \frac{Z}{h\nu} \quad (I.10)$$

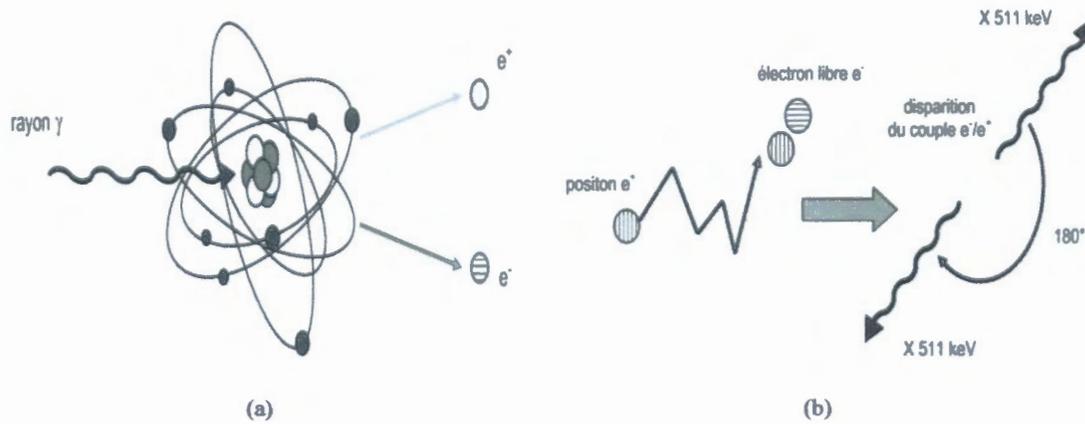
c. Création de paires (e^- , e^+)

L'effet de matérialisation se produit à énergie élevée ($E > 1,022$ MeV). Le photon pénétrant dans le champ Coulombien d'un noyau se matérialise sous forme d'un pair électron positron (e^- , e^+). L'électron et le positron sont ralentis dans la matière environnante. A la fin de son parcours, le positron interagit avec un électron et s'annihile ce qui engendre 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 [1]. La conservation de l'énergie s'écrit :

$$E = 2E_0 + E_{e^-} + E_{e^+} \quad (I.11)$$

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

À la fin de son parcours, le positron interagit avec un électron et s'annihile ce qui engendre l'émission de deux photons gamma d'énergie 511 keV à 180° l'un de l'autre (voir figure L6) [4].



Figure(L.6):(a) effet de production des paires(b) Phénomène d'annihilation de la matière.

d. diffusion Rayleigh

L'énergie du photon incident n'est pas absorbée par l'atome, il y a simplement un changement de la direction de propagation du photon. On parle de diffusion sans transfert d'énergie ou de diffusion élastique.

L'atome reste dans son état fondamental. Les électrons du nuage émettent aussitôt une onde électromagnétique (un photon) avec la même fréquence que la fréquence du photon incident. Le photon est émis dans n'importe quelle direction. Il a la même énergie que le photon incident [13].

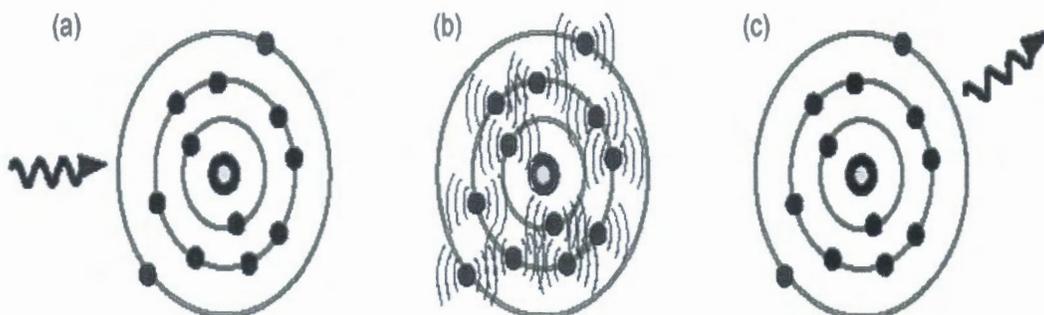


Figure (L.7):Lors d'une diffusion Rayleigh (ou cohérente), un photon est absorbé par les électrons d'un atome (a). Le champ électrique va déformer le nuage électronique de l'atome (b), qui émet ensuite un photon de même énergie que le photon incident (c).

La section efficace différentielle de la diffusion Rayleigh est donnée par :

$$\frac{d\sigma_R}{d\Omega} = r_e^2 \frac{1 + \cos^2(\theta)}{2} [F(Z)]^2 \quad (I.12)$$

Ou :

$F(Z)$: Le facteur de forme atomique.

r_e : Rayon classique d'électron (2,818 fm).

θ : est l'angle entre le photon incident et le photon diffusé [14].

2.2. Importance relatives des trois effets

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 et du numéro atomique du milieu, Ceci permet de définir trois zones [14] :

- L'effet Photoélectrique prédomine aux basses énergies et au numéro atomique de l'atome élevé.
- L'effet Compton prédomine aux moyennes énergies et au numéro atomique de l'atome faible.
- L'effet de production de paire prédomine aux hautes énergies et au numéro atomique de l'atome élevé [15].

On constate que dans la gamme d'énergie utilisée en radio physique médicale, uniquement les effets photoélectriques, Compton et création de paires sont dominants. Les autres effets ne sont pas primordiaux, mais peuvent néanmoins avoir leur importance dans applications particulière [14].

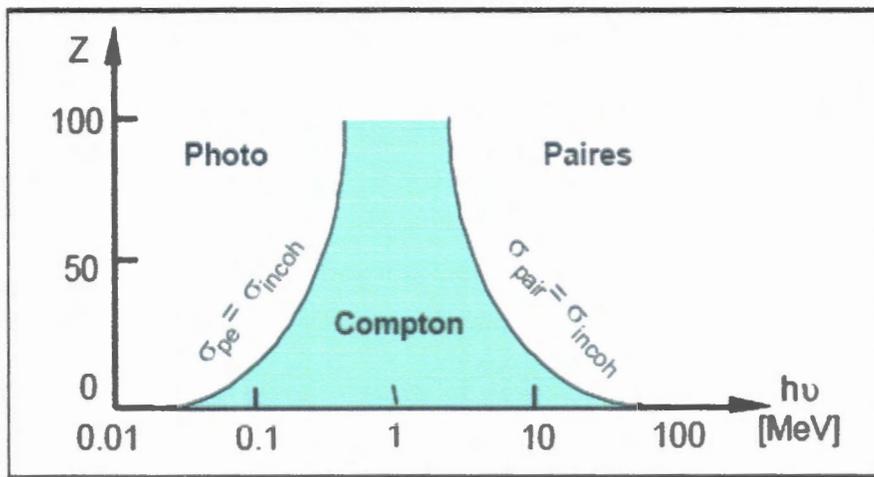


Figure (1.8) :prédominance des interactions photon- matière en fonction de L'énergie du photon incident ($h\nu$) et du numéro atomique (Z) [14].

2.3. Section efficace

La section efficace, souvent notée σ , est une grandeur physique correspondant à la probabilité d'interaction d'une particule pour un événement donné. L'unité couramment employée est le Barn : $1 \text{ barn} = 10^{-28} \text{ m}^2$.

On trouve souvent les sections efficaces exprimées en barn/atome ou bien en cm^2/g . Dans certains cas, on est amené à définir des sections efficaces différentielles, par exemple reportées à la valeur d'angle solide [2].

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

$$\sigma_{\text{tot}} = \sum_i \sigma_i \quad (\text{I.13})$$

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.

$$\sigma_{\text{ma}} = N_a \cdot \sigma \quad (\text{I.14})$$

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

$$\sigma_{\text{ma}}(\text{tot}) = \sum_i m_a(i) \quad (\text{I.15})$$

Où $\sigma_{\text{ma}}(i)$ 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 :

$$\sigma_{ma} = \sum_i f_i \sigma_{ma}(i) \quad (I.16)$$

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

On définit le libre parcours moyen de la particule incidente λ , qui est la distance parcourue par la particule dans la matière entre deux interactions successives [16] :

$$\lambda = \frac{1}{\sigma_{ma}} \quad (I.17)$$

➤ 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 du potentiel d'interaction). 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 $d\sigma(\theta, \phi) / d\Omega$ [14].

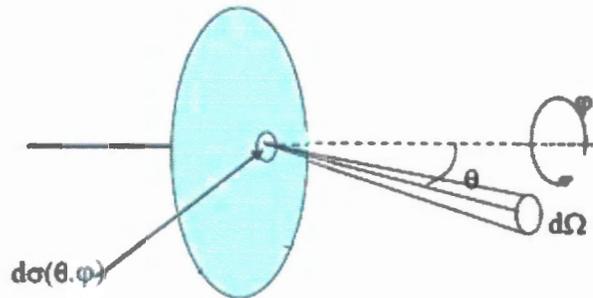


Figure (1.9) :Section efficace différentielle

La section efficace totale se calcule par :

$$\sigma_{tot} = \int \frac{d\sigma(\theta, \phi)}{d\Omega} d\Omega = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \frac{d\sigma(\theta, \phi)}{d\Omega} \sin\theta d\theta d\phi \quad (I.18)$$

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 $d\sigma/d\Omega$ 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 incidente après interaction [16].

2.4. Atténuation des rayonnements électromagnétiques

2.4.1. Loi d'atténuation

L'atténuation des photons s'exprime par le coefficient d'atténuation qui présente la fraction des photons incidents interagissant par unité de longueur. Ce coefficient tient compte des sections efficaces des trois processus de pertes d'énergie [9].

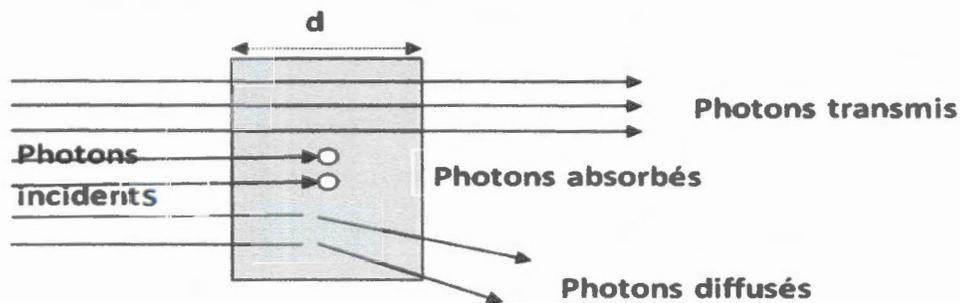


Figure (I.10) : Illustration des interactions d'un faisceau de photons dans un matériau [17].

La section efficace totale des trois processus (Rayleigh, photoélectrique, Compton) s'écrit [17]:

$$\sigma_{totae} = (\sigma_R + \sigma_{PH} + \sigma_C) \quad (I.19)$$

Soit N_0 photons (X ou γ) monochromatique arrivant la normale (90°) à la surface d'un matériau cible, le nombre de photon dN atténués par unité de longueur dx est proportionnel au nombre de photons incidents N :

$$dN = -\mu N dx \quad (I.20)$$

La loi d'atténuation globale s'obtient en résolvant cette équation différentielle simple, soit :

$$N(X) = N_0 e^{-\mu x} \quad (I.21)$$

Où N_0 : représente le nombre de photon incidents frappant l'écran d'épaisseur x .

N : est le nombre de photons présents après la traversée de l'épaisseur x (photon transmis).

μ : est coefficient d'atténuation linéique et dépend de l'énergie des photons incidents et de la nature du matériau traversé, il a la dimension inverse d'une unité de longueur, soit cm^{-1} si x exprimé en cm [2].

Avec μ coefficient d'atténuation total défini par [9]:

$$\mu = n\sigma_{\text{totale}} \quad (I.22)$$

Où $n = N_A \rho / M$, N_A nombre d'Avogadro, ρ la densité et M la masse molaire.

On définit un coefficient massique d'atténuation μ_m tel que :

$$\mu_m = \frac{\mu}{\rho} \quad (I.23)$$

Où ρ est la masse volumique du matériau (en g.cm^{-3}), la loi d'atténuation s'écrit alors :

$$N(X) = N_0 e^{-\left(\frac{\mu}{\rho}\right)\rho x} \quad (I.24)$$

Si le matériau traversé est composé de plusieurs éléments, la loi des mélanges permet d'écrire l'atténuation massique du matériau, $\frac{\mu(E)}{\rho}$ exprimée en $\text{cm}^2.\text{g}^{-1}$, comme [18]:

$$\left(\frac{\mu(E)}{\rho}\right)^{\text{composé}} = \sum_{i=1}^{N_{\text{éléments}}} w_i \frac{\mu(E, \rho_i, Z_i)}{\rho_i} \quad \text{Avec } w_i = \frac{m_i}{M} \quad (I.25)$$

Où w_i sont les fractions massiques de chaque élément dans le matériau composé et $N_{\text{éléments}}$ le nombre d'éléments contenus dans le matériau composé .un exemple de l'atténuation massique de l'eau est illustré dans la figure (I.11).

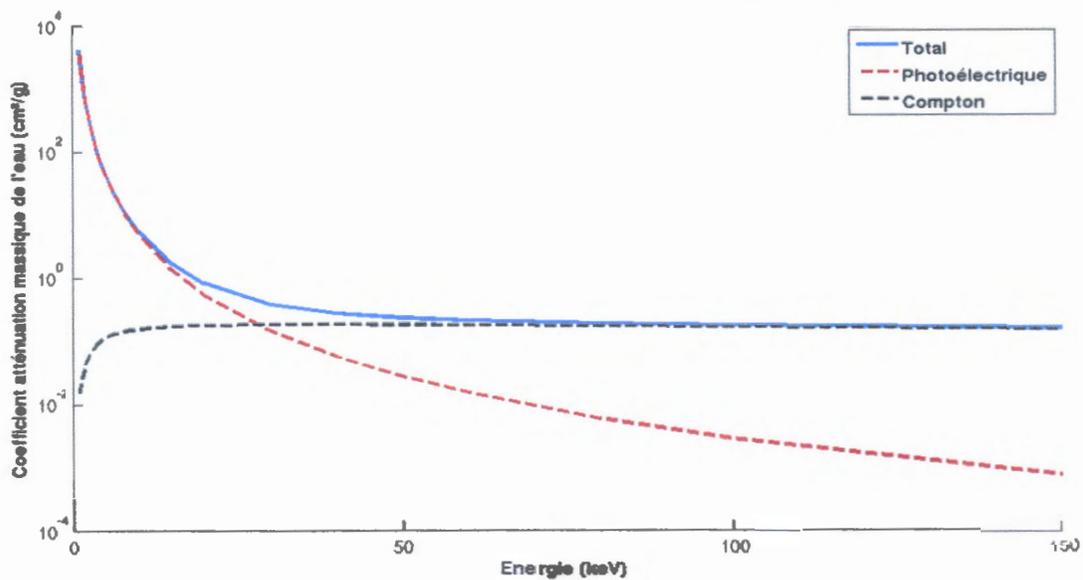


Figure (1.11): coefficient d'atténuation massique du matériau «eau» en fonction de l'énergie [18].

2.4.2. couche de demi-atténuation (CDA)

La couche de demi-atténuation (CDA) est l'épaisseur de milieu nécessaire pour atténuer le faisceau de 50 % du rayonnement initial.

On a donc
$$N(CDA) = N_0 / 2 = N_0 \cdot e^{-\mu CDA} \quad (I.26)$$

Avec
$$CDA = \ln 2 / \mu \quad (I.27)$$

Il est par ailleurs important de distinguer :

- l'énergie transférée et l'énergie absorbée
- l'atténuation du faisceau et l'absorption d'énergie par le milieu [15].

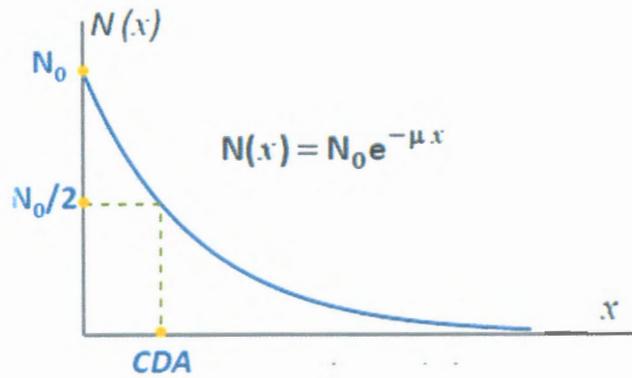


Figure (L12): courbe d'atténuation des rayonnements électromagnétique
Dans la matière [14].

3. Dosimétrie des rayonnements

3.1. Les grandeurs dosimétriques

3.1.1. 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 mesurément) comme le quotient de la charge ΔQ par le volume d'aire de masse Δm .

$$X = \frac{\Delta Q}{\Delta m} \quad (I.28)$$

L'unité : $C.kg^{-1}$

L'ancienne unité utilisée était le Roentgen (R) : $1R = 2.58 \cdot 10^{-4} C.kg^{-1}$.

Ou ΔQ la charge totale de tous ions d'un signe donné produits dans l'air quand tous les électrons libérés par les photons dans la masse Δm sont complètement arrêtés par l'aire [15].

3.1.2. kerma

La quantité dénommée kerma (Kinetic Energy Released in Matter) a été définie pour les rayonnements indirectement ionisants quelle que soit leur nature.

