

N° d'ordre 57/2011- M / PH

République Algérienne Démocratique et Populaire

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumediene



FACULTE DE PHYSIQUE

Mémoire présenté pour l'obtention

Du diplôme de Magister en Physique Médicale

*Option : **PHYSIQUE MEDICALE***

Par : Mlle YALAOUI SABRINA.

Application du formalisme dosimétrique AAPM TG43 aux sources de ^{137}Cs utilisées en curiethérapie bas débit de dose : validation par le code Monte Carlo PENELOPE

Soutenu publiquement, le 6 juillet 2011, devant le jury composé de :

Mr. MOHAMED DJEBARA	Professeur, à l'USTHB	Président
Mme. ZAKIA BRAHIMI	Chargée de recherche, au CRNA	Directrice de thèse
Mme. NADIA KHELASSI-TOUTAOUI	Chargée de recherche, au CRNA	Examinatrice
Mme. NORA DAKSI	Chargée de recherche, au CPMC	Examinatrice
Mr. MEHENNA ARIB	Maître de recherche, au CRNA	Examineur
Mr. BOUALEM BOUZID	Maître de conférences, à l'USTHB	Examineur

***« Se donner du mal pour les petites choses, c'est
parvenir aux grandes avec le temps »***

Samuel Beckett

Remerciements

Le bonheur n'est pas dans la recherche de la perfection mais dans la tolérance de l'imperfection, et c'est dans cet état d'esprit que j'ai entamé mon projet de thèse en magister, en essayant de trouver un plaisir fondé sur la satisfaction d'aboutir à un travail pour un meilleur avenir.

Cette thèse a été réalisée au centre de recherche nucléaire d'Alger (CRNA) au département de la physique médicale, où les mesures ont été effectuées au sein du laboratoire secondaire d'étalonnage en dosimétrie (LSED).

Tout d'abord, mes remerciements s'adressent à la personne qui m'a proposé le sujet et qui m'a encadrée tout au long de ces deux années d'étude : Mme Brahimi Zakia. A travers nos discussions, elle m'a apportée une compréhension plus approfondie du sujet, alors merci pour la confiance et la liberté que vous m'aviez accordé ainsi que pour votre gentillesse et vos encouragements .

Je remercie respectueusement tous les membres de mon jury, d'avoir accepté de juger ce travail. Merci à Mr Djebara Mohamed, Professeur à l'Université USTHB, pour m'avoir honoré de sa présence en tant que Président de Jury. Ainsi qu'à Mme. Daksi Nora, médecin radiothérapeute au CPMC, Mme. Khelassi-Toutaoui Nadia chargée de recherche au CRNA ainsi qu'à Mr. Arib Mehenna, maître de recherche au centre de recherche nucléaire d'Alger CRNA ainsi qu'à Mr Bouzid Boualem, maître de conférences à l'université de l'USTHB. J'adresse également mes sincères remerciements à mes professeurs de 1ère année magister en physique médicale ceux de la faculté de USTHB ainsi que ceux du centre de recherche nucléaire d'Alger (CRNA) pour leur dévouement, et leur générosité et qui ont assuré notre formation.

Je passe une dédicace spéciale à tous mes collègues de travail et surtout ceux de ma promotion : Elghribi Zineddine, Salah Laouar Samia, Farhati Salima, Merad Ahmed mais aussi Saadi Samia, Méddad Karima, Boutaghene Naser Eddine et particulièrement Mr Azzebouche Ahmed qui m'a aidé à mieux comprendre le code PENELOPE ...et tout ceux qui ont contribué à ce travail de près ou de loin. Je remercie également le directeur et l'ensemble du personnel scientifique du CRNA de leur accueil et leur soutien.

Je clos enfin mes remerciements en dédiant cette thèse à mes parents. A ma mère source de ma vie et mon père son drapeau, aussi, aux hommes de ma vie : Hamza, Otman et Khaled et à toute ma famille pour leur soutien et présence notamment ma grand-mère, mes tantes et Dalila qui a su être la grande sœur que je n'ai pas eu, sans oublier ma petite lady.

Je n'oublie pas tous mes amis de Constantine qui ont su m'épauler et me redonner la force pour continuer ce travail et aller au bout de mes convictions, un grand merci à Naziha ma meilleure amie, Linda, Lilia mes petites sœurs et Amina ma confidente.

RESUME :

Dans le cadre des applications de la radiothérapie externe et de la curiethérapie en clinique, le processus de mise en place du traitement des patients comporte plusieurs étapes parmi lesquelles le calcul prévisionnel de la distribution de dose à l'aide d'un système informatisé communément appelé TPS (Treatment Planning System).

L'objectif de notre présent travail consiste à évaluer les paramètres dosimétriques d'une source de ^{137}Cs en curiethérapie bas débit de dose afin de générer une bibliothèque de données pour un meilleur calcul de la distribution de dose.

Dans la première partie nous nous sommes référés aux travaux du Task-Group N°43 de l'American Association of Physists in Medicine (AAPM) pour calculer les propriétés dosimétriques de notre source ^{137}Cs (type CDC :K1-K3) caractérisant son utilisation en routine clinique et qui sont déterminées par : le facteur géométrique $G(r, \theta)$, l'intensité du débit de kerma dans l'air, la fonction radiale $g(r)$, la fonction d'anisotropie $F(r, \theta)$, et la constante de débit de dose Λ . La distribution de dose a été mesurée en utilisant des dosimètres thermo luminescents TLD (bâtonnets de $1 \times 1 \times 6 \text{mm}^3$) dans un fantôme cubique en PMMA de $30 \times 30 \times 27 \text{cm}^3$.

La deuxième partie de ce travail a consisté à développer un programme utilisateur permettant de modéliser notre dispositif expérimental (source et fantôme) d'une part et de calculer les fonctions dosimétriques exigées par le TG43 d'autre part. Le calcul a été réalisé en utilisant un code de calcul Monte Carlo (MC): le code « PENELOPE ».

Les paramètres et les fonctions dosimétriques calculés ont été comparés aux résultats expérimentaux ainsi qu'à des valeurs publiées dans la littérature.

Le bon accord constaté entre les mesures expérimentales et les calculs a permis de valider les simulations avec le code PENELOPE.

ACRONYMES ET SYMBOLES

AAPM	<i>American Association of Physicists in Medicine</i>
AIEA	<i>Agence internationale de l'énergie atomique</i>
BDD	<i>Curiethérapie à bas débit de dose</i>
CDA	<i>Couche de demi-atténuation</i>
CERN	<i>Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire</i>
DDP	<i>Curiethérapie à débit de dose pulsé</i>
DSS	<i>Distance Source Surface du fantôme</i>
EGS	<i>Electron Gamma Shower</i>
ESTRO	<i>European Society for Therapeutic Radiology and Oncology</i>
ETRAN	<i>Electron TRANSport</i>
FDP	<i>Fonction de densité des probabilités</i>
GEANT	<i>GEometry ANd Tracking</i>
HDD	<i>Curiethérapie à haut débit de dose</i>
ICRU	<i>Commission Internationale pour les Unités de Rayonnements et les mesures</i>
LiF	<i>Fluorure de Lithium</i>
KERMA	<i>Kinetic Energy Released per Mass unit</i>
MC	<i>Monte-Carlo</i>
MCNP	<i>Monte-Carlo N-Particle transport</i>
PENELOPE	<i>PENetration and Energy LOSS of Positrons and Electrons</i>
PMMA	<i>Polyméthylmethacrilate (Lucite, Perspex, Plexiglas)</i>
SDDL	<i>Laboratoire Secondaire d'Etalonnage en Dosimétrie</i>
SLAC	<i>Stanford Linear Accelerator Center</i>
TG43	<i>Task Group N°43</i>

<i>TLD/ ou TL</i>	<i>Dosimètre thermo luminescent</i>
<i>TPS</i>	<i>Treatment Planning System (Système de planification des traitements)</i>
^{192}Ir	<i>Iridium 192</i>
^{137}Cs	<i>Cesium 137</i>
^{125}I	<i>Iode 125</i>
^{106}Rh	<i>rhodium 106</i>
^{198}Au	<i>or 198</i>
<i>Gy</i>	<i>Gray= L'unité de la dose absorbée</i>
<i>D</i>	<i>Dose absorbée</i>
<i>K</i>	<i>Kerma</i>
\dot{D}	<i>Débit de dose absorbée (dose absorbée par unité de temps)</i>
<i>B</i>	<i>Particule bêta</i>
γ	<i>Rayonnement gamma</i>
e^-	<i>Electron</i>
e^+	<i>Positon</i>
<i>n</i>	<i>Neutron</i>
ρ	<i>Densité d'un milieu</i>
<i>Z</i>	<i>Numéro atomique</i>
Z_{eff}	<i>Numéro atomique effectif d'un milieu</i>
BF_i	<i>Bruit de fond de la $i^{\text{ème}}$ TLD</i>
$F_{c,i}$	<i>Facteur d'étalonnage des TLD</i>
R_i	<i>Reproductibilité des TLD</i>
$\dot{K}_{\text{ref,Cs137}}$	<i>Débit de kerma de référence (débit de kerma à 1 mètre dans l'air).</i>
S_K	<i>Intensité du débit de kerma dans l'air libre</i>
<i>A</i>	<i>Constante du débit de dose</i>

$G(r, \theta)$	<i>Facteur de géométrie</i>
$G_L(r, \theta)$	<i>Facteur de géométrie pour une source linéaire</i>
$G_P(r, \theta)$	<i>Facteur de géométrie pour une source ponctuelle</i>
$F(r, \theta)$	<i>Fonction d'anisotropie.</i>
$g(r)$	<i>Fonction radiale</i>
$E_{ABS}(e^-)$	<i>Energie d'absorption des électrons</i>
$E_{ABS}(h\nu)$	<i>Energie d'absorption des photons</i>
$E_{ABS}(e^+)$	<i>Energie d'absorption des positons</i>
W	<i>Perte d'énergie</i>
W_c	<i>Perte d'énergie seuil</i>
W_{cc}	<i>Perte d'énergie seuil pour collision inélastique forte</i>
W_{cr}	<i>Perte d'énergie seuil pour émission Bremsstrahlung forte</i>
$C1$	<i>Déflexion angulaire moyenne</i>
$C2$	<i>Fraction maximale d'énergie perdue entre 2 collisions fortes</i>
$2D$	<i>2 dimensions</i>
$3D$	<i>3 dimensions</i>

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION	1
Chapitre 1	
La curiethérapie	
1.1 Qu'est ce que la curiethérapie ?	6
1.1.1 La curiethérapie interstitielle ou endocuriethérapie	6
1.1.2 La plésiocuriethérapie	7
1.1.3 Moulage de surface	8
1.1.4 La curiethérapie oculaire (curiethérapie de contact).....	8
1.2. Les diverses méthodes d'irradiation selon le débit de dose.....	8
1.2.1 La curiethérapie à bas débit de dose (BDD)	8
1.2.2 La curiethérapie à haut débit de dose (HDD)	9
1.2.3 La curiethérapie à débit de dose pulsé	9
1.3. Les principales sources radioactives en curiethérapie	10
1.3.1 Les sources d'iridium ¹⁹² Ir.....	10
1.3.2 Les sources de Césium ¹³⁷ Cs	11
1.3.3 Les sources d'iode ¹²⁵ I.....	12
1.3.4 Les sources du cobalt ⁶⁰ Co.....	13
1.4. Spécification des sources radioactives	14
1.4.1 La masse de radionucléide	14
1.4.2 L'activité	14
1.4.3 L'activité contenue.....	14
1.4.4 L'activité apparente ou équivalente.....	15
1.5. Les concepts dosimétriques en curiethérapie	15
1.5.1 La dose absorbée.....	15
1.5.2 Le kerma.....	16
Chapitre 2	
Modèles de calcul de dose utilisés en Curiothérapie	
2.1 Le formalisme classique	17
2.2 Le formalisme TG43.....	18
2.2.1 L'intensité du débit de kerma dans l'air S_k	20
2.2.2 La constante de débit de dose Λ	20
2.2.3 Facteur géométrique $G(r, \theta)$	20

2.2.4 Fonction de dose radiale $g(r)$	21
2.2.5 La fonction d'anisotropie $F(r, \theta)$	22
2.3 La méthode de convolution	22
2.4 La méthode de Monte Carlo.....	22

Chapitre 3

La méthode de Monte Carlo

Le code Monte Carlo PENELOPE

3.1 La méthode de Monte Carlo (MC).....	24
3.1.1 Introduction	24
3.1.2 Un peu d'histoire.....	25
3.1.3 Principe de la méthode Monte Carlo	25
3.2 Les générateurs de nombres aléatoires.....	26
3.3 Les méthodes d'échantillonnage.....	27
3.3.1 La méthode directe.....	27
3.3.2 La méthode du rejet.....	28
3.3.3 La méthode mixte	28
3.4 Les codes de calcul utilisant la méthode de Monte Carlo.....	28
3.5 Le code Monte Carlo PENELOPE.....	30
3.5.1 Descriptif de la structure du code PENELOPE.....	31
3.6 Modèle de diffusion.....	32
3.7 Les programmes utilisateurs	34
3.7.1 Fichier d'entrée de la géométrie (pfname.geo).....	36
3.7.2 Fichiers d'entrée des matériaux (pfname.mat)	38
3.7.3 Fichier d'entrée de la simulation (pfname.in)	38
3.8 Programmes auxiliaires	39

Chapitre 4

Matériel et méthodes

4.1 Partie expérimentale	41
4.1.1 Matériel utilisé	42
4.1.1.1 Le lecteur des Dosimètres TL	42
4.1.1.2 Four de régénération.....	43
4.1.1.3 Dosimètres TL, TLD	43
4.1.1.4 Fantôme de mesure de la dose radiale	44

4.1.1.5 Fantôme de mesure de la dose d'anisotropie	45
4.1.1.6 La source de ^{137}Cs	46
4.1.1.7 La chambre d'ionisation Puits	46
4.1.2 Méthodologie	47
4.1.2.1 Préparation des TLD100	47
4.1.2.2 Etude de la reproductibilité et étalonnage des TLD	49
4.1.2.3 La réponse directionnelle.....	49
4.1.2.4 Influence de la forme de la TLD	50
4.1.2.5 Caractérisation du lecteur VICTOREEN 2800.....	50
a) Température maximale du cycle T_{\max}	51
b) Température minimale du cycle T_{\min}	51
c) Vitesse de chauffage.....	52
d) Débit d'azote.....	52
e) Taux de vidage	52
4.1.3 Mesure des fonctions dosimétriques de la CDC.K1-K3.....	52
4.1.3.1 La constante du débit de dose Λ	53
a. Evaluation expérimentale du débit de kerma du ^{137}Cs	53
4.2 Partie simulation Monte Carlo	54
4.2.1 Simulation par le code Monte Carlo PENELOPE	54
4.2.2 Matériel informatique	54
4.2.3 Modélisation du milieu et de la géométrie	56
4.2.3.1 Modélisation du milieu	56
4.2.3.2 Modélisation de la géométrie	59
4.2.3.3 Génération du fichier d'entrée	61

Chapitre 5

Résultats et discussion

5.1 Caractérisation du lecteur VICTOREEN 2800.....	63
5.1.1 Débit d'azote	63
5.1.2 Température maximale du cycle de lecture T_{\max}	64
5.1.3 Température minimale de lecture, T_{\min}	65
5.1.4 Vitesse de chauffage.....	65
5.1.5 Taux de vidage	66
5.2 Caractérisation des TLD.....	67
5.2.1 L'effet directionnel.....	67

5.2.2 La reproductibilité des TLD.....	68
5.2.3 Etalonnage des TLD	68
5.3 Détermination expérimentale des paramètres dosimétriques selon TG43	69
5.3.1 L'intensité du débit de kerma dans l'air, S_k	69
5.3.2 Le facteur géométrique $G(r, \theta)$	69
5.3.3 La fonction radiale mesurée.....	71
5.3.4 La fonction d'anisotropie.....	72
5.3.5 La constante du débit de dose A	73
5.4 Détermination des paramètres dosimétriques par le code MC PENELOPE.....	74
5.4.1 La fonction radiale.....	74
5.4.2 Fonction d'anisotropie.....	76
5.5 Evaluation et validation	77
5.5.1 La fonction radiale.....	77
5.5.2 La fonction d'anisotropie	79
CONCLUSION GENERALE.....	83
REFERENCES	87
ANNEXE.....	91

LISTE DES FIGURES

Chapitre 1

<i>Figure 1.1 : Curiethérapie interstitielle: (a) Curiethérapie de la prostate par implants ^{125}I, (b) Vue frontale du sein où les sources sont insérées</i>	6
<i>Figure 1.2 : (a) Evolution du cancer du col de l'utérus. Radiographies illustrant la position de l'applicateur pour le traitement de patientes: (b) vue Antéropostérieure (c) vue Latérale. (d) isodoses autour de l'applicateur</i>	6
<i>Figure 1.3 : (a) Anatomie de l'œil, (b) Curiethérapie oculaire avec applicateurs d'^{125}I</i>	7
<i>Figure 1.4 : Comparaison des temps de traitement pour délivrer la même dose selon les différents types d'irradiation</i>	8
<i>Figure 1.5 : Schéma de désintégration du ^{137}Cs</i>	10
<i>Figure 1.6 : Quelques sources de Césium utilisées en clinique</i>	11
<i>Figure 1.7 : Schéma de désintégration de l'^{125}I</i>	12
<i>Figure 1.8 : Schéma de désintégration du ^{60}Co</i>	12

Chapitre 2

<i>Figure 2.1 : Système de coordonnées polaires utilisées pour des calculs dosimétriques en curiethérapie</i>	18
---	----

Chapitre 3

<i>Figure 3.1 : Schéma de principe des méthodes de Monte Carlo</i>	25
<i>Figure 3.2 : Structure du code Monte Carlo PENELOPE</i>	31
<i>Figure 3.3 : Organigramme du transport des électrons</i>	34
<i>Figure 3.4 : Modélisation des géométries dans le code PENELOPE</i>	37

Chapitre 4

<i>Figure 4.1 : Lecteur TLD, (a) lecteur VICTOREEN 2800 relié à la bouteille d'azote, (b) Schéma détaillé d'un lecteur TLD</i>	41
<i>Figure 4.2 : Principe de fonctionnement d'un lecteur TLD</i>	42
<i>Figure 4.3 : Four de régénération</i>	42
<i>Figure 4.4 : (a) TLD100 en forme de Bâtonnets (b) plaque à régénération en acier inoxydable</i>	43
<i>Figure 4.5 : Plaque en PMMA pour l'irradiation des TLD</i>	43
<i>Figure 4.6 : Fantôme solide utilisé pour la mesure de la dose radiale pour la</i>	

détermination de la fonction radiale	44
Figure 4.7 : Fantôme solide utilisé pour la mesure de la dose pour la détermination de la fonction d'anisotropie.	45
Figure 4.8 : Modèle d'une source de ¹³⁷ Cs la CDC.K1-K3	45
Figure 4.9 : Chambre d'ionisation Puits et son électronique associée	46
Figure 4.10 : Diagramme d'évaluation des TLD.....	46
Figure 4.11 : Dispositif d'irradiation des TLD.....	49
Figure 4.12 : Diagramme du cycle de lectures des TLD.	50
Figure 4.13 : Organigramme du programme PENMAIN	54
Figure 4.14 : Exemple du fichier des résultats de la simulation de la distribution de dose à 3 dimensions à l'aide PENMAIN.....	55
Figure 4.15 : Exemple du fichier mat.dat utilisé par PENELOPE	58
Figure 4.16 : Modèle de description des surfaces	59
Figure 4.17 : Modèle de description des corps.....	59
Figure 4.18 : Visualisation en 2D de notre dispositif dans le plan XZ.....	60
Chapitre 5	
Figure 5.1 : Variation du bruit de fond en fonction du débit d'azote	63
Figure 5.2 : Variation de la lecture en fonction de la température	63
Figure 5.3 : Variation de la lecture en fonction de la température	64
Figure 5.4 : Variation de la lecture en fonction du débit de température	65
Figure 5.5 : Variation du taux de vidage en fonction du nombre de TLD.....	65
Figure 5.6 : Etude de l'effet directionnel des TLD par rapport à la direction du faisceau incident.....	66
Figure 5.7 : Reproductibilité (%) correspondante aux TLD sélectionnés	67
Figure 5.8 : Facteurs d'étalonnage correspondants aux TLD sélectionnés.....	67
Figure 5.9 : Variation de la fonction géométrique	69
Figure 5.10 : Variation de la dose radiale normalisée au point de référence en fonction de la distance (r)	71
Figure 5.11 : Variation de la fonction radiale mesurée	71
Figure 5.12 : Variation de la fonction d'anisotropie.....	72
Figure 5.13 : Variation de la dose radiale normalisée déterminée par MC PENELOPE en fonction de la distance (r).....	74
Figure 5.14 : Variation de la fonction radiale déterminée par MC PENELOPE en	

fonction de la distance radiale (r).....	74
Figure 5.15: Variation de la fonction d'anisotropie déterminée par MC PENELOPE.....	75
Figure 5.16 : Variation de la dose radiale normalisée mesurée et calculée au point de référence en fonction de la distance (r).....	76
Figure 5.17 : Comparaison de la fonction radiale de notre travail $g(r)_{exp}$ Meisberger, MC PENELOPE et TG43	77
Figure 5.18 : Variation des fonctions d'anisotropie pour des distances angulaires d'une source de 8mm de ^{137}Cs la CDC.K1-K3, pour des distances radiales de : (a) $r = 1cm$; (b) $r = 3cm$ (c); $r = 5cm$; (d) $r = 10cm$	80

LISTE DES TABLEAUX

<i>Tableau 1.1: Les caractéristiques physiques des radionucléides en curiethérapie</i>	<i>9</i>
<i>Tableau 3.1: Les surfaces utilisées par le code PENELOPE</i>	<i>36</i>
<i>Tableau 4.1: Composition atomique (par poids en %) et densité massique des matériaux constituant la géométrie de simulation.....</i>	<i>56</i>
<i>Tableau 4.2 : Description des indices et des types de surfaces employés par PENELOPE.....</i>	<i>58</i>
<i>Tableau 4.3: Principaux paramètres de simulation.....</i>	<i>61</i>
<i>Tableau 5.1: Paramètres fixant le Cycle de lecture des TLD100</i>	<i>66</i>
<i>Tableau 5.2: Les conditions physiques de mesure du débit de kerma</i>	<i>68</i>
<i>Tableau 5.3: Comparaison de la fonction géométrique calculée en utilisant l'approximation de la source linéaire et l'approximation de la source ponctuelle. Pour une couverture angulaire de 0° à 90° et des distances radiales de 0.5 cm à 10 cm</i>	<i>70</i>
<i>Tableau 5. : Tableau récapitulatif des différentes constantes de débit de dose de notre travail et de la littérature</i>	<i>73</i>
<i>Tableau 5.5: Comparaison de la fonction radiale mesurée $g(r)_{exp}$ avec celle déterminée par MC Penelope, Meisberger (msbr) et le TG43</i>	<i>77</i>
<i>Tableau5.6 : Les écarts relatifs entre notre travail expérimental et Penelope.....</i>	<i>78</i>
<i>Tableau5.7 : Ecart relatifs entre notre travail expérimental et le TG43.....</i>	<i>79</i>
<i>Tableau5.8 : Ecart relatifs entre notre travail expérimental et ceux de Perez et Ballister MC. Geant4.....</i>	<i>79</i>

INTRODUCTION

Depuis l'aube des temps, l'être humain a cherché à comprendre et, simultanément, à modifier son environnement pour en tirer le meilleur parti possible. D'innombrables penseurs jalonnent cette progression de la connaissance. L'un d'entre eux, Konrad Röntgen, découvrit accidentellement les rayons X et en décrivit précisément leurs propriétés. Peu de temps après, Antoine Becquerel découvrait la radioactivité puis Pierre et Marie Curie. Les bénéfices médicaux de ces rayons invisibles furent appréciés et développés. Vers la fin du XIX siècle, la radiologie existait de même que la radiothérapie.

Ce fut une authentique révolution de la pensée médicale. Il est devenu possible de voir à l'intérieur du corps humain sans y pénétrer. Il est devenu même possible de le soigner sans le toucher. Une nouvelle profession est venue aider le médecin et compléter ses compétences : la physique médicale. Ainsi la radiothérapie était née.

Le but d'une irradiation en radiothérapie est toujours double [1]: la mort des cellules cancéreuses d'une part, et la préservation des cellules saines d'autre part. Ces deux aspects sont inséparablement liés et doivent être présents à l'esprit au cours de chaque traitement radiothérapeutique. En radiothérapie, le succès ou l'échec d'un traitement d'une tumeur cancéreuse par rayonnement dépend, en grande partie, de la précision avec laquelle la dose prescrite à délivrer à la tumeur est quantifiée.

L'une des techniques de traitement par la radiothérapie est la « Curiethérapie » ou « Brachythérapie ». A la différence de la radiothérapie externe où la tumeur est irradiée par des faisceaux de rayonnements externes, la curiethérapie est un type de traitement qualifié d'interne. Les sources radioactives sont en effet introduites directement au contact ou à l'intérieur de la tumeur. En Algérie la curiethérapie contribue à 15% des traitements de tumeurs en radiothérapie.

Une mesure directe de la dose proche d'une source scellée est difficile à cause des incertitudes liées au positionnement des dosimètres et au gradient de dose élevé dans ces régions. Par conséquent, pour la détermination de la dose à proximité d'une source scellée, on a recours à des modèles analytiques ou/et statistiques de calcul de dose.

Les protocoles classiques de dosimétrie de la curiethérapie utilisent l'approximation d'une source ponctuelle. Un nouveau protocole de dosimétrie applicable à la curiethérapie est proposé par le groupe TG43 de l'association américaine de physique médicale (American Association of Physicists in Medicine AAPM). Il présente l'avantage d'utiliser des fonction

obtenues par des mesures effectuées entièrement dans un milieu comme l'eau et fait appel à une configuration géométrique plus réaliste des sources radioactives [2]. Le TG43 est considéré comme le formalisme le plus complet actuellement. Il effectue des calculs à deux dimensions autour d'une source cylindrique symétrique.

Les photons, les électrons et les positrons qui pénètrent dans la matière subissent de nombreuses interactions au cours desquelles une fraction de leur énergie est transférée à la matière. Les méthodes analytiques, telle que la résolution de l'équation de Boltzmann, peuvent être utilisées pour rendre compte du transport des particules [3]. Malheureusement, il n'est pas toujours possible de résoudre ce type d'équation en particulier dans le cas de géométries complexes.

Pour connaître, le plus exactement possible, la dose délivrée aux tissus par ces rayonnements, des codes basés sur la méthode Monte Carlo ont été développés et utilisés dans le domaine médical. La méthode Monte Carlo répond à un besoin de précision par la prise en charge de la majorité des processus d'interaction et du transport des particules dans la matière.

Aujourd'hui, les méthodes de calcul par Monte Carlo constituent une alternative très intéressante. Elles présentent des algorithmes pouvant modéliser au plus près la physique liée aux processus de dépôts d'énergie et donc à la distribution de dose dans un milieu donné et cela par la prise en compte de tous les phénomènes physiques élémentaires mis en jeu lors de chaque interaction et la possibilité d'une description très précise de la géométrie.

Les méthodes de Monte Carlo [3] sont des méthodes de calcul statistiques qui corrélient des processus aléatoires avec des processus physiques. Le transport des particules dans la matière peut être suivi, en déterminant la trajectoire et les interactions de chaque particule (primaire et secondaire) depuis son point d'entrée jusqu'à sa sortie du milieu ou absorption dans celui-ci. Selon le principe de la méthode MC, la trajectoire de chaque particule est simulée individuellement, en tirant au hasard les paramètres physiques des interactions (position de l'interaction, nature de l'interaction, type de particule secondaire créée, fraction d'énergie transférée ou absorbée, angle de diffusion,...), selon la distribution de probabilités qui décrivent les processus physiques mis en jeu. Ces distributions de probabilités sont déterminées à partir des différentes sections efficaces des interactions qui sont propres au type et à l'énergie de la particule incidente ainsi qu'aux matériaux impliqués.

Parmi les différents codes Monte Carlo utilisés en dosimétrie des rayonnements (EGS4, EGSnrc, MCNPX, GEANT3 et GEANT4,...), le code PENELOPE de classe II [4], simule le

transport des électrons, photons et positrons ayant une énergie comprise entre 50 eV et 1GeV dans des matériaux simples (de $Z=1$ à $Z=99$), ainsi que dans des matériaux composites. Il combine la simulation détaillée du transport des photons avec la simulation mixte du transport des électrons et des positrons.

L'objectif du présent travail consiste à évaluer les paramètres et les fonctions dosimétriques d'un grain de césium ^{137}Cs (modèle CDC : K1-K3) en utilisant deux méthodes différentes : la méthode expérimentale et la méthode Monte Carlo.

Dans la première partie, nous nous sommes référés aux travaux du Task-Group N°43 pour la mesure des propriétés dosimétriques de la source de ^{137}Cs , afin de générer une bibliothèque de données pour le calcul des distributions de dose pour une utilisation en routine clinique. Ces propriétés sont définies par :

- Une intensité du débit de kerma qui représente la mesure de l'intensité de la source à 1 mètre sur son axe transversal.
- Une fonction radiale $g(r)$ qui tient compte des effets d'absorption et de diffusion dans le milieu le long de l'axe transversal de la source.
- Une fonction d'anisotropie $F(r, \theta)$ qui permet de tenir compte de l'anisotropie de la dose autour de la source en introduisant l'effet d'absorption et de diffusion dans le milieu.
- Un facteur géométrique qui tient compte de la variation de la dose relative due seulement à la distribution spatiale de l'activité dans la source en ignorant l'auto absorption et la diffusion dans la source.
- Une constante de débit de dose A , définie par le rapport entre le débit de dose mesuré dans l'eau au point de référence (1cm sur l'axe transversal de la source) et l'intensité du débit de karna.

Le débit de kerma est mesuré en utilisant une chambre d'ionisation Puits selon les recommandations de l'Agence Internationale de l'Energie Atomique (AIEA) [5]. Le facteur géométrique est calculé en utilisant des formules analytiques. Par contre, les fonctions radiales et d'anisotropies sont calculées à partir des mesures de dose dans des fantômes solides équivalents-eau réalisés au niveau du laboratoire de physique médicale du CRNA en utilisant des dosimètres thermoluminescents miniatures étalonnés en terme de dose.

La seconde partie de ce travail sera dédiée à la simulation Monte Carlo de ces fonctions pour la validation de nos résultats expérimentaux à l'aide du code PENELOPE. Nous introduisons brièvement les bases théoriques nécessaires de la méthode Monte Carlo et nous détaillerons le code PENELOPE.

Notre travail est composé de cinq chapitres. Dans le premier, nous aborderons quelques notions de la curiethérapie, les sources radioactives les plus utilisées, leur mode de désintégration et de spécification. Le chapitre 2 sera dédié aux modèles de calcul de dose en curiethérapie. Le chapitre 3 est consacré aux codes de calcul Monte Carlo. Nous citerons quelques codes de simulation Monte Carlo validés pour les applications dosimétriques en physique médicale ainsi qu'une description détaillée du récent code PENELOPE à savoir sa structure, ses programmes utilisateurs, ses fichiers de données et les programmes associés à ce code et on abordera les critères du choix de ce code. Dans le chapitre 4, nous exposerons le matériel ainsi que les méthodes utilisés pour la réalisation de ce travail. Ce chapitre est divisé en deux parties : la partie expérimentale où nous détaillerons les procédures de caractérisation de la source et du lecteur TLD, les procédures d'étalonnage des détecteurs utilisés (Chambre d'ionisation, TLD) ainsi que les procédures de mesure des fonctions et des paramètres dosimétriques définis par le formalisme TG43. Dans la partie simulation, nous allons parler de:

- L'adaptation du programme utilisateur PENMAIN, selon l'application choisie, de la modélisation du dispositif expérimental par la modélisation des milieux (génération d'un fichier matériau qui contient tous les paramètres physiques d'interaction utilisés par le code PENELOPE à savoir, les sections efficaces, les coefficients d'atténuation, les pouvoirs d'arrêt, la densité, l'énergie moyenne d'excitation, etc....),
- La modélisation de la géométrie (génération d'un fichier géométrie, il contient toutes les informations concernant les formes, les dimensions et les coordonnées des différents éléments constituant la source et le fantôme),
- Le choix et la modification des paramètres de simulation (génération du fichier principal d'entrée. Ce dernier doit contenir tous les renseignements concernant les paramètres de simulation à savoir les paramètres caractérisant la particule primaire, les données concernant les matériaux et la géométrie, les énergies d'absorption et de coupure, le nombre d'histoire à simuler,...).

