

RÉPUBLIQUE ALGÉRIENNE DÉMOCRATIQUE ET POPULAIRE  
Ministère De L'enseignement Supérieur  
Et De La Recherche Scientifique



Université Echahid Hamma Lakhdar-El-Oued  
Phaculté des sciences exact  
Département de Physique

N° d'ordre :  
N° de série :

**MEMOIRE**

Présentée Pour l'obtention du Diplôme de Master en Physique Appliquée :

**Rayonnement et Energie**

**Par: GHEMAM AMARA Soumaya**

**Intitulé**

Optimisation de la réponse des dosimètres  
Radiophotoluminescence : facteur d'ouverture de la  
collimation et réponse énergétique

Soutenue le : / / 2016

**Devant le jury composé de :**

Président:	BEGUI Mohamed	MAB	Université d'El-Oued
Examineur:	LITIM Fethi	MCA	Université d'El-Oued
Rapporteur:	BENALI Abdelhai	MAA	Université d'El-Oued

Année Universitaire: 2015/2016

*Je dédie ce travail à:  
Ma très chère mère et mon père  
Mes frères et mes sœurs.  
Et tous ceux qui me sont chers*

# *Remerciements*

*Avant tout nous remercions notre créateur Allah , Grand et Miséricordieux, le tout puissant et à son prophète MAHOMET paix et salut sur lui pour le courage qu'il nous a donné pour mener ce travail à terme .*

*Je tiens à exprimer mes vifs remerciements à mon encadreur*

*Benali Abdelhai, maître assistant classe A à l'université d'EL-Oued, de son grand aide durant la réalisation de notre travail, il est orienté nous vers le succès avec ses connaissances et partageants des idées et aussi l'encouragement tout on long de notre épreuve, comme il a été présent à tout moment qu'on à besoin de lui, que le tout puissant soit avec lui et lui protager (Amen).*

*je tiens à exprimer mes gratitudes à Begi Mohamed, maître assistant classe B à l'université d'EL-Oued, de j'avoir fait l'honneur d'être le président de jury*

*Comme je parte mes remerciement à Litim Fethi, maître cours classe A à l'université d'EL-Oued ,d'avoir pris de sou temps et d'avoir accepté d'examiner ce travail .*

*Mes remerciements sont destinés aussi à toute ma famille, et tous mes amis pour leur aide et leur soutien.*

## Table des matières

<b>Table des figures</b> .....	I
<b>Liste des tableaux</b> .....	III
<b>Nomenclature</b> .....	IV
<b>Introduction générale</b> .....	7

### Chapitre I : Interactions rayonnement-matière

I.1. Définition de rayonnement.....	10
I-1-1- Classification de rayonnement.....	10
I-2- Interaction des photons.....	11
I-2-1- l'effet photoélectrique .....	11
I-2-2- Effet Compton .....	12
I-2-3- Effet de production de paire.....	13
I-2-4- Importance relative des trois effets .....	14
I-2-5- Loi d'atténuation .....	15
I-3- Interaction des particules lourdes chargées.....	16
I-3-1- Diffusions des particules lourdes.....	16
I-3-2- Pouvoir d'arrêt.....	16
I-3-3- Ionisation à faible transfert d'énergie.....	17
I-4- Interaction d'électron.....	17
I-4-1- interactions électron-électron orbital.....	17
I-4-2- Interactions électrons avec les noyaux.....	18
I-4-3- Parcours des particules chargées.....	19

### Chapitre II : Dosimétrie: Grandeurs et dosimètres

II-1- Grandeurs utilisées en radioprotection et dosimétrie.....	21
II-1-1- Grandeurs physiques et dosimétrique .....	21
II-1-1- 1- Flux de particule.....	21
II-1-1- 2- Flux énergétique.....	21
II-1-1-3- Fluence et débit de fluence particulaire.....	21

II-1-1-4- Fluence et débit de fluence énergétique.....	21
II-1-1-5- Energie impartie.....	22
II-1-1-6 Energie déposée.....	22
II-1-1-7- Dose absorbée et débit de dose absorbée.....	22
II-1-1-8- KERMA et débit de KERMA .....	23
II-1-2- Grandeurs de protection .....	23
II-2-1- Dose équivalent .....	24
II-2-2 Dose efficace .....	25
II-2-3- Grandeurs opérationnelles .....	25
II-2-3-1 Grandeurs opérationnelles pour la dosimètre de l'ambiance.....	25
II-2-3-1-1-Equivalent de dose ambiant.....	25
II-2-3-1-2-Equivalent de dose directionnel.....	26
II-2-3-2 Grandeurs opérationnelles pour la surveillance individuelle.....	26
II-1-4-Limite de dose.....	26
II-2-Les dosimètres des rayonnements ionisants.....	27
II-2-1- Phénomènes physiques dans les dosimètres .....	27
II-2-1-1- Luminescence.....	27
II.2.1.2. Fluorescence.....	28
II.2.1.3. Phosphorescence.....	28
II.2.1.4. Radioluminescence.....	28
II.2.2. Dosimètre Luminescence.....	28
II.2.2. 1. Principe physique de la luminescence.....	28
II.2.2.2. Dosimètre Thermoluminescence (TLD).....	30
II.2.2.3. Dosimètres à Luminescence Stimulée Optiquement (OSL)	30
II.2.2.4. Dosimétrie radiophotoluminescence .....	31
II.3. Structure de verre selon <i>Zachariasen</i> .....	32
II.3.1. Les verres photosensibles.....	33
II.3.2. Caractéristiques chimiques des ions d'argent.....	33
II.3.3. Verres Radioluminescents .....	34
II.3.4. Centres luminescents en RPL.....	35
II.3.5. Spectre d'émission et d'excitation.....	35

### Chapitre III : Simulation parla méthode Monte Carlo

III.1. Généralité sur la méthode Monte Carlo.....	38
III.2. Modélisation par la méthode Monte Carlo.....	38
III.1.1. Nombres aléatoires.....	40

III.2.2. Transport de particules.....	41
III.2.2.1.Modélisation de l'interaction photon-matière.....	41
III.3. Principaux codes de simulation Monte Carlo.....	42
III.3.1.Code PENELOPE.....	42
III.3.2. Code GEANT4.....	42
III.3.3. Code de simulation EGSnrc.....	42
III.3.4. Code de simulation MCNP.....	43
III.4. Description du code MCNP5.....	43
III.4.1. Structure du fichier MCNP.....	43
III.4.2. Cellules.....	44
III.4.3. Surfaces (géométrie).....	44
III.4.4 Définition des données dans MCNP.....	46
II.4.4.1. Sources.....	46
III.4.4.2.Tallies.....	46
III.4.4.3. matières.....	47

## **Chapitre IV : Optimisation de la reponse energetique et l'influence de la taille du champ**

IV.1. Système dosimétrique .....	49
IV.1.1. Les dosimètres.....	49
IV.1.2. Fantôme utilisés.....	49
IV.2 Simulation Monte Carlo.....	50
IV.2.1.Champ équivalent.....	51
IV.2.2.La dépendance de la taille de champ.....	52
IV.2.3.Rapport tissu-fantôme.....	53
IV.2.4.Formalisme.....	55
IV.2.5.Dépendance énergétique.....	56
<b>Conclusion générale.....</b>	<b>62</b>
<b>Références.....</b>	<b>65</b>

## Table des figures

<b>Figure (I-1):</b>	Classifications des rayonnements.....	11
<b>Figure II-2):</b>	Effet photoélectrique .....	12
<b>Figure (I-3):</b>	Effet Compton.....	13
<b>Figure (I-4):</b>	Effet de production de paire.....	14
<b>Figure (I-5):</b>	Importance relative des modes d'interaction des rayonnements $\gamma$ avec la matière.....	14
<b>Figure (I-6):</b>	Phénomène interactions électron–électron orbital (a) ionisation et (b) excitation .....	18
<b>Figure (I-7):</b>	Phénomène de freinage .....	18
<b>Figure (II-1):</b>	Relation entre les doses absorbées, équivalentes et efficaces.....	24
<b>Figure (II-2):</b>	Relation entre les différentes grandeurs utilisées en radioprotection et dosimétrie.....	27
<b>Figure (II-3):</b>	Principes de base du processus de TLD, d'OSL et de RPL.....	29
<b>Figure(II-4):</b>	Représentation schématique plane de la structure (a)d'un composé hypothétique cristallin $A_2O_3$ (b) de la forme vitreuse de ce composé .....	33
<b>Figure(II-5):</b>	Principe de la radiopholuminescence dans le verre phosphate dopé $Ag^+$ .....	34
<b>Figure(II-6):</b>	Le mécanisme de Formation de centres luminescents .....	35
<b>Figure (II-7):</b>	Spectres d'émission et d'excitation du verre phosphate dopé $Ag^+$ après irradiation aux rayonsX.....	36
<b>Figure (III-1):</b>	Un exemple d'application de la méthode Monte Carlo.....	39
<b>Figure (III-2):</b>	Organigramme de tirage Monte-Carlo dans le cas de processus nucléaires	40
<b>Figure(III-3):</b>	Simulation Monte Carlo des interactions photons-matière.....	41
<b>Figure(IV-1):</b>	Schéma du montage pour les irradiations.....	51
<b>Figure(IV-2):</b>	Espace du travail de la simulation MC (MCNP5).....	52
<b>Figure(IV-3):</b>	Les valeurs de dose absorbée pour les quater champs.....	53
<b>Figure (IV-4):</b>	Les valeurs d'ouverture du collimation pour le rayon gamma du $^{60}Co$ .....	54
<b>Figure (IV-5):</b>	Schéma représentant géométrie correspondante à la mesure de $TPR_{(20,10)}$ .....	55

---

<b>Figure (IV-6):</b>	La réponse énergétique des dosimètres RPL GD-302 et GD-450, pour les faisceaux kilovoltage de rayon X(50 à 200 kV).....	59
<b>Figure (IV-7):</b>	La réponse énergétique des dosimètres RPL GD-302 et GD-450, pour les faisceaux méga-voltage de rayon X (6 à 25MV).....	60

## Liste des tableaux

<b>Tableau (II-1):</b>	Valeurs recommandées pour les facteurs de pondération pour les Rayonnements.....	24
<b>Tableau( II-2):</b>	Valeurs recommandées pour les facteurs de pondération pour les tissus.....	25
<b>Tableau (II-3):</b>	Limites de dose recommandées par l'ICPR.....	26
<b>Tableau (III-1):</b>	Bibliothèque des cartes des surfaces reconnues par MCNP .....	45
<b>Tableau (III-2):</b>	Différents tallies utilisés par MCNP .....	47
<b>Tableau (IV-1):</b>	Caractéristiques du fantôme, compositions massique et densité utilisée dans les simulations MC MCNP5.....	50
<b>Tableau (IV-2):</b>	Comparaison les valeurs du rapport tissu-fantôme $TPR_{(20,10)}$ avec d'autre Travaux publiés dans les littératures.....	55
<b>Tableau (IV-3):</b>	Relation entre l'énergie nominale et l'énergie moyenne du faisceau de rayon X utilisée dans les simulations Monte Carlo.....	58
<b>Tableau (IV-4):</b>	Relation entre l'énergie nominale l'énergie effective du faisceau de photons chimique utilisée dans les simulations Monte Carlo.....	58

# Nomenclature

## Lettres latines

$W$	Energie de liaison[J].
$e$	Charge d'électron.
$mc$	Masse cinétique d'électrons
$Z$	Nombre atomique
$h$	La constante de Planck [J.s].
$m_e$	Masse d'électron
$I(x)$	Flux de photons sortant d'un milieu absorbant d'épaisseur $x$
$I_0$	Flux de photons du faisceau incident
$\Delta E:$	Emission par freinage
$\Delta x$	Longueur du parcours de la particule incidente dans la matière
$dN$	Nombre de particules incidentes
$dE$	Energie des particules incidentes
$R_{in}$	Energie radiante incidente
$R_{ex}$	Energie radiante sortant du volume
$D$	Dose absorbée
$W_R$	facteur de pondération
$H_T$	Dose équivalent
$D_{T,R}$	dose moyenne absorbée dans un organe ou tisse
$WT$	facteur de pondération tissulaire

## Symboles grecs

$\sigma_{PE}$	section efficace de l'effet photoélectrique
$\nu$	La fréquence [Hz , s <sup>-1</sup> ].
$\sigma_c$	section efficace de l'effet Compton
$\sigma_{Pir}$	section efficace de l'effet production de paire
$\mu$	Coefficient d'atténuation linéique
$\rho$	la masse volumique du matériau [g/cm <sup>3</sup> ].

**Acronymes**

RII	Rayonnements indirectement ionisants
RDI	Rayonnements directement ionisants
IAEA	International atomic energy agency
ICRP	International commission on radiological protection.
ICRU	International commission on radiation units and measurements.
TLD	Dosimètre thermoluminescence
OSL	Dosimètres à luminescence stimulée optiquement
RPL	Dosimétrie radiophotoluminescence
PENELOPE	Pe netration and energy loss of positons and electrons
GEANT4	G eometry and tracking
MCNP	Monte carlo N-particle
LANL	Los alamos national laboratory
PMMA	polyméthacrylate de méthyle
MC	Monte Carlo
SSD	Source-to-Surface Distance (distance source-surface)
SCD	Source-to-Detector Distance (distance source-détecteur)
TPR	Tissue Phantom Ratio (rapport tissufantôme)

# ***INTRODUCTION GENERAL***

## *INTRODUCTION GENERALE*

Il y a un peu plus d'un siècle, en 1895, *Wilhelm Conrad Röntgen* découvrait les rayons X[1]. Quelques mois plus tard, en 1896, *Henri Becquerel* décrit pour la première fois la radioactivité. L'utilisation des rayonnements ionisants est devenue de plus en plus fréquente et diversifiée depuis quelques dizaines d'années; domaine très réservé avant la seconde Guerre mondiale, les rayonnements sont utilisés aujourd'hui dans de nombreux secteurs du monde médical, industriel, militaire et de la recherche[2].....

Quel que soit le type d'application, il est souvent nécessaire voire impératif de mesurer l'énergie déposée par unité de masse lors de l'interaction des rayonnements ionisants avec le milieu. La grandeur physique caractérisant ce concept s'appelle la dose absorbée et s'exprime en Gray. En général pour déterminer ces grandeurs des dosimètres passive ou active Nous définirions les principaux grandeurs physiques qui sont utilisée pour mesuré la dose absorbée.

Dans cette thèse nous avons étudié le dosimètre passive qui s'appelle dosimètre radiophotoluminescent (RPL), ce dosimètre est un verre phosphaté dopé à l'argent émet une fluorescence de couleur orange par excitation aux rayons ultraviolets lorsque le verre a été préalablement exposé à des rayonnements ionisants[3]. L'intensité de cette fluorescence est proportionnelle à la dose reçue. Cette technique offre alors tout un ensemble d'avantages pour la surveillance routinière, qui inclut une exploitation rapide des données, la réutilisation des détecteurs, une insensibilité à la lumière, à la température et à l'humidité, et une stabilité du signal[4]. Le travail de recherche de cette thèse a porté sur l'utilisation de la simulation Monte Carlo pour d'estimer la valeur du rapport tissu-fantôme  $TPR_{20,10}$ , la réponse énergétique de deux dosimètres radiophotoluminescence RPL GD-450 et GD-302 aussi l'influence de la taille du champs à la dose absorbé. Ainsi, cette thèse est présent manuscrit est scindé en quatre chapitres.

Le premier chapitre expose un aperçu général sur les processus des interactions rayonnement (rayonnement  $\gamma$ , électrons et particules lourde chargées) avec la matière et les principaux phénomènes produisent.

Le deuxième chapitre consacré sur le notion de dosimétrie et ces qui lié avec eu, tel que les principales grandeurs physiques, radioprotection et opérationnelles qui sont utilisées dans le

domaine de la dosimétrie. Ainsi une brève présentation des divers détecteurs passifs des rayonnements basée au phénomène de luminescence : dosimètre Thermoluminescence (TLD), dosimètre à luminescence stimulée optiquement (OSL) et le dosimètre Radiophotoluminescence (RPL), plus une description générale sur le dosimètre RPL.

Dans le troisième chapitre nous avons cité une description générale de la méthode de simulation Monte Carlo et les principaux codes qui sont utilisés. L'accent a été mis sur les codes mis en œuvre dans ce travail à savoir le code MCNP (Monte Carlo N-Particles) qui est développé par le Laboratoire National de Los Alamos (LANL).

Le dernier chapitre consacré à la partie simulation Monte Carlo par le code MCNP Version 5, pour optimiser la réponse énergétique du dosimètre radiophotoluminescent et l'influence de la taille du champ, après une citation des matériels et des méthodes qui sont utilisées pour l'optimisation de la réponse, ainsi les résultats qui sont obtenus avec leur discussion.

Enfin nous avons conclu notre travail avec une conclusion générale concernant les réponses énergétiques des dosimètres RPL GD-450 et GD-302 et l'influence de l'ouverture de la collimation, et aussi donner des recommandations pour l'utilisation des dosimètres radiophotoluminescents.

**CHAPITRE I**

**INTERACTIONS**

**RAYONNEMENT-MATIÈRE**

CHAPITRE I

## INTERACTIONS RAYONNEMENT-MATIERE

Dans ce chapitre nous avons présenté un rappel général sur les interactions rayonnement avec la matière, le but de ce chapitre est d'introduire une définition sur les différents phénomènes de la physique nucléaire qui sont produites par ces interactions.

## I.1.Définition de rayonnement

Le rayonnement peut être défini comme la forme d'émission ou de diffusion de l'énergie dans l'espace, sous la forme d'ondes électromagnétiques ou des particules[5].

### I.1.1.Classification de rayonnement

Les rayonnements peuvent être classés en deux grandes catégories suivant leur nature, et aussi selon leurs inductions sur la matière, En rayonnements non-ionisants et rayonnements ionisants[6].

- Rayonnement non-ionisant (ne peut pas ioniser la matière).
- Rayonnement ionisant peut ioniser la matière[7].

Il existe deux Types des rayonnements ionisants: rayonnements indirectement ionisants et rayonnements directement ionisants.

- a- Rayonnements Indirectement Ionisants (RII), sont lors les rayonnements électromagnétiques et particules non chargées ce sont donc les rayonnements  $\gamma$ , X, et les neutrons;
- b- Rayonnements Directement Ionisants (RDI), sont lors les particules chargées, ce sont donc les particules  $\alpha$ ,  $\beta^+$ ,  $\beta^-$ , et les protons[1;8].

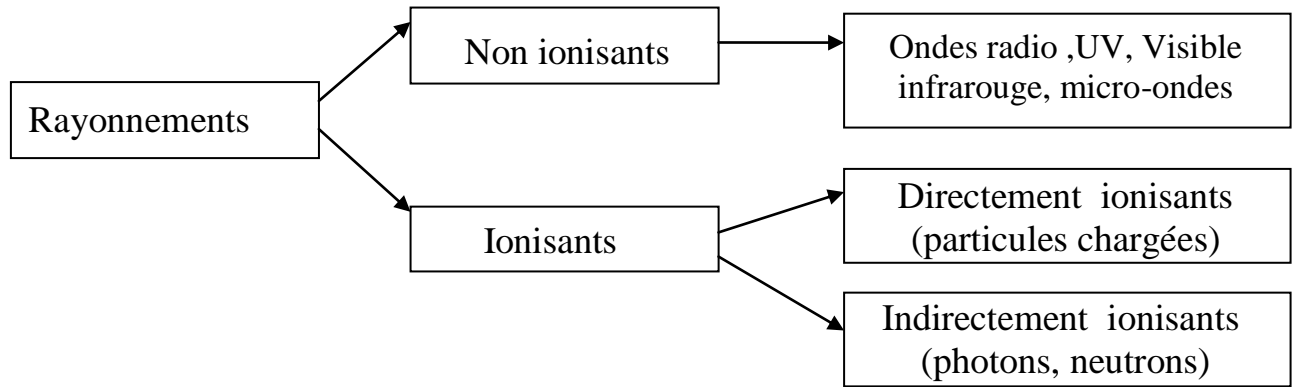


figure (I.1): Classifications des rayonnements [9]

## I.2. Interaction des photons

Les photons sont des rayonnements électromagnétiques sans masse en repos, et très pénétrants dans la matière[8]. Dans le domaine d'énergie qui nous intéresse, le photon interagit dans la matière suivant trois processus principaux : l'effet photoélectrique, l'effet Compton et l'effet de production de paire[9].

