

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

UNIVERSITE DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE
HOUARI BOUMEDIENE

FACULTE DE PHYSIQUE



Mémoire

En vue d'obtention du diplôme de **MAGISTER**

En : PHYSIQUE

Spécialité : Physique Médicale

Par : **HATTALI Belkacem**

Sujet :

Dosimétrie des faisceaux de haute énergie (photons et électrons) à l'aide de dosimètres thermoluminescents

Soutenu le 22 / 09 / 2007, devant le jury composé de :

Mr A.C. CHAMI	Professeur (USTHB)	Président
Mr M. ARIB	Chargé de Recherche (CRNA)	Directeur de thèse
Mme F. MEKKI	Professeur en radiothérapie	Examineur
Melle D. MEBHAH	Chargé de Recherche (CRNA)	Examineur
Mme G. MEDKOUR	Maitre de conférences (CRNA)	Examineur
Mr S. Khoudri	Ingénieur principal	Invité

Remerciement

Ce travail à été effectué au Laboratoire Secondaire d'Etalons en Dosimétrie (LSED) du Centre de Recherche Nucléaire d'Alger (CRNA).

Je tiens à témoigner ma gratitude et mes remerciements à mon encadreur Monsieur **Mehenna Arib** chargé de recherche au Centre de Recherche Nucléaire d'Alger pour avoir proposé et suivi de près la réalisation de ce travail et ses précieux conseils.

Je tiens aussi à exprimer mes vifs remerciements au professeur **A .C. CHAMI** pour avoir accepté de présider le jury d'évaluation de mon mémoire de fin d'études ainsi qu'à Mme **F. MEKKI**, Melle **D. MEBHAH** et Mme **G. MEDKOUR** pour avoir accepté d'être membres de ce jury.

Mes remerciement particuliers vont à monsieur **T.Medjaj** pour sa collaboration, son aide et ses précieux conseils durant la réalisation de mon travail expérimental au LSED, à monsieur **S. KHOUDRI**, pour son assistance durant la seconde étape de mon travail au CAC Blida ainsi qu'à monsieur **M. Tilmati** pour son aide précieuse et l'effort déployé pour corriger ce mémoire.

Je n'oublierais pas de remercier le professeur **A. AFIANE**, Chef de service de radiothérapie (CPMC) et le chef de Département de Physique des Rayonnements de la faculté de physique (USTHB), Madame **A. FRAHI-AMROUNE** pour le suivi de notre formation depuis le début, pour leur aide, leurs conseils et leurs encouragements.

Enfin, je tiens à exprimer ma gratitude pour tous ceux que je n'ai pas cité et qui ont contribué de près ou de loin à la réalisation de ce mémoire et à l'accomplissement de ce projet .

A tous, merci infiniment

Je dédie ce travail à mes très chers parents

HATTALI AHMED et GOURRI FATIHA

et

A mes frères et sœur

Ismail

Salim

Abderrahmen

Malika

Samira

Amina

Kamel et fouad

Table des matières

INTRODUCTION	4
Chapitre I	
INTERACTIONS RAYONNEMENTS MATIERE ET GRANDEURS ET UNITES DOSIMETRIES DES RAYONNEMENTS	
I.1. L'INTERACTION DES X ET γ AVEC LA MATIERE	6
I.1.1. l'effet photoélectrique	6
I.1.2. l'effet Compton	7
I.1.3. Effet de création de paire (e-, e+).....	7
I.1.4. Sections efficaces d'interactions	8
I.2- ATTENUATION DES RAYONNEMENTS ELECTROMAGNETIQUES	8
I.2.1- Loi d'atténuation	8
I.2.2- Couche de demi-atténuation	9
I.3- INTERACTION DES PARTICULES CHARGEES AVEC LA MATIERE	9
I.4- INTERACTION DES BETA (ELECTRON) AVEC LA MATIERE.....	9
I.5- INTERACTION DES NEUTRONS AVEC LA MATIERE	10
I.6. COEFFICIENT D'INTERACTION DES PARTICULES NON CHARGES AVEC LA MATIERE	10
I.6.1. Coefficient massique d'atténuation.....	10
I.6.2. Coefficient massique de transfert d'énergie.....	11
I.6.3. Coefficient massique d'absorption en énergie	11
I.7. COEFFICIENT D'INTERACTION DES PARTICULES CHARGEES AVEC LA MATIERE.....	11
I.7.1. Pouvoir massique de ralentissement	11
I.7.2. Transfert linéique d'énergie (TLE)	12
I.8. GRANDEURS ET UNITES DOSIMETRIQUES.....	12
I.8.1. Energie cédée	12
I.8.2. Dose absorbée	13
I.8.3. Kerma.....	13
I.8.4. Exposition	14
I.8.5. L'équilibre électronique	14
I.9. SYSTEME REGLEMENTAIRE DE RADIOPROTECTION	15
I.9.1. Classification des zones de travail et des travailleurs	15
I.9.2. Principes de la radioprotection.....	15
I.9.3- Protection contre l'exposition externe	16
I.9.4- Normes internationales de radioprotection	16

Chapitre II

PARAMETRES PHYSIQUES ET DOSIMETRIQUES DES UNITES D'IRRADIATION

II.2. LES FAISCEAUX ET LES UNITES DE RAYONS X.....	17
II.2.1. Production de rayons X.....	17
II.3. LES FAISCEAUX ET LES UNITES DE RAYONS GAMMA	20
II.3.1. Description de l'unité de ⁶⁰ Co LSED (ELDORADO 78).....	21
II.4. LES ACCELERATEURS LINEAIRES	22
II.4.1. Mode photons	23
II.4.2. Mode électrons.....	23
II.5. PENETRATION DU FAISCEAU DE PHOTONS DANS L'EAU.....	24
II.6. PARAMETRES DE TRAITEMENT PAR LES FAISCEAUX DE PHOTONS.....	27
II.6.1. Le champ équivalent.....	27
II.6.2. Le TPR	27
II.6.3- Le facteur de collimateur (RDF)	28
II.6.4. Profils des faisceaux de photons	29
II.7. PARAMETRES DE TRAITEMENT PAR FAISCEAUX D'ELECTRONS	31
II .7. 1 Introduction.....	31
II.7.2. La dose en profondeur	31
II.7.3. Facteur Output	34
II.7.4. Spécification de l'énergie pour les faisceaux d'électrons.....	34
II.7.5. Paramètres d'uniformité des profils de doses	34
II.7.6 Les profils pour l'accélérateur Clinac2100C :	35

Chapitre III

LA DOSIMETRIE PAR THERMOLUMINESCENCE

III.1. LE PHENOMENE DE LA THERMOLUMINESCENCE.....	36
III.1.1. Introduction	36
III.1.2. les défauts du cristal, pièges pour les porteurs	37
III.1.3. Dosimétrie par thermoluminescence	38
III.1.3.1. La luminescence	38
III.1.3.2. Théorème de stokes	40
III.1.3.3. Modèle générale de thermoluminescence.....	40
III.1.3.4. Modèle théorique du phénomène de thermoluminescence.....	42
III.1.3.5. Processus de thermoluminescence dans le LiF.....	45
III.1.4. Caractéristique générale des dosimètres TLD.....	47

III.4. LES FACTEURS DE TRANSFERTS (EAU, PMMA, POLYSTYRENE)	76
III.4.1. Introduction	76
III.4.2. Conditions d'irradiations	76
III.4.3. Facteurs de transfert	76
III.5. EVALUATION DES DOSES A L'AIDE DE LA TLD	77
III.5.1. Introduction	77
III.5.2. Facteur d'étalonnage pour le système TLD (K_{cal})	78
III.5.3. Courbes d'étalonnage de la poudre TLD100	79
III.5.4. Facteur de correction pour linéarité K_{lin}	80
III.5.5. Le Fading K_{fad}	81
III.5.6. Facteur de dépendance énergétique K_{en}	82
III.6. L'EFFET DU SUPPORT D'IRRADIATION (K_{hol})	83
III.6.1. Introduction	83
III.6.2. détermination expérimentale de K_{hol}	84
III.7. EFFET DE BRAS HORIZONTAL	85
III.8. SENSIBILITE DE LA POUDRE APRES ANNIHILATION	87

Chapitre IV

ÉTABLISSEMENT D'UNE METHODOLOGIE POUR L'AUDIT DES FAISCEAUX UTILISE EN RADIOTHERAPIE (APPLICATION POUR TROIS FAISCEAUX NATIONAUX)

IV.1. METHODOLOGIE POUR L'AUDIT DANS LES CONDITIONS DE REFERENCE	88
IV.1.1. Introduction	88
IV.1.2. Préparation de l'irradiation	88
IV.1.3. Irradiations des capsules	89
IV.2. METHODOLOGIE POUR L'AUDIT DANS LES CONDITIONS HORS CONDITION DE REFERENCE	89
IV.3. METHODOLOGIE POUR L'AUDIT HORS AXE	91
IV.3.1. Préparation de l'irradiation	91
IV.3.2. Irradiation des TLD pour la mesure du profil	92
IV.4. APPLICATION POUR L'AUDIT FES FAISCEAUX CLINIQUES NATIONAUX ET POUR UNE INTERCOMPARAISON INTERNATIONALE	94
IV.4.1. Les centres nationaux	94
CONCLUSION	99
ANNEXE	100

INTRODUCTION :

Les radiations ionisantes, produites par la désintégration des atomes radioactifs ou par les accélérateurs linéaires, sont de plus en plus utilisées en radiothérapie pour le traitement des tumeurs cancéreuses. Cependant, les résultats du traitement dépendent beaucoup de la précision sur la dose délivrée à la tumeur. Un sous dosage au niveau du volume cible augmente considérablement les risques de récurrence, alors qu'un sur dosage entraîne un taux de destruction cellulaire intolérable dans certains organes critiques.

L'ICRU a conclu qu'un écart de $\pm 5\%$ entre la dose absorbée prescrite par le radiothérapeute et la dose effectivement délivrée au volume cible, avait des conséquences néfastes sur les résultats du traitement radiothérapeutique. Ce niveau de tolérance a même atteint $\pm 3.5\%$.

Il est, donc, important de tout mettre en œuvre pour améliorer l'exactitude et la précision de la dose en radiothérapie afin d'assurer le succès du traitement. Il est évident que l'exactitude sur la dose absorbée de référence doit être meilleure que l'exactitude sur la dose absorbée délivrée au volume cible. Par conséquent le débit de référence du faisceau clinique est le premier paramètre à contrôler. Ces contrôles doivent inclure des procédures internes de vérifications réalisées par les centres de radiothérapies ainsi que des procédures externes effectuées par des groupes indépendants d'audit. Le but recherché peut être atteint en mettant en place des programmes d'assurance de qualité qui couvrent toutes les étapes du traitement à partir de la prescription de la dose jusqu'au traitement proprement dit.

Le présent travail spécifie les éléments d'un système de qualité applicable au programme de contrôle de dose pour les faisceaux de haute énergie à l'aide de la dosimétrie par thermoluminescence (TLD). Cette technique est appliquée par le groupe d'audit externe du Laboratoire Secondaire d'Etalons en Dosimétrie (LSED) du Centre de Recherche Nucléaire d'Alger (CNRA) pour le contrôle des faisceaux issus des unités de ^{60}Co et des accélérateurs des services de radiothérapie nationaux.

Dans le présent travail, nous utilisons des dosimètres TLD100 sous forme de poudre ($\text{LiF}:\text{Mg}:\text{Ti}$). Pour caractériser cette poudre TLD nous avons étudié ses propriétés dosimétriques. Ces dernières ont été analysées afin de déterminer et d'améliorer les performances des dosimètres utilisés.

Les facteurs étudiés pour la TLD 100 sont :

La réponse du matériau et sa reproductibilité ;

La réponse en énergie (Courbe de dépendance énergétique);

La perte de l'information avec le temps (Courbe de fading);

La réponse en fonction de la dose (Courbe de linéarité) ;

Par ailleurs, nous avons étudié :

Les paramètres de lecture

L'effet des matériaux utilisés (fantômes, support d'irradiation, lecteurs)

Le présent mémoire est subdivisé en quatre chapitres. Dans le chapitre I, nous avons donné une description générale sur les interactions rayonnements-matière ainsi les grandeurs et unités de dosimétrie utilisés en radiothérapie. Le second chapitre est consacré aux aspects physiques et dosimétriques des unités de traitement. Le troisième chapitre traite la théorie et la caractérisation de la poudre thermoluminescente TLD100. Les facteurs liés aux matériels utilisés (fantômes, supports d'irradiation, lecteurs et poudre) y sont traités en détail. Une application directe de notre travail est décrite dans le chapitre IV, dans lequel nous avons décrit la méthodologie établie et suivie pour l'audit des faisceaux utilisés en radiothérapie (application pour l'audit des faisceaux nationaux et intercomparaison avec les centres de référence internationaux). Enfin, nous avons terminé avec une conclusion générale et l'établissement d'un protocole pour l'utilisation des TLD au Laboratoire Secondaire d'Etalons en Dosimétrie.

CHAPITRE I

***Interactions rayonnements matière et
Grandeurs et unités dosimétriques des
rayonnements***

I.1. L'INTERACTION DES X ET γ AVEC LA MATIÈRE :

Suivant l'énergie des X ou des γ nous pouvons avoir les processus d'interaction suivants : [BLA90].

I.1.1. l'effet photoélectrique :

Le photon entre en collision avec un électron des couches internes de l'atome. L'énergie E du photon incident est transférée à l'électron qui est éjecté de sa couche. Une partie de cette énergie est utilisée pour "extraire" l'électron interne (énergie de liaison W); l'excédent d'énergie se retrouve sous forme d'énergie cinétique E_{cin} de l'électron éjecté ($E = W + E_{\text{cin}}$) (figure 1.1). L'effet photoélectrique ne peut avoir lieu que si l'énergie du photon incident est supérieure à l'énergie de liaison de l'électron. Le retour de l'atome à l'état fondamental s'accompagne d'une émission de photon de fluorescence ou d'un électron Auger.

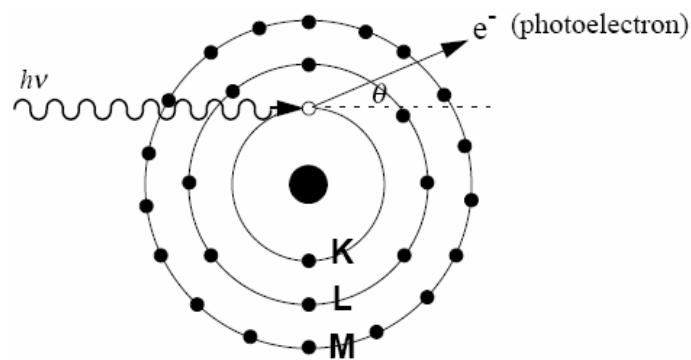


Figure 1.1: Effet photoélectrique.

Le photon de fluorescence est émis lorsqu'un électron des couches supérieures prend la place de l'électron éjecté. Parfois, pour des milieux de Z petit, le photon de fluorescence produit un nouvel effet avec émission d'un électron: c'est l'effet Auger.

La probabilité d'avoir un effet photoélectrique entre le rayonnement électromagnétique et la matière est décrite par la section efficace de l'effet photoélectrique qui dépend fortement de l'énergie du photon incident et du numéro atomique Z du milieu absorbeur.

L'effet photoélectrique est très favorisé dans les milieux de numéro atomique élevé.

I.1.2. l'effet Compton :

Le photon incident interagit avec un électron, mais cet électron à une énergie de liaison beaucoup plus faible que celui impliqué dans l'effet photoélectrique. La diffusion Compton concerne donc des électrons moins liés, L'électron cible est expulsé dans une direction donnée, C'est l'électron Compton. Le photon incident est diffusé dans une direction qui fait un angle avec la direction de l'électron Compton (figure 1.2). Lorsque l'énergie du photon incident croît, l'énergie emportée par l'électron Compton devient de plus en plus importante par rapport à celle du photon diffusé.

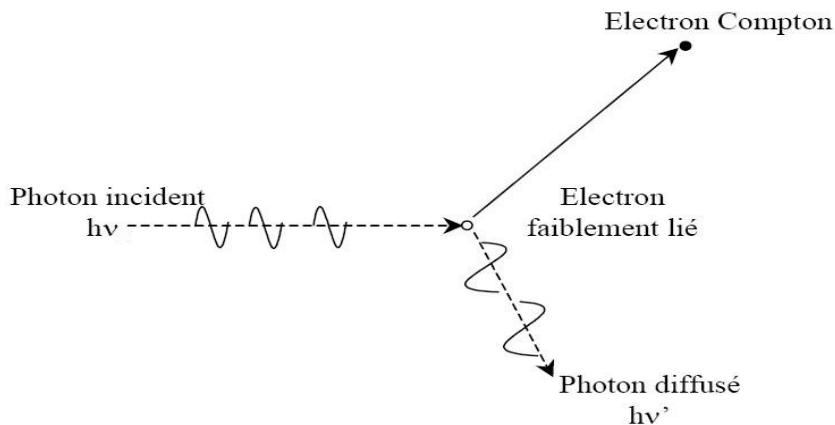


Figure 1.2: Effet Compton

I.1.3. Effet de création de paire (e-, e+) :

L'effet de matérialisation se produit à énergie élevée ($E > 2.0,511\text{MeV}$). Le photon pénétrant dans le champ Coulombien d'un noyau se matérialise sous forme d'une paire électron-positron (e^-, e^+). L'électron et le positron sont ralentis dans la matière environnante. A la fin de son parcours, le positron interagit avec un électron et s'annihile ce qui engendre l'émission de deux photons de 511 keV. Les lois de conservation du moment cinétique font que ces deux photons sont émis dans des directions opposées

(figure 1.3).

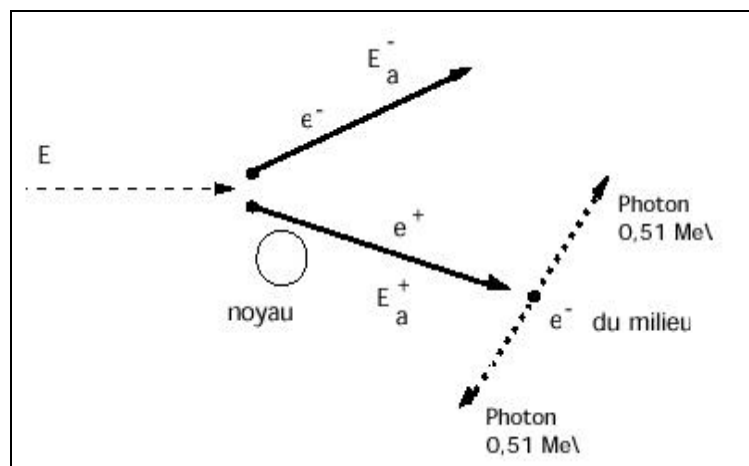


Figure 1.3 : création de paire.

I.1.4. Sections efficaces d'interactions :

A chacun de ces modes d'interaction est associée une section efficace, qui dépend de l'énergie des photons incidents et du numéro atomique Z du matériau traversé. L'importance relative de ces trois modes en fonction de E et Z est représentée sur la figure 1.4, où σ_{ph} , σ_c et σ_{pair} représentent les sections efficaces des effets photoélectrique, Compton et création de paires respectivement. []

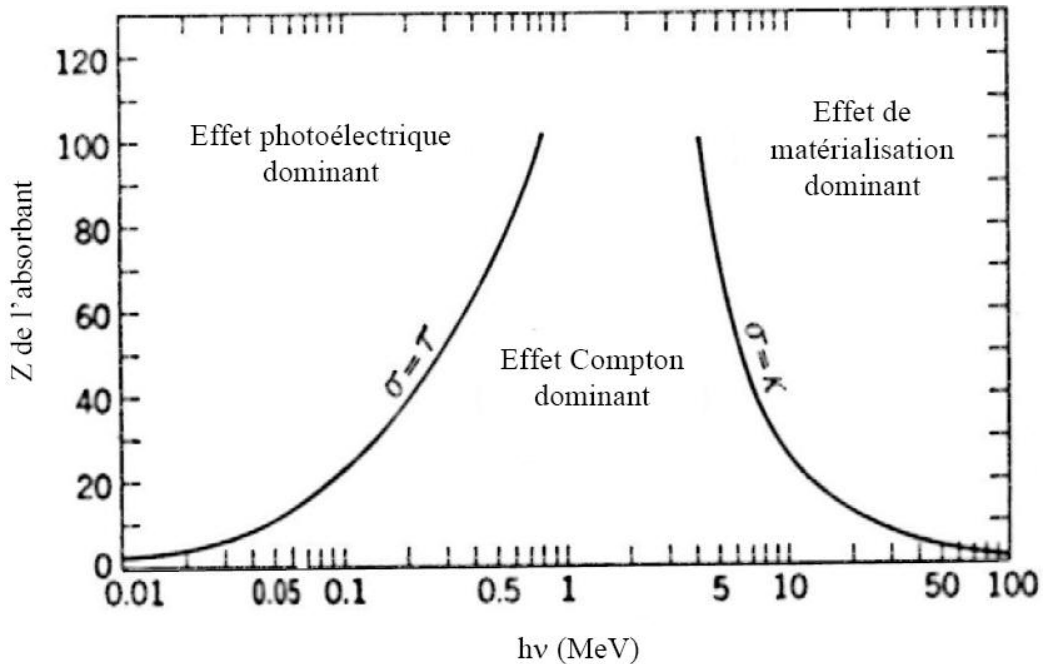


Figure 1.4: Domaine des trois phénomènes d'interaction.

L'interaction des photons avec la matière a comme section efficace la somme de toutes les sections efficaces des différents processus. Elle est donnée par :

$$\sigma_{tot} = \sigma_{ph} + \sigma_c + \sigma_{pair}. \tag{1.1}$$

I.2- ATTENUATION DES RAYONNEMENTS ELECTROMAGNETIQUES :

Au contraire des particules chargées qui cèdent progressivement leur énergie à la matière, les rayonnements électromagnétiques disparaissent brutalement à la suite d'une interaction. On ne peut plus parler de ralentissement. Il faut introduire la notion d'atténuation.

I.2.1- Loi d'atténuation :

Dans le cas d'un faisceau monochromatique parallèle de rayons X ou γ , le nombre de rayons émergent (N) n'ayant subi aucune interaction dans la traversée d'un écran d'épaisseur X est lié au nombre de rayons incidents (N_0) par la relation :

$$N = N_0 \cdot e^{-\mu X} \tag{1.2}$$

μ : le coefficient linéique global d'atténuation dont l'unité est cm^{-1} ; qui dépend de l'énergie des photons incidents et de la nature du matériau.

I.2.2- Couche de demi-atténuation :

On appelle couche de demi-atténuation (CDA) l'épaisseur de matériau nécessaire pour atténuer d'un facteur 2 le nombre initial de photons. Elle est tirée à partir de la relation (1.2)

On a la relation :

$$CDA = X_{1/2} = \ln 2 / \mu \quad (1.3)$$

Cette relation souligne l'analogie entre la loi de décroissance radioactive des noyaux et l'atténuation d'un faisceau de photons.

Le tableau suivant donne quelques valeurs de CDA dont l'unité est cm:

Tableau 1.1: épaisseurs de demi-atténuation exprimée (en mm) de quelques matériaux.

Energie (keV)	aluminium	fer	cuivre	plomb	béton
20	0.8	0.037	0.025	0.007	1
60	9.5	0.78	0.53	0.16	13
100	15.1	2.5	1.8	0.15	19
20	21.7	6.4	5.3	0.6	26
500	30.3	10.6	9.3	4.5	37
1000	42	14.7	12.7	10	50
2000	60	20.6	18.4	14	72

I.3- INTERACTION DES PARTICULES CHARGÉES AVEC LA MATIÈRE :

Dans le cas des particules chargées, c'est à dire à partir de proton de masse très grande devant la masse de l'électron ($M_p/m_e=1837$), et pour des énergies supérieures à 1 MeV, on remarque un ralentissement des particules sans déviation. Donc les particules perdent leur énergie progressivement en la transférant aux électrons du milieu. Ce transfert de l'énergie peut se faire par excitation ou par ionisation des atomes du milieu. [ATT87]

I.4- INTERACTION DES BETA (ELECTRON) AVEC LA MATIÈRE :

Les électrons vont céder leur énergie par ionisation des atomes du milieu traversé, mais également par émission de rayonnements électromagnétiques de freinage chaque fois qu'ils sont déviés de leurs trajectoires. Ce dernier point est caractéristique de la faible masse de l'électron. Les autres particules perdent de l'énergie par rayonnement de freinage pour les énergies élevées.

I.5- INTERACTION DES NEUTRONS AVEC LA MATIERE :

Les interactions les plus communes des neutrons thermiques avec la matière sont les réactions de capture (n, γ), la diffusion élastique (n, n), les réactions nucléaires avec émission de particules chargées de type (n, p) et (n, α) pour certains éléments légers et la fission. Dans quelques nucléides, comme le ^{10}B , la section efficace d'interaction suit la loi connue de l'inverse du carré de la vitesse du neutron ($1/v^2$), ce qui permet de mesurer la fluence neutronique en utilisant des techniques d'activation. La perte d'énergie ou le ralentissement des neutrons rapides dans un matériau se fait principalement par diffusions élastiques sur les noyaux des atomes le constituant. Ce ralentissement peut également s'opérer à la suite de diffusions inélastiques ou de réactions nucléaires sur les noyaux du milieu ralentisseur. La perte d'énergie moyenne du neutron rapide par choc élastique est d'autant plus grande que le noyau cible léger. La perte d'énergie maximale est atteinte pour l'hydrogène qui représente le meilleur ralentisseur pour les neutrons rapides.

Il a été montré que l'énergie moyenne des neutrons après une $n^{\text{ème}}$ collision élastique sur des noyaux d'hydrogène est donnée par : [BUS85]

$$\overline{E}_n = \frac{\int_0^{E_1} E \cdot f_n(E) dE}{\int_0^{E_1} f_n(E) dE} = \frac{E_1}{2} \quad (1.4)$$

$$f_n(E) = \frac{1}{(n-1)! E_1} \left(\ln \frac{E_1}{E} \right)^{n-1} \quad (1.5)$$

$f_n(E)$ Représente la fonction donnant la forme du spectre des neutrons en fonction de l'énergie.

E_1 : est l'énergie initiale du neutron.

I.6. COEFFICIENT D'INTERACTION DES PARTICULES NON CHARGES AVEC LA MATIERE :

I.6.1. Coefficient massique d'atténuation :

Le coefficient massique d'atténuation, $\frac{\mu}{\rho}$, d'un milieu pour des particules ionisantes non chargées est le quotient de dN/N par, $\rho \cdot dl$, ou dN/N est la fraction des particules qui subissent des interactions en parcourant l'élément de longueur dL du milieu de masse unité : $\text{m}^{-2} \cdot \text{Kg}^{-1}$.

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{1}{\rho \cdot N} \frac{dN}{dl} \quad (1.6)$$

μ : Le coefficient linéique d'atténuation.

I.6.2. Coefficient massique de transfert d'énergie :

Le coefficient massique de transfert d'énergie, $\frac{\mu_{tr}}{\rho}$, d'un milieu pour des particules ionisantes non

chargées, est le quotient de $\frac{dE_{tr}}{E_n}$ par ρdl ou E est l'énergie cinétique de chacune des particules

excluant l'énergie de masse au repos), N est le nombre de particules, et $\frac{dE_{tr}}{E_n}$ est la fraction de

l'énergie cinétique à des particules chargées émises lors des interactions selon l'élément de longueur dl du milieu de masse volumique ρ .

$$\frac{\mu_{tr}}{\rho} = \frac{1}{\rho_{EN}} \frac{dE_{tr}}{dl} \quad (1.7)$$

Unité : $m^2 \cdot Kg^{-1}$

I.6.3. Coefficient massique d'absorption en énergie :

le coefficient d'absorption massique en énergie μ_{en}/ρ , d'un milieu donné pour les particules ionisantes non chargées, est le produit du coefficient de transfert massique en énergie μ_{tr}/ρ , par (1-g), ou g est la fraction de l'énergie des particules secondaires chargées perdue par émission de rayonnement de freinage.

$$\frac{\mu_{en}}{\rho} = \frac{\mu_{tr}}{\rho} (1 - g) \quad (1.8)$$

Unité : $m^2 \cdot Kg^{-1}$

I.7. COEFFICIENT D'INTERACTION DES PARTICULES CHARGÉES AVEC LA MATIÈRE :

I.7.1. Pouvoir massique de ralentissement :

le pouvoir massique de ralentissement (d'arrêt) total, s/ρ , d'un milieu pour des particules chargées est le quotient de dE par $\rho \cdot dl$ ou dE est l'énergie perdue par une particule chargée en parcourant un élément de longueur dl du milieu de masse volumique ρ .

$$\frac{S}{\rho} = \frac{1}{\rho} \frac{dE}{dl} \quad (1.9)$$

Unité : J.m².Kg

E peut être exprimée en eV ; dans ce cas $\frac{S}{\rho}$ peut être exprimé en eV.m².Kg⁻¹

I.7.2. Transfert linéique d'énergie (TLE) :

En traversant la matière, les particules chargées perdent leur énergie selon différents types d'interactions : les interactions élastiques et inélastiques se font avec les électrons orbitaux et les noyaux atomiques du milieu ralentisseur.

Pour mesurer le ralentissement des particules chargées, on utilise la grandeur TLE qui représente la perte d'énergie, par unité de longueur de trajectoire des particules incidentes, consécutivement à leurs chocs avec les électrons.

L'expression de TLE en mécanique relativiste, est donnée par la formule de Bethe [ATT87]:

$$TLE = \left| -\frac{dE}{dx} \right| = \frac{z^2 e^4}{4\pi\epsilon_0 m_e v^2} NZ \left[\log \left(\frac{2m_e v^2}{I} \right) - \log \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right) - \frac{v^2}{c^2} - \frac{C_K}{z} \right] \quad (1.10)$$

z: la charge de la particule incidente ; v, sa vitesse ;

m_e : la masse au repos de l'électron ; e, sa charge ;

ε₀ : la permittivité du vide : 8,854.10⁻¹⁰ F .cm⁻¹ ;

c : la vitesse de lumière dans le vide : 3.10⁸ m/s

N : le nombre des noyaux cibles par unité de volume du matériau absorbant de numéro atomique Z ;

C_K, un terme de correction qui dépend de l'énergie et de Z lorsque l'on tient compte de la structure complète des noyaux de la matière ;

I : la valeur moyenne du potentiel d'ionisation tenant compte de l'ionisation et de l'excitation des atomes ralentisseurs, donnée par la formule semi empirique (en eV):

$$I = 9.1 \times z \left(1 + 1.9 \times z^{-2.3} \right) \quad (1.11)$$

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 [ATT87].

I.8. GRANDEURS ET UNITES DOSIMETRIQUES :

Les grandeurs et unités radiologiques ont été définies dans l'ICRU 33 on trouve

I.8.1. Energie cédée :

L'énergie E cédée par des rayonnements ionisants à la matière dans un volume V donnée est :

$$E = \sum E_e + \sum E_s \quad (1.12)$$

$\sum E_e$: La somme des énergies de toutes les particules directement et indirectement ionisantes qui sont entrées dans le volume V

$\sum E_s$: La somme des énergies de toutes les particules directement et indirectement ionisantes qui sont sorties du volume V

I.8.2. Dose absorbée :

La dose absorbée (D) est l'énergie absorbée par unité de masse :

$$D = d\varepsilon/dm \quad (1.13)$$

Où $d\varepsilon$ est l'énergie moyenne communiquée par le rayonnement à la matière, dans un élément de volume, et dm est la masse de la matière contenue dans cet élément de volume. Dans ce règlement, le terme « dose absorbée » désigne la dose moyenne reçue par un tissu ou un organe.

L'unité de dose absorbée est le gray (Gy), un Gy équivaut à un joule par kilogramme: $1\text{Gy} = 1.\text{J/kg}$

I.8.3. Kerma :

Le Kerma représente l'énergie cinétique libérée dans le milieu par le rayonnement indirectement ionisant (photon, neutron). Il traduit le premier acte de transfert d'énergie, à savoir la mise en mouvement par collision des particules secondaires (figure.1.5). Kerma est l'abréviation de «Kinetic Energy Released per unit Mass in the medium». Sur la Figure 1.5., il correspond à l'énergie transférée en (a) et se définit par la relation :

$$K = \frac{dE_{cin}}{dm} \quad (1.14)$$

Où E_{cin} représente la somme des énergies cinétiques initiales de toutes les particules chargées mises en mouvement par les rayonnements indirectement ionisants dans le volume de référence de masse dm .

L'unité du Kerma est le Gray (Gy) qui représente 1 J/kg

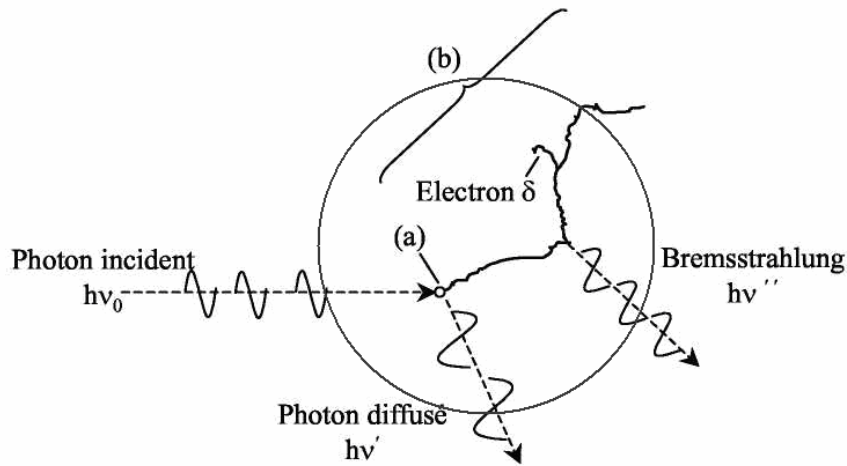


Figure 1.5 : Représentation schématique du transfert d'énergie d'un photon au milieu traversé.

L'interaction a lieu en (a) avec gain d'énergie cinétique pour un électron du milieu. Celui-ci va la perdre progressivement le long de son parcours (b) constitué de petites collisions. Du rayonnement de freinage est émis suite à une interaction entre l'électron et un noyau du milieu.

I.8.4. Exposition :

L'exposition au rayonnement est le rapport de charge totale dQ dans un volume d'air de masse dm , lorsque tous les électrons libérés par les photons dans cette élément de masse d'air sont complètement arrêtés dans l'air.

$$X = \frac{dQ}{dm} \tag{1.15}$$

L'unité : $C.Kg^{-1}$

L'ancienne unité utilisée était le Roentgen (R)

$$1R = 2.58.10^{-4} C.Kg^{-1} \quad [GAM97].$$

I.8.5. L'équilibre électronique :

Lorsqu'un faisceau de photons pénètre dans un milieu (m), des électrons secondaires sont créés (fig. 1.6.a). L'équilibre électronique est réalisé en un point lorsque, dans un rayon 'R' égale au parcours maximal des électrons secondaires :

- la fluence des photons est uniforme.
- le milieu est homogène

Le flux d'électrons secondaires augmente (figure 1.6) et ceci jusqu'à une profondeur égale au parcours des électrons d'énergie maximale mis en mouvement dans le milieu, c'est la profondeur de l'équilibre électronique x_e , puis il diminue à cause de l'atténuation du faisceau par la matière.

L'énergie transférée $d\xi K$ dans une masse dm serait égale à l'énergie $d\xi$ qui y est déposée, dans ce cas le Kerma ($d\xi K/dm$) égale à la dose absorbée ($d\xi/dm$) :

$$K=D \tag{1.16}$$

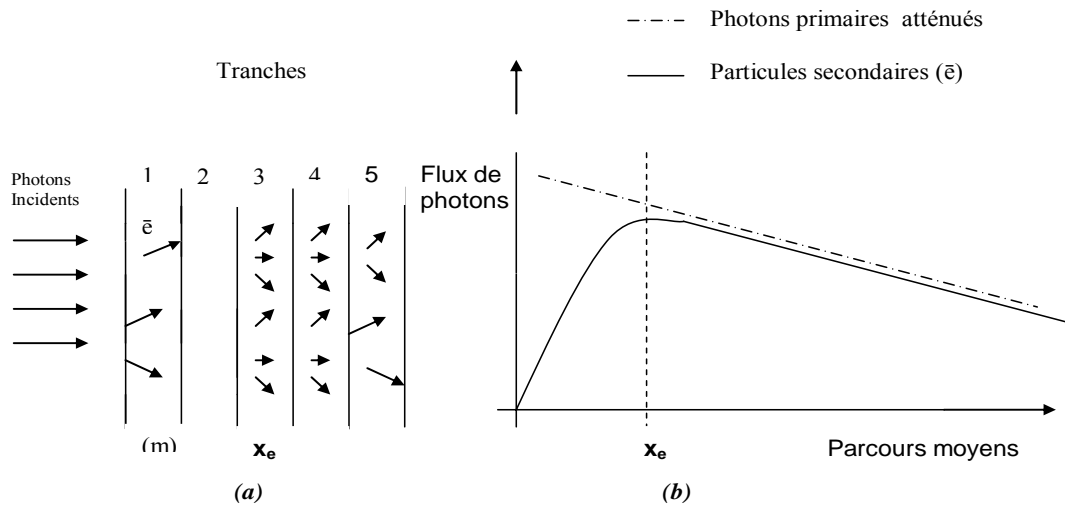


Figure 1.6: l'équilibre électronique

I.9. SYSTEME REGLEMENTAIRE DE RADIOPROTECTION :

La radioprotection est un ensemble de mesures destinées à assurer la protection de la population et des travailleurs contre les dangers des rayonnements ionisants, tout en permettant leur utilisation.