Le kerma traduit le premier acte du transfert d'énergie, à savoir la mise en mouvement par collision des particules secondaires, Le kerma est le quotient :

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

Ou E_{cin} représente la somme des énergies cinétiques initiales de toutes les particules chargées mise en mouvement par les rayonnements dans le volume de référence de masse dm . Le kerma s'exprime en $J.Kg^{-1}$. son unité dans le SI est le Gray (Gy)[19].

3.1.3. Dose absorbée

Par définition la dose absorbée représente la quantité d'énergie absorbée, par unité de matière[19].

$$D_{abs} = \frac{dE_{absorbée}}{dm} \quad (I.30)$$

La grandeur physique de base utilisée en protection radiologique est la dose absorbée moyenne, DR, T, à un organe ou un tissu déterminé, T, délivrée par un rayonnement, R, la grandeur DR, T est le rapport de l'énergie déposée dans l'organe à la masse de cet organe. L'unité de dose absorbée est le Gray (Gy).

➤ Débit de dose absorbée

Le débit de dose absorbée, \dot{D} est le quotient de dD par dt , ou Dd est l'incrément de dose absorbée pendant l'intervalle de temps dt correspondant [4] :

$$\dot{D} = \frac{dD_{absorbée}}{dt} \quad (I.31)$$

Unité SI : $J. Kg^{-1}.S^{-1}$.

Le nom spécial, gray (Gy), peut être substitué au joule par kilogramme :

$$1\text{Gy} \cdot \text{S}^{-1} = 1 \text{ J} \cdot \text{Kg}^{-1} \cdot \text{S}^{-1}$$

3.2. Grandeur de protection

3.2.1. Dose équivalente

La dose équivalente permet de mesurer les effets biologiques sur un tissu ou un organe soumis à une exposition par un type de rayonnement ionisant. En effet, les dégâts observés sur un même tissu ou organe varient selon la nature du rayonnement. La dose équivalente, notée $H_{T,R}$, est obtenue en multipliant la dose absorbée dans un tissu ou par un facteur de pondération :

$$H_T = W_R \cdot D_{T,R} \quad (I.32)$$

L'indice T fait référence au tissu considéré et l'indice R au rayonnement. La dose équivalente est exprimée en sievert (SV) pour la distinguer de la dose absorbée[16].

Les valeurs du facteur de pondération sont données dans le tableau :

Rayonnement et gamme d'énergie		Facteur de pondération 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 recul, L'énergie $E < 20\text{MeV}$		5
Particule α , fragments de fission, ion lourds		20

Tableau (I.1) : Facteurs de pondération de différent rayonnement ionisant.

Si le champ de rayonnement est complexe, il faut alors faire la somme des facteurs de pondérations à chacun des rayonnements (c'est à dire dans le cas émet plusieurs rayonnements).

On peut défini donc :

$$H_T = \sum_R H_{T,R} \quad (L33)$$

3.2.2. Dose efficace

La dose efficace, est la grandeur de protection radiologique. Son utilisation principale consiste à fournir un moyen de démontrer la conformité avec les limites d'exposition des travailleurs et du public[16].

La dose efficace est définie par la somme pondérée des doses équivalentes reçues par Les organes et tissus du corps humain considères comme sensibles à l'induction d'effets Stochastiques et pouvant engendrer des risques de cancers radio-induits, des risques d'effets Hérititaires pour la descendance ou des risques de raccourcissement de l'espérance de vie :

$$D_{eff} = \sum_T W_T \times H_{T,R} \quad (L34)$$

L'unité de la dose efficace est le sievert (Sv) [16].

Tissu ou organe	Facteur de pondération W_T	$\sum W_T$
Moelle rouge ; Colon ; Poumons ; Estomac ; Poitrine ; Reste*	0,12	0,72
Gonades	0,08	0,08
Vessie ; Œsophage ; Foie ; Thyroïde	0,04	0,16
Surface de l'os ; Cerveau ; Glandes salivaires ; peau	0,01	0,04
	Total	1

Tableau (L.2): Facteur de pondération de quelques organes[16].

Conclusion

Dans ce chapitre nous avons rappelé les généralités de l'interaction des photons et des électrons avec la matière et leurs sections efficaces d'interaction, nous avons définis les grandeurs dosimétriques des rayonnements, l'objectif résidant dans leur application dans la simulation des rayons X utilisée dans cette étude.

Le chapitre suivant, nous allons expliquer la technique d'un tube à rayons X qui est utilisé en radiographie. Nous allons rappeler également son fonctionnement pour produire un faisceau continu de photon X. En fin nous allons citer quelques applications des rayons X.

Les rayons X et application médicale

Chapitre II

Introduction

Les rayonnements X sont des radiations électromagnétiques, caractérisées par leur longueur d'onde λ ou par leur énergie. Ils peuvent être produits par un faisceau d'électrons envoyé sur une cible métallique. Ces électrons interagissent avec les électrons des atomes du métal, en émettant des rayons X. Le pouvoir des rayons X, qui a semblé merveilleux, de traverser des parois opaques et de révéler l'intérieur du corps humain a immédiatement donné un grand retentissement populaire à cette découverte scientifique. Actuellement, les rayons X sont utilisés à travers le monde dans de nombreux secteurs, en médecine, dans l'industrie et dans la recherche.

Dans ce chapitre on va rappeler la nature et l'origine des rayons X ; ensuite, on va décrire brièvement le principe de production des rayons X avec une énumération de quelques applications médicales des rayons X.

1. Historique des rayons x

Le 8 novembre 1895, Wilhelm Conrad Röntgen, directeur à l'institut de physique de l'université de Würzburg, s'intéresse au fonctionnement d'un tube à décharge gazeuse afin d'étudier les rayons cathodiques récemment découverts par William Crookes [20]. Bien que ce tube fût enchâssé dans un boîtier de carton noir, Röntgen nota qu'un écran de platino-cyanure de baryum, placé par hasard à proximité, émettait une lumière fluorescence était causée par un rayonnement invisible d'une nature plus pénétrante que le rayonnement ultraviolet.

Comme il ne trouva pas de dénomination adéquate pour ces rayons, Röntgen les baptisa « rayons x ». Peu après la découverte des rayons x, leur capacité à traverser le corps humain fut mise en évidence et donnèrent naissance aux premières images médicales.

Le premier cliché est celui de la main d'Anna Bertha Röntgen (22 décembre 1895) ; il s'agit de la première radiographie, la radiologie est née (*figure II.1*) [21].

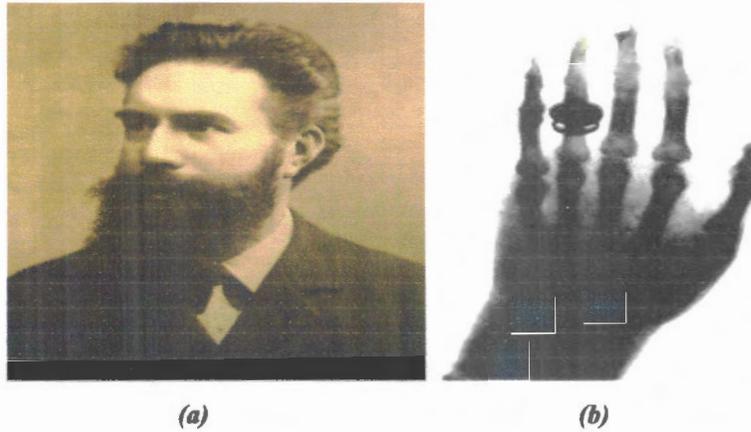


Figure (II.1) : (a) W. RONTGEN (b) La 1^{ère} radiographie la main de Bertha Röntgen [22] .

2. La nature du rayon x

Les rayonnements x sont des rayonnements électromagnétiques d'énergie comprise entre 100 eV et quelques centaines de keV de très courte longueur d'onde, très énergétiques, donc très pénétrants [16].

C'est un rayonnement électromagnétique à haute fréquence (10^{16} Hz à 10^{19} Hz) constitué de photons caractérisés par une longueur d'onde comprise entre 10^{-11} m et 10^{-8} m (Figure II -2). Ils sont situés entre les rayons ultraviolets à longue longueur d'onde et les rayons gamma à longueur d'onde courte [28]. Il existe une correspondance entre l'énergie de ce rayonnement et la longueur d'onde définie par la formule suivante [24]:

$$E(\text{joule}) = hc = \frac{hc}{\lambda} \qquad E(\text{eV}) = \frac{1240}{\lambda(\text{nanomètre})} \qquad (\text{II.1})$$

Avec :

- $h = 6.6254 \times 10^{-34}$ joules.seconde, constante de Planck.
- λ , longueur d'onde (m).
- $c = 3 \times 10^8$ m/s, vitesse de la lumière dans le vide.

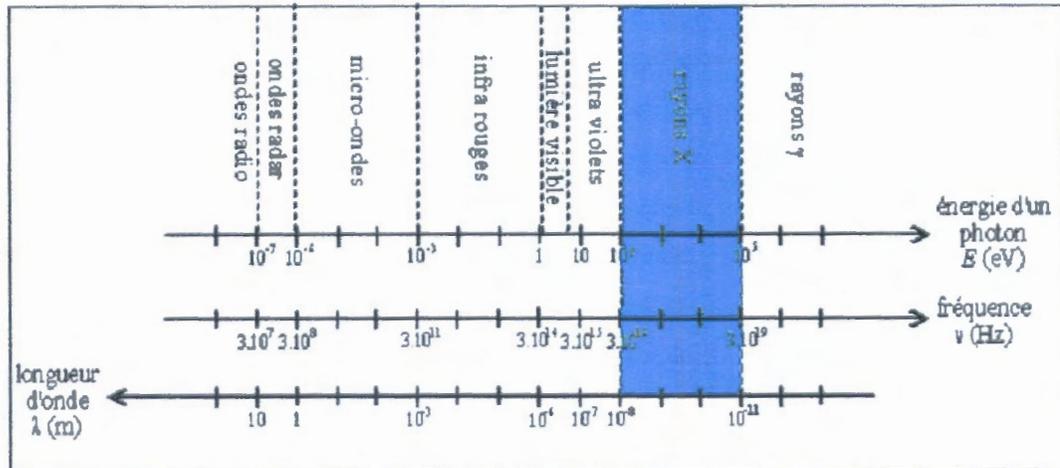
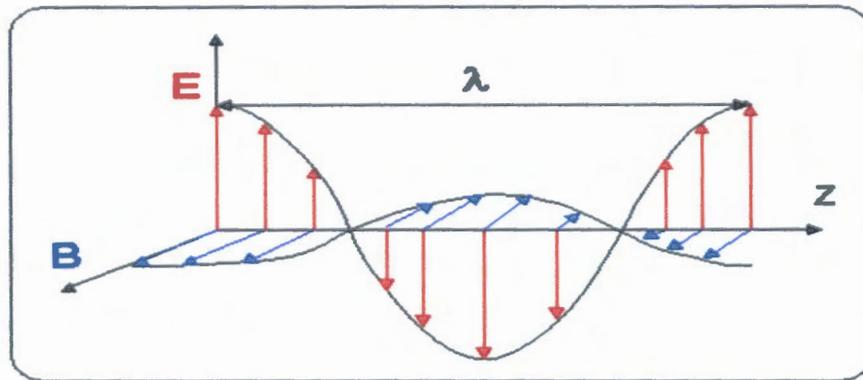


Figure (II.2): caractéristiques des différentes ondes électromagnétiques[24].



Figure(II.3) : nature d'onde électromagnétique [25].

3. La production des rayons x

Lorsqu'un faisceau d'électrons accéléré entre en interaction avec une cible, généralement métallique, on aura production de rayons X grâce à deux processus :

- interactions des électrons du faisceau avec les noyaux des atomes de la cible : nous Obtiendrons alors un rayonnement de freinage (spectre énergétique continu).
- interactions des électrons du faisceau avec les électrons des atomes de la cible : nous Obtiendrons alors un rayonnement caractéristique (spectre de raies caractéristique de lacible)[16].

3.1 Spectre continu

On suppose les électrons mono énergétiques (E_0) et unidirectionnels. En passant à proximité du noyau, l'électron subit une interaction coulombienne d'attraction. La trajectoire de l'électron est déviée ce qui entraîne une perte d'énergie cinétique, émise sous la forme d'un rayonnement électromagnétique dit du « freinage », ou « Bremsstrahlung ».

Lorsque l'électron incident passe tout près du noyau, il est fortement freiné et dévié avec l'émission d'un photon dont l'énergie est égale à la perte d'énergie cinétique de l'électron incident. Si l'électron passe loin du noyau, il est peu dévié et freiné et le photon de freinage a une énergie faible (figure II.4) [26].

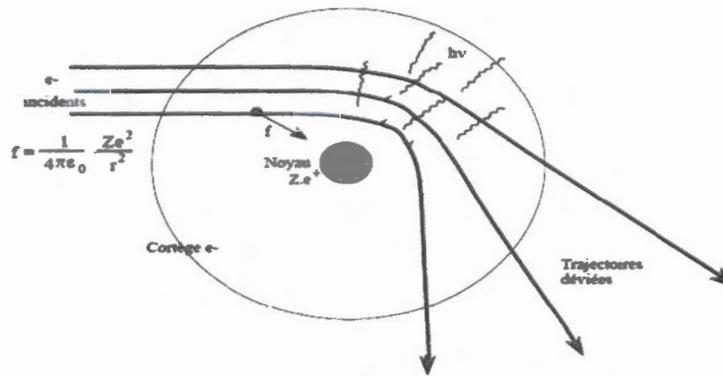


Figure (II.4) : Rayonnement de freinage[16].



L'énergie totale émise sous forme de photons peu énergétiques est supérieure à l'énergie totale émise sous forme de photons très énergétiques. L'énergie du photon de freinage varie de manière continue entre une valeur quasi nulle (faible déviation) et une valeur maximale égale à l'énergie cinétique de l'électron incident, ce qui correspond à l'arrêt complet de l'électron.

Le spectre d'énergie des photons de freinage est un spectre continu, théoriquement linéaire. Les photons les moins énergétiques étant absorbés par la cible, le spectre énergétique observé a une forme sensiblement différente. La (figure II.5) représente la variation du flux du rayonnement en fonction de l'énergie individuelle des photons.

L'ordonnée à l'origine est fonction de :

ϕ : Flux de photons X,

Z : Numéro atomique de la cible

E_0 : Énergie maximum du flux de photons.

K : Constante caractéristique de la géométrie.

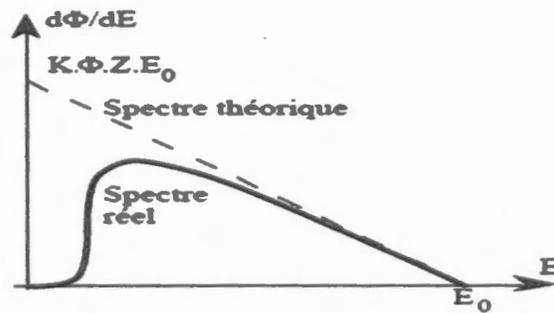


Figure (II.5): Spectre continu théorique et réel [16].

3.2 Spectre de raies

Il est produit par l'interaction entre les électrons accélérés et les électrons de la cible. Lorsque l'énergie E_0 de l'électron incident est suffisante, ce dernier peut expulser un électron du cortège électronique des atomes de la cible si l'énergie de liaison de ces derniers est inférieure à E_0 . L'atome est alors excité et le retour à l'état fondamental se fait par réarrangement électronique : un électron périphérique par rapport à celui qui vient d'être éjecté comble la place vacante et cède son énergie au milieu ambiant sous forme de photons (dans le domaine X ou UV). Comme le déplacement de l'électron périphérique libère une nouvelle place devenue vacante, il s'ensuit un réarrangement de couches K, L... selon que les électrons chassés sont sur la couche K, L ou M[26].

En outre, Chaque transition électronique produit des raies (rayons X) dont la longueur d'onde dépend de la structure exacte de l'atome bombardée. La transition de la couche L vers la couche K produit des rayons X notés K_α , tandis que la transition de la couche M vers la couche K émet des rayons X notés K_β . Les rayons X caractéristiques ont une intensité beaucoup plus élevée que ceux produits par le spectre continu, et la raie K_α est plus intense que la raie K_β . La (figure II.6) représente les principales transitions électroniques et niveaux d'énergie électronique dans un atome.

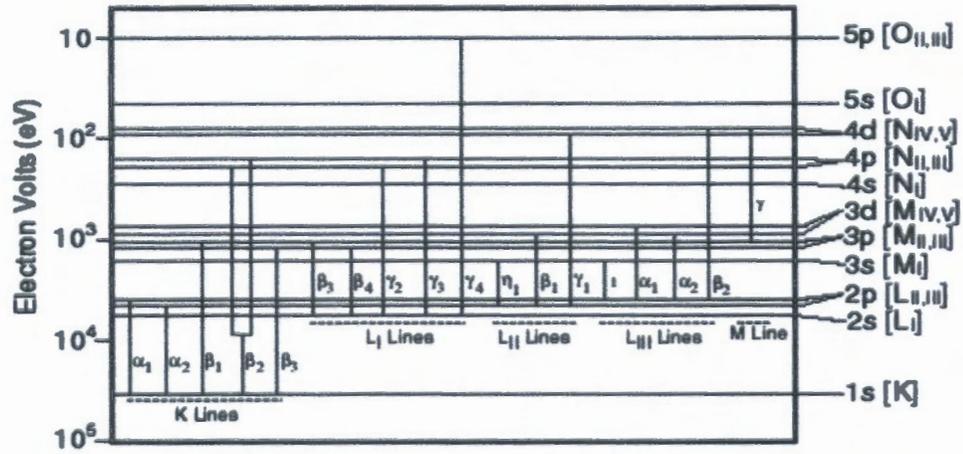


Figure (II.6): schéma représente les principales transitions électroniques et niveaux d'énergie électronique dans un atome.