### I.2.1. l'effet photoélectrique

L'effet photoélectrique est l'interaction du photon avec un électron fortement lié de l'atome constituant la matière voire figure (I.3)[ 10], l'électron éjecté emporte une énergie cinétique  $E_c$  égale à la différence entre l'énergie  $E_{h\nu}$  du photon incident et son énergie de liaison  $W$  [I.11].

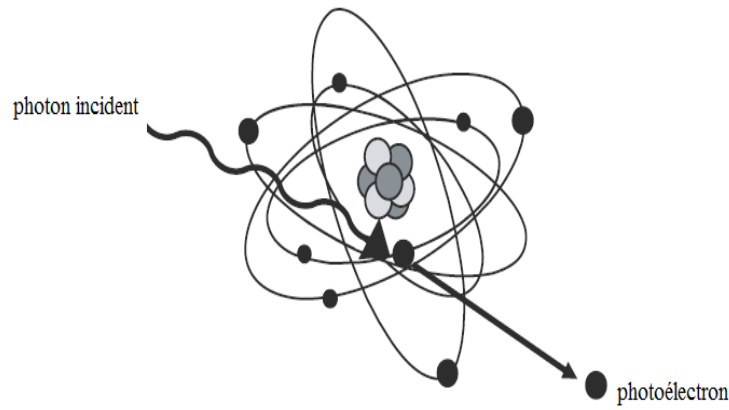
$$E_c = E_{h\nu} - W \quad (\text{I.1})$$

Les effets photoélectriques correspondent donc à des ionisations des couches électroniques très liées (K ou L) des atomes qui se réorganisent en émettant des rayonnements secondaires électromagnétiques  $X$  ou électroniques [6].

La section efficace  $\sigma_{PE}$  de l'effet photoélectrique, pour un matériau donné, se déduit du fait que l'on suppose l'énergie de liaison faible devant celle du photon incident et que l'on ne prend en compte que l'interaction électromagnétique. Elle peut s'écrire[12]

$$\sigma_{PE} = 64\pi \frac{e^2 h E_B^{3/2}}{mc E_B^{5/2}} \quad (\text{I.2})$$

Par addition, la section efficace  $\sigma_{PE}$  est proportionnel à  $Z^5 E^{7/2}$  [I.13].



**figure (I.2):** Effet photoélectrique[6].

### I.2.2.Effet Compton

Ce phénomène, appelé diffusion Compton [12], elle représente l'interaction du photon avec les électrons des couches périphériques (électron quasi libres) [4]. Le photon est alors diffusé avec une énergie inférieure à son énergie incidente  $h\nu_0$ , et l'électron reculant selon l'angle  $\theta_e$  (voire figure (I.3)). La conservation de l'énergie donne l'équation (I.3)[ 5].

$$E_{\gamma} = E_{\gamma'} + E_e \quad (\text{I.3})$$

Il est possible d'accéder a une expression liant l'énergie du photon Compton diffuse a l'énergie initiale au moyen de la conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie cinétique. Cette relation est donnée par l'expression suivante[13].

$$E_{\gamma'} = \frac{E_{\gamma}}{1 + \frac{E_{\gamma}}{m_0 c^2} (1 - \cos\theta)} \quad (\text{I.4})$$

L'énergie du photon Compton sera :

- Maximale lorsque  $\theta$  tend vers 0 (si  $\theta = 0$  cela correspond a l'absence d'interaction) ;
- Minimale lorsque  $\theta$  tend vers  $180^\circ$  (rétrodiffusion du photon).

L'énergie du photon diffuse est donc comprise entre[8] :

$$\frac{E_{\gamma}}{\frac{2 \times E_{\gamma}}{m_e c^2} + 1} \leq E_{\gamma'} \leq E_{\gamma} \quad (\text{I.5})$$

L'énergie de l'électron mis en mouvement est :

$$T_{ec} = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{m_e c^2}{E_\gamma(1 - \cos\theta)}} \quad (\text{I.6})$$

En fonction de l'angle d'incidence, on a une énergie comprise entre

$$0 < T_{ec} < \frac{E_\gamma}{1 + \frac{m_e c^2}{2 \times E_\gamma}} \quad (\text{I.7})$$

:

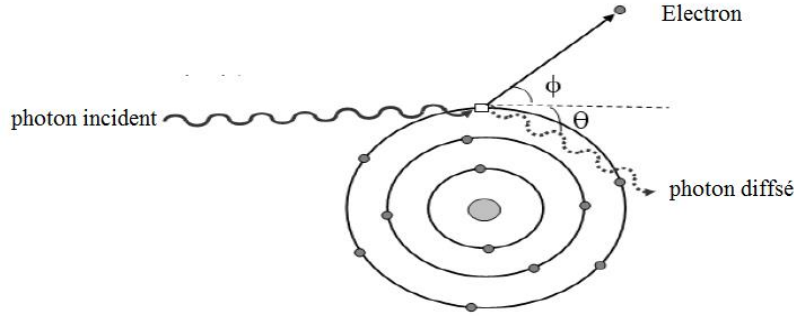


figure (I.3): Effet Compton [4]

La section efficace différentielle par unité d'angle solide de l'effet Compton est donnée par la formule de *Klein-Nishina*[I.9]:

$$\frac{d\sigma_{KN}(E, \theta)}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} \left( \frac{1 + \cos^2\theta}{(1 + \eta(1 - \cos\theta))^2} + \frac{\eta^2(1 - \cos\theta)^2}{(1 + \eta(1 - \cos\theta))^3} \right) \quad (\text{I.8})$$

### I.2.3. Effet de production de paire

L'effet de production de paire ou matérialisation consiste en la création d'une paire électron-positon lorsqu'un photon pénètre dans le champ coulombien d'un noyau[10]. Le photon disparaît et donne naissance à un positon et un électron (négaton). [6] L'énergie nécessaire pour obtenir la matérialisation de cette paire est égale à 1,022 MeV[4]. Au-dessous de cette valeur, la réalisation de cet effet est énergétiquement impossible, au-dessus l'excédent d'énergie ( $E_\gamma - 1,022$ ) apparaît sous forme d'énergie cinétique du positon et du négaton[2]. L'électron et le positon sont ensuite ralentis dans la matière par suite de collisions. Lorsqu'il est suffisamment lent, le positon rencontre un électron du milieu et les deux particules s'annihilent en émettant deux photons de 0,51 MeV [11]. La conservation de l'énergie s'écrit :

$$E = 2E_0 + E_{e^-} + E_{e^+} \quad (\text{I.9})$$

$E_{e^-}$  et  $E_{e^+}$  sont respectivement les énergies cinétiques de l'électron et du positron [4].

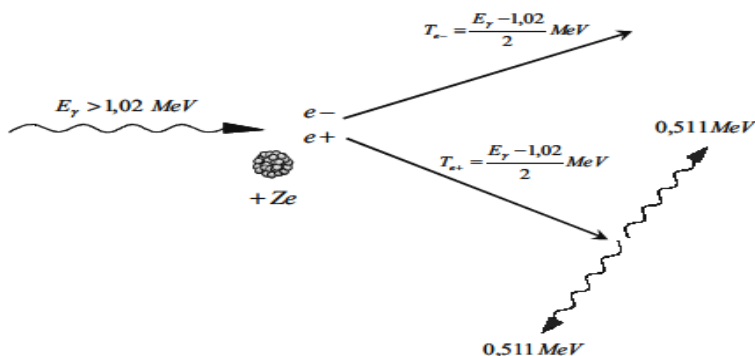


figure (I.4): Effet production de paire [13].

La section efficace de création de paire dépend de l'énergie du photon et le carré du numéro atomique ( $Z^2$ ) [6].

### I.2.4.Importance relative des tris effets

On peut en fonction du numéro atomique du milieu et de l'énergie du rayonnement électromagnétique définir trois zones de prépondérance pour chacune trois interactions fondamentales [11].

Lors des l'interactions avec la matière. Le photon peut complètement disparaître (l'effet photoélectrique, création de paire ou production de triplet) ou diffuser (diffusion Rayleigh, diffusion Thomson ou effet Compton ) [10].

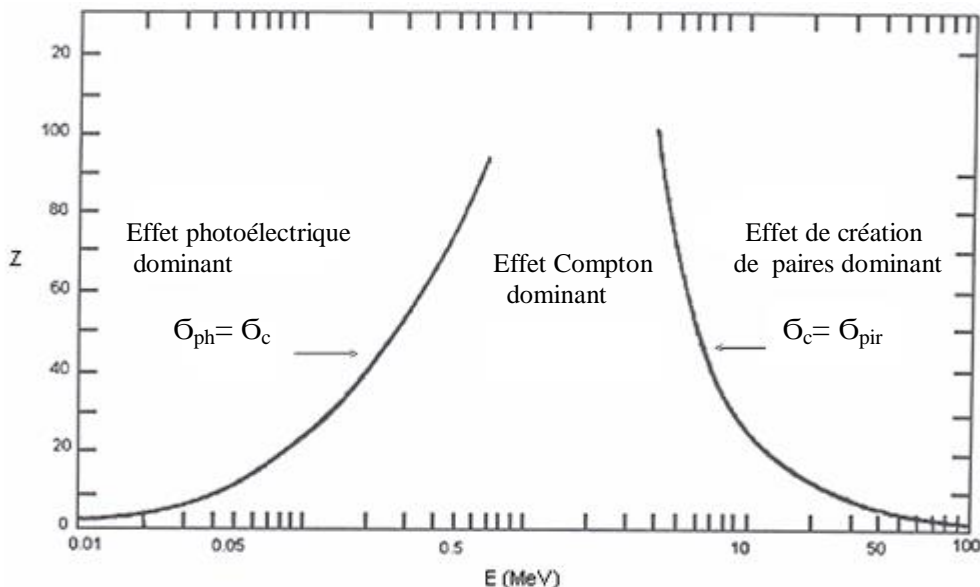


Figure (I.5): Importance relative des modes d'interaction des rayonnements  $\gamma$  avec la matière[5].

La section efficace de l'interaction des photons avec la matière est la somme de toutes les sections efficaces des différents processus. Elle est donnée par[5]:

$$\sigma_{tot} = \sigma_{pe} + \sigma_c + \sigma_{pir} \quad (I.10)$$

- L'effet photoélectrique est dominant à basse énergie. Dans les matériaux lourds, il cesse de l'être à partir de 500 KeV.
- A haute énergie, c'est l'effet de production de paire qui est prédominant, il commence à le devenir à partir de 5 MeV dans les matériaux de  $Z$  élevé.
- Entre les deux, se situe un domaine où c'est l'effet Compton qui domine. Pour les milieux de faible  $Z$  (carbone, air, eau, tissus humains), ce domaine est extrêmement large (de  $\approx 20$  KeV à  $\approx 3$  MeV) [7].

### I.2.5. Loi d'atténuation

L'interaction des rayonnements électromagnétiques avec la matière se traduit par l'atténuation du faisceau incident. Ainsi, dans le cas d'un faisceau mono-énergétique parallèle, l'intensité du faisceau  $I$  n'ayant pas été atténuée par milieu traversé d'épaisseur  $x$  est liée au faisceau incident  $I_0$  par une loi exponentielle du type [4]:

$$I(x) = I_0 \times e^{-\mu x} \quad (I.11)$$

$I_0$ : le flux de photons du faisceau incident;

$I(x)$ : le flux de photons sortant d'un milieu absorbant d'épaisseur  $x$  [5];

$e^{-\mu x}$ : représente la fraction de photons qui n'ont pas interagi, on appelle aussi ce membre d'équation le facteur de transmission [I.8].

où  $\mu$  est le coefficient d'atténuation linéique dont la valeur dépend de l'énergie du rayonnement et de la nature du milieu traversé [I.9].

## I.3. Interaction des particules lourdes chargées

A l'inverse des particules neutres, les particules chargées légères ( $e^-$  et  $e^+$ ) ou lourdes (p, alpha et fragments de fission ions) ne disparaissent pas lors de leur interaction avec la matière, mais ralentissent progressivement jusqu'à leur arrêt (si l'épaisseur du matériau cible est suffisante). L'interaction avec le milieu se compose en réalité par très nombre de faibles transferts d'énergie cinétique, accompagnés des faibles changements de direction [4;9].

### I.3.1. Diffusions des particules lourdes

Les interactions des ces particules avec le milieu peuvent se faire suivant différentes façon:

- La diffusion élastique sur un noyau atomique : ce type de diffusion, rendu célèbre par *Rutherford* et l'expérience de *Geiger et Marsden* en 1911, est beaucoup plus rare ( $\sigma$  de l'ordre du *mb*) que diffusion sur des électrons.
- La diffusion élastique sur un électron: elle n'a lieu que pour des particules chargées de faible énergie (<100 eV) [9].
- La diffusion inélastique avec un noyau: dans ces cas, la particule déviée et peut rayonner une partie de son énergie par *Bremsstrahlung*. Le particule peut aussi céder une partie de son énergie au noyau qui va alors se retrouver dans un état excité. Ce phénomène rare est appelé excitation coulombienne.
- La diffusion inélastique avec un électron: c'est le processus prépondérant d'interaction des particules lourdes chargées. En fonction de l'énergie incidente, la réaction va conduire soit à l'excitation, soit à l'ionisation du milieu. Pendant le ralentissement sont créés principalement des électrons de faible énergie. Dans certains cas, les électrons secondaires sont suffisamment énergétiques pour ioniser la matière à leur tour: ce sont des électrons  $\sigma$ [4].

### I.3.2. Pouvoir d'arrêt

L'ionisation et l'excitation atomique se traduisent par une perte d'énergie par collision dans le milieu traversé. On parle de pouvoir d'arrêt  $S$  exprimé en  $J.m^{-1}$  ou  $MeV.cm^{-1}$  qui représente l'énergie perdue par une particule chargée par unité de longueur de la trajectoire parcourue[4].

$$S = -\Delta E / \Delta x \quad (I.12)$$

$\Delta E$ : L'énergie cinétique perdue lors de collision avec les électrons atomiques ou de l'émission par freinage.

$\Delta x$  : La longueur du parcours de la particule incidente dans la matière[11].

Le pouvoir d'arrêt se répartit en deux composantes:

- Pouvoir d'arrêt radiatif (par radiation)  $S_{rad}$ , résultant de l'interaction électron-noyau.
- Pouvoir d'arrêt collisionnelle (par collision)  $S_{col}$ , résultant de l'interaction électron-électron orbital. Ce dernier joue un important dans le calcul de la dose absorbée par milieu.

Le pouvoir d'arrêt total est la somme des pouvoir d'arrêt radiatif et collision elle [4;14].

$$S_{tot} = S_{rad} + S_{col} \quad (I.13)$$

### I.3.3. Ionisation à faible transfert d'énergie

Un matériau est caractérisé par son pouvoir d'arrêt ou encore sa perte d'énergie par unité de parcours,  $\Delta E / \Delta x$  [9]. est donnée par la formule de *Bethe – Bloch*. En dosimétrie, on parle de Transfert Linéique en Energie (TLE) qui correspond à l'énergie moyenne transférée par les particules incidentes à la matière par unité de longueur[4].

L'expression de TLE en mécanique relativiste, est donnée par la formule de *Bethe*[5].

$$TLE = \left| - \frac{dE}{dx} \right| \quad (I.14)$$

Bien que les effets biologiques varient d'un rayonnement à un autre, en règle générale, l'effet d'une particule chargée croît proportionnellement au TLE.

## I.4. Interaction d'électron

Les électrons sont des particules légers porteuses d'une charge électrique élémentaire, leur énergie cinétique est perdue en cour de leur mouvement dans un milieu matériel[6]. Les interactions des électrons peuvent être divisées selon le rayon ( $a$ ) de l'atome cible et la distance ( $b$ ) entre la particule incidente et le noyau de cet atome en trois catégorie:

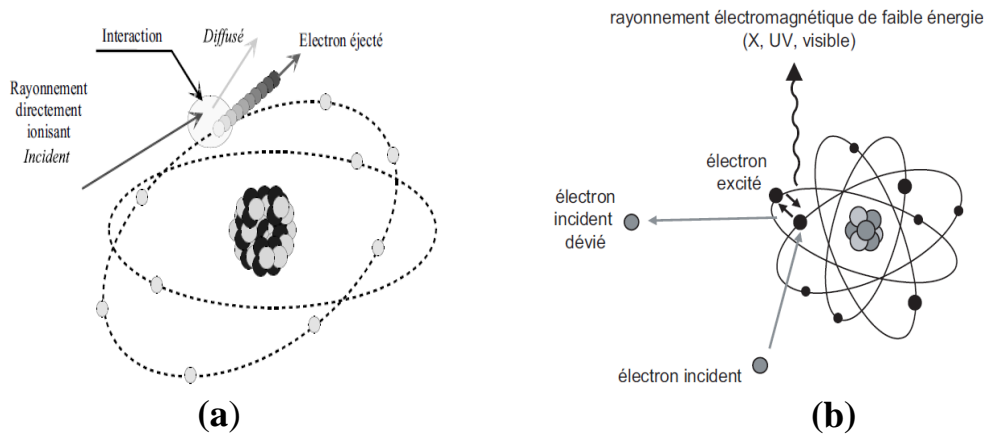
1. Collision radiative : L'électron incident est affecté par la force coulombienne de champ nucléaire,  $b \gg a$  (*bremsstrahlung* production).
2. Collision dure : Les électrons peuvent avoir des interactions colombiennes avec les électrons orbitaux,  $b \approx a$  (hard collision).
3. Collision mou: Les électrons peuvent avoir des interactions colombiennes avec les électrons orbitaux,  $b \ll a$  (soft collision) [14].

### I.4.1. interactions électron–électron orbital

L'interaction coulombienne entre un électron incident et un électron orbital d'un milieu atomique se manifeste sous forme d'ionisation ou d'excitation du milieu.

**Ionisation:** il y a transfert d'énergie à un électron du milieu qui est éjecté de l'atome. Cette interaction n'est possible que si l'électron incident a une énergie supérieure à l'énergie de liaison de l'électron du cortège électronique.

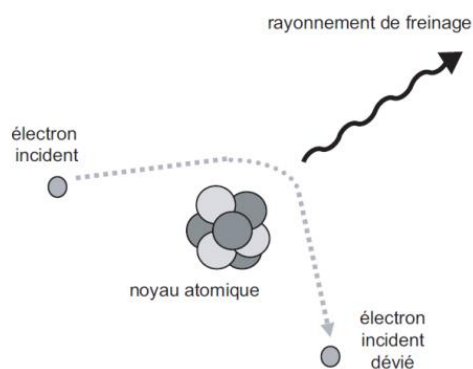
**Excitation** : le transfert d'énergie de l'électron incident est inférieur à l'énergie de liaison d'électron orbital. Ce dernier passe d'une couche électronique à une autre couche. Il s'ensuit un réarrangement dudit cortège avec émission de rayonnement électromagnétique (X,UV) ou d'électron dit électron "Auger" [7;4].