Le chapitre 5 sera consacré aux résultats obtenus ainsi qu'une discussion et on finira notre mémoire par une conclusion.

Chapitre 1

La curiethérapie

L'origine de la curiethérapie remonte à la découverte de la radioactivité naturelle par Henri Becquerel en 1896. La curiethérapie est la plus ancienne application thérapeutique de la radioactivité. Dès 1901, à l'époque de Pierre et Marie Curie, on prend conscience de l'effet des radiations et de la possibilité de les utiliser à des fins médicales en mettant au contact les substances radioactives avec les tumeurs quand elles sont localisées, de petits volumes et accessibles.

1.1. Qu'est ce que la curiethérapie ?

A la différence de la radiothérapie externe où la tumeur est irradiée par des faisceaux de rayonnement externes, la curiethérapie (appelée également brachythérapie) est un traitement qualifié d'interne [6]. La curiethérapie est le traitement des cancers localisés par l'introduction d'implants radioactifs [7], elle consiste à délivrer des rayonnements au plus près de la tumeur par l'intermédiaire de sources radioactives. Ces sources sont introduites dans l'organisme à l'intérieur ou au contact direct des cellules cancéreuses à l'aide d'un matériel vecteur (tubes en plastic, aiguilles vectrices ou applicateurs gynécologiques,...). Cette méthode permet d'irradier la tumeur en protégeant les organes voisins.

Ce type de traitement nécessite l'utilisation de forte dose au niveau de la zone traitée et comme la dose est proportionnelle à l'inverse des carrés des distances, les tissus sains au voisinage reçoivent une faible dose. La curiethérapie s'adresse au traitement de tumeurs de petit volume, localisées, aux contours précis et facilement accessibles.

On distingue, selon la position des sources scellées par rapport à la tumeur, différents modes d'irradiation :

1.1.1 La curiethérapie interstitielle ou endocuriethérapie

Les sources sont implantées à l'intérieur de la tumeur. Ce type de traitement est utilisé spécifiquement dans les cancers du sein, de la peau, de la verge, de l'anus, des oreilles et des lèvres. Elle complète aussi l'ablation du sein pour éviter une récurrence locale.

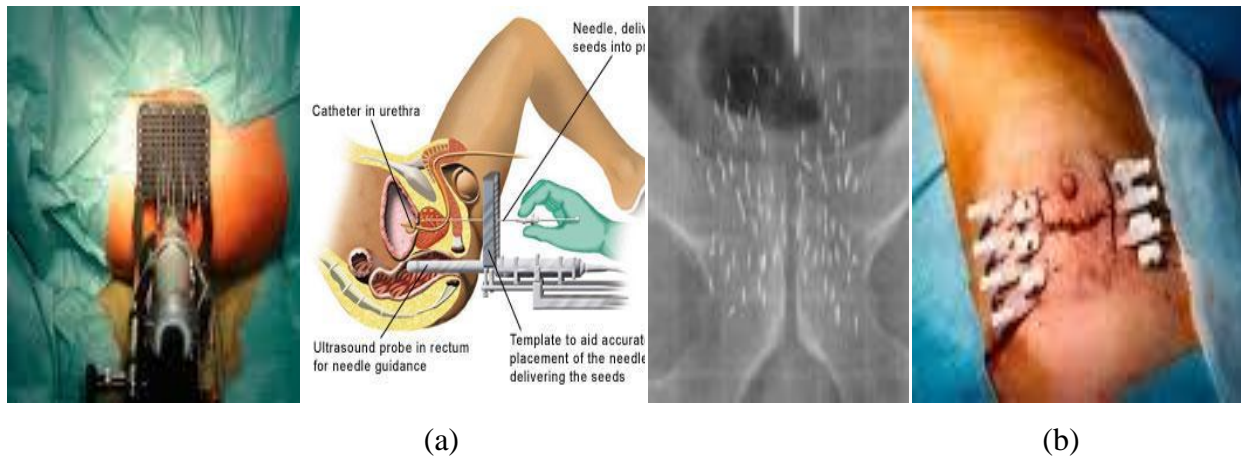


Figure 1.1 : Curie thérapie interstitielle : (a) Curie thérapie de la prostate par implants d'Iode, (b) Vue frontale du sein où les sources sont insérées

1.1.2 La plésiocurithérapie

Les sources sont placées au contact du tissu à irradier en profitant de l'existence de cavités naturelles qui servent de réceptacles aux matériels radioactifs et à ses vecteurs. On distingue :

- La curiethérapie endocavitaire, la plus répandue étant la curiethérapie utéro-vaginale, le vagin étant l'organe recevant les vecteurs et les sources radioactives,
- La curiethérapie endoluminale, comme la curiethérapie endobronchique, endo-œsophagienne et vasculaire.

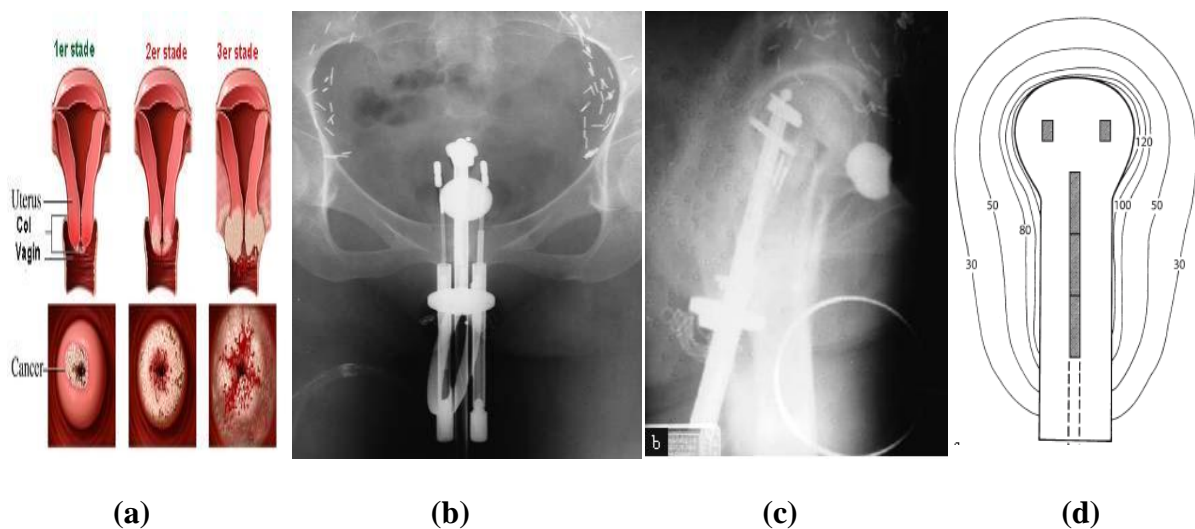


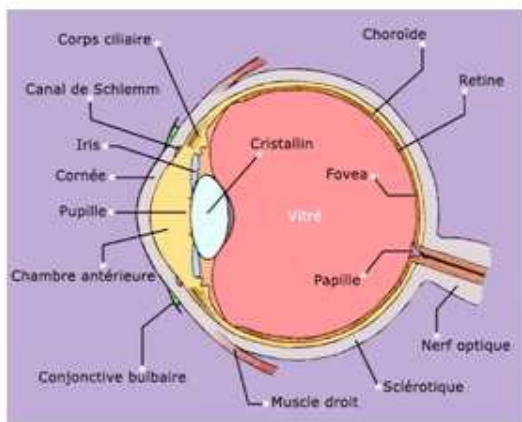
Figure 1.2 : (a) Evolution du cancer du col de l'utérus. Radiographies illustrant la position de l'applicateur Miralva pour le traitement de patientes avec une récurrence vaginale du cancer du col de l'utérus préalablement traitées par une hystérectomie radicale : (b) Vue Antéropostérieure (c) Vue Latérale. (d) Isodoses autour de l'applicateur Miralva (Perez et al. 1990)

1.1.3 Moulage de surface

Les sources sont placées dans des portes sources sur la surface de la tumeur ou sur une surface qui a subi une ablation.

1.1.4 La curiethérapie oculaire (curiethérapie de contact)

Parmi les tumeurs intraoculaires, le mélanome de l'uvée qui est la tumeur maligne la plus répandue chez l'adulte. En curiethérapie oculaire, la dose est délivrée par des disques ophtalmiques radioactifs de $^{106}\text{Ru}/^{106}\text{Rh}$ ou de ^{125}I que l'on fixe directement sur l'œil, au niveau de la tumeur [8]. La dose délivrée, pour le traitement des tumeurs malignes, est très élevée (de l'ordre de 400 Gy) et localisée à la base de la tumeur.



(a)



(b)

Figure 1.3 : (a) Anatomie de l'œil, (b) Curiothérapie oculaire avec applicateurs ^{125}I

1.2. Les diverses méthodes d'irradiation selon le débit de dose

Il existe trois types d'irradiation selon le débit de dose utilisé c.-à-d la quantité de rayonnement délivrée par unité de temps [9]:

1.2.1 La curiethérapie à bas débit de dose (BDD)

Le traitement à bas débit de dose est le plus utilisé (en Algérie entre autre), c'est la curiethérapie conventionnelle. Le débit de dose sur l'isodose de référence est compris entre 40 et 200 cGy/h. Le traitement implique la mise en place de sources pendant une durée de quelques heures à quelques jours. La dose au contact de la source est élevée, mais elle décroît rapidement en fonction de l'inverse du carré de la distance sur quelques centimètres, permettant une meilleure protection des tissus sains environnants. Ce type d'irradiation présente certains inconvénients [10]:

- Difficultés de modification des doses délivrées.
- Temps de traitement assez long.
- Des mesures de radioprotection doivent être mises en place afin de minimiser les doses reçues par le personnel soignant.

1.2.2 La curiethérapie à haut débit de dose (HDD)

Le régime à haut débit de dose a été mis en application il y'a une trentaine d'années. Les débits de dose sur l'isodose de référence sont supérieures à 12 Gy/h. Mais les débits les plus utilisés sont de l'ordre de 120 à 300 Gy/h. La durée pour délivrer 50Gy sur l'isodose de référence sera donc comprise entre 10 et 25 minutes.

1.2.3 La curiethérapie à débit de dose pulsé (DDP)

La curiethérapie à débit de dose pulsé (DDP) a été mise en œuvre dans le but de remplacer la curiethérapie à bas débit de dose. C'est une nouvelle méthode de traitement. Le matériel utilisé est constitué d'un ensemble qui ressemble beaucoup au matériel de la curiethérapie HDD : système de calcul, projecteur de source, unité de commande et de contrôle.

Pour la curiethérapie DDP, la dose n'est pas délivrée en un seul passage de la source dans toutes les positions de source comme en curiethérapie HDD. Les passages sont répétés afin de délivrer la dose en plusieurs fractions. La pulse est le passage de la source dans toutes les positions. La durée de la pulse doit être comprise entre 10 min et 1 heure.

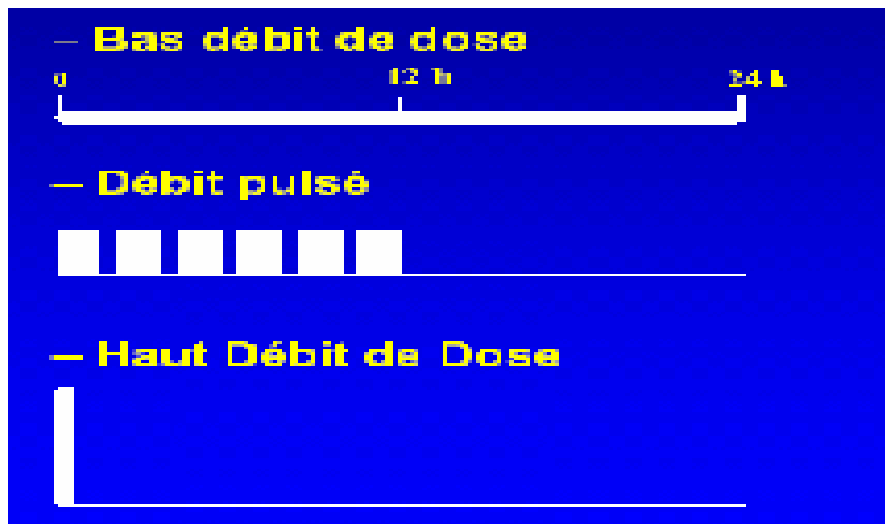


Figure 1.4 : Comparaison des temps de traitement pour délivrer la même dose selon les différents types d'irradiation

1.3. Les principales sources radioactives en curiethérapie

La première source radioactive utilisée dans le traitement des tumeurs cancéreuses fût le Radium ^{226}Ra . En raison des problèmes de radioprotection qu'il pose [11], il a été remplacé, vers les années 60, par des radioéléments artificiels tels que le ^{60}Co , ^{137}Cs , ^{192}Ir , ^{198}Au , ^{125}I . Les radioéléments les plus couramment utilisés sont le ^{137}Cs et l' ^{192}Ir .

Tableau 1.1 : Les caractéristiques physiques des radionucléides utilisés en curiethérapie

Radionucléide	Période	Energie du photon (MeV)	Couche de demi-atténuation CDA (mm Pb)	Constante de débit de kerma, Γ_{δ} $\mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}\cdot\text{MBq}^{-1}\cdot\text{m}^2$
^{60}Co	5,26 ans	1,17-1,33	11,0	0,309±0,005
^{125}I	62,2 jours	0,028	0,025	0,0342
^{137}Cs	30 ans	0,662	5,5	0,079±0,0027
^{192}Ir	74,2 jours	0,612	2,5	0,1157±0,0052
^{198}Au	2,7 jours	1,412	2,5	0,0548±0,0014

1.3.1 Les sources d'iridium ^{192}Ir

L'iridium ^{192}Ir représente le radioélément de base en curiethérapie. Il est produit par activation neutronique de l'iridium ^{191}Ir selon la réaction $^{191}\text{Ir} (n, \gamma) ^{192}\text{Ir}$. Il a une période de 74.02 jours. Son énergie moyenne émise est de 0.38 MeV. Les sources ^{192}Ir se présentent sous forme de :

- Fil métallique (ex : de 0.3mm à 0.5mm de diamètre et de 140mm de longueur).
- Épingles simples ou doubles destinées à être utilisées par introduction dans des gouttières vectrices. Les épingles sont constituées de fils de 0.5mm de diamètre extérieur.
- Grains de petites dimensions destinés à être utilisés en curiethérapie HDD et DDP.

L'intérêt croissant pour les fils d' ^{192}Ir est lié à différents facteurs :

- Les fils sont souples et maniables.
- Les fils peuvent être réutilisés plusieurs fois.
- Les fils peuvent être coupés aux dimensions souhaitées.
- L'exposition du personnel est réduite car la source est peu énergétique comparée au ^{137}Cs et au ^{60}Co

1.3.2 Les sources de Césium ^{137}Cs

Le ^{137}Cs est produit dans les piles atomiques, lors de la fission des noyaux du combustible. Le ^{137}Cs , dont la période est de 30.18 ans se désintègre essentiellement (92% des désintégrations) par l'émission d'un rayonnement bêta de 0.514 MeV qui conduit au baryum ^{137}Ba métastable, lequel à son tour se transforme en baryum ^{137}Ba stable par l'émission d'un rayonnement gamma de 0.662MeV. C'est cette émission γ qui est mise à profit en curiethérapie.

Le ^{137}Cs a été le radioélément le plus utilisé comme source de rayonnement gamma en curiethérapie interstitielle et intracavitaire après le Radium pour les avantages suivants:

- On reproduit avec le Césium des sources semblables aux sources de Radium en gardant les mêmes méthodes d'application.
- Les tubes de Césium remplacent les tubes de Radium sans modifier les techniques d'application.
- La période du Césium est suffisante pour permettre l'utilisation des sources durant de nombreuses années.
- L'émission de Césium est moins énergétique que celle du Radium et pose moins de problèmes du point de vue de l'exposition du personnel.
- La forme solide ou compacte présente moins de risques de contamination que ceux rencontrés avec le Radium.

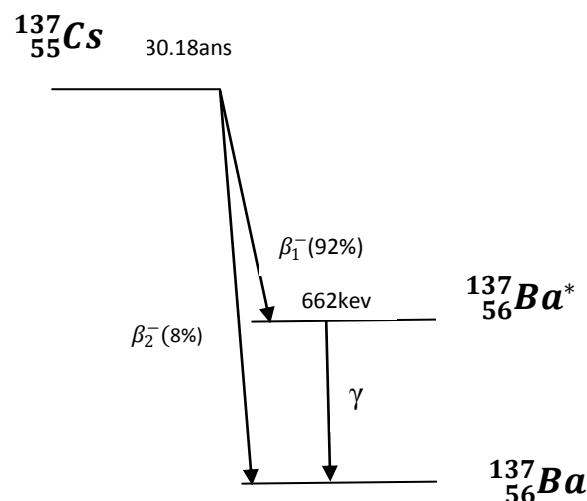


Figure 1.5 : Schéma de désintégration du ^{137}Cs

Le Césium est conditionné sous forme d'aiguilles, de tubes et de grains (voir figure 1.6) :

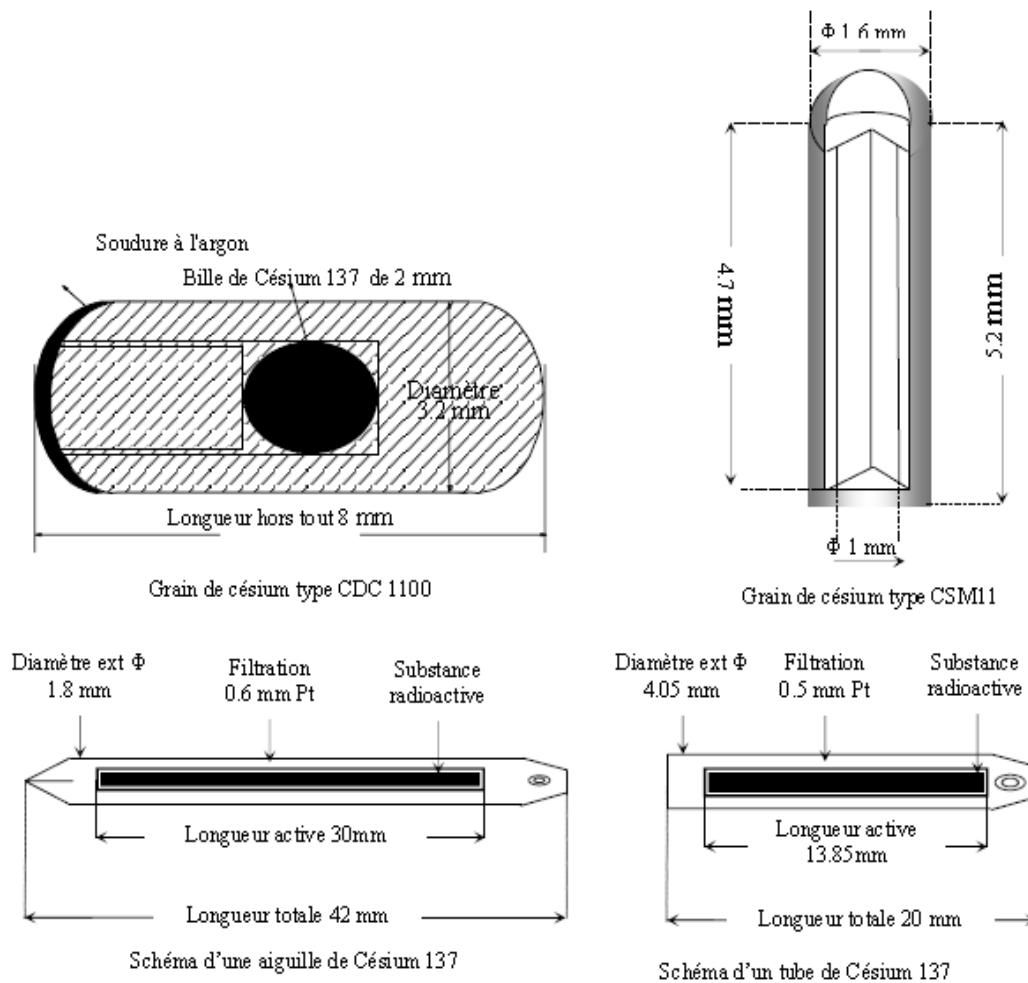


Figure 1.6 : Quelques sources de Césium utilisées en clinique

1.3.3 Les sources d'iode ^{125}I

L'iode ^{125}I se désintègre par capture électronique pour donner du Tellurium ^{125}Te métastable qui revient à l'état fondamental par émission d'un rayonnement γ de 35.5 keV. La période courte de l'iode ^{125}I qui est de 60 jours permet de considérer comme négligeable le rayonnement émis au bout d'un an, c'est pourquoi il est utilisé en traitements permanents.

L' ^{125}I émet un rayonnement d'énergie moyenne égale à 30keV, c'est-à-dire très peu pénétrant et est absorbé dans les premiers millimètres de tissus.

L'utilisation des rayonnements X et γ de basses énergies de l' ^{125}I offre l'avantage, par rapport aux rayonnements de plus hautes énergies, de diminuer la dose aux tissus sains situés au voisinage immédiat du volume traité. Ils simplifient aussi la radioprotection du personnel médical.

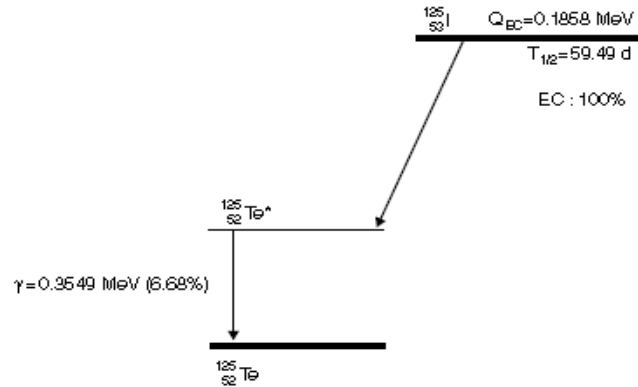
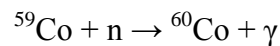


Figure 1.7 : Schéma de désintégration de l' ^{125}I

Les sources disponibles se présentent sous la forme de grains de Titane de 4.5mm de long et 0.8mm de diamètre scellés aux deux extrémités. Ces grains renferment deux petites sphères de 0.6mm de diamètre environ, constituées d'une résine échangeuse d'ions à laquelle a été incorporé l'iode radioactif. Ces deux sphères sont séparées par une petite sphère d'Or de même diamètre destinée à faciliter le repérage radiographique des grains.

1.3.4 Les sources du cobalt ^{60}Co

Le ^{60}Co est produit aisément, dans un réacteur nucléaire, par activation du cobalt ^{59}Co :



Le ^{60}Co est initialement un émetteur d'un rayonnement bêta (d'énergie maximale égale à 0.31 MeV), s'acheminant ensuite à l'état excité du Nickel, ^{60}Ni , qui cède son excès d'énergie en émettant deux photons en cascade, d'énergie 1.17 MeV et 1.33 MeV. A cause de son énergie très pénétrante, il est plus utilisé en radiothérapie externe qu'en curiethérapie.

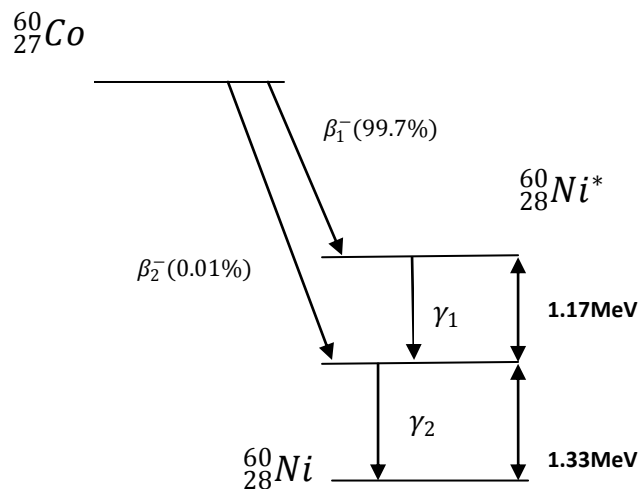


Figure 1.8 : Schéma de désintégration du ^{60}Co

1.4. Spécification des sources radioactives

La spécification des sources radioactives en curiethérapie est indispensable au radiothérapeute pour lui fournir un moyen de comparaison entre les différentes sources proposées par les fournisseurs et leurs différentes applications dans le même centre et dans différents centres de traitement. Ceci lui permettra de sélectionner celles dont les caractéristiques conviennent le mieux au type d'application envisagée et lui donner une meilleure précision dosimétrique dans l'interprétation des résultats cliniques. Les différents modes de spécification proposés par ordre chronologique sont [11]:

1.4.1 La masse de radionucléide

C'était le mode de spécification des sources de Radium. Par définition, 1mci de Radium était l'activité de 1mg de Radium. Actuellement l'activité d'un milligramme de Radium est égale à 0,989 mCi. Ce mode de spécification n'est pas réaliste pour les radionucléides artificiels pour lesquels la mesure directe de la masse des seuls atomes radioactifs n'est pas possible.

1.4.2 L'activité

Les sources radioactives sont généralement spécifiées en terme d'activité. Elle est définie par le nombre de désintégrations survenant par unité de temps dans la source, exprimée en MBq (1MBq=0,027mci). Il s'agit de la grandeur représentative de la cinétique de transformation du radionucléide intrinsèquement liée à la source. Elle doit être associée, en dosimétrie, à la constante de débit d'exposition ou de débit de kerma dans l'air.

La détermination de l'activité d'une source est extrêmement difficile. Elle suppose la mise en solution d'une source donnée et la mesure absolue de l'activité d'une partie aliquote de la solution. Il est possible d'étalonner les autres sources en utilisant une chambre puits étalonnée en termes d'activité à condition que ces sources soient constituées du même radionucléide et que leurs filtrations soient identiques.

Les sources réelles de dimensions finies sont fréquemment entourées de gaines métalliques, ce qui conduit alors à distinguer une activité réelle ou « contenue » d'une activité apparente ou « équivalente ».

1.4.3 L'activité contenue

L'activité contenue concerne les transformations nucléaires spontanées au sein de la matière radioactive. Il s'agit de la grandeur physique la plus simple mais dont la détermination expérimentale se révèle difficile.

1.4.4 L'activité apparente ou équivalente

C'est l'activité d'une source ponctuelle non filtrée du même radionucléide qui délivre un débit d'exposition identique en un point situé à la même distance du centre de la source réelle. Elle intervient dans la détermination de la dose absorbée dans les tissus. Elle tient compte de l'auto absorption dans les parois de la source. Elle est différente de l'activité réelle. La détermination de l'activité apparente peut être réalisée à partir d'une mesure de débit de kerma dans l'air ou de débit d'exposition, ce qui est le plus habituel. On mesure le débit de kerma dans l'air K_0 à une distance, x , assez grande pour pouvoir considérer la source comme ponctuelle. L'activité apparente A_a est donnée par :

$$A_a = K_0 \cdot 1/\Gamma_\delta \cdot x^2 \cdot b(x) \quad (1.1)$$

Γ_δ : constante de débit de kerma dans l'air.

$b(x)$: facteur de correction permettant de déduire l'atténuation et la diffusion apportée par l'air et les murs de la salle lors de la mesure.

1.5. Les concepts dosimétriques en curiethérapie

Les concepts dosimétriques sont directement liés au processus du transfert d'énergie vers la matière. On distingue deux concepts fondamentaux : Le Kerma et la dose absorbée. Ces deux grandeurs présentent une alternative à l'utilisation de la notion de la fluence (nombre de photons par unité de surface ou énergie par unité de surface) pour la description du faisceau d'irradiation dans la matière. Le photon interagissant en un point P, transmet une partie de son énergie à un électron. Ce dernier, étant une particule chargée et suite à des collisions multiples avec les électrons périphériques des atomes du milieu, cède son énergie le long de sa trajectoire.

1.5.1 La dose absorbée

L'effet d'un rayonnement en un point dépend directement de l'énergie localement absorbée [12], ce qui donne une importance particulière à cette grandeur.

La dose absorbée D est définie par le quotient dE par dm , ou dE , est l'énergie moyenne cédée par le rayonnement ionisant à la matière, dans l'élément de volume dV de masse dm .

$$D = \frac{dE}{dm} \quad (1.2)$$

L'unité de la dose absorbée est le gray(Gy) ou $1\text{Gy}=1\text{J.kg}^{-1}$

Le débit de dose absorbée \dot{D} est le quotient de dD Par dt , où dD est l'augmentation de dose absorbée dans l'intervalle de temps dt .

$$\dot{D} = \frac{dD}{dt} \quad (1.3)$$

1.5.2 Le kerma

La dose absorbée est la grandeur fondamentale qui intéresse le radiothérapeute. Aussi, pour les besoins de la dosimétrie, sa mesure directe est possible mais difficile, ce qui conduit à introduire les notions d'exposition (pour les photons) et le kerma (pour les rayonnements indirectement ionisants : photons et neutrons). Ces grandeurs sont plus accessibles à la mesure et on peut en déduire une évaluation de la dose absorbée.

Un faisceau de photons qui subit au voisinage d'un point P un certain nombre d'interactions, perd de l'énergie, laquelle est transférée aux électrons secondaires.

Le kerma K (kinectic energy released in material) est le quotient dE_{tr} par dm , où dE_{tr} est la somme des énergies cinétiques initiales de toutes les particules chargées mises en mouvement par les rayonnements indirectement ionisants dans un élément de volume dV de masse dm :

$$K = \frac{dE_{tr}}{dm} \quad (1.4)$$

Le kerma possède la même unité que la dose absorbée 'le Gray'.

Le débit de kerma \dot{K} est le quotient de dK par dt , où dK est l'augmentation de kerma dans l'intervalle de temps dt .

$$\dot{K} = \frac{dK}{dt} \quad (1.5)$$

Chapitre 2

Modèles de calcul de dose utilisés en Curiothérapie

Aujourd'hui, la moitié des cancers sont traités par radiothérapie. L'effet biologique étant en relation avec l'énergie absorbée par les tissus, le développement de la radiothérapie ne saurait être dissocié de celui de la dosimétrie des rayonnements ionisants.

Le but de la dosimétrie est la détermination, avec une bonne précision, de la distribution de dose ou le débit de dose dans un milieu contenant une ou plusieurs sources (en curiethérapie). La méthode traditionnelle de calcul des distributions de la dose autour d'une source scellée en curiethérapie est basée sur la fluence de photons autour d'une source ponctuelle dans l'espace libre. Les sources réelles utilisées en routine clinique ont rarement une structure sphérique et montrent une anisotropie due à l'auto-atténuation du rayonnement à l'intérieur de la source limitant ainsi l'utilisation de l'approximation de source ponctuelle [13]. Et comme les applications cliniques exigent l'évaluation de la distribution de dose à l'intérieur du patient, cela implique:

- L'introduction de la configuration réelle de source non-ponctuelle.
- La prise en considération de l'influence de l'atténuation et la diffusion du rayonnement dans le tissu.

Et pour cela, des protocoles dosimétriques ont été développés, et sont devenus de plus en plus précis au cours des années.

Au cours du dernier siècle, plusieurs modèles dosimétriques ont été développés: le modèle classique, la méthode de Monté Carlo (introduite en 1983 en curiethérapie), la méthode de convolution (en 1986) et le formalisme AAPM TG43(introduit au milieu des années 90).