I.9.1. Classification des zones de travail et des travailleurs :

Dans la réglementation actuelle, les travailleurs professionnellement exposés sont divisés en deux catégories selon les zones de travail : les catégories A et B.

La catégorie A concerne les travailleurs évoluant dans des zones contrôlées d'accès réglementé, s'étendant aux lieux où l'exposition des travailleurs dans les conditions normales de travail est susceptible de dépasser les 3/10 des limites fixées. La catégorie B englobe les personnes travaillant dans des zones surveillées où l'exposition dans les conditions normales de travail est susceptible de dépasser 1/10 des limites annuelles fixées. [AIEA96],

I.9.2. Principes de la radioprotection :

A Chaque fois que les pratiques nécessitent une manipulation des sources radioactives, les principes de radioprotection à respecter sont les suivants (principe ALARA) :

I.9.2.1. Justification des pratiques

Aucune pratique impliquant des expositions aux rayonnements ionisants ne doit être adoptée à moins qu'elle n'apporte un avantage aux individus exposés ou à la société qui contrebalance le détriment qu'elle peut induire.

I.9.2.2. Optimisation

Le niveau des expositions, le nombre de personnes exposées et la probabilité de l'exposition doit être aussi bas que possible.

I.9.2.3.- Limitation

Même si une pratique est justifiée et optimisée, les expositions individuelles en fonctionnement normal doivent être limitées afin qu'aucune personne ne soit soumise à des risques inacceptables résultant de l'exposition aux rayonnements ionisants. [AIEA96]

I.9.3- Protection contre l'exposition externe :

Il existe principalement trois manières de se protéger contre une irradiation externe ou réduire leur effet en respectant les trois facteurs suivants:

Temps: limiter le temps d'irradiation.

Distance: Le débit de dose diminue avec l'inverse carré de la distance à la source ($D \sim 1/d^2$).

Barrière: le rayonnement est absorbé par l'interposition d'un écran. Cet écran empêche le passage des rayonnements. Le genre de cette barrière, et son épaisseur varie avec le type du rayonnement:

-les rayonnements α s'arrêtent dans l'air à une distance de quelques centimètres;

- 1 cm de plexiglas pour les rayonnements β ;

- pour le rayonnement γ , l'écran doit être dimensionné de façon à réduire l'exposition en dessous des limites admissibles. 5 cm de plomb ou 25 cm de béton suffisent, par exemple, à réduire le débit de dose d'un facteur 10, pour les rayonnements les plus énergétiques. [AIEA96]

I.9.4- Normes internationales de radioprotection :

La prise de conscience des conséquences potentielles d'une exposition excessive aux rayonnements ionisants a amené les autorités à fixer des normes réglementaires pour les limites de doses de l'exposition professionnelle et l'exposition du public. Ces limites correspondent à un risque supplémentaire minime par rapport au risque naturel, ce qui le rend donc acceptable. La Commission Internationale de Protection Radiologique (CIPR) rassemble des médecins, physiciens, biologistes, ... de tous pays. Cette autorité scientifique indépendante émet des avis en matière de radioprotection, précieux pour les réglementations propres à chaque état. [AIEA95].

CHAPITRE II

*Paramètres physiques et dosimétriques
des unités d'irradiation*

II.1. INTRODUCTION :

La radiothérapie consiste à exposer une partie précise du corps à des radiations. On utilise pour cela des radiations ionisantes : rayons X et électrons produits par les accélérateurs linéaires, plus les rayons gamma produits par les "bombes au cobalt (^{60}Co)" qui sont peu à peu remplacés par des accélérateurs de particules. Les protons et neutrons sont d'utilisation exceptionnelle. Une brève description de ces appareils est présentée.

II.2. LES FAISCEAUX ET LES UNITES DE RAYONS X :

II.2.1. Production de rayons X :

II.2.1.1. Principe :

Les tubes à rayons X (figure 2.1) fonctionnent de la manière suivante : Dans une enceinte de verre vidée, des électrons sont émis par un filament dans lequel circule un courant électrique. Ces électrons sont accélérés par un champ électrique créé par une différence de potentiel élevée (généralement de 10 à 300 kV) entre la cathode et l'anode (figure 2.1). Ces électrons entrent en collision avec la cible (l'anode). Des rayons X sont alors produits par deux mécanismes distincts. D'une part, les électrons, se déplaçant à une vitesse très élevée, ont une énergie cinétique suffisante pour perturber les couches électroniques internes des atomes de la cible. Ces atomes, dans un état excités, vont alors émettre des rayons X en retournant à leur état fondamental. D'autre part, le ralentissement des électrons dans la matière produit un rayonnement de freinage comportant des rayons X. L'énergie cinétique des électrons incidents est déterminée par la tension d'accélération ΔU :

$$E_{\text{cin}} = e \Delta U \tag{2.1}$$

e : correspond à la charge électrique de l'électron

($e = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$).

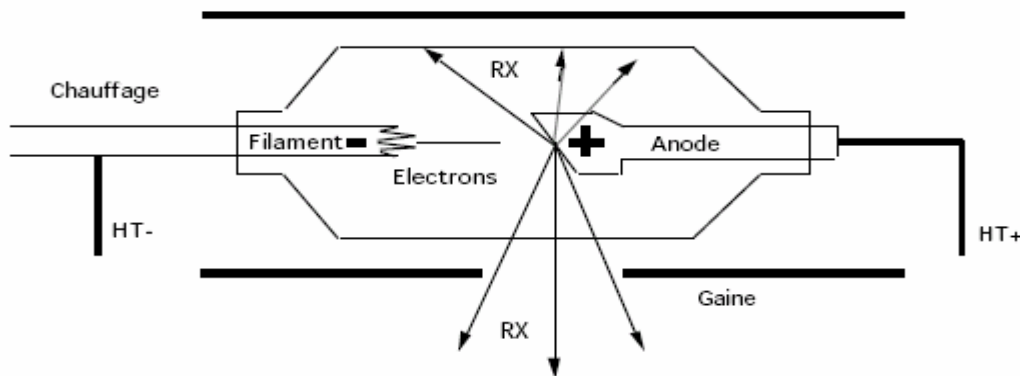


Figure 2.1: schéma d'un tube a rayons X de haute tension.

L'interaction des électrons rapides avec la matière se traduit globalement par un ralentissement des électrons, et l'énergie cinétique perdue se manifeste sous différentes formes. Une fraction importante de cette énergie ($\approx 99\%$) est convertie en chaleur et augmente l'énergie interne de la substance. Le reste ($\approx 1\%$) est rayonné hors de la substance sous forme de photons X. La cible, formée de métal de numéro atomique élevé ($Z > 30$), la plupart du temps du tungstène, est enchâssée dans un bloc de cuivre pour faciliter son refroidissement.

Selon la puissance du tube, une circulation forcée d'air ou d'eau assure l'évacuation de la chaleur.

II.2.1.2. Le spectre des rayons X :

Un spectre d'émission de rayons X consiste en la superposition d'un spectre continu et d'un spectre discret de raies.

a. Le spectre continu :

Toute charge accélérée produit un rayonnement électromagnétique. Le rayonnement de freinage (*Bremsstrahlung*) est émis lorsqu'un électron incident s'approche d'un noyau atomique de la cible, une force électrique F qui incurve sa trajectoire. La déviation provoque l'émission d'un rayonnement électromagnétique, sous forme d'un photon X (figure 2.2).

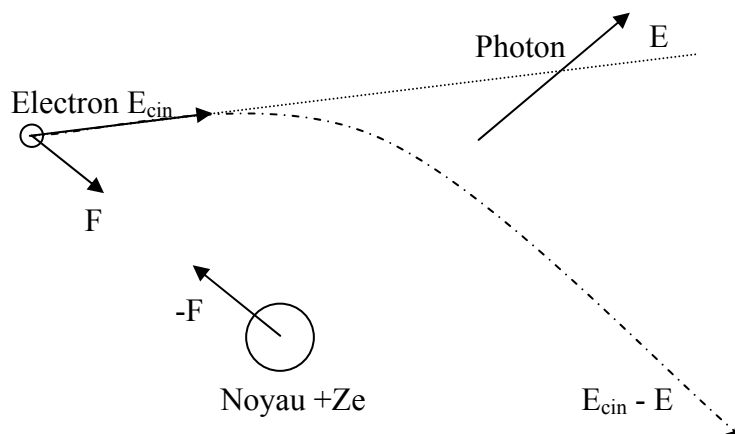


Figure 2.2: Rayonnement de freinage.

Les photons émis peuvent avoir toutes les énergies comprises entre l'énergie cinétique zéro et E_{cin} . Le spectre est donc continu et a l'allure de la figure (2.3).

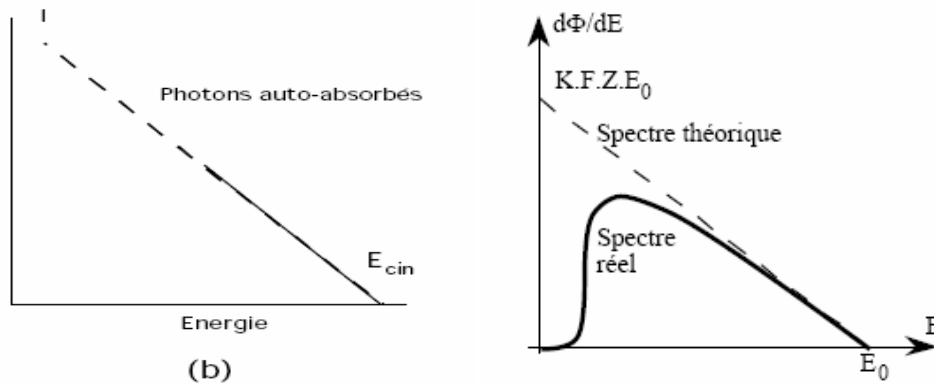


Figure 2.3: Spectre continu pour les photons de rayonnement de freinage.

b. Le spectre discret, spectre caractéristique :

Un atome est formé d'un noyau de charge $+Ze$ (Z est le numéro atomique de l'élément) et de Z électrons de charge $-e$. Chaque électron, caractérisé par plusieurs nombres quantiques, a une énergie bien déterminée. Les électrons sont répartis par ordre d'énergie croissante en couches K, L, M, N, ..., correspondant au nombre quantique principal. Chaque couche comprend différentes sous-couches d'énergies voisines correspondant aux autres nombres quantiques. Les niveaux énergétiques des couches et sous-couches sont caractéristiques de chaque élément.

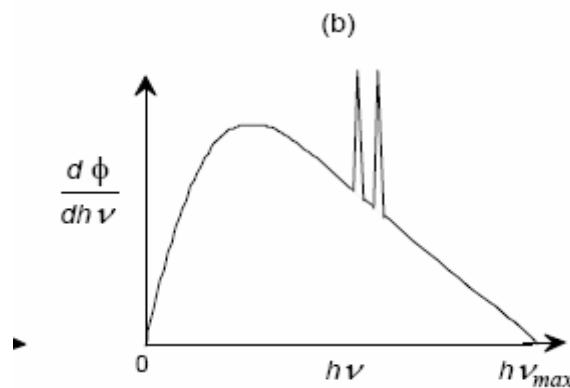


Figure 2.4: Spectre de rayons X

Un électron incident d'énergie E_{cin} peut interagir avec un électron de la cible dont l'énergie de liaison est plus petite que E_{cin} des électrons incident, créant un trou dans une couche. L'atome se trouve donc dans un état excité et tend à retourner dans son état fondamental, le retour de l'électron de la couche supérieur à l'état fondamental donne naissance a un photons, avec un excès d'énergie qui est égale à la différence d'énergie des deux couches (initiale-finale). Le spectre des photons émis est ainsi un spectre discret de raies figure (2.4), les fréquences correspondantes étant données

par $E = h \nu$. Ces fréquences ne dépendent que des niveaux électroniques des atomes de la cible, le spectre discret c'est un spectre caractéristique de la cible.

II.3. LES FAISCEAUX ET LES UNITES DE RAYONS GAMMA :

Les sources de rayons gamma utilisés en radiothérapie, sont des sources artificielles. Ces sources sont basées sur la décroissance β suivie par une émission γ . (voir schéma de la décroissance ^{60}Co)

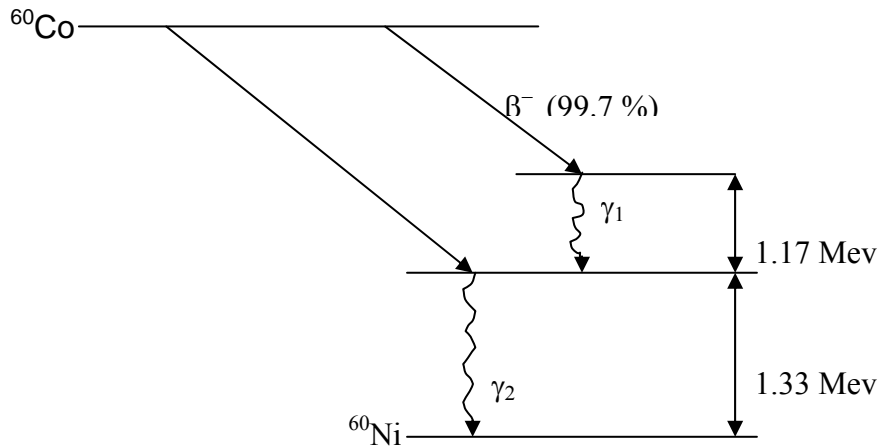


Figure 2.5 : Schéma de décroissance radioactive de la source de ^{60}Co

Les caractéristiques importantes de ces sources gamma utilisées en radiothérapie sont :

- a)- Rayons gamma de haute énergie
- b)- Activité spécifique importante
- c)- ont des périodes relativement longues
- d)- présentent des débits de Kerma à l'air libre et des débits de dose dans l'eau.

En radiothérapie externe, le ^{60}Co , est la source la plus utilisée. Le tableau suivant résume les caractéristiques physiques de ces sources

Le tableau 2.1 résume les caractéristiques de certaines sources utilisées en radiothérapie. Il est à noter que le ^{60}Co est la source la plus utilisée dans ce domaine en raison principalement de son activité spécifique élevée.

Tableau 2. 1 : les caractéristiques physiques des sources radioactives utilisées en radiothérapie externe. [POD05]

Sources radioactives	Cobalt-60 (⁶⁰ Co)	Cesium-137 (¹³⁷ Cs)	Europium-152 (¹⁵² Eu)
Duré de vie (ans)	5,3	30	13,4
Activité spécifique(Ci/g)	^(a) 1100 (~ ^(b) 250)	80	^(a) 180 (~ ^(b) 150)
Energie des photons	1,17 et 1,33	0,662	0,6 -1,4
Constante spécifique Γ [R.m ² /(Ci.hr)]	1.31	0.33	1.06
Constante air-Kerma spécifique Γ_{AKR} [uGy.m2 /(GBq.hr)]	309	78	250
Moyens de production	⁵⁹ Co + n Dans le réacteur	Production par fission	¹⁵¹ Eu + n Dans le réacteur

(a)- l'activité théorique

(b)- l'activité en prenant en compte les impuretés dans la source.

II.3.1. Description de l'unité de ⁶⁰Co LSED (ELDORADO 78) :

L'appareil de cobaltothérapie du laboratoire secondaire d'étalons en dosimètre (LSED) est relativement simple dans son installation. Eldorado 78 est une unité télé thérapeutique de cobalt 60 (⁶⁰Co) : on peut distinguer une colonne verticale servant de support et la tête dans laquelle se trouve, au repos, la capsule de cobalt, un collimateur ajustable permettant d'obtenir des ouvertures du champ variables, et une console de contrôle pour la commande à distance des irradiations.

La source radioactive de ⁶⁰Co de diamètre 2 cm et de longueur de 3 cm, est scellée dans une double capsule en acier inoxydable. L'ensemble est aménagé dans une enceinte de protection, réalisé en matériau lourd (Uranium appauvri). A l'intérieure de la tête, la pastille est mise en mouvement automatiquement à l'aide d'un bras horizontal piloté par un compresseur et est ramenée de la position de stockage en position d'irradiation en face des porte caches.

La tête de traitement contient aussi un collimateur ajustable électriquement pour contrôler les dimensions du champ qui peuvent varier de 5 x 5 cm² à 35 x 35 cm² à une distance source détecteur de 80 cm.

L'unité est dotée d'un télémètre, permettant de contrôler la position des instruments à étalonner. Et des fantômes dosimétriques.

Un système de laser est associé à ce télémètre pour affiner le positionnement.

A l'aide de la console de commande, on peut régler le temps d'irradiation entre 1seconde et 20 minutes.

L'unité est dotée d'un système de commande permettant le mouvement vertical et la rotation sur 360° de la tête de traitement ainsi que la rotation du collimateur sur 180°.

L'unité de Cobalt 60 (^{60}Co) "ELDORADO 78", ainsi que la console de commande sont illustrés par la figure (2.6). [ALD78]



Figure 2.6 : Unité de Cobalt 60 (^{60}Co) l'ELDORADO78 et sa Console de commande

II.4. LES ACCELERATEURS LINEAIRES :

Un accélérateur linéaire est un appareil qui permet d'obtenir des particules de plus en plus énergétiques en les accélérant le long d'une trajectoire rectiligne.

L'accélérateur linéaire d'électrons se compose essentiellement d'un guide d'ondes électromagnétiques formé d'un cylindre creux, une onde électromagnétique de très haute fréquence (issue du klystron ou magnétron) possédant une composante axiale du champ électrique et une vitesse de phase inférieure à celle de la lumière figure (2.7).

Un canon, projette longitudinalement dans le tube et dans le sens de l'onde des électrons à une vitesse égale à la vitesse initiale de celle-ci. Le champ électrique axial accélère ces particules à une grande énergie exigée par la thérapie du cancer.

Après l'accélération, le faisceau d'électrons est dévié de trois arcs de 90° (au total 270°), par un système d'aimants qui l'amène dans une direction perpendiculaire à sa trajectoire dans la section accélératrice.

Le faisceau d'électrons accéléré dévié de 270° est conduit dans la tête d'irradiation où le mode de fonctionnement est fixé.

II.4.1. Mode photons :

Le faisceau de photons est produit par les électrons de haute énergie qui viennent interagir avec une cible en tungstène. D'abord le faisceau est confiné par le collimateur primaire, après il traverse un filtre égalisateur placé à la sortie de la cible qui atténue le faisceau sur l'axe central davantage que sur les bords, réalisant ainsi son uniformité. Enfin, un système de collimation, constitué par d'épaisse mâchoires mobiles, en plomb, permet d'obtenir des dimensions de faisceau variables.

II.4.2. Mode électrons :

Afin d'obtenir un faisceau d'électrons de haute qualité pour la thérapie du cancer, le faisceau accéléré, dévié et conduit dans la tête d'irradiation, doit être large et uniforme. Une feuille diffusante est utilisée pour disperser le faisceau d'électrons et pour lui donner une largeur utile. Le choix du métal, le nombre, l'épaisseur et la forme de la feuille diffusante, doivent être adaptés à l'énergie, afin de limiter au maximum la contamination inévitable du faisceau par des électrons d'énergie plus faible et par des rayonnements X de freinage, tout en obtenant un champ égalisé de la plus grande dimension possible.

Le faisceau traverse un ensemble de deux chambres d'ionisation à transmission indépendante qui autorisent une double mesure de la dose délivrée ainsi qu'une vérification de la symétrie du faisceau, ensuite le faisceau est collimaté à la taille souhaitée par un collimateur additionnel approprié aux différents champs qui donne la forme finale du faisceau. [GAM03]

L'aspect extérieur des accélérateurs est assez proche quelle que soit la marque figure (2.8). Les accélérateurs modernes comprennent également une possibilité d'effectuer des contrôles d'imagerie portale. En clinique, sont utilisés des photons de 4 à 25 MeV, dont la pénétration est plus grande que celle des photons du ^{60}Co et des électrons de 4 à 22 MeV.

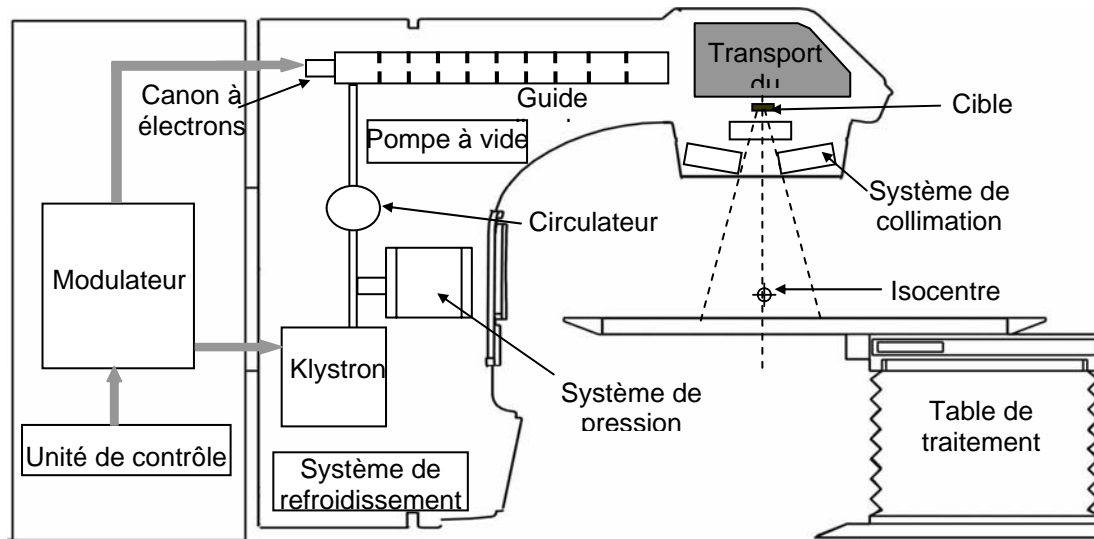


Figure 2.7 : Schéma des différents composants d'un accélérateur linéaire

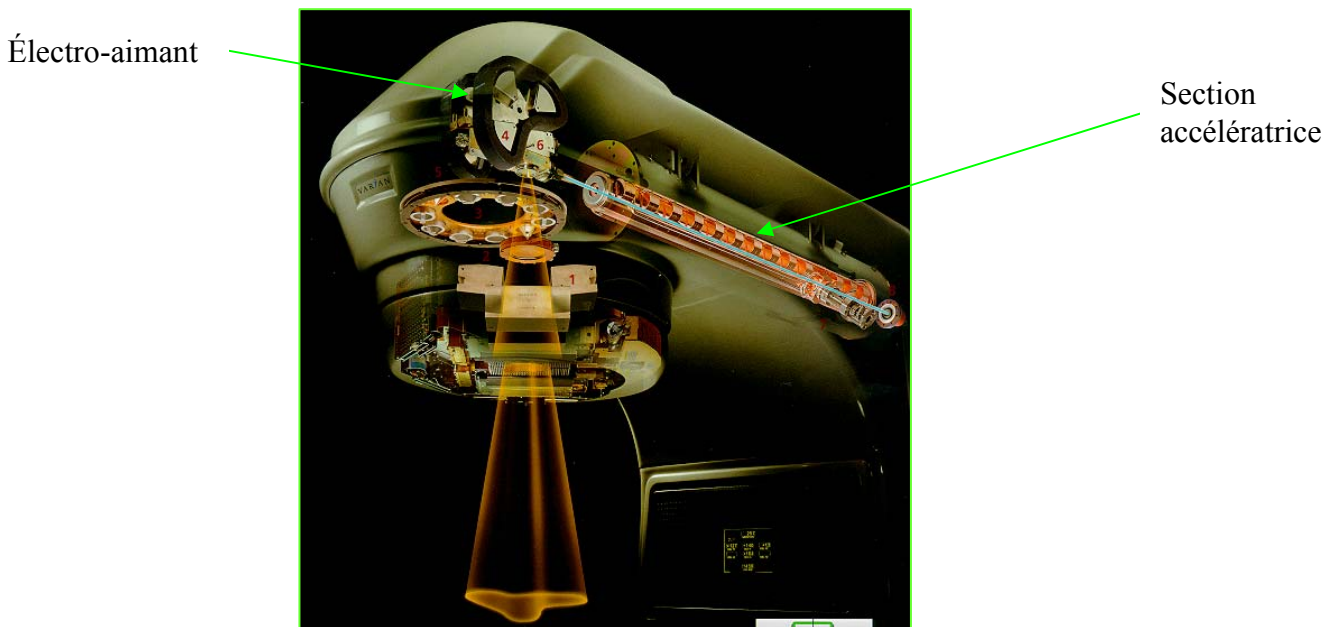


Figure 2.8: l'accélérateur linéaire de Blida Clinac2100C

II.5. PENETRATION DU FAISCEAU DE PHOTONS DANS L'EAU :

Dans l'étude de la distribution de la dose sur l'axe du faisceau de photons pénétrant dans un milieu équivalent tissu, on obtient une courbe dont la forme dépend de l'énergie et des paramètres géométriques de l'irradiation (section de faisceau, distance source surface 'DSS'). Ces paramètres dépendent beaucoup de l'appareillage utilisé.

Le plus souvent, la dose absorbée en un point de l'axe est exprimée en pourcentage de la dose maximale sur l'axe, la courbe obtenue, appelée courbe de rendement en profondeur, présente toujours trois parties distinctes figure (2.9).

la région d'accroissement de dose, AB, correspondant d'une part, à la mise en mouvement des électrons secondaires dans le milieu par les photons primaires et, d'autre part, à l'effet des rayonnements diffusés provenant de la tête d'irradiation et des éventuels accessoires placés sur le trajet du faisceau. Elle est caractérisée par la dose à la surface, D_s .

La région du maximum, B, correspondant à un équilibre électronique, est d'autant plus plate que l'énergie est plus élevée et est caractérisée par la profondeur du maximum, Z_{max} .

La région de la décroissance de dose en profondeur, BC, est pratiquement exponentielle.

Le rendement en profondeur dépend de la distance séparant la source de photons à la surface du milieu équivalent-tissu. On préfère parfois utiliser une autre grandeur représentative de l'atténuation de la dose en profondeur mais indépendante de la distance. Le rapport tissu-maximum (RTM), est égal au rendement en profondeur que l'on obtiendrait dans un faisceau parallèle. [PAU]

Les figures (2.9, 2.10) représentent la distribution de la dose en profondeur mesurée par la chambre d'ionisation PTW 0.3 dans le ^{60}Co (LSED, Blida) et L'accélérateur CLINAC2100C (Blida).

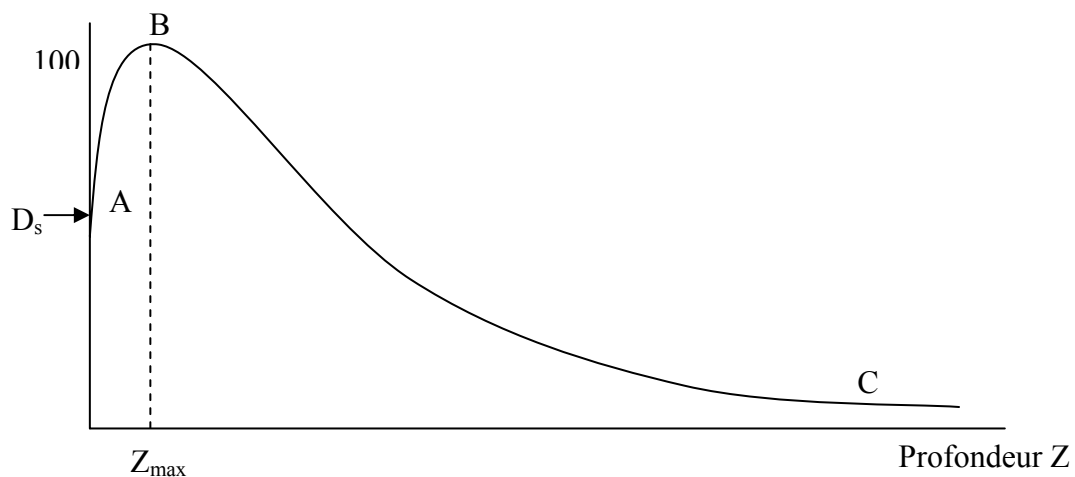


Figure 2.9 : Schématisation d'une courbe de rendement en profondeur.

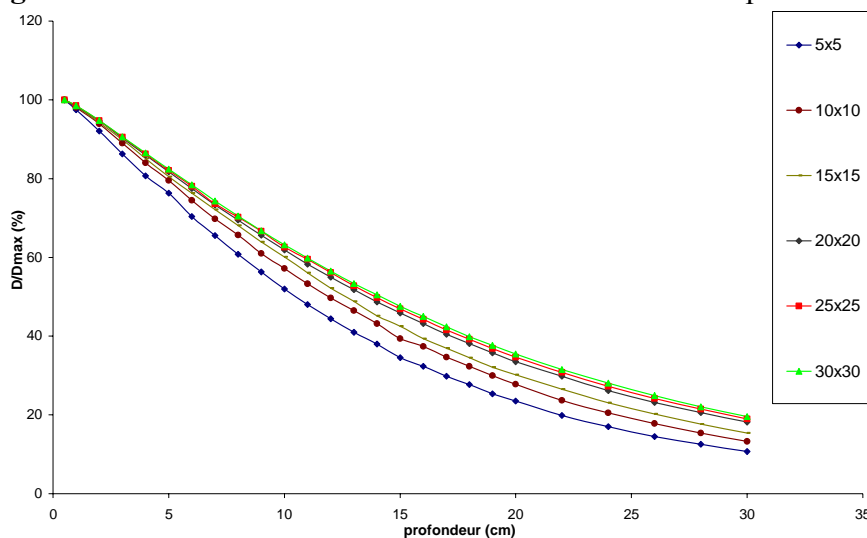


Figure 2.10 : Rendements en profondeur (^{60}Co – CAC Blida).

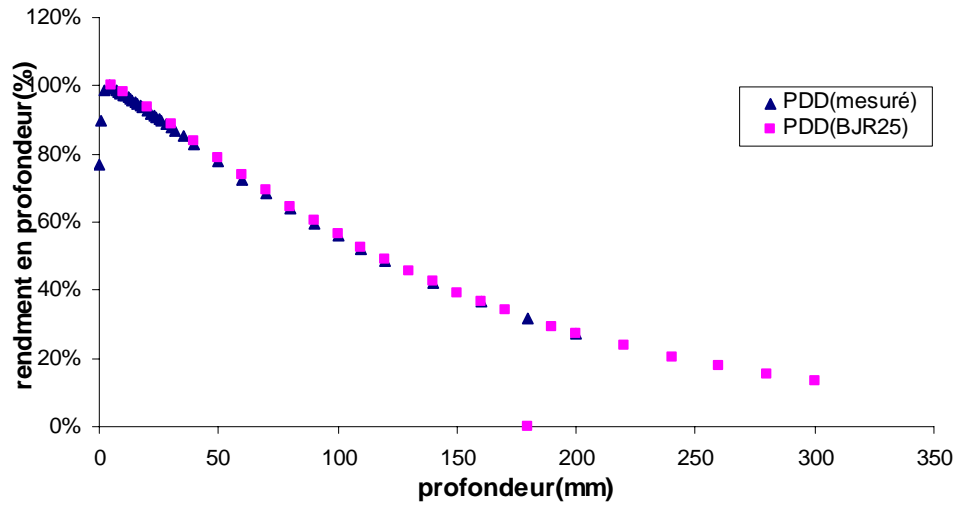


Figure 2.11 : Rendement en profondeur (^{60}Co - LSED)

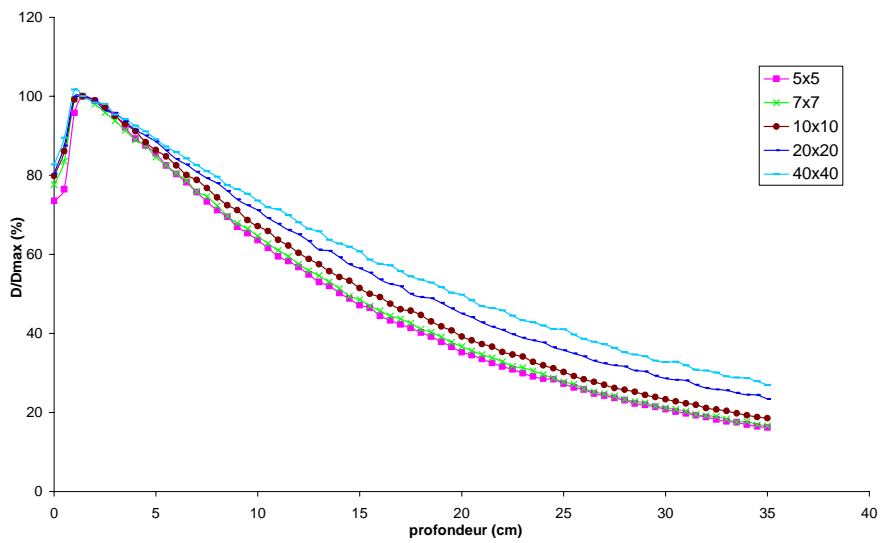


Figure 2.12 : Rendement en profondeur (RX 6MV CAC – Blida)

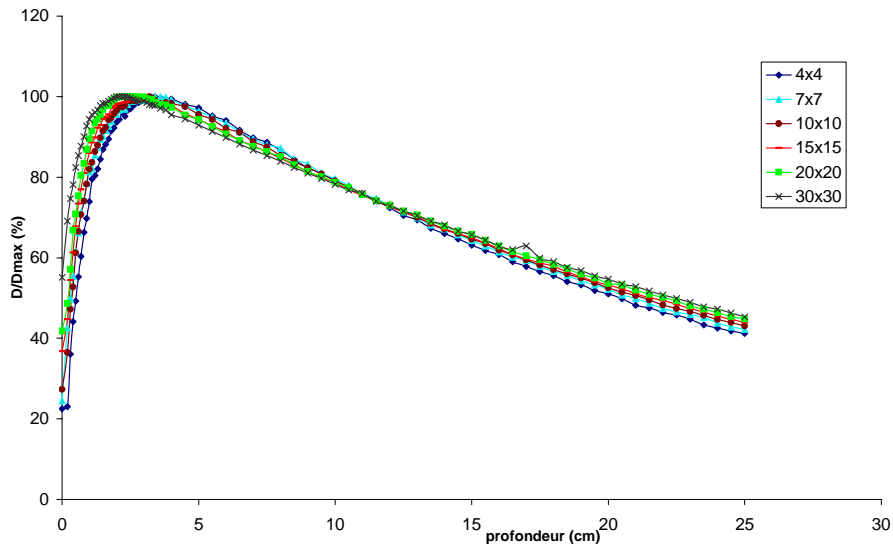


Figure 2.13 : Rendements en profondeur (RX - 18MV CAC – Blida)

II.6. PARAMETRES DE TRAITEMENT PAR LES FAISCEAUX DE PHOTONS :

II.6.1. Le champ équivalent :

En pratique, on est souvent conduit à utiliser des champs rectangulaires. Il a été expérimentalement prouvé qu'à tout champ rectangulaire correspondent à un champ carré, tel que son rendement en profondeur soit égal à celui du champ rectangulaire. Ce champ est appelé carré équivalent. Le côté r_c du champ carré équivalent à un rectangle (longueur a – largeur b) est donné par [BLA90]

$$r_c = \frac{2a \times b}{a + b} \quad (2.2)$$

II.6.2. L'indice de qualité $TPR_{20,10}$:

a). méthode directe :

La détermination expérimentale de l'indice de qualité TPR_{10}^{20} , consiste à mesurer l'ionisation (la dose) produite par le rayonnement à 10 cm et à 20 cm dans l'eau, en gardant constante la distance source-détecteur (Figure 2.15) avec le champ de 10 cm x 10 cm comme champ de référence.