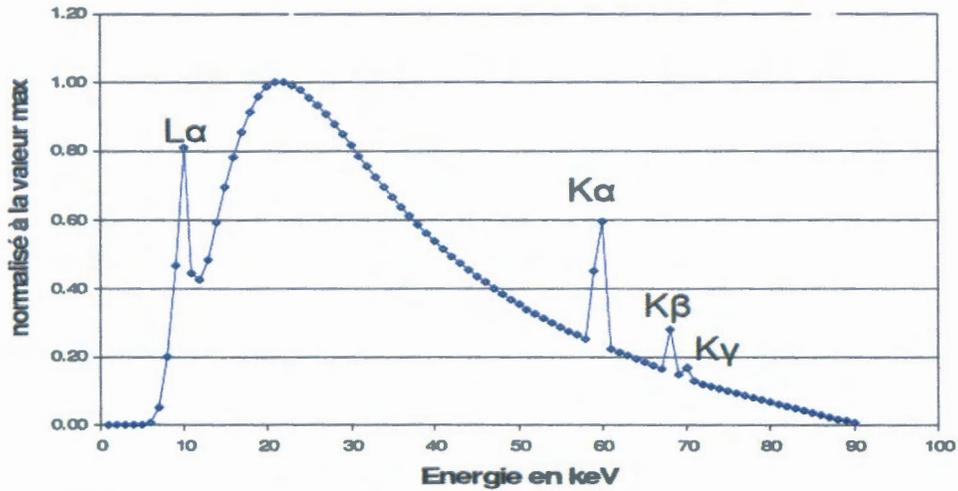


Figure (II.7): Exemple d'un spectre réel de rayons X produit par un tube de Coolidge, avec une cible en Tungstène et une tension accélératrice de 90kV [26].

4. Tube à RX

4.1. Principe

Le tube de Coolidge appelé aussi tube à cathode chaude correspond à une ampoule en verre au plomb dans laquelle un vide très poussé est créé et à l'intérieur de laquelle des électrons sont émis par un filament de tungstène chauffé par un courant électrique.

C'est par effet thermo-ionique avec l'incandescence du filament de tungstène que sont émis les électrons. Le nombre d'électrons formés en fonction de l'intensité de ce courant.

Une haute tension est établie entre la cathode et l'anode, produisant une différence de potentiel. Les électrons produits par la cathode sont accélérés et attirés vers l'anode qui leur fait face. Composée de cuivre, l'anode forme, par rapport à la cathode et au grand axe du tube, un angle qui varie de 15 à 45°. A l'intérieur de la face inclinée de l'anode se trouve une plaque de tungstène de petite taille, appelée cible.

Lorsque le tube est en fonctionnement, le faisceau des électrons partant du filament de la cathode bombarde le centre de la cible en tungstène de l'anode, sur une zone étroite, appelée foyer précis. Les électrons interagissent avec les noyaux de l'anode en émettant un rayonnement X de freinage.

Les tubes à rayons X sont caractérisés par leur faible rendement d'émission. Moins de 2 % de l'énergie nécessaire à la production de ce phénomène est convertie en rayons X. Le reste est dissipé sous forme de chaleur [27].

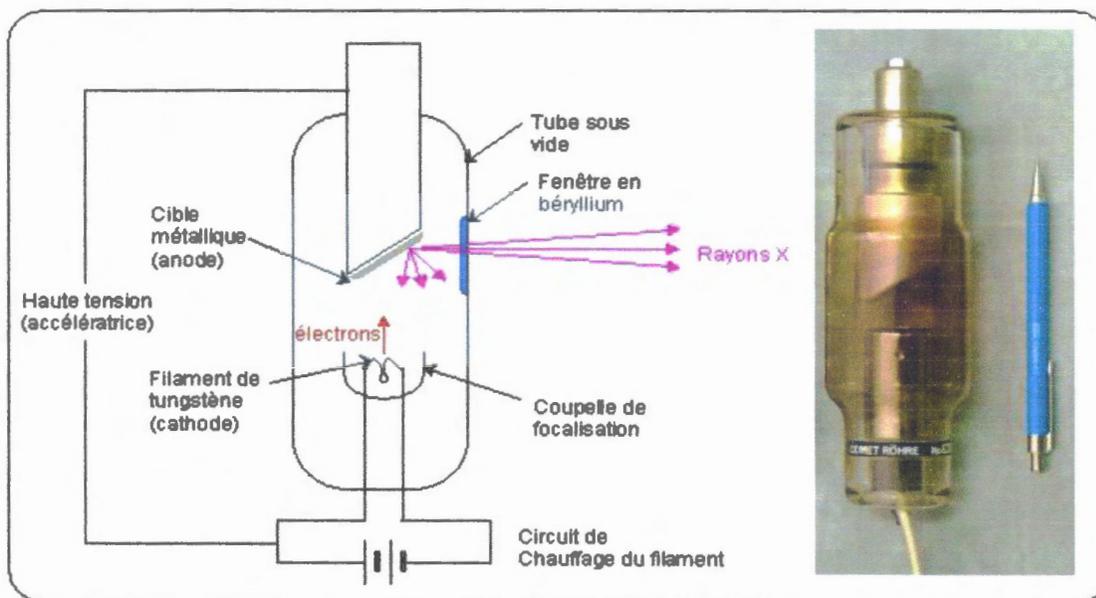


Figure (II.8) : Dispositif de production des rayons X (tube de Coolidge) [28].

➤ **Filament**

Le filament est constitué d'un fil de tungstène, d'environ 0,2 mm de diamètre, torsadé en une hélice verticale d'environ 0,2 cm de diamètre et 1 cm ou moins de longueur. Quand le courant de chauffage traverse ce fil de tungstène, il provoque son élévation thermique [29].

➤ **Pièce de concentration ou pièce de focalisation**

En raison des forces de répulsion mutuelles et du grand nombre d'électrons, le flux électronique a une tendance à s'étaler et à s'élargir ce qui entraîne le bombardement d'une surface de taille inacceptable sur l'anode du tube à rayons X. La structure qui empêche ce phénomène est appelée pièce de concentration ou pièce de focalisation de la cathode ; elle entoure le filament. Lorsqu'un tube à rayons X fonctionne, la pièce de focalisation est maintenue au même potentiel négatif que le filament. La pièce de concentration est usinée de telle sorte que les faisceaux électroniques émis par le filament convergent sur la cible anodique avec une taille et une forme parfaitement définies [29].

4.2.3. L'Anode

L'anode est généralement faite de tungstène et elle est disposée face à la cathode. Le courant électronique émis à partir de la cathode est accéléré par la différence de potentiel entre l'anode et la cathode. Les électrons frappent l'anode à des vitesses élevées et l'énergie provoquée par les collisions entre les électrons et les atomes de l'anode entraînent l'émission de photons d'énergies variées, que l'on nomme rayons X [30].

La surface de l'anode frappée par les électrons, ou foyer électronique est rectangulaire. Il est à noter que toute cette surface est le siège d'un important dégagement de chaleur : le foyer thermique correspond au foyer électronique [5].

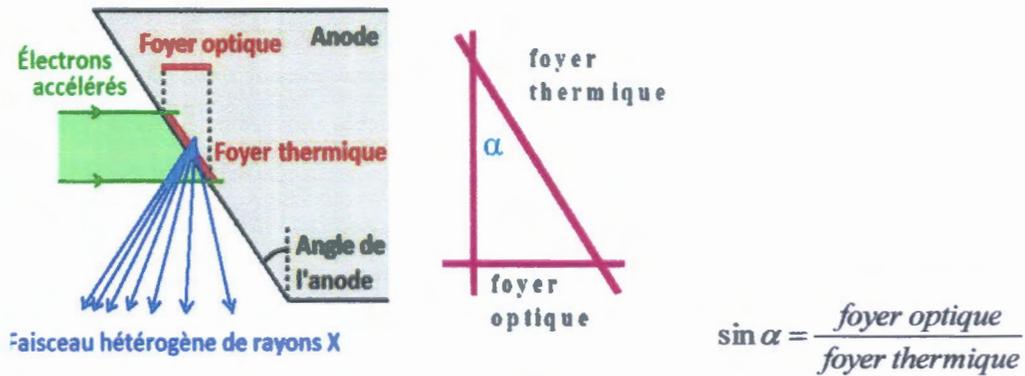


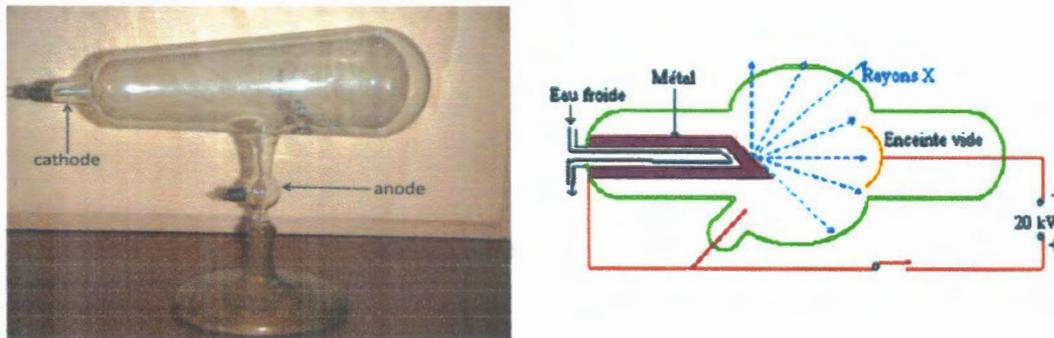
Figure (II.10) : foyer optique et foyer thermique [25].

4.3. Les différences types de tube à rayon x

Les rayons X exploités dans plusieurs domaines (médecine, industrie, recherche scientifique...) sont générés habituellement par des appareils appelés tubes à rayons X, qui utilisent le principe de bombardement électronique[16].

4.3.1. Tubes des rayons X type de Crookes

Le tube de Crookes était un tube en verre, contenant un vide plus ou moins marqué, a cathode froide, c'est-à-dire qu'il n'y avait pas de filament chauffant. Les rayons cathodiques se dirigeaient en ligne droite perpendiculairement au plan de la surface de la cathode et heurtaient la paroi opposée du tube en verre (figure II.11). Cependant, l'échauffement du verre, absorbant le gaz, rendait difficile le maintien d'une pression constante. Les rayons X devenaient ainsi de plus en plus durs et étaient produits en quantité de plus en plus faible au fur et à mesure que la pression interne diminuait[22].



(a)(b)
Figure (II.11): (a) Photographie d'un tube de Crookes[22] ;(b) Principe du tube de Crookes [16]

4.3.2. Tube des rayons X de type Coolidge :

Le tube de Coolidge, également appelé tube à cathode chaude, a été inventé en 1913 par William Coolidge[22].

Il s'agit d'un tube sous vide (Tube de Coolidge), constitué de deux électrodes :

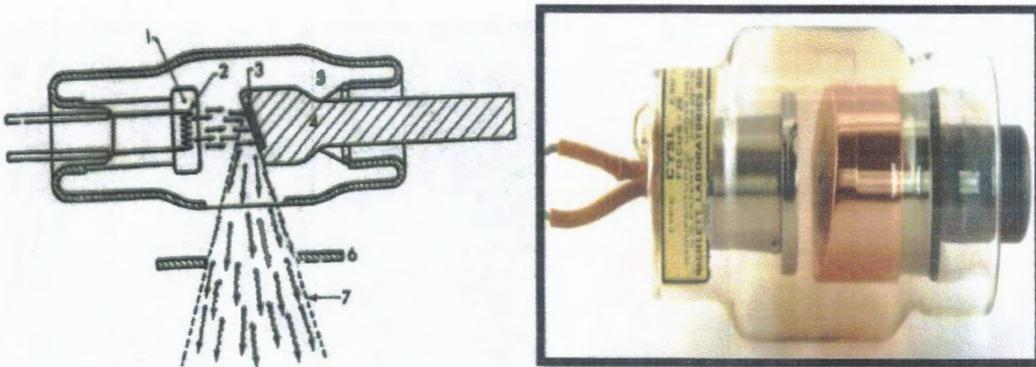
- la cathode, constituée d'un filament de tungstène porté à haute température émettant des électrons ;
- l'anode (ou anticathode), que viennent percuter les électrons formés, est ici en rhodium.

Du fait de la tension établie entre la cathode et l'anode, les électrons émis par le filament de tungstène viennent percuter l'anode. Une partie des atomes constituant la surface de l'anode

Est excitée et émet un rayonnement X en revenant à leur état fondamental[31].

4.3.3. Tube des rayons X de type à anode fixe :

L'anode fixe (figure II.12) est constituée d'une petite plaque de tungstène ($Z=74$) de 2 à 3mm d'épaisseur, qui sertie dans une grosse masse de cuivre [4]. la surface de bombardement des électrons sur l'anode s'appelle le foyer et sa taille est un élément déterminant de la finesse de l'image. Les rayons x sont émis dans toutes les directions à partir du foyer la surface de l'anode est oblique par rapport à la direction du faisceau d'électron de manière à permettre à d'avantage de rayons x de pouvoir sortir du tube[5].



Figure(II.12) : 1-cathode. 2-filament incandescent, source d'électrons 3-cible de l'anode en tungstène. 4-corps de l'anode souvent en cuivre pour dissiper la chaleur. 5-espace sous vide. 6-diaphragme plombé. 7 faisceau de rayons X utiles.

4.3.4. Tube des rayons X de type à anode tournante

C'est encore Coolidge qui réalisa le premier tube à anode tournante en 1915 [22]. L'anode tournante (figure II.13) est formée de la cible électronique (piste de tungstène sur disque de graphite ou de molybdène) autour de son axe à près de 9000 tr/min, elle permet de changer la surface soumise au bombardement du faisceau électronique et permettant d'avoir des intensités de rayons X importantes. Et un renouvellement constant de la surface de l'anode placée sous l'impact du faisceau d'électron. Cela permet de maintenir la température en surface de l'anode dans des limites raisonnables (limitation des risques de fissures par dilatation thermique). Si on renouvelle cette surface encore plus vite en augmentant la vitesse de rotation de l'anode on peut augmenter la puissance que peut supporter cette anode [16], [5].

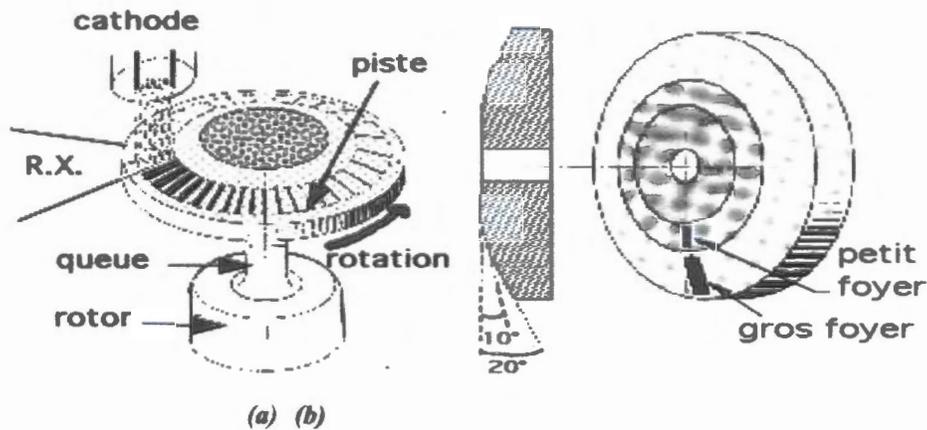


Figure (II.13): (a) Piste d'anode (b) Anode tournante à deux foyers

4.4. Les caractéristiques d'un tube à rayon x

4.4.1. La caractéristique mécanique

4.4.1.1. Foyer

Le foyer du tube se définit comme l'ensemble des points source de rayons X. Il est constitué de la partie de l'anticathode recevant les électrons émis par le filament, de dimension typique $10 \times 1 \text{ mm}^2$ [22].

Le foyer est la zone émissive du rayonnement X. Il revêt deux aspects différents :

- Foyer électronique ou thermique: zone de collision du faisceau d'électrons avec la cible de tungstène. Zone échauffée sur laquelle le faisceau électronique se répartit sur l'anode tournante.
- Foyer optique: surface apparente d'émission du rayonnement vu du récepteur. La surface émissive (foyer optique) vu du récepteur est plus petite que la surface frappée par les électrons (foyer électronique) [25].

4.4.2. Les caractéristiques physiques

4.4.2.1. La tension maximale

Elle détermine l'accélération des électrons donc l'énergie des rayons X produits. Elle est exprimée en kilovolts (kV).

Augmenter la tension augmente la différence de potentiel entre la cathode et l'anode, ce qui augmente l'énergie de chaque électron quand il frappe la cible. Cela augmente l'efficacité de conversion de l'énergie des électrons en photons, et donc la quantité de photons générés, leur énergie moyenne et maximale (*figure II.14*) [22].