2.1 Le formalisme classique

En utilisant le formalisme classique (semi empirique), on peut évaluer le débit de dose en un point « P » dans un milieu équivalent au tissu autour d'une source radioactive ponctuelle par l'équation :

$$\dot{D} = A_a \Gamma_\delta f_1(d) f_2(d) f_3(d) \frac{1}{d^2} \quad (2.1)$$

Où

- Aa : Activité apparente de la source.
- Γ_δ : Constante du débit d'exposition de la source.
- $f_1(d)$: Facteur d'atténuation des rayonnements dans la source et dans la gaine.
- $f_2(d)$: Facteur de diffusion radiale.
- $f_3(d)$: Facteur de conversion ROENTGEN-Rad.
- $1/d^2$: Exprime l'atténuation du faisceau selon la loi de l'inverse carré des distances.

Bien que les petites sources radioactives aient une dimension finie, elles sont approximées à des sources ponctuelles lorsqu'elles sont suffisamment distantes du point de calcul. Le débit de dose autour d'une source de forme quelconque peut s'effectuer en deux étapes : calcul de la densité du flux au point d'intérêt, puis conversion du flux en débit de dose. L'utilisation de la méthode classique est basée sur le concept de la fluence des photons autour d'une source ponctuelle dans l'espace libre alors que les sources réelles ont rarement une structure sphérique isotropique. Ceci limite l'utilisation de l'hypothèse d'une source ponctuelle

2.2 Le formalisme TG43

Le formalisme TG43, proposé en 1995 par Nath et Al.[14], présente l'avantage d'utiliser des fonctions obtenues par des mesures effectuées entièrement dans un milieu de référence. De plus, il fait appel à une configuration géométrique plus réaliste des sources radioactives que le formalisme classique. Les facteurs physiques influant sur la distribution du débit de dose sont considérés séparément (la fonction radiale, la fonction d'anisotropie, le facteur géométrique, la constante du débit de dose et l'intensité du débit de kerma).

Tous les facteurs et les fonctions utilisés par ce protocole, à l'exception du facteur géométrique et l'intensité du débit de kerma, sont déterminés à partir de la mesure de la dose dans un fantôme solide équivalent eau, en utilisant des dosimètres thermoluminescents miniatures étalonnés en terme de dose [14]. Le facteur géométrique est déterminé par un calcul arithmétique simple et le débit de kerma est mesuré avec une chambre d'ionisation puits étalonnée en termes de débit de kerma de l'air dans l'air.

Le TG43 est considéré comme le formalisme le plus complet actuellement. Il effectue des calculs à deux dimensions autour d'une source cylindrique symétrique. En curiethérapie, les sources utilisées, de part leurs géométries et leurs natures, présentent des caractéristiques

dosimétriques :telle que l'anisotropie, l'auto atténuation et autres. Il est donc nécessaire de les prendre en considération dans le calcul de la dose [15].

En effet, l'AAPM propose dans le rapport du TG43 un nouveau formalisme de calcul de dose dans l'eau. La mise à jour en Mars 2004 de ce formalisme a permis d'évaluer la distribution de dose 2D autour d'une source cylindrique [16]. Elle a donné l'expression du débit de dose dans l'eau au point $P(r, \theta)$:

$$\dot{D}(r, \theta) = \Lambda \times S_k \times \frac{G(r, \theta)}{G(1\text{cm}, \frac{\pi}{2})} \times F(r, \theta) \times g(r) \quad (2.2)$$

Avec :

- S_K : Le pouvoir de débit de kerma dans l'air (exprimé en $\text{cGy cm}^2 \text{h}^{-1}$ ou U).
- Λ : La constante du débit de dose ($\text{cGy h}^{-1} \text{U}^{-1}$ ou cm^{-2}).
- $G(r, \theta)$: Le facteur géométrique (cm^{-2}).
- $F(r, \theta)$: La fonction d'anisotropie sans dimension.
- $g(r)$: La fonction radiale sans dimension.

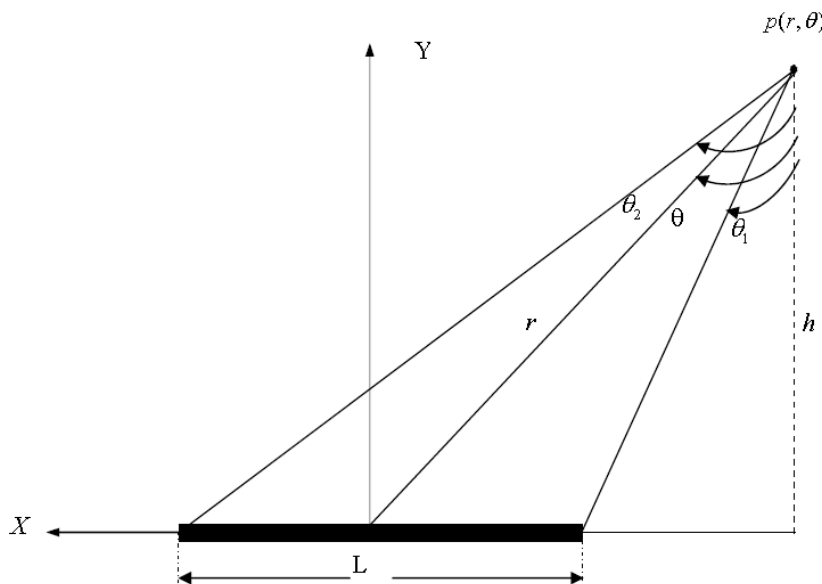


Figure 2.1 : Système de coordonnées polaires utilisées pour des calculs dosimétriques en curiethérapie

Le système TG43 utilise un système de coordonnées polaire (r, θ) . L'origine du repère est prise au centre de la source.

Dans ce qui suit, nous allons expliciter les différents termes de cette expression et leur signification physique.

2.2.1 L'intensité du débit de kerma dans l'air (Air kerma strength) S_k

Le TG43 définit l'intensité du débit de kerma dans l'air, S_k , en un point P situé sur l'axe transverse de la source ($\theta_0=\pi/2$) par l'expression :

$$S_k = K_{air} \left(r, \frac{\pi}{2} \right) \times r^2 \quad (2.3)$$

$K_{air,air} (r, \pi/2)$ est le débit de kerma de l'air dans l'air variant en $1/r^2$ pour une source ponctuelle, donc S_k devient indépendante de la distance r du point de calcul à la source. L'unité de S_k est U tel que $1U=1cGy cm^2 h^{-1}$.

2.2.2 La constante de débit de dose Λ

Le TG43 définit la constante de débit de dose, comme étant égale au débit de dose dans l'eau à 1cm sur l'axe transverse de la source ($\theta_0=\pi/2$). Son expression est donnée par :

$$\Lambda = \frac{D(r_0, \theta_0)}{S_k} = \frac{D \left(1cm, \frac{\pi}{2} \right)}{S_k} \quad (2.4)$$

2.2.3 Facteur géométrique $G(r, \theta)$

Le facteur $G(r, \theta)$ traduit le phénomène d'atténuation de la fluence de photons dans le milieu à partir du nombre initial de photons en un point d'intérêt. Son expression générale est donnée par :

$$G(r, \theta) = \frac{\int [\rho(r') dV' / |r' - r|^2]}{\int \rho(r') dV'} \quad (2.5)$$

Où :

- $\rho(r')$ représente la densité d'activité de la matière radioactive au point $r'=(x',y',z')$ dans la source exprimée en $MBqcm^{-3}$. L'origine des coordonnées est choisie arbitrairement et peut être pris à l'extérieur de la source.
- \int dénote l'intégrale à travers le volume de la source dV' qui est un volume élémentaire centré en r' dans la source et r est la distance entre l'origine et le point d'intérêt localisé à l'extérieur de la source.

Pour une source linéaire de longueur L , et en posant $\theta = \theta_2 - \theta_1$ (voir figure 2.1), l'équation (2.5) se réduit à la forme suivante :

$$G(r, \theta) = \frac{\theta_2 - \theta_1}{Lh} \quad (2.6)$$

Avec :

$$\theta_1 = \tan^{-1} \left[\frac{r \cos(\theta) - L/2}{h} \right] \quad (2.7)$$

$$\theta_2 = \tan^{-1} \left[\frac{r \cos(\theta) + L/2}{h} \right] \quad (2.8)$$

Les angles θ_1 et θ_2 sont exprimés en radian. En posant $h = r \sin(\theta)$ l'équation devient :

$$G(r, \theta) = \frac{\theta_2 - \theta_1}{Lr \sin(\theta)} \quad (2.9)$$

L'équation (2.9) n'est pas définie pour les angles 0 et π , le numérateur et le dénominateur s'annulent. Dans ce cas, on utilisera la formule ci-dessous :

$$G(r, 0) = \frac{4}{4r^2 - L^2} \quad (2.10)$$

2.2.4 Fonction de dose radiale $g(r)$

La fonction $g(r)$ est mesurée sur l'axe transverse de la source ($\theta_0 = \pi/2$) et traduit uniquement les phénomènes d'absorption et de diffusion dans un milieu situé entre le point de référence $P(r_0 = 1\text{cm}, \theta_0 = \pi/2)$ et le point de mesure $P(r, \theta)$. Son expression est donnée par l'équation suivante :

$$g(r) = \frac{D(r, \frac{\pi}{2}) \times G(1\text{cm}, \frac{\pi}{2})}{D(1\text{cm}, \frac{\pi}{2}) \times G(r, \frac{\pi}{2})} \quad (2.11)$$

$g(r)$ est indépendante de la diminution en $1/r^2$ de la fluence de photons, ainsi $D(r, \pi/2)$ au numérateur est divisée par $G(r, \pi/2)$. Cette fonction est normalisée au point de référence.

2.2.5 La fonction d'anisotropie $F(r, \theta)$

Elle exprime le caractère non ponctuel de la source et des matériaux intervenant dans sa fabrication. Elle correspond à une mesure bidimensionnelle. Elle traduit les phénomènes d'absorption et de diffusion dans le milieu ainsi que la gaine de la source. Son expression est donnée par :

$$F(r, \theta) = \frac{D(r, \theta) \times G(r, \frac{\pi}{2})}{D(r, \frac{\pi}{2}) \times G(r, \theta)} \quad (2.12)$$

Dans cette expression $D(r, \theta)$ au numérateur est divisée par $G(r, \theta)$ dans l'optique de s'affranchir de la diminution en $1/r^2$ de la fluence. Ce phénomène est déjà pris en considération dans le facteur géométrique. De plus, la fonction d'anisotropie est normalisée par rapport à $\theta_0 = \pi/2$, les phénomènes d'atténuation sur l'axe transverse ayant été pris en compte dans la fonction de dose radiale $g(r)$.

2.3 La méthode de convolution

Le méthode de convolution, proposée au début des années 1980, sépare les processus de transport et de dépôt de l'énergie en deux phases[17] : le transport de l'énergie par les photons primaires (point kernel), et son dépôt par les particules secondaires (électrons et photons). Le lien entre ces deux phases est effectué au moyen d'une convolution.

La méthode du 'Point Kernel' est basée sur la distribution de dose autour d'un point source isotrope dans un milieu homogène infini (généralement de l'eau) [17]. A l'origine de ce concept, on trouve les travaux de Berger qui a introduit en 1968 la notion de "point isotropic specific absorbed fraction" pour les émissions de photons mono énergétiques. Plus tard, il a étendu cette notion à des émetteurs Bêta. Il est alors possible de convoluer la distribution des activités par le Point Kernel correspondant au milieu et aux émissions considérées. Cette opération peut être accélérée par l'utilisation de la transformation de Fourier [18,19]. Le Point Kernel peut être évalué pour tous les types de particules (photons, électrons, alpha) et tous les milieux (eau, tissus, os, ...).

2.4 La méthode de Monte Carlo

La méthode de Monte Carlo, apparue dès les années 40, constitue aujourd'hui l'outil de base des statisticiens. Depuis quelques années, Monte Carlo est devenue le « Gold standard » des

calculs précis de dépôt d'énergie dans les milieux complexes, quelque soit la nature du rayonnement incident (photons, électrons, neutrons, ions lourds, etc...).

Elle est utilisée dans de nombreux domaines pour simuler les phénomènes obéissant à des lois statistiques. Le transport des particules dans la matière étant par nature stochastique, il est aisé de lui trouver un équivalent exploitable : chaque "histoire" correspond au suivi de la cascade de particules engendrée par une particule primaire. Les variables aléatoires sont les paramètres d'interaction (nature de l'interaction, type de particule créée, transfert d'énergie, etc...). Les distributions de probabilité correspondent, quant à elles, aux différentes sections efficaces d'interaction [3]. Le développement particulièrement important de la simulation du transport des particules par la méthode de Monte Carlo est dû, d'une part, à l'essor de la physique quantique qui a permis de calculer les sections efficaces d'interaction des particules avec la matière, et d'autre part, à l'accroissement des performances des ordinateurs [4].

Le transport des particules (*histoire*) est reproduit en réalisant une succession d'interactions. A l'issue de la simulation d'un nombre désiré de particules, la valeur d'une grandeur d'intérêt macroscopique (dose absorbée) est alors obtenue.

La méthode de Monte Carlo est basée sur l'échantillonnage de fonction de densité de probabilité par des tirages de nombres aléatoires. Pour simuler chaque étape d'un processus physique, plusieurs tirages de nombres aléatoires peuvent être nécessaires. La génération de nombres aléatoires constitue donc une étape cruciale dans les méthodes de Monte Carlo. Tous les générateurs de nombres aléatoires, à l'heure actuelle, sont basés sur des algorithmes mathématiques déterministes répétitifs, fournissant des séries de nombres dits «*pseudo-aléatoires*» [8].

Chapitre 3

La méthode de Monte Carlo

Le code Monte Carlo PENELOPE

3.1 La méthode de Monte Carlo (MC)

3.1.1 Introduction

De manière générale, la simulation permet d'étudier et d'expérimenter un système donné dont on connaît les interactions mises en jeu, d'étudier les effets de certains changements d'ordre géométrique dans les interactions sur le comportement du système et d'expérimenter de nouvelles situations.

Simuler la trajectoire d'une particule c'est reproduire son comportement dans le milieu en prenant en compte l'aspect stochastique des interactions. La méthode Monte Carlo est particulièrement bien adaptée à cette contrainte puisqu'elle est basée sur l'utilisation de nombre pseudo-aléatoires décrivant des distributions statistiques représentatives des différents processus physiques mis en jeu.

Aujourd'hui, les méthodes de calcul par Monte Carlo constituent une alternative très intéressante. Elles représentent des algorithmes de calcul pouvant modéliser au plus près la physique liée aux processus de dépôts d'énergie et donc la distribution de dose dans un milieu donné. Elles offrent aussi des outils permettant de modéliser, de façon plus efficace, des objets ou un patient avec une architecture tissulaire plus ou moins complexe et de mieux tenir compte des contraintes de traitement.

Il existe plusieurs outils de simulation par Monte Carlo développés et dédiés aux applications de la physique médicale. Pour l'obtention des résultats avec une meilleure précision par cette méthode, il est indispensable de simuler un grand nombre de particules, ce qui engendre des temps de calcul relativement longs. Cependant, avec l'arrivée des ordinateurs de plus en plus performants et aussi de nouvelles technologies de partage des calculs et les techniques de réduction de variance, il est de plus en plus envisagé d'utiliser les simulations Monte Carlo pour les applications de la physique médicale et même dans les systèmes de planning de traitement.

Les méthodes de calcul par Monte Carlo se présentent comme une alternative sérieuse pour répondre aux besoins de la physique médicale car elles permettent de modéliser au plus près

les interactions des particules dans les tissus en évitant ainsi les contraintes liées aux mesures surtout dans le cas de la curiethérapie.

3.1.2 Un peu d'histoire...

En 1777, le Comte Buffon proposait un jeu mathématique (qui ne s'appelait pas encore «*Méthode de Monte Carlo*») et qui consistait à jeter N fois au hasard une aiguille sur un parquet formé de lattes parallèles et identiques et à compter le nombre M de fois où l'aiguille intercepte la ligne de jointure entre deux lattes [20]. Si la longueur L de l'aiguille est inférieure à la largeur D d'une latte, alors le rapport M/N tend vers $2L/\pi D$. Un peu plus tard (en 1820), Laplace a fait remarquer que ce jeu constituait une méthode expérimentale de détermination du nombre π .

Ce n'est que pendant la fin de la seconde guerre mondiale, que la méthode Monte Carlo a vu son essor et essentiellement dans le cadre du projet «*Manhattan*» concernant le développement de l'arme nucléaire [21]. Cette méthode a été appliquée pour la première fois, au transport des particules lors de la conception de la première bombe atomique à Los Alamos (USA). Cette époque correspond également à la construction des premiers ordinateurs et l'apparition des outils informatiques. Et c'est avec les travaux de Fermi, Von Neumann, Ulam et Metropolis, que la méthode Monte Carlo a été proposée et ce terme fait référence aux jeux de hasard: la capitale de la principauté de Monaco, avec ses casinos, ayant dès cette époque une solide réputation dans la société mondaine internationale [8].

La méthode a beaucoup évolué et s'est étendue à des domaines aussi variés que la météorologie, les finances, l'astrophysique ou les diverses branches de la physique fondamentales des interactions rayonnement-matière. Ce n'est qu'en 1963 que Zerby publia un article sur l'utilité de la méthode Monte Carlo pour simuler le transport des particules en physique médicale et en présenta les premières applications à travers l'étude de la réponse d'un compteur à scintillation [22].

3.1.3 Principe de la méthode Monte Carlo

Les méthodes de Monte Carlo sont couramment utilisées pour résoudre des problèmes mathématiques ou physiques complexes, auxquels les calculs analytiques ou numériques ne peuvent apporter une solution. Elles s'avèrent être particulièrement adaptées à la physique médicale à cause de la nature stochastique des processus d'émission, de transport et de détection. Les méthodes de Monte Carlo sont des méthodes statistiques de simulation qui corrélient des processus aléatoires avec des processus physiques [3]. Le transport des

particules dans la matière peut être suivi, en déterminant la trajectoire et le type des interactions de chaque particule (primaire et secondaire) depuis son point d'entrée jusqu'à sa sortie ou absorption dans le milieu. Selon le principe de la méthode MC, la trajectoire de chaque particule est simulée individuellement en tirant au hasard les paramètres physiques des interactions (position de l'interaction, nature de l'interaction, type de particule secondaire créée, transfert d'énergie, angle de diffusion,...) selon la distribution de probabilité qui décrivent les processus physiques mis en jeu. Ces distributions de probabilités sont déterminées à partir des différentes sections efficaces des interactions qui sont propres au type et à l'énergie de la particule incidente ainsi qu'aux matériaux impliqués. A l'issue de la simulation d'un nombre désiré de particules, la valeur d'une grandeur d'intérêt macroscopique (dose absorbée) est obtenue.

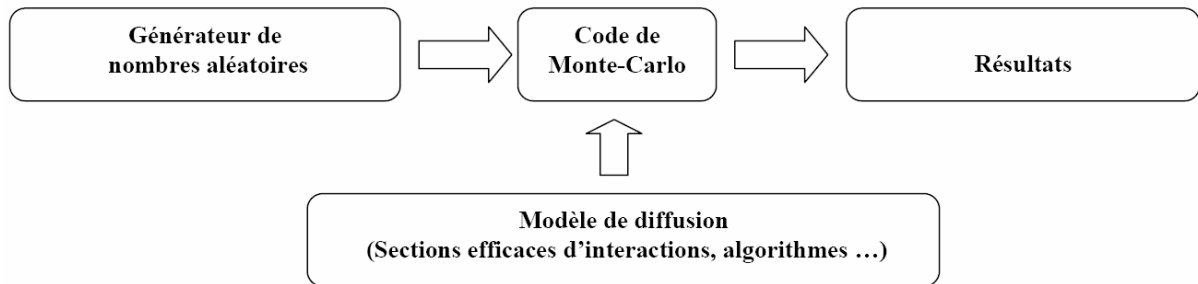


Figure 3.1 : Schéma de principe des méthodes de Monte-Carlo

3.2 Les générateurs de nombres aléatoires

La méthode de Monte Carlo est basée sur l'échantillonnage de la fonction de densité de probabilité par des tirages de nombres aléatoires. Pour simuler chaque étape d'un processus physique, plusieurs tirages de nombres aléatoires peuvent être nécessaires. La génération de nombres aléatoires constitue donc une étape cruciale dans les méthodes de Monte Carlo. Tous les générateurs de nombres aléatoires à l'heure actuelle sont basés sur des algorithmes mathématiques déterministes répétitifs, fournissant des séries de nombres dits «pseudo-aléatoires». Les propriétés que doit posséder un générateur de nombres aléatoires de bonne qualité sont les suivantes [23] :

- Les séquences de nombres aléatoires tirés ne doivent pas présenter de corrélation.
- La période doit être suffisamment longue: idéalement, le générateur ne devrait pas se répéter ; pratiquement, la répétition doit avoir lieu seulement après la génération d'une grande série de nombres aléatoires.

- La reproductibilité: il est nécessaire de répéter les simulations lorsqu'on teste des programmes de simulation (résultats reproductibles).
- La vitesse de calcul.

Dans le code PENELOPE, le générateur de nombre pseudo-aléatoires est celui de l'Ecuyer (Salvat *et al* 2003), c'est la fonction RAND du Fortran77, elle produit des nombres codés sur 32 bits, uniformément distribués entre 0 et 1 et avec une période de 10^{18} [4].

3.3 Les méthodes d'échantillonnage

Dans toutes les simulations MC, les processus à simuler sont exprimés en terme de fonction de densité des probabilités (*FDP*) pour les différents processus traités [23]. Soit x la variable stochastique à échantillonner (position, énergie et type d'interaction) et $f(x)$ la *FDP* qui décrit la probabilité d'occurrence de la variable x . On suppose que $f(x)$ est définie sur l'intervalle $[x_{min}, x_{max}]$. La fonction de densité de probabilité cumulée de $f(x)$, appelée aussi fonction de répartition et notée $F(x)$, à une valeur définie dans l'intervalle $[0,1]$. La fonction $F(x)$ est définie comme suit :

$$F(x) = \int_{x_{min}}^x f(u) du \quad (3.1)$$

La variable stochastique x peut être échantillonnée en utilisant des nombres aléatoires distribués uniformément dans l'intervalle $[0,1]$ à l'aide d'une des méthodes suivantes :

3.3.1 La méthode directe

Cette méthode peut être utilisée si l'inverse de la *FDP* cumulée, $F^{-1}(x)$ peut être facilement calculée. Si $F(x)$ varie uniformément entre 0 et 1 dans l'intervalle $[x_{min}, x_{max}]$, à un nombre aléatoire R dans $[0,1]$, on peut associer x tel que :

$$R = F(x) = \int_{x_{min}}^{x_{max}} f(u) du \quad (3.2)$$

La valeur échantillonnée x peut être obtenue par inversion de la fonction de répartition F :

$$X = F^{-1}(R) \quad (3.3)$$

3.3.2 La méthode du rejet

Lorsque $f(x)$ n'est pas intégrable et l'obtention de l'inverse de $F(x)$ est trop compliquée, on utilise la méthode du rejet. Celle-ci se déroule en plusieurs étapes :

- 1) On définit une fonction normalisée $f'(x) = f(x)/f_{max}(x)$, où $f_{max}(x)$ désigne la valeur maximale de $f(x)$.
- 2) On tire deux nombres aléatoires uniformément distribués $R1$ et $R2$ dans l'intervalle $[0,1]$.
- 3) On calcule x en utilisant l'équation : $x = x_{min} + R1 (x_{max} - x_{min})$.
- 4) On compare $R2$ à $f'(x)$:
 - si $R2 \leq f'(x)$: x est acceptée comme valeur échantillonnée.
 - sinon ; le couple $(R1, R2)$ est rejeté et on génère un nouveau couple de nombres aléatoires.

Cette technique conduit à un ensemble de valeurs de x qui suivent la fonction $f(x)$.

3.3.3 La méthode mixte

Lorsque les deux méthodes précédentes ne sont pas applicables, la méthode mixte (qui combine en fait les deux approches) peut être utilisée. Si on suppose que la FDP peut être factorisée comme suit :

$$F(x) = h(x) * g(x) \quad (3.4)$$

Où $h(x)$ est une fonction inversible et $g(x)$ est relativement plate mais contient la plupart de la complexité mathématique. La méthode mixte comprend les étapes suivantes:

- 1) Normaliser $h(x)$ et produire $h'(x)$ de telle sorte que $\int h'(x) dx = 1$.
- 2) Normaliser $g(x)$ et produire $g'(x)$ de telle sorte que : $g'(x) \leq 1$ pour x dans l'intervalle $[x_{min}, x_{max}]$.
- 3) Utiliser la méthode directe pour sélectionner x en utilisant $h'(x)$ comme FDP.
- 4) utiliser x et appliquer la méthode du rejet en utilisant $g'(x)$, c'est-à-dire choisir un nombre aléatoire R et accepter x si $g'(x) \leq R$, sinon retourner au point (3).

3.4 Les codes de calcul utilisant la méthode de Monte Carlo

Conformément à la classification de Berger [24], on distingue différentes classes de code dans la méthode de Monte Carlo. Les codes de classe I utilisent exclusivement une méthode condensée alors que les codes de classe II, également appelés codes mixtes, associent méthode condensée et méthode détaillée. Ces deux classes de codes sont destinées à simuler la trajectoire des électrons de haute énergie cinétique.

Dans les codes de classe I, toutes les collisions inélastiques sont regroupées et l'émission d'une particule secondaire n'affecte pas directement la trajectoire de l'électron primaire. Par ailleurs et dans les codes de classe II, les événements engendrant une perte d'énergie et/ou déflexion angulaire inférieures à des valeurs seuils préétablies (qualifiés d'événements faibles) sont traités par méthodes condensées, alors que les collisions fortes, dites «*Catastrophiques*» de part la perte d'énergie et/ou déflexion angulaire élevées qu'ils produisent, sont simulées par la méthode détaillée. Parmi les codes de cette catégorie [25], on distingue les codes EGS, le code GEANT, le code PENELOPE,...

Le code de calcul **EGS** (Electron Gamma Shower), développé depuis 1963 au SLAC par Nagel [37] pour simuler des cascades électromagnétiques de hautes énergies (de quelques keV à plusieurs TeV) dans des géométries arbitraires. C'est un code dit de classe II, pour lequel les productions d'électrons de collision et de Bremsstrahlung sont traitées individuellement. En 1985, une nouvelle version: EGS4 (Nelson, 1985) incluant un transport des électrons de basse énergie (jusqu'à 1keV) amélioré. Depuis une version plus récente de l'EGS4 a été développée sous le nom de EGSnrc [38]. Comparé à son prédécesseur EGS4, le code EGSnrc propose une simulation plus précise des interactions des électrons et des positons. Il incorpore aussi une extension des tableaux des sections efficaces relatives aux photons de basse énergie. Les premières simulations dans les applications dosimétriques ont été réalisées avec EGS4.

Le code **MCNP** (Monte Carlo N particules) a été développé par Breismeister [39]. Il suit les particules neutres (photons et neutrons) et les électrons (positifs et négatifs) et est aussi étendu à certaines particules lourdes chargées dans sa version MCNPX. Ce code de classe I est directement lié à l'origine au projet Manhattan. Initialement, ce code ne prenait en compte que le transport des particules non chargées comme les neutrons et les photons. Ce n'est que par la suite que le transport des particules chargées a été intégré. Il fait l'objet d'un développement continu depuis les années 40. Au delà de la modélisation de l'interaction du

rayonnement avec la matière, il dispose d'outils statistiques pour tester la convergence mathématique du résultat obtenu et de techniques de réduction de variance intégrées.

Le code **GEANT** (GEometry and Tracking) a été développé par la communauté de physique de hautes énergies au CERN depuis plus de 25 ans et existe actuellement en deux versions : GEANT3, GEANT4. GEANT3, codé en FORTRAN 77, a été utilisé pendant de très nombreuses années par les physiciens des hautes énergies à travers le monde, et n'a cessé d'être amélioré grâce à l'interaction des utilisateurs avec les équipes de développement. GEANT3 est considéré actuellement comme un standard en physique des hautes énergies et a déjà été utilisé en physique médicale. Une nouvelle version du code GEANT4, basée sur les nouvelles technologies orientées et codées en C++ a été développée par le CERN et est disponible depuis 1998.

Le code Monte Carlo **PENELOPE** par son acronyme de « *PENetration and Energy loss of Positrons and Electrons* », les photons ayant été introduits plus tard, a été développé à l'université de physique de Barcelone au début des années 90. PENELOPE simule les cascades électron-photon pour une gamme d'énergie allant de 1 keV (100eV pour les électrons et positrons) à quelques centaines de MeV dans des matériaux composés. Il combine la simulation détaillée du transport des photons avec la simulation mixte du transport des électrons et des positrons [4]. Penelope est constitué d'un ensemble de sous programmes écrits en FORTRAN 77 pour prendre en charge la partie physique de la simulation.

3.5 Le code Monte Carlo PENELOPE

Les codes Monte Carlo se différencient par les sections efficaces qu'ils intègrent, leurs modèles physiques d'interaction, ainsi que leur générateur de nombres aléatoires. Toutes ces caractéristiques influent sur les résultats des calculs et conditionnent la qualité des simulations. Le choix du code dépend alors du problème dosimétrique posé et des priorités établies par l'utilisateur (temps de calcul et précision des résultats. Le plus souvent l'un de ces facteurs est privilégié au détriment de l'autre).

Par rapport aux autres codes MC, PENELOPE nous a paru le plus intéressant pour plusieurs raisons:

- Ce code figure parmi les plus « *jeunes* » [26]. De ce fait, des concepts physiques plus modernes et plus précis sont introduits, comme par exemple les sections efficaces extraites d'études les plus récentes. La jeunesse de ce code a permis aussi de corriger

le traitement partiel de certains phénomènes dans d'autres codes plus anciens, tels que l'absence de l'effet « *Straggling* » sur la distribution des pertes d'énergie dans la première version du code ETRAN ou encore, les erreurs systématiques observées au voisinage d'interfaces liées à l'utilisation de la théorie de Molière dans le code EGS4. Des solutions nouvelles ont été proposées dès la première version de PENELOPE (1996) pour mieux gérer le transport des électrons lors de la simulation condensée et la traversée d'interface.

- La précision des simulations effectuées par PENELOPE a été prouvée à partir de comparaisons avec des résultats expérimentaux ou provenant d'autres codes. Parmi les études publiées nous citerons le « *Benchmark* » de Sempau et *al.* [27].
- La souplesse et la flexibilité d'utilisation du code. Les procédures pour acquérir et installer le logiciel sont simples à appliquer, disponible via Internet et bien documentées. Sa structure relativement simple, écrite en langage FORTRAN 77, permet à l'utilisateur d'adapter le programme principal à ses propres besoins, sans intervenir dans la partie traitant du transport des particules. Les différents programmes, constituant le code, sont bien structurés et commentés. Ceci facilite d'éventuelles modifications et adaptations sans intervenir dans le module consacré aux modèles de transport et d'interaction. La géométrie et le milieu sont gérés de façon indépendante. Le code propose une large bibliothèque de données de base pour 280 milieux prédéfinis. Elle comprend les 99 premiers atomes de la classification périodique et divers mélanges sous forme liquide (eau,...), gazeuse (air, méthane,...), ou solide (graphite,...).
- La possibilité d'utiliser une méthode purement détaillée, par un simple choix des paramètres de simulation, est également un élément supplémentaire de convivialité du logiciel.

3.5.1 Descriptif de la structure du code PENELOPE

Le code PENELOPE est composé d'un ensemble de programmes, écrit en FORTRAN 77, dédié à la gestion de la physique du code. Le programme source est composé des éléments suivants (figure3.2):

1. PENGEOM : sous programme qui prend en charge la géométrie afin de suivre la localisation des interactions dans des matériaux étudiés.

2. PENELOPE : sous programme qui contient tous les modèles physiques de diffusion du code.
3. PENVARD : sous programme qui contient l'application des méthodes statistiques de réductions de variance.
4. TIMER : sous programme qui permet de comptabiliser le temps de la simulation.