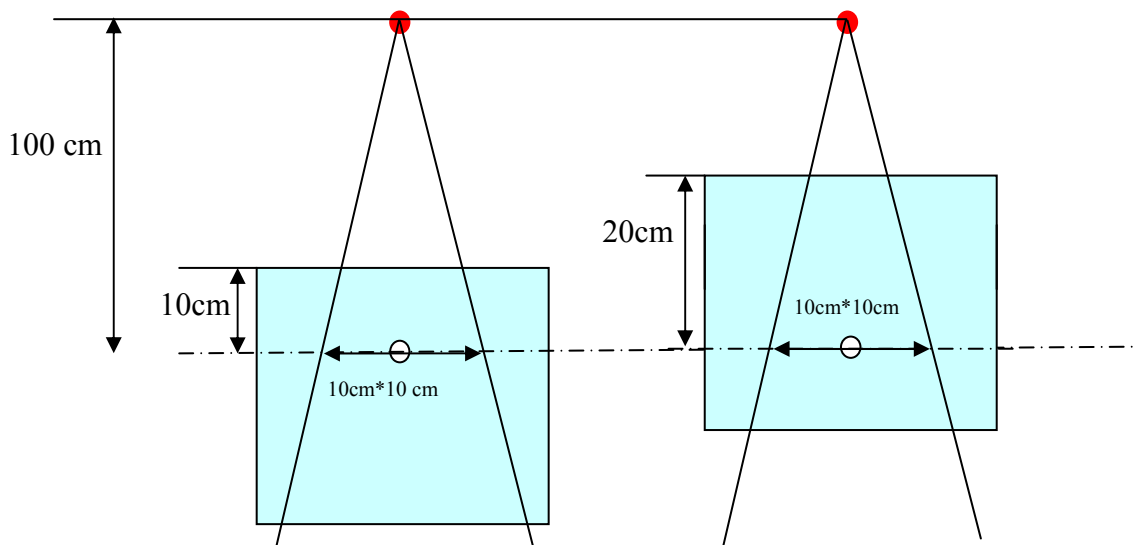


Figure 2. 14 : Méthode utilisée pour la détermination expérimentale de l'indice de qualité TPR_{10}^{20} . L'indice de qualité est $TPR_{10}^{20/10}$ est alors donné par le rapport des ionisations I_{20}/I_{10}

b)- La méthode indirecte :

La méthode indirecte consiste à mesurer l'ionisation (la dose) produite par le rayonnement à 10 cm et à 20 cm dans l'eau, en gardant constante la distance source-surface (Figure 2.16) avec le champ de 10 cm x 10 cm comme champ de référence à la surface du fantôme.

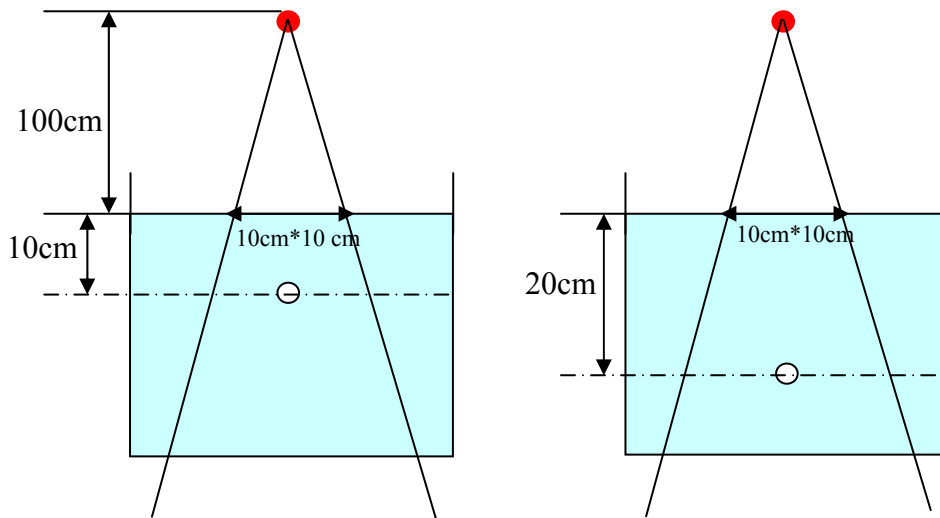


Figure 2. 15 : Méthode utilisée pour la détermination expérimentale de l'indice de qualité TPR_{10}^{20}

Cette méthode donne le rapport des doses D_{20}/D_{10} . L'indice de qualité $TPR_{20,10}$ est relié à D_{20}/D_{10} par la relation :

$$TPR_{20,10} = 1.2861 D_{20}/D_{10} - 0.0711$$

D_{20}/D_{10} peut être approximé par le rapport des rendements en profondeur :

$$D_{20}/D_{10} = PDD_{20}/PDD_{10}$$

Dans le cas de notre travail, l'indice de qualité pour les sources de ^{60}Co et l'accélérateur de Blida ont été mesurés.

Tableau 2.2 : Détermination expérimentales des indices de qualité des faisceaux étudiés.

L'unité	PDD(10)	PDD(20)	TPR_{10}^{20}
^{60}Co (Bilda)	57,2%	27,8%	0,486
^{60}Co (CRNA)	$I(10) = 0.21930 \text{ nA}$	$I(20) = 0.12171 \text{ nA}$	0,555
Clinac 2100C 6MV	67.1%(pdd)	39.2%(pdd)	0,584
Clinac 2100C 18MV	79,06%	52,54%	0,665

II.6.3- Le facteur de collimateur (FOC ou RDF()) :

Suivant les recommandations internationales (IAEA 1987) l'étalonnage d'un faisceau de photons doit se faire dans un milieu équivalent eau en 1 point de l'axe de faisceau situé à une profondeur qui dépend de l'énergie, soit :

- 5 cm pour les énergies correspondant à un indice de qualité < 0.70
- 10 cm pour les énergies correspondant à un indice de qualité >0.70

Les dimensions du champ de référence doivent être de 10x10cm² et les dimensions de fantôme suffisamment grand pour assurer les conditions de diffusion maximale. (Figure 2.14)

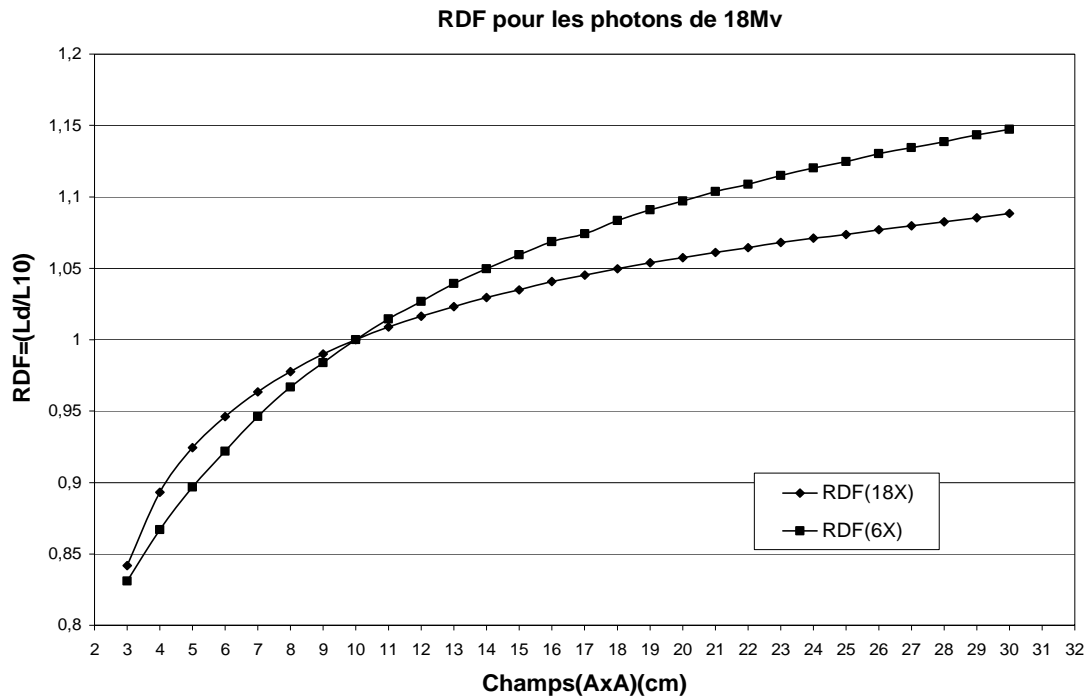


Figure 2. 16 : Facteur d’Ouverture du collimateur, à la profondeur de référence, en fonction de la taille du champ à la surface du fantôme.

En étudiant la variation du (débit) de dose en un point en fonction des dimensions du champ carré, mesuré au niveau du détecteur, on constate que la variation du débit est essentiellement liée à l’ouverture du collimateur. Il est donc indispensable d’établir la courbe relative à son propre appareil dans les conditions d’utilisation.

II.6.4. Profils des faisceaux de photons :

La mesure du profil du faisceau nous indique si le faisceau est uniforme sur toute la grandeur du champ. Cette caractéristique est nécessaire pour donner une dose uniforme au patient. La courbe de profil traduit la variation de la dose absorbée en fonction de la position sur une ligne perpendiculaire à l’axe du faisceau Les profils de dose pour l’accélérateur Clinac 2100C de Blida ainsi que celui de l’unité de ⁶⁰Co de (LSED et Blida) sont donnée dans les deux figures 2.17, 2.18, 2.19 et 2.20

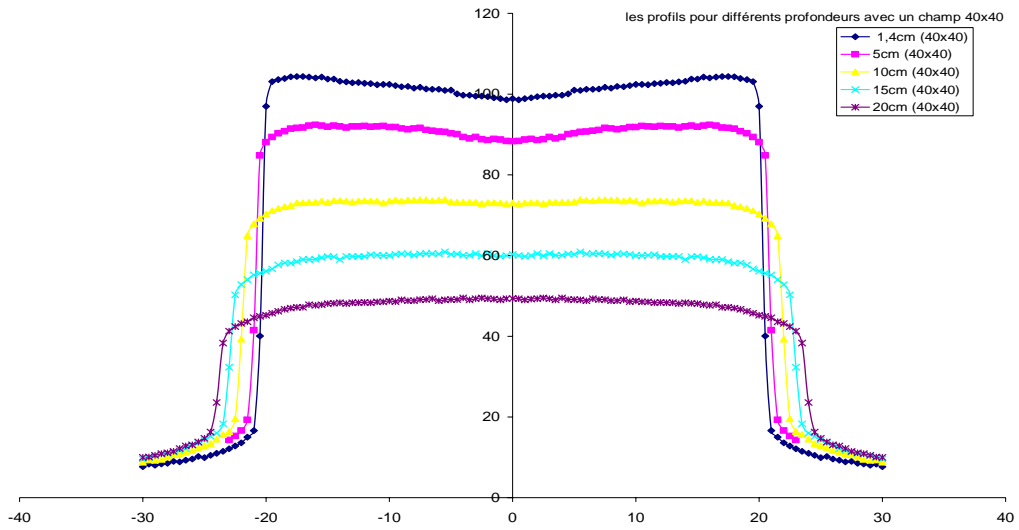


Figure 2.17 : profils de dose du faisceau 6MV de l'accélérateur Clinac2100C pour un champ de 40 x 40 cm² et différentes profondeurs.

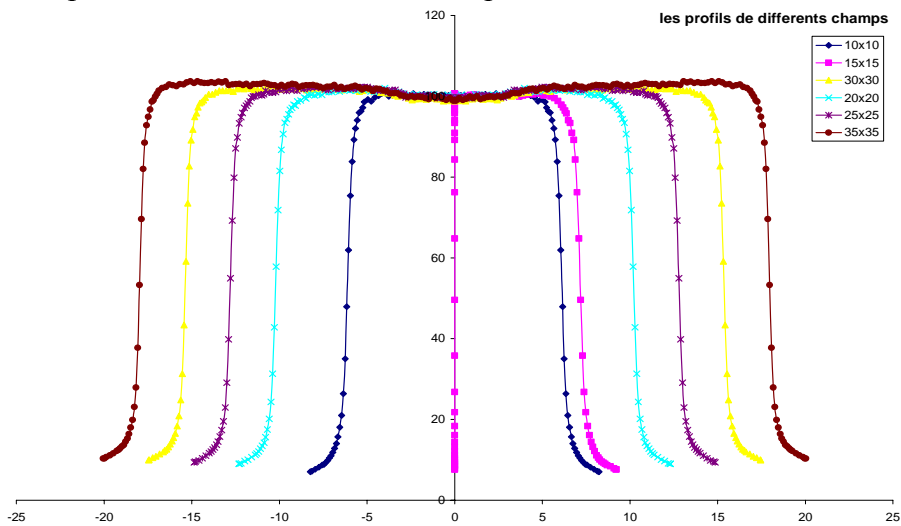


Figure 2.18 : Profils de dose du faisceau 18MV de l'accélérateur Clinac2100C à différentes tailles du champ.

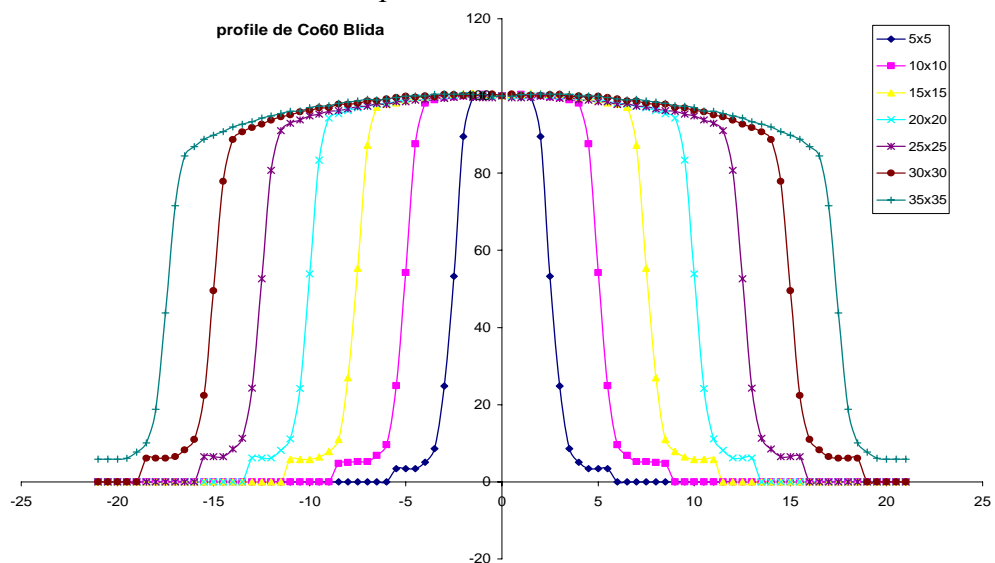


Figure 2.19: Profils des doses pour différents champs (⁶⁰Co de Blida).

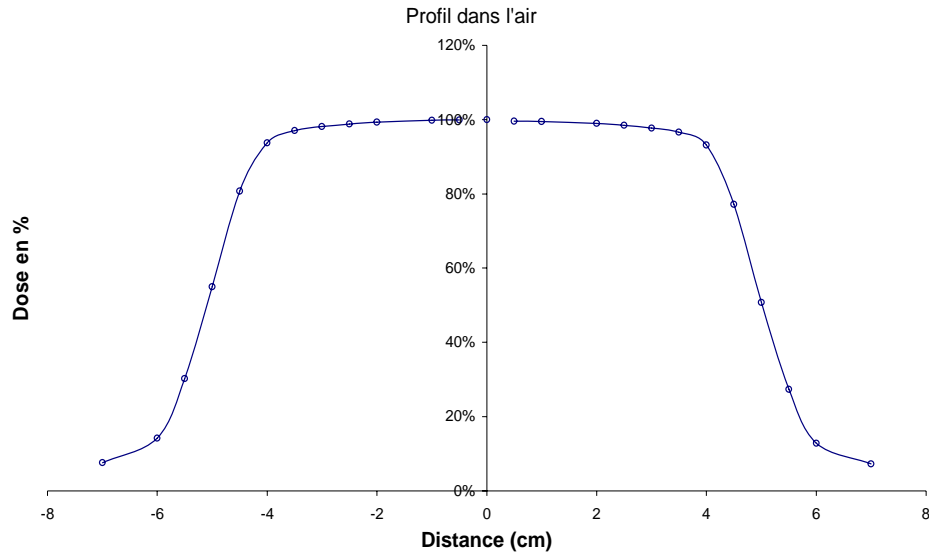


Figure 2.20: Profil du faisceau de ⁶⁰Co de l'unité du LSED à l'aire libre pour un champ 10 x10 cm².

II.7. PARAMETRES DE TRAITEMENT PAR FAISCEAUX D'ELECTRONS :

II .7. 1 Introduction :

L'ICRU 35 (1984) a recommandé que plusieurs paramètres d'électrons soient utilisés pour la caractérisation de la courbe de profondeur en dose à l'axe central, Les paramètres : D_S%, D_X%, R₈₅, R₁₀₀, R₅₀, R_P, et G. On peut les classer comme suit :

II.7.2. La dose en profondeur :

Le rendement en profondeur pour les électrons est représenté par la figure 2.20, dans cette figure, on définit les différents paramètres dosimétriques souvent utilisés en radiothérapie.

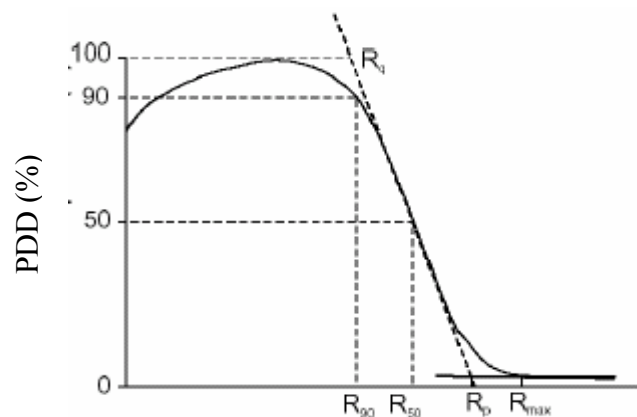


Figure 2. 21 : rendement en profondeur pour les électrons

R_{max} : le parcours maximum des électrons dans le milieu représente la profondeur de dose maximale.

R_{90} , R_{50} : représente les profondeurs correspondantes aux rendements en PDD (90%) et PDD (50%) respectivement.

R_p : parcourt pratique donnée par l'intersection entre la tangente à la courbe et l'extrapolation du linge horizontal représentant le Bremsstrahlung. [POD05]

Les rendements en profondeur pour les électrons de l'accélérateur CLINC2100C de centre d'anti-cancer du Blida pour les énergies (4MeV, 6MeV, 9MeV, 12MeV, 15MeV) sont donnés dans la figure (2.22.a, 2.22.b, 2.22, 2.22.c, 2.22.d, 2.22.e).

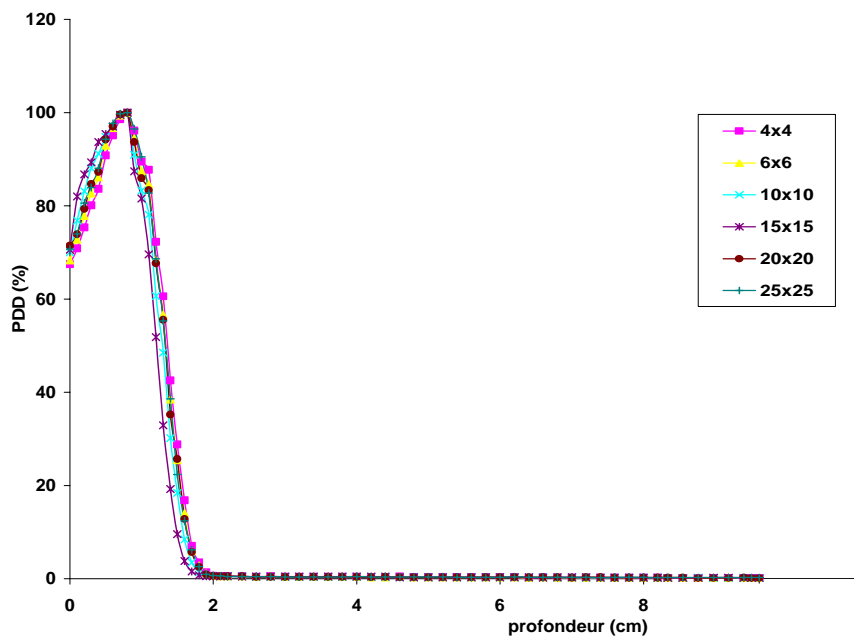


Figure 2.22. a : Rendement en profondeurs du faisceau d'électron de 4MeV (Clinac 2100C)

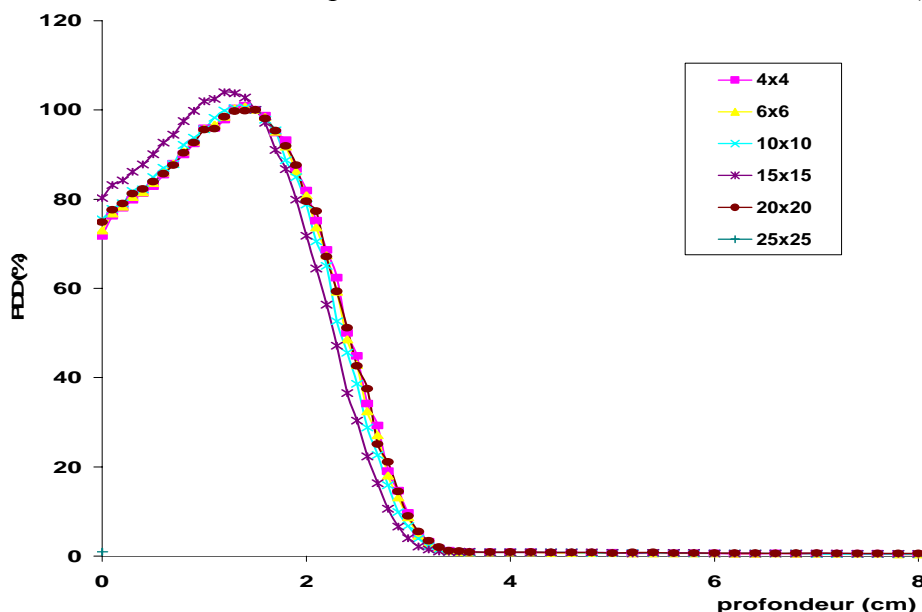


Figure 2.22. b : Rendement en profondeurs du faisceau d'électron de 6MeV (Clinac 2100C)

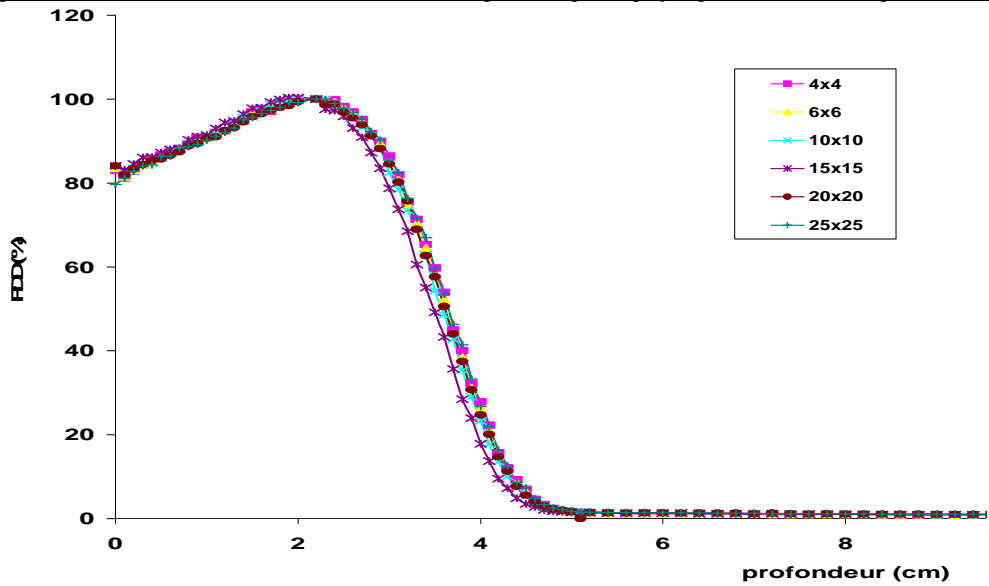


Figure 2.22. c : Rendement en profondeurs du faisceau d'électron de 9MeV (Clinac 2100C)

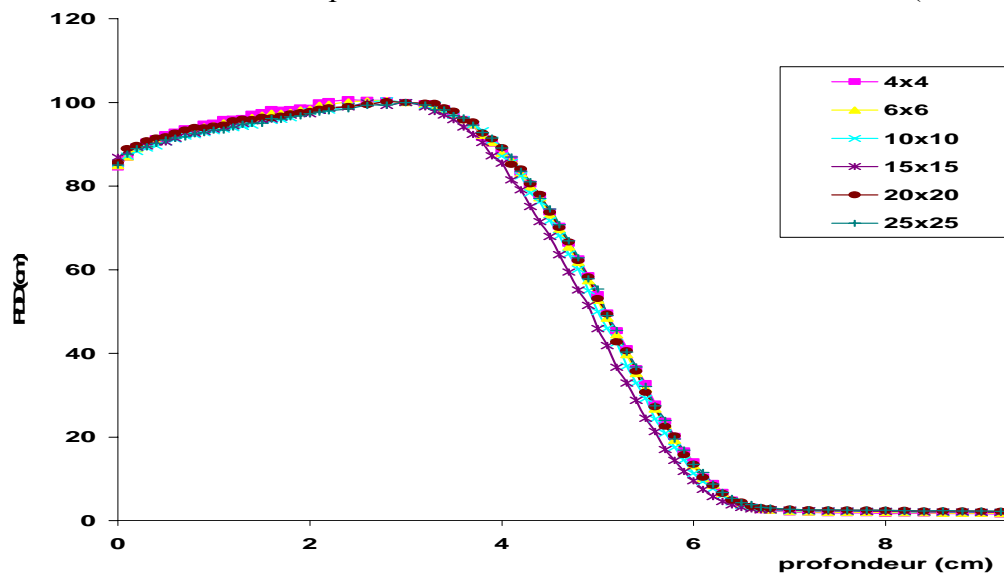


Figure 2.22. d : Rendement en profondeurs du faisceau de 12MeV (Clinac 2100C)

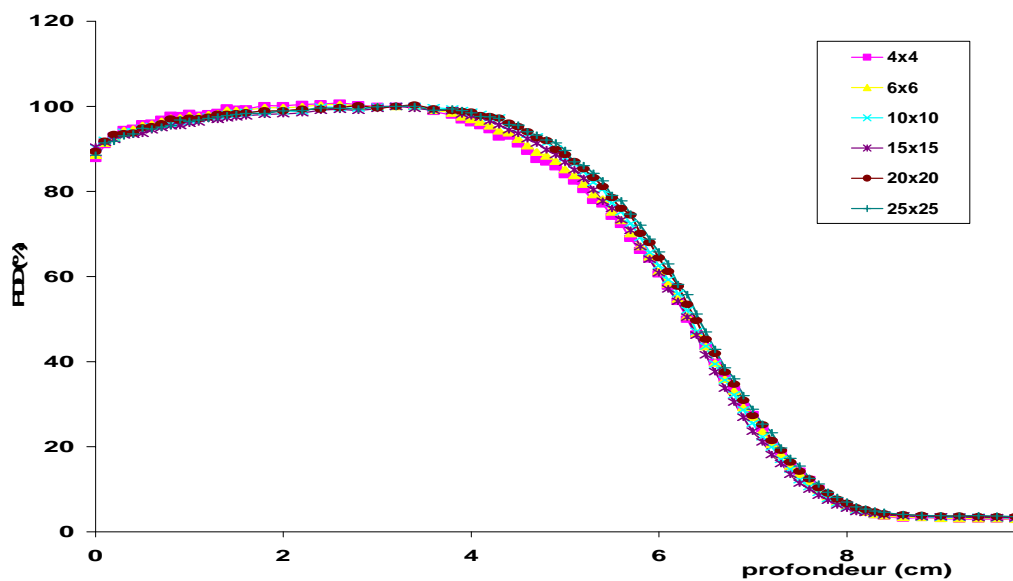


Figure 2.22. e : Rendement en profondeurs du faisceau d'électron de 15MeV (Clinac 2100C)

II.7.3. Facteur Output :

Le facteur d'output pour les électrons dépend des applicateurs. Pour minimiser les erreurs dues à la diffusion des électrons, les constructeurs ont mis au point certains types d'applicateurs de telle sorte que le facteur d'output soit raisonnablement petit pour leur utilisation en clinique. On trouve des applicateurs de taille 6X6, 10X10, 15X15, 20X20, 25X25. [POD05]

II.7.4. Spécification de l'énergie pour les faisceaux d'électrons :

A cause de la complexité du spectre d'électrons, on ne trouve pas une seule énergie qui définit le faisceau d'électrons. Pour cette raison, plusieurs paramètres sont utilisés pour décrire le faisceau. On trouve l'énergie la plus probable $E_{p,0}$ à la surface de fantôme, l'énergie moyenne \overline{E}_0 , et R_{50} la profondeur au quelle la dose absorbée diminue de 50% [POD05].

➤ $E_{p,0}$ est relié empiriquement au parcours R_p dans l'eau par l'équation :

$$E_{p,0} = 0.22 + 1.98 R_p + 0.0025 R_p^2 \quad (2.3)$$

➤ \overline{E}_0 est relié à R_{50} par :

$$\overline{E}_0 = C R_{50} \quad (2.4)$$

Avec: $C = 2.33$ MeV/cm pour l'eau.

R_{50} Représente l'indice de qualité pour la dosimétrie par faisceaux d'électrons. Le protocole dosimétrique de l'AIEA recommande d'utiliser le R_{50} comme indice de qualité pour la dosimétrie des faisceaux d'électrons de haute énergie. ce facteur peut être obtenu à partir de la courbe d'ionisation en profondeur qui donne I_{50} correspond à la réduction de 50%. [POD05]

$$\begin{cases} R_{50} = 1.029 I_{50} - 0.06 \text{ (cm)} & \text{Pour } 2\text{cm} < I_{50} < 10\text{cm} & (2.5) \\ R_{50} = 1.059 I_{50} - 0.37 \text{ (cm)} & \text{Pour } I_{50} > 10 \text{ cm} & (2.6) \end{cases}$$

II.7.5. Paramètres d'uniformité des profils de doses :

L'uniformité du profil de dose est quantifiée grâce à deux paramètres :

a. L'homogénéité H du champ :

On définit les quantités D_{\max} et D_{\min} qui se trouvent à l'intérieur de la partie du profil délimité par le niveau de dose 80%. L'homogénéité du champ est obtenue par la relation :

$$H = \frac{D_{\max} - D_{\min}}{D_{\max} + D_{\min}} \times 100 \quad (2.7)$$

b. La symétrie S du faisceau :

Elle est obtenue à partir d'un profil mesuré à la profondeur d_{\max} , les surfaces (aires) calculées sous chaque coté de la courbe de profil (à droite et à gauche de l'axe central) dépassant le niveau de dose 50% (normalisé à 100% au point de l'axe central) permet d'obtenir S :

$$S = \frac{Aire_{droite} - Aire_{gauche}}{Aire_{droite} + Aire_{gauche}} \times 100 \quad (2.8)$$

II.7.6 Les profils pour l'accélérateur Clinac2100C :

Les profils de l'accélérateur Clinac2100C de Blida sont mesurés à l'aide d'une diode et d'un fantôme d'eau automatique de type RFA200, ces profils sont donnés dans les Figure (2.23.a, 2.23.b, 2.23.c, 2.23.d) suivant :

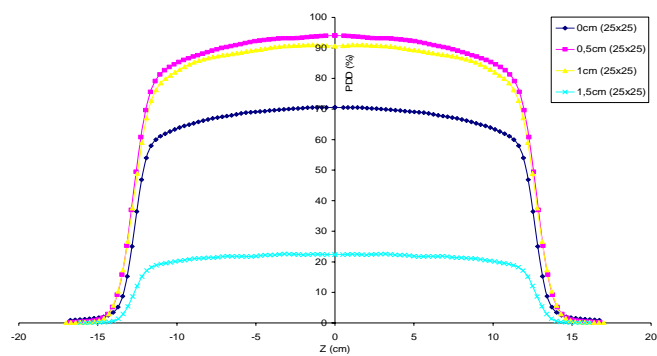


Figure 2.23. a : profils du faisceau de 4MeV (Clinac 2100C)

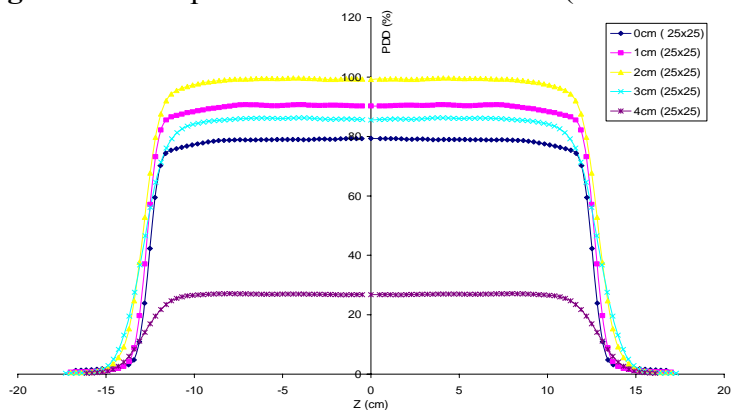


Figure 2.23. b : profils du faisceau de 9MeV (Clinac 2100C)

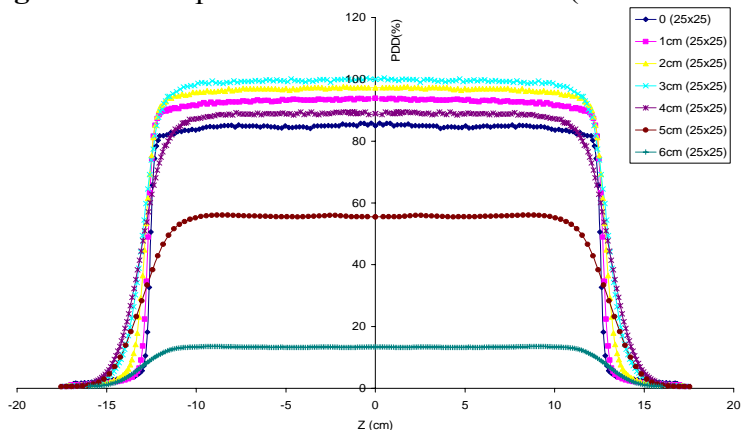


Figure 2.23. c : profils du faisceau de 12MeV (Clinac 2100C)

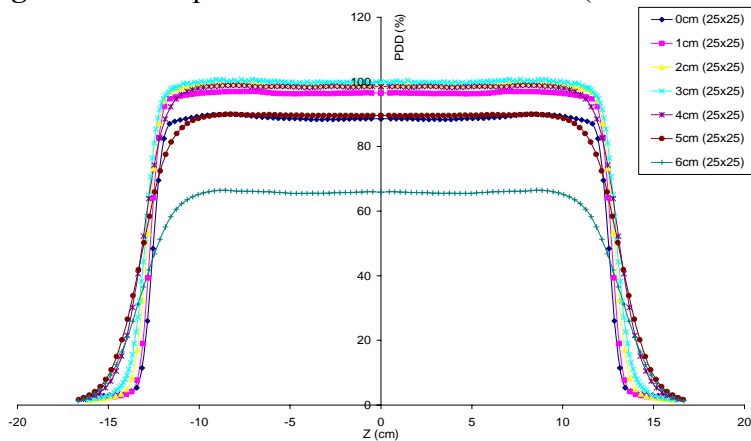


Figure 2.23. d : profils du faisceau de 15MeV (Clinac 2100C)

CHAPITRE III

La dosimétrie par thermoluminescence

III.1. LE PHENOMENE DE LA THERMOLUMINESCENCE :

III.1.1. Introduction :

L'une des techniques les plus adaptées pour les mesures d'intercomparaison, est l'utilisation des phénomènes de thermoluminescence. Les caractéristiques et les propriétés de la dosimétrie par thermoluminescence ainsi que les méthodes de mesure qui sont adoptées ont pour but de donner un maximum d'efficacité à cette technique.

La thermoluminescence a été mentionnée dans les textes d'alchimistes médiévaux. L'un des premiers fondateurs de la chimie moderne, Sir Robert Boyle a décrit cet effet en 1663 dans un document adressé à la société Royale de Londres, il rapporta l'observation d'une émission d'une faible lueur dans l'obscurité quand il échauffa un diamant. Le même phénomène se répéta lorsqu'il frotta les diamants contre plusieurs corps, ou il réchauffa par une flamme d'une bougie ou à l'aide d'un objet métallique très chaud.