**Figure(I.6):**Phénomène interactions électron–électron orbital(a) ionisation et (b) excitation [6,8]

#### I.4.4.Interactions électrons avec les noyaux

L'autre interaction pour les particules légères chargées est la déviation. En passant dans le champ coulombien du noyau, la particule va interagir et être déviée. D'après les lois de l'électromagnétisme classique, toute accélération d'une particule chargée se traduit par une perte d'énergie émise sous forme de rayonnement: c'est le rayonnement de freinage (*Bremsstrahlung*)[1.8],ce rayonnement s'explique par l'accélération que subit un électron libre (ou toute autre particule chargée) passant à proximité d'un noyau. L'accélération communiquée à l'électron est imposée par le champ Coulombien du noyau. Il s'en suit l'émission d'un photon dont l'énergie peut aller de zéro à l'énergie totale de l'électron[15].Ce phénomène est à l'origine des générateurs de rayon X et constitue un moyen simple et efficace d'obtenir des photons dans ce domaine spectral[12].



**Figure(I.7):** Phénomène de freinage. [6].

### I.4.5. Parcours des particules chargées

Le parcours est le trajet nécessaire pour que cette particule perde complètement son énergie cinétique. Considérons un faisceau de particules chargées initialement monocinétiques d'énergie  $E_0$  qui pénètre dans un matériau absorbant. Chaque particule incidente a un parcours individuel. Les parcours individuels diffèrent et fluctuent autour d'un parcours moyen  $R$ , qui est défini par la relation suivante[5]:

$$R_{CSDA} = \int_{T_0}^0 dx = \int_0^{T_0} \left( -\frac{dE}{dx} \right)^{-1} dE \quad (\text{I.15})$$

**Cas des électrons:** La trajectoire d'un électron est souvent plus erratique et sinueuse que celle d'une particule lourde chargée, c'est à cause des grands transferts d'énergie possibles à chaque collision. Le parcours moyen est alors défini comme l'épaisseur d'un matériau qui réduit l'intensité d'un faisceau d'électrons mono-énergétique de moitié. Pour estimer la valeur de ce parcours[9], il existe plusieurs relations empiriques permettant d'exprimer la portée dans des électrons dans un matériau dont l'une d'elles est [4]:

$$P = 0.412 \times \frac{E^{1,265-0,0954 \times \ln E}}{\rho} \quad (\text{I.16})$$

où  $P$  est la portée (cm).  $E$  l'énergie de l'électron (MeV) et  $\rho$  la masse volumique du matériau ( $\text{g/cm}^3$ ). Cette relation ne s'applique que si  $10 \text{ keV} < E < 2.5 \text{ MeV}$ .

**CHAPITRE II**

**DOSIMETRIE:**

**GRANDEURS ET DOSIMETRES**

CHAPITRE II

## DOSIMETRIE:GRANDEURS ET DOSIMETRES

La dosimétrie joue un rôle primordial dans la métrologie des rayonnement ionisants. Elle a pour objet de mesurer le dépôt d'énergie par unité de masse, pour déterminer au mieux les rayonnements en un lieu ou sur une personne et, aussi, pour fournir une estimation de l'équivalent moyen de dose et dose efficace. Dans ce chapitre nous avons définie les principaux grandeurs physiques et dosimétriques, les unités utilisées en dosimétries et les trois principaux dosimètres luminescents.

**II.1. Grandeurs utilisées en radioprotection et dosimétrie****II.1.1. Grandeurs physiques et dosimétrique**

**II.1.1.1. Flux de particule :** Le flux de particule (particulaire) peut être défini comme étant le quotient  $dN$  par  $dt$ , où  $dN$  est le nombre de particules incidentes, pendant un intervalle de temps  $dt$  [16]:

$$\dot{N} = \frac{dN}{dt} \quad (\text{II.1})$$

**II. 1.1.2. Flux énergétique :** Le flux énergétique est défini comme étant le quotient  $dE$  par  $dt$ , où  $dE$  est l'énergie des particules incidentes,  $dt$  l'intervalle de temps exprimé en W ou  $\text{j.s}^{-1}$  [17]:

$$\dot{E} = \frac{dE}{dt} \quad (\text{II.2})$$

**II. 1.1.3. Fluence et débit de fluence particulaire:** la fluence  $\phi$  exprimée en  $\text{m}^{-2}$  est le quotient  $dN$  par  $da$  ; où  $dN$  est le nombre des particules incidente, et  $da$  unité de surface[16, 18]:

$$\phi = \frac{dN}{da} \quad (\text{II.3})$$

Le débit de fluence particulaire  $\dot{\phi}$  ( $\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}$ ) est le quotient  $d\phi$  par  $dt$  ; où  $d\phi$  est l'incrément de fluence particulaire, dt l'intervalle de temps[17]:

$$\dot{\phi} = \frac{d\phi}{dt} \quad (\text{II.4})$$

**II. 1.1.4. Fluence et débit de fluence énergétique :**La fluence énergétique est quotient  $dE$  par  $da$ , où  $dE$  est l'énergie des particules incidentes, et  $da$  unité de surface [16]:

$$\Psi = \frac{dE}{da} \quad (\text{II.5})$$

Elle peut aussi être calculée à partir de la fluence de particules à l'aide de la relation suivante[18]:

$$\Psi = \frac{dN}{da} \times E = \Phi \times E \quad (\text{II.6})$$

où  $E$  est l'énergie de la particule et  $dN$  le nombre des particules d'énergie  $E$ .

Le débit de fluence énergétique est défini comme quotient  $d\Psi$  par  $dt$ ; où  $d\Psi$  est l'incrément de fluence énergétique,  $dt$  l'intervalle de temps[16]:

$$\dot{\Psi} = \frac{d\Psi}{dt} \quad (\text{II.7})$$

L'unité du débit de fluence énergétique est le  $\text{W.m}^{-2}$  ou  $\text{J.s}^{-1}.\text{m}^{-2}$ .

**II. 1.1.5. Energie impartie:** L'énergie moyenne impartie à la matière dans ce volume est :

$$\epsilon_i = R_{in} - R_{ex} + \Sigma Q \quad (\text{II.8})$$

$R_{in}$  est l'énergie radiante incidente, c'est-à-dire la somme des énergie de toutes les particules ionisantes qui pénétrant dans le volume.

$R_{ex}$  est l'énergie radiante sortant du volume, c'est-à-dire la somme des énergie de toutes les particules ionisantes qui sortent de volume.

$\Sigma Q$  est la somme de toutes les modification de l'énergie de masse des noyaux et des particules qui résultent de toutes les transformations qui se produisent dans la volume [17].

**II. 1.1.6. Energie déposée :** L'énergie déposée dans un volume donné se définit comme la somme de tous les énergies impartie dans ce volume [4]:

$$\epsilon = \Sigma \epsilon_i \quad (\text{II.9})$$

**II. 1.1.7. Dose absorbée et débit de dose absorbée**

Les rayonnements émis par les substances radioactives interagissent avec la matière en y cédant de l'énergie. La quantité d'énergie cédée est appelée la dose absorbée .La dose absorbée est reliée à des quantités stochastiques de l'énergie impartie[16;19]. Dans un milieu expose aux rayonnements ionisants, la dose absorbée  $D$  en un point déterminé est donnée par la relation[II.8]:

$$D = \frac{d\epsilon}{dm} \quad (\text{II.10})$$

où  $d\epsilon$  est l'énergie moyenne impartie par les rayonnements ionisantes;  $dm$  unité de masse pour un volume fini [16].

L'unité de dose absorbée est le gray (Gy), un Gy équivaut à un joule par kilogramme:

$$1\text{Gy} = 1\text{J.kg}^{-1}[20].$$

Le débit de la dose absorbée  $\dot{D}$  est le quotient  $dD$  par  $dt$  où  $dD$  est l'incrément de la dose absorbée et  $dt$  l'intervalle de temps[II.4]:

$$\dot{D} = \frac{dD}{dt} \quad (\text{II.11})$$

Son unité est le joule par kilogramme par seconde ( $\text{J.kg}^{-1}.\text{s}^{-1}$ ) ou gray par seconde ( $\text{Gy.s}^{-1}$ ).

**II. 1.1.8. KERMA et débit de KERMA:** Le KERMA (Kinetic Energy Release per unit MAss) est utilisé dans le cas des rayonnements indirectement ionisants (X, neutrons,  $\gamma$ ) [9]. Le KERMA est le quotient  $dE_{tr}$  par  $dm$  ; où  $dE_{tr}$  est la somme des énergies cinétiques initiales de toutes les particules chargées, libérées par les particules non chargées dans un volume de masse  $dm$ :

$$K = \frac{dE_{tr}}{dm} \quad (\text{II.12})$$

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

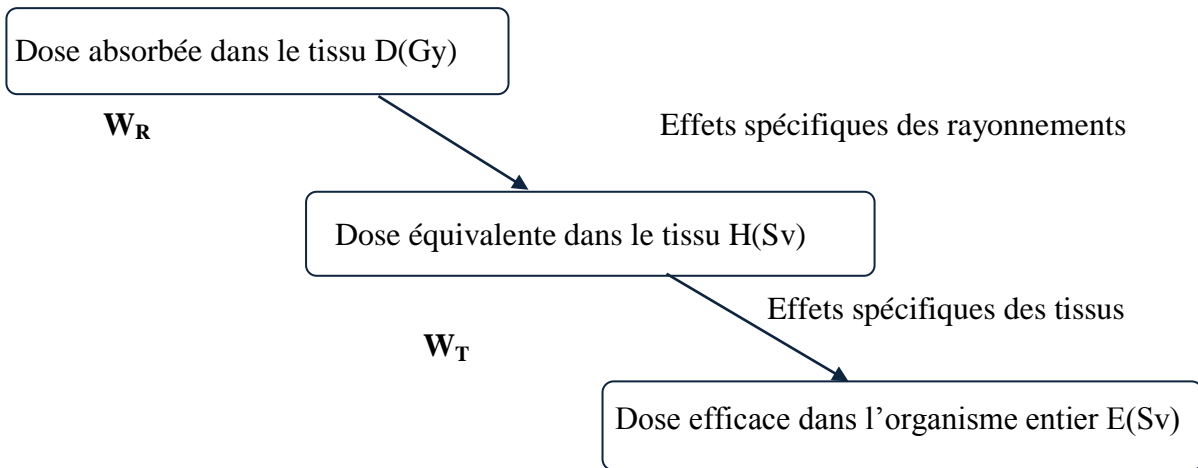
Le débit de KERMA est le quotient  $dK$  par  $dt$  ; où  $dK$  est l'incrément de KERMA , $dt$  l'intervalle de temps[II.4]:

$$\dot{K} = \frac{dK}{dt} \quad (\text{II.1})$$

Son unité est le joule par kilogramme par seconde ( $\text{J.kg}^{-1}.\text{s}^{-1}$ ) ou gray par seconde ( $\text{Gy.s}^{-1}$ ).

## II.1.2. Grandeurs de protection

Selon de l'ICRP, la définition des grandeurs de Protection, dose équivalente et dose efficace a contribué de façon significative à la protection radiologique car elle a permis d'additionner des doses provenant de l'exposition d'une partie ou de la totalité du corps à divers types de rayonnements externes et à des radionucléides incorporés[21]. L'effet des rayonnements sur les organismes vivants dépend de la dose absorbée dans les tissus, mais également de la nature du rayonnement et de la sensibilité des tissus ou organes exposés voir la figure ( II.5).



**Figure(II.1):** Relation entre les doses absorbées, équivalentes et efficaces.

**II. 1.2.1.Dose équivalent**

La dose équivalente est la dose absorbée par le tissu T ou l'organe [20], Est une grandeur calculée par la relation suivante :

$$H_T = \sum D_{T,R} \times W_R \tag{II.15}$$

où  $D_{T,R}$  est la dose moyenne absorbée dans un organe ou tisse T;

$W_R$  un facteur de pondération dit radiologique qui tient compte de la nature du rayonnement. L'unité de dose équivalente est  $J.Kg^{-1}$  et est appelée le sievert (Sv) [22].

Selon les recommandations de la CIPR 103 les facteurs de pondération sont résumés dans la tableau (II.1).

**Tableau (II.1):** Valeurs recommandées pour les facteurs de pondération pour les rayonnements[21].

Type de rayonnements	$W_R$
Photons ,électrons et muons	1
Protons et pions chargés	2
Particules alpha, fragments de fission, ions lourds	20
Neutrons	$\begin{cases} 2.5 + 18.2 \times e^{[\ln(E_n)]^{2/6}} \text{ si } E_n < 1MeV \\ 5 + 17 \times e^{[\ln(2E_n)]^{2/6}} \text{ si } 1MeV \leq E_n \leq 50MeV \\ 2.5 + 3.25 \times e^{[\ln(0.04E_n)]^{2/6}} \text{ si } E_n > 50MeV \end{cases}$

**II. 1.2.2.Dose efficace:** La dose efficace est la somme des doses équivalentes pondérées, délivrées aux différents organes et tissus du corps par l'irradiation interne et externe; elle est définie par la formule[5;22] :

$$E = \sum W_T \times H_T = \sum W_T \times \sum W_R D_{T,R} \quad (\text{II.15})$$

Avec :

$D_{T,R}$  est la moyenne pour l'organe ou le tissu T de la dose absorbée du rayonnement R;

$W_R$  est le facteur de pondération radiologique et  $W_T$  est le facteur de pondération tissulaire pour le tissu ou l'organe T. L'unité de la dose efficace est le sievert (Sv) [21].

**Tableau (II.2) :** Valeurs recommandées pour les facteurs de pondération pour les tissus

Tissu	$W_T$	$\Sigma W_T$
Moelle osseuse, côlon, poumons, estomac, sein, tissus restants	0.12	0.72
Gonades	0.08	0.08
Vessie, œsophage, foie, thyroïde	0.04	0.16
Surface osseuse, cerveau, glandes salivaires, peau	0.01	0.04

## II. 1.3. Grandeurs opérationnelles

Selon de l'ICRP en 1985, *des grandeurs opérationnelles* sont utilisées pour évaluer la dose efficace ou les doses équivalentes moyennes dans les organes ou les tissus. Différents types de grandeurs opérationnelles sont utilisés pour les expositions internes et les expositions externes [21].

Il existe des grandeurs opérationnelles pour la surveillance d'ambiance et pour la surveillance individuelle des expositions externes.

### II. 1.3.1. Grandeurs opérationnelles pour la dosimètre de l'ambiance

Ces grandeurs sont l'équivalent de dose ambiant,  $H^*(d)$ , pour les rayonnements fortement pénétrants et l'équivalent de dose directionnel,  $H'(d,\Omega)$ , pour les rayonnements faiblement pénétrants. Ils sont définis en un point donné de la sphère ICRU composée d'oxygène (76.2%), de carbone (11.1%), d'hydrogène (10.1%) et d'azote (2.6%), à 30 cm de diamètre, elle est constituée d'un matériau équivalent tissu d'une masse volumique de  $1 \text{ g.cm}^{-3}$  [21;23].

#### II. 1.3.1.1. Equivalent de dose ambiant

L'équivalent de dose ambiant,  $H^*(d)$ , en un point dans le champ de rayonnement est l'équivalent de dose qui serait produit par le champ expansé et unidirectionnel correspondant, dans la sphère ICRU à une profondeur  $d=10 \text{ mm}$ , sur un rayon qui fait face à la direction du champ unidirectionnel [23].

### II. 1.3.1.2. Equivalent de dose directionnel

L'équivalent de dose directionnel  $H^*(d,\Omega)$  en un point dans le champ de rayonnement est l'équivalent de dose qui serait produit par le champ expansé correspondant dans la sphère ICRU à une profondeur  $d$ , sur un rayon et dans une direction spécifiée  $\Omega$ . La profondeur  $d$  recommandée est de 0.07 mm et l'on peut écrire  $H^*(0.07,\Omega)$  [23].

### II. 1.3.2. Grandeurs opérationnelles pour la surveillance individuelle

de dose individuel  $H_p(d)$ , qui est l'équivalent de dose dans le tissu (mou) de l'ICRU à une profondeur appropriée  $d$  sous un point spécifié du corps humain. Pour l'évaluation de la dose efficace,  $H_p(10)$  avec une profondeur  $d = 10$  mm est choisi, et pour l'évaluation de la dose à la peau ainsi qu'aux mains et aux pieds l'équivalent de dose individuel  $H_p(0.07)$ , à une profondeur  $d = 0,07$  mm, est utilisé. Une profondeur  $d = 3$  mm a été proposée pour le cas rare de la surveillance de la dose au cristallin.  $H_p(10)$  et  $H_p(0,07)$  Cette grandeur peut être mesurée à l'aide d'un dosimètre porté à la surface du corps. Ce dosimètre peut être constitué d'un détecteur recouvert d'une épaisseur appropriée de matériau équivalent tissu [21;23].

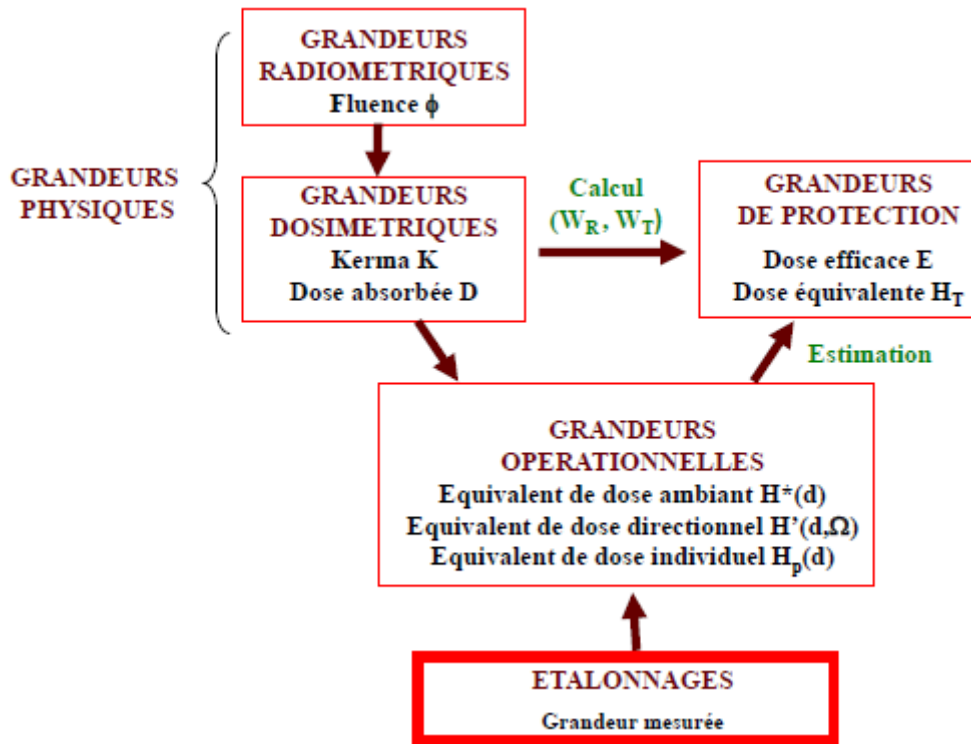
### II. 1.4. Limite de dose

grandeurs opérationnelles étant de bons estimateurs majorant les grandeurs de protection, elles peuvent être reliées aux limites annuelles de dose efficace et de l'équivalente de dose à la peau et au cristallin définies dans la réglementation (tableau II.3) [5].

**Tableau (II.3) :** Limites de dose recommandées par l'ICPR

Type de limite	Travailleurs (mSv/an)	Public (mSv/an)
Dose efficace	20	1
Dose équivalente:		
Cristallin	150	15
Peau	500	50

La figure (II.2) résume les relations entre les différentes grandeurs utilisées en dosimétrie et radioprotection.



Figure( II.2): Relation entre les différentes grandeurs utilisées en radioprotection et dosimétrie

## II.2. Les dosimètres des rayonnements ionisants

Le dosimètre de rayonnement est un dispositif, instrument ou système employés pour évaluer ou mesurer, directement ou indirectement, les quantités exigées pour la radioprotection comme l'exposition, kerma, dose absorbée ou dose équivalente [7].

Deux types de dosimètres sont employés pour des applications de radioprotection: dosimètres passifs et dosimètres actifs ou opérationnels. Le premier type donne la dose absorbée intégrée sur une certaine période de temps tandis que le deuxième type mesure la dose absorbée en temps réel [24].