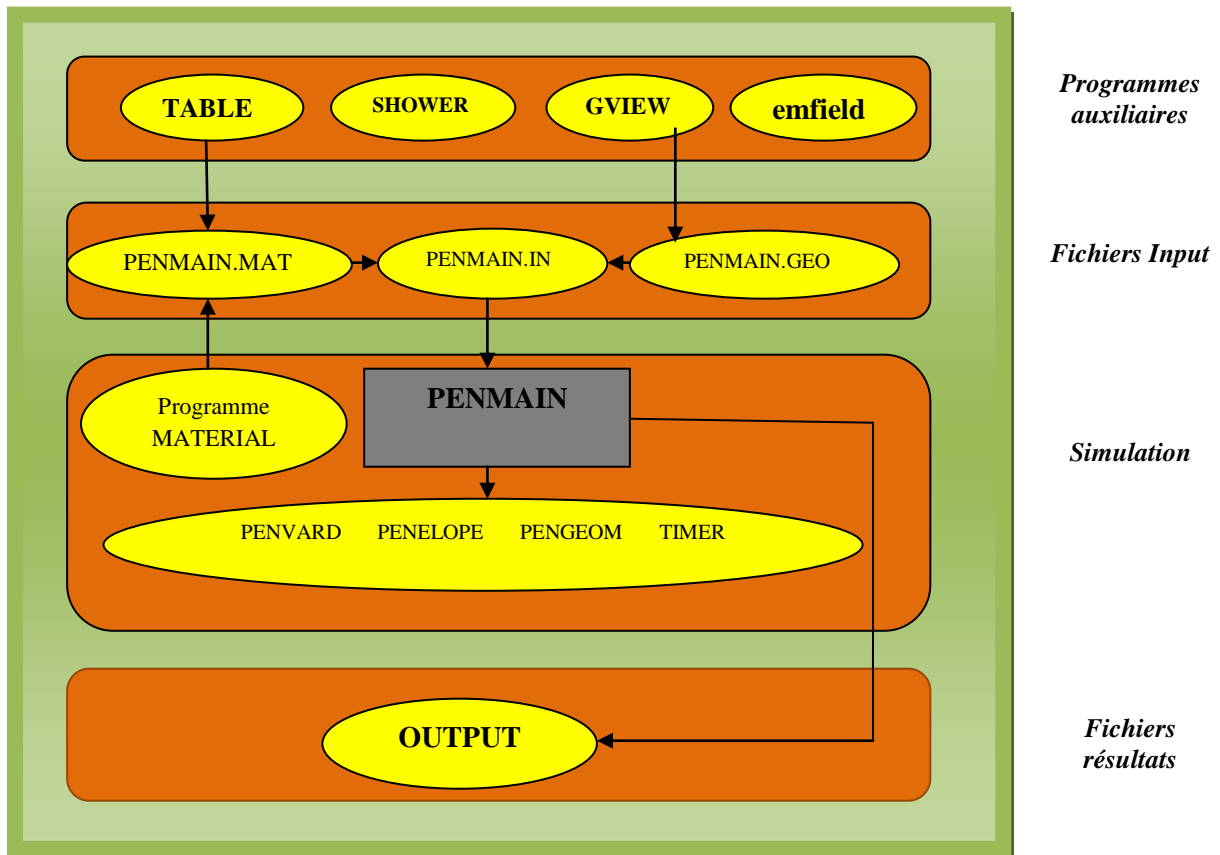


Figure 3.2 : Structure du code Monte Carlo PENELOPE

3.6 Modèle de diffusion

Le premier code MC, proposé par Hayward et Hubbell en 1954 [26], ne pouvait suivre la trajectoire que de 67 photons. Aujourd'hui, la puissance des microprocesseurs et la précision des modèles physiques décrivant les interactions permettent de simuler la trajectoire d'un très grand nombre de particules en reproduisant les interactions rayonnements matière qui ont lieu quel que soit le type de particules sur de larges gammes d'énergie. L'histoire d'une particule est segmentée en une suite aléatoire de déplacements. A la fin de chaque déplacement, la particule subit une interaction au cours de laquelle elle pourra perdre de l'énergie, changer de

direction et créer des particules secondaires. Différentes méthodes de simulation sont adoptées dans le code en fonction de la nature et de l'énergie de la particule incidente. Il existe deux modèles de transport des rayonnements, la simulation détaillée et la simulation condensée.

1. Pour la '*simulation détaillée*', le transport des photons, dans la simulation Monte Carlo, a été décrit et publié par Andreo en 1991 [3]. Le nombre d'interactions que provoque un photon au cours de son histoire est faible. L'histoire de chaque photon débute à une position donnée (x_i, y_i, z_i) avec une direction (u_i, v_i, w_i) et une énergie initiale (E_i) . Dans certains cas, ce photon, peut traverser de grandes distances sans interagir, ou encore en transférant la totalité de son énergie en une fois et disparaître définitivement. Comme le nombre d'événement à reproduire est modéré, le transport des photons peut être aisément suivi pas à pas, selon la méthode « *détaillée* ». Celle-ci consiste à prendre en compte la totalité d'événements générés lors du transport de la particule dans un ordre chronologique, à savoir :

- L'échantillonnage de la distance: à la prochaine interaction appelée « *libre parcours* », transport de la particule jusqu'à ce point,
- Puis l'échantillonnage du type d'interaction à partir des sections efficaces,
- Et le changement de direction et/ou la perte d'énergie occasionnés par l'interaction.

2. Pour la '*simulation condensée*', le nombre d'interactions produites par une particule primaire varie selon le type et l'énergie de la particule. Les électrons subissent un nombre considérable d'interactions ce qui rend aujourd'hui quasi-impossible le suivi détaillé du transport des électrons. A chaque interaction, ils perdent une petite fraction de leur énergie et leur changement de direction est fréquent. Ils effectuent beaucoup de collisions avant d'être absorbés dans le milieu. A titre d'exemple, pour passer d'une énergie de 1MeV à 1 keV, un électron peut subir plus de 10^4 collisions. La simulation de la trajectoire de telles particules, en considérant chaque événement individuellement, engendre des temps de calcul très vite prohibitifs malgré les performances actuelles qu'offrent les ordinateurs. A des énergies plus élevées, la méthode condensée est généralement employée. La méthode condensée consiste à regrouper le transport des particules qui subissent des interactions à faible perte d'énergie et faible déviation du même type, en simulant un effet global. L'histoire de l'électron est découpée en plusieurs segments, où on échantillonne une perte d'énergie et une déflexion angulaire moyenne.

Le code PENELOPE, ce code de classe II (Berger 1963) [24], utilise une procédure mixte pour simuler le transport des électrons et des positrons. Cette procédure combine la simulation détaillée des évènements de type « *Hard* » (évènements pour lesquels l'angle de diffusion et l'énergie perdue W sont supérieures aux valeurs seuils) avec la simulation condensée des évènements « *Soft* » (évènements pour lesquels l'angle de diffusion et l'énergie perdue sont inférieures aux valeurs seuils) [28].

3.7 Les programmes utilisateurs

Le code PENELOPE est distribué avec trois programmes utilisateurs PENSLAB, PENCYL et PENMAIN qui permettent de simuler le transport des électrons, des photons et des positrons dans les géométries simples (planes), cylindriques et quadratiques. Le contrôle de la géométrie et des trajectoires, le stockage des valeurs d'intérêts sont effectués par le même programme.

Pour gérer la simulation du transport des particules, le programme PENMAIN a besoin de certains sous-programmes, appelés par PENELOPE tels que [4]:

- **PEINIT** : Ce programme initialise les données du fichier d'entrée de la simulation. Le nombre de matériaux, la valeur de l'énergie minimale et les valeurs des paramètres de simulation .
- **CLEANS** : Ce sous-programme initialise à zéro le compteur des particules secondaires créées lors des interactions engendrées par une particule primaire.
- **START** : initialise la simulation en forçant le prochain évènement à être une interaction faible. Il est appelé avant de débiter la simulation d'une particule primaire ou secondaire et lorsqu'une particule traverse une interface. Bien que ce sous-programme soit uniquement nécessaire pour la simulation des électrons et des positrons, il est préférable d'appeler *START* pour n'importe quel type de particule puisqu'il vérifie que l'énergie de la particule soit bien comprise dans l'intervalle attendu.
- **JUMP** : Ce sous-programme détermine la longueur du trajet jusqu'au prochain évènement. La position de cet évènement est alors calculée. Si la particule doit traverser une interface, elle est stoppée juste après l'interface et la longueur est réévaluée. Si la particule sort du système, la simulation de la particule est terminée. L'étude des particules secondaires peut débiter.

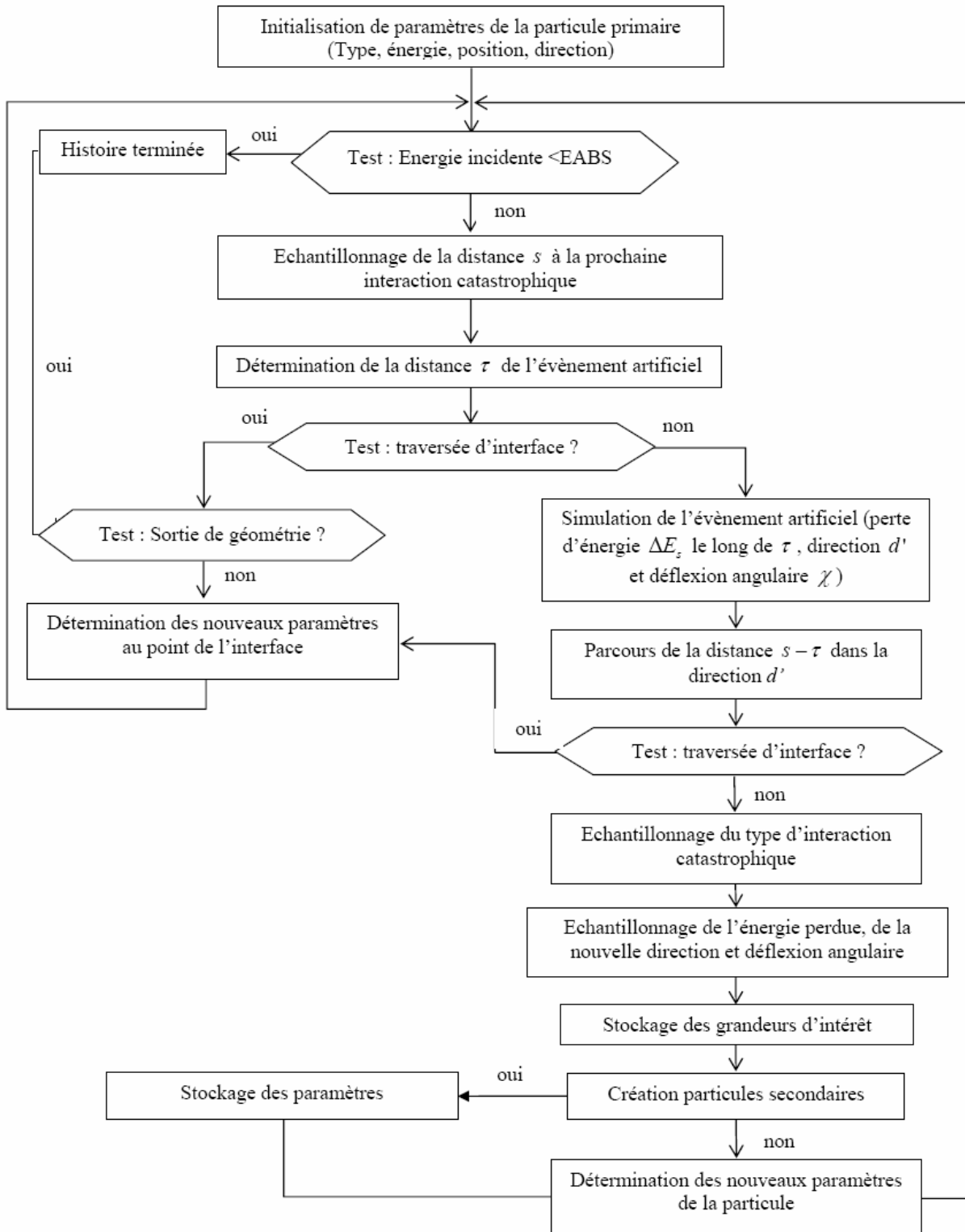


Figure 3.3 : Organigramme du transport des électrons par la simulation mixte

- **STEP** : il va déplacer la particule de la valeur déterminée au cours de *JUMP* puis localiser sa nouvelle position ainsi que le matériau qui compose le milieu.
- **KNOCK** : Ce sous-programme simule l'évènement suivant, calcule les nouvelles valeurs d'énergie et de directions du mouvement de la particule et enregistre les états initiaux des particules secondaires éventuellement générées dans le sous programme *STORES*. La simulation d'une particule est stoppée lorsque son énergie est inférieure à l'énergie de coupure E_{abs} .
- **SECPAR** : Ce sous programme initialise la simulation de chaque particule secondaire et la retire de la pile. Le paramètre *LEFT* correspond au nombre de particules secondaires restantes dans la pile. Selon la valeur de *LEFT*, deux cas se présentent :
 - Si *LEFT*=0, la simulation de la particule primaire est terminée et une nouvelle particule primaire est générée.
 - Si *LEFT*>0, des particules secondaires restent à simuler.
- **STRORES** : Ce sous programme qui permet de stocker une particule dans la pile secondaire, permet également de définir le type de la particule, son énergie, ses coordonnées, sa direction et son poids statistique.

Le code PENELOPE fait également appel à trois fichiers d'entrées pour gérer les paramètres de simulation, la géométrie et les sections efficaces des différents milieux.

3.7.1 Fichier d'entrée de la géométrie (*pfname.geo*)

Il permet de localiser les particules durant leurs interactions dans le milieu étudié. Ce fichier contient toutes les données relatives à la géométrie. La géométrie du système est divisée en corps (*BODY*) définis par leur matériau de composition et par les surfaces qui les délimitent. Ces surfaces sont définies à l'aide de l'équation quadratique générale suivante :

$$F(x, y, z) = A_{xx}xy^2 + A_{yy}xy + A_{xz}xz + A_{yy}y^2 + A_{yz}yz + A_{zz}z^2 + A_x x + A_y y + A_0 = 0 \quad (3.4)$$

Cette équation peut être réduite sous la forme :

$$F(x, y, z) = I_1x^2 + I_2y^2 + I_3z^2 + I_4z + I_5 = 0 \quad (3.5)$$

Toutes les surfaces de base (plans, sphères, cylindres, cônes, hyperboles,...) sont décrites selon les indices I_i .

Tableau 3.1 : Les surfaces utilisées par le code PENELOPE

<i>Forme réduite</i>	<i>indices</i>	<i>Géométrie</i>
$z-1=0$	0 0 0 1 -1	Plan
$z^2-1=0$	0 0 1 0 -1	Plan parallèles
$x^2+y^2+z^2-1=0$	1 1 1 0 -1	Sphère
$x^2+y^2-1=0$	1 1 0 0 -1	Cylindre
$x^2-y^2-1=0$	1 -1 0 0 -1	Cylindre hyperbolique
$x^2+y^2-z^2-1=0$	1 1 -1 0 0	Cône
$x^2+y^2-z^2-1=0$	1 1 -1 0 -1	Hyperboloïde à 1 branche
$x^2+y^2-z^2+1=0$	1 1 -1 0 1	Hyperboloïde à 2 branches
$x^2+y^2-z=0$	1 1 0 -1 0	Paraboloïde
$x^2-z=0$	1 0 0 -1 0	Cylindre paraboloïde
$x^2-y^2-z=0$	1 -1 0 -1 0	Paraboloïde hyperbolique

Pour adapter la géométrie aux dimensions réelles de l'élément à modéliser, il est possible de dilater ou de translater les surfaces.

- Un agrandissement selon chaque axe défini par les facteurs *X-SCALE*, *Y-SCALE*, *Z-SCALE*.
- Une translation selon les trois axes définie par les facteurs *X-SHIFT*, *Y-SHIFT*, *Z-SHIFT*.
- Les corps et les modules sont définis par les limites de ces surfaces et un pointeur correspondant (+1 ou -1).
- Ces corps et ces surfaces peuvent également subir, si cela est nécessaire, des rotations définies à l'aide des angles d'Euler (Ω , θ , Φ).

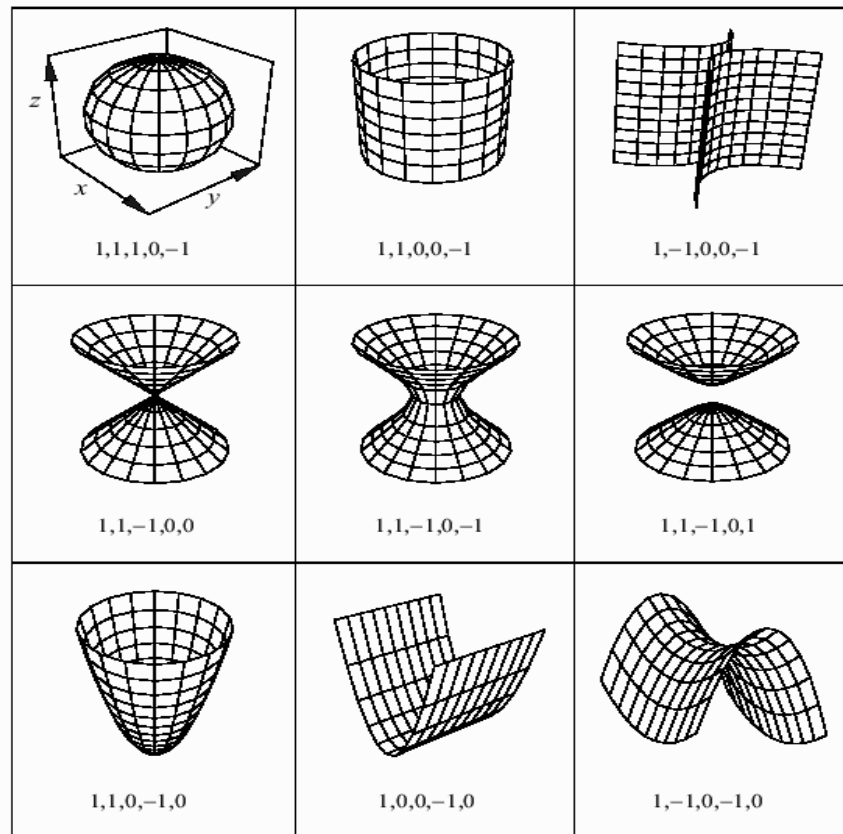


Figure 3.4 : Modélisation des géométries dans le code PENELOPE

3.7.2 Fichiers d'entrée des matériaux (*pname.mat*)

Un programme 'MATERIAL' permet de créer le fichier d'entrée des matériaux qui contient tous les paramètres nécessaires pour la simulation des interactions des électrons, positrons et photons (les sections efficaces, les coefficients d'atténuation, les pouvoirs d'arrêt, la densité, l'énergie moyenne d'excitation,...).

Les fichiers « *pname.MAT* » peuvent être traités par un programme auxiliaire appelé 'TABLEAU'. Ce programme permet de visualiser les courbes de variations des sections efficaces, des coefficients d'atténuation et des pouvoirs d'arrêt en fonction de l'énergie des électrons, des positrons et des photons.

3.7.3 Fichier d'entrée de la simulation (*pname.in*)

Dans ce fichier sont rassemblés tous les paramètres nécessaires pour la simulation entre autres :

✚ Les Paramètres Caractérisant la Particule Primaire

- **KPAR** définit le type de particule. Il est égal à 1 pour les électrons, à 2 pour les photons et à 3 pour les positrons.

- **ENERG** est l'énergie de la particule en eV.
- **(X, Y, Z)** sont les coordonnées de la position initiale de la source en cm.
- **(THETA, PHI)** sont les angles donnant la direction initiale du faisceau, en degrés.
- **OMEGA** est l'ouverture du faisceau initial en degrés.

+ Les Données Concernant les Matériaux et la Géométrie :

- **NMAT** est le nombre de matériaux différents dans l'ensemble du système modélisé.
- **PFNAME** est le nom du fichier matériaux créé par le programme 'MATERIAL'.
- **GFILE** est le fichier concernant la géométrie.

+ Les Paramètres de Simulation :

- **DSMAX** est le libre parcours moyen maximum (en cm) entre deux interactions de type hard.
- **E_{abs}** est l'énergie de coupure pour les 3 types de particules électron, photon et positron. Lorsque l'énergie E d'une particule est inférieure à E_{abs} , elle est absorbée dans ce milieu et une autre particule est alors simulée.
- **C1** est un paramètre lié à la déflexion angulaire moyenne produite par la diffusion élastique multiple le long d'un parcours égal au libre parcours moyen entre deux événements élastiques (**HARD**) consécutifs.
- **C2** est la fraction moyenne maximale d'énergie perdue entre 2 événements élastiques **HARD**.
- **Wcc** est la perte d'énergie seuil pour les collisions **HARD** inélastiques.
- **Wcr** est la perte d'énergie seuil pour l'émission de Bremsstrahlung.

+ Autres paramètres

- **NTOTAL** est le nombre de particules primaires choisi et nécessaire à la simulation.
- **ITIME** est le temps maximum alloué à la simulation.

3.8 Programmes auxiliaires

Le code MC PENELOPE est distribué avec les programmes auxiliaires tels que les programmes GVIEW, GVIEW2D et GVIEW3D qui permettent de visualiser la géométrie étudiée en deux ou trois dimensions, le programme SHOWER qui sert à visualiser des exemples de simulation, le programme TABLEAU qui a la fonction de vérifier et visualiser les données créées par le programme MATERIAL ainsi que le programme EMFIELD qui

permet la gestion de la simulation du transport des électrons et des positrons dans un champ électromagnétique externe.

Chapitre 4

Matériel et méthodes

Le travail est composé en deux grandes parties : une partie expérimentale et une partie simulation moyennant le code Monte Carlo PENELOPE.

Pour la partie expérimentale, les objectifs visés par ce travail sont multiples. Tout d'abord, l'évaluation des paramètres du cycle de lecture du lecteur VICTOREEN 2800 (température maximale T_{\max} , température de préchauffage T_{\min} , taux de vidage, vitesse de chauffage, débit d'azote), en se basant sur la forme du thermogramme théorique pour des dosimètres thermoluminescents au fluorure de lithium, les TLD100 en forme de pastilles et de bâtonnets, suivi par une caractérisation et un étalonnage de ces derniers, dans le but de mesurer les fonctions dosimétriques d'une source radioactive du ^{137}Cs définies dans le protocole TG43 au moyen de mesures de dose dans un fantôme solide équivalent eau.

Vu, qu'en curiethérapie la mesure est entachée d'erreurs, qui sont dues principalement aux problèmes liés au positionnement des détecteurs, leurs tailles et le gradient de dose, qui est important au voisinage de la source,... Pour remédier à cela, nous avons utilisé une méthode, que nous avons jugé la plus appropriée, c'est la méthode basée sur la technique Monté Carlo, en utilisant le code de calcul « PENELOPE ». Car actuellement, c'est la méthode la plus précise dans le calcul des distributions de dose autour des sources scellées utilisées en curiethérapie.

4.1 Partie expérimentale

Elle comporte :

- L'évaluation des paramètres de cycle de lecture du lecteur VICTOREEN 2800, tels que la tension de polarisation du tube, le débit d'Azote et le cycle de lecture (température maximale, température de préchauffage, taux de vidage, vitesse de chauffage,...).
- La caractérisation des dosimètres thermoluminescents, les TLD100.
- L'étalonnage des dosimètres thermoluminescents (TLD100)
- Mesure des paramètres et fonctions dosimétriques pour la mesure des fonctions dosimétriques (la fonction radiale, la fonction d'anisotropie et la constante de débit de dose).

4.1.1 Matériel utilisé

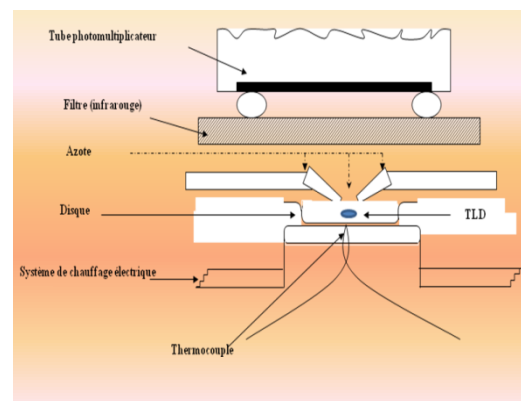
4.1.1.1 Le lecteur des Dosimètres TL

Un lecteur TL de type VICTOREEN 2800 (figure 4.1), équipé d'un programmeur de courbe de chauffage qui peut mémoriser 5 profils de courbes a été utilisé. Il est composé comme suit :

- Système de chauffage.
- Cuve ou plaque chauffante: chauffée d'une façon contrôlée en utilisant des températures définies entre 50°C et 300°C
- Tube photomultiplicateur: collecte la lumière émise et la convertie en charge électrique.
- Filtre optique, habituellement utilisé pour filtrer le rayonnement infrarouge de l'émission thermique de la plaque dans le but de minimiser le signal non émis par le cristal chauffé.
- Dispositif de traitement de signal (comptage et d'enregistrement) qui sera traduit en dose après calibration du système lecteur-détecteur.
- Circuit pour la circulation d'Azote: afin de diminuer la thermoluminescence TL parasite due aux réactions photogènes générées par l'oxygène de l'air particulièrement prépondérant aux doses faibles, la chambre noire est balayée par un courant d'azote pur. Il permet aussi de diminuer l'oxydation des produits de thermoluminescence TL, et très secondairement, le refroidissement de la chambre noire est impératif lorsqu'on utilise du LiF.



(a)



(b)

Figure 4.1: Lecteur TLD, (a) lecteur VICTOREEN 2800 relié à la bouteille d'azote, (b) Schéma détaillé d'un lecteur TLD

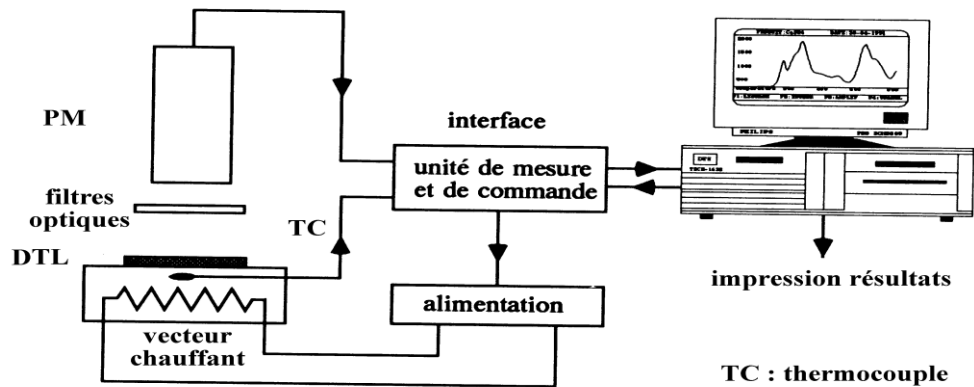


Figure 4.2: Principe de fonctionnement d'un lecteur TLD

4.1.1.2 Four de régénération

Pour la régénération des dosimètres, le four utilisé est de marque Furnace 47900 (N°S: 713930682682). Sa température de chauffage est comprise entre la température ambiante et 1200°C. Il possède un système de contrôle numérique qui permet de sélectionner la température de chauffage.

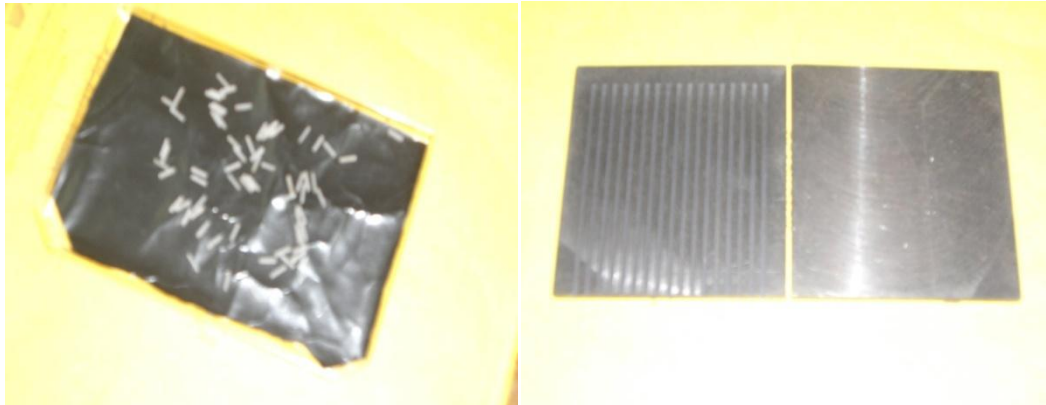


Figure 4.3 : Four de régénération

4.1.1.3 Dosimètres TL, TLD

Des dosimètres thermoluminescents de fluorure de lithium (LiF), les TLD100 en forme de bâtonnets (des cristaux de dimensions $1 \times 1 \times 6 \text{ mm}^3$) et de pastilles (des cristaux de dimensions $3.5 \times 3.5 \times 0.9 \text{ mm}^3$), fabriqués par la société Solon/Harshaw, USA, sont utilisés. C'est un

halogénure de 2.64 g cm^{-3} de densité et de nombre atomique effectif de 8.14 ($Z_{\text{eff,LiF}} = 8.14$, $Z_{\text{Air}} = 7,64$, $Z_{\text{Tissu}} = 7,42$). Les dosimètres TL sont sensibles, réutilisables et presque équivalents tissus et couvrant un intervalle de doses assez large et sont de petites tailles, ce qui nous permet de les placer dans des petites cavités pendant la mesure. Nous avons sélectionné 104 TLD parmi 136 TLD pour notre travail expérimental.



(a)

(b)

Figure 4.4 : (a) TLD100 en forme de Bâtonnets (b) plaque à régénération en acier inoxydable

Pour l'irradiation des TLD, une plaque en PMMA a été utilisée. Cette plaque est fixée sur un fantôme solide de $30 \times 30 \times 30 \text{ cm}^3$ pour assurer les conditions adéquates de diffusion. D'autres plaques en PMMA de différentes épaisseurs sont aussi utilisées afin d'assurer l'équilibre électronique.

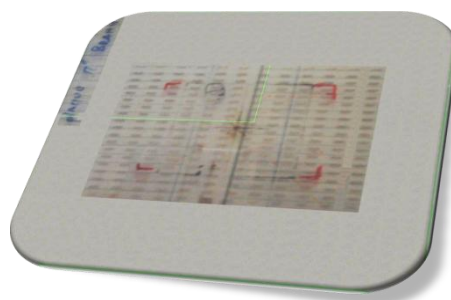


Figure 4.5 : Plaque en PMMA pour l'irradiation des TLD

4.1.1.4 Fantôme de mesure de la dose radiale

C'est une plaque en PMMA de $30 \times 30 \times 6 \text{ mm}^3$, percée au centre par un trou de 3.5 mm de diamètre qui va contenir la source et des trous de $1.5 \times 1.5 \times 6 \text{ mm}^2$ qui vont contenir les TLD.

Ces trous forment 4 séries d'hélices concentriques, chacune est composée de 20 trous espacés dans le sens radial et angulaire successivement de 0.5 cm et de 5° l'un par rapport à l'autre.

Cette disposition des trous permet d'avoir 4 séries de mesures à la fois sans l'introduction des corrections pour l'interdiffusion des détecteurs et leurs écrantages. Une fois la source et les dosimètres en place, la plaque est prise en sandwich entre deux plaques de 2 mm d'épaisseur de plexiglas munies aussi de trous de 3.5 mm de diamètre au centre des plaques pour permettre à la source de passer à travers les trois plaques (longueur de la source 8mm).

Ces trois plaques à leur tour sont prises en sandwich entre deux séries de 13 cm de plaques en PMMA, pour assurer les conditions de diffusion normale.