Henri Becquerel a décrit l'effet de thermoluminescence dans son travail sur les mesures du spectre infrarouge en 1883. " En chauffant dans l'obscurité une substance phosphorescente. Une lumière à longue persistance s'avive puis s'éteint rapidement " [OUS94], [GLE03]

En 1895, le processus de libération thermique des radiations stockées était utilisé par Weidmann et Schmidt pour la détection des rayonnements ionisants. Ils irradièrent un grand nombre de minéraux et des composants inorganiques avec des rayons cathodiques, et remarquèrent que la fluorine naturelle (fluorure de Calcium dopé au Magnésium) montrait une très intense luminescence quand elle est chauffée à l'abri de la lumière, et qu'il n'y avait aucune décroissance de la lumière emmagasinée, même après un stockage de quelques semaines. Ces substances sont encore utilisées comme des phosphores TL en dosimétrie. [MCK95]

En 1930, Urbach a décrit la luminescence des halogènes alcalins. La méthode pour mesurer la courbe de luminescence (glow curve) est rapportée pour la première fois. Un modèle théorique proposé pour expliquer le phénomène, lequel est toujours utilisé dans l'estimation des paramètres de piégeage. [DEL]

En 1950, la plupart des phosphores TL ont été découverts ou redécouverts et utilisés à des fins de dosimétrie (le LiF par Daniels, le CaSO₄ par Kossel, et le CaF₂ par Ginther et Kirk)

Vers la fin de l'année 1940, des études sur le fluorure de Lithium, un matériau dont le nombre atomique est relativement faible et par conséquent peu dépendant de l'énergie des photons, ont été réalisées à l'université du Wisconsin sous la direction de Daniels. Ces travaux ont été interrompus entre 1956 et 1960, puis repris plus tard par Cameron et ses collaborateurs de la compagnie

Harshaw. Leurs travaux ont conduit au développement d'un matériau activé par le magnésium et le Titane (Mg et Ti) connu de nos jours sous le nom de TLD-100 ou TLD-700

Dés 1960, une seconde génération de matériaux incluant des RTL (radiothermoluminescents) très améliorés et des phosphores TL ainsi qu'une large variété de systèmes de mesures commerciaux étaient disponibles.

Depuis 1965, un très grand nombre de publications a débuté et qui apparemment n'a pas encore atteint son apogée.

III.1.2. les défauts du cristal, pièges pour les porteurs :

III.1.2.1. introduction :

Le terme de défaut désigne toute modification de la tri périodicité du réseau cristallin, au niveau microscopique ou macroscopique : impuretés, lacunes, centres colorés, dislocations, ...

Cette modification s'accompagne d'une perturbation du champ électrostatique qui offre différents niveaux d'énergie quantifiés aux porteurs, qui sont alors dans des états métastables dans la bande interdite du cristal. Ils ne pourront revenir à leur état fondamental que grâce à un apport extérieur d'énergie. [JFR76]

III.1.2.2. Les impuretés dans les cristaux :

On appelle impureté tout atome d'une espèce chimique normalement étrangère au cristal. Il peut se placer en position interstitielle ou substitutionnelle (figure 3.1.).

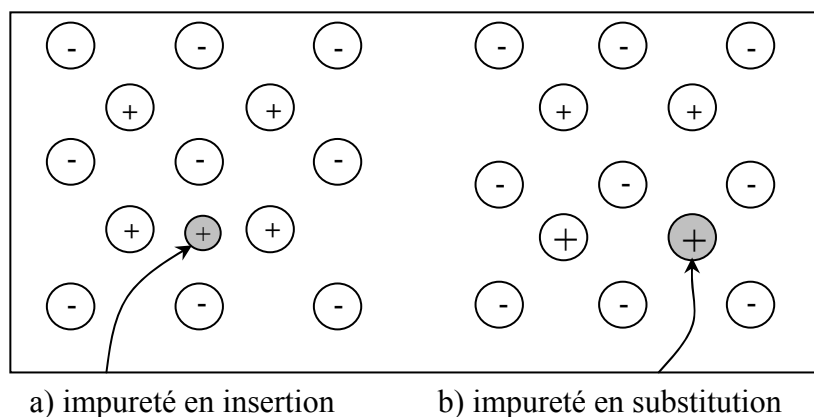


Figure 3. 1 : impureté dans un cristal

III.1.2.3. Les lacunes :

La lacune est le défaut le plus simple : c'est un atome ou un ion manquant. On distingue généralement deux types de défauts dus à la présence de lacunes : les défauts de SCHOTTKY et ceux de FRENKEL.

a)- Défaut de SCHOTTKY :

C'est un défaut crée par le transfert d'un atome vers un site situé à la surface du cristal : le site libéré devient une lacune.

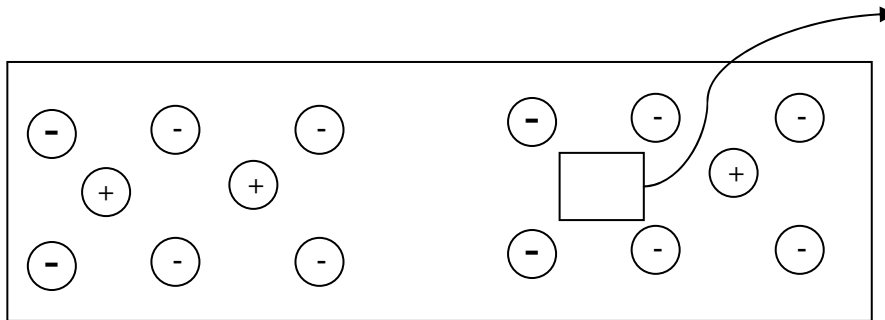


Figure 3. 2 : défaut de schottky

b)- Défaut de FRENKL :

Dans ce cas, l'atome déplacé ne migre pas vers la surface mais s'immobilise en position interstitielle

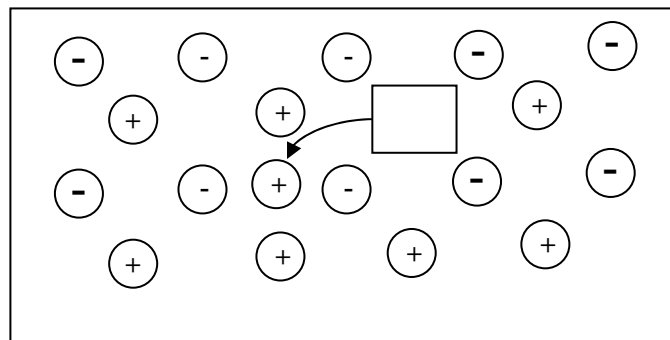


Figure 3. 3 : défaut de FRENKEL

III.1.2.4. Les dislocations :

Les dislocations sont des distorsions du réseau pouvant s'étendre de quelques dizaines d'angströms à plusieurs millimètres. [\[JFR76\]](#)

III.1.3. Dosimétrie par thermoluminescence :

III.1.3.1. La luminescence :

La thermoluminescence décrit le processus d'émission de radiations optiques d'un matériau à partir des causes autres que le chauffage jusqu'à l'incandescence. Les matériaux luminescents peuvent absorber de l'énergie, stocker une fraction de celle-ci, et convertir l'autre fraction en émission de radiation optique. Le terme luminescence est plus général et on peut le différencier à partir de l'effet spécifique rencontré. Le tableau suivant donne les différents termes de luminescence. [\[MAC81\]](#)

L'effet de luminescence	Les moyens d'excitations
Photoluminescence	Photons (ultraviolet, visible, infrarouge)
Triboluminescence	Frottement, collision
Chemiluminescence	Energie chimique
Bioluminescence	Energie biochimique
Cathodoluminescence	Rayons cathodiques
Electroluminescence	Champ électrique
Radioluminescence	Rayonnement ionisant
Sonoluminescence	Onde sonore
Fluorescence (émission prompte)	} Variés
Phosphorescence (émission retardé)	
Thermoluminescence	
(émission accélérée par chauffage)	

La thermoluminescence (TL), fluorescence et phosphorescence sont des formes particulières de luminescence. Elles ne sont pas reliées aux moyens d'excitation mais au temps de décroissance des électrons dans les niveaux excités. L'émission implique le transfert d'énergie aux électrons de la bande de valence (l'état fondamentale G) qui vont se déplacer vers la bande de conduction (l'état excité E), leur retour vers l'état fondamental se traduit par l'émission d'une radiation optique (figure 3.4a). Le processus est appelé fluorescence.

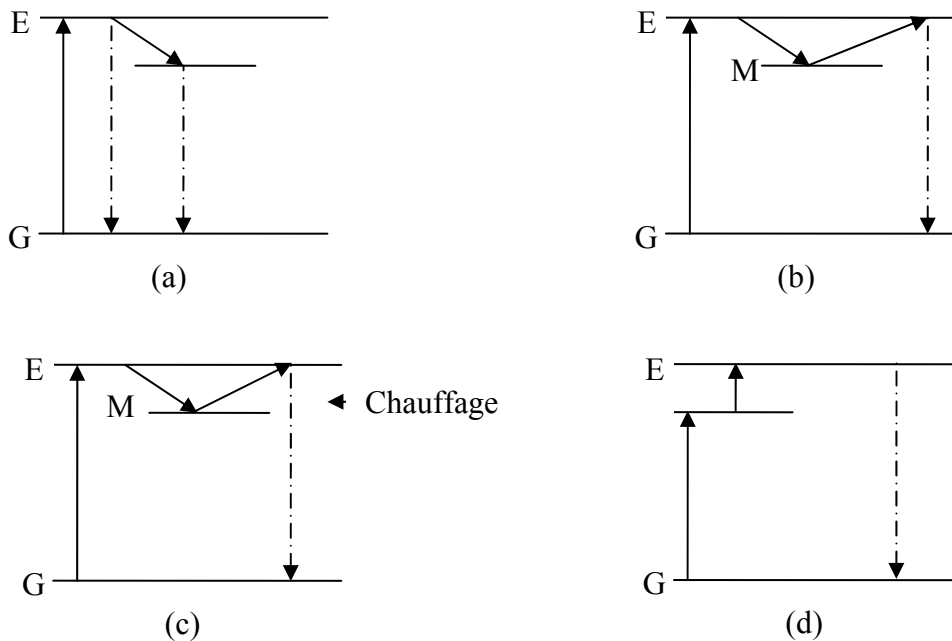


Figure 3. 4 : le processus de luminescence

(-a- luminescence -b- phosphorescence -c- thermoluminescence -d- anti-stokes)

Cependant, en raison de la présence d'un piège à électron (l'état métastable M), le retour des électrons à l'état fondamental peut être retardé, le processus est appelé phosphorescence (figure 3.4 (b)). Dans le cas où les états métastables (M) présentent des pièges aux électrons superficiels (niveau d'énergie plus profond), le retour des électrons au niveau fondamental nécessite un apport supplémentaire d'énergie, transmis sous forme d'une radiation optique (photo-stimulation) ou sous forme thermique (thermo-stimulation). (figure 3.4)

La probabilité P pour qu'un électron passe de l'état fondamental à l'état excité (métastable M) est régit par l'équation de BOLTZMANN,

$$P = S \exp\left(\frac{-\Delta E}{KT}\right) \quad (3.1)$$

Ou :

S : est une constante

ΔE : est la différence d'énergie entre les états E et M

K : constante de **BOLTZMANN**

T : la température en degré **KELVIN**

En augmentant la température, la probabilité qu'un électron se libère croît. Le processus de phosphorescence est accéléré au fur et à mesure que les états métastables les plus profonds se vident. Ce processus est appelé Thermoluminescence (Figure 3.4 (c)). [MAC81]

III.1.3.2. Théorème de Stokes :

Il y a une autre forme de luminescence, la luminescence d'anti-stokes. Dans ce processus la longueur d'onde de l'émission est inférieure à celle du rayonnement d'irradiation (d'excitation). On a une violation dans la loi de Stokes, la conservation de l'énergie est maintenue, pour cela il faut deux photons d'excitation ou plus pour avoir l'émission d'un photon figure (3.4.d) ; cet effet d'anti-stokes est utilisé pour la fabrication de certains semi-conducteurs à photoémission.

III.1.3.3. Modèle générale de thermoluminescence :

La thermoluminescence comprend deux étapes ; la cible est exposée à des radiations ionisantes, dans un milieu de température constante, ce qui conduira à l'excitation et l'ionisation des électrons de la bande de valence (formation d'électrons excités et de trous). Dans la seconde étape, nous assistons à la recombinaison des électrons et des trous par le chauffage de la cible. Chaque fois que la température augmente la cible émet de la lumière et la densité de luminescence augmente.

La figure 3.5 illustre la configuration des bandes d'énergie pour chaque niveau. Dans l'étape (1), la cible est irradiée par des rayonnements ionisants, les électrons de la bande de valence absorbent une quantité d'énergie suffisante pour se déplacer à la bande de conduction en donnant lieu à la formation de trous. L'électron peut se déplacer à l'intérieur du cristal (Etape 2) jusqu'à ce qu'il sera piégé (Etape 3) à cause de la présence d'un niveau d'énergie à l'intérieur de la bande interdite (E). Le même processus sera produit dans la bande de valence pour les trous (positif), (étape -1'-2'-3'). Plusieurs trous sont thermiquement instables et tendent rapidement vers l'état fondamental dans les conditions de température ambiante. [MAC81]

Dans les pièges à électrons, les électrons qui ne possèdent pas une énergie suffisante pour quitter le piège (niveau 4) restent piégés. Ce phénomène est déterminé par deux facteurs principaux: la profondeur des pièges et la température du matériau. Si cette dernière augmente, l'énergie thermique des électrons piégés augmente jusqu'à ce qu'ils quittent le piège (Etape 4). Les électrons libérés se recombinent avec les trous dans les centres de luminescence (L) avec émission de photons dans le domaine visible ou ultraviolet (Etape 5). La recombinaison des électrons avec les trous dans les centres luminescents définit le phénomène de thermoluminescence.

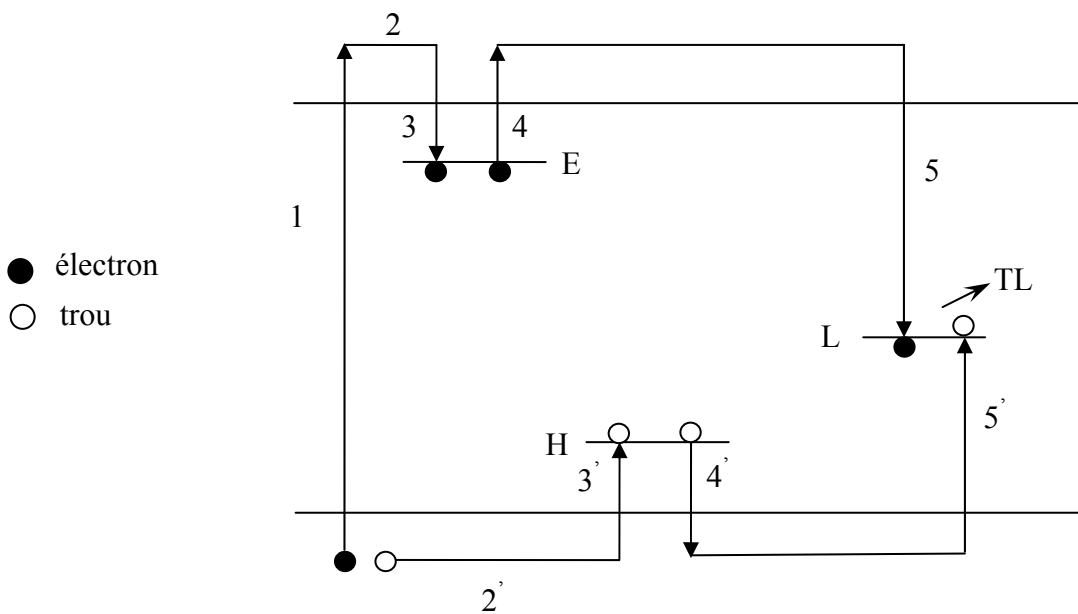


Figure 3. 5 : modèle simple de bande d'énergie pour la thermoluminescence

La thermoluminescence est utilisée depuis de nombreuses années en dosimétrie des rayonnements pour la surveillance du personnel [PIT 81] [PRO 93] [SCH 81]. Un ouvrage fait figure de référence pour les différents modèles qui y sont traités. Il s'agit de celui de S.W.S. McKeever intitulé "ThermoLuminescence of Solids " [MCK95].

III.1.3.4. Modèle théorique du phénomène de thermoluminescence :

Nous ne présentons ici que le modèle de Randall et Wilkins datant de 1945 [RAN 45] [BOH 81]. Ce modèle est assez représentatif du phénomène observé. A partir de la Figure 3.6 il est possible de décrire simplement la Thermoluminescence.

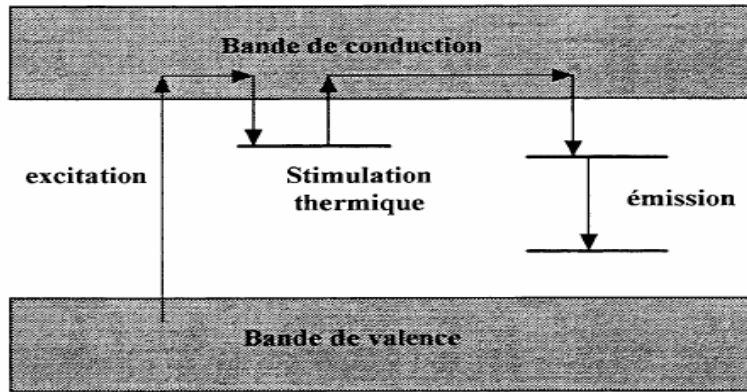


Figure 3. 6 : Principe de la thermoluminescence (de Randall et Wilkins)

Lors de l'irradiation, il y a création de paires électron-trou. Les électrons sont piégés par les centres pièges et les trous par les niveaux fondamentaux des centres de recombinaison. Puis, lors d'une stimulation thermique du matériau suivant un gradient de température (5-10°K/s.) on obtiendra une courbe représentative de l'émission de lumière obtenue durant cette stimulation. On les appelle les courbes de Thermoluminescence ou ("glow curve" en anglais).

Pour construire leur modèle du phénomène de Thermoluminescence, Randall et Wilkins sont partis de postulats simples. Ils supposent une cinétique du premier ordre, donc que la variation de n (nombre d'électrons dans les centres piègeurs par unité de volume) par unité de temps(t) est proportionnelle à n durant la stimulation thermique :

$$\frac{dn}{dt} = -P.n \tag{3.2}$$

Soit P , la probabilité qu'un électron soit dé-piégé. Celle-ci s'exprime en fonction de la température absolue T donnée en Kelvin (°K), de l'énergie E nécessaire à l'électron pour sortir du piège (énergie d'activation thermique) exprimée en électron-volt (eV), de K la constante de Boltzmann,

Cette probabilité de transfert est décrite par la statistique de Boltzmann :

$$P = \frac{1}{\tau} = S \cdot \exp\left(\frac{-E}{KT}\right) \tag{3.3}$$

Dans l'hypothèse où la durée de vie des électrons dans la bande de conduction est très courte, l'intensité lumineuse émise par le matériau est strictement proportionnelle à $\frac{dn}{dt}$ (le transfert ne dépend que de la seule étape de dé-piégeage). L'intensité lumineuse s'écrit donc, à l'instant t :

$$I(t) = -\alpha \cdot \frac{dn(t)}{dt} = \alpha \cdot n(t) \cdot S \cdot \exp\left(-\frac{E}{KT}\right) \quad (3.4)$$

α : étant une constante dépendant du matériau.

On obtient la relation suivante en incluant (3.4) dans (3.3):

$$\frac{dn(t)}{n(t)} = -S \cdot \exp\left(-\frac{E}{KT}\right) dt \quad (3.5)$$

Si l'échantillon est soumis à un gradient de température $dT = \beta \cdot dt$, on intègre alors sur le temps, ou ce qui revient alors au même, sur la variation de température pour obtenir la population d'électrons dans les centres piègeurs :

$$\int_0^{n(t)} \frac{dn(t)}{n(t)} = \int_{T(t=0)}^{T(t)} -\frac{1}{\beta} S \cdot \exp\left(-\frac{E}{KT}\right) dT \quad (3.6)$$

Puis

$$\ln \frac{n(t)}{n_0} = \int_{T(t=0)}^{T(t)} -\frac{1}{\beta} S \cdot \exp\left(-\frac{E}{KT(t)}\right) dT \quad (3.7)$$

On obtient alors la variation temporelle du nombre d'électrons piégé $n(t)$:

$$n(t) = n_0 \exp \left[\int_{T(t=0)}^{T(t)} -\frac{1}{\beta} S \cdot \exp\left(-\frac{E}{KT(t)}\right) dT \right] \quad (3.8)$$

Où n_0 représente la quantité d'électrons piégés initialement après l'irradiation. L'intensité lumineuse $I(t)$ se déduit de (3.8) :

$$I(t) = \alpha n_0 S \exp\left[\frac{-E}{KT(t)}\right] \exp \left[-\int_{T(t=0)}^{T(t)} \frac{1}{\beta} S \cdot \exp\left(-\frac{E}{KT(t)}\right) dT \right] \quad (3.9)$$

En appliquant cette équation, on obtient les graphes de la figure 3.7 de $T(t)$, $n(t)$ et $I(t)$:

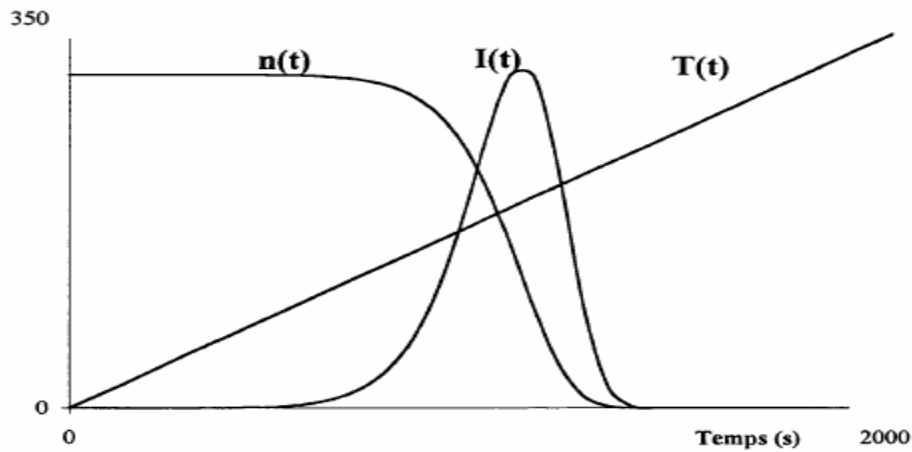


Figure 3. 7 : courbes représentatives du modèle de Randall et Wilkins

Sachant que la température T , pour laquelle on atteint la valeur maximale de l'intensité I_{max} , est définie par $\frac{dI(t)}{dt}=0$ ou $\frac{dI(t)}{dT}=0$. On obtient T_{max} à partir de (3.9) en sachant que :

$$\frac{d \ln[I (t)]}{dT} = \frac{1}{I} \frac{dI (t)}{dT} = 0 \quad \text{à} \quad T = T_{max} \tag{3.10}$$

T_{max} est alors défini par :

$$\exp \left(\frac{-E}{K \cdot T_{max}} \right) = \frac{\beta \cdot E}{S \cdot k \cdot T_{max}^2} \tag{3.11}$$

Contrairement au graphe de la figure (3.7), les thermogrammes de la plupart des matériaux possèdent plusieurs pics à des températures différentes (Figure 3.8), ces pics indiquent la présence de multiples centres piègeurs caractérisés chacun par leur propre valeur d'énergie d'activation et facteur de fréquence associé. On voit donc que chaque type de piège contribue, durant le chauffage, au thermogramme. En pratique, la technique pour mesurer la dose reçue par le matériau consiste à calculer l'intégrale sous la courbe de Thermoluminescence. Cette quantité est directement proportionnelle à la dose (Fig. 3.9). [MAC81]

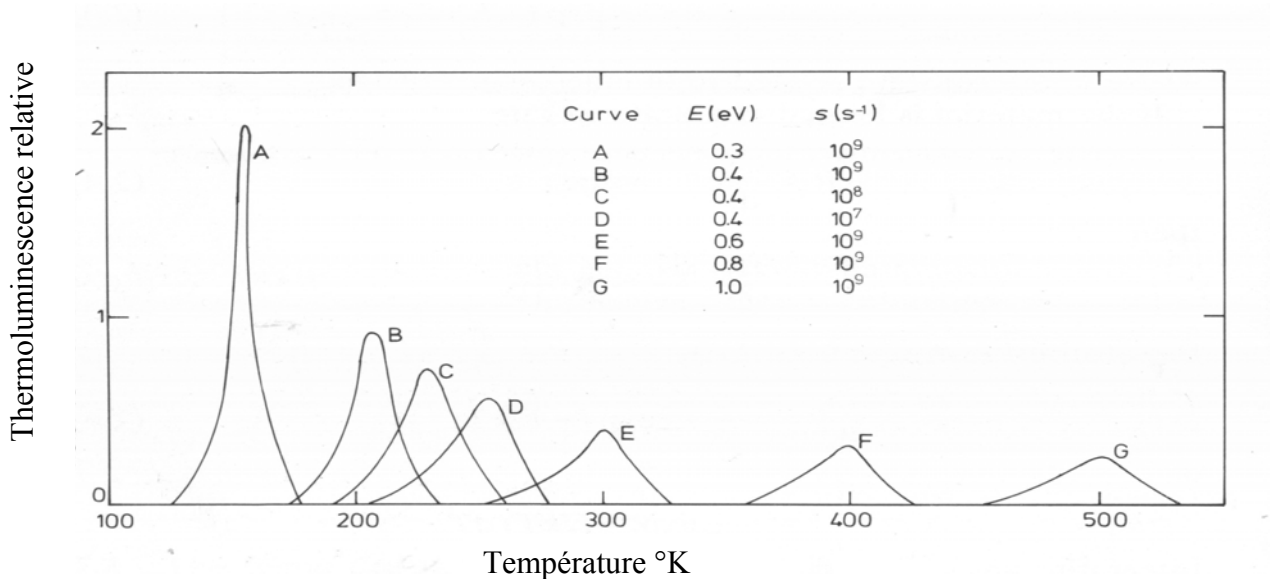


Figure 3. 8 : courbe théorique de thermoluminescence

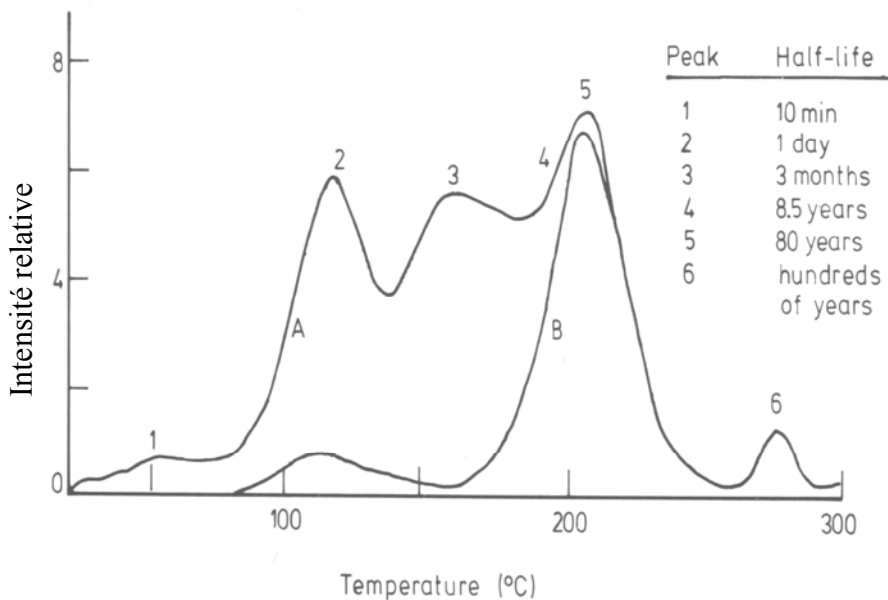


Figure 3. 9 : La courbe de thermoluminescence pour LiF ;Mg ;Ti (TLD 100)

A : La courbe de thermoluminescence sans chauffage

B: La courbe de TL on accélère le phénomène avec l'échauffement de TLD

La durée de vie de chaque pic est donnée dans le graphe

III.1.3.5. Processus de thermoluminescence dans le LiF :

III.1.3.4.1. Introduction :

Le matériau thermoluminescent le plus intensivement étudié est le fluore de lithium dopé au magnésium et au Titane (LiF : Mg :Ti). Plusieurs difficultés ont été rencontrées dans les études théoriques pour expliquer et donner des significations à des résultats expérimentaux, à cause de

l'incertitude dans la composition du phosphore. D'autre part, il est très clair que le processus de thermoluminescence est difficile à étudier. Cette complexité dépend de nombreux facteurs qui sont : la quantité et le type d'impuretés et de dopants présents, la forme chimique et la méthode avec laquelle ils sont introduits dans le réseau. Ces différents facteurs liés ou difficultés d'élaborer un modèle unifié qui explique le comportement de LiF.

III.1.3.4.2. Rôle des ions de magnésium :

Si le LiF :Mg :Ti est irradié après le processus d'annihilation qui consiste à le chauffer à 400 °C puis le laisser refroidir jusqu'à la température ambiante, la courbe de thermoluminescence sera composé d'au moins 6 pics répartis entre la température ambiante et 300°C, comme l'illustre la figure (3.9). Par convention, nous les nommons, Pic 1 (60°C), Pic 2 (120°C), Pic 3 (170°C), Pic 4 (190°C), Pic 5 (210°C), Pic 6 (285°C). Les pics de basse température, de 1 à 4 correspondent aux pièges de faibles énergies. Le Pic 5 de haute température, très stable correspond au piège d'énergie élevée. Pour avoir une bonne reproductibilité de lecture, il faut éliminer, avant chaque lecture, les pics de basse température considérés comme instables ; soit à l'aide d'un préchauffage à 100 °C pendant 5 minutes ou 30 minutes à 80°C ; soit en effectuant la lecture au moins 48 heures après l'irradiation.

La substitution de l'ion Li^+ par l'ion Mg^{2+} résulte en un excès de charge positive dans le site du réseau, et l'attraction coulombienne entraîne la formation des dipôles. Sous certaines conditions thermiques, les dipôles s'assemblent pour former des « dimères » et des « trimères » et des complexes d'ordre plus élevé.

Il est évident qu'un dipôle est associé à un certain centre de piège responsable des pics thermoluminescents 2 et 3.

Des dipôles très complexes sont associés aux pics dosimétriques 4 et 5. L'assemblage de simples dipôles pour former des complexes dépend de la température, du taux de chauffage et de refroidissement (modèle proposé par Mayhugh et al 1968) [MAC81]. Ce modèle peut être utilisé pour expliquer les différents niveaux des pics thermoluminescents.

Lorsque la température croît, les complexes les plus simples tels que les « dimères » et les « trimères » sont rompus pour former des dipôles, en produisant les pics 2 et 3 relativement larges.

Si le phosphore est chauffé jusqu'à une température inférieure à 100 °C (1 à 2 heures à 100°C ou 16 à 24 heures à 80 °C) la concentration des pièges est rehaussé par le pic 4 et le pic 5 au dépend des pics de basse température. [MAS76], [MAC81].

Si le phosphore est rapidement refroidi, un certain nombre de centres de piégeages se fixe dans le réseau. Ce qui entraîne un rehaussement relatif du pic. Une vitesse de refroidissement plus lente entraîne la formation de complexes d'ordre plus élevé, la précipitation de Mg^{2+}) et la réduction des pics 4 et 5. [MAC81]

Certains auteurs ont suggéré que les pics 1 et 6 ne sont pas directement associés à la présence du Mg et Ti mais aux imperfections de réseau (Crittendent et al 1974) [MAS76]. Par contre d'autres ont expliqué le pic 6 par la présence d'un centre de piégeage du dipôle Mg ou sont retenus plus d'un électron [ATT75].

III.1.3.4.3. Rôle des ions de Titane et hydroxyle :

La présence d'ion de titane en liaison avec l'hydroxyl (OH) est pré requise pour une émission TL efficace dans le LiF (Rossiter et al, 1971), (tous les matériaux cristallins développés au contact de l'air à partir de la fusion, contiennent des ions OH avec des concentrations de plusieurs dizaines de parties par million). La sensibilité TL du LiF :Mg :Ti montre une augmentation en fonction de la concentration des ions Ti présents avec un maximum de 7ppm. Lorsqu'une concentration élevée par une faible concentration en ions OH et vice versa [MAS76], [MAC81].

III.1.4. Caractéristique générale des dosimètres TLD :

III.1.4.1. Stabilité de l'information :

La stabilité de l'information est une caractéristique importante du dosimètre. Il devrait pouvoir restituer toute l'information enregistrée, donc présenter une réponse indépendante des agents d'environnement tels que : la température, l'humidité, les agents chimiques et de la durée de stockage du dosimètre.

La stabilité de l'information des dosimètres thermoluminescents dépend de la stabilité des électrons dans les pièges. La durée de séjour moyen des électrons dans un piège est inversement proportionnelle à leur probabilité de transmission d'un état métastable à un état stable ($\alpha(T)$)

$$\alpha(T) = \alpha_0 \exp^{(-E/kT)}. \quad (3.12)$$

La période de recombinaison des électrons, qui correspond à la durée nécessaire pour que la moitié des électrons subissent la transition, est $\ln(2)/\alpha(T)$. Ces paramètres déterminent la stabilité des électrons dans les pièges, donc la stabilité de l'information enregistrée. La fuite des électrons des pièges peut être due à un transfert d'énergie thermique ou optique, donc à une augmentation de la température (T). La température a un effet direct sur la stabilité de l'information pour certains dosimètres relativement bas. [GLE03]

L'effet d'un transfert d'énergie peut également se manifester par une augmentation du bruit de fond du dosimètre : les dosimètres exposés à la lumière pendant une semaine ont un bruit de fond double de ceux conservés à l'obscurité pendant deux mois.

Certains facteurs ont un effet sur la stabilité de l'information enregistrée. L'humidité altère la surface de certains matériaux et modifie leur transparence, donc leur sensibilité apparente.

La perte de l'information enregistrée par certains dosimètres dus à des effets des agents d'environnement ou du temps, est appelée 'fading'. Il est possible d'éviter l'effet de fading en éliminant les pièges instables par :

- 1- Une modification provisoire de la répartition des pièges par un traitement thermique, appelé régénération, effectué avant l'irradiation du dosimètre.
- 2- Si les niveaux énergétiques sont suffisamment éloignés, il est possible d'éliminer les pièges instables par un traitement thermique effectué après l'irradiation, avant la lecture du dosimètre. Il est également possible d'effectuer cette élimination lors de la lecture, l'intégration du signal ne commençant qu'après l'extraction des niveaux instables.

III.1.4.2. Sensibilité et seuil de détection:

La sensibilité d'un matériau thermoluminescent est définie par son efficacité (intrinsèque) de thermoluminescence, qui représente la fraction de l'énergie absorbée remise sous forme de lumière. La mesure de ce paramètre dépend de la transparence du détecteur et des conditions de lecture, par conséquent, on observe une sensibilité 'apparente'. On s'intéresse plus au seuil de détection qu'à la sensibilité du matériau, car il détermine la dose minimale décelable. Le seuil de détection dépend de la sensibilité mais aussi de certains paramètres qui peuvent altérer la précision de la mesure, ces paramètres sont :

- Le courant d'obscurité du photomultiplicateur.
- L'émission infrarouge du système chauffant, qui peut être réduite par l'usage d'un filtre optique appropriée et le choix d'un courant de chauffage adéquat.
- La triboluminescence qui serait due à des tensions créées à la surface du cristal et qui libèrent leurs énergies sous forme lumineuse durant le chauffage. Il a été constaté qu'il suffisait d'éviter la présence d'oxygène pour éliminer ce phénomène. De très bons résultats sont obtenus avec des gaz inertes (Argon, Azote,...).

III.1.4.3. Reproductibilité :

Le rendement et la courbe de thermoluminescence ne devraient pas changer durant les traitements thermiques et les irradiations répétées. Des modifications du rendement thermoluminescent sont observées lorsque des matériaux sont irradiés à des fortes doses. La stabilité des matériaux thermoluminescents est testée par l'évaluation de la reproductibilité de leur réponse à une dose déterminée. Et par la valeur de la déviation standard déterminée sur une série de mesures répétées dans les mêmes conditions d'irradiation et de lecture.

III.1.4.4. Réponse DOSE-signal TL :

Le dosimètre idéal doit avoir une réponse proportionnelle à la dose dans une gamme assez large. Certains types de dosimètres thermoluminescents (TLD) ont une réponse linéaire à la dose à partir d'une dose limite inférieure (DLI) (figure 3.10 - REGION A). Cette limite dépend du type du lecteur utilisé ainsi que du type de TLD. La DLI pour le LiF :Mg :Ti se situe entre 15-100 μ Gy. La région entre B et C représente la région linéaire pour le LiF :Mg :Ti. Le dosimètre commence à être non-linéaire à partir 100 cGy (figure 3.10 - région C). La supralinéarité est plus perceptible à 300 cGy [GLE03].