### II.2.1. Phénomènes physiques dans les dosimètres

#### II.2.1.1. Luminescence

La luminescence est le phénomène physique d'émission de lumière par les atomes ou les molécules d'un matériau ayant absorbé d'un photon, Cette émission de lumière se comprend plus facilement par une description de l'état énergétique des électrons du milieu. Un électron est dit dans son état fondamental lorsqu'il est dans son plus bas niveau énergétique; cet état est stable[20].

### **II.2.1.2. Fluorescence**

fluorescence est un phénomène d'absorption d'énergie par l'électron peut le placer dans un état excité instable dans lequel il ne restera qu'un court instant avant de retomber dans l'état fondamental en émettant un photon dont l'énergie est égale à la différence entre les états excité et fondamental [5].

### **II.2.1.3. Phosphorescence**

La phosphorescence diffère de la fluorescence par le fait qu'au lieu de retourner directement dans l'état fondamental, l'électron peut également tomber dans un état métastable d'énergie intermédiaire et y rester pendant un certain temps [5].

### **II.2.1.4. Radioluminescence**

La radioluminescence est un phénomène peut être interprété comme étant un phénomène d'effet mémoire, car il permet de garder en mémoire la dose reçue. Les autres électrons quant à eux se recombinaient directement en émettant une RL donnant lieu à une scintillation. La RL est observable en temps réel, permettant une mesure du débit de dose et donc une estimation de la dose cumulée au cours de l'irradiation. Sous irradiation, les électrons du cristal sont promus dans la bande de conduction et se recombinaient entraînant l'émission d'une luminescence. Ainsi, plus le débit de dose est important, plus l'intensité de la RL augmente, il y a relation de proportionnalité[15].

## **II.2.2. Dosimètre Luminescence**

Les détecteurs luminescents sont des matériaux, une fois irradiés émettent une quantité de lumière proportionnelle à la radiation ionisante absorbée. Il y a trois genres de détecteurs luminescences: détecteurs thermoluminescence (TLDs), détecteurs basés sur la luminescence stimulée optiquement (OSLDs) et les verres radio-photoluminescence (RPL) [25;26].

Les dosimètres luminescences sont sensibles, comme tous les autres systèmes dosimétrique, il faut éviter de les exposer à des sources de chaleur et du lumière, qui seront cause d'erreurs dans l'évaluation des doses reçues par la personne.

### **II.2.2. 1. Principe physique de la luminescence**

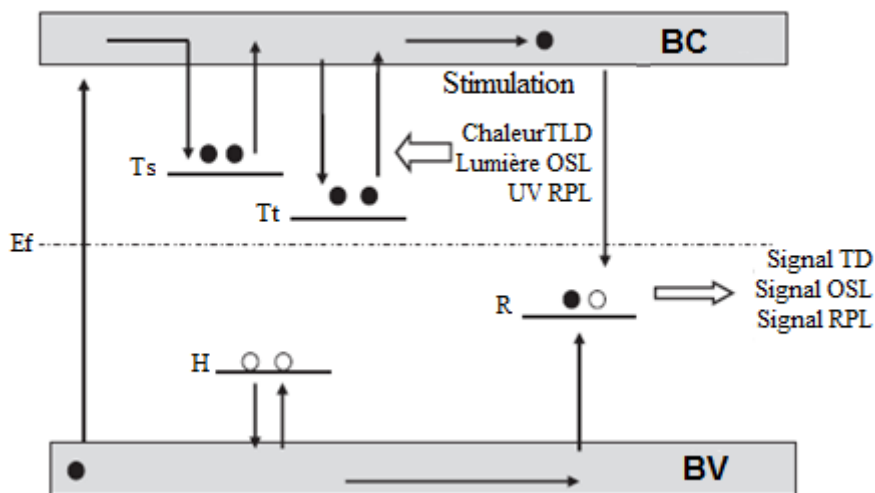
Dans un cristal, les électrons occupent un certain nombre de niveaux d'énergie discrets répartis dans des bandes permises séparées par des bandes interdites. Dans un cristal parfait, les électrons ne peuvent occuper aucun niveau énergétique situé dans la bande interdite (BI). Au zéro absolu, l'énergie des électrons est minimale : la bande de conduction (BC) est vide, et la bande de valence (BV) est remplie[26].

Sous l'effet d'une excitation, un électron de la bande de valence peut recevoir une énergie, au moins égale à la largeur de la bande interdite, suffisante pour le faire passer dans la bande de conduction. L'électron devenu libre peut alors se déplacer dans le cristal.

L'introduction d'impuretés chimiques lors de la synthèse du produit se manifeste par la présence de défauts dans la structure cristalline. La périodicité du cristal est perturbée, et des niveaux d'énergie sont créés dans la bande interdite. Certains de ces défauts sont situés au voisinage de la bande de valence et constituent des pièges pour les trous. Les trous sont des lacunes électroniques qui vont se comporter comme des charges électriques positives. D'autres sont positionnés au voisinage de la bande de conduction et sont des pièges pour les électrons libres, d'autres enfin peuvent jouer à la fois le rôle de pièges à trous et de pièges à électrons: ce sont les centres de recombinaison. Toute impureté capable de capturer un électron ou un trou est appelée centre de piégeage ou piège.

Le phénomène de luminescence ne peut s'interpréter que si les niveaux d'énergie engendrés par les défauts constituent des niveaux d'énergie métastables. Dans ce cas, tout retour direct de l'électron (ou du trou) vers son état initial est interdit.

L'irradiation du cristal a pour effet d'exciter les électrons depuis la bande de valence jusqu'à la bande de conduction. Une partie de ces électrons circulant dans la bande de conduction retourne à l'état fondamental, tandis que l'autre partie est capturée par des pièges[27;28;29;30,31;32].



**Figure (II.3):** Principes de base du processus de TL, d'OSL et de RPL [26].

La figure (II.3) explique le principe physique de la luminescence, lorsque le rayonnement ionisant crée des paires de électron-trou, ces électrons et trous deviennent emprisonnés aux défauts  $T_s$  et  $H$ . Le piège  $T_s$  représente un piège instable, d'où la probabilité pour s'échapper est grande, et le  $T_t$  est un piège pour le stockage des électrons où la probabilité pour s'échapper

(sans stimulation externe) est négligeable. En stimulant l'échantillon thermiquement (TL), optiquement (OSL) ou par UV (RPL), les électrons gagnent l'énergie suffisante pour s'échapper du piège et pour recombiner avec des trous aux centres de recombinaison  $R$ . La recombinaison est suivie de l'émission de la lumière.  $E_f$  est le niveau de Fermi [26].

### II.2.2.2. Dosimètre Thermoluminescence (TLD)

La thermoluminescence est l'émission de lumière lorsqu'une substance qui a été exposée à un rayonnement ionisant est chauffée. Cette lumière résulte de la libération des électrons qui ont été excités et capturés lorsque la matière a été irradiée, et la quantité de lumière libérée est directement liée à la dose de rayonnement reçue par la matière. La libération aléatoire des électrons capturés avant la lecture est appelée «fading» et peut résulter de la libération des électrons par stimulation thermique ou optique. En dosimétrie thermoluminescente (DTL), la relation entre le signal correspondant et l'équivalent de dose à mesurer doit être déterminée par étalonnage.

En utilisant ce phénomène pour la dosimétrie, la matière thermoluminescente est observée avec un photomultiplicateur ou autre appareil sensible à la lumière au cours du processus de chauffage. La courbe représentant la luminescence émise en fonction de la température est appelée «spectre en température». La forme de la courbe de thermoluminescence dépend du type et de la quantité des impuretés et des défauts présents dans le matériau ainsi que de l'historique thermique et du traitement du matériau. Le tube photomultiplicateur possède une grande sensibilité, un rapport signal/bruit élevé et une plage dynamique importante. L'aire de la surface en-dessous de la courbe de thermoluminescence est utilisée comme mesure de la dose. Le matériau thermoluminescent est déchargé par le processus de mesure et est alors prêt à enregistrer une nouvelle exposition (bien que certains matériaux doivent subir un recuit avant d'être remis en circulation). [33]

### II.2.2.3. Dosimètres à Luminescence Stimulée Optiquement (OSL)

La dosimétrie basée sur la Luminescence Stimulée Optiquement (Optically Stimulated Luminescence, OSL) sont utilisées des matériaux comme l'oxyde d'aluminium dopé au Carbone ( $Al_2O_3:C$ ), sont des isolants qui contiennent des impuretés dont les niveaux d'énergie sont situés entre la bande de valence et la bande de conduction ( bande interdite). L'énergie apportée au matériau dopé lors de l'excitation, ou de l'irradiation, provoque le piégeage des électrons et des trous sur les niveaux de pièges associés à ces impuretés [34]

Le principe de l'OSL, repose sur l'utilisation d'une source de stimulation optique afin d'obtenir le signal de luminescence. Par analogie avec la thermoluminescence, où la stimulation peut se faire par chauffage linéaire, par rampe ou paliers de températures, Certains matériaux isolants, dans lesquels sont introduits des impuretés correctement choisis, présentent le phénomène de luminescence stimulée optiquement. Ces impuretés, possédant des niveaux énergétiques, situées dans la bande interdite du matériau permettent le piégeage et la recombinaison de charges piégées.

La mesure de la dose consiste à mesurer l'énergie emmagasinée. La lecture s'effectue en envoyant sur la poudre cristalline, qui est transparente, un bref flash de lumière.

Du fait de l'excitation lumineuse, des électrons piégés par les atomes de carbone se libèrent et restituent l'énergie qu'ils emmagasinaient sous la forme d'une impulsion de lumière, une luminescence. C'est cette impulsion de lumière, dont l'intensité est proportionnelle au nombre d'électrons piégés donc à la dose, que l'on mesure.

La luminescence est déclenchée par un flash lumineux laser, diode électroluminescente alors qu'elle est provoquée par chauffage dans le cas de la thermoluminescence. L'intensité et durée de la source de stimulation sont facilement contrôlables.

De ce fait, seulement une petite proportion (0,5%) des charges retenues dans le matériau sensible est libérée. Une très grande partie de l'information est conservée dans le capteur. Contrairement au TLD où les pièges sont entièrement vidés, alors la stimulation optique autorise la relecture du dosimètre[2;16].

#### **II.2.2.4.Dosimétrie radiophotoluminescence**

La photoluminescence est basée sur la formation de centres luminescents induits dans des verres au phosphate dopés à l'argent lorsqu'ils sont exposés à un rayonnement ionisant. Lorsque les verres sont ensuite exposés à un rayonnement ultraviolet, une lumière visible, dont l'intensité est liée linéairement à la dose absorbée due au rayonnement ionisant, est émise. Au contraire de la thermoluminescence, les effets du rayonnement ionisant les centres ne sont pas détruits par le procédé de lecture normal et sont extrêmement stables, si bien que le fading à température ambiante est négligeable sur une période de plusieurs années et les informations sur la dose peuvent être obtenues à tout moment au cours d'un cumul de dose à long terme.

Les verres au phosphate peuvent être fabriqués à grande échelle avec une bonne reproductibilité et une sensibilité constante. De ce fait, l'étalonnage des détecteurs individuels n'est pas nécessaire. L'utilisation de lecteurs laser ultraviolets pulsés disponibles sur le marché réduisent la «pré-dose» la lecture apparente des verres non irradiés à une valeur d'environ 10

mSv. Ceci élimine certains des inconvénients de l'ancienne technique classique de lecture, qui nécessitait un nettoyage du verre et une soustraction de la pré-dose pour mesurer des doses inférieures à 100 mSv.

Étant donné le numéro atomique élevé de certaines matières vitreuses, des filtres de compensation de l'énergie doivent être utilisés. Un système complet de dosimétrie en verre au phosphate avec un affichage automatique utilisant une excitation laser ultraviolette peut être utilisé dans des systèmes de contrôle radiologique individuel de grande envergure.

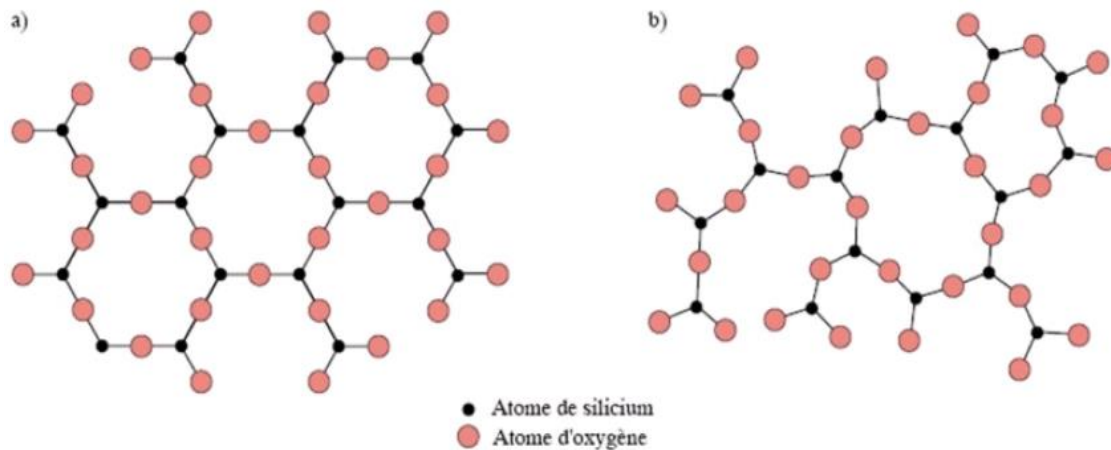
Les dosimètres en verre au phosphate ont été utilisés couramment pour le contrôle radiologique individuel et environnemental concernant la mesure de  $H_p(10)$  et  $H_p(0,07)$  à des niveaux de doses allant des niveaux environnementaux à des niveaux rencontrés dans des situations d'accident.

Les avantages des dosimètres photoluminescents incluent l'intégration permanente et à long terme des informations sur les doses, une bonne exactitude, un fading négligeable et la possibilité de répéter une lecture du dosimètre si nécessaire[33]

### **II.3. Structure de verre selon Zachariasen:**

La différence d'énergie entre un verre et un cristal de même composition étant très faible, Zachariasen a émis l'hypothèse qu'il existait les mêmes liaisons ou les mêmes motifs structuraux dans les deux matériaux: ce sont les tétraèdres de  $SiO_4$  par exemple dans un verre de silicate. La disposition, cependant, de ces tétraèdres dans l'espace est très différente d'un matériau à l'autre [35;36,37] (l'orientation relative du polyèdre qui est variable dans le verre, ce qui va augmenter la non périodicité de la structure). En 1932 il a formulé un modèle basé sur un concept cristallographique et émit l'hypothèse d'une structure vitreuse en réseau continu et totalement désordonnée.

Les différences de structures entre le verre et la forme cristalline d'un oxyde  $A_2O_3$  qui forment des cristaux à deux dimensions sont schématisées sur la figure (II-4). Les deux réseaux sont composés de triangles  $AO_3$  liés entre eux par les sommets, la seule différence vient de ce que l'angle A-O-A n'est pas constant dans le verre.



**Figure (I-4):** Représentation schématique plane de la structure

(a) d'un composé hypothétique cristallin  $A_2O_3$ , (b) de la forme vitreuse de ce composé [37]

### II.3.1. Les verres photosensibles

un verre photosensible. Ce verre est un silicate alcalino-terreux dopé avec un agent photosensible (argent, or ou cuivre), un sensibilisateur optique et un agent thermo réducteur .

Une exposition aux ultraviolets (UV) induit l'ionisation des ions cérium. Les électrons éjectés sont piégés par les ions argent formant ainsi des atomes d'argent neutres  $Ag^0$ . Cette étape correspond à la formation de l'image latente, c'est à dire qu'aucune modification significative de l'absorption ou de l'indice de réfraction n'est visible. Pour les verres photosensibles, Stookey se servit d'un développement thermique. En chauffant le verre à des températures supérieures à la température d'activation de la diffusion des atomes d'argent, des particules métalliques, de taille nanométrique, commencent à précipiter au niveau des zones irradiées. Les phénomènes de diffusion et d'absorption de la lumière par ces nanoparticules d'argent produisent une image visible, formée dans le verre. Plus tard, l'image latente formée suite à l'exposition aux radiations ionisantes, présente des propriétés de luminescence proportionnelles à la dose d'exposition. Ces verres, photo-luminescents suite à une irradiation, sont qualifiés de radio-photo-luminescents. Par la suite, nous les nommerons simplement verres photoluminescents (PL). [38]

### II.3.2. Caractéristiques chimiques des ions d'argent

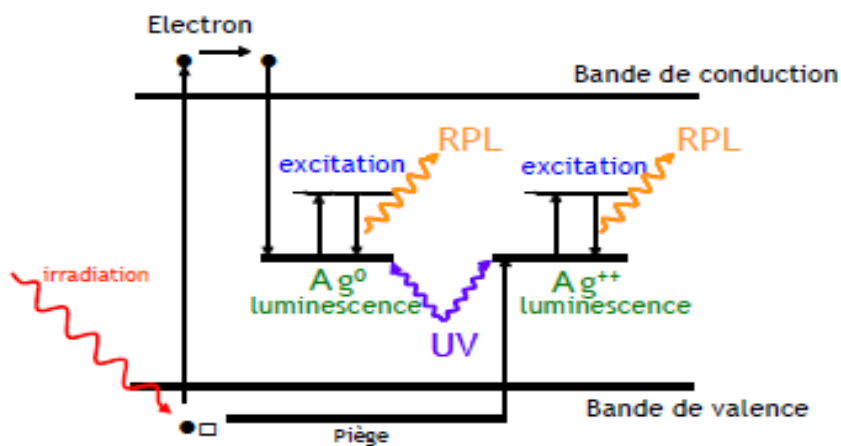
Les centres de luminescents ont été structurés à verre phosphate dopé argent. Les nombres de ionique argent se rapportent à des niveaux d'énergie dans les centres de luminescents et le nombre de piège d'électrons. Le nombre de piège d'électrons augmentent avec le nombre de médailles ionique d'argent croissante. Cependant, un nombre excessif ionique d'argent diminuent l'efficacité de pénétration de l'impulsion de l'ultraviolet laser et augmente la dépendance

énergétique. Par conséquent, un bon ratio ion d'argent est nécessaire pour la meilleure luminescence et excitation efficacité. [39].

### II.3.3. Verres Radioluminescents

L'exposition aux rayonnements ionisants induit un certain nombre de changements dans les propriétés des verre dopés à l'argent[40]. Elle peut y faire apparaître un phénomène de noircissement ou y créer des center luminescents dont les moléculaires jouent le rôle de center radiophotoluminescents. En effet ces verres, après irradiation, émettent une florescence par excitation aux rayons ultraviolets. Ces phénomène est connu sous le nom de la radiophotoluminescence RPL.

Radiophotoluminescence RPL dosimétrie est basée sur les phénomènes de luminescence. La luminescence est divisée en deux phénomènes; phosphorescence et fluorescence, pour la phosphorescence la désintégration à l'état fondamental est considérablement plus longue que celle de la fluorescence. Le processus de luminescence dans RPL est la fluorescence. La fluorescence est définie comme la luminescence qui persiste seulement aussi long temps que le rayonnement d'excitation est présent.