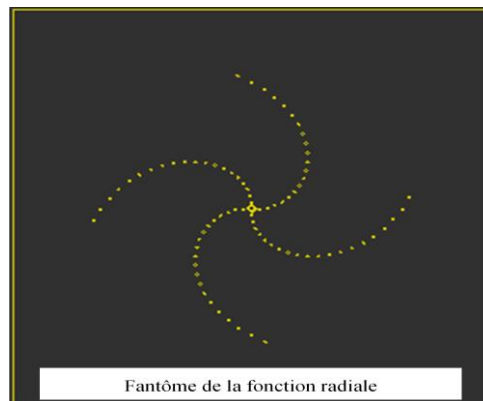


Figure 4.6 : Fantôme solide utilisé pour la mesure de la dose radiale pour la détermination de la fonction radiale

4.1.1.5 Fantôme de mesure de la dose dans un plan longitudinal à la source

Ce fantôme est un puzzle de plaques, chaque plaque est percée de 36 trous qui forment un cercle de rayon r_i . Les rayons varient de 0.5 à 10 cm avec un pas de 1cm (0.5, 1, 2, 3,10 cm). Les trous sont séparés d'un angle de 10° ($10^\circ, 20^\circ, 30^\circ, 40^\circ, \dots, 350^\circ$), sauf pour les plaques de 0.5, 1 et 2cm de rayon, la séparation est de 20° ($10^\circ, 30^\circ, 50^\circ, \dots, 350^\circ / 20^\circ, 40^\circ, 60^\circ, \dots, 240^\circ$), nous avons diminué le nombre de trous sur la même plaque à cause de leur petit périmètre. Nous avons ainsi un nombre total de 15 plaques.

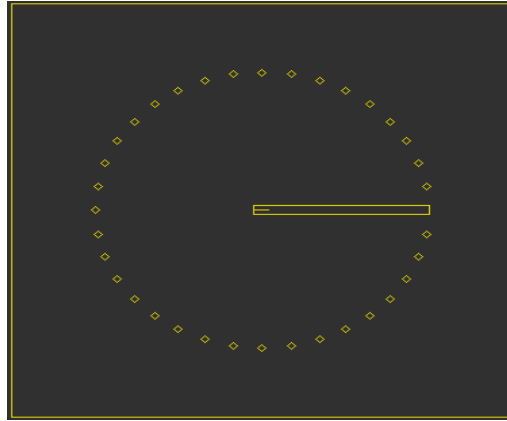


Figure 4.7 : Fantôme solide utilisé pour la mesure de la dose dans un plan longitudinal à la source pour la détermination de la fonction d'anisotropie.

4.1.1.6 La source de Cesium137 (^{137}Cs)

La source de Césium137 (^{137}Cs) utilisée est une source scellée de type CDC.K1-K3, fabriquée par Amersham (UK). Elle a une longueur totale de 8 mm et un diamètre externe de 3.2 mm. Les deux extrémités sont arrondies et le volume actif est une sphère de 2.1 mm de diamètre. La source active est une bille sphérique de 2.1mm de diamètre encapsulée dans de l'acier inoxydable (figure 4.8).

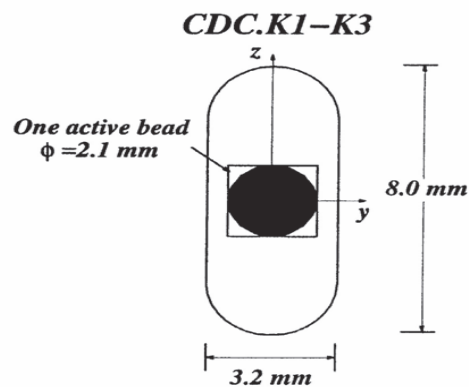


Figure 4.8 : Modèle d'une source de Césium du type CDC. K1-K3

4.1.1.7 La chambre d'ionisation Puits

Pour la mesure du débit de kerma de référence, nous avons utilisé une chambre d'ionisation cylindrique creuse de 400 cc, dans laquelle on introduit la source. Elle est constituée de deux électrodes maintenues sous une différence de potentielle entre 200 et 400V entre laquelle est emprisonnée de l'air.

Les chambres Puits utilisées en curiethérapie ne sont pas scellées, elles sont remplies d'air à travers un petit trou qui permet d'atteindre l'équilibre thermique avec le milieu externe. C'est pourquoi, on doit placer la chambre dans la salle de mesure au minimum 30min avant le début de manipulation.

Le rayonnement γ émis par la source qui se trouve dans un porte source spécifique placée dans la cavité d'air de la chambre Puits, ionise l'air de la chambre. L'électronique associée convertit le courant d'ionisation produit par le rayonnement émis en un signal proportionnel au débit de Kerma de référence après un étalonnage approprié.



Figure 4.9 : Chambre d'ionisation Puits et son électronique associée

4.1.2 Méthodologie

4.1.2.1 Préparation des TLD100

Les 136 TLD doivent subir, tout au long de leur utilisation et à chaque nouvelle utilisation, un traitement spécifique selon le cycle représenté sur la figure 4.10:

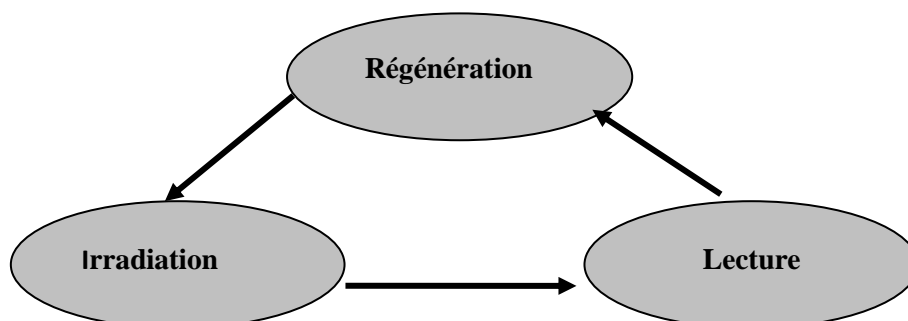


Figure 4.10 : Diagramme d'évaluation des dosimètres thermoluminescents

○ **La régénération (annihilation)**

La régénération est un traitement thermique composé d'une étape haute température suivie d'un refroidissement puis une étape basse température. La régénération sert à éliminer tout signal résiduel qui peut s'ajouter à la prochaine lecture. La régénération permet aussi de restaurer la stabilisation de la distribution des pièges, ce qui assurera la reproductibilité de la réponse du détecteur.

Avant d'être utilisés, les TLD subissent un traitement d'annihilation. Pour se faire, les dosimètres sont rangés entre deux plaques d'acier inoxydable et placés dans le four de régénération. Ils sont annihilés selon le cycle suivant :

- Pré-irradiation à 400° C pendant une heure.
- Suivie de deux heures à 100°C

○ **L'irradiation**

Pour l'irradiation des dosimètres TL, l'unité de cobalt-60 du Laboratoire Secondaire d'Etalonnage en Dosimétrie (LSED) a été utilisée. En vue de réaliser l'équilibre électronique, les dosimètres sont irradiés sous une épaisseur moyenne de plexiglas de 4 mm (\equiv 5 mm d'eau) correspondant à l'épaisseur de l'équilibre électronique.

Les pastilles sont irradiées dans les conditions de référence suivantes :

- Distance entre la source et la surface du fantôme DSS égale à 80cm.
- Taille du champ à cette distance 10x10 cm².
- Dose de référence égale à 1Gy.

○ **La lecture**

La lecture d'un dosimètre est généralement basée sur la sommation de la lumière émise par les pics stables. Par excitation thermique, cette lumière émise est convertie, grâce à un photomultiplicateur et un dispositif de traitement de signal, en impulsion électrique qui sera traduite en dose après étalonnage du système lecteur- détecteur.

La lecture des TLD est effectuée selon la procédure suivante :

- Réglage des paramètres de lecture (tension de polarisation du tube, débit d'azote, cycle de lecture).
- Mise en place de la TLD au centre de la planchette du lecteur et lancement de cycle de lecture.

- Les TLD sont lues une par une avec le bruit de fond associé.

4.1.2.2 Etude de la reproductibilité et étalonnage des TLD

La méthode d'étalonnage des TLD consiste à irradier toute la population des TLD avec une dose connue, D , dans les conditions de référence, citées plus haut. On note qu'à chaque dosimètre est attribué un coefficient d'étalonnage propre (étalonnage individuel).

Pour l'étude de la reproductibilité des dosimètres, ces derniers ont subi huit cycles d'irradiation et de lecture, selon la procédure illustrée dans la figure (4.10). La reproductibilité R_i , est déterminée pour chaque TLD. Elle est définie comme suit :

$$R_i = \frac{E_i}{M_i} \quad (4.1)$$

Où

- M_i est la moyenne de la série de lecture déterminée pour la $i^{\text{ème}}$ TLD,
- E_i est l'écart type associé à la série de lecture déterminé pour la $i^{\text{ème}}$ TLD.

Pour l'étalonnage des dosimètres, ces derniers ont subi trois cycles d'irradiation. Le Facteur d'étalonnage, $F_{c,i}$, pour chacune des TLD retenues (reproductibilité inférieure ou égale à 5%)[30.31], est calculé en utilisant l'expression suivante:

$$F_{c,i} = \frac{D}{L_i} \quad (4.2)$$

Où :

- D correspond à la dose de référence ($D=1\text{Gy}$).
- L_i est la lecture moyenne de chaque TLD sans le bruit de fond

4.1.2.3 La réponse directionnelle

Dans le but d'étudier la réponse directionnelle des TLD, nous avons irradié les TLD de forme bâtonnets dans deux positions différentes: normale (perpendiculaire à l'axe central du faisceau du cobalt ^{60}Co) et allongée (parallèle à l'axe central du faisceau de ^{60}Co) pour voir l'influence de l'effet directionnel sur leur réponse (figure 4.11).

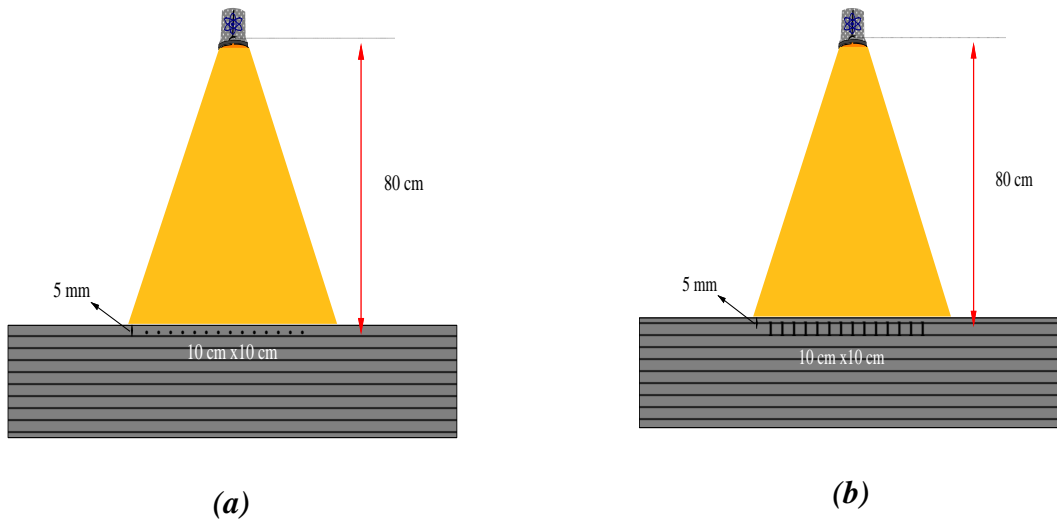


Figure 4.11 : Dispositif d'irradiation des TLD en position (a) Normale, (b) Allongée.

4.1.2.4 Influence de la forme de la TLD

Dans le but d'étudier l'influence de la forme des TLD sur la réponse du lecteur, nous avons effectué la caractérisation du lecteur VICTOREEN 2800 avec deux types de TLD différents: les pastilles et les bâtonnets.

4.1.2.5 Caractérisation du lecteur VICTOREEN 2800 pour les TLD100

Les paramètres optimaux du cycle de lecture dépendent du matériau du dosimètre utilisé. Ce cycle devrait être choisi de telle sorte que l'on puisse extraire 99% du signal émis. Le choix de la courbe de température est basé sur :

- L'allure du thermogramme.
- La qualité de lecture « taux de vidage doit être inférieur à 0.3% ».
- La reproductibilité de la réponse du matériau TL, qui doit être inférieure à 5%.

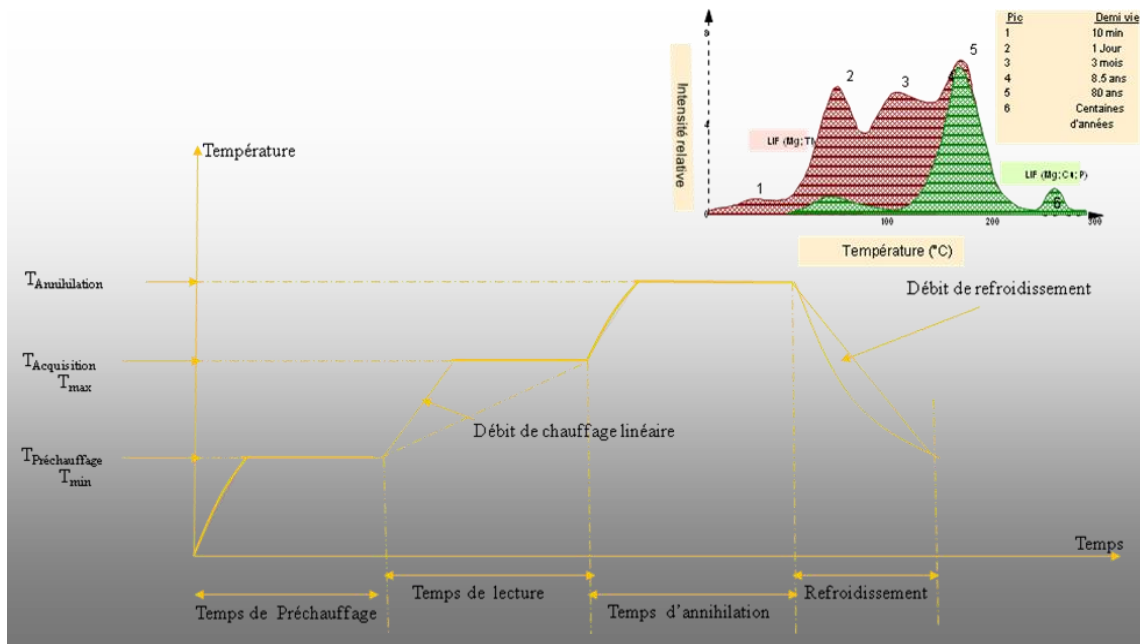


Figure 4.12 : Diagramme du cycle de lectures des TLD.

a) Température maximale du cycle de lecture (température de lecture) T_{max}

Lors de la lecture, les pièges ne sont pas totalement vidés que si la température atteinte est suffisamment élevée. Dans le cas contraire la dose rémanente s'ajoute à la mesure suivante. Et c'est pour cela, qu'il est préconisé d'éliminer les pics instables, c'est à dire fixer la température maximale qui doit être suffisante pour extraire la totalité de l'information dosimétrique, sans être exagérément élevée afin de ne pas endommager le lecteur ou le dosimètre. La détermination de T_{max} permet la détermination de la température de chauffage optimale pour que la totalité des pièges soient vidés lors de la lecture, ceci garantit un dépiégeage total des pics stables du TL.

Pour l'estimation de cette température, nous avons fixé la température minimale, T_{min} à 50°C et nous avons fait varier T_{max} entre 100°C et 400°C. La valeur optimale de T_{max} est déterminée en utilisant 40 pastilles et 40 Bâtonnets TLD de même sensibilité, irradiés à la même dose et dans les mêmes conditions. Pour chaque point de mesure nous avons pris une série de 5 lectures.

b) Température minimale du cycle de lecture (Température de prés chauffage) T_{min}

Pour l'obtention d'une lecture reproductible, nous devons éliminer, avant chaque lecture, les pics de basse température considérés comme instables à l'aide d'un préchauffage, ce qui effacera le signal résiduel en vidant les pièges des charges non libérées pendant la lecture et assurera la reproductibilité de la réponse du détecteur.

Une fois la température T_{\max} déterminée, on procède au réglage de la température de préchauffage. Pour cela nous avons fixé T_{\max} à 250°C et nous avons varié progressivement T_{\min} , entre 50°C et 250°C par pas de 10°, en utilisant un lot de 40 pastilles et 40 bâtonnets de même sensibilité, irradiées à la même dose et dans les mêmes conditions. Pour chaque point de mesure, nous avons pris une série de 5 lectures.

c) Vitesse de chauffage

Pour la détermination de la vitesse de chauffage, nous avons fixé T_{\min} à 140°C et T_{\max} à 250°C et nous avons fait varier le débit de chauffage de 5°C/s à 30°C/s avec un pas de 5°C/s. Pour chaque point de mesure, nous avons pris une série de 6 lectures.

d) Débit d'azote

Afin de déterminer le débit d'azote optimum qui nous permet de minimiser le bruit de fond du lecteur et diminuer les parasites dus à la triboluminescence, nous avons varié le débit d'azote entre 0 et 500cc/mn avec un pas de 100cc/mn pour un lot de 30 pastilles et 30 bâtonnets de même sensibilité, irradiées à la même dose et dans les mêmes conditions. Pour chaque point de mesure, nous avons pris une série de 5 lectures.

e) Taux de vidage

La qualité du cycle de lecture est évaluée par le taux de vidage défini par le rapport de la seconde lecture sur la première:

$$\tau_i = \frac{2^{\text{ème}} \text{Lecture TLD}_i}{1^{\text{ère}} \text{Lecture TLD}_i} \quad (4.3)$$

Pour se faire, nous avons irradié un lot de 26 TLD à la même dose, puis nous avons enregistré les 2 lectures. La deuxième lecture est réalisée juste après la première, sans retirer la TLD du lecteur. Un bon cycle de lecture doit donner un taux de vidage inférieur à 0.3%.

4.1.3 Mesure des fonctions et des paramètres dosimétriques de la source

CDC.K1-K3

Le nouveau protocole dosimétrique de curiethérapie TG43 présente l'avantage d'utiliser des fonctions obtenues par des mesures effectuées entièrement dans un milieu de référence (eau) au moyen de mesure de dose dans un fantôme de matériel équivalent eau. Pour se conformer à ce protocole, nous allons utiliser dans notre travail un fantôme en PMMA (équivalent eau), ce

fantôme nous permettra d'avoir une bonne précision sur les distances entre la source et le détecteur. Les mesures de dose sont effectuées à l'aide des TLD placés dans les petites cavités dans les fantômes.

4.1.3.1 La constante du débit de dose Λ

Le protocole TG43 recommande de caractériser la source par son intensité du débit de kerma de référence. Pour la mesure du débit de kerma de référence de notre source, nous avons utilisé une chambre d'ionisation Puits, la HDR1000 Plus (figure 4.9), étalonnée en termes de débit de kerma de référence de l'air dans l'air.

a) Evaluation expérimentale du débit de kerma de référence de la source du ^{137}Cs

Le débit de kerma de l'air de référence $K_{ref, Cs137}$ peut être relié au signal récolté par la chambre d'ionisation Puits par la relation suivante :

$$\dot{K}_{ref, Cs137} = \frac{N_{Cs137}^{\dot{K}} \times M \times K_{TP} \times K_P \times K_{ion}}{t} \quad (4.4)$$

- $\dot{K}_{ref, Cs137}$: Débit de kerma de référence (débit de kerma à 1 mètre dans l'air).
- $N_{Cs137}^{\dot{K}}$: Facteur d'étalonnage de la chambre Puits en termes de débit de kerma de référence pour la qualité ^{137}Cs .
- M : Moyenne des lectures de la chambre.
- K_{TP} : Facteur de correction de la variation de température et de pression.
- K_P : Facteur de correction de l'effet de polarité.
- K_{ion} : Facteur de correction de l'effet de recombinaison.
- t : Temps d'acquisition du signal.

Lorsque la date de mesure est différente de la date de référence (date de l'étalonnage de la source), la valeur du débit de kerma de référence doit être corrigée par le facteur de décroissance radioactive, à la date de mesure, en utilisant le facteur de correction, K_{Dec} donné par l'expression suivante:

$$K_{dec} = 0.5^{\frac{t_m - t_0}{T}} \quad (4.5)$$

Où

- T : Période de la source de ^{137}Cs (30.7ans).
- t_0 : Date d'étalonnage de la source.
- t_m : Date de mesure.

4.2 Partie simulation Monte Carlo

4.2.1 Simulation par le code Monte Carlo PENELOPE

Le code PENELOPE est distribué avec trois programmes utilisateurs PENSLAB, PENCYL, PENMAIN qui permettent de simuler le transport des électrons, des photons et des positrons dans les géométries simples (planes), cylindriques et quadratiques.

Le programme utilisateur PENMAIN (figure 4.13) est un programme plus général. Il permet la gestion de la simulation des particules dans une géométrie quadratique, et lit les données concernant la géométrie à modéliser du programme PENGEO. Les données des matériaux, composant la géométrie étudiée, sont générées par le programme « MATERIAL » sous forme d'une base de données appelée « fichier matière ».

Dans notre simulation, nous allons utiliser le programme utilisateur PENMAIN pour la modélisation de notre dispositif à savoir la source de ^{137}Cs du type CDC.K1-K3 centrée dans une géométrie cubique qui constitue notre fantôme en PMMA de $30 \times 30 \times 27 \text{ cm}^3$ (figure 4.18).

4.2.2 Matériel informatique

Les résultats de simulation sont enregistrés dans des fichiers de données « Datas », ces derniers sont traités en utilisant un programme d'analyse des résultats écrit dans MATLAB encodé en langage FORTRAN 95 et compilé par un compilateur F77 du système d'exploitation.

Les simulations ont été effectuées sur un micro ordinateur HP Intel d'un processeur 2.8GHz et une mémoire de stockage de 2 Go avec un espace de 160 Go.

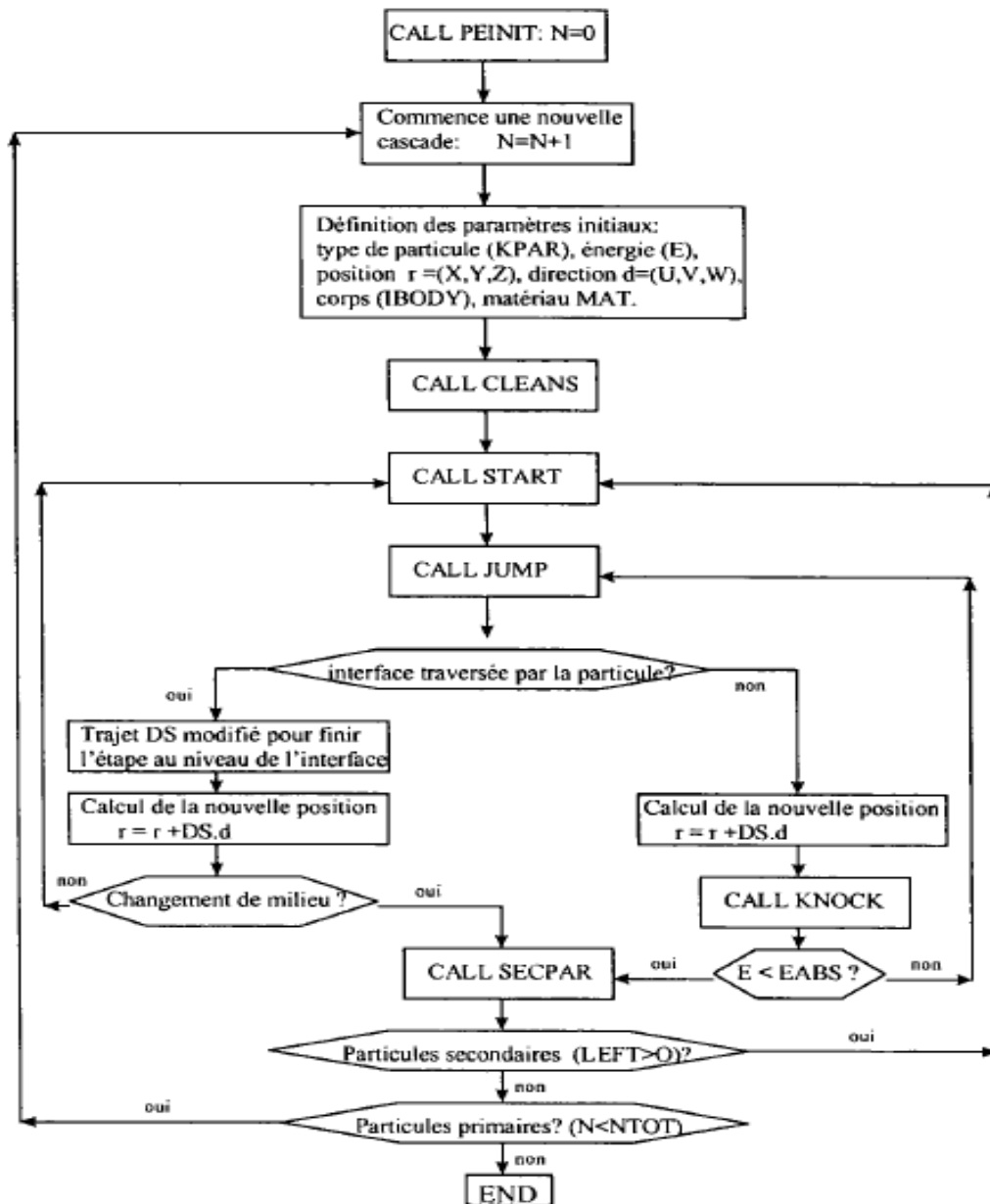


Figure 4.13 : Organigramme du programme utilisateur PENMAIN

Dans la figure 4.14, nous présentons un exemple du fichier des résultats de la simulation de la distribution de dose à 3 dimensions à l'aide du programme « PENMAIN ».

```

# Results from PENMAIN. 3D dose distribution.
# Dose-map enclosure: XL = -2.526000E+01 cm, XU = 2.474000E+01 cm
#           YL = -2.527000E+01 cm, YU = 2.473000E+01 cm
#           ZL = -2.528000E+01 cm, ZU = 2.472000E+01 cm
# Numbers of bins:  NBX = 81, NBY = 81, NBZ = 101
#
  
```

```

# columns 1 to 3: bin indices IX, IY and IZ
# 4th column: dose (eV/g).
# 5th column: statistical uncertainty (3 sigma).
-2.501E+01 -2.502E+01 -2.503E+01 1.00000E-35 1.0E-35 1 1 1
-2.501E+01 -2.453E+01 -2.503E+01 1.00000E-35 1.0E-35 1 2 1
-2.501E+01 -2.403E+01 -2.503E+01 1.00000E-35 1.0E-35 1 3 1
-2.501E+01 -2.354E+01 -2.503E+01 1.00000E-35 1.0E-35 1 4 1
-2.501E+01 -2.304E+01 -2.503E+01 1.00000E-35 1.0E-35 1 5 1
-2.501E+01 -2.255E+01 -2.503E+01 1.00000E-35 1.0E-35 1 6 1
-2.501E+01 -2.205E+01 -2.503E+01 1.00000E-35 1.0E-35 1 7 1
-2.501E+01 -2.156E+01 -2.503E+01 1.00000E-35 1.0E-35 1 8 1
-2.501E+01 -2.106E+01 -2.503E+01 1.00000E-35 1.0E-35 1 9 1
-2.501E+01 -2.057E+01 -2.503E+01 1.00000E-35 1.0E-35 1 10 1
-2.501E+01 -2.007E+01 -2.503E+01 1.00000E-35 1.0E-35 1 11 1
-2.501E+01 -1.958E+01 -2.503E+01 1.10125E-01 3.3E-01 1 12 1
-2.501E+01 -1.908E+01 -2.503E+01 1.03074E+00 3.1E+00 1 13 1
-2.501E+01 -1.859E+01 -2.503E+01 1.00000E-35 1.0E-35 1 14 1
-2.501E+01 -1.809E+01 -2.503E+01 1.00000E-35 1.0E-35 1 15 1

```

Figure 4.14 : Exemple du fichier des résultats de la simulation de la distribution de dose à 3 dimensions à l'aide du programme PENMAIN

4.2.3 Modélisation du milieu et de la géométrie

4.2.3.1 Modélisation du milieu

La modélisation d'un milieu d'irradiation consiste à déterminer les sections efficaces pour chaque processus et les grandeurs physiques macroscopiques (libres parcours moyens, pouvoirs d'arrêt, coefficients d'atténuation...) relatives aux interactions provoquées suite au passage d'une particule, en connaissant sa composition. Dans le code PENELOPE, le calcul de ces données de base est effectué à partir du programme auxiliaire « MATERIAL ». En effet, l'exécution du programme « MATERIAL » génère le fichier matériel PFILENAME.MAT associé aux matériaux composants les éléments de la géométrie de simulation (dispositif expérimental). Les différents matériaux constituant le dispositif expérimental (source et fantôme) et leurs dimensions, selon les données fournies par le constructeur, ont été pris en compte pour la réalisation de la simulation. De ce fait, nous avons créé nos fichiers « MATERIAUX », nécessaires à la simulation (*source.mat*, *air.mat*, *gaine.mat*, *pmma.mat* et *poly.mat*).

Tableau 4.1 : Composition atomique (par poids en %) et densité massique des matériaux constituant la géométrie de simulation

Elément	Matériau	Composition	Densité (g.cm ⁻³)
Source	Source active	Si(26.18%),Ti(3%),Al(1.59%), B(3.73%), Mg(1.21%), Ca(2.86%), Na(12.61%),Cs(0.94%),O(47.89%)	2.9
	Air	Be(98.82%),C(0.0002%),N(0.297%),O(0.267%), Ar(0.0054%)	1.205.10 ⁻³
	gaine (acier inoxydable)	C(0.026%), Mn(1.4%), Si(0.42%), P(0.019%), S(0.003%), Cr(16.8%), Mo(2.11%), Ni(11.01%), Fe(68.21%)	7.8
	PMMA	Li(83.15%),H(8.99%),C(2.2%),O(2.91%)	1.19
Fantôme	Polystyrène	He(97.2%),H(1.41%),C(1.41%)	1.06

Avant d'entamer la simulation, nous avons vérifié les données du fichier *material.mat* en utilisant TABLE.EXE qui permet de visualiser les courbes de la variation des différentes grandeurs calculées à savoir les courbes des coefficients massiques d'atténuation, les pouvoirs d'arrêt en fonction de l'énergie de la particule incidente.

```

*****
** PENELOPE (version 2008) **
*****

EMIN = 1.0000E+04 eV, EMAX = 6.6200E+05 eV
*****

** 1st material **
*****

Material data file: source.mat
*** Simulation parameters:

Electron absorption energy = 1.0000E+05 eV
Photon absorption energy = 1.0000E+04 eV
Positron absorption energy = 1.0000E+05 eV
C1 = 1.0000E-01, C2 = 1.0000E-01
WCC = 5.0000E+03 eV, WCR = 1.0000E+04 eV

PENELOPE (v. 2008) Material data file .....
Material: sourcecore
Mass density = 2.90000000E+00 g/cm**3
Number of elements in the molecule = 9
Element: Si (Z=14), atoms/molecule = 3.11406556E-01
Element: Ti (Z=22), atoms/molecule = 2.09322115E-02

```

Element: Al (Z=13), atoms/molecule = 1.96866123E-02
 Element: B (Z= 5), atoms/molecule = 1.15263278E-01
 Element: Mg (Z=12), atoms/molecule = 1.66317423E-02
 Element: Ca (Z=20), atoms/molecule = 2.38400957E-02
 Element: Na (Z=11), atoms/molecule = 1.83241617E-01
 Element: Cs (Z=55), atoms/molecule = 2.36275231E-03
 Element: O (Z= 8), atoms/molecule = 1.00000000E+00

Mean excitation energy = 1.25542040E+02 eV

PENELOPE (v. 2008) End of material data file

** 2nd material **

Material data file: air.mat

*** Simulation parameters:

Electron absorption energy = 1.0000E+05 eV

Photon absorption energy = 1.0000E+04 eV

Positron absorption energy = 1.0000E+05 eV

C1 = 2.0000E-01, C2 = 2.0000E-01

WCC = 5.0000E+03 eV, WCR = 1.0000E+04 eV

PENELOPE (v. 2008) Material data file

Material: AIR, DRY (NEAR SEA LEVEL) (104)

Mass density = 1.20479000E-03 g/cm**3

Number of elements in the molecule = 4

Element: C (Z= 6), atoms/molecule = 1.50187000E-04

Element: N (Z= 7), atoms/molecule = 7.84430000E-01

Element: O (Z= 8), atoms/molecule = 2.10748000E-01

Element: Ar (Z=18), atoms/molecule = 4.67111000E-03

Mean excitation energy = 8.57000000E+01 eV

PENELOPE (v. 2008) End of material data file

** 3rd material **

Material data file: gaine.mat

*** Simulation parameters:

Electron absorption energy = 1.0000E+05 eV

Photon absorption energy = 1.0000E+04 eV

Positron absorption energy = 1.0000E+05 eV

C1 = 2.0000E-01, C2 = 2.0000E-01

WCC = 5.0000E+03 eV, WCR = 1.0000E+04 eV

```

PENELOPE (v. 2008) Material data file .....
Material: gaine
Mass density = 7.80000000E+00 g/cm**3
Number of elements in the molecule = 9
Element: C (Z= 6), atoms/molecule = 1.77233568E-03
Element: Mn (Z=25), atoms/molecule = 2.08644523E-02
Element: Si (Z=14), atoms/molecule = 1.22436582E-02
Element: P (Z=15), atoms/molecule = 5.02236308E-04
Element: S (Z=16), atoms/molecule = 7.65999111E-05
Element: Cr (Z=24), atoms/molecule = 2.64539876E-01
Element: Mo (Z=42), atoms/molecule = 1.80067170E-02
Element: Ni (Z=28), atoms/molecule = 1.53594268E-01
Element: Fe (Z=26), atoms/molecule = 1.00000000E+00
Mean excitation energy = 2.84871214E+02 eV
PENELOPE (v. 2008) End of material data file .....