La supralinéarité peut s'expliquer par des modèles proposés (track interaction density effect model). L'idée est que dans la région des fortes ionisations (dose importante), plusieurs pièges d'électrons sont remplis, ce qui augmente la chance pour trouver un centre de recombinaison, et l'électron revient à son état initial quand on le chauffe et l'effet de thermoluminescence sera produit. La supralinéarité continue jusqu'à 10,000 cGy (figure 3.10 - région D). Dans cette région, le dosimètre devient saturé ; la plupart des pièges d'électrons sont remplis par les électrons, et la probabilité de trouver un piège vide diminue.

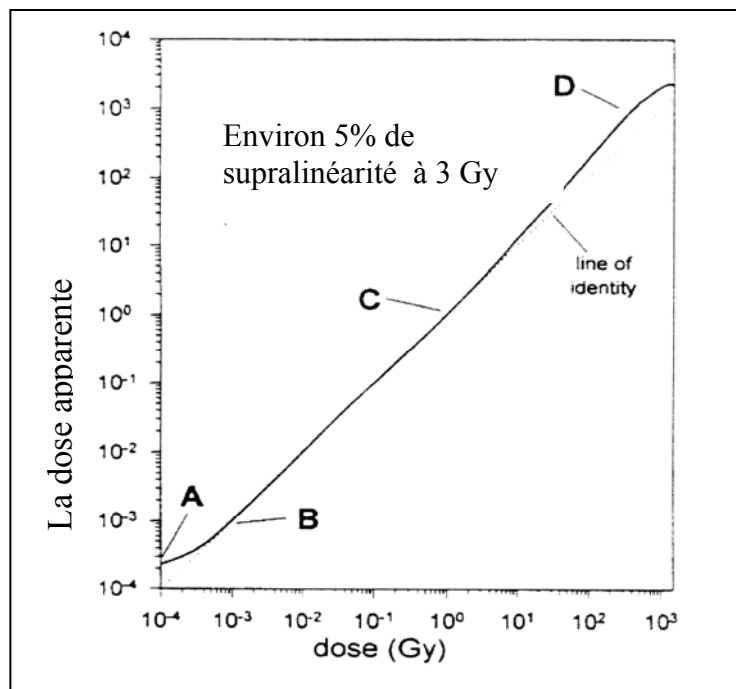


Figure 3. 10 : Réponse de LiF ;Mg ;Ti en fonction de la dose

La quantité exacte de lumière émise par le dosimètre irradié à une dose déterminée est difficile à évaluer à cause de plusieurs facteurs qui sont inconnus et qui sont directement liés à la réponse du TLD. Ces facteurs incluent la probabilité d'ionisation de l'électron, la probabilité de capture de l'électron, la diffusion et l'atténuation des photons dans la matière TL, la probabilité de l'interaction des photons et des électrons avec la photocathode, la grandeur d'amplification des électrons à l'intérieur du photomultiplicateur et l'histoire de chaque TLD (température, humidité) [GLE03].

A cause de cette difficulté, les dosimètres sont soumis en pratique avant leur utilisation à un étalonnage. L'étalonnage se fait en irradiant des dosimètres à des doses différentes réparties autour de la dose d'intérêt. [Par exemple dans notre étude, 2 ou 3 dosimètres à des doses autour de 200 cGy qui est la dose reçue par les patients en radiothérapie par séance (120 à 280 cGy).

Dans cette gamme de doses choisies, la réponse des dosimètres est suffisamment linéaire. Lorsque le dosimètre utilisé est évalué, le signal TL est converti en dose à l'aide de la courbe d'étalonnage.

Le signal de thermoluminescence est un processus probabiliste. Les doses calculées ne coïncident pas avec les doses communiquées par l'irradiation. Des fluctuations apparaissent toujours. Ces dernières suivent des lois statistiques. La statistique gaussienne est la plus utilisée dans ce cas [GLE03].

Un autre facteur intervient dans l'évaluation du signal TL : c'est le bruit de fond qui joue un rôle très important aux faibles doses. Ce dernier doit être soustrait du signal enregistré. Plusieurs

facteurs contribuent à la formation du bruit de fond ; par exemple, l'effet de l'Oxygène qui engendre un signal qui peut être éliminé en évaluant les dosimètres dans un milieu inerte tel que l'Azote. Ce gaz est introduit dans le lecteur TLD avec un débit constant, pour éliminer l'air dans le système. Dans la gamme des doses de 1 cGy à 1000 cGy la soustraction du bruit de fond n'est pas très importante.

Le bruit de fond peut aussi être le résultat d'irradiations naturelles, comme par exemple les radiations cosmiques ou les radiations qui proviennent du sol.

Si les TLD sont stockés pour une durée très importante, la dose due au bruit de fond augmente, pour cette raison, il est recommandé de les stocker dans les mêmes conditions. [GLE03]

Une autre source de bruit de fond c'est le bruit électronique du lecteur TLD. Son origine est due au photomultiplicateur (PM) (courant d'obscurité).

III.1.4.5. La dépendance énergétique :

La figure 3.11 décrit la réponse de plusieurs dosimètres TL pour différentes énergies. La courbe N° 4 correspond au LiF :Mg :Ti. Si on le compare par rapport à l'énergie du ⁶⁰Co (source de référence), la réponse de LiF :Mg :Ti est de 150% supérieure dans la gamme d'énergie (10 et 100 keV). [GLE03]

Pour déterminer le facteur de dépendance énergétique, K_{en} , la réponse de TLD pour des irradiations dans les rayons X ou Gamma est standardisée par rapport à la réponse des dosimètres dans le ⁶⁰Co.

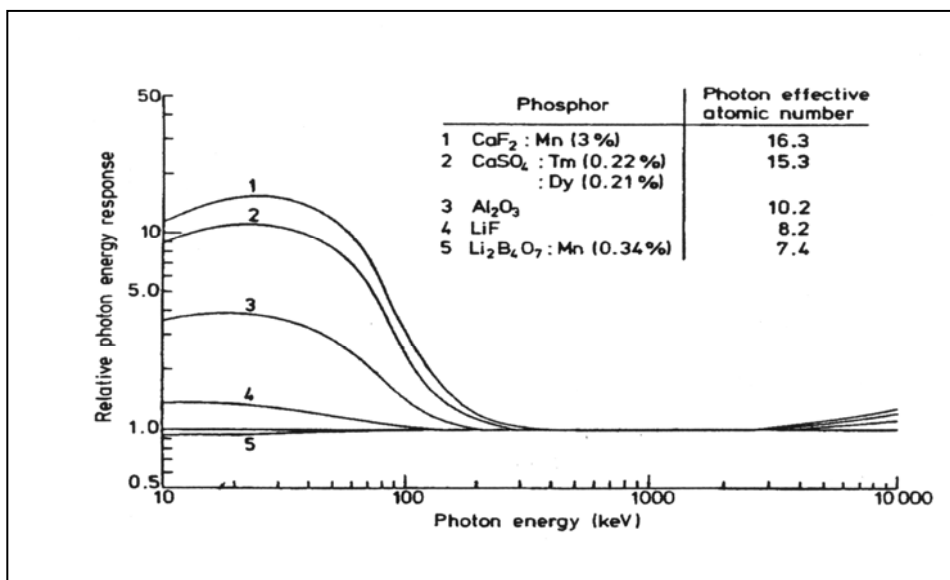


Figure 3. 11 : la réponse des TLD en fonction de l'énergie des photons.

Pour le LiF, l'excès de réponse (le rapport entre la réponse TL à une dose D sur la réponse TL à la même dose D dans le ⁶⁰Co qui est supérieur à 1.0) est observé dans la gamme d'énergie de 150 keV.

Ce phénomène dû à l'absorption photoélectrique, qui dépend du nombre atomique Z (Z^3/E^3). [GLE03]

La valeur faible du numéro atomique Z pour LiF :Mg :Ti (8.2) donne une réponse faible dans la région de photoélectrique. Celui-ci est plus proche à celui des tissus humains (7.6). Les autres TLD utilisés comme le CaF₂ par exemple ($Z=16.4$) à un excès de réponse important dans la région photoélectrique. Ainsi que les films photographiques qui contiennent de l'Argent ($Z=47$) (Problème d'excès de réponse)

Pour des énergies faibles (<20 keV), le signal enregistré est faible par rapport à celui du ⁶⁰Co, Ceci est du au phénomène d'atténuation dans les matériaux TL qui est plus important pour les faibles énergies.

Dans la littérature, plusieurs publications donnent les facteurs de correction pour la dépendance énergétique [GLE03]. Les calculs par code de Monté Carlo montre que la réponse des TLD pour les faisceaux de photons et d'électrons est légèrement inférieure à celle de ⁶⁰Co.

III.1.4.6. Le fading :

La mesure latente de la dose absorbée d'un phosphore TL correspond aux nombres d'électrons qui sont retenus dans les différents niveaux de piégeage. Quant au fading, il correspond à la fuite d'une partie de ces électrons avant la lecture. Celui-ci peut être dû à une stimulation thermique ou optique. Dans certaines publications (Ginjuame et al) des déviations de 10% par an ont été trouvées pour le LiF : Mg :Ti pour le Co-60 entre l'irradiation et la lecture .[GLE03]

III.2. CARACTERISATION DE LA POUDRE THERMOLUMINESCENTE :

III.2.1. Introduction :

Le LiF :Mg :Ti est couramment le plus utilisé dans la famille des phosphores thermoluminescents, il a été utilisé par la première fois par Daniel et al en 1959.

LiF :Mg :Ti a une très grande sensibilité, avec différentes formes (poudre, bâtonné et pastille) et isotopes (TLD100-TLD600-TLD700). La variété se trouve dans l'abondance de ⁶Li et ⁷Li ; le tableau 3.1 suivant résume les abondances de chaque isotope [MAC81].

Tableau 3.1: Les constituants des isotopes de Harshaw TLD100, TLD600, TLD700

Type de phosphore	Li6	Li7
TLD100	7.5	92.5
TLD600	95.6	4.4
TLD700	0.01	99.99

Les TLD100 (600-700) est obtenu en mélangeant d'une manière homogène le fluorure de lithium, le fluorure de magnésium et le fluorure de lithium-titane. Ceci donne un phosphore contenant 300 ppm de magnésium et 10-20 ppm de titane. Le Fluorure de Lithium a une densité de 2.64 g cm^{-3} et un nombre atomique effectif $Z_{\text{eff}} = 8.2$.

Il est utilisé pour la dosimétrie de divers faisceaux (X, Gamma, β , Alpha, e^- , P, n). [MAC81]

La poudre TLD100 utilisé:

Les caractéristiques des dosimètres TLD-100 commercialisés par (Harshaw Chemical Company) sont les suivants :

- 100% de Fluorure de lithium
- Densité : 2.64 g.cm^{-3}
- Spectre d'émission TL : 3500 à 6000 Å
- Température du pic principal de TL : $210 \text{ }^\circ\text{C}$
- La gamme d'exposition : 100 mR-105R
- Indépendant de débit de dose : $>10^8 \text{ R/s}$
- Equivalent tissu $Z_{\text{eff}} = 8.14$
- Fading = 5% par an à $20 \text{ }^\circ\text{C}$.

III.2.2. Préparation de la poudre TLD :

III.2.2.1. Les capsules utilisées :

Dans notre travail, la poudre est contenue dans des capsules en téflon de 3 mm de diamètre, 22 mm de long et 1 mm d'épaisseur (figure 3.12). Ces capsules peuvent contenir 160 mg de poudre LiF : Mg :Ti.

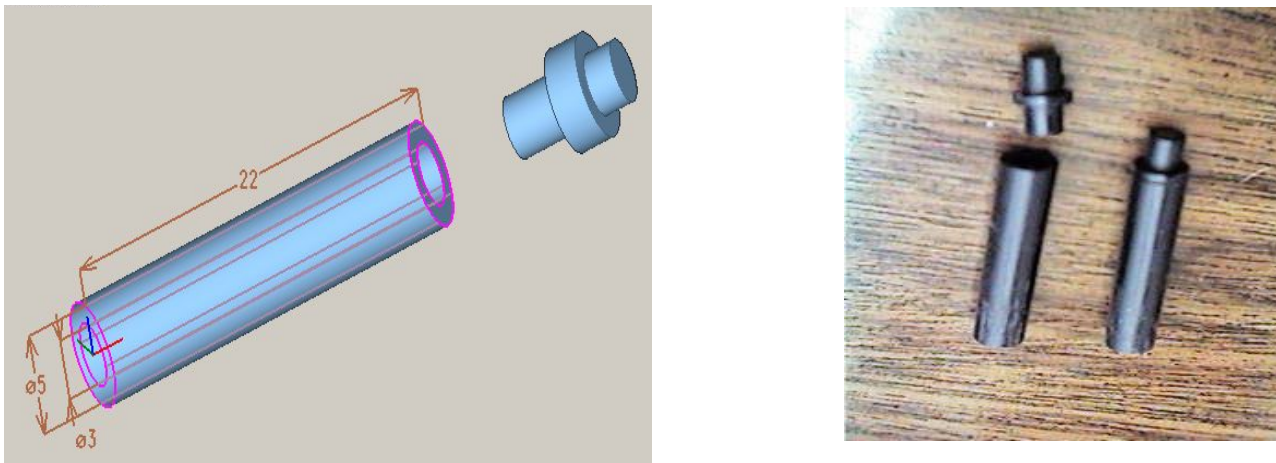


Figure 3.12 : les capsules utilisées

III.2.2.2. Procédure d’annihilation de la poudre :

Avant la première utilisation de la poudre, le LiF, placé dans un conteneur en acier inox, est annihilé selon deux étapes : d’abord à 400 °C pour 1 heures suivie d’un refroidissement sur un bloc de plomb, suivie de 80°C pendant 24 h. Le refroidissement se fait à l’extérieur à l’air libre. [DAH73] [JZE02]

Après l’annihilation, la poudre est tamisée avec des tamis fins pour éliminer les grains de diamètre inférieur à 75µm.

La poudre peut être recyclée pour d’autres utilisations. La procédure consiste à laver la poudre avec l’alcool pour éliminer les impuretés et les poussières, puis elle est lavée deux fois à l’eau distillée.

La poudre est ensuite séchée dans un four pendant 24 heures à une température de 80 °C. Enfin, on lui fait subir le même processus de tamisage que précédemment (Voir figure (3.13)).

Pour éviter les problèmes de non reproductibilité des lectures à cause de l’influence des appareils utilisés, des procédures et des méthodes d’évaluation, il est recommandé de remplir les capsules avec des gants en plastique et d’utiliser des pipettes reliées à une pompe qui aspire la poudre utilisée dans la plaquette du lecteur (figure (3.14)). [ROZ98], [ARI06]

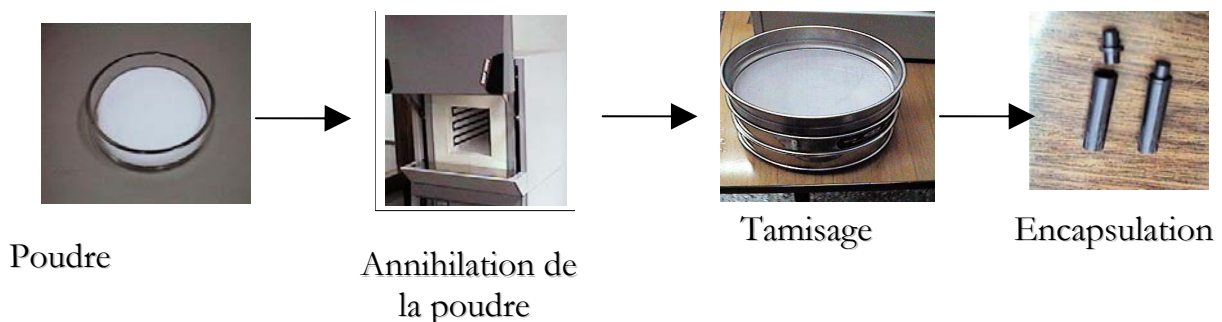


Figure 3.13 : procédure d’annihilation de la poudre

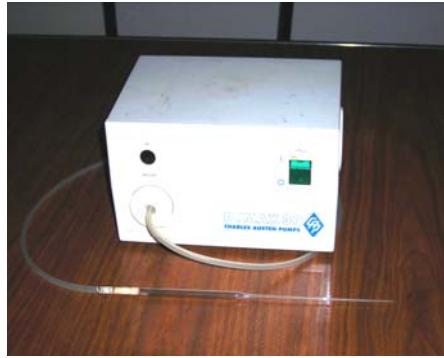


Figure 3.14 : Appareil utilisé pour aspirer la poudre

III.2.2.3. Dosage de la poudre :

Pour l'évaluation des TLD irradiés, nous avons utilisé un doseur qui est un dispositif permettant d'administrer des petites quantités de poudre de même masse au lecteur TLD. Deux types de doseurs ont été utilisés dans le cadre de notre travail. Le premier doseur est commercialisé par Harshaw, la seconde à été conçu et livré par le laboratoire de dosimétrie de l'AIEA (figure 3.15).



Doseur Harshaw



Doseur AIEA

Figure 3.15 : les doseurs utilisés pour administrer la poudre à évaluer.

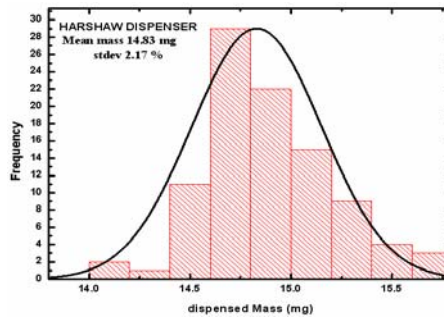
La masse administrée par le doseur Harshaw est de 14,82 mg tandis que celle de l'AIEA est de 25,26 mg. Pour chaque doseur, ces masses ont été déterminées à l'aide d'une balance électronique de type BP211D dont la précision est de 0,01% (figure 3.16). L'écart-type des masses administrées par les doseurs a été évaluée à l'aide d'une même poudre. Les résultats sont donnés dans la Figure 3.17a.



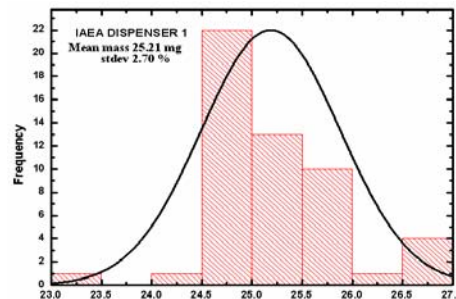
Figure 3.16 : la balance utilisée



Doseur Harshaw



Doseur AIEA (1)



Doseur AIEA (2)

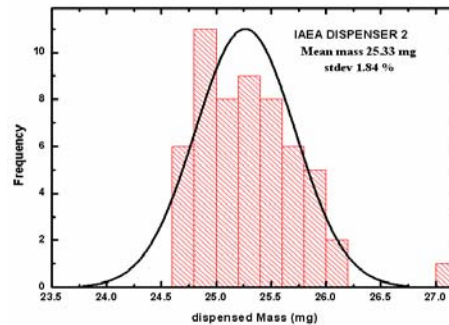


Figure 3.17.a : distribution des masses des échantillons administrés par les deux types de doseurs (le doseur AIEA (1) à été remplacé par le doseur (2) après oxydation).

Tableau 3.2 : Les écarts-types et les masses moyenne pour les doseurs.

	Nombre de mesures	Moyenne (mg)	SD%
Doseur Harshaw	96	14,83	0,22%
Doseur AIEA (1)	43	25,14	0,63%
Doseur AIEA (2)	56	25,33	0,24%

III.2.2.4. Reproductibilité des lectures pour des deux doseurs:

La reproductibilité des lecteurs obtenue par les deux doseurs à été étudié en irradiant deux lots de capsules à la même dose de 2 Gy et en évaluant ces capsules avec le lecteur Harshaw. La figure 3.17b représente la distribution des écarts-types des lectures correspondant aux deux doseurs.

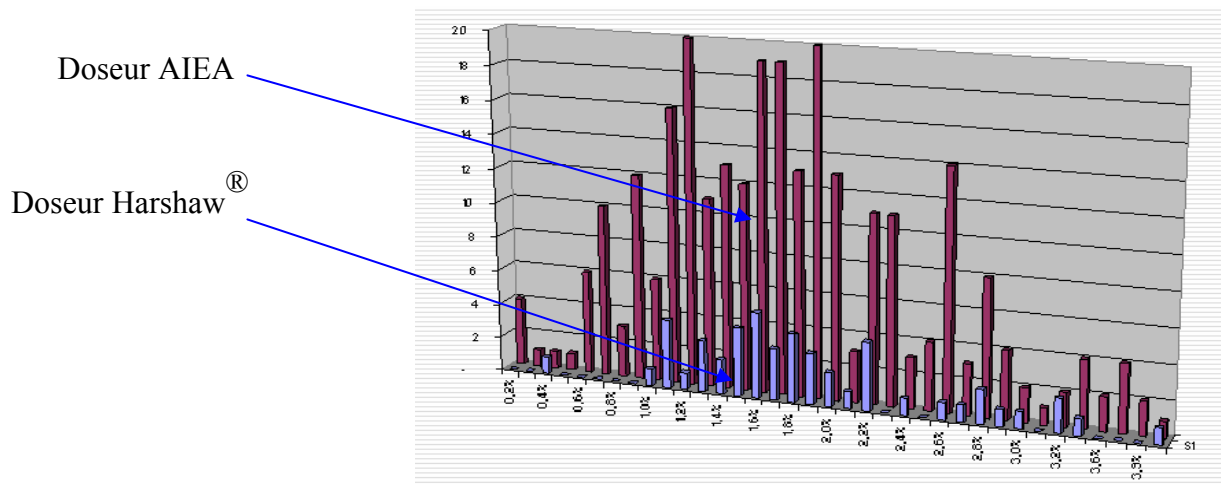
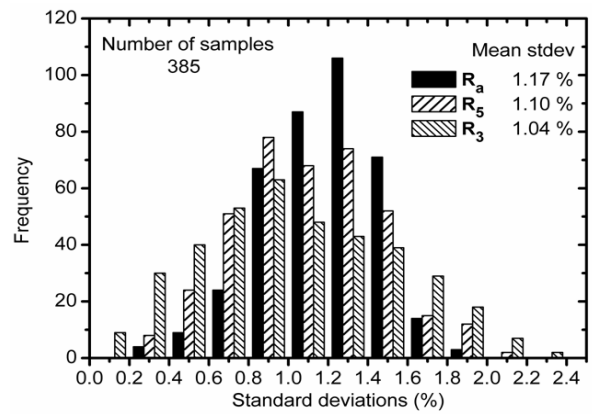
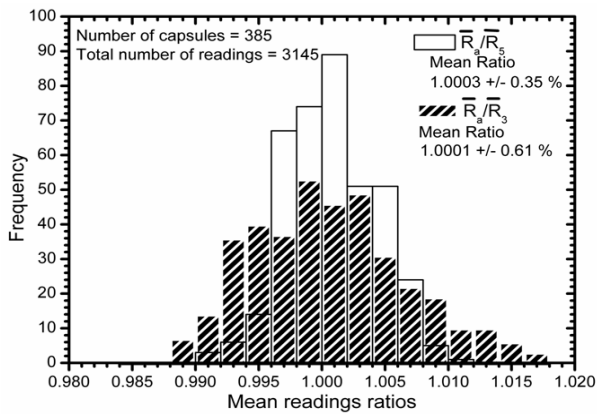


Figure 3.17.b : distribution des écart-types des lectures pour les deux doseurs

A partir de ces deux graphes, on constate que la déviation standard ne dépasse pas 1.5% pour les deux doseurs. Ce résultat est conforme aux recommandations publiées dans la littérature [ROZ98].

L'évaluation des capsules nécessite des temps importants (Une capsule donne 10 à 12 échantillons avec le doseur Harshaw et 5 à 6 échantillons avec le doseur AIEA). Une étude effectuée par l'équipe du LSED, a permis de conclure qu'avec le doseur HARSHAW, il suffisait de prendre 5 et même 3 échantillons sans perdre la précision sur la mesure [ARI06]. (Voir les figures suivantes reprises de la publication citée).



III.2.2.5. Préparation et lecture des TLD :

Comme nous l’avons dit précédemment, La poudre TLD100 est mise dans des capsules contenant chacune 160 mg. Avec le doseur Harshaw, on obtient une dizaine d’échantillons de masse moyenne de 14,83 mg. Le doseur AIEA permet d’obtenir 6 échantillons de masse environ 25,26 mg. Pour éviter les erreurs de manipulations, il faut garder les mêmes procédures de traitement suivantes :

- 1- remplissage du doseur ;
- 2- avec le doigt, taper trois fois sur le doseur (pour mélanger uniformément la poudre) ;
- 3- verser la poudre au milieu de la plaque du lecteur
- 4- à l’aide d’un outil métallique, disperser uniformément la poudre en tapant trois fois sur la plaque

III.2.3. Caractérisation de la poudre à l’aide du TOLEDO :

III.2.3.1. Introduction :

La base de la dosimétrie par thermoluminescence est la stimulation d’une radiation par échauffement de phosphore après leur irradiation. Il y a des différents types d’instruments utilisés pour évaluer les dosimètres thermoluminescents. La méthode de lecture est simple et peut être effectuée dans des temps courts (quelques secondes jusqu’à quelques minutes). Le lecteur est constitué de deux partie principale voir figure (3.18)

- dispositif de chauffage
- système de détection de lumière

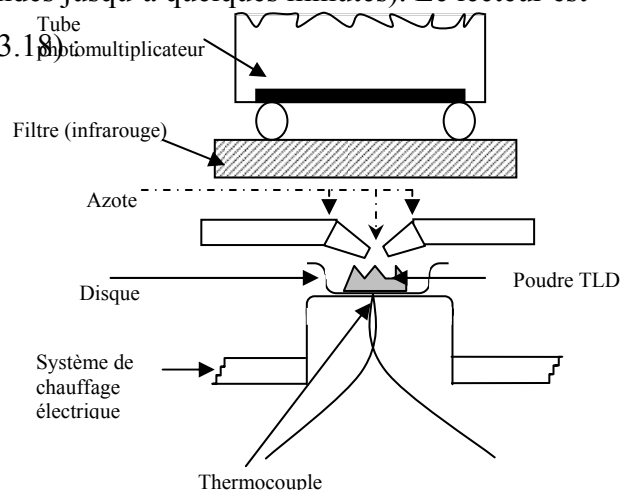


Figure 3.18 : la méthode pour transférer la chaleur aux dosimètres

III.2.3.2. Lecteur TOLEDO modèle 645:

Le lecteur TOLEDO modèle 645 possède plusieurs accessoires qui facilitent la tâche de lecture des TLD et leur exploitation. Ainsi, on peut l'utiliser pour différentes formes de dosimètre pour différentes applications. Les figures (3.19, 3.20) donnent les différentes parties du lecteur et leurs accessoires.

Avant d'utiliser l'appareil, l'utilisateur doit connaître la polarisation nécessaire pour alimenter le photomultiplicateur et avoir ainsi une tension suffisante pour récolter le signal. [PIT81]

Le lecteur est relié à un système d'alimentation en gaz inerte. Le plus étudié c'est l'Azote qui peut diminuer l'effet d'Oxygène (la concentration de l'Oxygène doit être inférieure à 100 ppm) avec un débit optimale entre (300-400) ml/min. l'alimentation en Azote est reliée à deux régulateurs de gaz, l'un de ces deux régulateurs est relié à un filtre dans le but de filtrer la poussière ou les particules avant l'entrée dans le lecteur, la pression du gaz ne dépasse pas $1,4 \cdot 10^6$ Pa. La pression doit être choisie pour avoir un débit de gaz pur et éliminer la vapeur d'eau. La circulation d'azote dans le lecteur élimine l'effet de triboluminescence et permet également le refroidissement du photomultiplicateur. [PIT81]

Le système de chauffage est constitué d'un disque en acier inoxydable, monté sur un support vertical mobile. Le chauffage se fait par effet Joule. Le contrôle de la température est assuré par un thermocouple soudé au dessous de l'élément chauffé, la figure (3.19) montre le système de chauffage pour le TOLEDO. [PIT81]

Le système de détection comprend un filtre optique à infrarouge, un photomultiplicateur, et un convertisseur courant-impulsion connecté à un compteur d'impulsion. La stabilité du système est testée avant chaque série de mesure à l'aide d'une source de référence constituée de carbone 14 incorporée dans un scintillateur en plastique (Figure 3.20).

[OUS94]

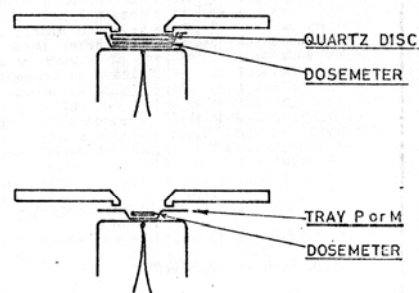


Figure 3.19 : dispositif de chauffage du Toledo



Figure 3.20 : le lecteur Toledo et ses accessoires

III.2.3.3. Le cycle de chauffage :

Le cycle de chauffage dépend de l'application envisagée. Un exemple est donné dans la figure 3.21 suivante :

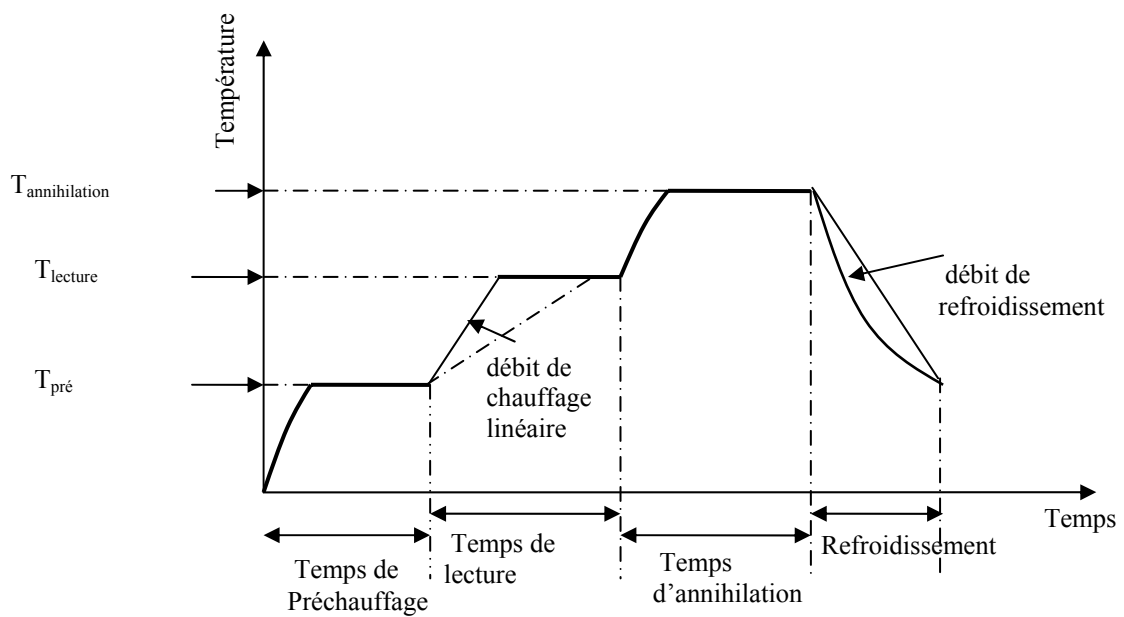


Figure 3. 21 : cycle de chauffage du TOLEDO

Dans notre étude, les paramètres de lecture utilisés pour évaluer les TLD sont :

1. La température de préchauffage : 135°C pendant 16 secondes
2. La température maximale : 240°C
3. Le signal émis est collecté de 135°C à 240°C pendant 32 secondes

III.2.3.4. Variation de la réponse en Fonction du temps de préchauffage et du temps d'intégration :

Dans cette partie on irradie les capsules à 2 Gy dans les conditions de référence. Leur évaluation se fait avec des temps de préchauffage t_{pre} de 10 s à 24 secondes et des temps d'intégration du signal de 16 à 30 secondes. Les résultats sont donnés dans le tableau 3.3 et représenté par les figures 3.22; 3.23 :

Tableau 3.3: Réponse des capsules irradiées à 2 Gy

t (pre)	Réponse (nC)	SD%
10	138868,75	9,18%
12	198983,71	10,05%
14	208521,87	8,67%
16	257254,37	8,14%
18	186298,87	8,52%
20	212145,4	1,11%
22	254299,67	8,99%
24	241153,33	4,96%
26	244204,5	7,15%

t (int)	Réponse(nC)	SD%
20	270207,5	5,5%
22	283263,6	4,3%
26	272075,2	2,8%
28	270957,2	2,1%
30	274485	3,5%

Les graphes de la variation de la déviation standard en fonction de temps de préchauffage.

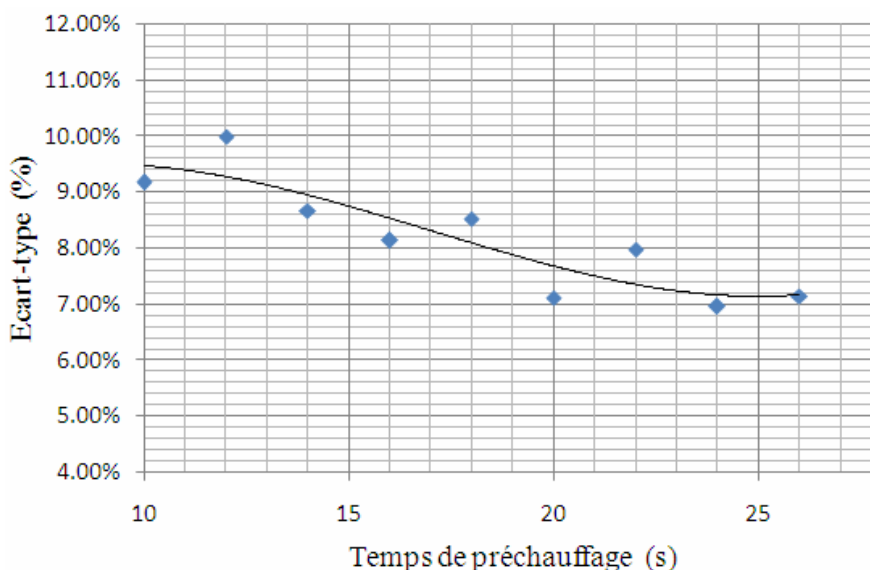


Figure 3.22 : variation de la SD% en fonction de temps de préchauffage

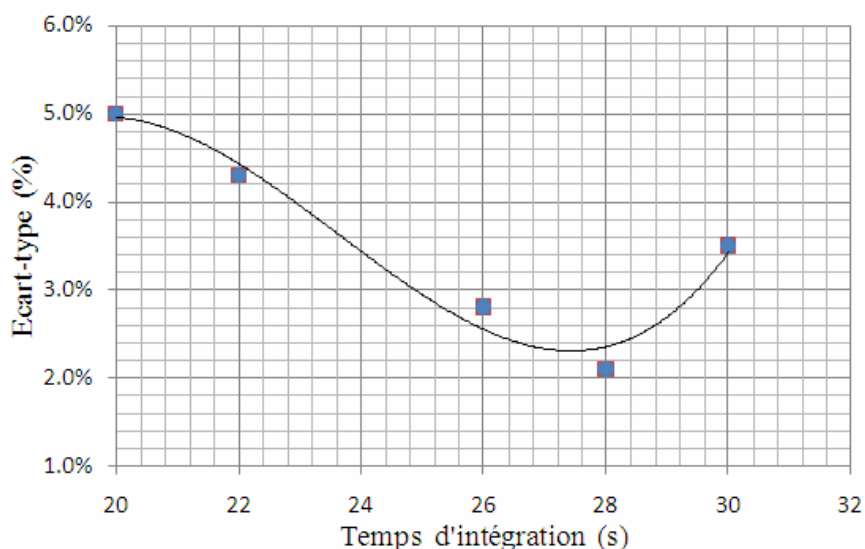


Figure 3.23 : variation de l'écart-type en fonction de temps de lecture (temps d'intégration)

Nous remarquons qu'une meilleure reproductibilité des lectures est observée pour un temps de préchauffage supérieur à 16 s et pour des temps d'intégration autour de 28 s.

III.2.3.5. Reproductibilité des lectures :

Pour étudier la reproductibilité du lecteur on évalue plusieurs capsules dans les mêmes conditions. Les résultats sont donnés dans le tableau 3.4 suivant :

Tableau 3. 4 : Réponse de capsules irradiée à 2 Gy

N° de la capsule	la valeur moyenne (nC)	Ecart par rapport à la moyenne (nC)
1	206605,8	-2,02%
2	200029,4	-5,14%
3	215138	2,02%
4	217800,4	3,28%
5	207645,83	-1,53%
6	213438,17	1,22%
7	204147,33	-3,19%
8	207557,4	-1,57%
9	216771,67	2,80%
10	219600,67	4,14%
moyenne	210873,47	
Erreur standard *	1,0%	

* : L'erreur standard est calculée en divisant l'écart-type relatif par la racine du nombre de mesures.