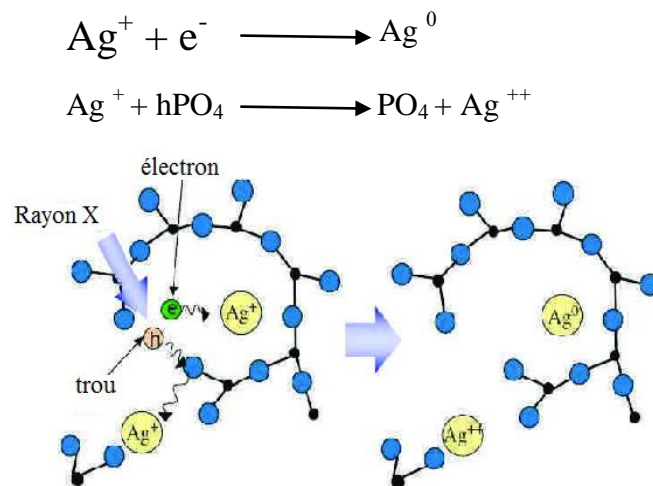


**Figure (II.5):** Principe de la Radiophotoluminescence dans le verre phosphate dopé Ag<sup>+</sup> [40].

La caractéristique du verre RPL dosimètre est que les bandes métastables uniques d'absorption et d'émission sont créés par le rayon d'ionisation permettant la quantification de la dose délivrée au verre. Après excitation des centres de luminescence par l'impulsion laser UV avec une longueur d'onde spécifique, un spectre d'émission de fluorescence spécifique est observée. La quantité de l'émission de fluorescence est proportionnelle à la dose livré au dosimètre . Les dosimètres peuvent être réutilisés après une procédé de recuit. Environ trente minutes recuit à 400 ° C va vider la dose le dosimètre en libérant des électrons des pièges retour à la bande de valence [30].

### II.3.4. Centres luminescents en RPL

Dosimétrie RPL est constitué d'un substrat de verre comportant des ions d'argent ( $\text{Ag}^+$ ) et phosphate ( $\text{PO}_4^{3-}$ ). La localisation de ces ions représente les défauts dans le réseau cristallin du matériau de dosimètre. L'irradiation libère des électrons dans le matériau de dosimètre, en conséquence, il y a des paires électron-trou qui sont capturés par  $\text{Ag}^+$  et  $\text{PO}_4^{3-}$ , créant des centres luminescents stables ( $\text{Ag}^0$ ,  $\text{Ag}^{++}$ ), qui sont définis dans le piège à électrons[41].



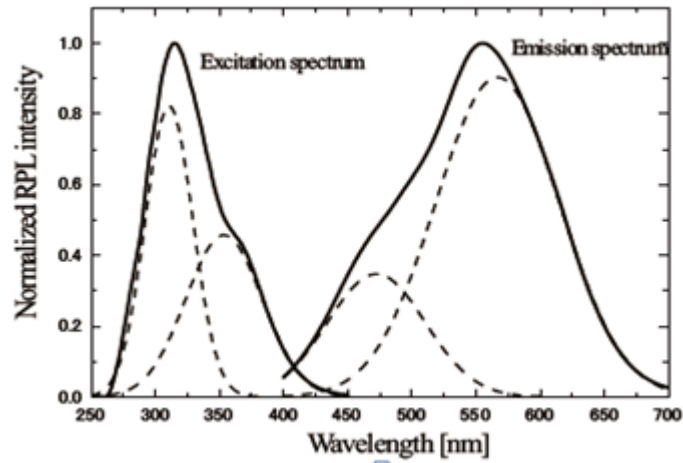
**Figure(II.6):** Le mécanisme de Formation de centres luminescents[4].

Lors de l'irradiation du phosphate d'argent, le verre activé, les centres luminescents commencent à se former. Cependant, la formation de ces centres fait ne pas apparaître immédiatement, parce que certains des électrons sont pris dans des pièges inefficaces qui ne produisent pas de luminescence. Les centres luminescents stables sont capables d'absorber et de libérer de l'énergie, il est utilisé comme principe de dosimètre dans le système de lecture. Quand les centres luminescents sont irradiés par laser ultraviolet pulsé 270-340 nm les électrons sont excités dans un état d'énergie plus élevée. Les centres reviennent à une écurie niveau d'énergie en émettant la lumière (420-700 nm) connu sous le nom de fluorescence. La fluorescence est mesurée à l'aide d'un système de photomultiplicateur et la quantité de fluorescence est directement proportionnelle à la dose absorbée dans le dosimètre.

### II.3.5. Spectre d'émission et d'excitation

Spectre d'émission et d'excitation RPL du verre phosphate dopé  $\text{Ag}^+$  irradié avec des rayons X sont montrés sur la figure (II.7) On peut voir que les bandes d'excitation à 315 et 360 nm correspondent aux bandes d'absorption optique dans la région de longueur d'onde ultraviolet. D'autre part, le spectre d'émission RPL est constitué de deux bandes d'émission à environ 460 et 560 nm. La constatation que le spectre RPL est constitué de deux pics est rapporté ici pour la première fois. Forme le point de vue du suivi individuel des ionisant, de rayonnement a été

confirmé que l'intensité RPL presque linéaire accrue avec une dose d'absorption des rayons X jusqu'à 5 Gy .



**Figure( II-7) :** Spectres d'émission et d'excitation du verre phosphate dopé  $\text{Ag}^+$  après irradiation aux rayons X [41].

**CHAPITRE III**  
***SIMULATION PAR METHODE***  
***MONTE CARLO***

# CHAPITRE III

## SIMULATION PAR LA METHODE MONTE CARLO

Le nom «Monte Carlo» a été inventé dans les années quarante par des scientifiques travaillant "Nicholas Metropolis et Stanislas Ulam" sur le projet d'arme nucléaire à "Los Alamos" pour désigner une classe de méthodes numériques sur la base du utiliser des nombres aléatoires [42].

### **III.1. Généralité sur la méthode Monte Carlo**

De nos jours, les méthodes de Monte Carlo sont efficacement utilisés pour résoudre de nombreux problèmes physiques et mathématiques. Les méthodes Monte Carlo sont très utilisées dans l'étude des processus stochastiques, en particulier le transport des particules et des interactions avec la matière. Le recours à cette méthode permet d'apporter une solution statistique à l'approche analytique. Il faut différencier ces méthodes de simulation statistiques des méthodes conventionnelles de discrétisation numérique qui sont dans la plupart des cas appliquées aux équations différentielles partielles décrivant le système. en simulant le comportement individuel des particules dans un système physique. Le grand avantage de la méthode est sa simplicité[43]. Elle permet entre autres de visualiser l'effet de différents paramètres et de donner ainsi des orientations qui auraient été a priori écartées et de trouver facilement des structures que l'on n'aurait pas pu aussi bien optimiser par les méthodes analytiques. Bien que la méthode semble simple, son implémentation est complexe "techniques d'échantillonnage, géométrie combinatoire, etc..." et la validation du code lest tout autant. De nombreux codes de calcul Monte Carlo sont utilisés pour des applications en radiothérapie tels que EGS4, PENELOPE, MCNP et GEANT4...

### **III.2. Modélisation par la méthode Monte Carlo**

Dans la simulation Monte Carlo du transport de rayonnement, l'histoire d'un particule est considérée comme une séquence aléatoire de vols gratuits qui se terminent par un événement de diffusion où la particule change sa direction de mouvement et perd de l'énergie. La simulation Monte Carlo d'un dispositif expérimental donné consiste à la génération numérique histoires



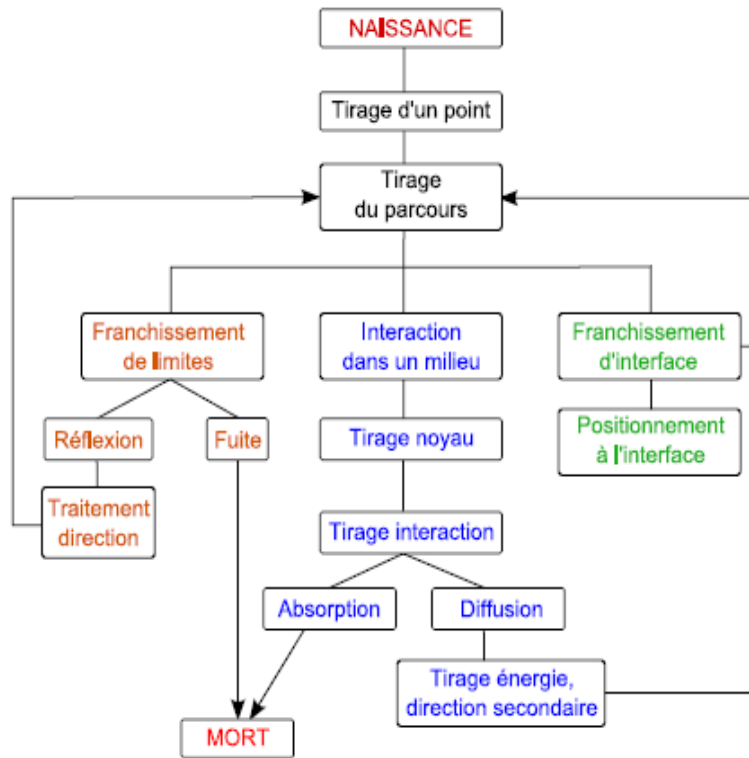


Figure (III.2): Organigramme de tirage Monte-Carlo dans le cas de processus nucléaires[44].

### III.2.1. Nombres aléatoires

Les nombres aléatoires peuvent être générés par des valeurs tabulées basées sur les phénomènes physiques. L'utilisation des ordinateurs pour générer ces nombres aléatoires est confrontée aux problèmes de stockage et à la réalisation des tests de non reproductibilité. Les nombres pseudo-aléatoires sont générés pour pallier le problème de reproductibilité. Lorsqu'on fait un tirage arbitraire du premier nombre pseudo-aléatoire, la suite des nombres est déterminée et reproductible. Le générateur de nombres aléatoires influe directement sur la précision de la simulation. Il repose sur la formule de récurrence suivante[13;45] :

$$X_n = (a \cdot X_{n-1} + c) [m] \tag{III.1}$$

X0 : nombre employé pour produire une suite pseudo-aléatoire dite la graine ou « seed »;

a et c désignent respectivement le multiplicateur et l'incrément,

[m] : modulo m fait intervenir une division euclidienne de  $(a \cdot X_{n-1} + c)$  par m.

Cependant, la périodicité de la séquence limite la validité du générateur de variables aléatoires. On a donc intérêt à ce que cette période soit très grande. Pour cela, on prend  $c = 0$  et  $m = 2^N$  où N est généralement de l'ordre de 30 ou 40. Les nombres obtenus ont une distribution uniforme. Pour obtenir ces nombres dans l'intervalle [0 , 1], on divise les  $X_i$  par  $(m-1)$  et on obtient la relation d'échantillonnage suivante :

$$X_n = \frac{X_n}{m-1} = \frac{a}{m-1} X_{n-1} \quad \varepsilon_n \in [1,0] \tag{III.2}$$

### III.2.2. Transport de particules

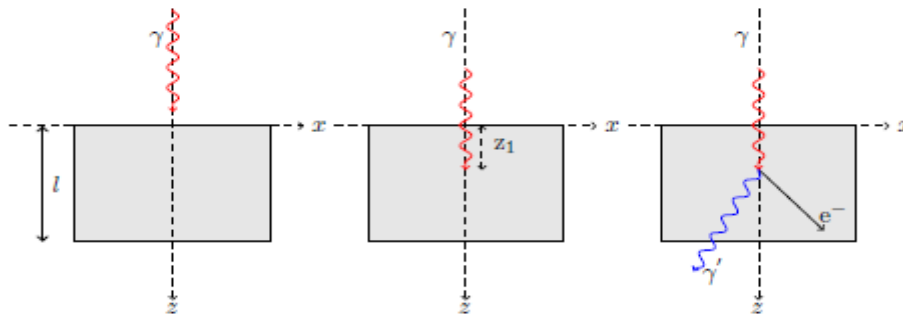
Dans ce travail on s'est focalisé essentiellement sur l'interaction photon-matière. En effet, les photons peuvent traverser un milieu sans interagir ou perdre la totalité de leur énergie par l'effet photoélectrique, par l'effet Compton ou par création de paire. Dans les trois cas on enregistre la mort de ces photons. Le suivi des événements se fait pas à pas et par ordre chronologique : échantillonnage du libre parcours moyen, échantillonnage des sections efficaces différentielles et totales, la nature de l'interaction, la direction et la perte d'énergie suite à l'interaction, processus qui recommence avec les particules générés.

#### III.2.2.1. Modélisation de l'interaction photon-matière

Le photon interagit par différents processus dans le détecteur dont la masse volumique est  $\rho$  et  $A$  la masse molaire. Chacune des interactions est caractérisée par une section efficace  $\sigma_i$ :

- diffusion Rayleigh  $\sigma_r$
- effet photoélectrique  $\sigma_{pe}$
- diffusion Compton  $\sigma_c$
- création de paire  $\sigma_{pair}$

Le choix du processus d'interaction des photons avec le détecteur se fait par un tirage aléatoire d'un nombre distribué d'une manière uniforme entre 0 et 1 par la méthode ci-dessus[43;45].



**Figure (III.3):** Simulation Monte Carlo des interactions photons-matière.

Si la distance  $z_1$  parcourue par le photon tirée aléatoirement est supérieure à l'épaisseur du détecteur ( $l$ ) le photon n'interagit pas et est considéré comme mort ou en fuite et son parcours n'est pas suivi. Cependant, si cette distance est inférieure à l'épaisseur du détecteur, le photon interagit, ce qui permet de suivre le parcours de celui-ci jusqu'à sa mort (absorption). C'est dans ce cas de figure que le choix de l'interaction se fait selon les conditions suivantes : la section efficace totale  $\sigma_{tot}$  est la somme des sections efficaces des différents processus d'interaction.

$$\sigma_T = \sigma_{PE} + \sigma_C + \sigma_R + \sigma_{CP} \quad (III.3)$$

Supposant que X est le nombre tiré aléatoirement entre [0, 1].

si $0 < X < \frac{\sigma_{PE}}{\sigma_T}$	effet photoélectrique
si $\frac{\sigma_{PE}}{\sigma_T} \leq X < \frac{\sigma_{PE} + \sigma_C}{\sigma_T}$	diffusion Compton
si $\frac{\sigma_{PE} + \sigma_C}{\sigma_T} \leq X < \frac{\sigma_{PE} + \sigma_C + \sigma_R}{\sigma_T}$	diffusion Rayleigh
si $\frac{\sigma_{PE} + \sigma_C + \sigma_R}{\sigma_T} \leq X < \frac{\sigma_{PE} + \sigma_C + \sigma_R + \sigma_{CP}}{\sigma_T}$	création de paire

### III.3. Principaux codes de simulation Monte Carlo

#### III.3.1. Code PENELOPE

Le code de PENELOPE « PE Netration and Energy LOss of Positons and Electrons » était développé par Université de Barcelona et de l'Institut de techniques Energétiques, Université Polytechnique de Catalogne à Barcelone, et Universiade Nationale Cordoba Il a été d'abord publié en 1996[46]. PENELOPE effectue une simulation de Monte Carlo de douches électron-photon dans les matériaux arbitraires. Au départ, il a été conçu pour simuler la pénétration et la perte d'énergie de positrons et électrons dans la matière; photons ont été introduits plus tard. Les grands efforts ont été faits pour faire la simulation du transport électronique aussi précis que possible, en particulier dans la basse région d'énergie

#### III.3.2. Code GEANT4

Le code GEANT4 (G Eometry And Tracking) est basé sur une programmation orientée objet C++. Il a été développé par le Conseil Européen de Recherche Nucléaire (CERN) [47]. L'objectif est d'effectuer les simulations des différentes expériences de plus en plus complexes à réaliser en physique subatomique. Il permet de simuler la fonction de réponse du détecteur en se basant sur les différents types d'interactions. Des études approfondies peuvent être réalisées sur toute expérience en tenant compte de la géométrie du dispositif expérimental, des matériaux utilisés, de la génération des particules primaires et secondaires et leur suivi pas à pas dans le milieu étudié. GEANT4 est utilisé dans plusieurs branches de la physique : physique des particules, physique nucléaire..

#### III.3.3. Code de simulation EGSnrc

Cet système à usage général de Monte Carlo sont utilisées pour calcul de la dose de radioprotection, simuler le transport couplé de photons et d'électrons et positrons, tandis que

d'autres particules telles que des protons ou des neutrons ne sont pas pris en compte[48;49]. Ceci présente l'avantage que, lors de l'élaboration de ces codes, toute attention a été concentrée sur les particules d'intérêt pour la planification de la dose de radioprotection.

### III.3.4. Code de simulation MCNP

*Le code MCNP* (Monte Carlo N-Particle) [50] est un code de simulation utilisant des méthodes Monte Carlo pour simuler le transport des particules (neutrons, photons, électrons) dans la matière. Il est développé par le laboratoire LANL "Los Alamos National Laboratory", et qui est distribué par l'agence de l'énergie nucléaire aux états membres. Aujourd'hui, il représente le code de calcul pour le transport des particules et des interactions avec la matière le plus utilisé dans des applications plus pacifiques, comme la physique médicale, la neutronique, la radioprotection et la physique des détecteurs.

## III.4. Description du code MCNP5

*Le code MCNP* consiste en une méthode probabiliste qui permet la résolution de l'équation de transport par une méthode de tirage aléatoire. Chaque particule émise aura une histoire propre à elle. Il suit chacune des particules émises depuis leur naissance jusqu'à leur disparition en tenant compte des probabilités d'interactions avec les différents matériaux rencontrés, représentées par les sections efficaces dans les bibliothèques annexes au code. Pour générer un fichier d'entrées, il est nécessaire de définir les cellules, les surfaces, les matériaux, les paramètres de la simulation et le type de réponses souhaitées.

### III.4.1. Structure du fichier MCNP

*Le fichier d'entrée* contient des informations concernant la description des matériaux, sections efficaces, localisation et caractéristique de la source, les réponses qu'on souhaite et la technique de réduction de variance pour optimiser les calculs. Le fichier d'entrée est composé de trois blocs :

Titre (1 ligne)  
Définition des cellules  
...  
...  
**Sauter une ligne**  
Définition des surfaces  
...  
...  
**Sauter une ligne**  
Données physiques  
...  
...

### III.4.2. Cellules

La cellule est décrite par un numéro qui définit le matériau la constituant et sa densité. Elle a deux sens, un positif et l'autre négatif. Appliquée à une surface fermée, le signe (+) indique l'extérieur de la cellule et le signe (-) indique l'intérieur. La cellule est le résultat de l'intersection, union et/ou la complémentarité des différentes surfaces. Les deux opérateurs intersection et union suivent une logique booléenne. Le premier est implicite et représenté par le blanc entre deux surfaces. Le second est donné par ( : ). Le dernier opérateur est symbolisé par (#) qui veut tout dire (n'appartient pas). La cellule est déclarée sous cette forme :

$$j \ m \ d \ geom \ params$$

avec

$j$  : numéro de la cellule donné par l'utilisateur;

$m$  : numéro de la cellule si elle n'est pas vide;

$d$  : densité du matériau (atomes/cm<sup>3</sup>) ou en g/cm<sup>3</sup> ;

$geom$  : signe de la cellule et les différents opérateurs booléens cités avant;

$params$  : optionnel, utilise des mots clé comme IMP, Vol,...