```

Figure 4.15 : Exemple du fichier material.dat utilisé par le code PENELOPE

4.2.3.2 Modélisation de la géométrie

Dans le code PENELOPE, la configuration de la géométrie est réalisée à partir des équations réduites définissant les surfaces $F(x, y, z)$ élémentaires en coordonnées cartésiennes. L'expression générale quadratique réduite de ces équations s'écrit comme suit:

$$F(x, y, z) = I_1x^2 + I_2y^2 + I_3z^2 + I_4z + I_5 = 0 \quad (4.6)$$

Où I_i (avec $i=1,2,\dots,5$) sont les indices caractérisant l'équation réduite et leurs valeurs peuvent être de -1, 0 et +1 selon les formes géométriques voulues. Le tableau ci-dessous résume les indices des principales surfaces utilisées dans notre géométrie.

Tableau 4.2 : Description des indices et des types de surfaces employés par PENELOPE

Géométrie	Forme réduite	Indices				
		I_1	I_2	I_3	I_4	I_5
Plan	$z-1=0$	0	0	0	1	-1
Paire de plan	$z^2-1=0$	0	0	1	0	-1
Sphère	$x^2+y^2+z^2-1=0$	1	1	1	0	-1
cylindre	$x^2+y^2-1=0$	1	1	0	0	-1

Le programme « PENGINEOM.EXE » dédié a été utilisé pour modéliser l'ensemble (source + fantôme). Le fichier géométrie contient toutes les informations concernant les dimensions et les coordonnées de la source et du fantôme en PMMA. La première partie de la géométrie est composée de la source de ^{137}Cs de 8 mm et la deuxième partie est composée d'un fantôme en PMMA de dimension $30 \times 30 \times 27 \text{ cm}^3$.

Après la modélisation du dispositif à simuler, nous procédons à une vérification de la simulation à l'aide des programmes de visualisation GVIEW2D et GVIEW3D avant son exécution. Il est important de noter que le numéro affecté au matériau lors de la création du fichier « matière » doit être le même que celui utilisé dans notre fichier « géométrie » (Sabgeo.geo).

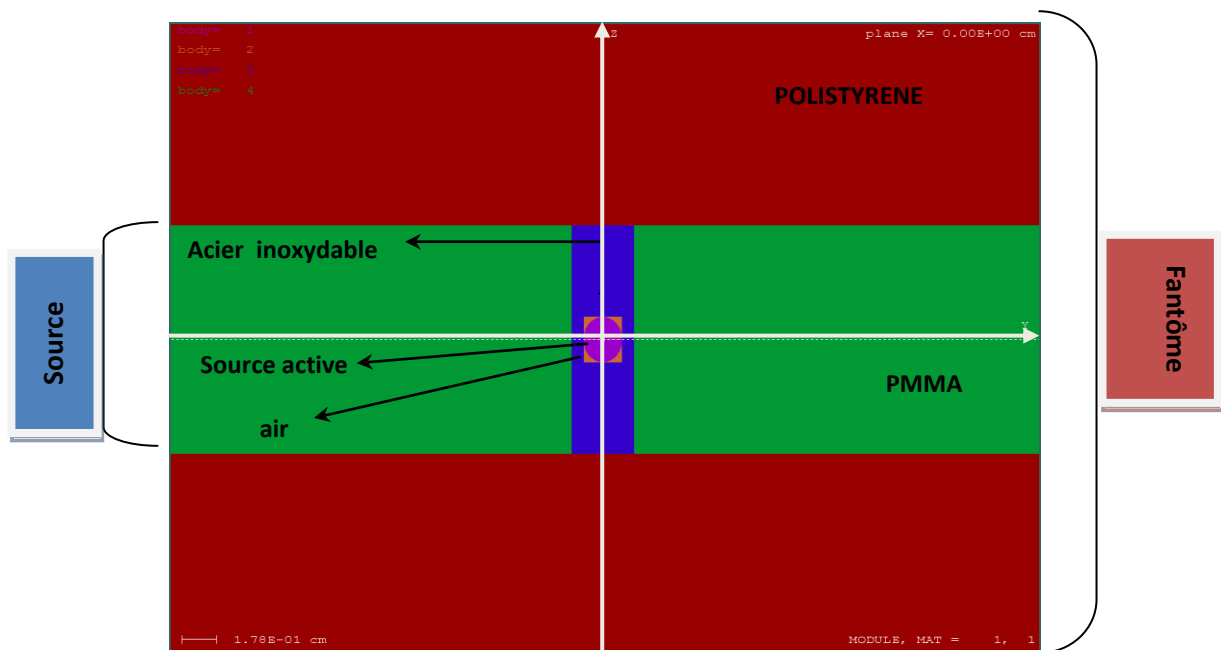


Figure 4.18 : Visualisation en 2D de notre dispositif dans le plan XZ

4.2.3.3 Génération du fichier d'entrée

Dans ce fichier (*Sabinp.in*) sont rassemblés les divers paramètres nécessaires à l'exécution du code PENELOPE et la simulation. Tous les renseignements concernant les paramètres de simulation à savoir les paramètres caractérisant la particule primaire, les données concernant les matériaux et la géométrie, les énergies d'absorption et de coupure, le nombre d'histoire à simuler,....

Les valeurs des paramètres de simulations sont fixées par défaut à $C_1 = C_2 = 0.1$; $W_{cc} = E_{abs}(e^+) = E_{abs}(e^-) = 0.01E_{max}$; $W_{cr} = E_{abs}(h\nu) = 0.01E_{max}$; avec E_{max} l'énergie maximale des particules simulées en eV ($\equiv E_{initiale}$).

Par ailleurs, en fixant les paramètres W_{cc} , W_{cr} , C_1 et C_2 à zéro et si les énergies d'absorption E_{abs} valent 100eV, la méthode condensée n'est utilisée pour aucune des interactions. PENELOPE exécute alors une simulation purement détaillée de tous les événements produits jusqu'à ce que les particules (photons, électrons et positrons) atteignent une énergie cinétique de 100 eV, en dessous de laquelle les particules transfèrent toute leur énergie au milieu et ne sont plus suivies.

Le choix des paramètres de simulation influe directement sur la précision et le temps de calcul et non pas sur la valeur de la dose. Aussi, le choix de la valeur de l'énergie d'absorption des électrons, $E_{abs}(e^-)$, et de l'énergie seuil des collisions catastrophiques, W_{cc} , influence davantage sur la précision des calculs que celui des constantes C_1 et C_2 . En effet, de faibles valeurs pour les constantes C_1 , C_2 n'entraînent pas de modification significative sur la quantification des énergies absorbées. Et c'est pour cela que nous avons choisi les paramètres de simulation suivants :

- $C_1=C_2=0.05$ comme valeurs optimales (valeurs recommandées par Salvat et Al, 2003).
- un nombre d'histoires simulé de 4.10^8 .

Tableau 4.3 : Principaux paramètres de simulation

<i>Paramètres de simulation</i>	<i>Valeurs</i>
<i>Particule primaire</i>	<i>Photon</i>
<i>Energie initiale</i>	<i>662 KeV</i>
<i>Paramètres liés au faisceau : direction et ouverture du faisceau initial</i>	<i>0°, 0°, 180°</i>
<i>C1= C2</i>	<i>0.05</i>
<i>Wcr</i>	<i>1KeV</i>
<i>Wcc</i>	<i>10KeV</i>
<i>$E_{abs}(e^-) = E_{abs}(e^+)$</i>	<i>10KeV</i>
<i>$E_{abs}(\gamma)$</i>	<i>1KeV</i>
<i>Coordonnées du centre de la source</i>	<i>0, 0, 0</i>
<i>Nombre de canaux selon les 3 axes</i>	<i>80, 80, 100</i>
<i>Nombre d'histoires simulé</i>	<i>4 10⁸</i>

Chapitre 5

Résultats et discussion

Ce chapitre est consacré aux résultats de nos travaux: expérimental et simulation. La première partie est dédiée à la mesure des fonctions et paramètres dosimétriques en se référant au protocole TG43 de « l'AAPM » par la mise en œuvre et l'exploitation de la dosimétrie TL, qui a été entamée par une caractérisation du lecteur VICTOREEN2800, afin d'optimiser le cycle de lecture pour une meilleure reproductibilité, suivie d'un étalonnage des TLD100 et enfin, la détermination des différentes fonctions et paramètres dosimétriques. Nous présenterons dans la seconde partie de ce chapitre, les résultats obtenus par le code PENELOPE qui nous a permis de calculer la fonction de dose radiale, et la fonction d'anisotropie afin de valider nos mesures expérimentales. Le but de ce travail est de développer une méthode pour la génération des bibliothèques de données pour la distribution de dose en curiethérapie.

5.1 Caractérisation du lecteur VICTOREEN 2800

5.1.1 Débit d'azote

La variation du bruit de fond, pour les deux formes de TLD, en fonction du débit d'azote est représentée sur la figure 5.1. Les résultats montrent que le bruit de fond est maximum à 0cc/min et diminue jusqu'à une valeur de 200cc/min. Un plateau est observé jusqu'à 500cc/min.

Nous pouvons dire que sur ce plateau, la réponse du lecteur est stable quelque soit la valeur du débit. Donc, pour notre cycle de lecture, et pour optimiser la quantité d'azote, nous avons fixé le débit d'azote à 200cc/min.

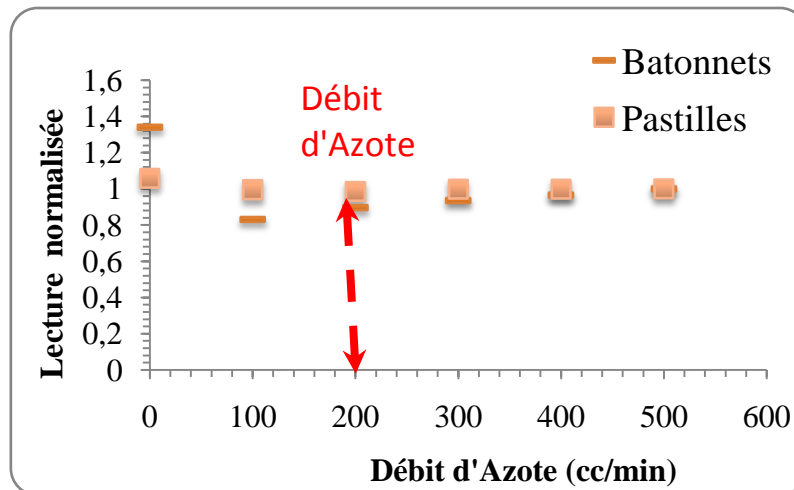


Figure 5.1 : Variation du bruit de fond en fonction du débit d'azote.

5.1.2 Température maximale du cycle de lecture T_{max}

La figure 5.2 représente l'évolution de la lecture en fonction de la température pour les deux formes de TLD (bâtonnets et pastilles).

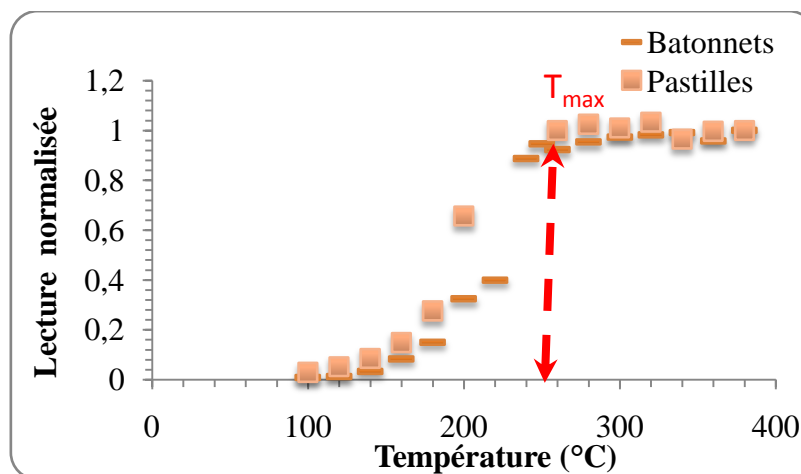


Figure 5.2 : Variation de la lecture en fonction de la température.

Dans les deux cas, nous avons observé une augmentation du signal jusqu'à une certaine valeur de la température, de l'ordre de 250°C, au delà de laquelle le signal devient stable (entre 250°C et 400°C). Ceci est dû au fait que lorsque la température de chauffage est plus élevée, un plus grand nombre de pièges sera atteint et au delà de cette température, on observe un plateau qui se traduit par l'émission totale où tous les pièges sont vides.

Pour une optimisation de notre cycle de lecture, nous avons choisi la valeur de la température au début du plateau (250°) comme étant la température maximale.

5.1.3 Température minimale de lecture, T_{\min}

La figure 5.3 représente la variation de la lecture des TLD en fonction de la température pour les deux formes de TLD utilisées pour la détermination de la température minimale nécessaire à notre cycle de lecture.

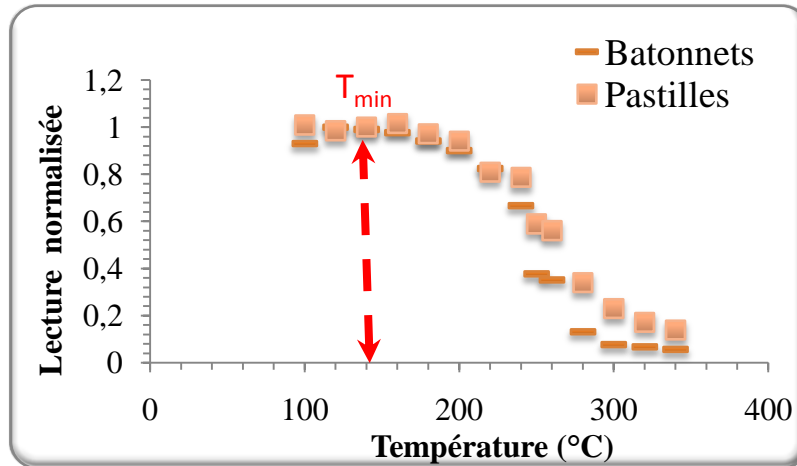


Figure 5.3 : Variation de la lecture en fonction de la température

Les résultats de mesure montrent une décroissance du signal lorsque la température augmente à la fin d'un plateau (entre 110°C et 180°C) dans le domaine de température correspondant à la fin du pic instable et au début du pic d'émission. La valeur de départ du signal dépend du temps écoulé entre l'irradiation et la lecture.

Pour le choix de T_{\min} nous avons opté pour une température de 140°C.

5.1.4 Vitesse de chauffage

La variation de la lecture des TLD en fonction du débit de la température est représentée sur la figure 5.4. A partir des résultats obtenus, nous remarquons une stabilité dans la réponse des TLD entre 14°C/s et 30°C/s.

Nous avons choisi alors la valeur 20°C/s comme valeur optimale pour la vitesse du chauffage.

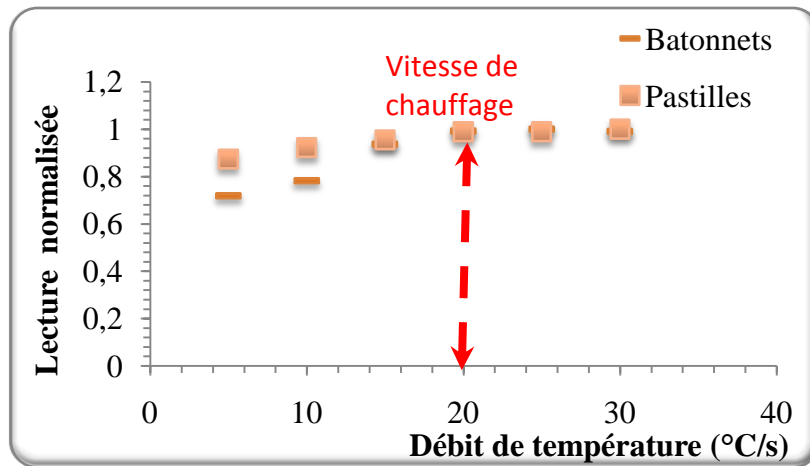


Figure 5.4 : Variation de la lecture en fonction du débit de température

5.1.5 Taux de vidage

Pour évaluer la qualité de notre cycle de lecture, nous avons évalué le taux de vidage pour les deux formes de TLD (pastilles, bâtonnets). La figure 5.5 illustre la variation du taux de vidage en fonction du nombre de TLD.

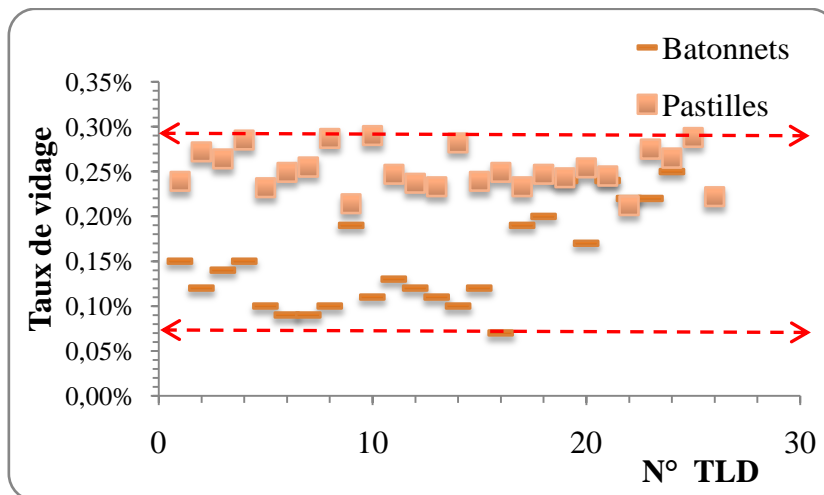


Figure 5.5 : Variation du taux de vidage en fonction du nombre de TLD

D'après la figure 5.5, nous remarquons que le taux de vidage est inférieur à 0,3%. Cela montre que nos choix concernant les paramètres du cycle de lecture des TLD100 sont satisfaisants car, ils sont en quasi bon accord avec les données de la littérature, de plus, la réponse du lecteur ne dépend pas de la forme de la TLD [14].

Ainsi le cycle de lecture optimal pour les TLD100 est fixé comme suit :

Tableau 5.1 : Paramètres fixant le Cycle de lecture des TLD100

Paramètres	Valeurs
Température d'acquisition(T_{\max})	250°C
Température de préchauffage(T_{\min})	140°C
Vitesse de chauffage	20°C/s
Temps d'acquisition	30s
Débit d'azote	200 cc/mm

5.2 Caractérisation des TLD

5.2.1 L'effet directionnel

Nous avons irradié un lot de TLD100 de même sensibilité dans deux positions différentes (normale et allongée) dans les mêmes conditions d'irradiation (conditions de référence) pour voir l'influence de la direction du faisceau sur la réponse de ces derniers. Les résultats de cette étude sont représentés sur la figure 5.6.

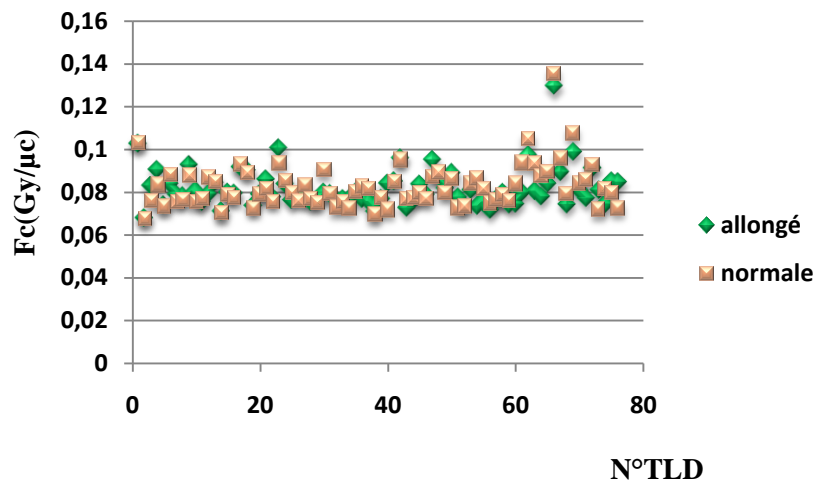


Figure 5.6 : Etude de l'effet directionnel des TLD par rapport à la direction du faisceau incident

Nous remarquons d'après la figure ci-dessus que l'écart type entre les deux mesures pour chaque TLD est inférieur à 1%, valeur recommandée dans la littérature [29]. Nous pouvons alors conclure que la direction du faisceau n'influence pas la réponse des dosimètres TLD100.

5.2.2 La reproductibilité des TLD

La valeur de la reproductibilité exigée, dans le cadre de notre travail, doit être inférieure ou égale à 5% [30.31]. L'élimination de certaines lectures renseigne sur l'instabilité des réponses de ces dosimètres. On peut dire que les dosimètres retenus sont homogènes et représentent une reproductibilité adéquate à l'objectif de cette étude, parmi les 136 TLD caractérisés: 104 TLD ont une reproductibilité inférieure à 5%, dont 40 pastilles ont une reproductibilité inférieure ou égale à 2%.

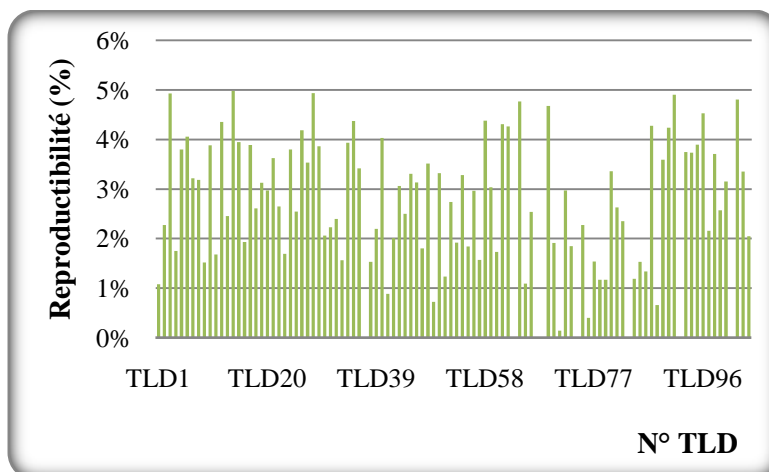


Figure 5.7 : *Reproductibilité (%) correspondante aux TLD sélectionnés*

5.2.3 Etalonnage des TLD

L'étude de reproductibilité nous a permis de retenir 104 TLD parmi les 136 TLD. Pour leur étalonnage, nous avons effectué un étalonnage individuel, c'est-à-dire qu'à chaque dosimètre est attribué un coefficient d'étalonnage propre. La figure 5.8 illustre les différents facteurs d'étalonnages correspondants aux TLD retenus. Les résultats détaillés sont donnés en Annexe A.

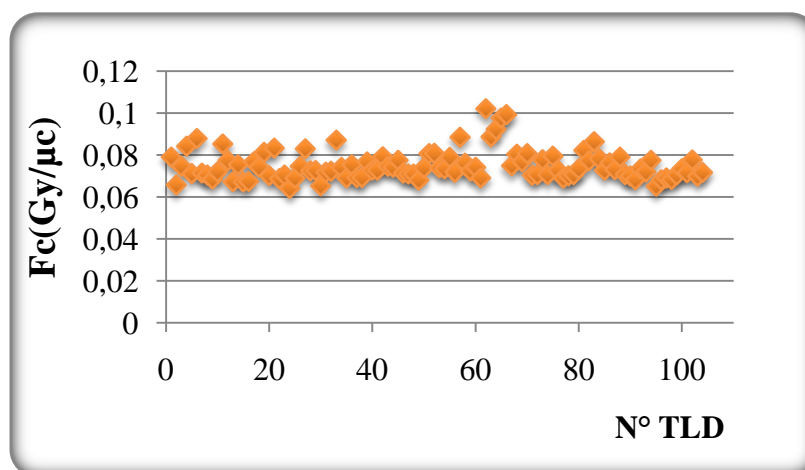


Figure 5.8 : *Facteurs d'étalonnage correspondants aux TLD sélectionnés*

Une fois nos dosimètres TL étalonnés, ils seront alors prêts à être utilisés pour la dosimétrie de la source de ^{137}Cs du type : CDC.K1-K3.

5.3 Détermination expérimentale des paramètres dosimétriques selon le formalisme AAPM TG43

5.3.1 L'intensité du débit de kerma dans l'air, S_k

Le débit de kerma de référence de notre source de ^{137}Cs , de 8mm de longueur, à la date de mesure (effectué le 17/02/2009), est calculé en utilisant la relation (4.4). Les résultats sont regroupés dans le tableau 5.2.

Tableau 5.2 : Conditions physiques de mesure du débit de kerma

P (mmHg)	T (°C)	K_P	K_{TP}	Date d'étalonnage de la source	K_{Dec}	M (nC)	t (sec)
763	15.4	1.0012	0.982	20/12/2008	0.996	15.19	30

La valeur du débit de kerma est alors :

$$\dot{k}_{ref.137Cs} = 71.1052 \text{ nGy/s} \quad \text{à} \quad \pm 0.4\%$$

Numériquement, l'intensité du débit de kerma dans l'air est égale au débit de kerma de référence dans l'air car elle est définie pour être indépendante de la distance (pour $d \gg L$). Donc,

$$S_k = \dot{k}_{ref.137Cs} = 71.1052 \text{ nGy/s} \quad \text{à} \quad \pm 0.4\%$$

5.3.2 Le facteur géométrique $G(r, \theta)$

Le facteur géométrique, $G_L(r, \theta)$, se détermine par un calcul arithmétique en utilisant l'hypothèse de la source linéaire. La figure ci-dessous illustre les résultats de calcul du facteur géométrique pour la source de ^{137}Cs , la « CDC.K1-K3 », de 8 mm de longueur avec une couverture angulaire allant de 0° à 90° par pas de 10° et des distances radiales variant de 0.5 cm à 10 cm. Les résultats détaillés sont donnés en annexe (B.1)

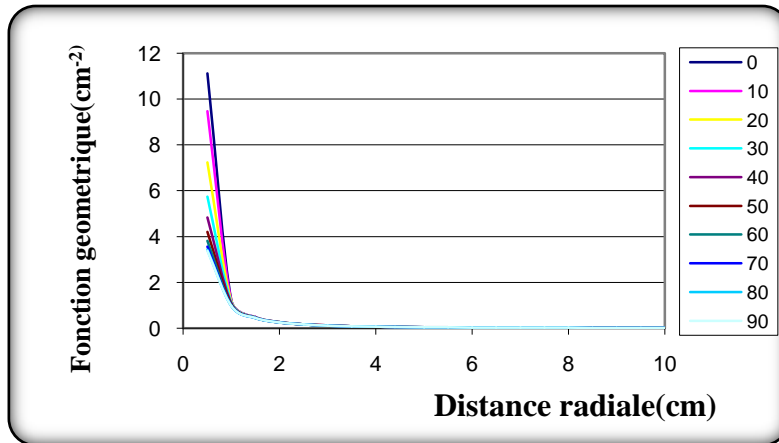


Figure 5.9 : Variation de la fonction géométrique en fonction de la distance radiale, pour la source de ¹³⁷Cs de 8mm de longueur (r) , pour des angles polaires entre 0° et 90°

D'après la figure 5.9, la fonction géométrique est une fonction décroissante due à l'inverse carré de la distance sachant que le facteur géométrique permet de tenir compte de la diminution de la fluence des photons en fonction de la distance à la source.

En effet les variations de ce facteur sur l'axe transversal de la source sont faibles pour des distances plus de deux à trois fois la longueur de la source et elles deviennent importantes près de l'axe longitudinal de la source

Le tableau 5.3 illustre la fonction géométrique calculée en utilisant l'approximation de la source linéaire (G_L) et l'approximation de la source ponctuelle (G_p), pour la source de ¹³⁷Cs la CDC.K1-K3 (8mm de longueur), pour une couverture angulaire de 0° à 90° et des distances radiales de 0.5 cm à 10 cm avec un pas de 0.5 cm.

On remarque d'après le tableau 5.3 que la source CDC.K1-K3 ne peut être assimilée à une source ponctuelle, que pour des distances radiales supérieures à 3.5 fois la longueur de la source (c.à.d. à partir de 3 cm).

Tableau 5.3 : Comparaison de la fonction géométrique calculée en utilisant l'approximation de la source linéaire et l'approximation de la source ponctuelle, pour la source de ^{137}Cs la CDC.K1-K3 (8mm de longueur), pour une couverture angulaire de 0° à 90° et des distances radiales de 0.5 cm à 10 cm avec un pas de 0.5 cm.

$G_L(r, \theta)/G_P(r, \theta)$										
θ	0°	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°	80°	90°
r(cm)										
0,5	278%	237%	181%	144%	121%	105%	95%	89%	85%	84%
1	119%	118%	115%	111%	108%	103%	100%	97%	96%	95%
1,5	108%	107%	106%	105%	104%	101%	100%	99%	98%	98%
2	104%	104%	103%	103%	102%	101%	100%	99%	99%	99%
2,5	103%	103%	102%	102%	102%	101%	100%	100%	99%	99%
3	102%	102%	102%	101%	101%	100%	100%	100%	99%	99%
3,5	101%	101%	101%	101%	101%	100%	100%	100%	100%	100%
4	101%	101%	101%	101%	101%	100%	100%	100%	100%	100%
4,4	101%	101%	101%	101%	101%	100%	100%	100%	100%	100%
5	101%	101%	101%	100%	101%	100%	100%	100%	100%	100%
5,5	101%	101%	100%	100%	101%	100%	100%	100%	100%	100%
6	100%	100%	100%	100%	101%	100%	100%	100%	100%	100%
6,5	100%	100%	100%	100%	101%	100%	100%	100%	100%	100%
7	100%	100%	100%	100%	101%	100%	100%	100%	100%	100%
7,5	100%	100%	100%	100%	101%	100%	100%	100%	100%	100%
8	100%	100%	100%	100%	101%	100%	100%	100%	100%	100%
8,5	100%	100%	100%	100%	101%	100%	100%	100%	100%	100%
9	100%	100%	100%	100%	101%	100%	100%	100%	100%	100%
9,5	100%	100%	100%	100%	101%	100%	100%	100%	100%	100%
10	100%	100%	100%	100%	101%	100%	100%	100%	100%	100%

5.3.3 La fonction radiale mesurée

Sur la figure 5.10, nous avons présenté la variation de la dose radiale normalisée par rapport à la dose mesurée à la distance de référence ($r = 1$ cm) pour des distances radiales variant de 0.5 à 10 cm.