Une étude plus générale de la reproductibilité des lectures TLD a été réalisée en prenant en compte tous les résultats précédents d'évaluations des capsules. Le nombre total de capsules est de 75,

chaque capsule donnant entre 5 et 12 échantillons. La distribution des écarts-types relatifs des lectures est donnée par la figure 3.24.

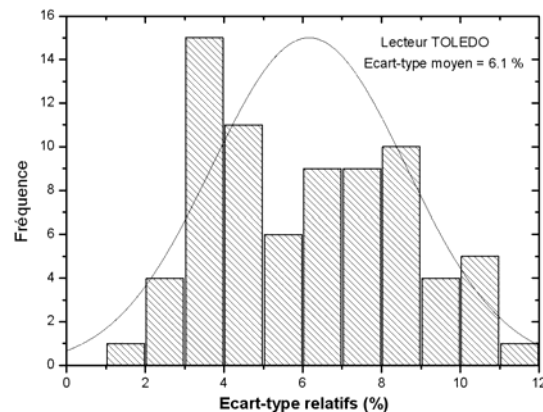


Figure 3.24 : Variation de l'écart-type en fonction de la fréquence d'apparition.

Il ressort de cette étude que l'écart-type moyen est égal à 6.1 %.

Ce résultat montre clairement que le lecteur TOLEDO n'est pas du tout adapté pour notre étude qui exige que la reproductibilité soit inférieure à 2 % (domaine de la radiothérapie).

A partir de la figure 3.24 la distribution suit une gaussienne et la valeur la plus probable se situe autour de 6%.

III.2.4. Caractérisation de la poudre à l'aide du lecteur Victoreen 2800M :

Le lecteur Victoreen 2800M est un appareil manuel avec trois tiroirs circulaires munis de trois cavités différentes, positionnées à 90° les unes par rapport aux autres. Le photomultiplicateur est monté verticalement au dessus du tiroir de telle façon qu'il soit en face de la cavité (Figure 3.25).

La première cavité contient une plaque chauffante pour la lecture des pastilles, cette cavité est utilisée, dans notre cas, pour chauffer la poudre. La deuxième contient une source lumineuse stable de référence qui consiste en un scintillateur et une source radioactive. La troisième cavité est destinée à la lecture des ampoules TLD.

L'électronique est faite pour intégrer le courant produit par le photomultiplicateur pendant une période de temps fixe. Des charges de quelque pC à un maximum de 45µC peuvent être mesurées.

[MAN]

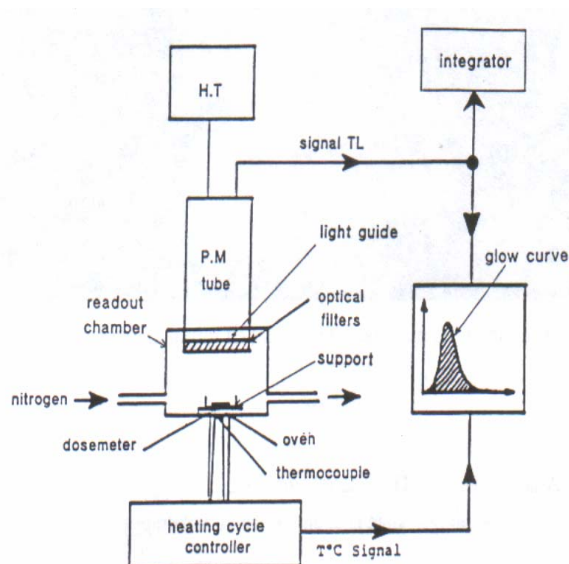


Figure 3.25 : Victoreen 2800M

III.2.4.1. Cycle de chauffage :

Préchauffage : à la température de 135°C pendant 10 secondes

Température maximal : 240°C avec un débit de 10°C/s

Lecture : intégration du signal émis pendant 30 secondes. De 135°C à 240°C

III.2.4.2. Variation de la réponse en fonction de la tension (V) :

Pour choisir la tension adéquate de polarisation du photomultiplicateur (PM) on fait varier sa tension et on enregistre le signal récolté.

Le tableau 3.5 suivant donne la variation de la réponse du tube PM en fonction de la tension appliqué (V).

Tableau 3.5 : la réponse de PM en fonction de tension appliquée.

La tension	La réponse (*10 ⁻¹⁰ C)	Ecart-type (%)
400	1,3756	2%
500	2,0546	1.6%
600	5,086	1.3%
700	15,496	1.9%
800	46	3%
900	118,32	3.2%
1000	280,2	2.6%
1100	569	2.2%
1200	1060,2	1.9%
1300	2040	1.8%
1400	3748	2.4%
1500	14158	1.4%

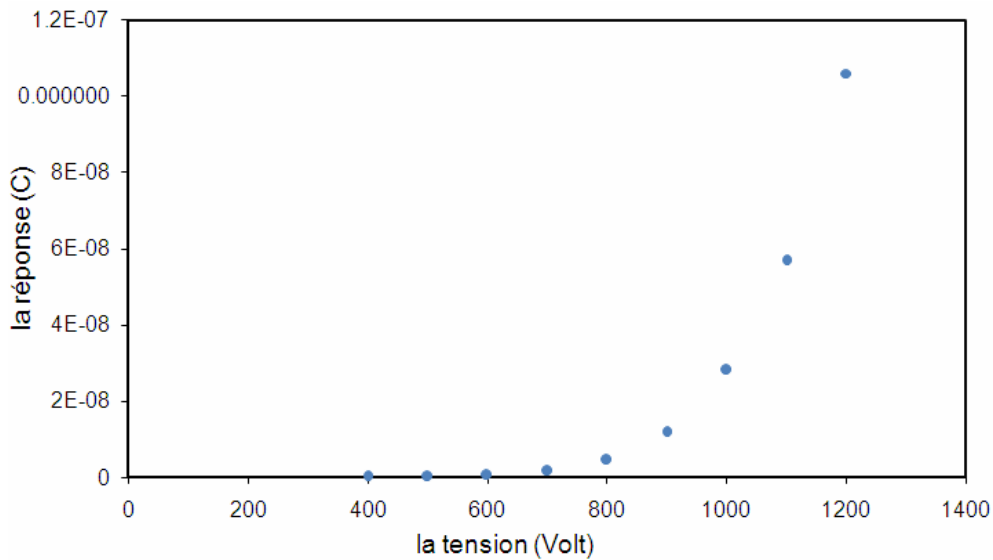


Figure 3. 26 : variation de la réponse du PM en fonction de la tension appliqué.

D’après le graphe on aperçoit un palier dont le centre est situe à 800 Volts. Cette tension est utilisée pendant toute notre étude pour l’évaluation des capsules TLD.

III.2.4.3. Reproductibilité :

159 capsules ont été irradiées à 2 Gy dans les mêmes conditions, l’écart-type relatif des lectures, effectuées à l’aide du lecteur Victoreen, est inférieur à 3 % .

Tableau 3.6 : Nombre des capsules irradiées et leurs écart-types

Nombre des capsules	L’écart-type moyenne
159	<3%

La distribution des écarts-types relatifs (DS %) est illustrée par la figure (3.27)

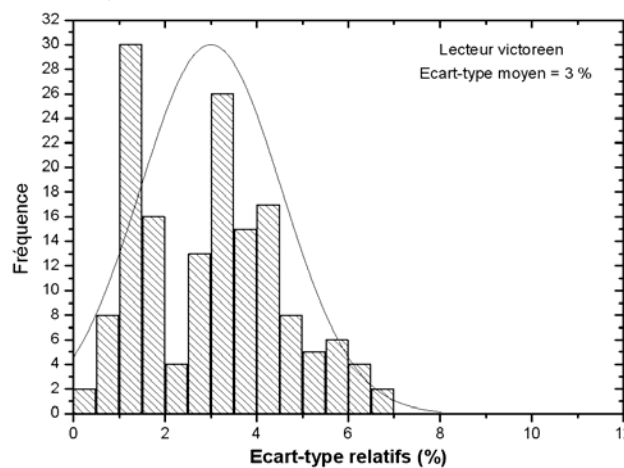


Figure 3.27 : Distribution des écart-types des lectures effectuées par le lecteur Victoreen

A partir de la figure 3.27 on remarque que la distribution suit approximativement une Gaussienne. La valeur la plus probable se situe autour de 3 %

III.2.4.4. Effet de l’Azote :

L’influence du débit de l’Azote sur la réponse des dosimètres a été étudiée en irradiant un lot de capsules à 2 Gy et en les évaluant à différents débit d’Azote (cc/minute) dans les mêmes conditions. Les résultats sont représentés dans le tableau (3.7). La figure 3.28 représente la variation des écart-types en fonction du débit d’Azote.

Tableau 3.7 : Réponse des capsules et les écart-types en fonction du débit d’Azote.

Débit	MOYENNE	Ecart-type
0	15.87	3%
50	20.75	2.1%
100	19.78	1.8%
150	21.28	2%
200	19.91	3.4%
300	20.27	2.4%
400	20.19	1.5%
500	21.06	1.9%

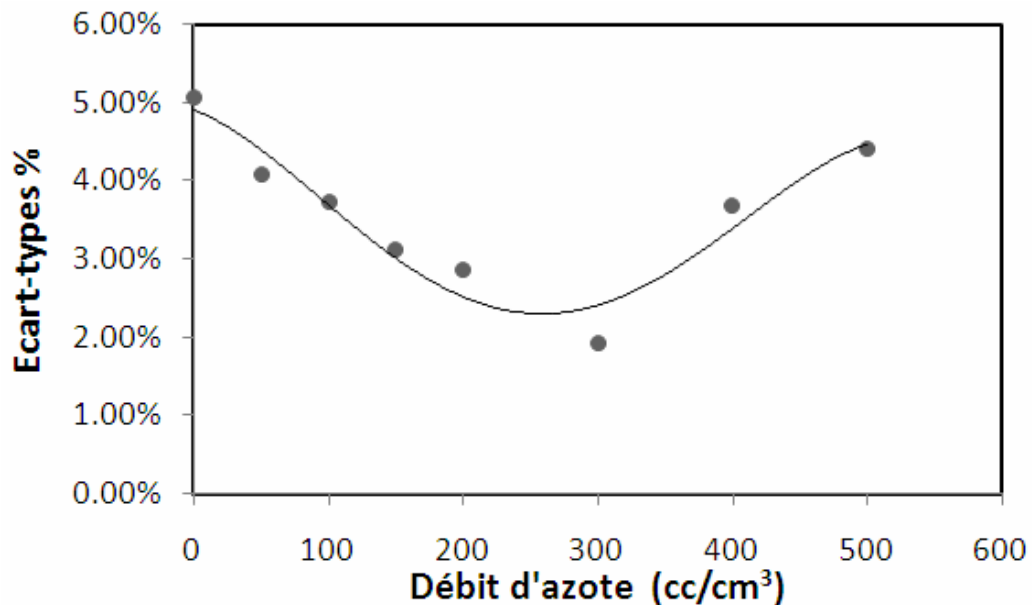


Figure 3.28 : Variation de l’écart-type des lectures obtenues par le lecteur VICTOREEN en fonction de débit de l’Azote.

Nous remarquons qu’une meilleure reproductibilité (écart-type minimum) est obtenue pour un débit d’azote compris entre 250 et 400 cc/min. Pour la suite de notre étude, nous avons adopté 300 cc/min comme débit de travail.

III.2.5. Caractérisation de la poudre à l'aide du Harshaw 4000:

Le lecteur HARSHAW 4000 est de type universel (figure 3.29). Il comprend un détecteur de thermoluminescence qui comporte principalement :

1. une plaquette métallique destinée à porter les pastilles ou la poudre de TLD
2. un thermocouple placé sous cette plaquette, destiné à contrôler la température et sa vitesse de variation
3. un tube photomultiplicateur destiné à mesurer la lumière émise par la pastille lors du chauffage.



Figure 3. 29 : Lecteur HARSHAW 4000

III.2.5.1. Cycle de chauffage :

Le lecteur peut fonctionner en deux modes : mode calibration et mode chauffage. Le mode calibration teste la stabilité du système de détection. Le mode de chauffage peut être linéaire ou en palier, la vitesse de chauffage varie de 0 à 30 °C/s.

Le chauffage par paliers comprend :

- le préchauffage qui vide les pièges de basse température, et qui s'effectue à une température comprise entre (20°C à 220°C) il peut durer jusqu'à 99 secondes.
- L'intégration du signal luminescence émise par les pics stables de la lecture qui commence à partir de la température de préchauffage jusqu'à la température maximum 240°C. et dans un temps raisonnable qui suit la lois suivante : $[t_{\text{lec}} = (T_{\text{max}} - T_{\text{min}}) / \text{Débit}]$ (Débit de chauffage °C/s)
- La régénération qui permet d'éliminer la luminescence résiduelle et restructuré le cristal.

La vitesse de refroidissement varie entre le taux de refroidissement naturel et le taux de refroidissement de 1°C/s.

Dans notre étude, le cycle suivant a été choisi:

- Température de préchauffage : 135°C pendant 16 secondes.
- Température maximale : 250°C
- Lecture : intégration de signal émis pendant 30 secondes avec un débit de 5°C/s.

III.2.5.2. Réponse du lecteur Harshaw en fonction de la masse de la poudre:

Pour étudier la réponse du lecteur en fonction de la masse dosée, nous avons irradié des capsules à différentes doses et nous les avons évalués à l'aide des deux doseurs (doseur Harshaw et doseur AIEA). Les résultats sont donnés dans le tableau (3.8). La figure 3.30 représente les variations de la réponse en fonction de la dose (courbe d'étalonnage).

Tableau 3.8: Réponse Dose- signal TL pour les deux doseurs

La dose	Doseur AIEA	Doseur HARSHAW
1.2034	45938.14	27226.94
1.4029	53303.68	33428.17
1.6024	62857.92	38454.10
1.8019	71044.23	42274.83
2.0014	79310.79	47604.46
2.2009	86727.86	53354.69
2.4004	96787.89	58569.28
2.6063	104058.62	64035.86
2.8058	114783.05	68524.67

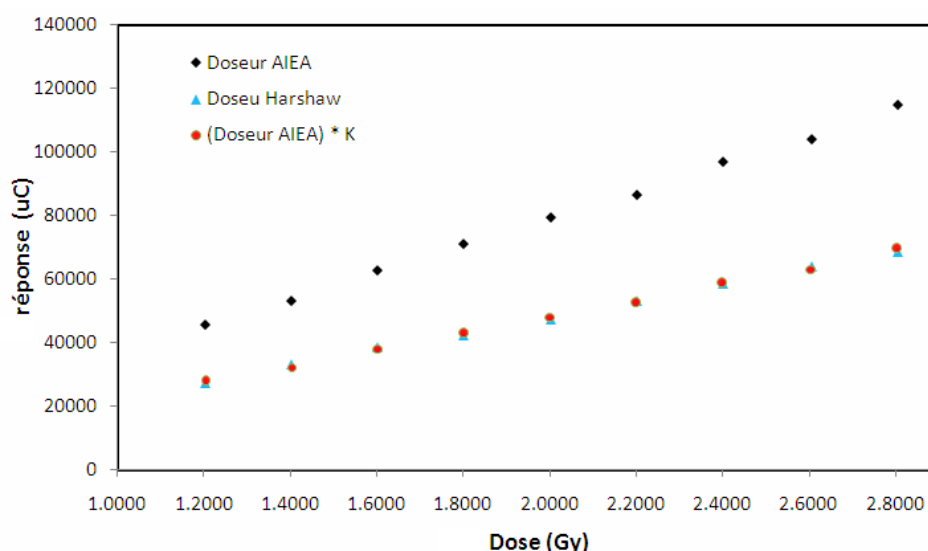


Figure 3.30 : Effet de masse sur la réponse de la TLD

Nous remarquons que les deux courbes correspondant aux deux doseurs sont quasiment parallèles. En appliquant un facteur de conversion égal au rapport des deux masses $K=M_1/M_2=0,607$, Nous avons recalculé la courbe d'étalonnage du doseur AIEA, pour la ramener au doseur Harshaw

($R_1=R_2 M_1/M_2$ (R_1 et R_2 étant les réponses des doseurs Harshaw et AIEA respectivement). Les nouvelles courbes sont alors confondues. Ceci démontre que la réponse de la poudre est proportionnelle à sa masse et que le système de lecture n'induit aucune auto-absorption du signal.

III.2.5.3. Variation de la réponse en fonction du temps :

La réponse du lecteur dépend du temps de préchauffage et du temps de lecture. Dans cette étude, nous avons fait varier ces deux paramètres pour l'évaluation d'un lot de capsules irradiées à la même dose. Les résultats sont représentés dans le tableau 3.9 et illustrés par les figures 3.30a et 3.30b.

Tableau 3. 9 : Réponse des capsules irradiées à 2 Gy

$t_{pre}(s)$	Lecture moyenne (nC)	$t_{int}(s)$	Lecture moyenne (nC)
10	413828.88	20	805218.35
12	592971.47	22	844125.53
14	621395.19	26	810784.1
16	696618.04	28	807452.46
18	655170.65	30	817965.3
20	682193.3		
22	757813.01		
24	718636.93		
26	727729.41		

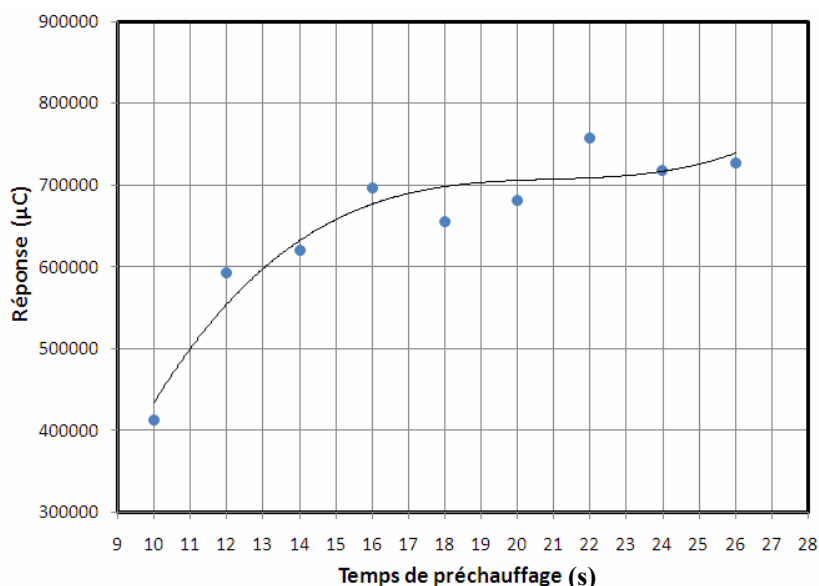


Figure 3.30.a : Variation du temps de préchauffage.

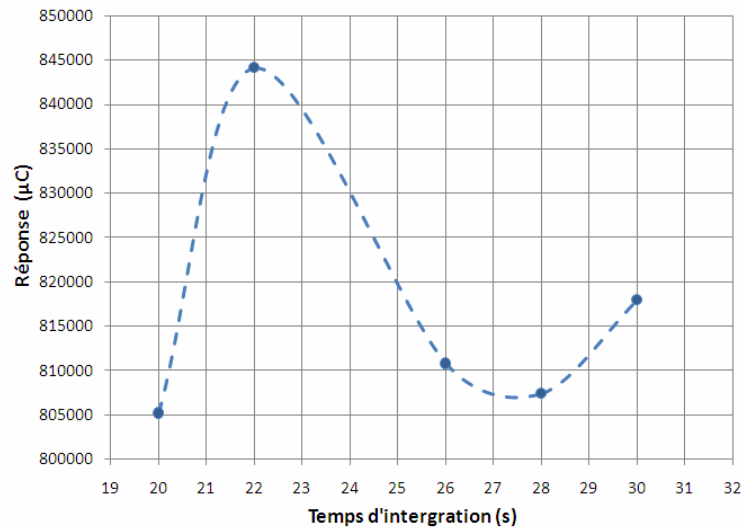


Figure 3.30.b : Variation de la réponse du lecteur en fonction du temps de lecture

Nous remarquons que la réponse du lecteur se stabilise pour un temps de préchauffage compris entre 16 s et 22 s. Pour notre étude, et pour un gain de temps, nous avons choisi la limite inférieure, c'est-à-dire 16 s.

En ce qui concerne la réponse en fonction du temps d'intégration, nous remarquons un pic de réponse autour de 22 secondes de temps d'intégration. Ceci correspond au pic dosimétrique.

III.2.5.4. Reproductibilité des mesures :

Comme pour les lecteurs précédents, l'étude de la reproductibilité des lectures TLD a été réalisée avec plusieurs capsules irradiées à la même dose de 2 Gy dans les mêmes conditions . leur évaluation a été effectuée avec les mêmes paramètres de lecture.

La distribution des écarts-type relatifs des lectures est représentée par la figure 3.31. Il ressort de cette étude que l'écart-type moyen est égal à 2 %. Ce résultat montre clairement que le lecteur Harshaw est le plus adapté pour notre étude.

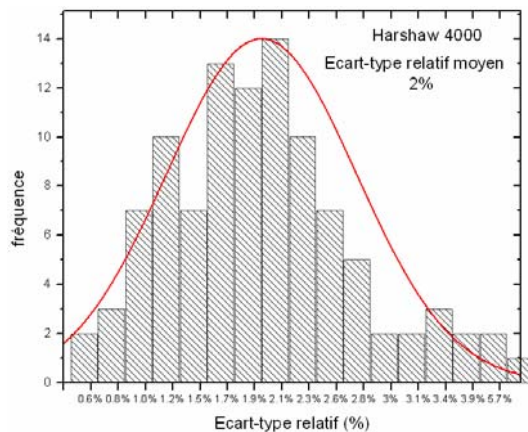


Figure 3.31 : Fréquence en fonction de l'écarts-type

III.2.5.5. Variation de la réponse en fonction de la tension de polarisation du PM (V) :

Nous avons déterminé la polarisation optimale du PM en appliquant la même procédure que le lecteur Victoreen qui consiste à faire varier la tension du PM et à effectuer des mesures en utilisant la source de référence incorporée dans le lecteur. Les mesures sont faites en présence et en absence d'Azote. Les résultats sont donnés dans le tableau 3.10 et illustrés par la figure 3.32.

Tableau 3.10 : Réponse de TLD en fonction de la tension appliquée

Réponse du Lecteur sans Azote		Réponse du Lecteur avec Azote	
Tension (V)	Réponse (nC)	Tension (V)	Réponse (nC)
652	*113.07	652	104.76
703	214.51	703	206.5
723	269.99	721	251.92
740	332.19	742	323.4
750	373.46	750	348.93
783	542.36	781	497.21
801	647.49	801	628.29
852	1083.24	852	1031.74
904	1809.39	900	1663.02
1002	4303.19	1000	4012.51
1100	9171.92	1100	8854.11

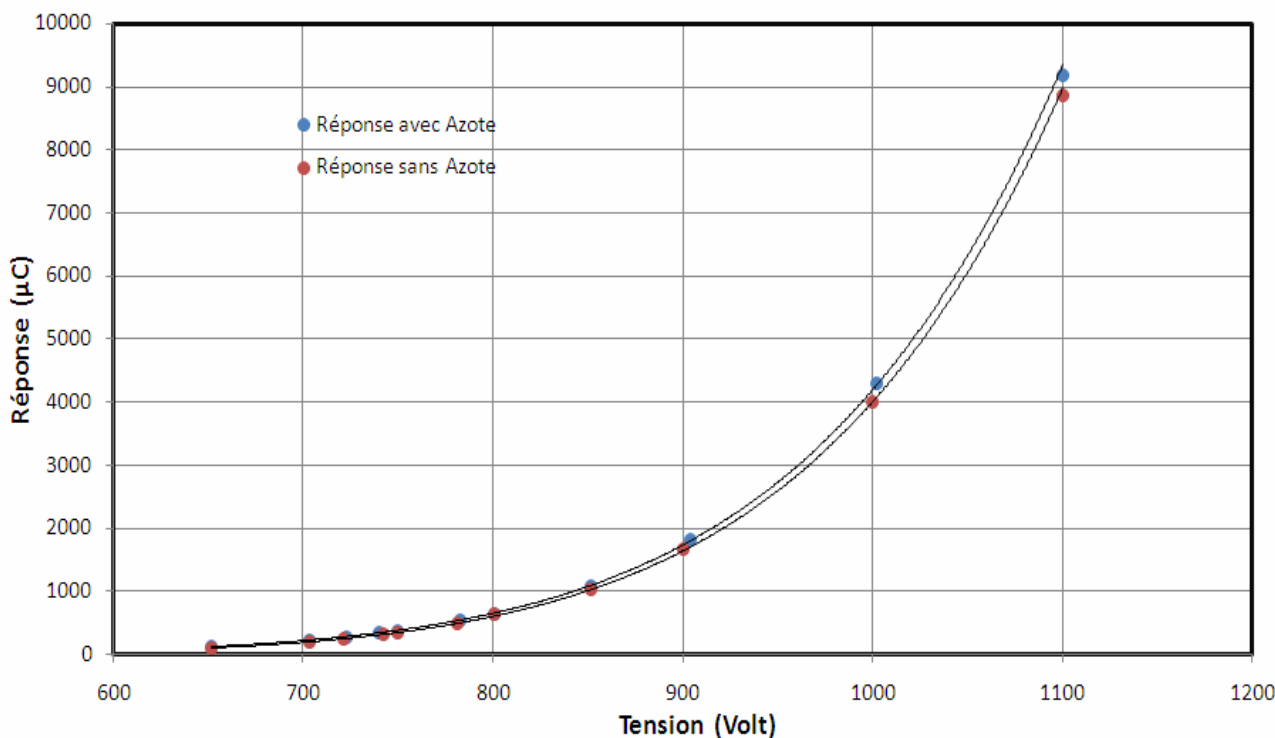


Figure 3.32: la réponse des TLD en fonction de la tension de PM

Nous remarquons à partir du graphe un plateau relatif compris entre 700 Volt et 900 Volt. Dans cette région la variation du signal par unité de tension reste négligeable par rapport aux hautes tensions ce qui justifie le choix de la tension de fonctionnement située au milieu de ce plateau (800 Volts).

III.2.6. Milieu de référence (les fantômes):

Le fantôme est un milieu pouvant absorber et diffuser les rayonnements ionisants de la même façon que le tissu. Ce fantôme doit donc avoir des densités électroniques et volumiques qui se rapprochent de celles des tissus biologiques. Ceci étant, les fantômes en eau, sont les fantômes qui sont les plus fréquemment utilisés et qui sont recommandés comme milieu de référence pour les mesures de la dose absorbée.

On peut aussi utiliser comme fantômes des plaques constituées de plastique tel que le polystyrène, le PMMA (Polyméthyl Méthacrylate, connu aussi sous des noms commerciaux comme Lucite, Plexiglas ou Perspex), et certains plastiques équivalent eau (ICRU 44 (International commission on radiation units and measurements)). Mais, la détermination de la dose doit toujours se référer à l'eau. Pour les faisceaux horizontaux, la fenêtre du fantôme doit être en plastique, et avoir une épaisseur entre 0.3 mm et 0.5 mm.

Le fantôme doit en outre, avoir des dimensions telles que, pour le plus grand des champs utilisés, il subsiste une marge de 5 cm sur les quatre côtés du champ à la profondeur de mesure. Il devrait aussi subsister une marge de 5 cm au-delà de la profondeur de mesure maximale. Pour éviter toute diffusion due aux parois du fantôme.

Les caractéristiques des fantômes utilisés sont représentées dans le tableau 3.11 et illustrés par les figures 3.33 a, b, c et d

Tableau 3. 11: Caractéristiques des fantômes utilisés dans notre travail

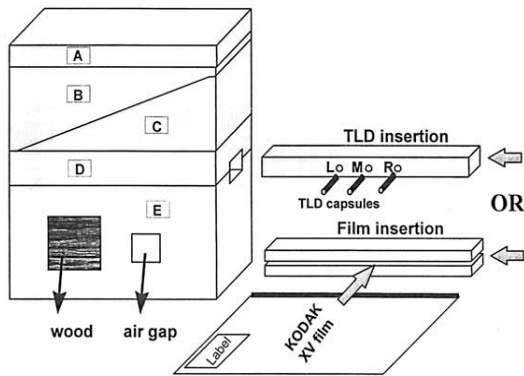
Model	Matériau fantôme + fenêtre	Dimension L(cm) x l(cm)x H(cm)
Fantôme IAEA	Eau	30 x 30 x 30
Fantôme MEDTEC à	Eau	40 x 40 x 40
Polystyrène	polystyrène	20 x 20 x 25
PMMA	PMMA	20 x 20 x 15



(a) Fantôme MEDTEC
(Irradiation verticale)



(b) Fantôme AIEA
(irradiation horizontale)



(c) fantôme en polystyrène



(d) fantôme de PMMA

Figure 3. 33: Fantômes utilisés en étalonnage et dosimétrie clinique

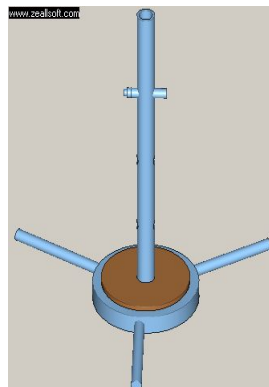
III.2.7. Support d'irradiation des dosimètres :

Pour l'irradiation des capsules TLD nous avons utilisé plusieurs types de support :

- Support standard (irradiation verticale)
- Support standard avec bras horizontal
- Support pour irradiation dans les faisceaux d'électron.



Support d'irradiation
avec bras horizontal



Support standard



Support d'irradiation
pour les faisceaux
d'électron

Figure 3. 34: Supports d'irradiation des capsules TLD

III.3. DETERMINATION DES DEBITS ET TEMPS D'IRRADIATION DE L'UNITE DE ⁶⁰CO :

Les temps d'irradiations des dosimètres ont été calculés à partir des débits de dose absorbée dans l'eau, déterminés dans un fantôme d'eau, dans les conditions de référence (SSD=80cm, taille de champ à la surface du fantôme 10 cm X 10 cm², profondeur dans l'eau 5 cm, (figure 3.35)). Pour ce faire, les étapes suivantes ont été suivies:

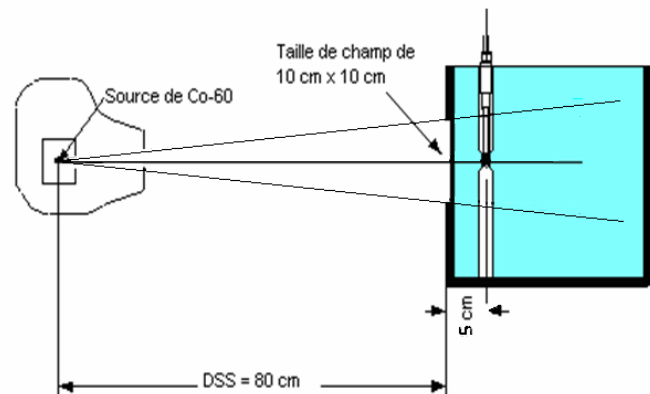


Figure 3. 35 : les conditions d'irradiation pour déterminer la dose

Matériel utilisé et conditions de mesure:

Chambre d'ionisation de référence : NE2561#329

Electromètre de référence : UNIDOS10002#20362

Tension de polarisation = +200 V

Temps de mesure = 30 s

Coefficient d'étalonnage de la chambre de référence : $N_{D,w,ref} = 102,9 \text{ mGy/nC}$

Protocole dosimétrique appliqué

Pour la détermination des débits de dose absorbée dans l'eau, nous avons appliqué le protocole dosimétrique de l'AIEA (TRS-398) [TEC00] qui est basé sur l'utilisation du facteur d'étalonnage $N_{D,w}$ en termes de dose absorbée dans l'eau. D'après ce protocole, la dose absorbée dans l'eau à la profondeur de référence z_{ref} est donnée par :

$$D_w = L_{corrigé} \times N_{D,w} \quad (3.13)$$

Où $L_{corrigé}$ est la lecture corrigée pour température et pression à l'aide du facteur k_{TP} donné plus bas. $N_{D,w}$ est le coefficient d'étalonnage de la chambre d'ionisation donné par un laboratoire standard

1. Plusieurs mesures sont collectées pour avoir une bonne statistique. Les mesures sont corrigées pour température et pression. Un exemple est donné dans le tableau 3.12 suivant :

Tableau 3. 12: Exemple de mesure avec la chambre d'ionisation

N°	Lecture (nC)	Température (°C)	Pression (mm Hg)	lectures x k _{TP}
1	3,039	24	750,86	3,1180
2	3,039	24	750,86	3,1180
3	3,039	24	750,86	3,1180
4	3,039	24	750,86	3,1180
5	3,039	24	750,86	3,1180
6	3,039	24	750,86	3,1180
7	3,039	24	750,86	3,1180
8	3,039	24	750,86	3,1180
9	3,039	24	750,86	3,1180
10	3,038	24	750,86	3,1169
Moyenne ± S.D.				3,12 ± 0,01%
Erreur standard				0,004%

2. Correction pour température et de pression :

$$L_{\text{corrigé}} = L_{\text{moyen}} \cdot k_{T,P}$$

$$k_{T,P} = \frac{273.15 + T}{293.15} \times \frac{760}{P}$$

Le Débit de référence = (L_{moyenne} / temps) x N_{D,W,ref} = 10,97 mGy/s correspondant à la date du (26/06/2006)

3. Pour calculer les débits D(t) à des dates différentes, on tient compte de la décroissance radioactive de la source de ⁶⁰Co qui est une fonction exponentielle du temps écoulé entre la date de mesure et la date de calcul du débit. Si D(t₀) et le débit initial à la date alors le débit actualisé est donné par D(t) = D(t₀) exp((-ln(2)/T_{1/2})(t-t₀)). Ou T_{1/2} représente la période de la désintégration du ⁶⁰Co. (T_{1/2} = 5.28 ans).

4. Les temps d'irradiations sont déterminés pour différentes dose allant de 1.2 Gy à 2.8 Gy en tenant compte du temps de course de la source qui a été évalué à 0.61 s (Tableau 3.13).

Tableau 3. 13 : Exemple de calcul du temps d'irradiation des capsules TLD.

Dose (cGy) eau	temps (s)	temps de transit de la source (s)	temps (minute)	Temps arrondi (minute)	Dose effective (cGy)
120	109.39	110.00	1.8333	1.83	120.45
140	127.62	128.23	2.1372	2.14	140.85
160	145.85	146.46	2.4410	2.44	160.60
180	164.08	164.69	2.7449	2.75	181.01
200	182.32	182.93	3.0488	3.05	200.75
220	200.55	201.16	3.3526	3.35	220.50
240	218.78	219.39	3.6565	3.66	240.90
260	237.01	237.62	3.9603	3.96	260.65
280	255.24	255.85	4.2642	4.26	280.39

Notons qu'à cause du temps de course de la source, la dose effective est différente de la dose programmée. C'est cette dose effective qui est utilisée pour l'établissement de la courbe d'étalonnage.

III.4. LES FACTEURS DE TRANSFERTS (EAU, PMMA, POLYSTYRENE):

III.4.1. Introduction :

Les capsules TLD doivent être toujours irradiées à des doses correspondants aux doses dans l'eau. Si les capsules sont irradiées dans un fantôme solide, les temps d'irradiation doivent être recalculés en prenant en compte des facteurs de transfert Dose (eau) \rightarrow Dose (solide). Pour déterminer ces facteurs de transfert de dose entre les différents fantômes (PMMA, eau, polystyrène), nous avons réalisé des mesures avec une chambre d'ionisation dans les mêmes conditions géométriques à l'aide des trois fantômes. Ces facteurs ont été déterminés aussi à l'aide des capsules TLD.