### III.4.3. Surfaces (géométrie)

Même si la définition des surfaces intervient après la définition des cellules dans le programme, il nous semble plus logique d'en parler avant, puisque la définition des cellules fait intervenir les surfaces que nous avons définies. Le programme possède dans son code les équations d'un grand nombre de surfaces. Pour en définir une, on entre la formulation suivante :

$$j \ n \ a \ liste$$

avec

$j$  : numéro de la surface ;

$n$  : concerne des transformations de coordonnées;

$a$  et  $liste$  : représentent respectivement l'abréviation d'une surface reconnue par le programme. Les formes prédéfinies sont: SPH (sphère), RCC (cylindre), HEX (hexagone), REC (cylindre elliptique), Dans le tableau III-1 sont données les cartes des surfaces reconnues par le code

**Tableau (II-1) :** Bibliothèque des cartes des surfaces reconnues par MCNP[50].

Mnémonique	Type	Description	Equation	Entrées de cartes
P PX PY PZ	Plane	Général normale au l'axe x normale au l'axe y normale au l'axe z	$Ax + By + Cz - D = 0$ $x - D = 0$ $y - D = 0$ $z - D = 0$	$A B C D$ $D$ $D$ $D$
SO S SX SY SZ	Sphère	Centrée à l'origine Général Centré sur axe x Centré sur axe y Centré sur axe z	$x^2 + y^2 + z^2 - R^2 = 0$ $(x - \bar{x})^2 + (y - \bar{y})^2 + (z - \bar{z})^2 - R^2 = 0$ $(x - \bar{x})^2 + y^2 + z^2 - R^2 = 0$ $x^2 + (y - \bar{y})^2 + z^2 - R^2 = 0$ $x^2 + y^2 + (z - \bar{z})^2 - R^2 = 0$	R $\bar{x} \bar{y} \bar{z} R$ $\bar{x} R$ $\bar{y} R$ $\bar{z} R$
C/X C/Y C/Z CX CZ	Cylindre	Parallèle à l'axe x Parallèle à l'axe y Parallèle à l'axe z Sur l'axe x Sur l'axe y Sur l'axe z	$(y - \bar{y})^2 + (z - \bar{z})^2 - R^2 = 0$ $(x - \bar{x})^2 + (z - \bar{z})^2 - R^2 = 0$ $(x - \bar{x})^2 + (y - \bar{y})^2 + z^2 - R^2 = 0$ $y^2 + z^2 - R^2 = 0$ $x^2 + z^2 - R^2 = 0$ $x^2 + y^2 - R^2 = 0$	$\bar{y} \bar{z} R$ $\bar{x} \bar{z} R$ $\bar{x} \bar{y} R$ R R R
K/X K/Y K/Z KX KY KZ	Cône	Parallèle à l'axe x Parallèle à l'axe x Parallèle à l'axe x Sur l'axe x Sur l'axe y Sur l'axe z	$\sqrt{(y - \bar{y})^2 + (z - \bar{z})^2} - t(x - \bar{x}) = 0$ $\sqrt{(x - \bar{x})^2 + (z - \bar{z})^2} - t(y - \bar{y}) = 0$ $\sqrt{(x - \bar{x})^2 + (y - \bar{y})^2} - t(z - \bar{z}) = 0$ $\sqrt{y^2 + z^2} - t(x - \bar{x}) = 0$ $\sqrt{x^2 + z^2} - t(y - \bar{y}) = 0$ $\sqrt{x^2 + y^2} - t(z - \bar{z}) = 0$	$\bar{x} \bar{y} \bar{z} t^{\pm 1}$ $\bar{x} \bar{y} \bar{z} t^{\pm 1}$ $\bar{x} \bar{y} \bar{z} t^{\pm 1}$ $\bar{x} t^{\pm 1}$ $\bar{y} t^{\pm 1}$ $\bar{z} t^{\pm 1}$
± 1 utilisé seulement pour 1- feuille de cône				
SQ	Ellipsoïde Hyperboloïde Paraboloïde	Axe parallèle Ellipsoïde $\bar{x}$ , $\bar{y}$ , ou axe z	$A(x - \bar{x})^2 + B(y - \bar{y})^2 + C(z - \bar{z})^2 + 2D(x - \bar{x}) + 2E(y - \bar{y}) + 2F(z - \bar{z}) + G = 0$	A B C D E F G H J K
GQ	Cylindre, cône Ellipsoïde Paraboloïde Hyperboloïde	Axe non parallèle Ellipsoïde $\bar{x}$ , $\bar{y}$ , ou axe z	$A_x^2 + B_y^2 + C_z^2 + D_{xy} + E_{yz} + F_{zx} + G_z + H_y + J_z + K = 0$	A B C D E F G $\bar{x} \bar{y} \bar{z}$
TX TY TZ	Elliptique ou tore circulaire. Axis est parallèle à $\bar{x}$ , $\bar{y}$ , ou axe z		$(x - \bar{x})^2/B^2 + (\sqrt{(y - \bar{y})^2 + (z - \bar{z})^2} - A)^2/C^2 - 1 = 0$ $(y - \bar{y})^2/B^2 + (\sqrt{(x - \bar{x})^2 + (z - \bar{z})^2} - A)^2/C^2 - 1 = 0$ $(z - \bar{z})^2/B^2 + (\sqrt{(x - \bar{x})^2 + (y - \bar{y})^2} - A)^2/C^2 - 1 = 0$	$\bar{x} \bar{y} \bar{z} ABC$ $\bar{x} \bar{y} \bar{z} ABC$ $\bar{x} \bar{y} \bar{z} ABC$
XYZP	surfaces définies par des points - voir pages 3-15 à 3-17			

### III.4.4 Définition des données dans MCNP

#### III.4.4.1. Sources

La source est définie par la carte SDEF. Cette carte est utilisée une seule fois dans un fichier d'entrée et peut reproduire une grande variété de sources. En fonction de la géométrie de la source utilisée, les paramètres qui la caractérisent doivent être choisis parmi une multitude de variables. Certains de ces paramètres sont :

- ERG : énergie des particules sources en MeV;
- POS : position de la source;
- CEL : la cellule contenant la source;
- VEC : vecteur directeur de la source en cas de non isotropie;
- PAR : le type de particule émise;
- RAD : rayon de la source.

Pour compléter la définition des sources, les distributions en énergie permettent à une variable de prendre plusieurs valeurs. Elles sont définies par Dn (n est le numéro de la distribution). Des cartes sont associées à cette distribution : SI (Source Information), qui précise la forme de la distribution (discrète, histogramme, ...) ; SP (Source Probability) décrit d'éventuelles probabilités associées à la source.

#### III.4.4.2. Tallies

Il est possible de définir différents *tallies* dans le code MCNP en fonction du résultat qu'on souhaite obtenir, c'est-à-dire le courant à travers une surface, le flux en un point, ...

Habituellement, seule la carte *F<sub>n</sub>* est utile pour définir les tallies recherchés ; les autres paramètres sont optionnels. Dans ce qui suit, nous ne parlerons que des cartes *F<sub>n</sub>*, *E<sub>n</sub>* et *FM<sub>n</sub>*. La carte *F<sub>n</sub>* est de loin la plus importante ; il en existe 7 différentes pour les neutrons, 6 pour les photons et 5 pour les électrons. Ils sont différenciés par leur n qui va de 1 à 8, sauf le 3. Lorsque l'on souhaite définir plusieurs tallies du même type, il est possible de placer des autres nombres avant le numéro du tally.

Deux tallies en particulier peuvent attirer notre attention, le tally F6 et F8. En effet, un F6 est défini comme étant la quantité d'énergie déposée dans la cellule en fonction de l'énergie de la particule incidente. Contrairement au tally F8 qui permet d'obtenir un spectre d'énergie déposée dans la cellule, cela dit, il exprime un nombre d'occurrences en fonction de l'énergie déposée.

**Table( III.2 ):**Différents tallies utilisés par MCNP[50].

Tallies	Spécification	Particule
F1	Courant surfacique	N, P, E, PE
F2	Flux surfacique moyen	N, P, E, PE
F4	Flux moyen sur une cellule	N, P, E, PE
F5	Flux en un point	N, P
F6	Energie moyenne déposée dans une cellule	N, P, E
F7	Energie moyenne de fission dans une cellule	N
F8	Energie déposée dans une cellule (détecteur)	N, P, E, PE

### III.4.3. matières

Comme il a été cité avant, dans la définition des cellules, on donne un numéro  $m$  à la matière qui constitue la cellule. Ce numéro  $m$  est repris dans la carte  $Mm$ , dont la formulation simplifiée est  $Mm\ zaid1\ fraction1\ zaid2\ fraction2\ \dots$  où  $zaidi$  indique de quel élément il s'agit, ainsi que la librairie des sections efficaces à utiliser.

Cette entrée se décompose en  $ZZZAAA.nnx$ , où  $Z$  est le numéro atomique de l'élément considéré,  $A$  sa masse atomique,  $n$  la librairie des sections efficaces et  $x$  la classe de la donnée. Dans les calculs impliquant des photons et des électrons, les isotopes des éléments jouent le même rôle que les éléments naturels ; par conséquent, les  $A$  peuvent être mis à 0 et les nombres  $nnx$  oubliés. Les nombres  $fractioni$  sont les fractions atomiques du constituant  $i$  ou la densité atomique si elle est introduite avec un signe moins.

## **CHAPITRE IV**

# ***OPTIMISATION DE LA REPONSE ENERGETIQUE ET L'INFLUENCE DE LA TAILLE DU CHAMP***

CHAPITRE IVOPTIMISATION DE LA REPONSE ENERGETIQUE  
ET L'INFLUENCE DE LA TAILLE DU CHAMP

Ce chapitre est consacré à la simulation Monte Carlo de la l'influence d'ouverture de la collimation sur la réponse de dosimètre et l'optimisation de la réponse énergétique, où nous avons cité les matériels et les méthodes qui sont utilisé pour l'optimisation de la réponse, et après d'abord les résultats qui sont obtenue avec leur discussion.

## IV.1. Système dosimétrique

### IV.1.1. Les dosimètres

Pour notre étude, nous avons utilisée deux dosimètres radio-photoluminescences, le modèle GD-450 et le modèle GD-302 sans filtre qui sont fabriqué par "AGC Techno Glass Corp., Shizuoka, Japon". Le dosimètre GD-450 est de 4 cm de diamètre et de 1 mm de longueur, et le dosimètre GD-302 est de 1.5 mm de diamètre et de 12 mm de longueur. Les deux dosimètres sont de la même série du dosimètres radio-photoluminescences FD-7. La composition de poids du dosimètre de verre de la série FD-7 est la suivante: 31.55% de P, 51.16% O, 6.12% Al, 11.00% Na et 0.17% Ag, leur numéro atomique effectif  $Z_{\text{eff}}$  est de 12.04 et sa masse volumique  $\rho$  est de  $2.62 \text{ g.cm}^{-3}$  [39;51;52;53].

### IV.1.2. Fantôme utilisés

Le fantôme est utilisé pour décrire un matériau, une structure ou un objet qui permet de modéliser les propriétés d'absorption et de diffusion des tissus humains. contiennent généralement des éléments composes de matériaux équivalents aux tissus mous.

Dans ce travail, nous avons utilisée le fantôme 'cuve à eau' qui est un récipient cubique constitue de polyméthacrylate de méthyle PAMMA rempli d'eau distillée.

Il existe plusieurs formes de fantômes mais l'ICRU recommande celui de dimensions externes  $30 \times 30 \times 15 \text{ cm}^3$  dont les parois sont en PMMA (polyméthacrylate de méthyle) de

formule  $\text{CH}_2=\text{C}(\text{CH}_3)\text{COOCH}_3$  de 10 mm d'épaisseur (excepté le long de l'axe de faisceau où elle étaient de 2,5 mm d'épaisseur) (ICRU-47).

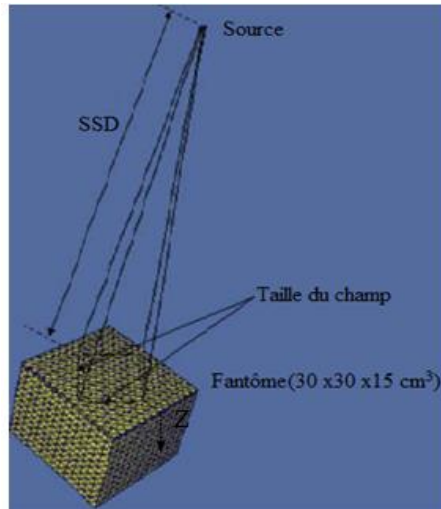
Les dosimètres sont irradiés dans une profondeur de  $Z$  du fantôme, les compositions atomiques des matériaux sont énumérées dans le tableau (IV.1).

**Table( IV.1):** Caractéristiques du fantôme, compositions massique et densité utilisée dans les simulations MC MCNP5[54].

Elément	Eau	Poly-methyl-methacrylate (PMMA)
H	0.1119	0.0805
C	–	0.5999
N	–	–
O	0.8881	0.3196
Cl	–	–
Ca	–	–
Densité (g /cm <sup>3</sup> ) <sup>b</sup>	1.00	1.19
$Z_{\text{eff}}$ <sup>b</sup>	6.6	5.85

## IV.2 Simulation Monte Carlo

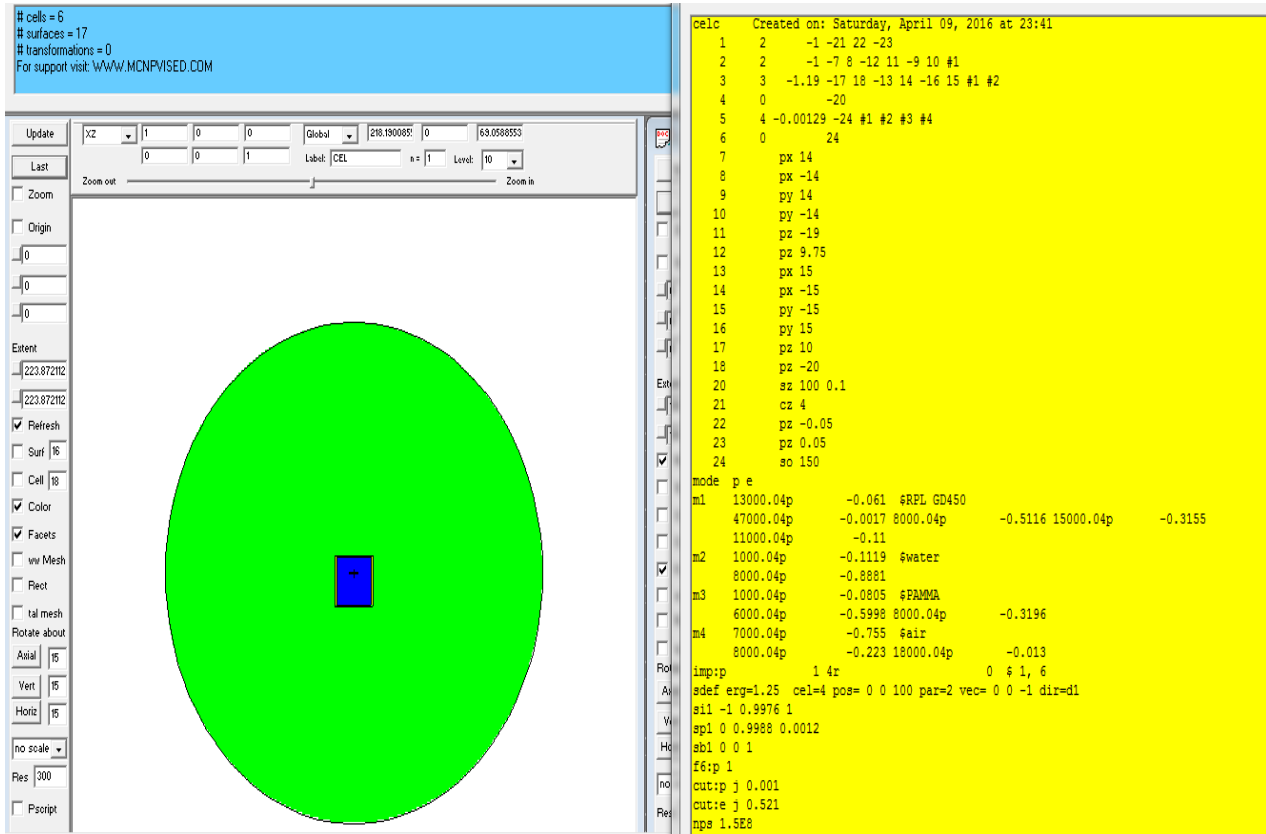
Dans notre travail, nous avons utilisé le code de simulation Monte Carlo MCNP Version 5 (LANL 2003), comme un outil pour optimiser la réponse des dosimètres. Dans chaque détecteur radiophotoluminescent, le code de transport des particules MCNP5 a été employé pour calculer la dose absorbée. Le code de la simulation MCNP5 est appliqué pour la simulation d'une source ponctuelle de photon collimatée dans un cône dont la surface circulaire d'extrémité égale aux tailles de champ de rayon X utilisées aux traitements de radiothérapie.



**Figure(IV.1) :** Schéma du montage pour les irradiations.

Le dosimètre luminescent est irradié par un faisceau conique de photon dans une profondeur de  $Z$  de la surface du fantôme. La figure (IV .1) donne le modèle de l'installation utilisée pour la simulation de Monte Carlo.

Le dépôt d'énergie dans chaque dosimètre étudié est calculé par l'utilisation de compteur 'F6' de MCNP avec le mode de transport de particule "*Mode : p e*". Pour assurer tous les contrôles statistiques recommandés par le code MCNP5, les simulations sont exécutés avec une nombre d'histoire de 150 millions pour chaque orientation, qui a rapporté l'erreur relative que moins de 2% a été obtenu pour chaque calcul simple. La figure (IV.2) donne un exemple de fichier input de MCNP5.



Figure(IV.2): Espace du travail de la simulation MC, exemple de fichier input de MCNP5.

### IV.2.1.Champ équivalent

Les faisceaux utilisés en radiothérapie, ont différentes formes qui représentent usuellement un compromis entre la forme actuelle de la cible et le besoin de la simplicité et l'efficacité dans la formation du faisceau. Quatre formes de champs sont utilisées : carrée, rectangulaire, circulaire, irrégulière . Pour notre étude, nous avons utilisés le champ carré arbitraire sera équivalent à un champ circulaire avec le rayon  $r_{eq}$  où les deux champ ont la même surface [7].