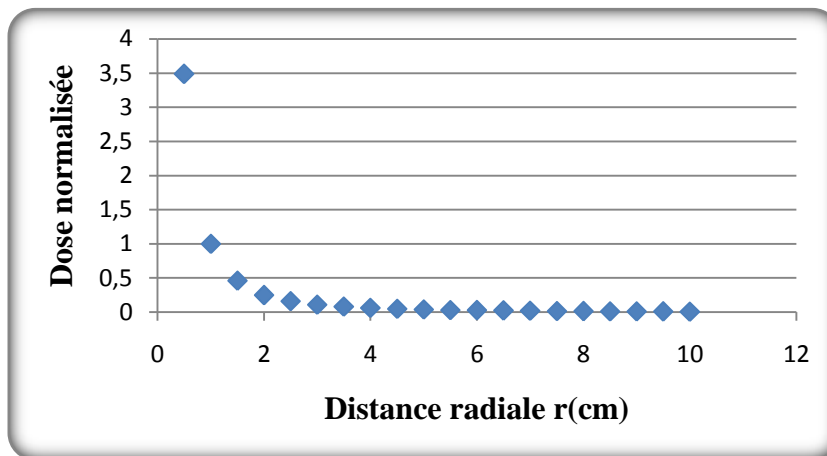


Figure 5.10 : Variation de la dose radiale normalisée au point de référence en fonction de la distance (r)

Les valeurs de la fonction radiale sur l'axe transverse de la source ($\theta=\pi/2$) pour une source de ^{137}Cs de 8mm de longueur utilisée en curiethérapie bas débit de dose, sont calculées à partir des mesures de la dose radiale et les valeurs de la fonction géométrique (Annexe B.1), en utilisant l'équation (2.11) définie par le formalisme TG43.

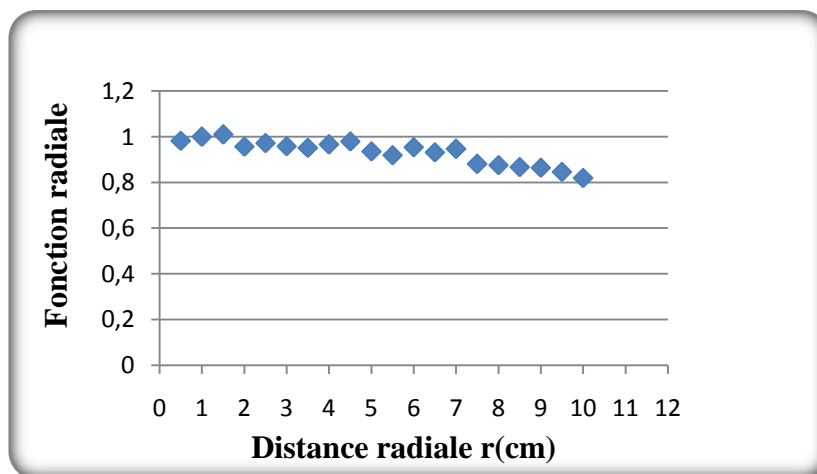


Figure 5.11 : Variation de la fonction radiale mesurée en fonction de la distance radiale (r)

5.3.4 La fonction d'anisotropie

Les valeurs de la fonctions d'anisotropie, en fonction de la variation angulaire de 0° à 90° avec un pas de 10° et pour des distances de 0.5 à 10cm, sont calculées à partir des mesures de la dose sur l'axe transverse de la source et les valeurs de la fonction géométrique données en

annexe (B.1) pour une source de ^{137}Cs de 8mm de longueur utilisée en curiethérapie bas débit de dose, en utilisant l'équation (2.12) définie par le formalisme TG43.

Nous présenterons ci-dessous les résultats de la fonction d'anisotropie pour des distances de 1,3,5 et 10 cm par rapport à la source.

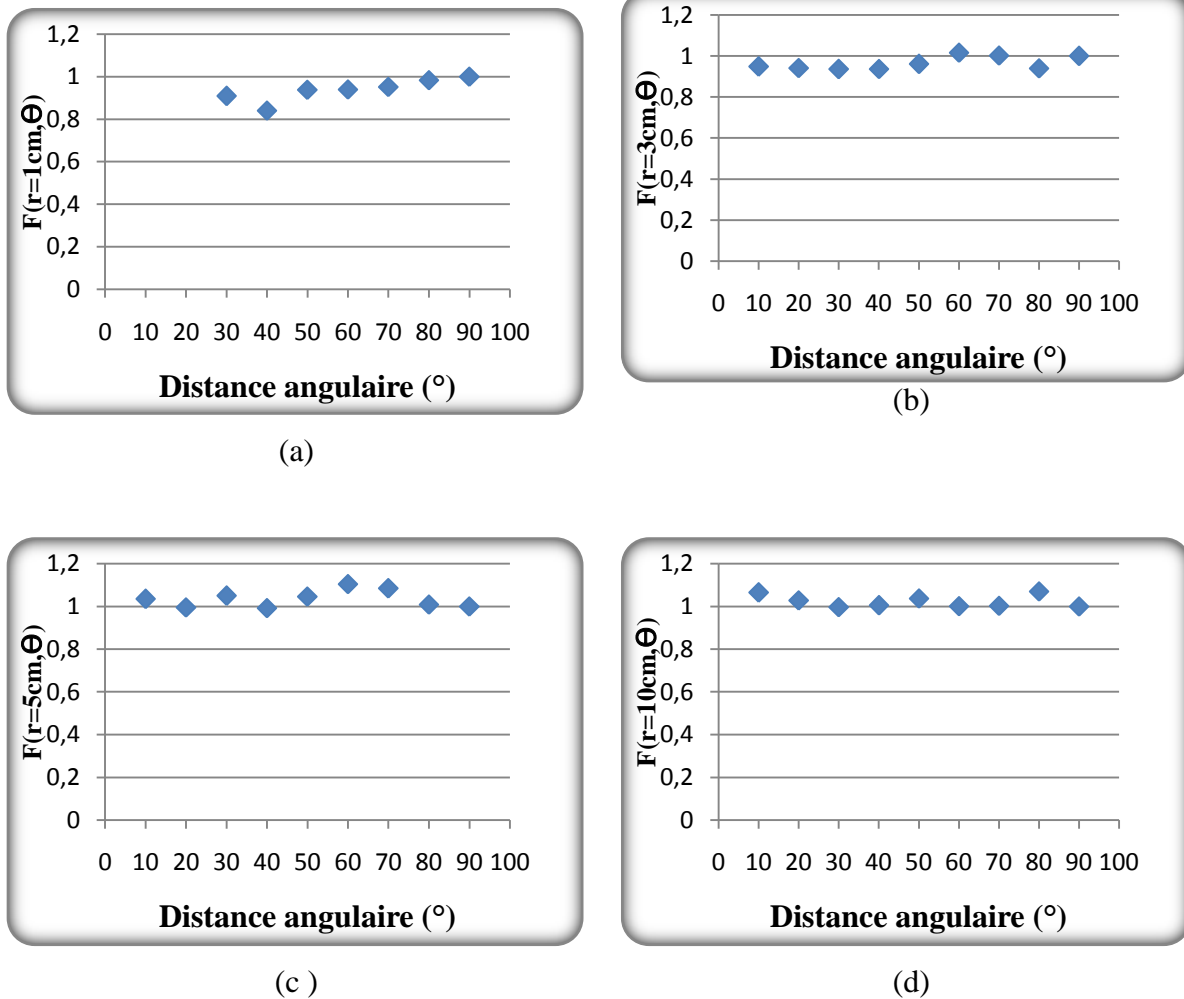


Figure 5.12 : Variation de la fonction d'anisotropie mesurée pour des distances angulaires d'une source de 8mm de ^{137}Cs la CDC.K1-K3 utilisée en curiethérapie bas débit de dose
(a) $r = 1\text{cm}$; (b) $r = 3\text{cm}$;(c) $r = 5\text{cm}$; (d) $r = 10\text{cm}$

5.3.5 La constante du débit de dose A

La valeur de la constante de débit de dose est calculée à partir des mesures de la dose au point de référence en utilisant l'équation (2.4) définie par le formalisme TG43. Le débit de kerma de l'air dans l'air est mesuré avec une chambre d'ionisation puits étalonnée en terme de débit

de kerma de référence. Les résultats de mesure et de calcul sont regroupés dans le tableau suivant :

Tableau 5.4 : Tableau récapitulatif des différentes constantes de débit de dose de notre travail et de la littérature

r (cm)	D1(cGy)	D2(cGy)	D3(cGy)	D4(cGy)
Longueur (cm)=8mm	50.805	47.390	45.309	51.920
T (mn) irradiation	9.51			
Date de mesure	17/02/2009			
Date de calibration	20/12/2008			
Λ_m	1.163	1.085	1.037	1.189
$\Lambda_{m,moyenne}$	1.119			
Sd (%)	6.244			
Ballister et Al^[32]	1.106 ($\pm 0.1\%$)			
Perez et Calatayud^[33]	1.107 ou 1.106 ($\pm 0.1\%$)			
TG43^[33]	1.109 ($\pm 0.4\%$)			

Nous constatons que la valeur de la constante de débit de dose Λ pour la source de ^{137}Cs de 8mm du type CDC.K1-K3 obtenue par notre travail expérimental selon le protocole TG43 qui l'a définie comme étant égale au débit de dose dans l'eau à 1cm sur l'axe de la source pour une unité de « Kerma strength », est en bon accord à celle obtenue par Ballister et *al* ainsi que Perez et Calatayud avec le code MC Geant4 [32,33]. Elle est aussi compatible avec les résultats du TG43 avec un écart relatif de 1% [34].

5.4 Détermination des paramètres dosimétriques par le code MC PENELOPE

5.4.1 La fonction radiale

Sur la figure 5.13, nous avons présenté la variation de la dose radiale normalisée par rapport à la dose calculée à la distance de référence ($r = 1$ cm), pour des distances radiales variant de 0.5 à 10cm en utilisant le code PENELOPE.

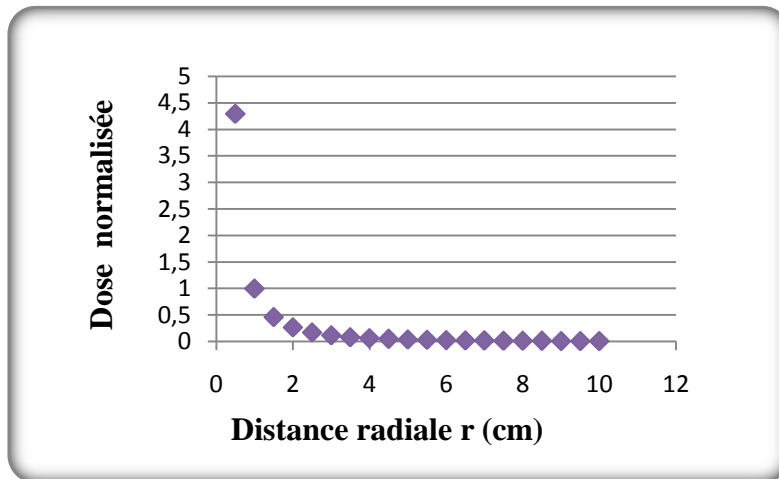


Figure 5.13 : Variation de la dose radiale normalisée déterminée par MC PENELOPE en fonction de la distance (r).

Les valeurs de la fonction radiale sur l'axe transverse de la source ($\theta=\pi/2$) pour une source de ^{137}Cs de 8mm de longueur utilisée en curiethérapie bas débit de dose, sont calculées à partir des résultats de la dose radiale générés par MC PENELOPE et les valeurs de la fonction géométrique (Annexe B.1), en utilisant l'équation (2.11) définie par le formalisme TG43.

L'analyse des résultats simulés pour le calcul de la fonction radiale a été effectuée à l'aide d'un programme MATLAB. Comme les résultats de simulation de la distribution de dose à 3D sont donnés en coordonnées cartésiennes (voir figure 4.14), le calcul de la fonction radiale requiert le passage des coordonnées cartésiennes vers les coordonnées polaires.

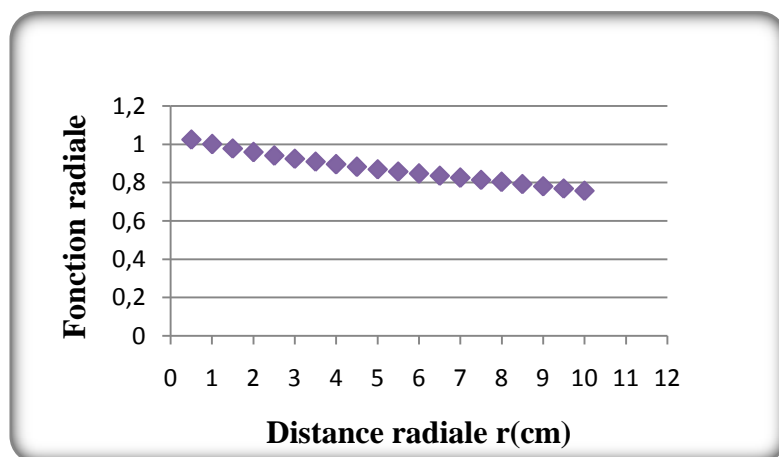


Figure 5.14 : Variation de la fonction radiale déterminée par MC PENELOPE en fonction de la distance radiale (r)

5.4.2 Fonction d'anisotropie

Les valeurs de la fonctions d'anisotropie, en fonction de la variation angulaire de l'angle polaire de 0° à 90° avec un pas de 10° et pour des distances de 0.5 à 10cm, sont calculées à partir de la dose calculée par PENELOPE et les valeurs de la fonction géométrique données en annexe (B.1) pour une source de ^{137}Cs de 8mm de longueur utilisée en curiethérapie bas débit de dose, en utilisant l'équation (2.12) définie par le formalisme TG43.

Comme pour la fonction radiale, l'analyse des résultats simulés avec MC PENELOPE a été effectuée à l'aide d'un programme MATLAB qui nous a permis d'écrire un programme pour le calcul de la fonction d'anisotropie. Pour le calcul de la fonction d'anisotropie, nous avons utilisé les coordonnées polaires.

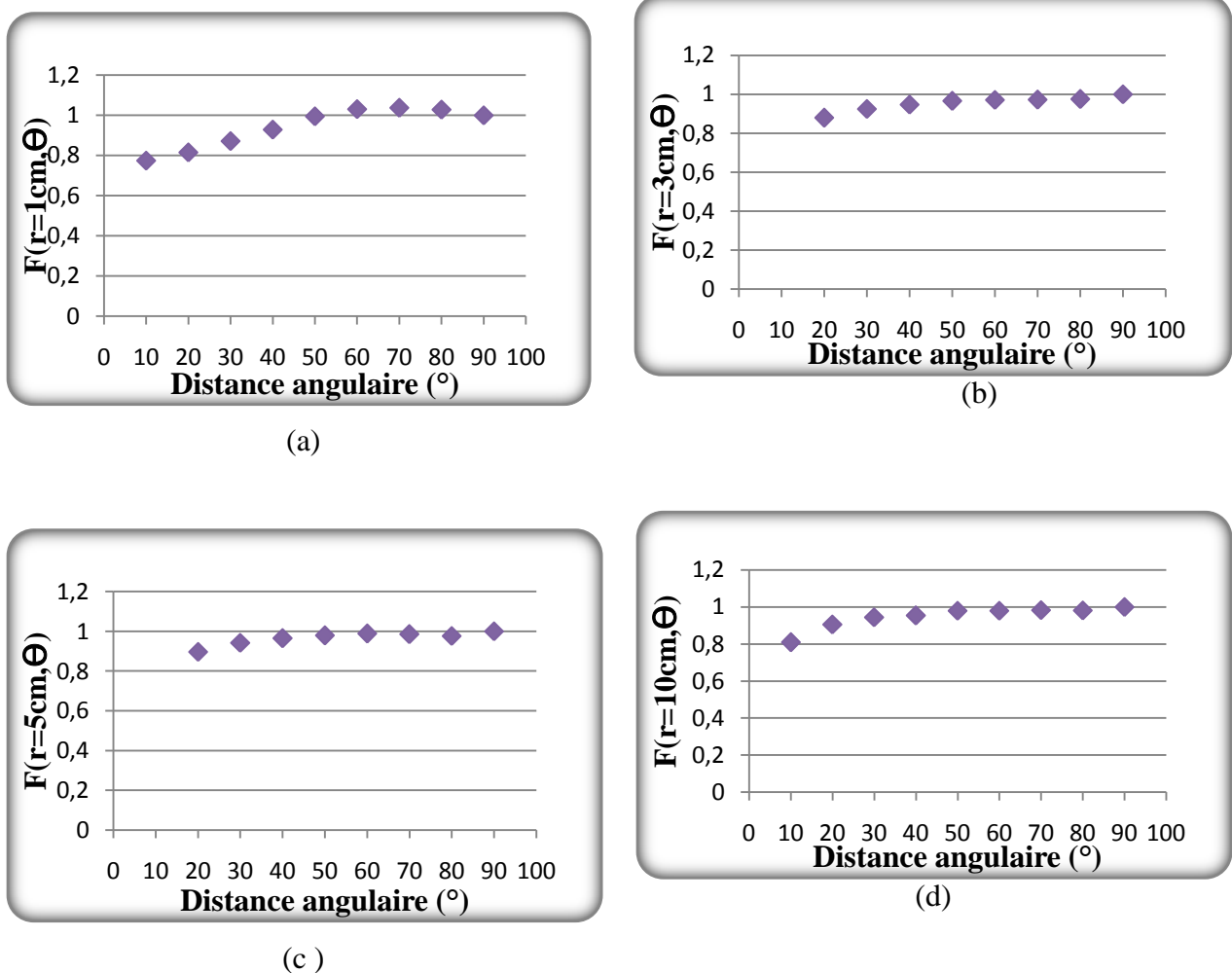


Figure 5.15: Variation de la fonction d'anisotropie déterminée par MC PENELOPE pour des distances angulaires, d'une source de 8mm de ^{137}Cs la CDC.K1-K3, pour des distances radiales :

(a) $r = 1\text{cm}$; (b) $r = 3\text{cm}$; (c) $r = 5\text{cm}$; (d) $r = 10\text{cm}$

5.5 Evaluation et validation

5.5.1 La fonction radiale

Sur la figure 5.16, nous avons présenté la variation de la dose radiale mesurée (exp) et calculée (Penelope) normalisée par rapport à la dose déterminée à la distance de référence ($r=1\text{cm}$) pour des distances radiales allant de 0.5 à 10 cm de la source de ^{137}Cs la « CDC.K1-K3 » de 8mm de longueur utilisée en curiethérapie bas débit de dose, (voir Annexe C.1).

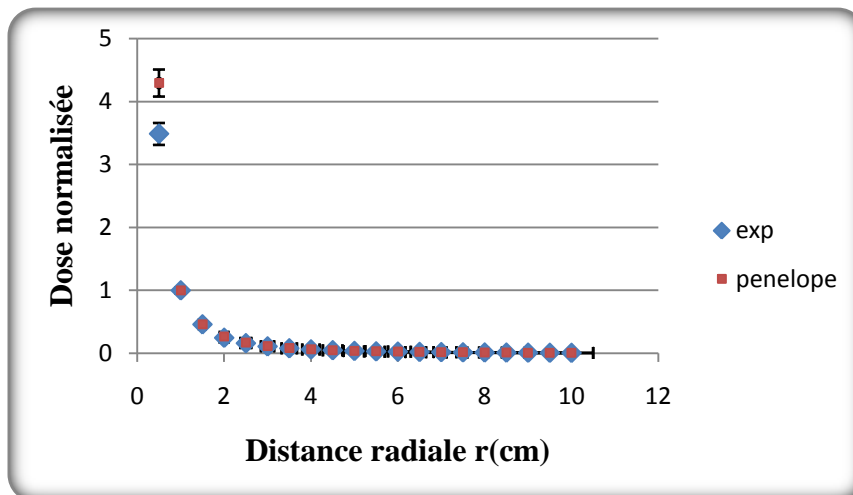


Figure 5.16 : Variation de la dose radiale normalisée mesurée et calculée au point de référence en fonction de la distance (r)

A la vue de la figure 5.16, les représentations graphiques des résultats de la dose radiale normalisée au point de référence ($r=1\text{cm}$), montrent une bonne compatibilité entre la dose radiale mesurée obtenue par « TLD » et la dose radiale calculée par le code « MC PENELOPE » pour la source de ^{137}Cs du type CDC:K1-K3. On remarque que les deux courbes sont presque superposées où l'écart relatif moyen entre les valeurs mesurées et simulées est estimé à 2% avec un minimum de 0.03% à 10cm et un maximum de 8% à 2cm.

La fonction radiale mesurée, $g(r)_{\text{exp}}$, a été comparée à la fonction radiale calculée par MC PENELOPE, et à d'autres résultats disponibles dans la littérature : le polynôme de Meisberger (msbr), ainsi que les résultats obtenus par le groupe de travail TG43[15,35].

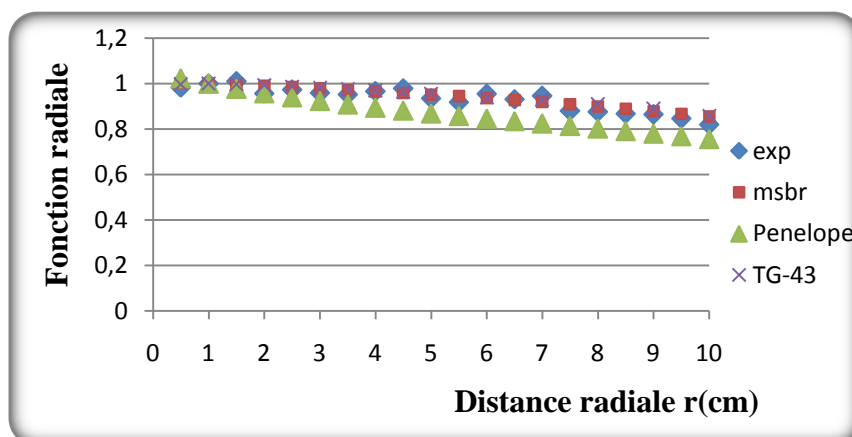


Figure 5.17 : Comparaison de la fonction radiale de notre travail $g(r)_{exp}$, Meisberger, MC PENELOPE et TG43

Le tableau (5.5) ci-dessous regroupe les valeurs de la fonction radiale déterminées par chaque méthode citée précédemment, ainsi que les écarts en pourcentage par rapport aux valeurs mesurées.

Tableau 5.5: Comparaison de la fonction radiale mesurée $g(r)_{exp}$ pour une source de ^{137}Cs (CDC. K1-K3) avec celle déterminée par MC Penelope, Meisberger (msbr) et le TG43.

$r(\text{cm})$	$g(r)_{exp}$	msbr	Penelope	TG43	$\Delta(g(r), \text{msbr})$ (%)	$\Delta(g(r), \text{Penl})$ (%)	$\Delta(g(r), \text{TG43})$ (%)
0,5	0,9827	1,0048	1,0241	0,9980	2	4	2
1	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	0,04	0	0
1,5	1,0094	0,9949	0,9781	0,9970	1	3	1
2	0,9569	0,9897	0,9583	0,9930	3	0,14	4
2,5	0,9729	0,9842	0,9403	0,9880	1	3	2
3	0,9588	0,9784	0,9239	0,9820	2	4	2
3,5	0,9518	0,9723	0,9088	0,9760	2	5	2
4	0,9661	0,9659	0,8949	0,9700	0,06	7	0,4
4,5	0,9795	0,9592	0,8819	0,9640	2	10	2
5	0,9359	0,9521	0,8696	0,9570	2	7	2
5,5	0,9190	0,9446	0,8579		3	7	
6	0,9547	0,9367	0,8467	0,9410	2	11	2
6,5	0,9317	0,9283	0,8357		0,4	10	
7	0,9465	0,9196	0,8248	0,9250	3	13	2
7,5	0,8807	0,9103	0,8140		3	8	
8	0,8760	0,9006	0,8031	0,9060	3	8	4
8,5	0,8679	0,8903	0,7920		2	9	
9	0,8644	0,8795	0,7807	0,8900	2	10	3
9,5	0,8461	0,8682	0,7690		3	9	
10	0,8199	0,8563	0,7570	0,8620	4	8	5

D'après nos résultats, on observe un écart relatif moyen inférieur à 2%, par rapport aux résultats obtenus par Meisberger et le TG43 [35]. Par contre, en comparaison avec la simulation PENELOPE, l'écart relatif moyen atteint les 6%, ceci est justifiable vu que les mesures expérimentales sont entachées d'erreurs liées au positionnement et à la taille des détecteurs.

5.5.2 La fonction d'anisotropie

Les valeurs des fonctions d'anisotropie mesurées et calculées à partir du code PENELOPE, ainsi que les résultats publiés dans la littérature [15,33] de la source du ^{137}Cs « la CDC. K1-K3 » en fonction de la variation angulaire de l'angle polaire et pour des distances de 1 à 10 cm sont regroupées dans les tableaux en annexe D.

Les tableaux (5.6, 5.7, 5.8) représentent les écarts relatifs entre les résultats de notre travail (mesure ; simulation) et le TG43 ainsi que les travaux de Perez et Ballister pour la fonction d'anisotropie du ^{137}Cs , la « CDC.K1-K3 ».

Tableau5.6 : Ecarts relatifs entre notre travail expérimental et Penelope

Degré(°)	Ecart relatif (%)							
	$F(r=1,\theta)$	$F(r=1,5,\theta)$	$F(r=2,\theta)$	$F(r=3,\theta)$	$F(r=4,\theta)$	$F(r=5,\theta)$	$F(r=7,\theta)$	$F(r=10,\theta)$
10				7	7	14	15	24
20		12,6	11	1	5	10	3	12
30	4	2,3	6	1	2	10	7	5
40	1	3,3	5	0.2	8	3	1	5
50	6	6,7	1	4	0.1	6	2	6
60	9	3,3	3	13	9	11	5	2
70	6	10,2	1	4	7	9	2	2
80	3	4	7	0.1	12	3	6	8
90	0	0	0	0	0	0	0	0

Tableau5.7 : Ecart relatif entre notre travail expérimental et le TG43

<i>Ecart relatif (%)</i>									
Degré(°)	F(r=0.5,0)	F(r=1,0)	F(r=1.5,0)	F(r=2,0)	F(r=3,0)	F(r=4,0)	F(r=5,0)	F(r=7,0)	F(r=10,0)
10					8	17	17	2	20
20			2	1	0,2	1	6	5	9
30		8	8	2	4	2	8	2	3
40		15	5	3	5	5	1	6	2
50	16	6	1	6	3	2	6	6	5
60	2	6	7	1	2	9	11	9	1
70	7	5	8	3	12	7	9	3	1
80	5	2	5	9	6	11	1	0	7
90	0	0	0	0	0	0	0	0	0

Tableau5.8 : Ecart relatifs entre notre travail expérimental et ceux de Perez et Ballister (Geant4)

<i>Ecart relatif (%)</i>									
Degré(°)	F(r=0.5,0)	F(r=1,0)	F(r=1.5,0)	F(r=2,0)	F(r=3,0)	F(r=4,0)	F(r=5,0)	F(r=7,0)	F(r=10,0)
10					3	11	11	2	13
20			0,02	1	0,3	1	6	5	8
30		4	6	0,01	2	1	9	2	3
40		13	3	1	4	6	2	6	3
50	14	5	2	5	3	1	6	6	5
60	1	5	7	1	2	9	11	9	1
70	7	5	9	3	12	7	9	3	1
80	5	2	5	9	6	11	1	0,4	7
90	0	0	0	0	0	0	0	0	0

Les valeurs de la fonction d'anisotropie, en fonction de la variation angulaire de l'angle polaire de 10° à 90° avec un pas de 10° et pour des distances de 1 à 10 cm, sont calculées à partir des mesures de la dose déterminée dans le plan longitudinal à la source et les valeurs de la fonction géométrique données pour une source de Césium de 8mm de longueur, en utilisant l'équation (2.12), définie par le protocole TG43. Les résultats de notre travail (expérimental et simulation) ainsi que ceux de la littérature sont présentés sur la figures (5.18) suivante :

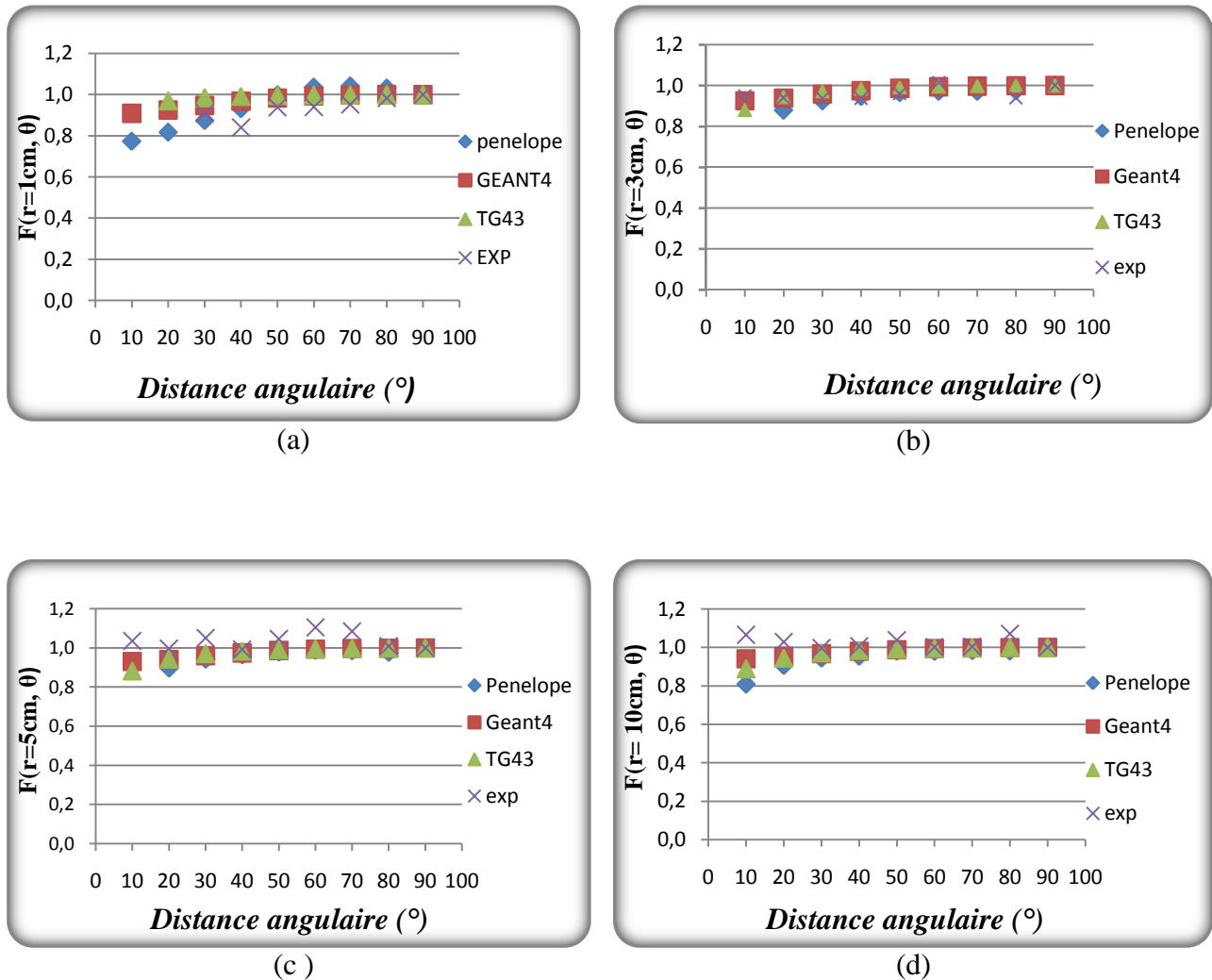


Figure 5.18 : Variation des fonctions d'anisotropie pour des distances angulaires d'une source de 8mm de ^{137}Cs la CDC.K1-K3 utilisée en curiethérapie bas débit de dose, pour des distances radiales de : (a) $r = 1\text{cm}$; (b) $r = 3\text{cm}$ (c); $r = 5\text{cm}$; (d) $r = 10\text{cm}$

La figure (5.18) montre que l'écart relatif moyen est de 5% et ne dépasse pas les 10% recommandé [36,29], et que nos résultats sont en bon accord avec les résultats obtenus par MC PENELOPE, Geant4 et le TG43. En effet, et par comparaison de nos résultats expérimentaux avec les résultats du TG43 et pour des angles supérieurs à 20° l'écart relatif moyen est de 5% avec un maximum de 11%. Nous avons remarqué des écarts un peu plus grands pour les fonctions d'anisotropie à faibles angles, ç-à-d pour $\theta < 20^\circ$, l'écart relatif est plus important avec un maximum de 20%. Cela est dû à plusieurs raisons, entres autre ; au gradient de dose près de la source, mais aussi aux conditions expérimentales à savoir : les erreurs liées au positionnement et à la taille des TLD, de plus la reproductibilité de nos TLD

qui est prise à 5% alors que celle recommandée par le TG43 est de 1% . On note aussi que pour la détermination de la fonction d'anisotropie, nous avons effectué une seule mesure sur chacun des 14 fantômes (12 distances radiales), alors que dans les publications, la même mesure est refaite plusieurs fois, c'est pourquoi l'erreur est inférieure dans la littérature [2].