III.4.2. Conditions d'irradiations :

Pour déterminer la dose absorbée, La chambre étalon est placée dans l'eau, perpendiculairement à l'axe du faisceau et de manière que son point de référence, situé sur l'axe central, soit placé à la profondeur de référence. La distance source – surface du fantôme est de 80 cm et la taille du champ au niveau de la surface du fantôme égale à 10 cm X 10 cm (voir figure 3.36). Les mêmes conditions sont utilisées pour l'irradiation des capsules. [ARI18]

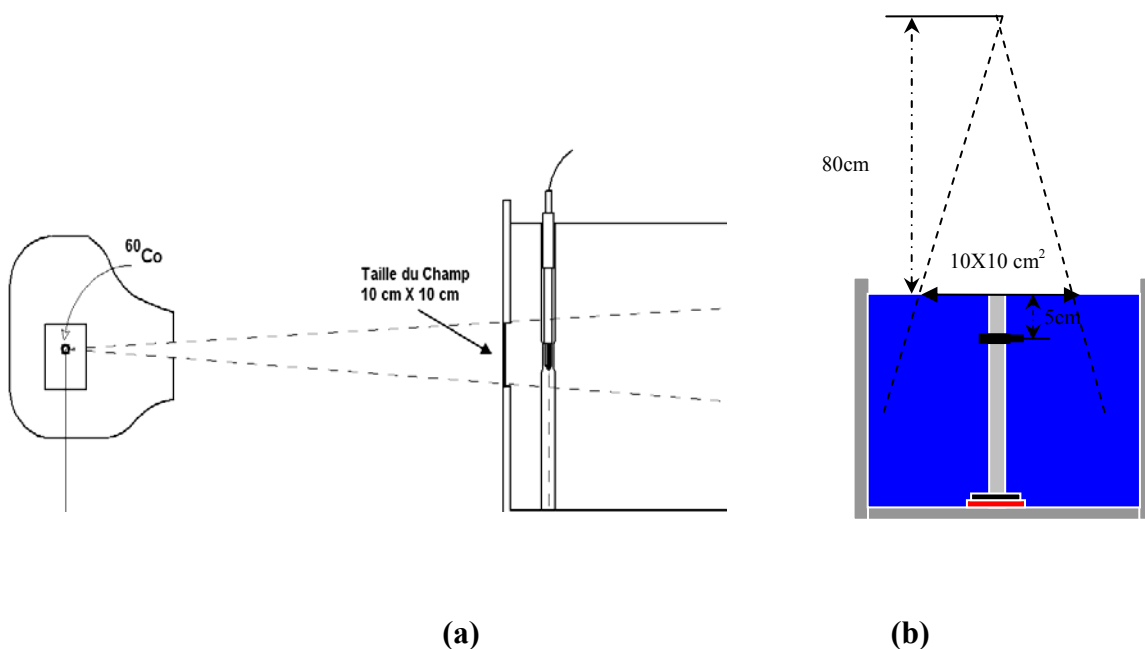


Figure 3.36 : Géométrie utilisée pour déterminer la dose absorbée dans l'eau (a) et pour l'irradiation des capsules (b)

III.4.3. Facteurs de transfert :

Les facteurs de transfert sont obtenus en réalisant au moins deux séries de mesures : une série dans le fantôme d'eau et une autre série dans le fantôme solide. Pour plus de rigueur, les moyennes de ces séries doivent être corrigées pour température et pression. Les résultats obtenus dans le cadre de notre étude, pour les fantômes PMMA et Polystyrène, sont donnés dans le tableau 3.14. Dans ce tableau, la seconde et la troisième colonne correspondent aux résultats obtenus avec une chambre d'ionisation et la TLD respectivement.

Tableau 3. 14 : Facteurs de transfert

	Chambre	TLD
$K_{\text{eau/pmma}}$	0.991	0.996
$K_{\text{eau/polyst}}$	1.001	1.006

L'écart entre les valeurs déterminées par la chambre d'ionisation ($0,6\text{cm}^3$) et celles obtenues par TLD est due à la précision de la TLD. Néanmoins, cet écart est inférieur à 0.6 %.

III.5. EVALUATION DES DOSES A L'AIDE DE LA TLD:

III.5.1. Introduction:

La vérification des doses absorbées dans l'eau à l'aide de dosimètres thermoluminescents constitue un des premiers échelons d'un programme d'assurance qualité en radiothérapie. Ce dernier nécessite l'exécution en ordre de plusieurs procédures qui sont appliquées par différents organismes nationaux et internationaux de contrôle de qualité. Pour la mise en place d'un tel programme d'assurance qualité, les étapes suivantes doivent être soigneusement suivies :

- 1- préparation de la poudre et remplissage de capsules en plastique équivalent tissu ;
- 2- Etalonnage des capsules dans l'eau (réponse en fonction de la dose) ;
- 3- L'étude du fading (perte de l'information emmagasinée dans le temps);
- 4- La réponse des dosimètres en énergie (dépendance énergétique) ;
- 5- L'évaluation de l'indice de qualité pour les faisceaux de rayons X à l'aide de TLD100 ;
- 6- Evaluation de l'exactitude et de la reproductibilité de système utilisé.

Dans notre étude la même poudre est utilisée. Comme la sensibilité de la poudre change après chaque annihilation (voir III.5.5), l'étalonnage de la poudre est nécessaire à chaque fois.

La dose absorbée dans l'eau D_w [Gy] est calculée à partir du signal TL enregistré par le lecteur TLD, et donné par la relation suivante

$$D_w = R \cdot K_{cal} \cdot K_{lin} \cdot K_{fad} \cdot K_{en} \cdot K_{hol} \tag{3.14}$$

Avec:

R : réponse de la poudre

K_{cal} [Gy/unité de lecture]: facteur d'étalonnage, déterminé à 2 Gy

K_{lin} : facteur de correction pour linéarité

K_{fad} : correction pour fading (perte de signal avec le temps)

K_{en} : correction pour dépendance énergétique

K_{hol} : correction pour l'effet du support

III.5.2. Facteur d'étalonnage pour le système TLD (K_{cal}) :

III.5.2.1. Etalonnage dans un fantôme d'eau

Pour la détermination du facteur d'étalonnage du système TLD ($K_{cal}=R/D_w$), qui est l'inverse de la réponse TL pour une dose de 2 Gy dans l'eau, on irradie des capsules TLD dans un fantôme d'eau dans les conditions de référence (profondeur 5 cm, champ 10 x 10 cm², DSS=80 cm) à 2 Gy dans un faisceau de ⁶⁰Co. La dose administrée aux capsules TLD est déterminée toujours au centre. La dose absorbée dans l'eau est déterminée en appliquant le protocole dosimétrique TRS398 (IAEA) [AIEA00], et en utilisant une chambre d'ionisation étalonnée en termes de la dose dans l'eau ($N_{D,w}$). Les capsules sont irradiées dans un fantôme d'eau à l'aide d'un support standard (figures 3.37).

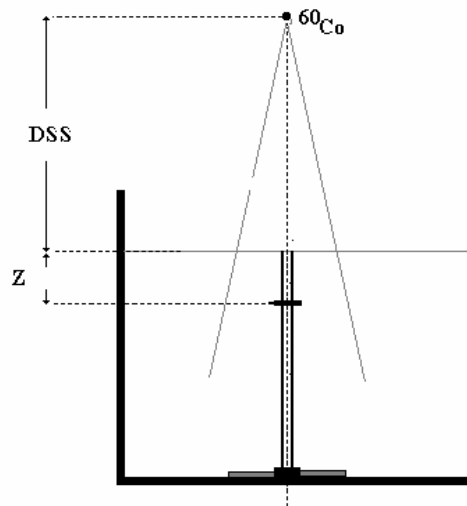


Figure 3. 37: géométrie d'irradiation des capsules dans l'eau.

Le facteur d'étalonnage peut être déterminé à l'aide de capsules irradiées à une dose de 2 Gy en tenant compte du bruit de fond moyen des TLD non irradiées \bar{B} . Le facteur K_{cal} est donné par :

$$K_{cal} = \frac{\sum_{i=1}^n \frac{D_i}{(M_i - \bar{B})}}{n} \tag{3.15}$$

Où :

D_i : est la dose communiquée à la capsule irradiée.

M_i : est la réponse moyenne correspondant à la $i^{\text{ème}}$ capsule

\overline{B} : La valeur moyenne du bruit de fond déterminé par la capsule non irradiée.

n : Nombre de capsules irradiées à 2 Gy.

III.5.2.2. Etalonnage dans un fantôme solide :

Pour avoir une bonne reproductibilité de positionnement des capsules, un fantôme PMMA est utilisé pour des irradiations dans le ^{60}Co (voir figure 3.38).

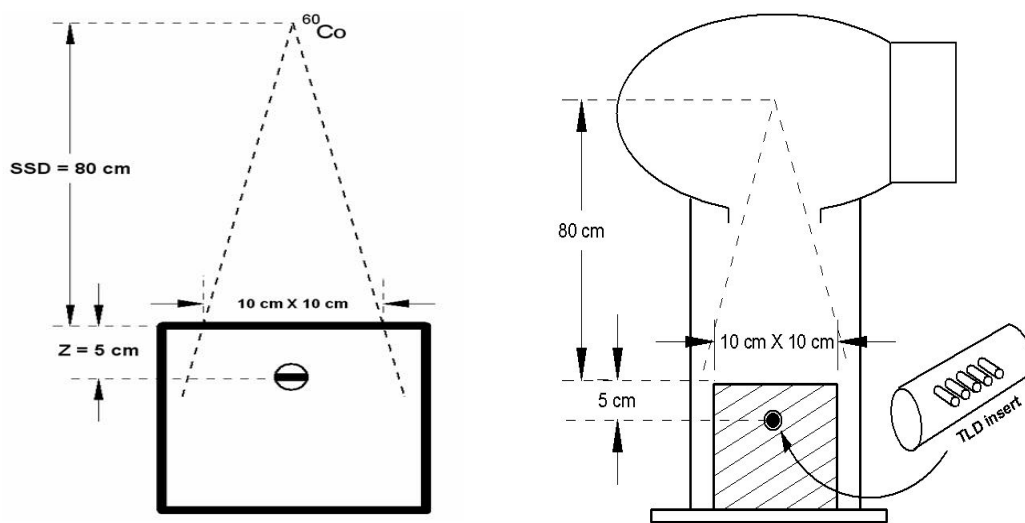


Figure 3. 38: les irradiations dans un fantôme solide

Les temps d'irradiation des capsules dans le PMMA sont calculés en tenant compte du facteur de transfert de dose d'un fantôme d'eau vers un fantôme PMMA (voir III.4)

Les temps d'irradiation dans le PMMA sont obtenus à partir des temps d'irradiation dans un fantôme d'eau par .

$$t_{\text{PMMA}} = t_{\text{eau}} \cdot K_{\text{PMMA,eau}} \quad (3.16)$$

III.5.3. Courbes d'étalonnage de la poudre TLD100 :

Les courbes d'étalonnages pour la poudre TLD100 sont représentées par les graphes 3.39 pour le lecteur Harshaw 4000 et 3.40 pour le lecteur Victoreen. La poudre TLD est une poudre qui a subi une fois l'annihilation dans les conditions qui sont décrites précédemment. Les courbes d'étalonnage ont été déterminées dans les différents fantômes (eau, avec support standard et support

à électron, PMMA et polystyrène). L'évaluation des capsules a été évaluée par les deux lecteurs Harshaw 4000 et Victoreen 2800M

1)- Harshaw 4000 :

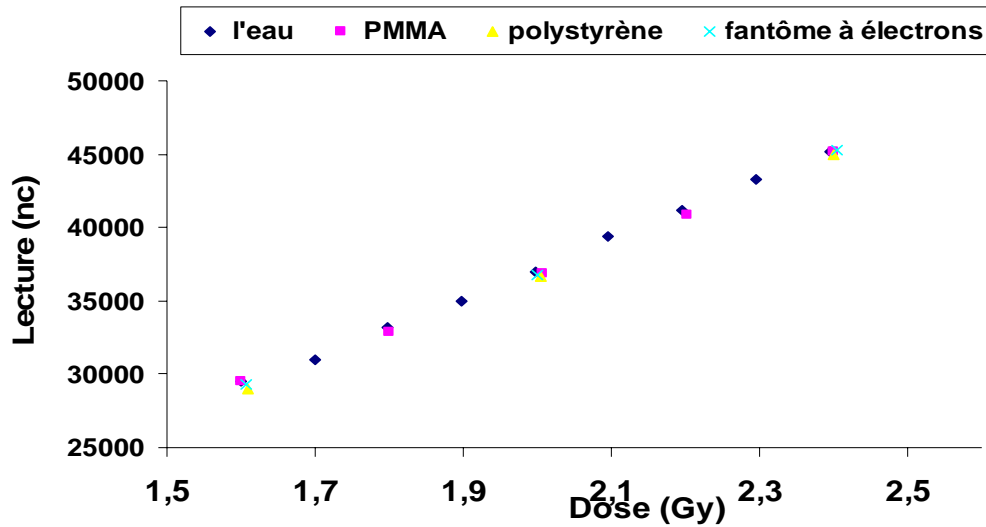


Figure 3. 39 : courbe d'étalonnage obtenue avec le lecteur Harshaw4000 (poudre A)

2)- Victoreen 2800M :

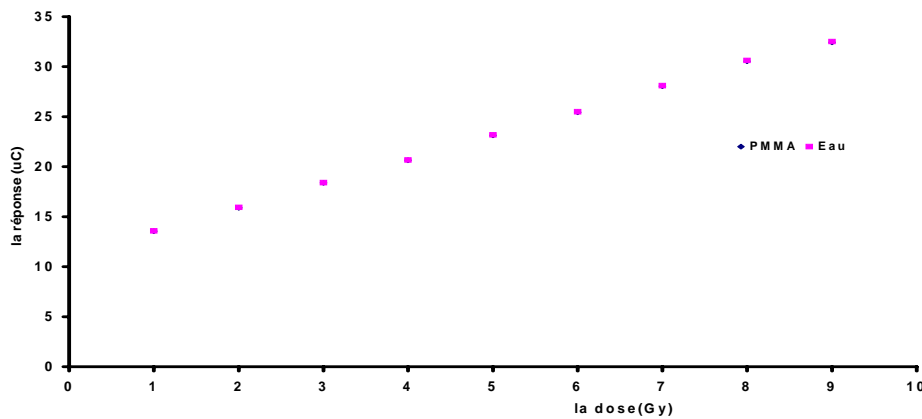


Figure 3. 40 : courbe d'étalonnage obtenue avec le lecteur Victoreen 2800M (poudre A).

III.5.4. Facteur de correction pour linéarité K_{lin} :

Le facteur de correction pour linéarité K_{lin} est déterminé par la méthode des moindres carrés (linear least square méthode) en utilisant la réponse en fonction de la dose, sachant que le fit à 2 Gy est égale à 1 (normalisation par rapport à 2 Gy)

$$K_{lin} = a + b \cdot D_w \tag{3.17}$$

a et b sont déterminé à partir du fit de $\frac{R(D)}{R(2)}$ en fonction de la dose D. R(D) et R(2) étant les réponses des dosimètres à la dose D et 2 Gy respectivement. Les résultats sont donnés dans le tableau 3.15. et illustrés par la figure 3.42.

Tableau 3. 15 : les Facteurs de K_{lin} dans l’Harshaw et Victoreen.

	Harshaw	Victoreen
Poudre A	$k_{lin} = - 0,039 * Dose + 1,0714$	$k_{lin} = - 0,028 * Dose + 1,060$

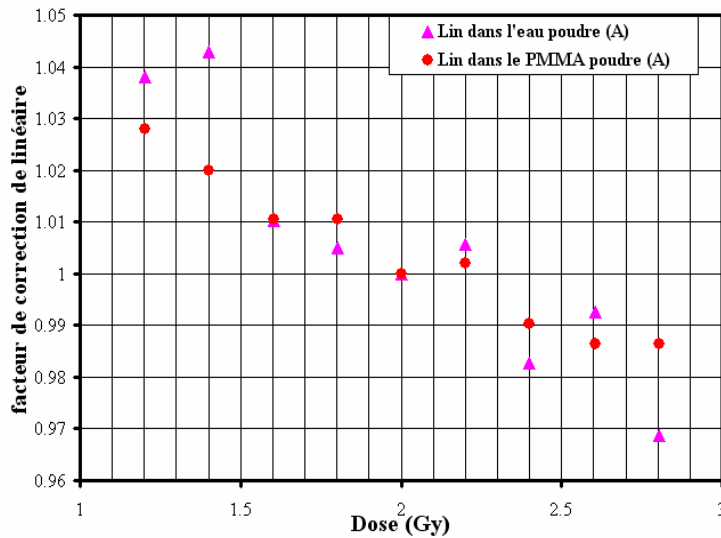


Figure 3. 41: Les facteurs de linéarité pour le lecteur Harshaw 4000

III.5.5. Le Fading K_{fad} :

Ce facteur qui prend en considération la perte de signal dans le temps entre l’irradiation et la lecture des capsules. La variation de la réponse dans le temps est illustrée par la Figure 3.43. Il a été démontré que la reproductibilité des lecteurs est meilleure si la capsule est évaluée 7 jours après l’irradiation [ARI06]. Pour être consistant avec le résultat.

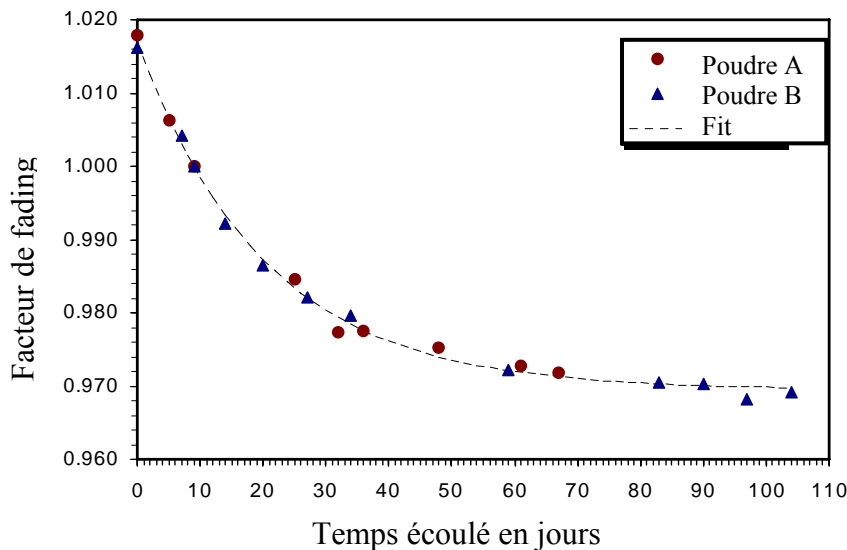


Figure 3. 42: le fading en fonction du temps

Le fading est mesuré pour chaque poudre utilisée ou lavée, la fonction fading est donné par :

$$K_{fad} = 0.9695 + 0.0305 \cdot e^{-(t_2-t_1-7)/20.3988} \tag{3.18}$$

Avec t_1 : La date d'irradiation et t_2 la date de lecture.

III.5.6. Facteur de dépendance énergétique K_{en} :

Le facteur de correction pour dépendance énergétiques est défini comme le rapport de la réponse du dosimètre quand il est irradié à 2 Gy au ^{60}Co à la réponse lorsqu'il est irradié à la même dose dans un faisceau de haute énergie de qualité Q. ce facteur est donné par la relation suivante :

$$K_{en} = \frac{\left[\frac{M}{D} \right]_{^{60}\text{Co}}}{\left[\frac{M}{D} \right]_Q} \tag{3.19}$$

Q : pouvant être une qualité de photons ou d'électrons de haute énergie.

Les courbes de dépendance énergétique pour les faisceaux de photons et d'électrons de haute énergie, ont été déterminées à l'aide d'irradiation effectuées par certains centres de référence internationaux et sont données par les figures 3.44 et 3.45. Dans ces figures nous avons aussi inclus les résultats obtenus par l'équipe du Laboratoire Secondaire d'Etalons en Dosimétrie du CRNA entre 1997 et 2004 (nos résultats correspondent à ALG 2006).

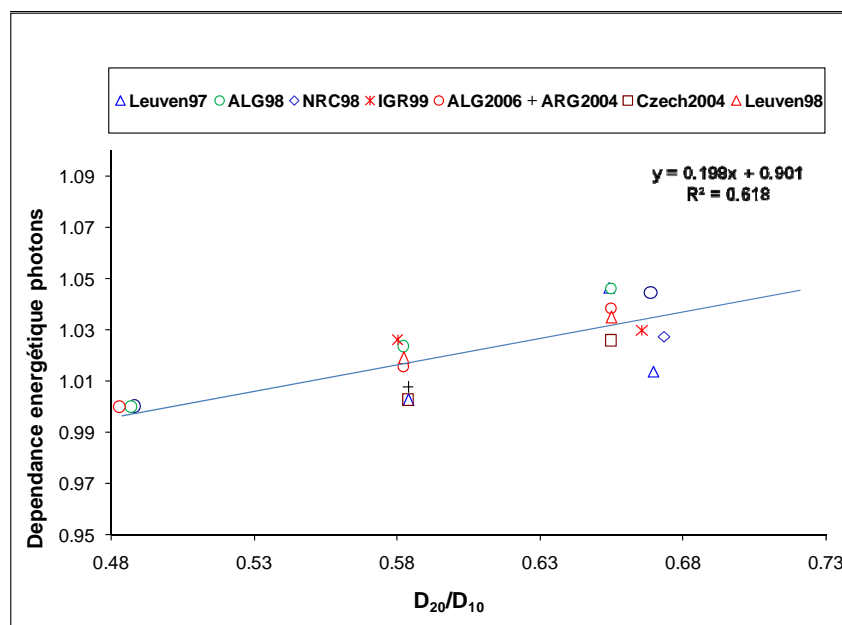


Figure 3. 43 : Courbe de dépendance énergétique pour les faisceaux RX de haute énergie

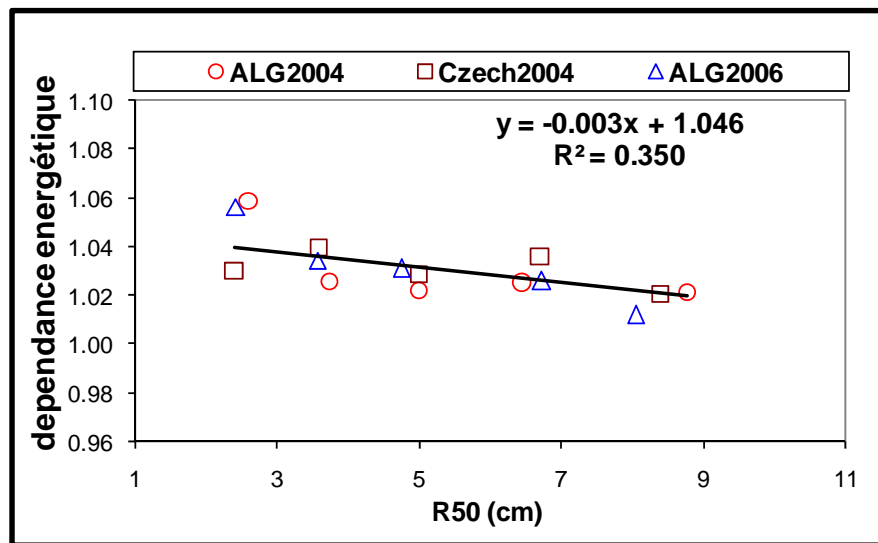


Figure 3. 44: Courbe de dépendance énergétique pour les faisceaux d'électrons de haute énergie

III.6. L'EFFET DU SUPPORT D'IRRADIATION (K_{hol}):

III.6.1. Introduction

Lorsque la capsule est irradiée dans l'eau en utilisant le support standard, une partie de la capsule est cachée par le support ce qui implique une diminution du signal due à l'atténuation et diffusion du faisceau. Pour corriger ces effets, on utilise un facteur de correction k_{hol} (figure 3.46).

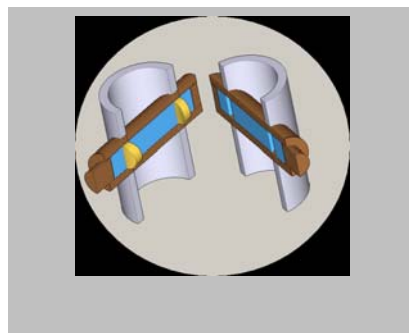


Figure 3. 45 : L'intersection des deux cylindres et la poudre cachée

Ce facteur tient compte de l'atténuation partielle du faisceau par le support. Cet effet a été déterminé théoriquement par Joanna et al [JOA20]. K_{hol} est donné par:

$$k_{hol} = - 0.0296 \cdot \frac{D_{20}}{D_{10}} + 1.0222 \tag{3.20}$$

Où D_{20}/D_{10} est le rapport des doses à 20 cm et 10 cm de profondeur dans l'eau qui représente l'indice de qualité du faisceau. La valeur calculée pour le faisceau de ^{60}Co ($D_{20}/D_{10}=0.554$) est de :

$$K_{hol} = 1.006$$

Le support d'irradiation utilisé est représenté dans la figure 3.47.

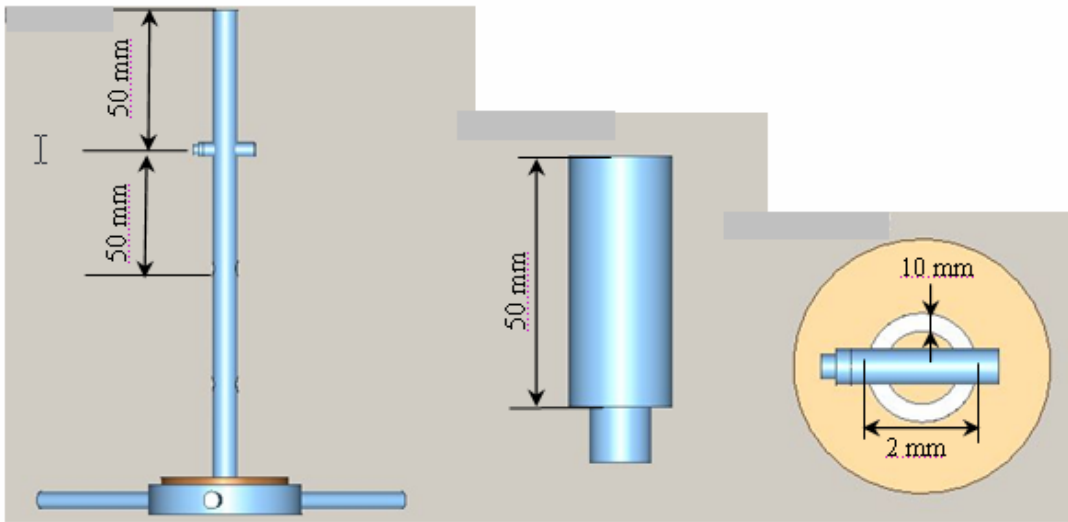


Figure 3. 46: support d'irradiation pour mesure de K_{hol} .

III.6.2. détermination expérimentale de k_{hol} :

Le facteur K_{hol} est défini comme le rapport de la réponse (R_a) du dosimètre lorsqu'il est irradié avec le support sur sa réponse (R_s) lorsqu'il est irradié sans support. Les capsules sont irradiées dans le ^{60}Co dans les conditions de référence (profondeur = 5 cm, taille de champ $10 \times 10 \text{ cm}^2$, SSD 80) Voir la figure (3.48).

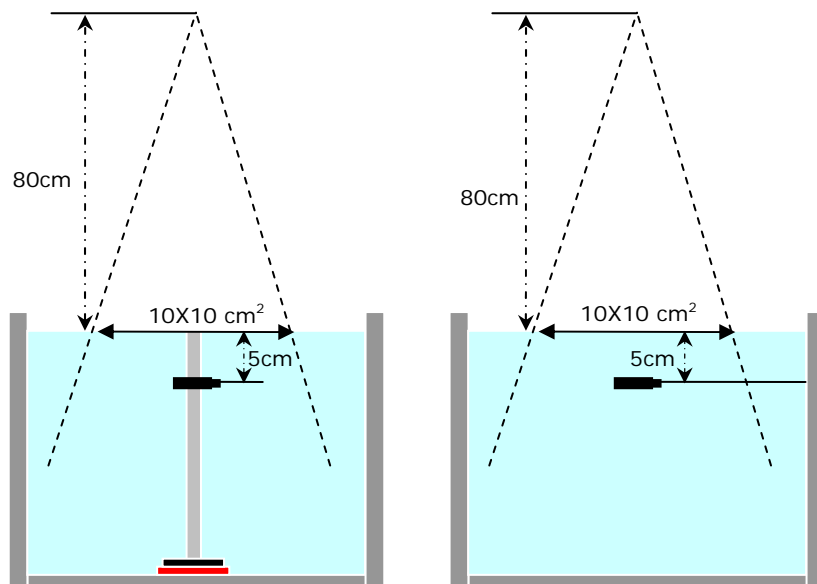


Figure 3. 47: Irradiation pour déterminer K_{hol} (avec support et sans support)

L'effet du support a été déterminé expérimentalement pour le faisceau de ^{60}Co à l'aide de dosimètres TLD et de trois chambres d'ionisation de volume 0.125 cm^3 , $0,3\text{cm}^3$ et $0,6\text{cm}^3$.

L'interpolation des volumes permet alors de déterminer l'effet pour un volume correspondant à la capsule TLD. Nous avons effectué des mesures dans les mêmes conditions utilisés pour les détecteurs TL les résultats sont affichés dans le tableau 3.16. Pour l'évaluation de k_{hol} on doit tenir compte de la fraction du volume caché sur le volume total du détecteur (V_s/V_t). Ces rapports ont été déterminés à l'aide d'un logiciel de dessin 3 dimensions (VARICAD). Les résultats sont donnés dans le tableau 3.16.

K_{hol} est donné par une interpolation linéaire de $I/I_0 * V_s/V_t$ en fonction de V_s/V_t .

Tableau 3. 16 : facteur K_{hol} déterminé par les chambres d'ionisation et le dosimètre TLD

Détecteur	Réponse avec support (nC)	Réponse sans support (nC)	I_0/I	V_s/V_t	$I_0/I * V_s/V_t$
PTW 31002 (0.125 cc)	1.58	1.59	1.006	0.239	0.2003
PTW 23332 (0.3 cc)	5.21	5.25	1.008	0.275	0.2458
WDIC 70 (0.67 cc)	9.3	9.36	1.006	0.201	0.1993
TLD (0.134 cc)	46110.46	46573.84	1.0100	0.221	1.006

La valeur de k_{hol} pour la TLD, interpolée est de :

$$K_{hol} = 1.006$$

Cette valeur est exactement égale à celle déterminée par l'équation 3.20.

III.7. EFFET DE BRAS HORIZONTAL :

III.7.1. Introduction :

Pour la vérification des profils des faisceaux cliniques, on utilise le même support que précédemment muni d'un bras horizontal pouvant porter trois capsules (figure 3.50). Avant son utilisation, on doit vérifier l'influence de ce bras horizontal sur la réponse des TLD, en effectuant des mesures avec et sans ce bras horizontal (figure 3.51)). L'effet a été étudié aux trois profondeurs 5, 10, 15cm. Les facteurs K (rapport des lectures TLD avec et sans support), sont donnés dans les tableaux 3.17a, b et c :



Figure 3. 48: Support d'irradiation avec le bras horizontal.

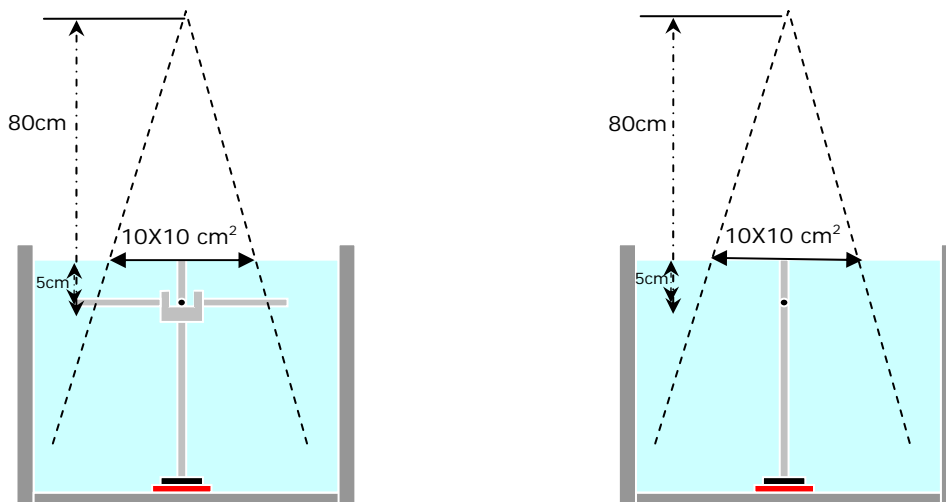


Figure 3. 49 : irradiation des capsules avec et sans bras horizontal

Tableaux 3.17. Résultats de l'effet du support horizontal pour les faisceaux de ⁶⁰Co, 6 MV et 18 MV déterminés aux profondeurs 5, 10 et 15 cm

		Profondeur (cm)		
		5	10	15
⁶⁰ Co	avec bras	82001,89	61345,309	44869,4
	sans bras	82079,541	61537,4251	44852,2
	K	0,996	0,988	1,002
6MV Clinac 2100C	avec bras	102724.268	85486.513	69570.997
	sans bras	102902.331	85281.357	69161.493
	K	0.993	1.009	1.024
18MV Clinac 2100C	avec bras	113754,593	93524,3186	84477,756
	sans bras	113762,329	93387,532	84559,632
	K	0,9997	1,006	0,996

Les réponses du support en profondeur dans les deux cas avec et sans bras dans le ⁶⁰Co et dans l'accélérateur Clinac2100C sont illustrées dans la figure 3.52 suivante :

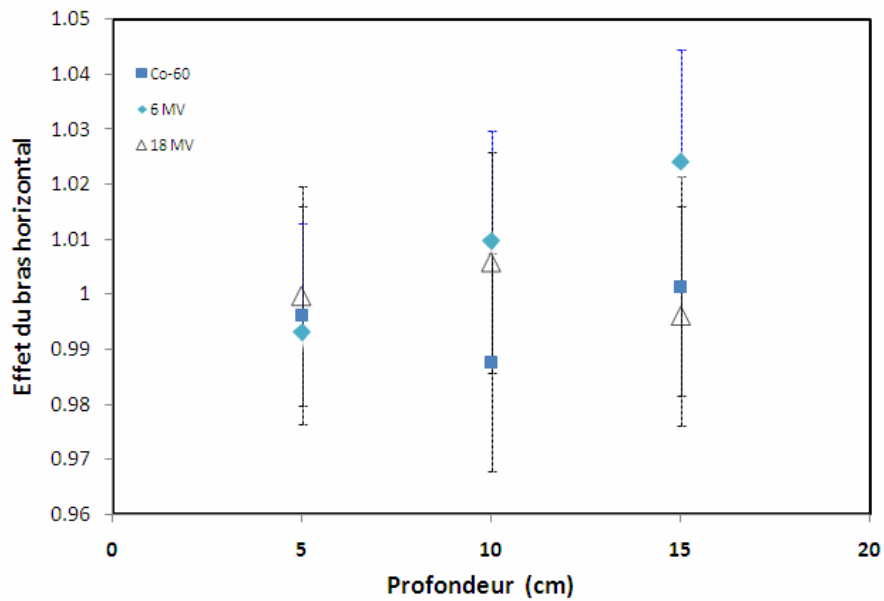


Figure 3. 50 : Réponse des capsules pour différentes profondeurs et différentes énergies

Comparés aux incertitudes sur les valeurs des lectures TLD qui sont de l'ordre de 2 %, les valeurs obtenues pour l'effet du bras horizontal ne sont pas significatives.

III.8. SENSIBILITE DE LA POUDRE APRES ANNIHILATION :

Pour étudier l'effet d'annihilation de TLD sur sa sensibilité. Nous avons utilisée une poudre annihilée 2 fois. Les courbes d'étalonnage respectives sont illustrées par la figure 3.53 suivante :

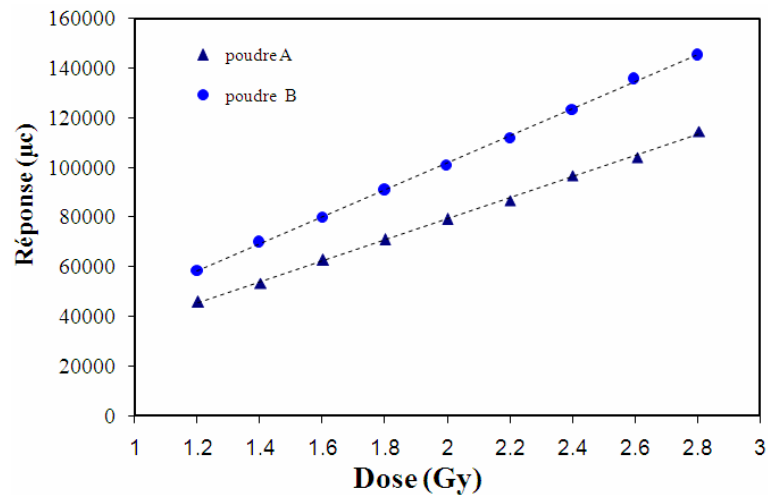


Figure 3. 51 : Réponse des poudre A et B en fonction de la dose

Nous remarquons qu'effectivement les courbes d'étalonnage ont changé. Pour une même dose la réponse de la poudre annihilée deux fois est plus importante que celle annihilée une fois ce qui montre que la sensibilité a augmenté. Par conséquent, il est recommandé de ré étalonner la poudre à chaque annihilation.

CHAPITRE IV

**Établissement d'une méthodologie pour l'audit
des faisceaux utilisé en radiothérapie
(application pour trois faisceaux nationaux).**

IV.1. METHODOLOGIE POUR L'AUDIT DANS LES CONDITIONS DE REFERENCE :

IV.1.1. Introduction :

Le but de l'irradiation des capsules LiF, est de vérifier l'étalonnage du faisceau de l'unité de traitement en mesurant à l'aide de la TLD la dose absorbée dans l'eau dans les conditions généralement rencontrées lors d'un traitement radiothérapeutique (profondeur, taille de champ, filtres en coin).