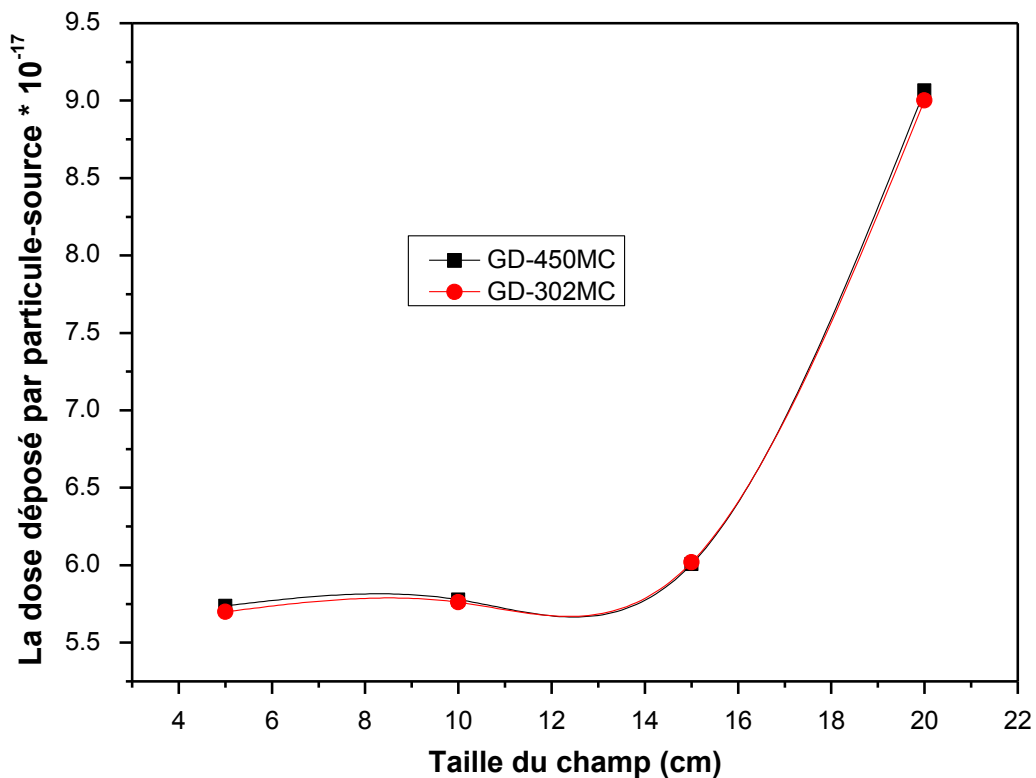
$$a_{eq}^2 = \pi r_{eq}^2 \tag{IV.1}$$

où

$$r_{eq} = \frac{a_{eq}}{\sqrt{\pi}} \tag{IV.2}$$

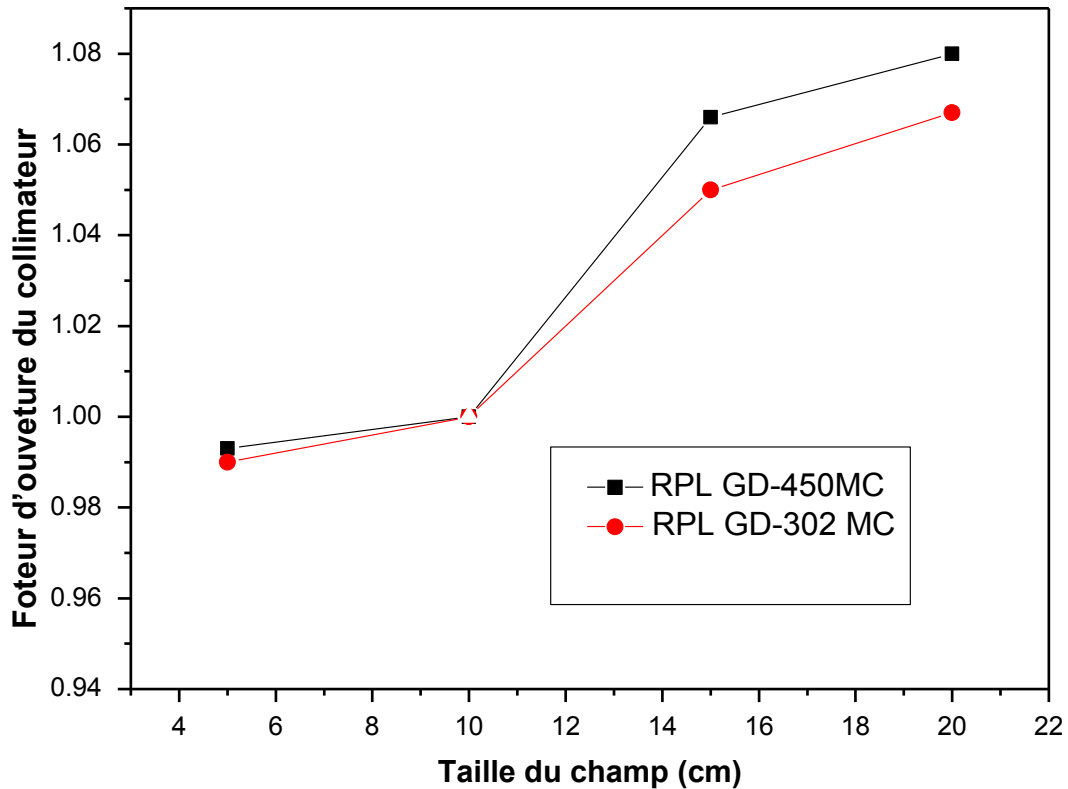
### IV.2.2. La dépendance de la taille de champ

L'effet de la taille de champ à la dose absorbée a été étudiée en considérant l'installation de simulation montrée sur la figure( IV.1). Pour la simulation de Monte Carlo, nous avons considéré une source ponctuelle émettant des photons gamma du  $^{60}\text{Co}$ , correspondant à l'énergie moyenne de 1.25MV, dans un surface de cône aux superficie de fantôme (correspondant à une distance fixé de source-détecteur de 80 cm). La dose absorbée, à la profondeur de 5 cm dans le fantôme, a été calculée en augmentant la taille de champ de  $5\times 5\text{cm}^2$  à  $20\times 20\text{cm}^2$ .



**La figure (IV.3):** Les valeurs de dose absorbée pour les quater champs.

Notre résultat dans la figure (IV.3) présente que la taille du champs a une influence importante sur la dose absorbé pour le faisceau de rayon gamma du  $^{60}\text{Co}$ , où la dose augmente de  $5.70 \cdot 10^{-17}$  Gy à  $9.07 \cdot 10^{-17}$  Gy lorsque la collimation augmente de  $5\times 5$  à  $20\times 20\text{cm}^2$ .



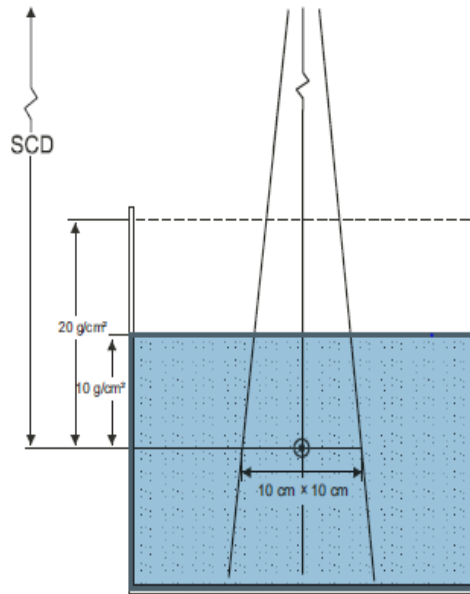
**La figure (IV.4):** Les valeurs d'ouverture du collimation pour le rayon gamma du  $^{60}\text{Co}$ .

Le facteur d'ouverture du collimation a été calculé, où les valeurs obtenues sont normalisées pour la valeur de la taille du champ  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  figure (IV.4). Aussi, nous avons remarqué que le facteur d'ouverture du collimation avec le faisceau de rayon gamma du  $^{60}\text{Co}$  ne dépasse pas 1.07 donc la variation maximale est de 7 % pour une taille de champs inférieure à  $20 \times 20 \text{ cm}^2$ . Ce résultat est très comparable avec des résultats expérimentaux publiés.

### IV.2.3. Rapport tissu-fantôme

Pour les faisceaux de photons de haute énergie (MV), on définit l'indice de qualité  $Q$  d'un faisceau par la valeur du *rapport tissu-fantôme*  $\text{TPR}_{(20,10)}$ . Cette valeur est définie comme le rapport entre la dose absorbée dans l'eau sur l'axe central à la profondeur  $Z=20 \text{ cm}$  et la dose absorbée dans l'eau à la profondeur  $Z=10 \text{ cm}$  avec une distance de la source SCD constante de  $100 \text{ cm}$  Figure( IV.5) [45].

$$\text{TPR}_{20,10} = \frac{D_{w, Z=20}}{D_{w, Z=10}} \quad (\text{IV.3})$$



Figure( IV.5): Schéma représentant géométrie correspondante à la mesure de  $TPR_{(20,10)}$ .

où

- matériel le fantôme est L'eau;
- profondeur du point de mesure dans l'eau est de  $20 \text{ g/cm}^2$  et  $10 \text{ g/cm}^2$ ;
- SCD (distance source-dosimètre) est la distance entre la source et le point de mesure sur l'axe central du faisceau dans l'eau, et est de 100 cm;
- La taille du champ de référence est de  $10 \text{ cm} \times 10 \text{ cm}$ .

Nous avons utilisée simulation Monte Carlo pour calculée la valeur du rapport tissu-fantôme  $TPR_{(20,10)}$  et comparer avec d'autre travaux publier dans les littératures. Le tableau (IV.2) donne les valeurs du rapport tissu-fantôme, pour les faisceaux du photon clinique de 6, 10, 15 et 25MV et le rayon  $\gamma$  du  $^{60}\text{Co}$ .

Tableau (IV.2) :Comparaison les valeurs du rapport tissu-fantôme  $TPR_{(20,10)}$  avec d'autre Travaux publiés dans les littératures.

Faisceau	$^{60}\text{Co}$	4MV	6MV	10MV	15MV	18MV	25MV
$TPR_{20,10}$ (Notre travail)	0.579	-----	0.634	0.7152	0.75	-----	0.798
$TPR_{20,10}$ (Jeong,et al.2009)[56].	0.567	-----	0.682	-----	0.745	-----	-----
$TPR_{20,10}$ (Hideyuki,etal 2008)[57].	0.58	0.624	0.669	0.740	-----	0.791	-----

Dans le tableau précédent, nous constatons que la valeur du rapport tissu-fantôme obtenu en simulant comparables avec ce qui est donné par l'IAEA (TRS N° 398) et ce qui est publié dans les littératures.

### IV.2.3. Formalisme

La dose absorbée à une profondeur  $Z_{ref}$  dans l'eau en l'absence de chambre d'ionisation pour un faisceau de qualité Q est donnée par l'équation suivante[54]:

$$D_{w,Q} = M_Q N_{D,w,Q} \quad (IV.4)$$

où

$M_Q$  : est la lecture de la chambre d'ionisation corrigée des facteurs d'influence autres que ceux liés au faisceau (pression et température) et  $N_{D,w,Q}$  est le facteur d'étalonnage de la chambre de référence en terme de dose absorbée déterminée dans l'eau pour un faisceau de qualité Q. Dans ce travail utilisées rayons  $\gamma$  Cobalt-60 comme la qualité  $Q_0$  d'un faisceau de référence[58].

$$D_{w,Q_0} = M_{Q_0} N_{D,w,Q_0} k_{Q,Q_0} \quad (IV.5)$$

où

$M_{Q_0}$  est la lecture de la chambre corrigée pour la pression et température et  $N_{D,w,Q_0}$  est le facteur d'étalonnage de la chambre en termes de dose à l'eau.  $k_{Q,Q_0} = (F_{Q,Q_0})^{-1}$  est le facteur de correction permettant de tenir compte de la différence entre la réponse de la chambre dans des faisceaux de qualités différentes Q et  $Q_0$ .

$$F_{Q,Q_0} = \frac{(r/D_w)_Q}{(r/D_w)_{Q_0}} = \frac{(r/D_{dos})(D_{dos}/D_w)_Q}{(r/D_{dos})(D_{dos}/D_w)_{Q_0}} \quad (IV.6)$$

où

$r/D_w$  est la lecture de dosimètre r par la dose à l'eau  $D_w$  pour obtenir une relation dose lecture linéaire.  $(r/D_{dos})_Q$  est la lecture correspondante par dose à la dosimètre et  $(D_{dos}/D_w)_Q$  le rapport entre la dose à la dosimètre et dose à l'eau. On peut définir la dépendance énergétique  $F_{Q,Q_0}$  selon la formule (IV.7):

$$F_{Q,Q_0} = G_{Q,Q_0} \times H_{Q,Q_0} \quad (IV.7)$$

où  $G_{Q,Q_0}$  est appelé l'efficacité relative (ou le rendement de radiation relative) du dosimètre,  $G_{Q,Q_0}$  est donnée par formulée:

$$G_{Q,Q_0} = \frac{(r/D_{dos})_Q}{(r/D_{dos})_{Q_0}} \quad (IV.8)$$

$H_{Q,Q_0}$  est le rapport de la dose absorbée  $D_{dos}$  dans le dosimètre à la dose absorbée dans l'eau  $D_w$  (sans la présence du dosimètre) pour un faisceau de qualité  $Q$ , sur la dose absorbée  $D_{dos}$  dans le dosimètre à la dose absorbée dans l'eau  $D_w$  (sans la présence du dosimètre) pour un faisceau de qualité  $Q_0$ ,  $H_{Q,Q_0}$  est donnée par l'équation:

$$H_{Q,Q_0} = \frac{(D_{dos}/D_w)_Q}{(D_{dos}/D_w)_{Q_0}} \quad (IV.9)$$

Ainsi, pour un rendement constant de radicaux par dose absorbée au dosimètre (c'est-à-dire, quand  $G_{Q,Q_0}$  égale l'unité ou un),  $F_{Q,Q_0}$  égale  $H_{Q,Q_0}$ . Cet facteur est calculée par des simulations de Monte Carlo dans ce travail pour des faisceaux d'énergie moyen de rayon X et faisceaux d'énergie élevé de photons clinique

#### IV.2.4. Dépendance énergétique

L'objectif de cette partie du travail est l'optimisation de la réponse énergétique deux dosimètre GD-450 et GD-302 pour les faisceaux du photons, nous avons utilisée la simulation Monte Carlo pour calculée la réponse énergétique  $H_{Q,Q_0}$  pour l'énergie nominale du faisceau de photons clinique (énergie 6 à 25 MeV) et l'énergie nominale du faisceau de rayon X (énergie 50 à 200kV), dans les mêmes conditions d'irradiations.

le tableau (IV.3) et le tableau (IV.4), présentés relation entre l'énergie nominale du faisceau de rayon X et l'énergie moyenne du faisceau de rayon X, relation entre l'énergie nominale du faisceau de photons chimique et l'énergie effective du faisceau de photons clinique

**Table( IV.3):** Relation entre l'énergie nominale et l'énergie effective du faisceau de rayon X utilisée dans les simulations Monte Carlo [58].

Energie nominale (kV)	Energie effective (KeV)
50	32
70	36
100	43
120	54
135	62
150	76
180	83
200	99

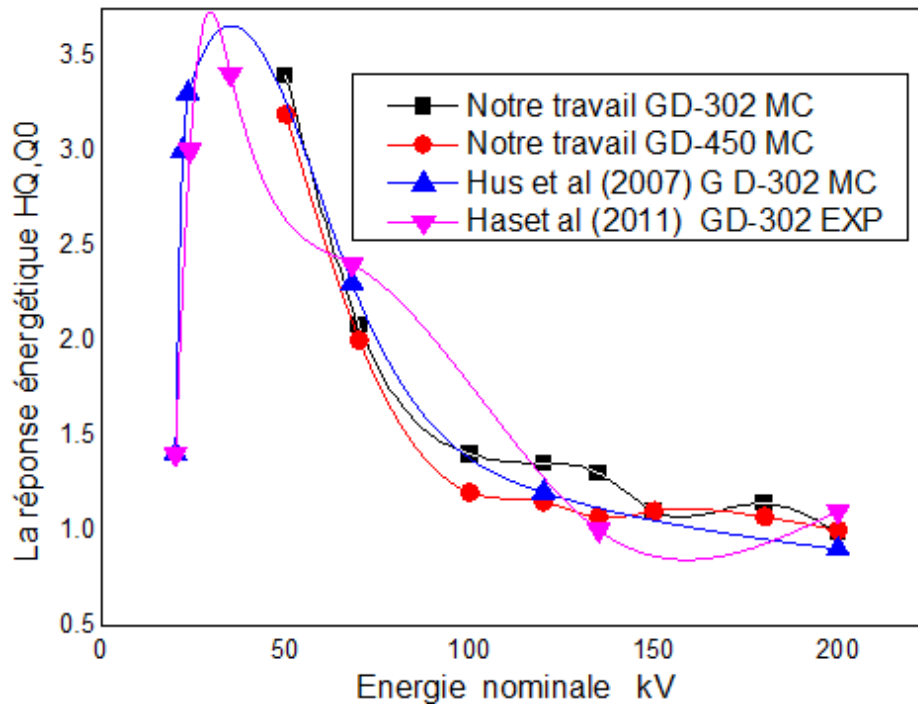
**Table( IV.4):** Relation entre l'énergie nominale et l'énergie moyenne du faisceau de photons clinique utilisée dans les simulations Monte Carlo[59].

Energie nominale (MV)	Energie moyenne (MeV)
6	1.7
10	2.9
15	3.9
25	6.2

D'après le graphe de l'importance relative des trois types majeurs d'interactions photon-matière en fonction de l'énergie du photon et le nombre atomique de la matière effective on remarque que l'effet photoélectrique est l'interaction le plus dominant dans la gamme d'énergie inférieure à 60 keV pour les matières de nombre atomique supérieure à 11, et dans la gamme inférieure à 25 keV pour les matières de nombre atomique de 6.6.

Pour les faisceaux kilo-voltage de rayon X, la figure (IV.6) présenté les résultats de la réponse énergétique pour les faisceaux ont la gamme d'énergie nominale de 50 à 200 kV.

Le résultat obtenue montre que la réponse énergétique est diminuée avec l'augmentation de l'énergie, la réponse varie de 235 % à 4 % lorsque l'énergie nominale du faisceau varie de 50 kV à 200 kV. Ces valeurs est due à l'augmentation de la section efficace de l'effet photoélectrique avec la diminution de l'énergie, aussi avec l'augmentation du nombre atomique effective ( $\sigma_{PE}=f(E,Z)$ ), dans notre cas les dosimètre ( $Z_{eff}(\text{dosimètre}) = Z_{eff}(\text{eau})$ ), pour cela le rapport  $D_{dos}/D_{eau}$  augmente lorsque l'énergie diminue.

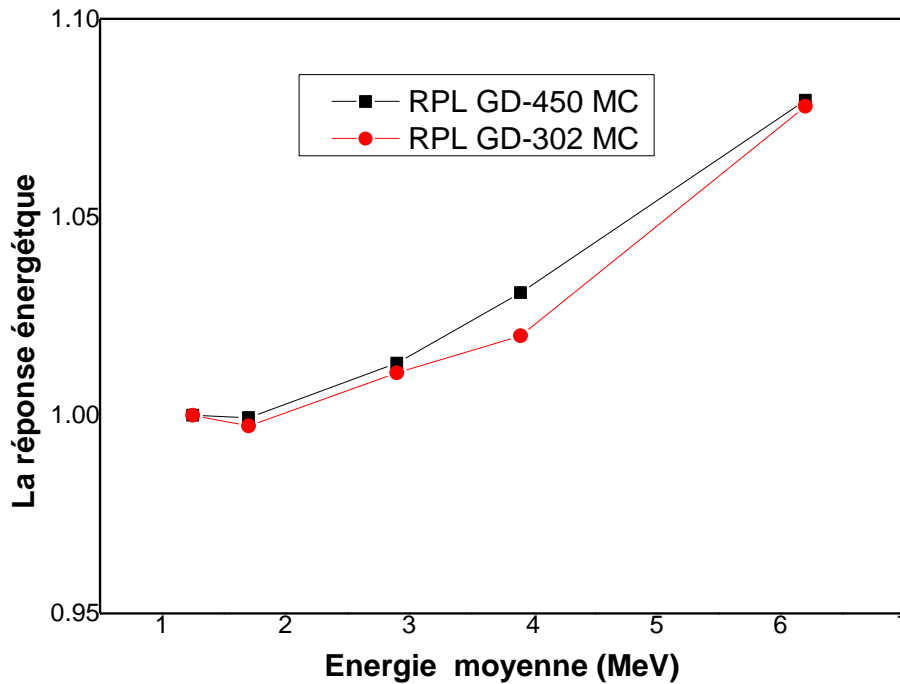


**La figure (IV.6):** La réponse énergétique des dosimètres RPL GD-302 et GD-450, pour les faisceaux kilovoltage de rayon X (50 à 200 kV).

D'après ces résultats, les réponses énergétiques des dosimètres RPL GD-302 et GD-450 sont inacceptables les faisceaux kilo-voltage de rayon X de la gamme 50 kV à 200 kV.

Alors les deux dosimètres RPL GD-450 et GD-302 (sans filtre) ne sont pas recommandés pour l'utilisation au champs du travail comme la radiodiagnostic où le faisceaux de rayon X ont des moyennes énergies.

A cause de leur numéro atomique élevé des dosimètres RPL GD-302 et GD-450, des filtres de compensation de l'énergie (aluminium, cuivre, étain...) doivent être utilisés pour obtenir une réponse énergétique acceptable. Pour les faisceaux méga-voltage de rayon X, la figure précédente présente les résultats de la réponse énergétique pour les faisceaux ont la gamme d'énergie nominale de 6 à 25 MV.



**La figure (IV.7):** La réponse énergétique des dosimètres RPL GD-302 et GD-450, pour les faisceaux méga-voltage de rayon X (6 à 25MV).

Pour les domaines méga-voltage de rayon X, les calculs Monte Carlo apparaissent des bonnes réponses énergétiques, elles varient de 0.95 à 1.07 donc variation de -5% à 7% pour les faisceaux 6, 10, 15 et 25 MV respectivement.