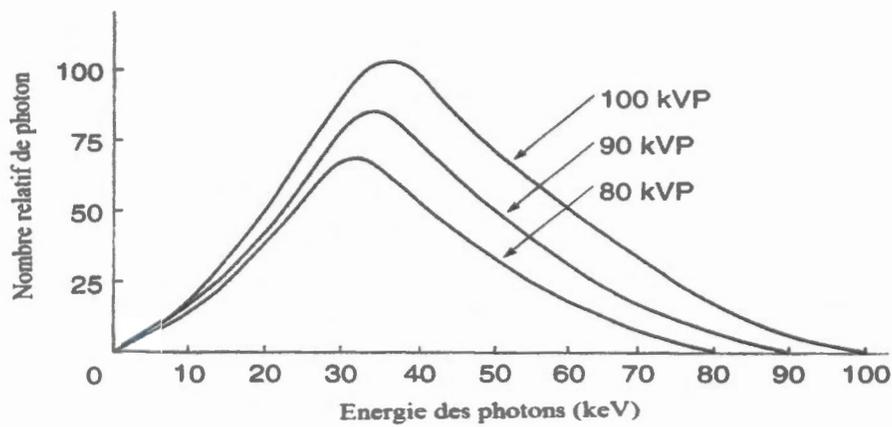


Figure (II.14) : Spectre de l'énergie des photons suivant trois tensions[25].

4.4.2.2. La puissance

Pour le tube à rayon x, c'est le produit de la haute tension (kV) par l'intensité (mA) qui passe par le faisceau électronique de cathode vers l'anode. L'unité de puissance est le watt (W), elle est donnée par[29]:

$$P_{\text{électrique}} = U \times I \quad (II.2)$$

La puissance rayonnée est donnée par [32]:

$$P_{\text{rayonné}} = K \times I \times Z \times U^2 \quad (II.3)$$

Avec : I : intensité du faisceau électronique.

Z : numéro atomique du matériau de la cible.

U : tension accélératrice.

K : constante caractéristique de la géométrie.

On peut alors définir le rendement R du tube, qui en réalité, est toujours très faible (de l'ordre de quelque %) [32]:

$$R = \frac{P_{\text{rayonné}}}{P_{\text{électrique (totale)}}} = \frac{\text{puissance rayonné}}{\text{puissance totale}} = \frac{K \times I \times Z \times U^2}{U \times I} = K \times Z \times U \quad (II.4)$$

4.4.2.3. La capacité thermique

La capacité thermique maximale d'un tube correspond à l'énergie absorbée amenant l'anode de la température ambiante à sa température maximale. Elle est exprimée en Joules ou en US (Unité calorifique = 0,7 Joules).

4.4.3. Accessoires du tube RX

4.4.3.1. La gaine du tube à rayons X

La gaine assure la protection mécanique, l'isolation électrique, l'évacuation de chaleur et la protection contre le rayonnement X de fuite. Le tube est placé dans la gaine, un cylindre de métal doublé intérieurement de plomb sauf au niveau de la fenêtre de sortie pour permettre la fixation du collimateur. Elle contient une huile isolante et un dispositif compensateur de dilatation pour prévenir un échauffement excessif (>100°)[25].

4.4.3.2. Diaphragme

La collimation permet de réduire le rayonnement diffusé et protéger le patient contre une irradiation excessive. Le faisceau de rayonnement X doit donc être délimité à la sortie du tube RX et le rayonnement diffusé qui dépend de l'épaisseur traversée et du champ couvert doit être contenu à la sortie du patient[25].

4.4.3.3. Filtre

Il est placé à la sortie du tube, il élimine les rayons X mous et homogénéise le faisceau.

Le faisceau produit par le tube est un faisceau poly-énergétique, la filtration est utilisée pour éliminer les photons de basse énergie puisque ces photons sont absorbés presque

complètement par le corps humain , donc ils ne vont pas contribuer au signal , mais peut augmenter la dose délivrée au patient , la filtration et réaliser par un filtre qui est un matériau (comme le cuivre , l'aluminium ou le fer) placé à la fenêtre de sortie du tube , l'épaisseur du métal varie entre 1et 3mm , donc les photons X et après leurs interaction avec le filtre sont atténués (absorption des photons de basse énergie et transmission des photons de grands énergie) suivant la loi d'atténuation [42].

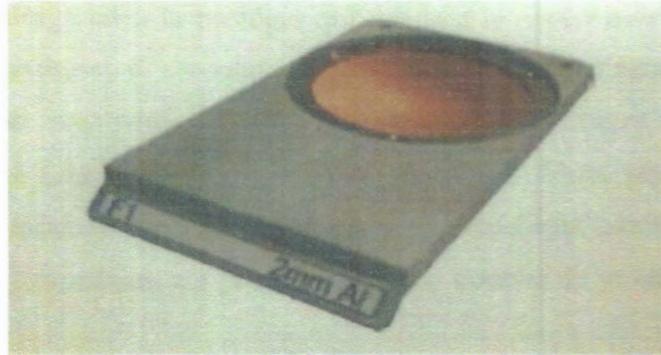


Figure (IL15) : Filtre d'aluminium de 2mm d'épaisseur

5. Applications médicales des rayons X en radiologie

Le terme « radiographie » peut désigner l'ensemble des techniques permettant de réaliser les clichés des structures internes d'un patient ou d'un composant mécanique et ce, à l'aide de rayons X. l'application la plus courante est la radiographie médicale dans laquelle les clichés traduisent l'opacité plus ou moins marquée des tissus ou organes par une teinte plus ou moins claire.

Sachant que le corps est composé de tissus dits « mous » c'est-à-dire peu opaques aux rayons X (comme la peau, la graisse, les muscles) et de tissus plus opaques (les os essentiellement)[21].



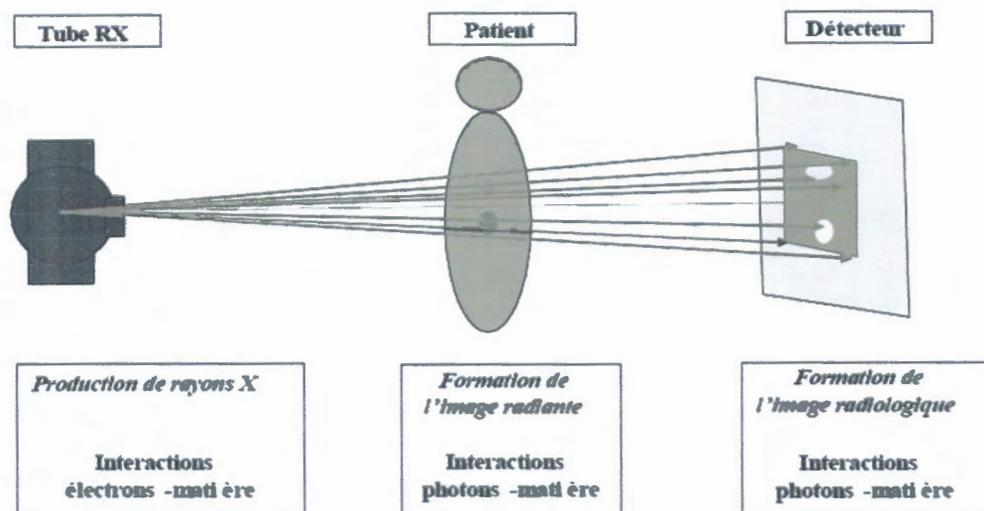
Figure (II .16) : Équipements radiographiques.

5.1. Principe

Le fonctionnement d'un tube à rayon X et l'origine de ce rayonnement sont expliqués en détails dans la première partie de ce chapitre. Nous avons également vu dans le chapitre I la loi d'atténuation d'un rayonnement électromagnétique traversant un milieu homogène, que l'on peut réécrire pour l'intensité $I(Wm^2)$ des photons ayant traversé une épaisseur x de milieu (en rappelle que μ le coefficient linéique d'atténuation, en m^{-1}) :

$$I(x) = I_0 \exp(-\mu x) \quad (II.6)$$

Lorsqu'un faisceau de rayon X traverse un milieu inhomogène comme une partie du corps humain, l'atténuation du rayonnement n'est pas homogène donc le faisceau transmis n'est plus uniforme : son intensité varie selon les régions, on parle de contraste de l'image radiante. Cette image se forme soit sur un détecteur électronique soit sur un récepteur ou écran dont le rôle est de transformer cette image invisible à l'œil humain en une image lumineuse.



Figure(II.17): principe de la radiographie

Dans les régions où le milieu est peu dense (l'air dans les poumons par exemple), les rayons X ne sont peu voire pas atténués, ce qui se traduit, sur l'image radiante, par une zone sombre (intensité transmise élevée). À l'inverse, dans les régions de milieu dense (les os par exemple), l'atténuation est plus importante, ce qui est révélée par une zone plus claire sur l'image radiante [32].

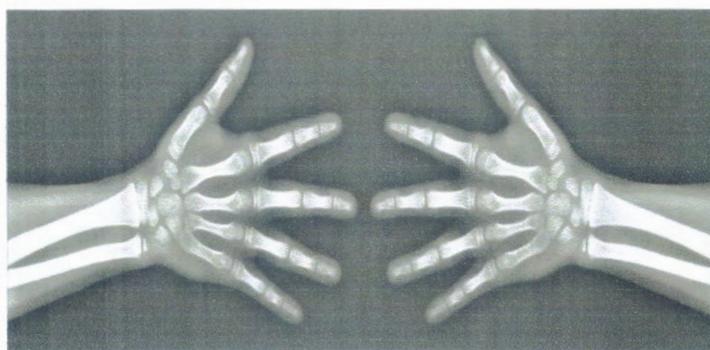


Figure (II.18): exemple d'imagerie radiographie

5.2. Notion de contraste

Le principe de la radiographie X réside dans l'interprétation de l'image radiante obtenue. Le contraste de cette image dépend de la densité moyenne rencontrée par le rayonnement, et donc de la composition des tissus traversés.

L'interprétation de la radio repose donc sur l'analyse de ce contraste et sa composition avec des références.

Considérons une image radiante obtenue après qu'une source X unique et homogène ait traversé un milieu comprenant deux régions de densité différentes (figure). L'intensité transmise est donc différente pour les deux régions, soit :

$$I_1 = I_0 \exp(-\mu_1 x) \quad \text{et} \quad I_2 = I_0 \exp(-\mu_2 x) \quad (II.7)$$

Le contraste C_R de l'image radiante est alors défini par :

$$C_R = \frac{|I_1 - I_2|}{I_1 + I_2} \quad (II.8)$$

En général, les exposants $-\mu_i x$ sont petits devant 1, ce qui permet, en appliquant le développement limité $\exp(\varepsilon) \approx 1 + \varepsilon$, de simplifier l'expression du contraste :

$$\begin{cases} I_1 \approx I_0 (1 - \mu_1 x) \\ I_2 \approx I_0 (1 - \mu_2 x) \end{cases} \rightarrow \boxed{C_R \approx \frac{1}{2} x |\mu_1 - \mu_2|}$$

Par ailleurs, le rayonnement parvenant au détecteur est une combinaison des photons provenant de la source et qui ont traversé le milieu et de photons qui ont diffusés dans le milieu irradié. Le problème est que ce rayonnement diffusé croît avec l'épaisseur traversée et génère un « flou » ou un « voile » sur l'image (à ne pas confondre avec un mouvement du patient durant l'irradiation), entraînant alors une baisse du contraste. En effet, si chacune des intensités se superposent à une intensité diffusée notée D, le contraste s'écrit :

$$C_R^D = \frac{|(I_1 + D) - (I_2 + D)|}{I_1 + I_2 + 2D} = \frac{|I_1 - I_2|}{I_1 + I_2 + 2D} < C_R \quad (II.9)$$

Le contraste est une grandeur utile qui permet la détermination de plusieurs facteurs comme :

- Une différence d'épaisseur pour un même tissu (même μ) : soient x_A et x_B deux épaisseurs d'un même tissu telles que $\Delta x = x_B - x_A$, on a :

$$C_R = \frac{\exp(-\mu_A x) - \exp(-\mu_B x)}{\exp(-\mu_A x) - \exp(-\mu_B x)} \Rightarrow C_R = \frac{1}{2} \times \mu \times \Delta x \quad (\text{II. 10})$$

- Une différence de nature de tissu : soit une même épaisseur x de tissu composé de deux parties de coefficient d'atténuation μ_A et μ_B différents, on a :

$$C_R = \frac{\exp(-\mu_A x) - \exp(-\mu_B x)}{\exp(-\mu_A x) - \exp(-\mu_B x)} \Rightarrow C_R = \frac{1}{2} \times (\mu_A - \mu_B) \times x \quad (\text{II. 11})$$

On diminue la diffusion des rayons X en utilisant des diaphragmes ou des grilles anti diffusantes de plomb qui sélectionnent le rayonnement parvenant dans l'axe du détecteur en éliminant celui diffusé. Le tableau suivant donne quelques exemples d'atténuation de rayons X dans des tissus de différentes opacités [32].

	aire	graisse	muscle	os
$\rho_{moyen} (gcm^{-3})$	0.3	0.9	1	1.8
$\mu (cm^{-1}) \text{ à } 50KeV$	0.07	0.25	0.3	0.9
$\mu (cm^{-1}) \text{ à } 130KeV$	0.05	0.13	0.18	0.35

Tableau (II.1): exemples d'atténuation de rayon X dans des tissus de différentes opacités [17].

5.3. Les applications de la radiographie en fonction des gammes d'énergie

Les rayons X utilisés en médecine ont une énergie généralement comprise entre 25 et 130 keV qui sont modulée selon la cible et le besoin. Voyons quelles sont les applications en fonction des gammes d'énergie :

- de 25 à 50 keV : gamme de rayons peu pénétrants (« mous ») où l'effet photoélectrique prédomine et où les coefficients d'atténuation diffèrent davantage d'un tissu à l'autre. les tissus mous sont bien discriminés, à l'inverse des tissus denses qui apparaissent opaques

sur l'image. l'intensité parvenant au détecteur étant faible, l'utilisation des ces rayons peu énergétiques nécessite un temps de pose plus long, ce qui conduit le patient à recevoir une

- dose plus élevée. C'est la gamme utilisée pour la radiographie de petits os (main) ou en mammographie.
- de 60 à 90 keV : gamme où les rayons sont plus pénétrants et où l'effet Compton contribue autant que l'effet photoélectrique. Cette gamme est utilisée pour la radiographie d'os plus gros (dos, épaule, bassin).
- de 100 à 130 keV : gamme de rayons très pénétrants (« durs ») où prédomine l'effet Compton et où les coefficients d'atténuation des tissus sont du même ordre de grandeur. le contraste est « écrasé » mais cette gamme permet d'avoir accès à un organe plus profond et /ou situé derrière des os, en radiographie du thorax par exemple [32].

Conclusion

Ce chapitre est consacré à la description détaillée de la nature, l'origine et la production des rayonnements X à l'aide des tubes de Coolidge. On explique l'importance de l'utilisation de ces rayonnements en médecine pour produire les images radiographiques en diagnostique.

Le chapitre suivant nous allons expliquer l'intérêt des codes de calcul Monte-Carlo pour simuler le transport des particules dans la matière, et on s'intéresse particulièrement de parler sur le code Monte-Carlo PENELOPE.

**Simulation Monte Carlo en physique de
rayonnement**

Chapitre III

Introduction

Historiquement, la première utilisation connue de la méthode Monte-Carlo date du 18^{ème} siècle. Elle servit à déterminer une valeur approchée du nombre π par Buffon [33].

L'essor des méthodes de Monte Carlo est principalement lié aux travaux de Fermi, Von Neumann et Ulam sur la bombe atomique pendant la seconde guerre mondiale. La méthode de Monte Carlo fut utilisée lors du projet Manhattan à Los Alamos pour l'étude de la diffusion des neutrons sur un matériau fissile.

Après la guerre, grâce au développement de nouveaux moyens informatiques, les méthodes de Monte Carlo permettent notamment l'évaluation d'intégrales multidimensionnelles complexes et la résolution d'équations intégrales pour lesquelles les solutions analytiques faisaient défaut. Il semblerait que la première application de Monte Carlo concernant le transport de photons ait été réalisée par Hayward et Hubbell en 1954 en générant 67 histoires.

Aujourd'hui l'expression Monte-Carlo est appliquée à toute méthode mathématique consistant à observer des nombres aléatoires choisis pour simuler un problème aléatoire et à obtenir la solution recherchée de la conduite de ces nombres [34].

Pour ce chapitre, dans une première partie, on va présenter les aspects généraux des méthodes de simulation Monte Carlo. Ces méthodes numériques sont particulièrement adaptées pour simuler un phénomène aléatoire et dans notre cas les trajectoires des particules dans la matière dont les interactions obéissent à des lois stochastiques. Dans une deuxième partie on va décrire brièvement le code PENELOPE.

1. La simulation Monte Carlo et son fonctionnement

La méthode Monte Carlo est un type d'algorithme utilisé pour simuler la réaction d'un système mathématique ou physique. C'est une méthode numérique basé sur l'utilisation d'un grand nombre de chiffres aléatoires. Le nom de cette technique provient de la ville Monte Carlo dans la principauté de Monaco. La ville est associée aux roulettes de chance, un simple générateur de nombre aléatoires.

Aujourd'hui, l'utilisation de cette méthode a évolué jusqu'au domaine de la physique médicale.

Le principe de base d'une simulation Monte Carlo est d'utiliser un nombre aléatoire dans une série d'équations probabilistes décrivant un système. L'utilisation des simulations Monte Carlo pour le transport des particules de radiation a débuté dans les années 1940 avec le développement des armes atomiques. L'idée d'utiliser les simulations aléatoires est directement liée à la complexité des interactions radiatives dans un milieu donné [35].