La dose mesurée par la TLD est comparée à celle calculée par le système de planning de traitement. Tout écart important entre ces deux valeurs indiquerait soit que le faisceau est mal standardisé, ou que la procédure appliquée pour le calcul de la dose absorbée est mal établie.

Le faisceau de l'unité utilisé doit être étalonné à l'aide d'une chambre d'ionisation. La dose doit être délivrée au centre de la capsule TLD dans les conditions adoptées pour l'irradiation des capsules. Pour les conditions autres que celles utilisées lors de l'étalonnage on utilise les procédures que celles mises en œuvre lors de traitement des patients.

L'institution participant à l'audit reçoit une boîte contenant les capsules à irradier, ainsi qu'un document décrivant les instructions à suivre pour cette irradiation. Par ailleurs, le participant doit remplir un formulaire et donner informations utiles pour le contrôle du processus d'audit (Informations sur l'unité d'irradiation, conditions de détermination de la dose absorbée de référence, données de dosimétrie,.....).

IV.1.2. Préparation de l'irradiation :

Avant d'irradier les capsules, les participants doit suivre les instructions données dans le manuel d'instructions. La procédure à suivre se résume dans ce qui suit :

1. Mise en place du support d'irradiation, constituée d'un tube en PMMA, verticalement au centre du fantôme ;
2. Remplissage du fantôme utilisé avec de l'eau ;
3. Mise en place du fantôme sous l'unité de traitement dans les conditions nécessaires d'irradiation ;
4. réglages nécessaires pour le choix de traitement soit en DSS ou DSA.

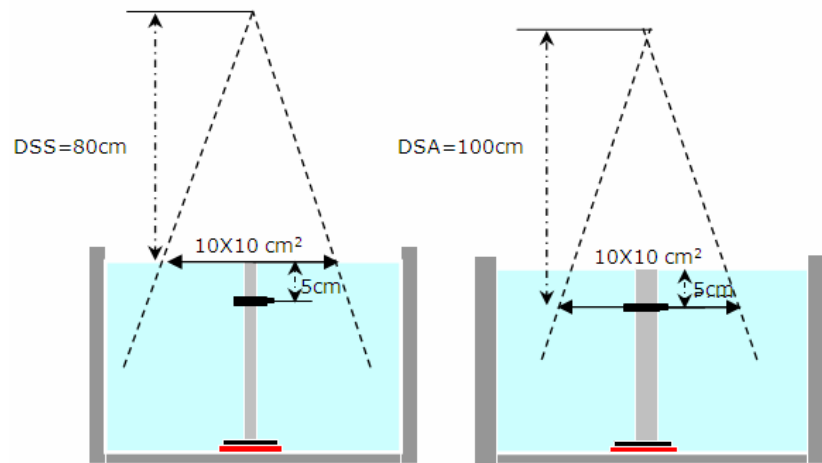


Figure 4.1 : Géométrie d'irradiation (DSS ou DSA)

IV.1.3. Irradiations des capsules :

Pour faciliter la procédure ; les capsules sont envoyées dans des boîtes. Deux capsules sont marquées en blanc et rouge (blanc : pour le bruit de fond et les irradiations accidentelles, rouge : pour la détermination du fading).

1. l'utilisateur calcule le temps d'irradiation pour avoir une dose de 2 Gy dans les conditions de référence qui sont :
 - distance source surface (DSS) = 100 ou 80 cm (ou DSA=80 cm pour le traitement DSA)
 - taille de champs = 10 X 10 cm (a la surface pour le traitement DSS, à la profondeur de 5 cm dans le cas de DSA).
 - profondeur = 5 cm
2. Les capsules irradiées et renvoyées au Laboratoire Secondaire d'Etalons en Dosimétrie (LSED) pour leur exploitation.

Cette technique est utilisée pour vérifier la dose délivrée par l'unité de traitement dans les conditions de référence.

IV.2. METHODOLOGIE POUR L'AUDIT DANS LES CONDITIONS HORS CONDITION DE REFERENCE :

Pour la vérification dans les conditions hors conditions de référence, Une boîte contenant plusieurs capsules (Fig. 4.2.) est envoyée au centre participant pour être irradiées dans les conditions suivantes (figure 4.3.) :

a- Condition de référence :

La vérification des débits de référence ce fait dans les conditions suivantes :

1. champ 10 X 10 cm²
2. DSS = 80 ou 100 cm

3. Profondeur $z = 5$ cm ou 10 cm.

b- dépendance avec la taille du champ :

Cette méthode est utilisée pour la vérification des débits de dose en fonction de l'ouverture du collimateur pour le ^{60}Co (FOC) et les RX et haute énergie (Output-Factors). Notre étude a porté sur les ouvertures de champ suivantes :

1. champ $10 \times 10 \text{ cm}^2$
2. Champ $20 \times 20 \text{ cm}^2$
3. Champ $7 \times 7 \text{ cm}^2$
4. Champs $20 \times 7 \text{ cm}^2$

c- dépendance avec la profondeur :

Pour la vérification des rendements en profondeur en a utilisé :

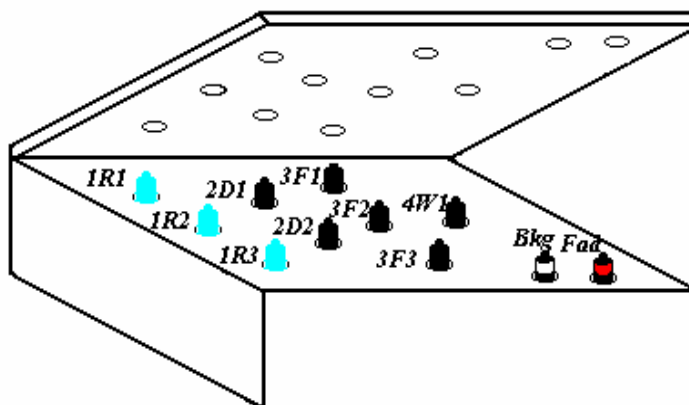
1. profondeur 5
2. profondeur 10

d- irradiation avec utilisation d'un filtre en coin :

la vérification des facteur de transmission pour à travers le filtre en coin, dans les conditions suivantes :

1. profondeur 5 cm
2. champs $10 \times 10 \text{ cm}^2$
3. filtre le plus utilisé dans le centre ($30^\circ, 45^\circ, 60^\circ$)

Les données d'irradiation sont enregistrées dans la fiche technique accompagnant la boîte.



- 1R_i** : irradiation dans les conditions de référence
- 2D_i** : condition de la profondeur
- 3F_i** : condition de taille du champ
- 4W_i** : condition de filtre en coin
- Bkg : Fad** : deux capsules à ne pas irradier pour l'évaluation du fading et du background

Figure 4.2: boîte à envoyer pour les irradiations

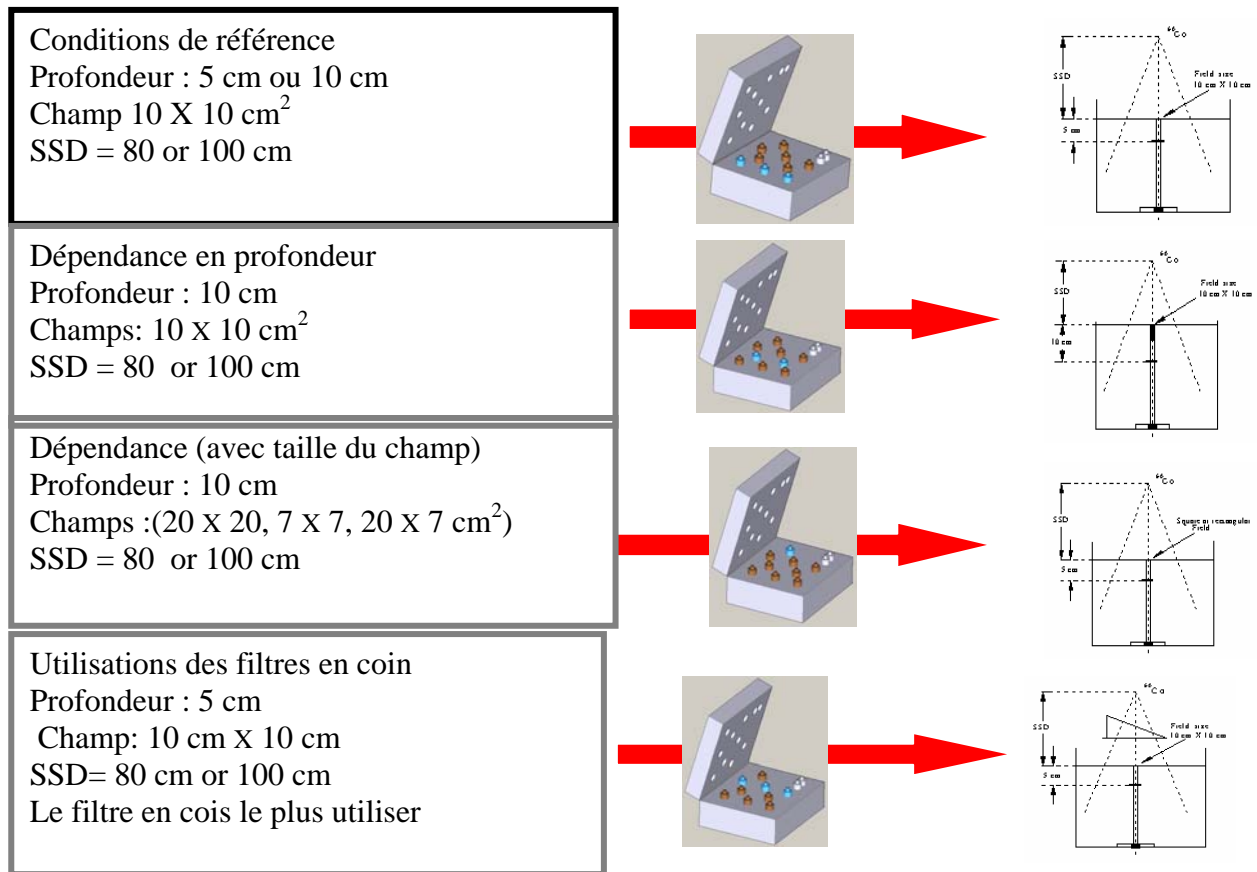


Figure 4.3: Géométries adoptées pour l'audit des faisceaux de photons de haute énergie dans les conditions hors condition de référence

IV.3. METHODOLOGIE POUR L'AUDIT HORS AXE :

IV.3.1. Préparation de l'irradiation :

L'audit hors axe consiste à vérifier, en plus des doses de référence, les profils des faisceaux cliniques. Pour ce faire, on utilise un support d'irradiation avec bras horizontal (figure 4.4) qui permet d'irradier trois capsules simultanément. Les irradiations sont effectuées dans les deux directions (X,Y) pour vérifier les profils selon X et Y avec et sans filtre en coin.

Les conditions utilisées pour l'irradiation dans les deux directions (X,Y) sont :

1. profondeur : 5 cm ou 10 cm
2. taille du champ : 20 X 20 cm²
3. rotation du collimateur à 0°.
4. Le choix du type de traitement soit en SSD ou SAD.

IV.3.2. Irradiation des TLD pour la mesure du profil :

1. l'utilisateur calcule le temps d'irradiation ou le nombre d'unités moniteur pour délivrer 2 Gy dans l'axe central pour une profondeur de 5 cm ou 10 cm et une taille du champ de 20 x 20 cm².
2. les capsules sont placées dans la boîte avec des couleurs différents (capsules centrale : noire, capsules gauche : verte, capsules droite : rouge)
3. il faut s'assurer que le bras du support est parfaitement horizontal et que des bulles d'air sont absentes dans l'eau au niveau des bras
4. les irradiations sont effectuées dans les deux direction X,Y (figure 4.5) sans et avec filtre en coin.

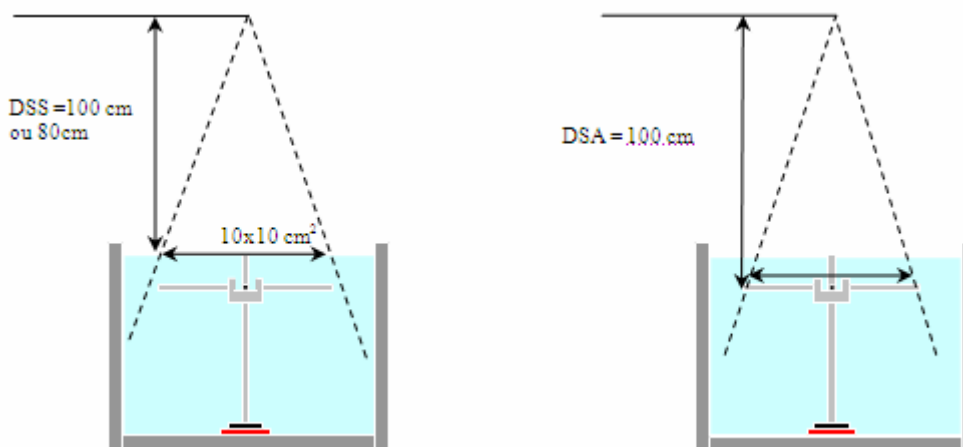


Figure 4.4 : Géométries d'irradiation (SSD, SAD)

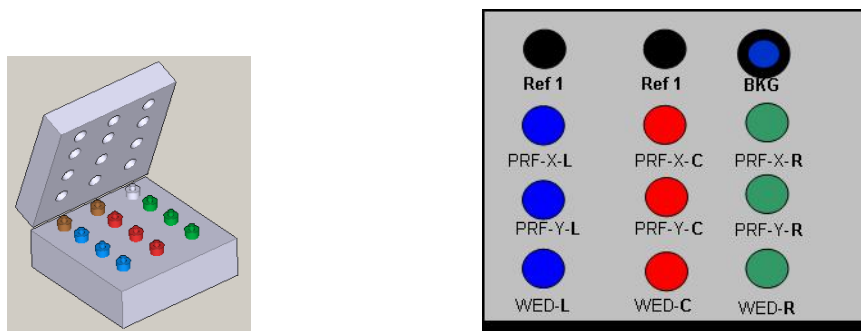


Figure 4.5 : Boîte contenant les capsules et géométrie d'irradiation

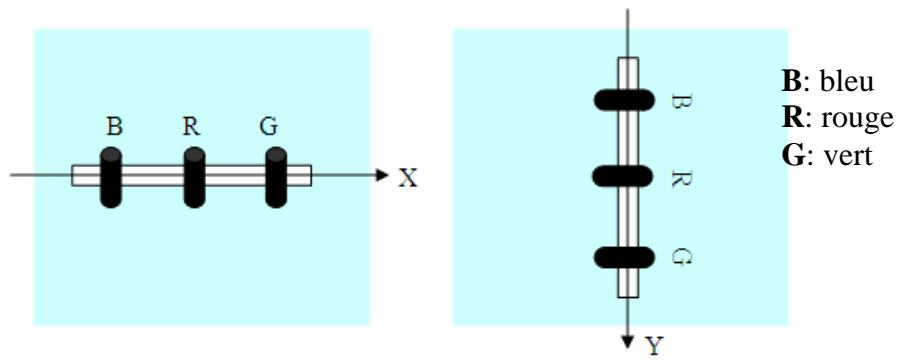


Figure 4. 6 : Irradiation suivant X,Y

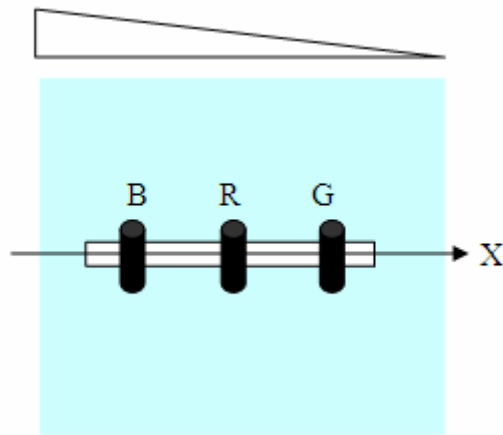


Figure 4. 7 : Irradiation avec filtre en coin (le bras horizontal est parallèle à la pente du filtre)

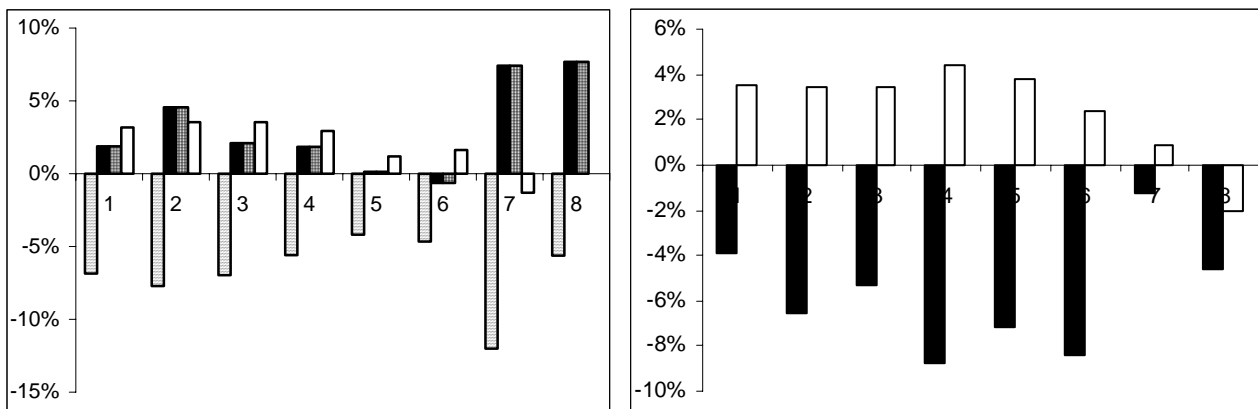
IV.4. APPLICATION POUR L'AUDIT FES FAISCEAUX CLINIQUES NATIONAUX ET POUR UNE INTERCOMPARAISON INTERNATIONNALE :

IV.4.1. Les centres nationaux :

En raison de la surcharge importante de travail des centres de radiothérapie nationaux, l'audit dans les conditions de référence et hors conditions de référence a porté sur quatre faisceaux de Cobalt et deux faisceaux RX de haute énergie de deux centres de radiothérapie. Huit capsules sont irradiées à 2 Gy, pour les quatre faisceaux (centre 1) et les deux faisceaux (centres 2). L'audit hors axe a porté uniquement sur un faisceau RX de haute énergie.

a- Audit dans les conditions de référence:

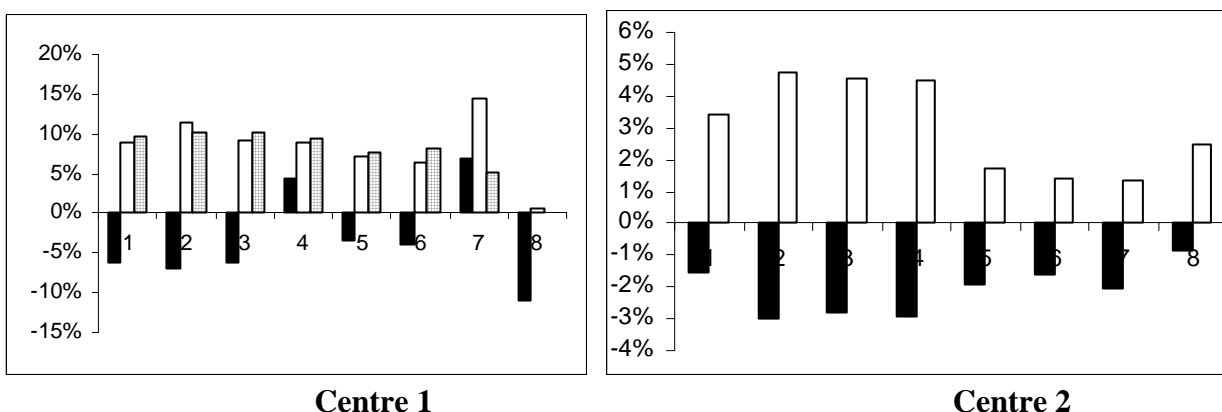
Les résultats sont donnés dans la figure 4.8.



Centre 1 Centre 2
Figure 4. 8 : Résultats de l'audit dans les conditions de référence.

b- Audit hors conditions de référence:

Les résultats sont donnés dans la figure 4.9.



Centre 1 Centre 2
Figure 4. 9 : Résultats de l'audit hors conditions de référence

c- Audit hors axe

Cet audit, concerne la vérification des rendements en profondeur pour différentes tailles de champ et la vérification des profils pour les champs 10 X 10 cm² et 20 x 20 cm². Les résultats sont comparés avec ceux mesurés par une chambre d'ionisation.

Les résultats sont donnés dans la figure 4.10. et 4.11. et 4.12.

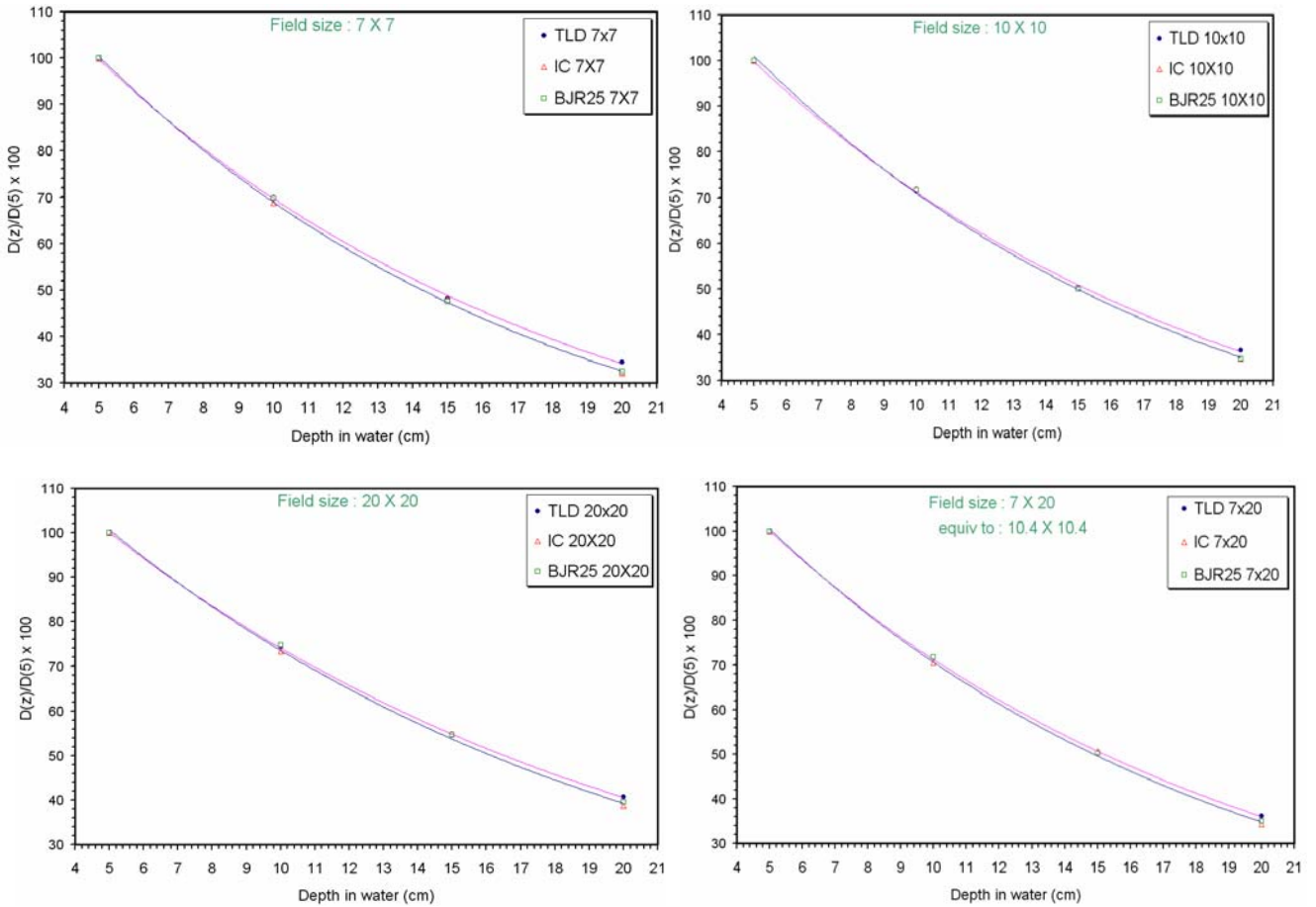


Figure 4.10 : Mesure des rendements en profondeur pour des champs de 7X7, 10X10, 20X20 et 7X20

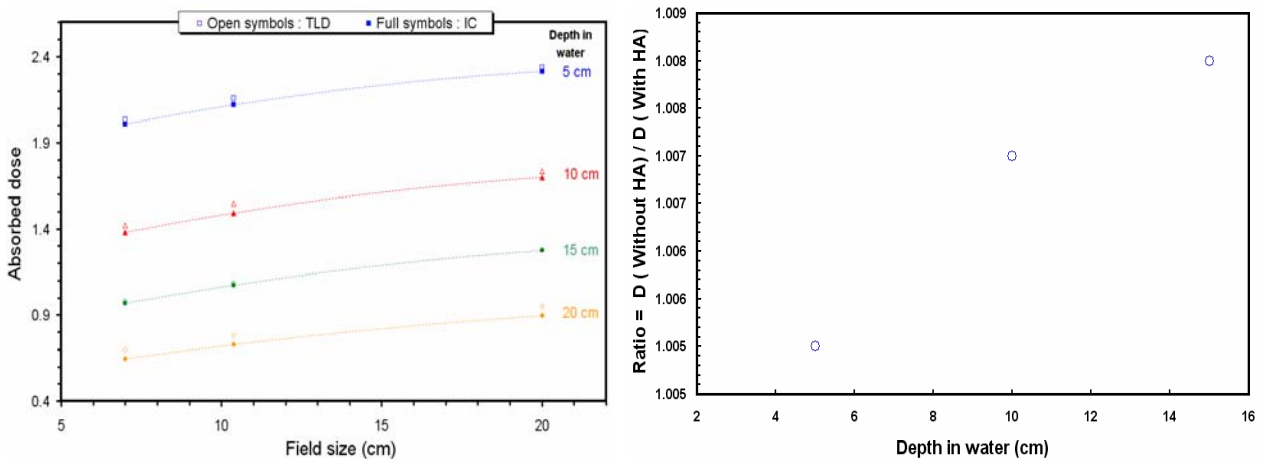


Figure 4. 10 : Variation de la dose absorbée en fonction de la taille du champ : Comparaison TLD- Chambre d'ionisation

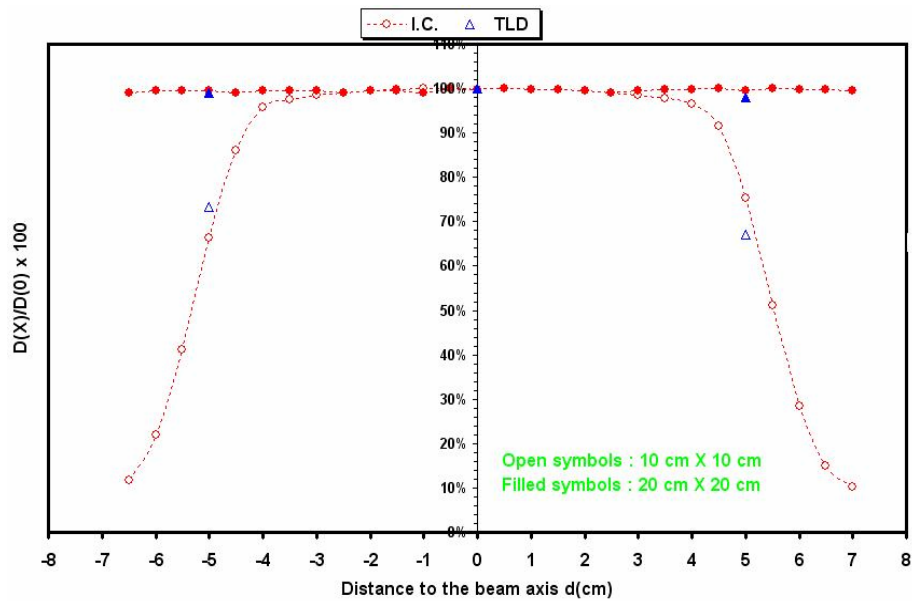


Figure 4. 11 : Variation du profile des faisceaux : Comparaison TLD- Chambre d'ionisation

Les résultats montrent que les écarts entre les doses mesurées par toutes capsules et celles communiquées par le centre de radiothérapie, sont inférieures à 5 %.

Par ailleurs, les profils déterminés par la TLD et ceux mesurés par une chambre d'ionisation sont parfaitement confondus. Ceci montre que la TLD peut être utilisée pour déterminer les profils. Les points de vérification ont portés uniquement sur trois points, mais le dispositif peut être amélioré pour inclure plus de capsules.

Conclusion:

- Notre travail a pour objectif de développer une méthodologie pour la dosimétrie des faisceaux de photons et d'électrons de haute énergie en utilisant les dosimètres thermoluminescents (TLD100). Cette méthodologie a été appliquée pour deux centres de radiothérapie nationaux.
- Les facteurs caractérisant la poudre ainsi que leurs variations en fonction de l'énergie et du type de faisceau utilisé ont été déterminés.
- la réponse de la poudre dépend de plusieurs paramètres. Elle dépend du type de fantôme et lecteur utilisés, du cycle de lecture et de celui d'annihilation de la poudre.
- La reproductibilité et l'incertitude de mesure des détecteurs TLD sont très dépendantes du matériel TLD utilisé, des caractéristiques de lecture et des paramètres du cycle de lecture. Une meilleure reproductibilité a été obtenue dans ce travail (écart-type voisin de 2%) en appliquant les conditions d'irradiation et de lecture optimums et en utilisant les deux lecteurs Harshaw 4000 et Victoreen, associés au deux doseurs disponibles au LSED. L'étude a permis de conclure, néanmoins, que le lecteur Harshaw 4000 est le plus adapté pour notre application.
- Les facteurs de transfert ($K_{\text{pmma/eau}}$; $K_{\text{polys/eau}}$) ont été déterminés avec la TLD en utilisant le lecteur Harshaw 4000 et une chambre d'ionisation de type FARMER NE2571. Les facteurs trouvés permettent d'irradier les TLD dans les deux fantômes solides en termes de dose absorbée dans l'eau ; Les courbes d'étalonnages dans différents fantômes ont été déterminées dans l'eau, le PMMA et le polystyrène. En appliquant ces facteurs de transfert, les courbes obtenues sont parfaitement confondues, ce qui démontre que la procédure de transfert a été bien maîtrisée. Ces courbes d'étalonnage ont été validées par des irradiations effectuées dans les différents centres de référence internationaux
- L'effet du support (K_{hol}) a été déterminé en utilisant un support standard, à l'aide de la TLD et de trois chambres d'ionisation de différents volumes. Le facteur de correction pour effet du support trouvé est en parfaite concordance avec des résultats publiés dans la littérature.
- Des méthodologies pour l'audit des faisceaux utilisés en radiothérapie, dans les conditions de référence, hors conditions de référence et hors axe a été développée ont été développées et appliquées à deux centres de radiothérapie nationaux. Les résultats de l'audit montrent que les faisceaux vérifiés sont parfaitement étalonnés.

Bibliographie

- [AIEA00] **INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY**
quality assurance system procedures Maintenance of the thermoluminescence (TL)
reference dosimetry system for radiotherapy, 2000
- [AIEA99] **INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY**
Organization and Implementation of a National Regulatory Infrastructure Governing
Protection against Ionizing Radiation and the Safety of Radiation Sources, IAEA-
TECDOC-1067, Vienna,1999.
- [AIEA95] **INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY,**
Cours de post-universitaire de radioprotection –Volume 1. AIEA, 1995
- [ALD78] Manuel d'utilisation de ELDORADO teletherapy unit : Atomic energy of CANADA
limited commercial products ,1978
- [ARI06] **M. Arib, A.Yaiche, A. Messadi, F. Dari**
"Optimisation parameters of TLD100 powder used for radiotherapy beams calibration
check". Medical Dosimetry, Vol. 31, No. 3, pp. 184-189, 2006
- [ATT87] **F.H. Attix, K.R. Kase, B.E. Bjarngard**
"dosimetry of ionizing radiation" by academic press, 1987
- [BLA90] **D. Blanc**
"Les rayonnements ionisants". Ed. Masson, 1990
- [BOH 81] **M. Bohm**
"Theory of TL" in "Applied thermoluminescence dosimetry" Eds M Oberhofer and
A.scharmann , Brussels and Luxembourg, pp. 11 , 1981
- [BUS85] **J. Bussac.**
Traité de neutronique, 1985
- [DAH73] **A. Dahar, L.A. Dewerd and T.G. Stoebe.**
Effects of annealing and cooling process on thermoluminescence dosimetry of
TLD100. Health phys 25:427-433; 1973.
- [DEL] **A. Delgado J.M. Gomez**
"Application of glow curve analysis methods to improve TLD-100 dose reassessment
performance"
Health Phys. 1992 Mar;62(3):228-34.
- [GAM97] **D.J. Gambini, R. Granier**
« Manuel pratique de radioprotection », 1997
- [GLE03] **G.D. Glennie**
"A Comparison of TLD dosimeters: LiF: Mg,Ti and LiF:Mg,cu,P for measurement of
radiation therapy doses", thèse PhD Université de Virginie (USA) 2003.
- [HWJ81] **H.W. Julius**
Applied thermoluminescence dosimetry Eds M Oberhofer and A.scharmann , Brussels
and Luxembourg, 1981

- [IAEA 96] **INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY** "International Basic Safety Standards for Protection against Ionizing Radiation and for the Safety of Radiation Sources", Safety Series No. 115, IAEA, Vienna, 1996.
- [JDU23] **J. Dutreix, A. Desgrez, B. Bok et J.H. Vinot**
"biophysique des radiations et imagerie médicale". Édition : Masson, 4ème éd. rev (1 décembre 1997) ISBN-13: 978-2225854903
- [JFR76] **J.F. Rouanet**
Thermoluminescence: Applications en datation absolue et dosimétrie des irradiations (thèse à l'université de bordeaux I - docteur en physique motion cristallographie), 1976
- [JZE02] **J. Izewska, P. Bera, S. Vatnitsky.**
Who TLD postal dose audit service and high precision measurement for radiotherapy level dosimetry-. Radiation Protection Dosimetry 101:387-392, 2002.
- [JOA20] **Joanna Izewska, J. Novotny, Van dam, J. Dutreix, A. And van der schueren, E**
"The influence of the IAEA standard holder on dose evaluation from TLD samples". phys. Med. Biol. 41, 465-473, 1996.
- [MAC81] **A.F. Mackinilay**
Thermoluminescences dosimetry-. Medical physics handbooks, 1981
- [MAN] **Instruction manual**
Thermoluminescence dosimeter (TLD) reader Model 2800M
- [MAS76] **E.W Masson, A.F Mackinily and I. Clark**
"physics in medicine and biology", 1976
- [MBO81] **M. BOHM**
"Theory of TL" Applied Thermoluminescent dosimetry , pp. 11 , 1981
- [MCK 88] **S.W. S . McKeever**
"Thermoluminescence of solids"
Cambridge Solid State Science Series, Ed University Press , Cambridge, 1988
- [MCK95] **S.W.S. McKeever**
Thermoluminescence of Solids, 1995
- [MCK95] **S.W.S. McKeever, M. Moscovitch, P. D. Townsend**
Thermoluminescence dosimetry materials : properties and uses, 1995
- [OUS94] **M. Oussaid**
"Développement d'un système d'intercomparaison de la dose absorbée a l'aide de la TLD pour les photons de haute énergie", Thèse DPGS, CRS-Alger, 1994
- [PIT] **D.A. Pitmanlited**
Model 654 "TOLEDO" TLD reader instruction manual-
- [PIT 81] **E. Ptit et A. Scharmann**
"Reference to other Solid State Methods" in Applied Thermoluminescent dosimetry, edited by M. Oberhofer and A. Scharmann pp. 151, 1981

- [POD05] Ervin B. Podgorsak**
Review of Radiation Oncology Physics-. A Handbook for Teachers and Students, 2005
- [PRO 93] M. Prokic, L. Botter-jensen**
"Comparison of main thermoluminescent properties of some TL dosemeter"
Rad. Prot. Dosim., Vol. 47, n° 1-4, pp. 195, 1993
- [RAN 45] J.T. Randall et M.H.F. Wilkins**
"Phosphorescence and electron traps"
Proc. of the Royal Society London, Serie A, Vol. 184, pp. 347, 1945
- [ROZ98] B. Rozwadowska,**
"Thermoluminescence Dosimetry Quality control procedures". U.Z. Gasthuisberg –
Leuven, Belgique, 1998.
- [SCH 81] J.H. Schulman**
"History of TL" in Applied Thermoluminescent dosimetry, pp. 3 , 1981
- [TEC00] INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY.** "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, (IAEA, Vienna, 2000).