Au contraire pour les faisceaux kilo-voltage de rayon X, l'interaction photon-matière le plus dominant dans les faisceaux méga-voltage du photon est l'effet Compton, alors le changement de l'énergie et de numéro atomique n'ont pas une grande influence à la section efficace de l'effet Compton qui est prédominante avec la gamme d'énergie de ces faisceaux.

Pour cette raison notre résultats des deux dosimètres RPL GD-302 et GD-450 (sans filtre) sont très acceptables, aussi ils sont plus comparable avec ce qui est publié dans les littératures[26].

Alors on peut dire que l'utilisation des dosimètres de verre phosphaté dopé à l'argent (sans filtre) est recommandable dans les domaines utilisent les faisceaux rayon X de haut énergie.

## ***CONCLUSION GENERAL***

### CONCLUSION GENERALE

Le détecteur (dosimètre) de rayonnement sont des outils très importants pour évaluer l'énergie déposé (la dose absorbée) dans le domaine médical, industriel, militaire ou de la recherche. Deux types de dosimètres sont employés pour des applications de radioprotection: dosimètres passifs et dosimètres actifs ou opérationnels. Cette mémoire introduit un rappel générale sur les dosimètres passives basée au phénomène luminescence: dosimètre Thermoluminescence (TLD), dosimètre à luminescence stimulée optiquement (OSL) et le dosimètre Radiophotoluminescence (RPL).

Dans ce travail, nous avons utilisée deux dosimètres radio-photoluminescences, le modèle GD-450 et le modèle GD-302 sans filtre, ces deux dosimètres sont de verre phosphaté dopé à l'argent.

Nous avons trouvé que le facteur d'ouverture du collimation pour une source de rayon gamma du  $^{60}\text{Co}$  ne dépasse pas 1.07 donc la variation maximal est de 7% pour une taille de champs inferieur à  $20 \times 20 \text{ cm}^2$ , cette résultat est très comparables avec des résultats expérimentaux publier.

Notre calcule du rapport tissu-fantôme obtenu en simulant comparables avec ce qui est donné par l'IAEA (TRS N° 398) et ce qui est publier.

D'après ces résultats, les réponses énergétiques des dosimètres RPL GD-302 et GD-450 sont inacceptables les faisceaux kilo-voltage de rayon X de la gamme 50 kV à 200 kV. Ces valeurs est due à l'augmentation de la section efficace de l'effet photoélectrique avec la diminution de l'énergie, aussi avec l'augmentation du nombre atomique effective ( $\sigma_{\text{PE}}=f(E,Z)$ ), dans notre cas les dosimètre ( $Z_{\text{eff}}(\text{dosimètre}) = Z_{\text{eff}}(\text{eau})$ ), pour cela le rapport  $D_{\text{dos}}/D_{\text{eau}}$  augmente lorsque l'énergie diminue. Le résultat du calcule Monte Carlo montre que la réponse énergétique est diminué avec l'augmentation de l'énergie, la réponse varie de 235 % à 4 % lorsque l'énergie nominale du faisceau varie de 50 kV à 200 kV.

Notre résultats des deux dosimètres RPL GD-302 et GD-450 (sans filtre) sont très acceptables, aussi ils sont plus comparable avec ce qui est publier dans les littératures pour les domaines méga-voltage de rayon X, due à la prédominance de l'effet Compton, où les calcules Monte Carlo donne une variation entre -5% à 7% pour les faisceaux 6, 10, 15 et 25 MV.

## CONCLUSION GENERALE

---

D'après ce travail de la simulation Monte Carlo avec le code MCNP, on peut dire que le modélisation Monte Carlo est un outil très performant qui peut se substituer à la mesure expérimentale lorsque celle-ci est complexe à réaliser.

Enfin, les deux dosimètres de verre phosphaté dopé à l'argent RPL GD-450 et GD-302 (sans filtre) ne sont pas recommandés pour l'utilisation au champs du travail comme la radiodiagnostic où le faisceaux de rayon X ont des moyennes énergies. Par contre ils sont recommandables dans les domaines utilisent les faisceaux rayon X de haute énergie. Donc à cause de leur numéro atomique élevé des dosimètres RPL GD-302 et GD-450, des filtres de compensation de l'énergie (aluminium, cuivre, étain...) doivent être utilisés pour obtenir une réponse énergétique acceptable.

# *Références*

## Références

- [1] H. Métivier ,Radioprotection et ingénierie nucléaire,EDP Sciences 2006.
- [2]D. benoit, mise au point et évaluation d'un système fibré de dosimétrie en ligne utilisant des matériaux phosphorescents stimulables optiquement application à la mesure de dose en radiothérapie et au monitoring de faisceaux, Thèse de doctorat, Université de Toulouse,2008.
- [3] M, Anna-Leena," Clinical applications of radiophotoluminescence (RPL) dosimetry in evaluation of patient radiation exposure in radiology. Determination of absorbed and effective dose"2014.
- [4] Y. Ould Salem" Etude expérimentale et modélisation Monte Carlo des grandeurs opérationnelles en métrologie des rayonnements ionisants : application à la dosimétrie neutrons par radiophotoluminescence " Thèse de doctorat, Université de Strasbourg,2014.
- [5] C. Jimonet et H. Métivier, "Personne compétente en radioprotection Principes de radioprotection– réglementation", EDP Sciences 2007
- [6] D. Mouhssine, Étude d'une nouvelle génération de dosimètre basée sur les détecteurs photo stimulables type BaFBr(Eu) : caractérisation et application à la dosimétrie environnementale et personnelle, thèse de doctorat ,Université Louis Pasteur-Strasbourg I,2004.
- [7] E.B. Podgorsak "Radiation oncology physics: A handbook for teachers and students", Vienna: Technical Editor, IAEA, 2005.
- [8] H. Métivier "Radioprotection et ingénierie nucléaire"EDP Sciences 2006.
- [9] M. Vanstalle"Dosimétrie électronique et métrologie neutrons par capteur CMOS à pixels actifs" ,Thèse de doctorat, Université de Strasbourg,2011.
- [10] A.A0 LYOUSSI Détection de rayonnements et instrumentation nucléaire, EDP Sciences 2010.
- [11] J.N .BADEL" Contrôle dosimétrique des traitements de radiothérapie par simulation Monte Carlo de l' image de dose portale transmise" ,Thèse de doctorat, Ecole doctorale : EEA,2009
- [12]S. Till "Nouvelle approche de la dosimétrie des rayonnements ionisants par mesure de fluorescence, Selon la technique du comptage de photon unique ,corrélé n temps à la l'échelle manaseconde" ,Thèse de doctorat, Université de Strasbourg,2011.
- [13] R. Antoni, L. Bourgois" Physique appliquée à l'exposition externe Dosimétrie et radioprotection" 2013 .
- [14] E.B. Podgorsak " Radiation Physics for Medical Physicists".2005.

- [15] E. Spasic" Dosimétrie in vivo intracavitaire basée sur La Luminescence Stimulée Optiquement De l'Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>:C dédiée à la curiethérapie", Thèse de doctorat, Université de Lorraine,2012.
- [16] E.B. Podgorsak " Review of Radiation Oncology Physics: A Handbook for Teachers and Students", Vienna: Technical Editor, IAEA, 2005.
- [17] D.R. Dance et al" Diagnostic Radiology Physics: A Handbook for Teachers and Students Vienna: Technical Editor, IAEA, 2014.
- [18] C. Moignier "Dosimétrie des faisceaux de photons de petites dimensions utilisés en radiothérapie stéréotaxique ", Thèse de doctorat, Université paris-SUD,2014
- [19] C. Bassinet" datation par luminescence : recherches méthodologiques et applications au volcanisme dans l'environnement de laschamp", Thèse de doctorat, Université blaise pascal,2007
- [20] O. ROY" Etude de la lu min ce stimulée optiquement (OSL) pour la détection de rayonnements :application à un capteur à fibre optique de rayonnement y" RAPPORT CEA-R-5806.1998.
- [21] J. Nénot, J. Brenot, D. Laurier, A. Rannou et D. Thierry. Publication 103 de la ICRP. Recommandations 2007 de la commission internationale de protection radiologique,2007.
- [22] Commission canadienne Canadian Nuclear de sûreté nucléaire Safety Commission
- [23] International Commission on radiation Units and Measurements. Determination of opérational dose equivalent for neutrons. ICRU report 66, 2001.
- [24] Serre S. Développement d'un système de spectrométrie de neutrons étendu au domaine des hautes énergies, Thèse IRSN, Laboratoire de métrologie et de dosimétrie des neutrons (LMDN). (2010)
- [25] P. Olko"Advantages and disadvantages of luminescence dosimetry" Radiation Measurements 45pp 506–511(2010)
- [26] Zeljka Knezevic, Liliana Stolarczyk, Igor Bessieres, Jean Marc Bordy. Photon dosimetry methods outside the target volume in radiation therapy: Optically stimulated luminescence (OSL)thermoluminescence (TL) and radiophotoluminescence RPL dosimetry .Radiation Measurements 57 pp9-18(2013).
- [27] E. Antonio et al " Thermoluminescent Dosimeter Use for Environmental Surveillance at the Hanford Site, 1971–2005", the U.S. Department of Energy under Contract DE-AC05-76RL01830. Pacific Northwest National Laboratory Richland, Washington 99352 2010.
- [28] R. Clark" Intrinsic Dosimetry: Properties and Mechanisms of Thermoluminescence in Commercial Borosilicate Glass", the U.S. Department of Energy under Contract DE-AC05-76RL01830. Pacific Northwest National Laboratory Richland, Washington 99352 .2012.

- [29] G. portal" Etude et développement de la dosimétrie par radiothermoluminescence" Rapport CEA-R-4943, 1978.
- [30] T. Yamamoto D. Maki, F. Sato "The recent investigations of radiophotoluminescence and its application" Radiation Measurements 46 1554e1559,2011.
- [31]G. MARINELLO" thermoluminescence dosimetry applied to quality assurance in radiotherapy, brachytherapy and radiodiagnostic Departement inter-hospitalier de cancerologie, Service de radiotherapie. Centre hospitalo-universitaire,Creteil, France "pp267-280,1997
- [32]F.Abba et al "Datation par Thermoluminescence" Bull .Inst.Fr.Et .vol n<sup>o</sup>3-4pp91-104,1976
- [33] COLLECTION NORMES DE SÛRETÉ N° RS-G-1.3. Évaluation de l'exposition professionnelle due aux sources externes de rayonnements. AIEA, VIENNE, 2004.
- [34] P. A. Jursinic" Characterization of optically stimulated luminescent dosimeters, OSLDs, for clinical dosimetric measurements" West Michigan Cancer Center, 200 North Park Street, Kalamazoo, Michigan 49007 .Received 26 April 2007;pp4595-4604.2007
- [35] James barton et claude guillemet « le verre » science et technologie 2005.
- [36] B.TIOUA " Etude Spectroscopique des ions trivalents de terre rares dans les verres Sb<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-M<sub>2</sub>O" Thèse de magister. centre universitaire d.E l-oued.2010
- [37] A. Baggas. état d'art des verres dopés aux ions terres rares pour les applications. Thèse de magister. centre universitaire d.E l-oued.2010
- [38] M. BELLEC" Nanostructuration par laser femtoseconde dans un verre photoluminescent" , thèse de doctorat , Université bordeaux 1,2009.
- [39] 1]David Y.C. Huang and Shih-Ming Hsu .Radio Photoluminescence Glass Dosimeter (RPLGD), Advances in Cancer Therapy(2011), Prof. Hala Gali-Muhtasib (Ed.), ISBN: 978-953-307-703-1, InTech, Available from: <http://www.intechopen.com/books/advances-in-cancer-therapy/radio-photoluminescence-glass-dosimeter-rplgd> .
- [40] A. BIAU" Les techniques de dosimétrie passive" Radioprotection Vol. 46, n° 5, pages S23 à S43,2011
- [41]Y. Miyamoto "Ionizing radiation sensor utilizing radiophotoluminescence in Ag<sup>+</sup> - activated phosphate glass and its application to environmental radiation monitoring " Sensors and Materials,Vol.22,No.5 pp235-245,2010.
- [42] N. Metropolis et S. Ulam. The Monte Carlo method. Journal of American Statistical Assosiation, vol. 44, n°.247, pp. 335-341, 1949
- [43] N. Reynaert et al" Netherlands Commission on Radiation Dosimetry Subcommission Monte Carlo Treatment Planning" Report 16 of the Netherlands Commission on Radiation Dosimetry, 2006.
- [44] S. Dziri "Etudes expérimentales et simulations Monte Carlo enspectrométrie gamma: Correction des êtes de cascade et de matrice pour des mesures environnementales" Thèse

de doctorat, Université de Strasbourg, 2013

- [45] N. Martin "Application de la méthode des sous-groupes au calcul Monte-Carlo multigroupe" thèse de doctorat, université de Montréal 2011.
- [46] J. Gouriou "Utilisation des codes de Monte-Carlo dans l'établissement de références dosimétriques pour les rayonnements ionisants" CEA, LIST, Laboratoire national Henri Becquerel (LNE-LNHB), F-91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France, [jean.gouriou@cea.fr](mailto:jean.gouriou@cea.fr). pp13-26 no 29, 2012.
- [47] Geant4 Collaboration "Geant4 Installation Guide : Building and Installing Geant4 for Users and Developers by Geant4 Collaboration Version: geant4 10.1 Publication date 5 December 2014.
- [48] D. E. Wagoner "Using the EGS electromagnetic shower simulation program for SSC calculations" Florida A & M University, Tallahassee, FL 32307, pp487-489
- [49] W. R. Nelson "Structure and Operation of the EGS4 Code System" SLAC PUB-4792 pp1-18, 1988.
- [50] J. K. Shultis "AN MCNP PRIMER", Vienna: Mechanical and Nuclear Engineering, 2004–2011.
- [51] Jeong-Eun Rah, Ui-Jung Hwang, Hojin Jeong, Sang-Yeob Lee. "Clinical application of glass dosimeter for in vivo dose measurements of total body." *Radiation Measurements* 46 pp40-45(2011).
- [52] T. Kurobori, Y. Miyamoto, Y. Maruyama. "A comparative study of optical and radiative characteristics of X-ray-induced luminescent defects in Ag-doped glass and LiF thin films and their applications in 2-D imaging." *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B* 326 pp76–80(2014).
- [53] A. H. Benali, G. Mededkour, Ishak-boushaki, Anourredine. "Comparison of RPL GD-302 and TLD GD-100 detectors responses by Monte Carlo simulation." Owned by the authors, published EDPS sciences. 2015
- [54] "Absorbed Dose Determination in External Beam Radiotherapy An International Code of Practice for Dosimetry Based on Standards of Absorbed Dose to Water," TECHNICAL REPORTS SERIES No. 398.2000
- [55] J.-Eun Rah, Ju-Young Hong "A comparison of the dosimetric characteristics of a glass rod dosimeter and a thermoluminescent dosimeter for mailed dosimeter" *Radiation Measurements* 44 pp18-22.2009.
- [56] Hideyuki Mizuno, Tatsuaki Kanaia, Yohsuke Kusanob, Susumu Koa, "Feasibility study of glass dosimeter postal dosimetry audit of high-energy radiotherapy photon beams," *Radiotherapy and Oncology* 86 pp258–263 2008.
- [57] Einar Waldeland, Eirik Malinen. "Review of the dose-to-water energy dependence of alanine and lithium EPR dosimeters and LiF TL-dosimeters - Comparison with Monte Carlo simulations," *Radiation Measurements* 46 pp945-951, 2011.

- [58] Eli Olaug Hole and Einar Sagstuen. The energy dependence of lithium formate and alanine EPR dosimeters for medium energy x rays *Medical Physics*, Vol. 37, No. 7, July 2010
- [59] P. N. Mobity et al "A Monte Carlo study of the quality dependence factors of common TLD materials in photon and electron beams" *Phys. Med. Biol.* vol 43 pp2015–2032. Printed in the UK 1998

## ملخص:

هدفنا هو دراسة استجابة اثنين من مقاييس الجرعات (الكواشف) الزجاجية RPL GD-302 و RPL GD-450 من حيث تأثير السطح (الحقل) الإشعاعي والاستجابة الطاقوية.

في هذه الدراسة استخدمنا برنامج محاكاة يعتمد على طريقة "مونتي كارلو" وهو MCNP5 ، لحساب معامل السطح الإشعاعي مع حقل من 5 × 5 إلى 20 × 20 سم<sup>2</sup>، والاستجابة الطاقوية لحزم إشعاعية متوسطة الطاقة متوسطة من 50 إلى 200 كيلو فولت و حزم إشعاعية عالية الطاقة من 6 إلى 25 ميغافولت مع إستعمال حزمة أشعة غاما <sup>60</sup>Co كحزمة إشعاع مرجعية.

نتائجنا تظهر ان عامل تأثير السطح (الحقل) الإشعاعي والاستجابة الطاقوية مع الحزم العالية الطاقة جيدة و قابلة للمقارنة مع الأبحاث المنشورة، على العكس مع الحزم المتوسطة الطاقة فالإستجابة الطاقوية عالية جدا وبالتالي غير مقبول.

وفي الختام، مقاييس الجرعات (الكواشف) الزجاجية RPL GD-302 و RPL GD-450 دون المرشحات يمكن أن تستخدم كمقاييس (كواشف) للمعايرة في العلاج الإشعاعي، كما لا ينصح بإستخدامها كمقاييس للجرعات الشخصية في مجالات تشخيص الشعاعي.

**كلمات مفتاحية:** مقاييس الجرعات RPL ، محاكاة مونت كارلو MCNP، تأثير السطح (الحقل) الإشعاعي، الاستجابة الطاقوية

## Abstract

Our objective is to optimize the response of two glass dosimeters RPL GD-302 and GD-450 without filters in terms of output factor and energy response .

In this study we used the Monte Carlo code MCNP5, to calculate the output factor with a field size of 5 × 5 field 20 × 20 cm<sup>2</sup>, and the energy response of medium energy beams for 50 to 200 kV and high energy beams for 6 to 25 MV with <sup>60</sup>Co beam as reference beam.

Our results show that output factor and the energy response with mega-voltage beams (high energy) are very comparable with published papers, against energy response with kilo-voltage beams (medium energy) is very high and therefore not acceptable.

In conclusion, the two glass dosimeter RPL GD-302 and GD-450 without filters can be used as calibration dosimeter in radiation therapy, by cons are not recommended to use as personal dosimeters in the areas of radiodiagnostic.

**Keywords:** Radiophotoluminescence dosimeters RPL, Monte Carlo simulation, opening, output factor, energy response.

## Résumé

Notre objective est l'optimisation de la réponse de deux *dosimètres de verre* RPL GD-302 et GD-450 sans filtre en terme de l'influence d'ouverture de la collimation et la réponse énergétique.

Dans cette étude nous avons utilisés *le code Monte Carlo MCNP5*, pour calculer le facteur d'ouverture de la collimation avec une taille du champ de 5×5 à 20×20 cm<sup>2</sup>, et la réponse énergétique pour des faisceaux d'énergie moyen de 50 à 200 kV et des faisceaux d'énergie élevé de 6 à 25 MV avec le faisceau du <sup>60</sup>Co comme faisceau référence.

Notre résultats apparaitre que le facteur d'ouverture du collimation et la réponse énergétique avec les faisceaux méga-voltage sont très sui est publier dans la littérature, par contre la réponse énergétique avec les faisceaux kilo-voltage est très élevé et donc non acceptable.

En conclusion, les deux *dosimètres de verre* RPL GD-302 et GD-450 sans filtres peuvent être utilisé comme dosimètre d'étalonnage dans la radiothérapie, par contre ils ne sont pas recommandable d'utilisé comme dosimètres personnels dans les domaines de la radiodiagnostic.

**Mots clés:** Dosimètres radiophotoluminescence RPL, simulation Monte Carlo, facteur d'ouverture de la collimation, réponse énergétique.