2. Principe de simulation Monte Carlo

Nous venons de voir que l'interaction rayonnement - matière est un processus aléatoire. Le traitement de ce dernier peut donc s'effectuer en faisant appel aux principes des méthodes Monte Carlo [36].

Les méthodes dites de Monte-Carlo se basent sur une modélisation microscopique aboutissant à une simulation en 3 dimensions : on ne parle plus de fonction de distribution mais de probabilité d'occurrence de chaque interaction (appelée aussi événement). Les trajectoires des particules sont simulées individuellement à partir d'une série de nombres aléatoires et de sections efficaces chargées de reproduire le phénomène physique. La solution est tirée de la moyenne statistique des grandeurs obtenues à partir de la simulation d'un grand nombre de particules primaires (appelées aussi "histoires").

Pour simuler les histoires des particules, il est nécessaire de posséder un modèle de diffusion constitué principalement d'un ensemble de sections efficaces différentielles qui déterminent les distributions de probabilité des variables aléatoires représentant une trajectoire :

- le libre parcours moyen entre deux événements,
- le type d'interaction,
- l'énergie perdue et la déflexion angulaire subie au cours de l'interaction.

Une fois que ces distributions de probabilité sont connues, les histoires peuvent être générées en utilisant des méthodes d'échantillonnage adaptées. Après la simulation d'un grand nombre d'histoires, l'information voulue est tirée de la moyenne statistique des grandeurs obtenues, affectées d'incertitudes statistiques. La figure (III.1) illustre ce principe [37].

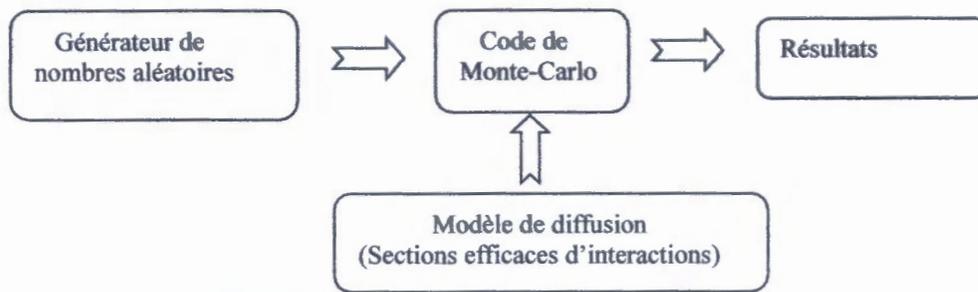


Figure (III.1): Schéma de principe des méthodes de Monte-Carlo [37].

3. Méthodes de simulation adaptée au type de particules

Le nombre d'interactions que provoque un photon au cours de son histoire est faible. Dans certains cas, il peut traverser de grandes distances sans interagir, ou encore en transférant la totalité de son énergie en une fois et disparaître définitivement (effets photoélectrique et de pair). Comme le nombre d'évènements à reproduire est modéré, le transport des photons peut être aisément suivi pas à pas, selon la méthode « détaillée » appelée aussi méthode du « coup par coup ».

Celle-ci consiste à prendre en compte la totalité des évènements générés lors du transport de la particule dans un ordre chronologique, à savoir : échantillonnage de la distance à la prochaine interaction appelée « libre parcours », transport rectiligne de la particule jusqu'à ce point, puis échantillonnage à partir des sections efficaces différentielles et totales, du type d'interaction, du changement de direction et/ou de la perte d'énergie occasionnés par l'interaction.

Le transport des électrons est très différent. A chaque interaction, ils perdent une petite partie de leur énergie et leur changement de direction est fréquent. Ils effectuent beaucoup de collisions avant d'être absorbés dans le milieu. A titre d'exemple, pour passer d'une énergie de 1 MeV à 1 keV, un électron peut subir plus de 104 collisions. La simulation de la trajectoire de telles particules, en considérant chaque évènement individuellement, engendre des temps de calcul très vite prohibitifs malgré les performances actuelles qu'offrent les ordinateurs. Ainsi, une méthode détaillée ne pourra être appliquée que si l'énergie incidente de l'électron est relativement faible (< 100 keV) [38].

4. Estimation des incertitudes

Toute valeur mesurée ou calculée, à l'exception du décompte d'éléments, possède une certaine imprécision. La prise en compte de cette imprécision est essentielle pour l'interprétation des résultats et les conclusions qui en découlent. Dans le cas d'un calcul de grandeur physique par la méthode MC, deux sources d'incertitudes sont à considérer [38].

a. Des incertitudes systématiques

Quelque soit le degré de précision des données physiques utilisées dans un code, la qualité des résultats d'un code de Monte Carlo est inévitablement limitée par celle du modèle de diffusion employé. Des erreurs additionnelles peuvent provenir de la manière dont les sections efficaces sont tabulées, interpolées et échantillonnées.

Il est très difficile d'avoir une idée exacte de l'impact de ces erreurs sur le résultat d'une simulation donnée, selon le domaine d'énergie, le type de particules et les matériaux étudiés. En générale les concepteurs donnent une idée des erreurs systématiques liées à l'incertitude sur les sections efficaces pour les modèles de diffusion. Ces genres d'incertitudes ses caractérisent par une déviation par rapport à la valeur la plus précise [41].

b. Des incertitudes statistiques

Les trajectoires des particules sont simulées individuellement à partir d'une série de nombres aléatoires et de sections efficaces chargées reproduire le phénomène physique. La solution est tirée de la moyenne statistique des grandeurs obtenues à partir de la simulation d'un grand nombre de particules primaires (appelées aussi histoires) [41].

Soient Q , une grandeur que l'on souhaite évaluer au cours de la simulation de N histoires et q_k la valeur calculée à la $k^{\text{ème}}$ histoire. La valeur moyenne Q est donnée par la relation :

$$\bar{Q} = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N q_k \quad (\text{III.1})$$

Cette grandeur présente, compte tenu de la nature stochastique de l'évaluation, une incertitude statistique $\sigma_{\bar{Q}}$ appelée écart-type et définie par

$$\sigma_{\bar{Q}} = \sqrt{\frac{1}{N} \left[\frac{1}{N} \sum_{K=1}^N q_K^2 - (\bar{Q})^2 \right]} \quad (\text{III.2})$$

La moyenne Q reste alors inchangée, mais la variance est diminuée grâce au nombre plus élevé d'interactions.

L'incertitude globale s'exprime par [41] :

$$\sigma = \sqrt{\sigma_{sys}^2 + \sigma_{sta}^2}$$

5. L'efficacité d'une simulation

L'efficacité ε d'une simulation permet de comparer les performances de deux méthodes de simulation différentes et d'estimer le gain de temps apporté par une méthode pour obtenir une variance donnée. L'efficacité est définie par la relation suivant :

$$\varepsilon = \frac{1}{\sigma^2 T} \quad (\text{III.4})$$

Où T représentent le temps de calcul et σ^2 la variance de l'estimation [37].

6. Simulation Monte Carlo de l'interaction des photons et des électrons

a) Les photons

Le transport des photons, dans les simulations Monte-Carlo, a été décrit et publié par Andreo (1991). La simulation détaillée des photons est réalisable puisque ces derniers subissent peu d'interactions dans le milieu. L'histoire de chaque photon débute à une position donnée avec une direction et une énergie initiales. Chaque histoire simulée est donc caractérisée, au fur et à mesure des interactions, par une série de données comprenant la position, l'énergie et la direction. La détermination de la longueur du trajet à parcourir jusqu'à la prochaine interaction, le mécanisme de diffusion, le changement de direction et la perte d'énergie sont échantillonnées à partir des distributions de probabilité correspondantes.

Tout d'abord, en considérant la distribution d'atténuation exponentielle, la longueur S du trajet à parcourir, jusqu'à la prochaine interaction, est déterminée par la formule d'échantillonnage suivant :

$$S = -\lambda \ln(R) \quad (\text{III.5})$$

Où λ est le libre parcours moyen pour l'ensemble des interactions et R un nombre aléatoire compris entre 0 et 1.

Ensuite, une autre séquence de nombres aléatoires, échantillonnée à partir des distributions de probabilités d'occurrence de chaque interaction (sections efficaces), détermine le type d'interaction, l'énergie perdue et l'angle radial de diffusion.

La simulation complète de l'histoire d'un photon (simulation de toutes les particules créées par le photon primaire incident) s'effectue en répétant chacune de ces étapes jusqu'à ce que la particule sorte du système étudié ou que l'énergie de la particule soit inférieure à l'énergie de la particule soit inférieure à l'énergie de coupure présélectionnée (ou énergie d'absorption). La valeur de l'énergie de coupure est le paramètre à adapter pour la simulation des photons [35].

b) Les électrons

Le nombre d'interactions produites par une particule primaire varie selon le type et l'énergie de la particule les électrons subissent un nombre considérable d'interactions ce qui rend aujourd'hui quasi-impossible le suivi détaillé du transport des électrons. Le code PENELOPE, code de classe II, utilise une procédure mixte pour simuler le transport des électrons et des positrons. Cette procédure combine la simulation délaîtée d'évènements dits catastrophiques (forte déviation angulaire ou forte perte d'énergie) avec la simulation condensée d'autres évènements dits artificiels (faible déflexion angulaire ou perte d'énergie). Les évènements catastrophiques sont tels que l'énergie perdue ou l'angle de diffusion des particules est supérieur aux valeurs seuils présélectionnées de l'énergie perdue ou de l'angle de diffusion.

En revanche, les évènements faibles se caractérisent par des pertes d'énergie et des angles de diffusion qui sont inférieures aux valeurs seuils. L'effet global d'un assez grand nombre d'évènements faibles (supérieur à 10), entre deux évènements catastrophiques, peut être simulé avec précision en utilisant l'approche de la diffusion multiple.

La distance S entre deux évènements catastrophiques successifs est échantillonnée à partir de la relation suivante :

$$S = -\lambda_c \ln(R) \quad (\text{III.6})$$

Où λ_c est le libre parcours moyen pour l'ensemble des interactions et R, un nombre aléatoire compris entre 0 et 1 [35].

7. Classification des codes Monte Carlo

Les algorithmes de transport des électrons font alors appel à la technique d'histoire condensée, initialement proposée par Hebbard et Wilson puis développée par Berger. Cette technique, utilisée dans la majorité des codes MC, s'appuie sur la diffusion multiple tout en prenant en compte la perte d'énergie et la production d'électrons secondaires. Deux types d'histoire condensée, nommés classe I et II, ont été développés [40].

a) classe I

Dans l'algorithme de classe I, toutes les interactions subies par l'électron sont regroupées. La production de particules secondaires est prise en compte globalement après chaque pas. La perte d'énergie de l'électron primaire est définie à l'aide d'un modèle de perte continue de l'énergie le long de la trajectoire (Continuous Slowing Down Approximation (CSDA)). Souvent, un modèle prenant en compte le straggling est ajouté. Le straggling intègre les fluctuations de la perte d'énergie ignorées par le modèle CSDA.

Le dépôt d'énergie et le pas sont calculés à partir du pouvoir d'arrêt. L'angle de diffusion est déterminé par la théorie de la diffusion multiple. L'énergie perdue par l'électron lors d'un pas (sans le straggling) est donnée par :

$$E = E_0 - S l \quad (\text{III.7})$$

Où E_0 est l'énergie au début du pas, E l'énergie à la fin du pas, S le pouvoir d'arrêt linéaire et l la longueur du pas [40].

b) classe II

Dans l'algorithme de classe II, seules les interactions avec une faible perte d'énergie et une faible déviation sont regroupées (à l'instar de la classe I). Les interactions dites

<<Catastrophiques >>, pour lesquelles la perte d'énergie et la déviation sont trop importantes, sont échantillonnées de façon conventionnelle. Le seuil entre les deux types de traitement est fixé par l'utilisateur. Ce traitement mixte permet de prendre en compte le dépôt d'énergie éloigné du site de création par les électrons secondaires susceptibles de quitter la trace principale [40].

8. Les codes de Monte Carlo

Plusieurs codes MC généralistes sont régulièrement utilisés en physique médicale pour les études dosimétriques numériques. Les codes les plus utilisés sont les suivants [40]:

1. Le code EGS

EGS (Electron Gamma Shower) a été développé depuis 1963 au SLAC par Nagel pour simuler des cascades électromagnétiques de haute énergie (de quelques keV à plusieurs TeV) dans des géométries arbitraires. C'est un code dit de classe 2, pour lequel les productions d'électrons de collision et de bremsstrahlung sont traitées individuellement. En 1985, une nouvelle version : EGS4 incluant un transport des électrons de basse énergie (jusqu'à 1 keV) amélioré, ainsi que la simulation de la diffusion Rayleigh a été publiée. Depuis, une version plus récente d'EGS4 a été développée sous le nom d'EGS. Comparé à son prédécesseur EGS4, le code EGS propose une simulation plus précise des interactions des électrons et des positons. Il incorpore aussi une extension des tableaux de sections efficaces relatives aux photons de basse énergie. Les premières simulations dans les applications dosimétriques ont été réalisées avec EGS4 [41].

2. Geant 4

(GEometry And Tracking) a été développé par la communauté de physique des hautes énergies au CERN (Centre Européen pour la Recherche Nucléaire) depuis plus de 25 ans et existe actuellement en deux versions : GEANT3 et GEANT4. GEANT3, codé en Fortran 77, a été utilisé pendant de très nombreuses années par les physiciens des hautes énergies à travers le monde, et n'a cessé d'être amélioré grâce à l'interaction des utilisateurs avec les équipes de développement [41].

GEANT4 était initialement conçu pour la physique des hautes énergies. Un module dédié aux applications de l'imagerie médicale (TEP et TEMP) appelle GATE a été développé par la suite [40].

Dans GEANT4 les particules sont générées à partir d'un point source ; leurs trajectoires dans la matière sont calculées suivant des processus physiques modélisant leurs interactions avec les molécules et les atomes du milieu [40].

3. MCNP

MCNP (Monte Carlo N Particules) est un code capable de simuler le transport des particules à travers la matière en utilisant la méthode Monte-Carlo. Un grand nombre de particules est généré et les trajectoires de ces particules sont calculées suivant les sections efficaces correspondantes à ces particules.

Connaissant les trajectoires des particules générées, des observables physiques peuvent être estimées comme par exemple la dose déposée dans un volume quelconque ou le flux de particules à travers une surface déterminée.

Ce code est élaboré au Los Alamos National Laboratory aux Etats-Unis depuis près de soixante ans. Il a initialement été développé pour le transport des neutrons et des photons dans les réacteurs. Il inclut la physique du code ETRAN pour le transport des électrons. À partir de 1994, des travaux parallèles ont abouti au code MCNPX permettant le transport de toutes les particules et améliorant la simulation aux basses énergies [40].

4. Le code pénélope

Le code PENELOPE (PENetration and Energy LOSS of Positrons and Electrons) a été développé, par l'équipe du Professeur Salvat, au sein de l'unité de physique de l'université de Barcelone. Il simule le transport des électrons, des positrons et des photons ayant une énergie comprise entre 100 eV et 1 GeV, dans des matériaux simples (de $Z=1$ à $Z=92$) ainsi que dans des matériaux composites [33].

9. Simulations Monte-Carlo par le code PENELOPE

9.1. Choix du code

Le choix du code PENELOPE a été régi par deux critères: l'exactitude des simulations et la flexibilité du code.

L'exactitude des simulations a été démontrée à travers différents tests d'évaluation ou benchmarks. A ce titre, trois exemples peuvent être cités.

Premièrement, le benchmark expérimental mené par Sempau [33] qui a permis de tester, pour différents matériaux, le modèle de diffusion mixte utilisé par PENELOPE pour les électrons de moyenne et haute énergies. En s'appuyant sur des spectres, des profils de dose et des rendements en profondeur, ce benchmark a montré un excellent accord entre les valeurs expérimentales et les simulations dans une gamme d'énergie allant de quelques keV à 1 GeV.

Le deuxième exemple concerne les benchmarks réalisés par Daset [33]. Ces derniers ont comparés, pour des faisceaux de photons, les calculs de dose réalisés par les codes PENELOPE, EGS4 et MCNP, dans des configurations hétérogènes composées de matériaux de numéros atomiques très variés (eau, plomb, aluminium et os). Ces benchmarks ont montré que les résultats, au niveau des zones d'interfaces, issus des simulations PENELOPE étaient plus proches des mesures que ne l'étaient les résultats issus des simulations EGS4 et MCNP.

Le troisième benchmark, plus proche des applications médicales, réalisé par Carrasco à mis en évidence la fiabilité du code PENELOPE à simuler des distributions de dose induites par un faisceau de photons, en présence d'une hétérogénéité équivalent -poumon.

Le second critère qui a encouragé notre choix est la flexibilité du code PENELOPE. Sa structure relativement simple, écrite en langage FORTRAN 77, permet à l'utilisateur d'adapter le programme principal à ses propres besoins, sans intervenir dans la partie traitant du transport des particules. Les fichiers auxiliaires qui sont indépendants du programme principal et qui gèrent la géométrie, les matériaux et les paramètres d'entrée de la simulation favorisent une « prise en main » rapide du code [33].

9.2. Descriptif du code Penelope

Le code PENELOPE est un ensemble de routines écrites en fortran 77 permettant le transport des photons et des électrons sur une large gamme d'énergie (du dixième de keV au GeV) à l'intérieur d'une grande variété de matériaux (élémentaires ou mixtes). Son architecture générale se compose d'un programme principal penmain.f faisant appel à deux bibliothèques principales de fonctions : Penelope et Pengeom.f. Leur rôle est le suivant :

- Les fonctions de la bibliothèque Pengeom.f rendent possible la modélisation de géométries complexes sous forme de volumes homogènes appelés body ou module et délimités par des surfaces quadratiques. Elles permettent également le calcul de différentes distances à l'intérieur de la géométrie.
- Les fonctions de la bibliothèque Penelope permettent principalement le transport des particules par échantillonnage de leur déplacement selon les lois de la physique.

Le programme principal s'appuie, successivement, sur trois fichiers d'entrée écrits par l'utilisateur et définissant la configuration de la simulation :

- Un fichier d'entrée principal ayant pour extension <<.in >>contenant les paramètres de la source, ceux de l'absorption et de la diffusion multiple pour chaque matériau et ceux des techniques de réduction de variance utilisées ;
- Un fichier matériaux ayant pour extension <<.mat >>contenant les données utiles à la simulation des interactions pour chacun des matériaux, notamment les sections efficaces ;
- Un fichier géométrie ayant pour extension <<.geo>>contenant la définition géométrique de la configuration. Celle-ci peut être visualisée à l'aide du programme gview accompagnant PENELOPE [40].

9.3. L'architecteur du code Penelope

PENELOPE effectue toutes les opérations nécessaires à la simulation du transport des particules en appelant un ensemble de sous-programmes écrits en FORTRAN77. Chacune est

dédiée à une tâche particulière visant à reproduire au global, les phénomènes physiques des interactions (figure III. 3). Pour gérer cela, le code repose sur plusieurs parties :

Le programme MATERIAL calcule les données relatives aux matériaux. Un fichier d'entrée, indépendant, contient l'ensemble des paramètres choisis par l'utilisateur. Le programme principal, PENMAIN, regroupe quatre programmes auxiliaires, auxquels le programme principal fait appel, et qui gèrent la géométrie et les matériaux traversés (PENGEOM), le temps de calcul (TIMER), les réductions de variance (PENVED) et la simulation Monte-Carlo (PENELOPE) [38].

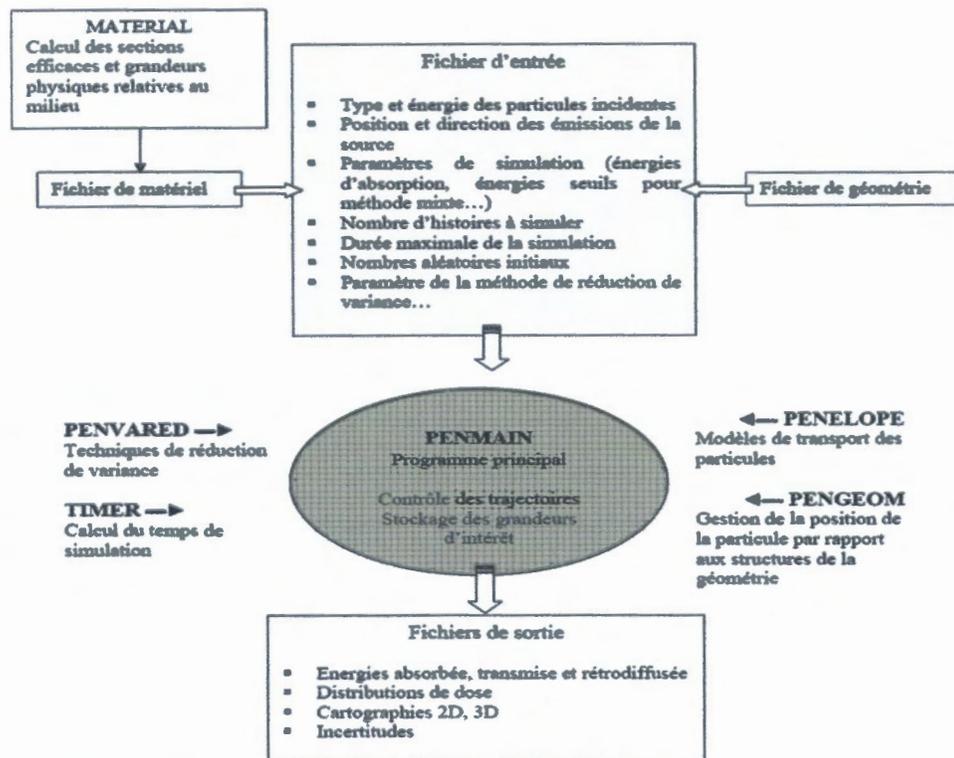


Figure (III .2): Architecture simplifiée des programmes et des fichiers d'entrée et de sortie du code PENELOPE [38].

9.4. Paramètres de simulation

Le fichier d'entrée « *.in » rassemble tous les paramètres nécessaires d'une part pour spécifier une simulation, d'autre part pour gérer la partie code (temps de simulation, nombres aléatoires, ...).

Les paramètres de spécifications sont entrés dans l'ordre logique de la simulation, ainsi on commence par la source puis l'on détermine la géométrie. Le type de particule est choisi par l'intermédiaire de la variable *KPAR* qui peut prendre les valeurs 1,2 ou 3 selon que l'on désire simuler des électrons, des photons ou des positrons.

L'énergie est déterminée en donnant la valeur en *eV* pour *E0*. La source est entrée par *SPOSIT*, *SDIREC* et *SAPERT* qui associent respectivement une position (*X, Y, Z*), un vecteur directeur (*q, f*) et un angle solide d'ouverture (*a*) au faisceau de particules.

L'ensemble des matériaux est ensuite décrit, en commençant par le nombre *NMAT* de ceux présents dans le fichier *.mat et dont le maximum est fixé à 10 (*MAXMAT* dans le *.f). Pour chaque matériau, les paramètres de simulation *EABS(KPAR)*, *C1*, *C2*, *WCC*, *WCR* et *DSMAX* sont spécifiés [36].

Le fichier d'entrée contient des paramètres nécessaires à la simulation, dont les principaux sont présentés ci-dessous :

- *EABS (e-)*, *EABS (hv)*, *EABS (e+)* : les énergies d'absorption respectivement des électrons, photons et positons, c'est-à-dire l'énergie cinétique jusqu'à laquelle la particule est suivie ; ces paramètres sont définis pour chaque matériau,

- *W_{CC}* et *W_{CR}* : les pertes d'énergie seuil relatives aux interactions catastrophiques, respectivement pour les collisions inélastiques et l'émission de rayonnement de freinage

- *C₁* : la constante déterminant la déflexion angulaire moyenne produite lors d'une diffusion élastique multiple entre deux évènements catastrophiques,

- *C₂* : la fraction maximale d'énergie perdue entre deux collisions catastrophiques,

- *d_{max}*: la distance maximale permise entre deux collisions catastrophiques.

Les grandeurs *C₁* et *C₂* sont des constantes, sans unité, dont les valeurs peuvent varier entre 0 et 0,2. *C₁* = 0,2, correspond à un angle moyen de 37° ($c_1 \cong 1 - \langle \cos \theta \rangle$) et *C₂* = 0,2, à un pourcentage de perte d'énergie de 20% [34].

A la suite, on trouve les options *PFNAME* et *GFNAME* qui appellent les fichiers *.mat et *.geo. Puis les sorties de simulation *NSIMSH* et *TIME* selon que l'on veuille arrêter la simulation au bout d'un nombre donné de particules primaires ou bien d'une durée précise [36].

9.5. La géométrie dans Penelope

Le programme PENGEOM prend en charge la géométrie afin de suivre la localisation des interactions. Il repose sur la définition de surfaces par entrée des équations quadriques. Elles peuvent être entrées sous deux formes, directe ou réduite, données ci-dessous :

$$F_R(X, Y, Z) = I_1 X^2 + I_2 Y^2 + I_3 Z^2 + I_4 Z + I_5 \quad (III.8)$$

Où I_i (avec $i = 1, 2, \dots$) sont les indices caractérisant l'équation réduite et leurs valeurs peuvent être de -1, 0 ou 1, selon les formes géométriques voulues.

Equation réduite	Indices					Type de quadratique
	I_1	I_2	I_3	I_4	I_5	
$z - 1 = 0$	0	0	0	1	-1	plan
$z^2 - 1 = 0$	0	0	1	0	-1	plans parallèles
$x^2 + y^2 + z^2 - 1 = 0$	1	1	1	0	-1	sphère
$x^2 + y^2 - 1 = 0$	1	1	0	0	-1	cylindre
$x^2 - y^2 - 1 = 0$	1	1	-1	0	0	cône

Tableau(III.1): Equations réduite des quadratiques [33].

Les surfaces élémentaires décrites par l'équation réduite possèdent une symétrie par rapport à l'axe z et peuvent donc être facilement modifiées par des transformations simples comme une translation ou une rotation. Quelques-unes des surfaces que l'on peut réaliser sont représentées sur la (figure III .4) [36].

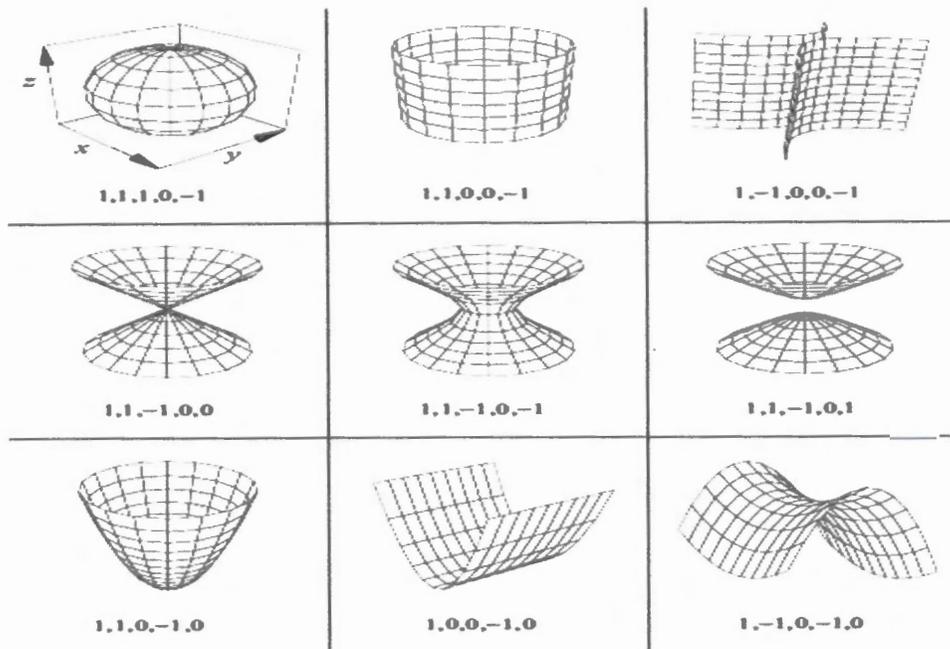


Figure (III.3): Exemples de surfaces réalisables avec le module Pengeom de PENELOPE [36].

Conclusion

Dans ce chapitre on a présenté le principe de la simulation Monte Carlo et son importance pour le transport des électrons et des photons dans la matière. On a présenté aussi

Le principe de fonctionnement d'un code Monte Carlo en citant les codes les plus utilisés en physique médicale. Le code PENELOPE est bien détaillé dont le but de l'utiliser par la suite dans notre travail.

Le chapitre suivant est consacré à la simulation par la méthode Monte Carlo du spectre énergétique d'un tube à rayons X à anode de tungstène utilisé en radiologie.

Chapitre IV

La simulation de spectre énergétique d'un tube à rayons X à anode de tungstène.



Introduction

Dans un tube à rayons X, les paramètres qui déterminent le spectre énergétique des rayons X émis par l'anode, l'énergie des électrons, le courant électrique qui passe à travers le tube et la filtration additionnelle. La nature de la matière de l'anode détermine les raies caractéristiques et le bremsstrahlung du spectre.

Le spectre énergétique d'un tube à rayon X est peut être mesuré expérimentalement par un détecteur de rayonnement spectrométrique (comme les détecteurs à semi-conducteurs). Alternativement, la simulation Monté Carlo représente un outil très efficace pour prévoir les spectres avec une bonne modalisation du tube. Plusieurs travaux ont montrés la bonne concordance entre les spectres mesurés et les spectres simulés.

Dans ce chapitre, on essayera de simuler les spectres énergétiques des rayons X issus d'un tube à anode de tungstène et voir l'effet du filtrage additionnel. Cette simulation exige la maîtrise d'utilisation d'un code Monté Carlo, dans notre travail on va utiliser le code Penelope.

1. Paramètres influençant sur le spectre énergétique

En radiographie, l'utilisation d'un faisceau de rayons X exige la détermination du spectre énergétique pour optimiser l'image radiographique. Le spectre d'un tube à RX dépend principalement de trois paramètres :

1.1. L'intensité du courant électrique

Le courant (mA, milliampère) traversant le filament de la cathode détermine la quantité d'électrons produits de façon à ce qu'une augmentation d'intensité du courant se traduit par une production accrue d'électrons percutant la cible en un temps donné. Ainsi, l'intensité du courant détermine le nombre de photons X produits en un temps donné.

1.2. La haute tension entre les électrodes

La différence de potentiel appliquée entre la cathode et l'anode, définie par la tension (kV), détermine l'énergie cinétique communiquée aux électrons. Plus la tension est élevée, plus l'énergie cinétique est grande. En outre, plus elle est élevée, plus elle est susceptible de permettre à un plus grand nombre d'électrons d'atteindre l'anode.

1.3. La nature de la cible

La nature du matériau (Z) de l'anode détermine les énergies des raies caractéristiques et l'intensité des rayons X de bremsstrahlung qui dépend du numéro atomique du matériau utilisé (équations II.3).

1.4. Filtration supplémentaire

L'élimination par la filtration supplémentaire des photons X de faible énergie du spectre de freinage est un élément essentiel, tant pour la radioprotection des patients que pour la qualité de l'image. Elle est obtenue par l'interposition d'un assemblage de filtres métalliques sur la fenêtre de sortie des photons X [29].

La filtration propre de chacun de ces éléments doit être étudiée et réduite au minimum.

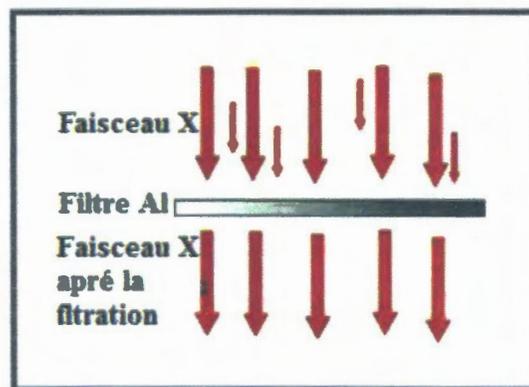


Figure (IV.1): principe de la filtration supplémentaire

2. Modélisation d'un tube à rayons X

Le modèle le plus simple d'un tube à rayons X consiste à représenter l'anode sous forme d'un tube coupé suivant une inclinaison bien déterminée (angle d'inclinaison par rapport à la direction du faisceau des électrons). Le faisceau des rayons X produit dans l'anode traverse un filtre dit additionnel pour être détecté par un détecteur de rayonnement.

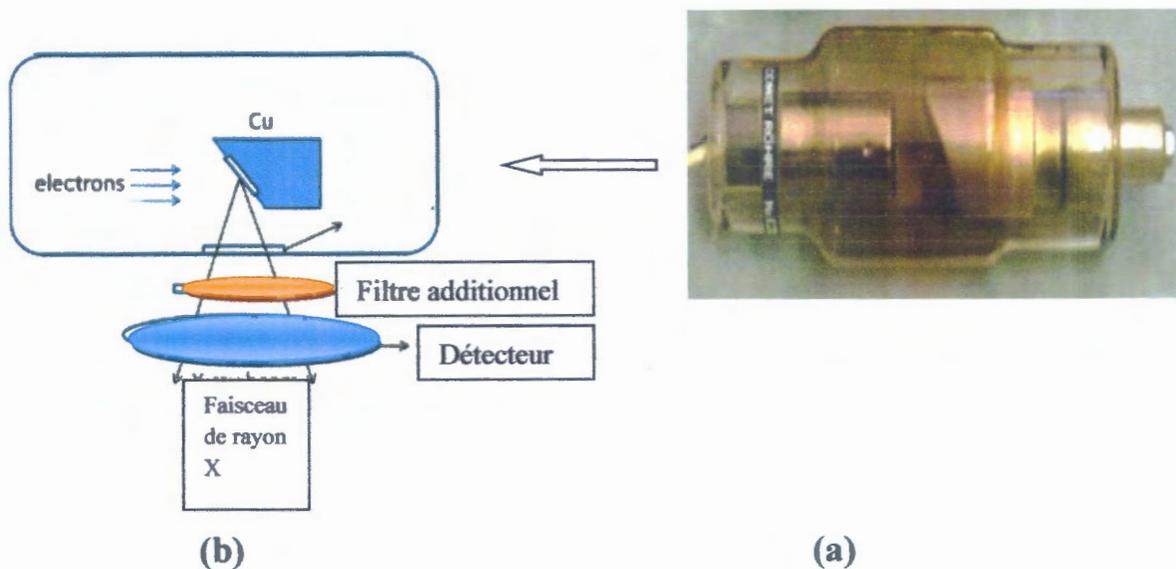


Figure (IV.2) : (a) photographie d'un tube à RX, (b) modèle utilisé pour la simulation

3. Les matériaux utilisés pour la modalisation

3.1. Matériau de l'anode

L'anode (ou anticathode) est une électrode cible en métal qui doit avoir un nombre atomique élevé en vue de permettre une production efficace des rayons X et la tension appliquée élevée augmente également la quantité des photons, donc l'intensité du faisceau qui est proportionnelle au carré de la tension.

En radiographie, les matériaux plus utilisés comme anode sont :

3.1.1. Le tungstène (W)

Est le métal choisi pour la cible pour plusieurs raisons. Il a un numéro atomique élevé ($Z = 74$) qui le rend plus efficace pour la production des rayons X. De plus en raison de son point de fusion très élevé, il peut supporter les élévations thermiques produites dans le tube en fonctionnement. La plupart des fondent entre 300 et 1500 °C tandis que le tungstène ne fond qu'à 3370 °C. Le tungstène a une capacité d'absorption de la chaleur raisonnable et permet la dissipation rapide de la chaleur par rayonnement à partir du foyer thermique [29].

3.1.2. molybdène (Mo)

Le métal de numéro atomique élevé ($Z = 42$) comme le tungstène. Les tubes à anode en molybdène sont fabriqués pour la radiographie mammaire. Le kilovoltage optimal pour la mammographie est d'environ 28 keV[29].

3.2. Matériau du filtre

3.2.1. L'Aluminium (Al)

L'Aluminium ($Z=13$) étant le métal qui filtre le mieux les rayons X, la filtration conventionnelle est constituée par une plaque d'Aluminium d'une épaisseur comprise entre 1 et 3 mm [27].

3.2.2. Tantale (Ta)

Le tantale est l'élément chimique de numéro atomique 73 ; de symbole Ta. Le corps simple tantale est un métal de transition gris-bleu ; lourd ; dur mais ductile, Bon conducteur de la chaleur.

4. Matériau du détecteur

En pratique les détecteurs les plus utilisés en spectrométrie sont les détecteurs à semi-conducteurs qui présentent une bonne résolution en énergie, dans notre travail on va utiliser le silicium (Si).

4.1. Simulation du spectre d'un tube à rayons X

Dans ce travail nous avons simulé un appareil de radiographie qui utilise un tube à rayon X a anode fixe (W) avec filtration 1mm, 2mm, 3mm Al ; 1mm Ta.

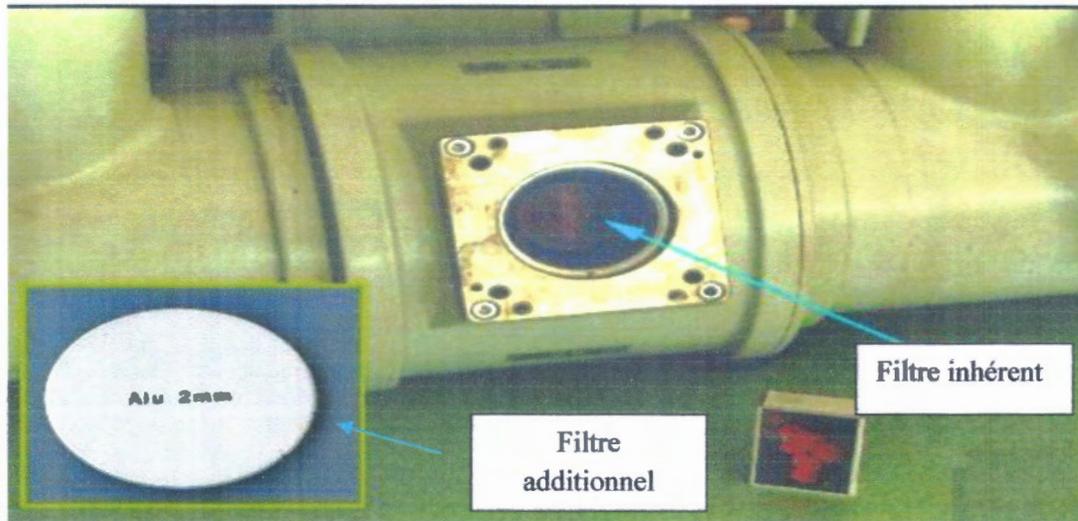


Figure (IV. 3) : photographie d'un tube à RX

Le tube à rayons X a été modélisé en utilisant le code Penelope. la géométrie du tube a été introduit à travers un fichier « geometry.geo » figure (IV.4) et figure (IV.5) représente la géométrie du tube utilisée pour la simulation, les données (énergie des électrons, angle d'incidence) et les paramètres de la simulation sont introduit par un fichier spécifique d'entrée principal « .in ».

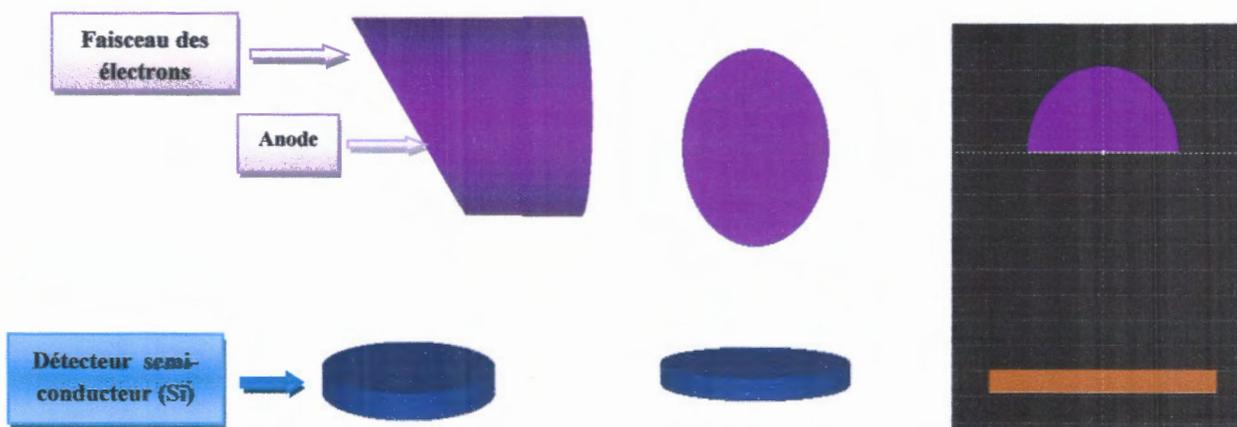


Figure (IV.4) : visualisation à l'aide de gview2d et gview3d de la géométrie d'un tube à RX sans filtre produit par PENELOPE.

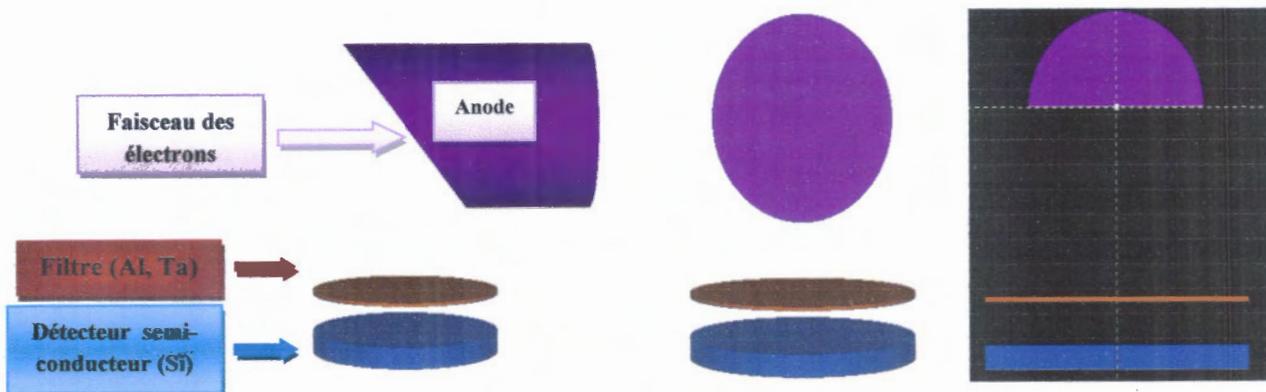


Figure (IV. 5): visualisation à l'aide de gview2d et gview3d de la géométrie d'un tube à RX avec filtre produit par PENELOPE.

5. Résultats et interprétation

Dans le but d'étudier les paramètres qui influent sur le spectre énergétique des rayons X issu d'un tube à anode de tungstène, nous avons simulé le spectre en variant l'épaisseur du filtre, l'angle d'inclinaison de l'anode et la nature du filtre. L'énergie des électrons étant fixée à 150 keV.

5.1. Effet du filtrage

Nous avons simulé le spectre énergétique du tube à rayons X sans filtrage et avec un filtre d'aluminium de 1 mm d'épaisseur, les résultats sont représentés sur la figure (IV. 6). On remarque que les photons de faible énergie sont éliminés par le filtre d'aluminium et que l'intensité des rayons X diminue.

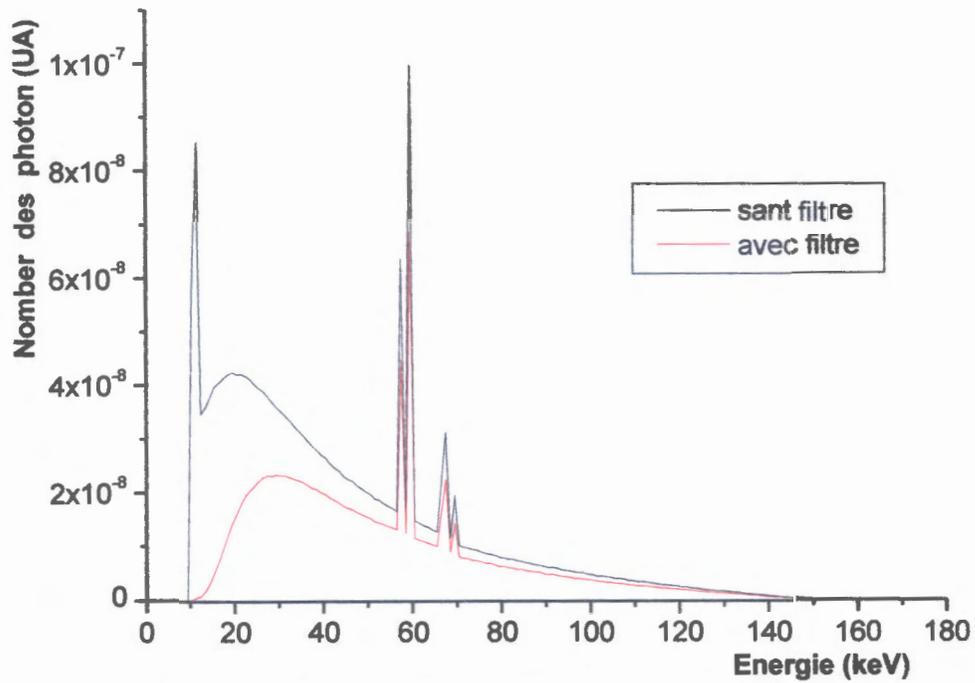


Figure (IV. 6) : simulation de spectre énergétique d'un tube à RX par le code Penelope avec filtre Al et sans filtre.

5.2.Effet d'épaisseur du filtre

Dans le but d'étudier l'influence de l'épaisseur du filtre, nous avons simulé le spectre énergétique en variant l'épaisseur du filtre d'aluminium de 1, 2 et 3 mm, les résultats sont représentés sur la figure (IV.7). On remarque qu'à chaque fois que l'épaisseur augmente l'intensité des rayons X diminue pour le Bremsstrahlung ou les raies caractéristiques.

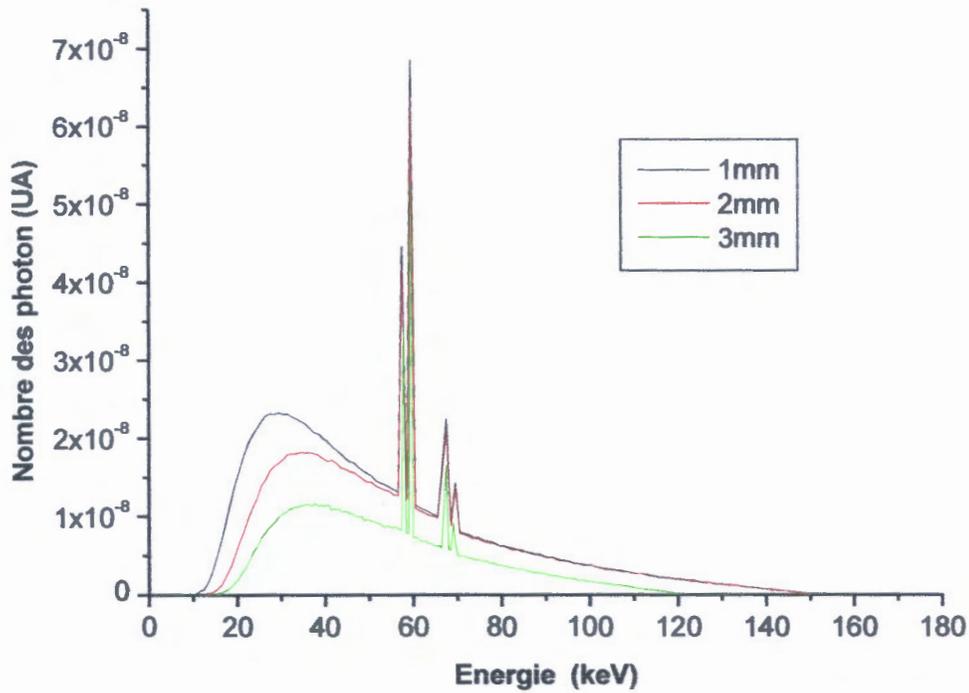


Figure (IV.7) : Simulation de spectre énergétique d'un tube à rayon X par le code Penelope avec filtre d'Aluminium

5.3.Effet d'un angle d'inclinaison de l'anode

Pour étudier l'influence de l'angle d'inclinaison de l'anode sur le spectre énergétique, nous avons simulé le spectre énergétique d'un tube à rayon X à anode de tungstène avec un filtre d'aluminium d'épaisseur 1 mm pour différents angles d'inclinaisons de l'anode par rapport à la direction des électrons incidents (20°, 35°, 45°). La figure (IV.8) représente le résultat obtenu. On remarque que la variation de l'angle n'infus pas beaucoup sur le spectre.

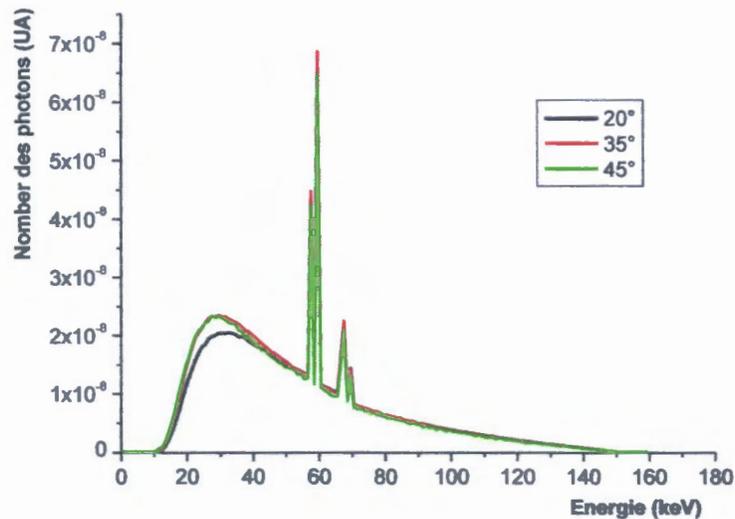


Figure (IV.8) : simulation de spectre énergétique d'un tube à rayon X à anode de tungstène par le code PENELOPE avec filtre (Al) pour différent angle.

5.4.Effet de la nature de filtre

Nous avons simulé le spectre énergétique des rayons X en changeant le filtre d'aluminium par un filtre de Tantale d'épaisseur 1 mm, nous avons comparé le spectre obtenu avec le spectre obtenu pour un filtre d'aluminium de 1mm. Les résultats est représenté sur la figure (IV.9). A cause de la forte atténuation des rayons X par le tantale les deux spectres sont normalisés.

D'après les spectres, on remarque que le filtre de tantale élimine une grande partie du rayon x de Bremsstrahlung et laisse passer juste une bande d'énergie étroite comprise entre 55 et 70 keV (filtre passe bande).

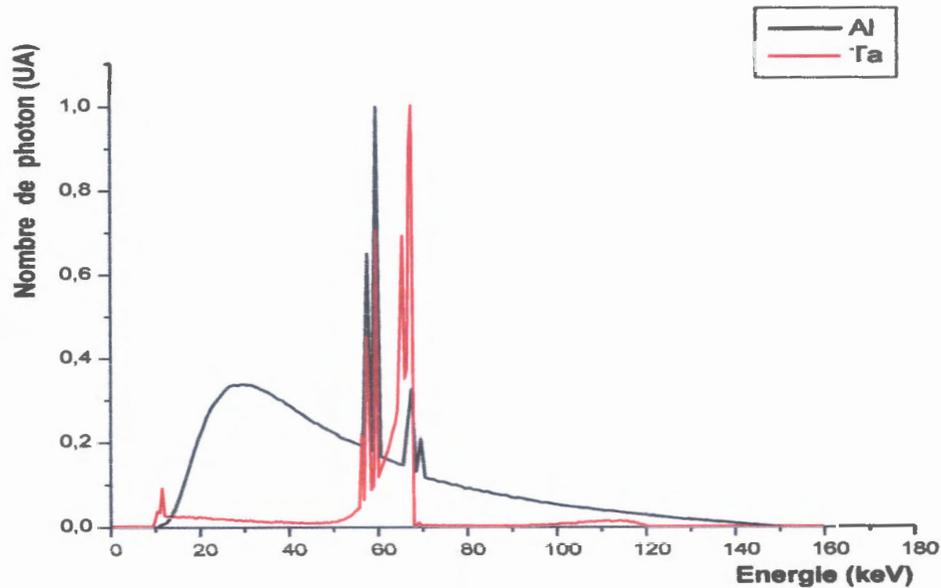


Figure (IV.9) : Simulation de spectre énergétique d'un tube à rayon X par le code Penelope avec filtre.

5.5. Simulation de la dose dans un fantôme

Le filtrage avec le tantale est intéressant pour la radiologie puisqu'il élimine le Bremsstrahlung de faible énergie qui ne participe pas à la formation de l'image mais qui est absorbé dans le patient et participe à la dose absorbé qui doit être minimisé. Pour montrer cela, nous avons simulé la dose en profondeur dans un fantôme d'eau d'un faisceau de rayons X pour un filtrage en aluminium et pour un filtrage en tantale.

Le résultat est représenté sur la figure (IV.11), on remarque que dans le cas d'un filtrage par l'aluminium une forte dose est déposée à l'entrée du fantôme (la peau du patient), par la suite, on a un chute de dose. Dans le cas d'un filtrage par le tantale, la dose à l'entrée du fantôme est minime. Ce qui explique une bonne protection pour le patient en utilisant le filtrage en tantale.

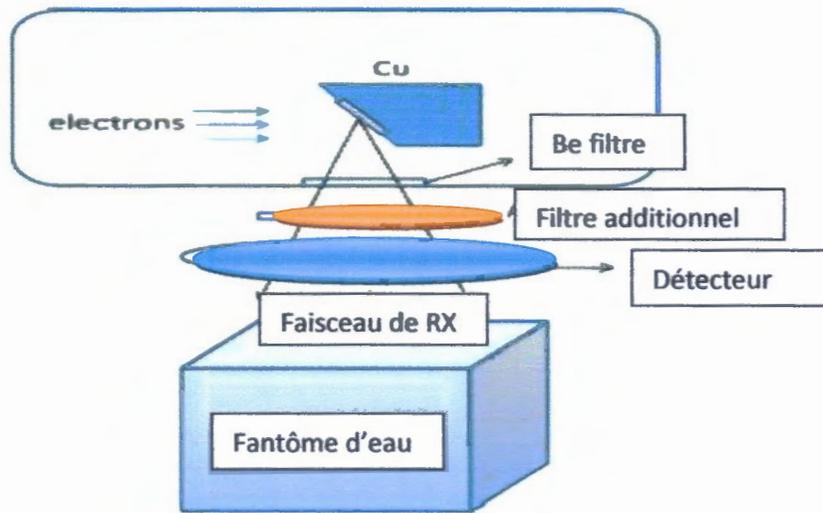


Figure (IV.10) : Géométrie de simulation pour le calcul de la dose en profondeur dans un fantôme d'eau

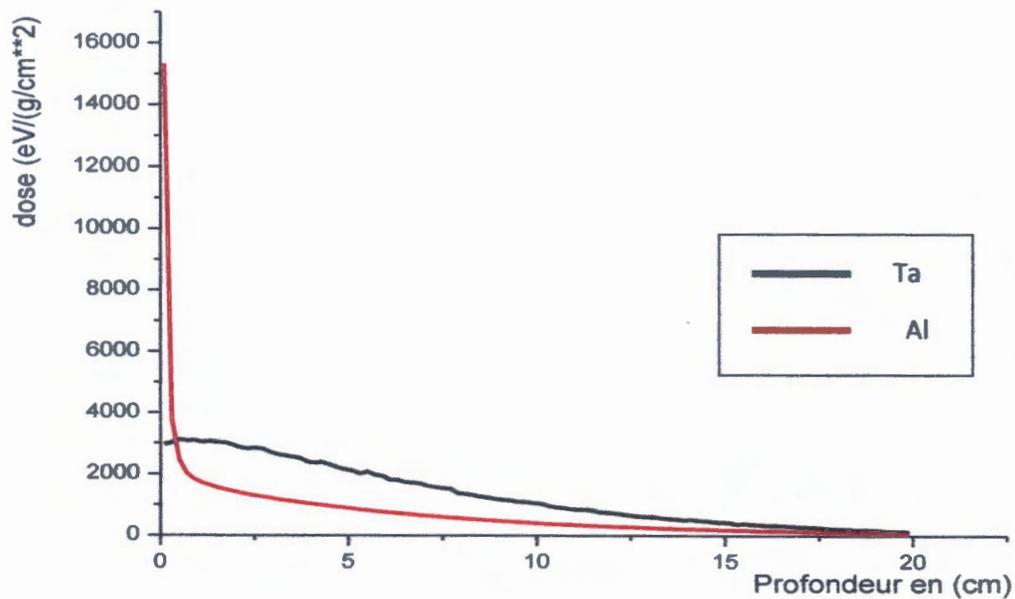


Figure (IV.11) : Dose déposée en profondeur dans un fantôme d'eau pour un filtrage par l'aluminium et par le tantalium

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons simulé les spectres énergétiques d'un tube à rayon X d'anode de tungstène par la méthode Monte Carlo. On a montré l'effet de filtrage en Aluminium.

On a utilisé un filtre de tantalum et on a montré que ce filtre élimine une grande partie du rayon x de Bremsstrahlung et laisse passer juste une bande d'énergie étroite comprise entre 55 et 70 keV.

On a montré que dans le cas d'un filtrage par l'aluminium une forte dose est déposée à l'entrée du fantôme (la peau du patient). Dans le cas d'un filtrage par le tantale, la dose à l'entrée du fantôme est minime. Ce qui explique une bonne protection pour le patient(en radiologie) en utilisant le filtrage en tantale.



Conclusion générale

La Bibliographies

Conclusion générale

Dans ce travail, nous avons utilisé un code de simulation Monté Carlo 'PENELOPE' pour déterminer les spectres énergétiques d'un tube de rayon X à anode en tungstène. Ce code est basé sur l'interaction des électrons et des photons avec la matière et les calculs probabilistes. La maîtrise de cet outil est loin d'être facile. Comprendre les aspects physiques de l'interaction des électrons et des photons avec la matière ainsi que la fonctionnalité et l'architecture du code, sont à la base de toute utilisation de ce dernier pour le calcul d'une grandeur physique.

On a utilisé un modèle simple d'un tube à rayon X à anode de tungstène pour simuler le spectre énergétique et étudier l'effet de filtrage sur ce dernier. Le résultat de simulation montre que le filtrage par l'Aluminium élimine les photons de faible énergie et que lorsque l'épaisseur augmente l'intensité du spectre diminue.

On a étudié l'effet de l'angle de d'inclinaison de l'anode et on a montré que la variation de l'angle n'influe pas sur le spectre énergétique.

On a utilisé un filtre de tantalium et on a montré que ce filtre élimine une grande partie du rayon X de Bremsstrahlung et laisse passer juste une bande d'énergie étroite comprise entre 55 et 70 keV (filtre passe bande).

On a montré que dans le cas d'un filtrage par l'aluminium une forte dose est déposée à l'entrée du fantôme (la peau du patient). Dans le cas d'un filtrage par le tantale, la dose à l'entrée du fantôme est minime. Ce qui explique une bonne protection pour le patient (en radiologie) en utilisant le filtrage en tantale.

Bibliographies

- [1] **SALLAI. N**, « *Contrôle de qualité mécanique et dosimétrie de l'accélérateur linéaire d'électron* », mémoire de master université Abou Bekr Belkaid Tlemcen, (2011).
- [2] **CAROLINE.B**, « *Dosimétrie pour la radiothérapie stéréotaxique en rayonnement synchrotron : calculs Monte-Carlo et gels radiosensibles* », Thèse de doctorat université Joseph Fourier – Grenoble 1, (2006).
- [3] **S.Malki et S.Bouazza** « *Etude osimétrie dans la tehnique de traitement mono-isométrique dans le cancer du nasopharynx par la radiothérapie externe et dosimétrien in vivo* » Mémoire de master, Université Abou Bekr Tlemcen, (2016).
- [4] **AISSANI .M, YAHOUNI. I**, « *dosimétrie des photons de haute énergie* », mémoire université Abou Bekr Belkaid Tlemcen, (2011).
- [5] **Belhemer .S, Betatauch. S**, « *simulation du spectre énergétique d'une tube a rayon x en mammographie* », mémoire de mastère, (2017).
- [6] **Julien R**, *Contribution à l'étude de l'émission électronique sous impact d'électrons de, basse énergie ($\leq 1\text{keV}$) : application à l'aluminium* thèse de doctorat de l'université Toulouse, 2013.
- [7] **Stéphanie CORDE** « *Développement méthodologique de l'application d'agents pharmacologique renforçateurs de l'effet photoélectrique pour l'utilisation du rayonnement synchrotron en radiothérapie anticancéreuse* » thèse de doctorat université JOSEPH FOURIER, 2013 .
- [8] **COURTINE F**, *Etalonnage d'un spectromètre gamma en vue de la mesure de la radioactivité naturelle. Mesures expérimentales et modélisation par techniques de Monte-Carlo* Thèse de doctorat, Université Blaise Pascal, 2007.
- [9] **Abdellatif .N**, « *Etudes expérimentales et modélisations Monte Carlo de l'auto-absorption gamma et de la dosimétrie active par capteurs CMOS* », thèse de doctorat université Chouaïb Doukkali El Jadida, Maroc, (200
- [10] **Sara .B**, « *Modélisation Monte-Carlo d'un accélérateur linéaire pour la prise en compte des densités pulmonaires dans le calcul de la dose absorbée en Radiothérapie Stéréotaxique* », doctorat de l'université de TOULOUSE, (2016).

- [11] **ALOINE .S**, « *l'influence des impuretés sur les coefficients des transports* », mémoire de master, université Tunis-El Manar, (2011).
- [12] **Julien .B – Robert. A**, « *rayonnement ionisants principe physique à la médecine nucléaire* », paris (2011).
- [13] **KALLOUCHE .H, BOUCHIKHI .A**, « *les tests d'acceptance du système de planification du traitement en radiothérapie externe* », mémoire université des sciences et de la technologie ABOU BAKR BELKAID, (2011).
- [14] **Arbi .M**, « *caractérisation d'un nouveau capteur de rayonnement Gamma a base de verre, Mémoire pour l'obtention du diplôme du mastère* », université du 7 novembre à Carthage, (2007).
- [15] **Benseddik Med El A, Oumansour Med El A**, « *Contrôle de qualité des accélérateurs linéaires et des scanners simulateur –procédure et application* », mémoire de master université de TLEMCEM, (2016).
- [16] **Nabil OUNOUGH**, « *Dosimétrie d'un faisceau de rayons X ultra-mous par chambre d'ionisation à parois d'air en vue de l'étude des dégâts produits sur l'ADN* », thèse de doctorat université de JIJEL, (2014).
- [17] **A.TEDJANI**, « *Détermination de la concentration en uranium et l'émanation du radon à partir de certains matériaux de construction, mémoire de magister* », université Mentourie Constantine, (2016).
- [18] **Alexandra, Iulia. P**, « *Imagerie par rayons X résolue en énergie : méthodes de décomposition en base de matériaux adaptées à des détecteurs spectrométriques* », thèse de doctorat université de INSA de Lyon, (2014).
- [19] **Ziad. F**, « *simulations Monte – Carlo et étude micro dosimétrique pour des irradiations cellulaires à faibles doses en neutrons de 14 MeV* »; thèse de doctorat université Blaise pascal, (2007).
- [20] **Olivier. S**, « *Halogénures de lanthane dopés cérium Des scintillateurs rapides pour l'imagerie médicale* », Thèse de doctorat de l'Université Pierre et Marie Curie (Paris VI), (2006).
- [21] **Réda .BENTATA**, « *Segmentation d'images tomographiques par émission de positons* », Mémoire, (2011).

[22] **Julien. Z**, « *Avènement et évolution de la radiologie en odontologie de la fin du XIXE siècle à aujourd'hui* », Thèse d'université de lorraine faculté d'odontologie de Nancy, (2015).

[23] **Amadou Tidiane, SOW** ; « *Évaluation de la fiabilité d'un générateur à rayons X pour Application médicale* », THÈSE PRÉSENTÉE POUR OBTENIR LE GRADE DE DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE BORDEAUX, (2014).

[24] **Capitaine .H, Lieutenant .C**, « *LES GENERATEURS DE RAYONS X CAS PARTICULIERS LIES A LA SECURITE PUBLIQUE* », Mémoire de stage de Conseiller Technique risques radiologiques ENSOSP – (2008).

[25] **DR ABDOULAYE .T**, « *BASES TECHNOLOGIQUES DE LA RADIOLOGIE AUX RAYONS X* », UNIVERSITE ALIOUNE DIOP DE BAMBEY, (2014) .

[26] **WASSIM K**, « *étude et réalisation des références dosimétriques nationales en termes de kerma dans l'air pour les faisceaux de rayons x de basses et moyennes énergies* », thèse de doctorat de l'université de Nice-Sophia Antipolis, (2008).

[27] **CIRRE C**, « *L'installation radiologique en cabinet dentaire : choix et performances* », Thèse d'université Henri Poincare-Nancy I, Année 2010.

[28] **Etienne .D**, « *application du prototypage rapide à l'aide au diagnostic en chirurgie traumatologique et orthopédique* », mémoire présent à l'université d'Artois, (2011)

[29] **D. Régent, D. Mandry, D. Croise-Laurent, A. Oliver, F. Jausset, V. lombard**, « *production des rayons X en imagerie par projection et en scanographie* », (2013).

[30] **PHILIPPE. N**, « *Analyse d'images rayon-x appliquée à l'optimisation de la détection de la corrosion dans la canalisation de la détection de la corrosion dans les canalisations métalliques* », Mémoire ; université du Québec ; Aout 2006.

[31] **Florent LE GLÉAU**, « *Étude d'un dispositif de traitement de fumées issues de l'incinération de déchets industriels spéciaux ; thèse présentée en vue d'obtenir le grade de docteur en Spécialité : Optique et Laser, Physicochimie, Atmosphère* » ; université Lille 1 science et technologies; (2012)

[32] **D. BONIN – R. ATLANI**, livre « *Rayonnements ionisants principes physiques à la médecine nucléaire* »; [www. Éducatons robert atlani. Com](http://www.Educations.robert.atlani.com)

[33] **Léone BLAZY-AUBIGNAC**, « *Contrôle qualité des systèmes de planification dosimétrique des traitements en radiothérapie externe au moyen du code Monte-Carlo Penelope* », thèse de doctorat l'université de TOULOUSE III, (2007).

[34] **BEN HDEYCH.Y**, « *contrôle de qualité dosimétrique des systèmes de planification des traitements par radiothérapie externe à l'aide d'objets-tests Numériques calculés par simulation Monte-Carlo Penelope* », thèse de doctorat université de Nantes, (2011).

[35] **ARRADA Naziha**, « *simulation Monte Carlo d'un accélérateur de particule linéaire* », mémoire master, université de JJEL, (2011).

[36] **Eric FRANCHISSEUR**, « *Modélisation et validation de l'accélérateur PRIMUS de SIEMENS par le code Monte Carlo PENELOPE dans le cadre de la Radiothérapie du Cancer* », thèse de l'université de Nice-Sophia Antipolis, (2007).

[37] **Jocelyne MAZURIER**, « *adaptation du code Monte Carlo Penelope pour la métrologie de la dose absorbée : caractérisation des faisceaux de photons X de haute énergie et calcul de facteurs de correction de dosimètres de référence* », thèse de doctorat l'université PAUL SABATIER de TOULOUSE, (1999).

[38] **Karina MEYNARD**, « *Polymérisation radio-induite : calcul de dose et modélisation dans le cas d'irradiations prolongées de sources non-scellées* », thèse de doctorat de l'université Toulouse III - Paul Sabatier, (2009).

[39] **Bouchra HABIB**, « *étude numérique et expérimentale d'un système de planification de traitement pour la radiothérapie intégrant un calcul Mont Carlo-applications aux hétérogénéités et petites faisceaux* », thèse de doctorat université paris-sud 11, (2009).

[40] **Igor Bessières**, « *Développement et validation expérimentale d'un outil de détermination de la dose hors-champ en radiothérapie* »

[41] **Cheick .O. T**, THÈSE « *Dosimétrie en radiothérapie et curiethérapie par simulation Monte-Carlo GATE sur grille informatique* », (2007).

[42] **Widad.B et selma.B**, mémoire [*Etude comparative des doses délivrées aux patients en radiologie conventionnelle et en scanographie*], 2017

Résumé

Le but de ce travail est détermination du spectre énergétique issu d'un tube à rayon X à anode de tungstène par un calcul numérique basé sur un code de calcul Monté Carlo « PENELOPE ». Ce travail comprend la connaissance des caractéristiques d'un faisceau des photons X et la compréhension des aspects physique de l'interaction des électrons et des photons avec la matière ainsi que la fonctionnalité et l'architecture du code.

Les résultats montre que dans le cas d'un filtrage par l'aluminium une forte dose est déposé à l'entrée du fantôme (la peau du patient). Dans le cas d'un filtrage par le tantale, la dose à l'entrée du fantôme est minime. Ce qui explique une bonne protection pour le patient(en radiologie) en utilisant le filtrage en tantale.