Par contre, nos résultats obtenus par simulation MC PENELOPE montrent un bon accord avec les résultats obtenus par Geant4 ainsi que les TLD (exp). L'écart relatif moyen ne dépasse pas 5%, ce qui est donné par la littérature. Pour des angles supérieurs à 20°, l'écart relatif moyen est de 4% avec un maximum de 12% et de 13% et un minimum de 0.1% et de 0.4% respectivement. On a des écarts un peu plus grands pour les fonctions d'anisotropie à faibles angles. Pour des angles inférieurs à 20°, l'écart relatif est plus grand avec un maximum de 14% et de 24% respectivement. Ceci est dû au gradient de dose près de la source, ce qui aboutit à des erreurs statistiques plus élevées.

CONCLUSION

Le cancer est devenu un problème majeur de santé. Selon les estimations de l'Organisation Mondiale de la Santé (OMS), plus de 20 millions de personnes de par le monde sont atteintes de cette maladie.

Les cancers les plus fréquents, chez les hommes, sont le cancer du poumon, la vessie, le colorectal et la prostate. Pour les femmes, arrive en tête le cancer du sein, suivi de celui du col de l'utérus, le colorectal et la vessie biliaire. Par contre les enfants sont atteints de leucémie, lymphome, tumeur cérébrale ou embryonnaire.

En Algérie, l'incidence est estimée à 100 cas pour 100.000 habitants dont plus de 40.000 nouveaux cas sont diagnostiqués chaque année, avec une augmentation de plus de 50% du nombre de cas depuis une décennie. Le cancer représente la deuxième cause de mortalité en Algérie après les maladies cardiovasculaires.

La curiethérapie est une spécialité de traitement des cancers localisés de petits volumes en pleine mutation chez nous. Depuis ces dernières années, elle a connu un essor fulgurant par son taux de participation où elle contribue à 15% de la radiothérapie.

Dans le cadre des applications de la radiothérapie (radiothérapie externe et curiethérapie) en clinique, le processus de mise en place du traitement des patients comporte plusieurs étapes parmi lesquelles le calcul prévisionnel de la distribution de dose à l'aide d'un système informatisé communément appelé TPS (Trématent Planning System). En effet, les systèmes traditionnels de planning de traitement calculent les distributions de dose autour des sources scellées, utilisées en curiethérapie, par l'interpolation des valeurs de débit de dose tabulées et en utilisant l'intégrale de Sievert pour les sources étendues. La méthode de calcul de dose est basée sur l'hypothèse de source ponctuelle (source isotropique), donc ils ne tiennent pas compte de la forme réelle de la source. Les systèmes de planning de traitement récemment introduits tel que « Varian BrachyVision » et « Eclipse » utilisent un nouveau concept de calcul de dose qui prend en considération la forme réelle de la source et qui permet dévaluer séparément, chacun des paramètres qui influent sur la dose délivrée , entres autre : le facteur géométrique, la fonction radiale, la fonction d'anisotropie, et la constante de débit de dose, c'est le formalisme 'TG43'.

Le présent travail a été entrepris dans le but de participer à l'amélioration de la qualité de traitement en générant une bibliothèque de données réelle, pour le TPS d'une source ponctuelle scellée de ^{137}Cs utilisées en curiethérapie bas débit de dose, selon le formalisme TG43 qui représente le formalisme le plus réaliste actuellement. Ces données sont générées en utilisant des fantômes solides et des détecteurs TL, et ils vont servir à calculer les distributions de dose à 2D.

La première partie de ce travail, relative à l'exploitation de la dosimétrie par thermoluminescence, nous a pratiquement pris la majorité du temps prévu initialement pour la réalisation de ce travail. L'objectif de cette étape est la caractérisation et l'établissement d'un cycle de lecture adéquat des TLD100 en forme de pastille et de bâtonnet. Cette étude nous a permis de comprendre qu'une bonne connaissance des caractéristiques dosimétriques des TLD tels que : la bonne reproductibilité, sensibilité du détecteur et la linéarité de réponse en fonction de la dose, permet d'atteindre une précision de mesure acceptable dans le domaine d'utilisation. La reproductibilité de la réponse des TLD retenue est de 5%. Une telle reproductibilité est jugée tout à fait acceptable pour l'objectif visé.

Les résultats de cette étude s'avèrent satisfaisants, car ils sont en bon accord avec les données publiées dans la littérature. Cette étude fournira donc, aux utilisateurs un outil de vérification qui assure une utilisation efficace des TLD, en dosimétrie in vivo, et en dosimétrie des sources scellées en curiethérapie.

Ces TLD ont servi à mesurer les fonctions et les paramètres dosimétriques définies par le nouveau protocole le TG43.

La fonction de la dose radiale a été mesurée sur l'axe transverse de la source ($\theta=\pi/2$) pour des distances radiales allant de 0.5 à 10 cm, dans un fantôme solide équivalent eau. Les résultats obtenus sont en bon accord avec la littérature car l'écart relatif ne dépasse pas $\pm 2\%$ par rapport aux résultats du TG43.

Pour la fonction d'anisotropie, l'écart relatif moyen ne dépasse pas les 10%. Par comparaison de nos mesures avec les résultats du TG43 et pour des angles supérieurs à 20° , l'écart relatif moyen est de 5% avec un maximum de 11%. On a des écarts un peu plus grands pour les fonctions d'anisotropie à faibles angles, c'est-à-dire pour $\theta < 20^\circ$ l'écart relatif est plus important avec un maximum de 20% et cela est dû à plusieurs raisons, entre autres: au gradient de dose près de la source mais aussi aux conditions expérimentales de notre mesure à savoir les erreurs liées au positionnement et à la taille des TLD. La reproductibilité de nos TLD qui est

prise à 5% alors que celle recommandée par le TG43 est de 1% . On note aussi que pour la détermination de notre fonction d'anisotropie nous avons effectué une seule mesure sur chacun des 14 fantômes (12 distances radiales) alors que dans les publications la même mesure est refaite plusieurs fois, c'est pourquoi l'erreur est inférieure dans la littérature. La constante de débit de dose, Λ , a été calculée à partir des mesures de la dose au point de référence et du débit de kerma de référence mesuré avec une chambre Puits selon les recommandations de l'AIEA. La valeur de la constante de débit de dose que nous avons trouvée, est de l'ordre de ceux retrouvés dans la littérature (les travaux de 'Ballister et *al.*' ainsi que 'Perez et Calatayud').

Malgré la disponibilité et l'exactitude des données théoriques, l'erreur existe sur l'estimation expérimentale de la dose délivrée. Cela est dû au gradient de dose très élevé au voisinage de la source ainsi qu'aux erreurs liées aux détecteurs (taille, positionnement,...). Pour remédier à cela, nous avons utilisé la méthode Monte Carlo qui consiste à simuler la trajectoire d'une particule afin d'évaluer le dépôt d'énergie et de déduire la dose délivrée en chaque point dans l'espace. Simuler la trajectoire d'une particule, c'est reproduire son comportement dans le milieu en prenant en compte l'aspect stochastique des interactions, selon les distributions de probabilité qui décrivent les processus physiques mis en jeu. Ces distributions de probabilités sont déterminées à partir des différentes sections efficaces des interactions qui sont propres au type et à l'énergie de la particule incidente ainsi qu'aux matériaux impliqués.

Pour le calcul des distributions de dose, nous avons utilisé le code de calcul Monte Carlo « PENELOPE ». C'est un code de calcul de classe II qui permet la simulation de la cascade électron-photon dans des géométries complexes. Pour le transport des photons, il prend en considération l'effet photoélectrique, la diffusion Rayleigh, la diffusion Compton et la production de paires, qui sont les effets prédominants dans l'eau pour la gamme d'énergie utilisée en curiethérapie (entre 0.01 et 2 MeV). Le recours à la simulation par le code Monte Carlo PENELOPE en curiethérapie, s'avère nécessaire tant pour se rapprocher du niveau de précision sur les doses absorbées recommandées que pour sa souplesse et sa flexibilité d'utilisation. Sa structure relativement simple, nous a permis d'adapter le programme source principal à nos propres besoins sans intervenir dans la partie traitant le transport des particules et c'est dans cette optique là que notre choix fut orienté vers PENELOPE. Rappelons aussi que c'est le 1^{er} travail qui utilise le code MC PENELOPE en curiethérapie bas débit de dose pour une source scellée.

Nous avons procédé à l'application du programme utilisateur PENMAIN en créant les fichiers nécessaires pour la modélisation de notre dispositif expérimental (source+ fantôme) à savoir le fichier Matériel, le fichier Géométrie et le fichier Input. Dans ce dernier fichier, sont rassemblés les divers paramètres nécessaires à l'exécution du code PENELOPE et la simulation. Tous les renseignements concernant les paramètres de simulation à savoir les paramètres caractérisant la particule primaire, les données concernant les matériaux et la géométrie, les énergies d'absorption et de coupure, le nombre d'histoire à simuler. Les résultats de simulations de la distribution de dose 3D sont donnés dans un fichier data. L'analyse de ce dernier pour le calcul des fonctions dosimétriques a été effectuée à l'aide d'un programme MATLAB

La fonction radiale calculée, en utilisant les distributions de dose simulées par MC PENELOPE est en bon accord avec les résultats de notre travail expérimental, pour des distances radiales allant de 0.5 à 10 cm avec un pas de 0.5cm, du fait que l'écart relatif ne dépasse pas $\pm 6\%$ avec un écart relatif de 2% à des distances inférieures à 3cm, et c'est satisfaisant, vu que l'écart relatif ne dépasse pas les 10% recommandés en curiethérapie.

Pour ce qui concerne la fonction d'anisotropie, les résultats obtenus par simulation MC Penelope sont satisfaisant comparant aux résultats obtenus par Geant4 ainsi que les TLD. L'écart relatif moyen ne dépasse pas les 5%. Pour des angles supérieurs à 20° l'écart relatif moyen est de 4% avec un maximum de 12% et de 13% respectivement et un minimum de 0.1% et de 0.4% respectivement. On a des écarts un peu plus grands pour les fonctions d'anisotropie à faibles angles. Pour des angles inférieurs à 20° , l'écart relatif est plus grand avec un maximum de 14% et de 24% respectivement et cela est dû au gradient de dose près de la source, ce qui aboutit à des erreurs statistiques plus élevées

Le bon accord entre les résultats de simulation et l'expérience nous a permis de relever que le code PENELOPE est bien adapté à notre situation. Cette alternative va permettre de palier à un certain nombre de difficultés notamment les erreurs dues à la mesure expérimentale, ainsi le commissionning et la dosimétrie des sources devienne des tâches très simples pour les physiciens.

Enfin, ce travail s'inscrit dans un programme d'assurance de qualité en curiethérapie. En effet, la bibliothèque de données générée dans ce travail pour la source de ^{137}Cs en curiethérapie bas débit de dose pourra servir dans le TPS et permettre aux physiciens d'utiliser des données réelles au lieu des données tabulées. La disponibilité de ces paramètres dosimétriques avec la précision requise, le traitement devient plus efficace.

REFERENCES

- [1] P.Y. Bondiau : Mise en œuvre et évaluation d'outil de fusion d'imagerie en radiothérapie. Thèse de doctorat.Université de Nice-Sophia Antipolis. UFR Sciences.2004
- [2] J.C. Anctil : Experimental characterization of a low dose rate and a high dose rate Iridium192 prachytherapy source using the AAPM TG-43 dosimetry protocol. Medical physics unit, McGill University, Monreal 1997
- [3] L. Blazy-Aubignac: Contrôle qualité des systèmes de planification dosimétrique des traitements en radiothérapie externe au moyen de code Monte Carlo PENELOPE. Université Toulouse III- Paul Sabatier. UFR Sciences.2007
- [4] F.Salvat , M. José, Fernandez- Varea, J.Sempau : PENELOPE-2008 : A code system for Monte Carlo simulation of electron and photon transport. Workshop Proceedings. Barcelona, Spain2008
- [5] IAEA Tec Doc 1079 calibration of brachytherapy sources.
- [6] K. Deschinkel, F.Galea, C.Roucairol: Optimisation en curiethérapie à haut débit de dose. Université de Versailles de Saint Quentin en Yvelines. France 2006
- [7] J. Venselaar, J. Perez- Calatayaud : A practical guide to quality control of brachytherapy equipment. Grant Agreements N°SPC 2002480/S12.322029
- [8] Ch.O. THIAM : Dosimétrie en radiothérapie et curiethérapie par simulation Monte-Carlo GATE sur grille informatique. Ecole doctorale des Sciences fondamentales. Université Blaise Pascal (U.F.R. Sciences et Technologies). Numéro d'ordre : DU 1771 PCCF T 0708 EDSF 542.octobre 2007.
- [9] La curiethérapie cours de Madame BRAHIMI; magister 2007
- [10] B. Habib : Validation de la plate forme de simulation GATE pour des traitements de curiethérapie impliquant des sources d' ^{125}I ode. Université de Toulouse III- Paul Sabatier. Septembre 2006.

- [11] G.Marinello, M.Tubiana, J.Dutreix ; A.Wambersie : Dosimétrie en curiethérapie. Edition Masson
- [12] P. Jalade : Mesure et modélisation des effets radio biologiques des ions légers sur les cellules tumorales humaines. Université Claude Bernard .Lyon-1. Novembre 2005
- [13] S.Tunq, C.Tsao, R.Dennis, R.Nath, C.Soaes : dose calculation formalism and consensus dosimetry parameters for intravascular brachytherapy dosimetry: recommendation of the AAPM therapy physics committee Task Group N°149. Med Phy, app:4126-4150, Vol34,2007.
- [14] A. Bounemri : Dosimétrie des fils d'iridium 192 Ir utilisé en curiethérapie bas débit de dose : Application du formalisme TG-43. Memoire de magister 2007.
- [15] L. Liu, C.Satish, Prasad and Daniel A.Bassano : Determination of CS137 dosimetry parameters according to the AAPM task group TG-43formalism. Med.Phy, Vol31.pp:0094-2405. Published 2004.
- [16] R.Nath, L.Anderson, G.Luxton, J.F.Williamson, A.S.Meigooni : Dosimetry of interstiel brachytherapy sources : Recommendations of the AAPM radiation therapy committee Task Group TG43.AAPM Report N°51, pp:209-234,Vol22,1995. Med Phy.22(2) 209 (1995)
- [17] S.Chiavassa: development d'un outil dosimétrique personnalisé pour la radioprotection . Doctorat de l'université P.Sabatier.2005
- [18] DJ.Macey, JE.Beyouth, AL.Boyer, Validation of a dose point kernel convolution technique for interstitial dosimetry. Phy.Med.Biol. 40,365-81.1995
- [19] Lv.Spencer : Theory of electron penetration. Phy.Rev, 98.1597-1615.1955
- [20] M. Roger: Méthodes de Monte Carlo. Service de l'état condense. CEA Saclay. Octobre 2008
- [21] A. F.Bialajew ; Fundamentals of the Monte Carlo methods for neutral and charged particle transport. University of MICHIGAN. 11 Février 2000
- [22] C.D. Zerby: A Monte Carlo calculation of the response of gamma ray scintillation counters.

- [23] T. Carlier: Reconstitution 3D complète par modélisation Monte Carlo de la matrice système. Apport aux approches quantitatives à l'iodes 131.These de doctorat.Université de NANTE faculté de médecine. December 2009.
- [24] M.J. Berger : Monte Carlo calculation of the penetration and diffusion of fast charged particles. Methods in computational physics1, Ed, Alder B, Rotenberg M. Academic press, N4, 135-125
- [25] J.Barth, J.Gouriou, Josiane Daures, A.Ostowsky et J.M.bordy: Utilisation de codes de Monte Carlo en métrologie des rayonnements ionisants.CEA/DRT/DIMRI-LNHB,CEA-Saclay.
- [26] K. Meynard : Polymérisation radio induite calcul de dose et modélisation dans le cas d'irradiations prolongées de sources non-scellées. Doctorat Université de Toulouse III-Paul Sabatier spécialité Radio physique et imagerie médicale. Juin 2009.
- [27] A. Azzebouche : Etude par le code Monte Carlo PENELOPE des faisceaux de rayons X par des générateurs de rayons X de base énergie utilisés en radiothérapie. Université des sciences et de la technologie Houari Boumediene. Octobre 2009.
- [28] J. Mazurier : Adaptation du code Monte Carlo PENELOPE pour la métrologie de la dose absorbée : caractérisation des faisceaux de photons X de haute énergie et calcul de facteurs de correction de dosimétrie.N°d'ordre 3402. Mai 1999.
- [29] G. Marinello « propriétés dosimétriques des matériaux RTL usuels ». unité de radiophysique et de radioprotection. CHU Henri Mondor. Créteil
- [30] M. Safak, T. Olgar, G. Berkmen, C.Gorus “ Radiation doses of patients and urologists during percutaneous nephrolithomy” J.Radiol.Prot,29,pp409-415 (2009)
- [31] K.L.Fung, W.B. Gilboy “the effect of beam tube potential variation on gonade dose to patients during chest radiography investigated using high sensivity LIF: Mg, Cu, P thermoluminescent dosimeters”Br.J.Radiol.74,258-367 (2007).
- [32] F. Ballester, J. L. Lluch, M. A. Serrano-Andres, E. Casal, V. Puchades, and Y. Limami, “Monte Carlo calculation of dose rate distributions around the Walstam CDC.K-type ¹³⁷Cs sources,” Phys. Med. Biol.46.2029-2040(2001) .

- [33] D.Baltas, L.Sakelliou, N Zamboglou “The Physics of Modern Brachytherapy for Oncology”. Series in Medical Physics and Biomedical Engineering. University of Wisconsin-Madison, USA. Taylor and Francis.
- [34] J. Perez-Calatayud, D. Granero, F. Ballester, V. Puchades, E. Casal “Monte Carlo dosimetric characterization of the ^{137}Cs selectron/LDRsource: Evaluation of applicator attenuation and superposition approximation effects”. Medical Physics, Vol. 31, No. 3, March 2004
- [35] C.Thomson; T.R.Mackie; M.J.Lindstrom ; P.D.Higging : “The dose distribution surrounding ^{192}Ir and ^{137}Cs seed sources ”. Phy.Med.Biol.1991,vol36,No 475-493.
- [36] W. F. Hanson ;R. Nat ;J. F. Williamson “Update of AAPM Task Group No. 43 Report: A revised AAPM protocol for brachytherapy dose calculations. Med. Phys. 31 .3., March 2004 Larry A. DeWerd
- [37] Nelson.W.R, Hirayama.H and Rogers.D.W.O, “The EGS4 code system.”, Rapport SLAC-265, Standford Linear Accelerator Center, Standford, Californie, 1985.
- [38] I.Kawrakow and D.W Rogers, “The EGSnrc Code System : Monte Carlo simulation of electron and photon transport”, Rapport NRCC PIRS-701, 19 Avril 2002.
- [39] J.F Breismeister “MCNP, A General Monte Carlo N-particle Transport Code – Version 4C“, Manuel LA-13709-M, 10 Avril 2000

Annexe A

Reproductibilité et Facteurs d'étalonnage pour les TLD

Tableau B.1 : Reproductibilité et Facteurs d'étalonnage pour les TLD retenus

	<i>Lecture moyenne</i> (μc)	<i>Ecart type</i> (μc)	<i>R</i>	<i>Facteur d'étalonnage</i> (Gy/ μc)
1	12,645433	0,136504	1%	0,079080
2	15,205579	0,345302	2%	0,065765
3	13,382520	0,659571	5%	0,074724
4	11,869142	0,207846	2%	0,084252
5	14,039045	0,533292	4%	0,071230
6	11,362505	0,460579	4%	0,088009
8	13,989070	0,449778	3%	0,071484
9	14,178857	0,451331	3%	0,070528
10	14,592244	0,221886	2%	0,068530
11	13,869035	0,538609	4%	0,072103
12	11,719105	0,196723	2%	0,085331
13	12,912446	0,562257	4%	0,077445
14	14,845750	0,364600	2%	0,067359
15	13,255909	0,660328	5%	0,075438
16	14,885645	0,587055	4%	0,067179
17	14,818870	0,285832	2%	0,067482
18	13,015683	0,506392	4%	0,076830
20	13,459147	0,350856	3%	0,074299
21	12,299060	0,384318	3%	0,081307
22	14,235572	0,423360	3%	0,070247
24	11,999230	0,434856	4%	0,083339
25	14,542203	0,384751	3%	0,068765
26	14,165771	0,240069	2%	0,070593
27	15,585741	0,591805	4%	0,064161
28	14,495858	0,369098	3%	0,068985
29	13,395686	0,560387	4%	0,074651
30	12,042530	0,425245	4%	0,083039
31	13,788933	0,680221	5%	0,072522
32	13,749144	0,531131	4%	0,072732
33	15,295801	0,315331	2%	0,065377
34	13,919214	0,310483	2%	0,071843
35	13,829215	0,331512	2%	0,072311
36	11,472484	0,179258	2%	0,087165
37	13,488857	0,530754	4%	0,074135
38	14,449023	0,631506	4%	0,069209
39	13,265776	0,453578	3%	0,075382

40	14,425788	0,777967	5%	0,069320
41	14,415369	0,220530	2%	0,069370
42	13,028936	0,286182	2%	0,076752
43	13,722227	0,553022	4%	0,072874
44	13,719001	0,121244	1%	0,072892
45	12,625533	0,253246	2%	0,079205
46	13,392368	0,409919	3%	0,074669
47	13,465760	0,336204	2%	0,074262
48	12,882413	0,426185	3%	0,077625
49	13,982332	0,438216	3%	0,071519
50	14,075548	0,254034	2%	0,071045
51	14,075665	0,494402	4%	0,071045
52	14,672324	0,105987	1%	0,068156
53	13,538996	0,449333	3%	0,073861
54	12,382219	0,153080	1%	0,080761
55	13,519076	0,370000	3%	0,073970
56	13,602420	0,260832	2%	0,073516
57	12,662392	0,415251	3%	0,078974
58	13,919026	0,256320	2%	0,071844
59	11,292215	0,334863	3%	0,088557
60	13,125982	0,205994	2%	0,076185
62	13,775798	0,603435	4%	0,072591
63	13,472648	0,409186	3%	0,074224
64	14,452140	0,250067	2%	0,069194
65	9,788999	0,421545	4%	0,102155
68	11,268853	0,480000	4%	0,088740
69	10,828946	0,579396	5%	0,092345
70	10,235691	0,488092	5%	0,097697
71	10,065704	0,110151	1%	0,099347
72	13,345157	0,338575	3%	0,074934
73	12,428969	0,635059	5%	0,080457
74	13,002186	0,665006	5%	0,076910
76	12,378933	0,578878	5%	0,080782
77	14,185697	0,271539	2%	0,070494
80	14,149010	0,020000	0%	0,070676
81	12,845451	0,381750	3%	0,077849
82	14,145218	0,261024	2%	0,070695
83	12,562214	0,653937	5%	0,079604
84	13,748947	0,312410	2%	0,072733
86	14,472350	0,057735	0%	0,069097
87	14,252209	0,219393	2%	0,070165
88	14,139016	0,165227	1%	0,070726
92	13,615790	0,159478	1%	0,073444
93	12,152278	0,408207	3%	0,082289
94	12,922254	0,339460	3%	0,077386
95	11,565623	0,272091	2%	0,086463

96	12,768991	0,672235	5%	0,078315
97	13,715658	0,162583	1%	0,072909
98	13,099001	0,200749	2%	0,076342
99	13,658880	0,182483	1%	0,073212
101	12,635504	0,540031	4%	0,079142
102	14,125537	0,092916	1%	0,070794
104	14,265550	0,511892	4%	0,070099
105	14,635460	0,619785	4%	0,068327
107	13,612195	0,667633	5%	0,073464
110	13,888934	0,711899	5%	0,072000
111	12,888660	0,482804	4%	0,077588
112	15,332240	0,572043	4%	0,065222
117	14,652222	0,570731	4%	0,068249
118	14,468862	0,655057	5%	0,069114
119	14,622138	0,315647	2%	0,068389
123	14,172049	0,525769	4%	0,070561
124	13,618776	0,350286	3%	0,073428
125	13,971827	0,440151	3%	0,071573
128	12,862136	0,665307	5%	0,077748
130	14,301929	0,687192	5%	0,069921
131	13,925439	0,467155	3%	0,071811
134	14,328726	0,293087	2%	0,069790

Annexe B

La fonction géométrique

Tableau B.1 : Valeurs de la fonction géométrique (en cm^2) calculée en utilisant l'approximation de la source linéaire, pour la source de ^{137}Cs la CDC.K1-K3 (8mm de longueur) pour une couverture angulaire de 0° à 90° et des distances radiales de 0.5 cm à 10 cm avec un pas de 0.5 cm

$G_L(r, \theta)$										
θ	0°	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°	80°	90°
r(cm)										
0,5	11,11111	9,464192	7,230392	5,741491	4,833361	4,195224	3,801671	3,554437	3,417728	3,373705
1	1,190476	1,179808	1,150901	1,111113	1,075478	1,028583	0,995545	0,971153	0,956281	0,951266
1,5	0,478469	0,476894	0,472463	0,465949	0,461444	0,450784	0,444036	0,438789	0,435475	0,434337
2	0,260417	0,259964	0,258677	0,256748	0,256151	0,252083	0,249928	0,248218	0,247123	0,246744
2,5	0,164204	0,164026	0,163519	0,162753	0,162912	0,160868	0,159982	0,159272	0,158814	0,158655
3	0,113122	0,113039	0,112799	0,112436	0,112744	0,111533	0,111105	0,110761	0,110537	0,110460
3,5	0,082713	0,082668	0,082541	0,082347	0,082659	0,081862	0,081631	0,081444	0,081322	0,081280
4	0,063131	0,063105	0,063031	0,062918	0,063200	0,062635	0,062499	0,062389	0,062318	0,062293
4,4	0,049776	0,049760	0,049714	0,049644	0,049889	0,049467	0,049382	0,049314	0,049269	0,049253
5	0,040258	0,040247	0,040217	0,040171	0,040383	0,040055	0,040000	0,039955	0,039925	0,039915
5,5	0,033234	0,033226	0,033206	0,033175	0,033358	0,033096	0,033058	0,033027	0,033007	0,033000
6	0,027902	0,027897	0,027882	0,027860	0,028019	0,027805	0,027778	0,027756	0,027742	0,027737
6,5	0,023759	0,023755	0,023745	0,023728	0,023867	0,023688	0,023669	0,023653	0,023642	0,023639
7	0,020475	0,020472	0,020465	0,020453	0,020575	0,020423	0,020408	0,020396	0,020389	0,020386
7,5	0,017828	0,017826	0,017821	0,017812	0,017919	0,017789	0,017778	0,017769	0,017763	0,017761
8	0,015664	0,015663	0,015658	0,015651	0,015747	0,015633	0,015625	0,015618	0,015614	0,015612
8,5	0,013872	0,013870	0,013867	0,013861	0,013947	0,013848	0,013841	0,013835	0,013832	0,013831
9	0,012370	0,012369	0,012366	0,012362	0,012439	0,012351	0,012346	0,012341	0,012339	0,012338
9,5	0,011100	0,011099	0,011097	0,011093	0,011163	0,011085	0,011080	0,011077	0,011075	0,011074
10	0,010016	0,010015	0,010014	0,010011	0,010074	0,010003	0,010000	0,009997	0,009995	0,009995

Tableau B.2: Fonction géométrique pour une source ponctuelle et linéaire

r(cm)	$G_p(r)=1/r^2$	$G_L(r,0)$
0,5	4,000000	11,111110
1	1,000000	1,190476
1,5	0,444444	0,478469
2	0,250000	0,260417
2,5	0,160000	0,164204
3	0,111111	0,113122
3,5	0,081633	0,082713
4	0,062500	0,063131
4,4	0,049383	0,049776
5	0,040000	0,040258
5,5	0,033058	0,033234
6	0,027778	0,027902
6,5	0,023669	0,023759
7	0,020408	0,020475
7,5	0,017778	0,017828
8	0,015625	0,015664
8,5	0,013841	0,013872
9	0,012346	0,012370
9,5	0,011080	0,011100
10	0,010000	0,010016

Annexe C

La dose radiale

Tableau C.1 : Dose radiale mesurée(D_m) et calculée(D_c) par Penelope pour la source du ^{137}Cs la CDC. K1-K3 dans un fantôme équivalent eau donnée par notre travail.

r(cm)	$D_{m,moy}$ (cGy)	σ (%)	$D_m/D(1\text{cm})$	$D_{c,moy}$ (eV/g)	$D_c/D(1\text{cm})$	σ (%)
0,5	131,38747	6,19	3,48517	6574,28750	4,29359	0,04
1	37,69898	1,50	1,00000	1531,18750	1,00000	0,1
1,5	17,37583	1,01	0,46091	706,80250	0,46160	0,2
2	9,10781	0,58	0,24822	410,87550	0,26834	0,3
2,5	6,11730	0,42	0,16227	262,20200	0,17124	0,4
3	4,19741	0,13	0,11134	179,65850	0,11733	0,4
3,5	3,06600	0,37	0,08133	127,95000	0,08356	0,5
4	2,23506	0,07	0,06327	97,37116	0,06359	0,6
4,5	1,73700	0,15	0,05072	76,19776	0,04976	0,6
5	1,36296	0,07	0,03927	60,21981	0,03933	0,7
5,5	1,19940	0,08	0,03188	49,87505	0,03260	0,8
6	0,94950	0,08	0,02784	41,66714	0,02721	0,8
6,5	0,77288	0,10	0,02315	35,16229	0,02296	0,9
7	0,66471	0,05	0,02028	29,34128	0,01950	1,0
7,5	0,61990	0,06	0,01644	25,41763	0,01660	1
8	0,51701	0,06	0,01438	21,91455	0,01431	1,1
8,5	0,45570	0,06	0,01262	19,11213	0,01248	1,2
9	0,39765	0,05	0,01121	16,72983	0,01093	1,3
9,5	0,37133	0,06	0,00985	14,91574	0,00974	1,4
10	0,32478	0,05	0,00862	13,18758	0,00861	1,5

Annexe D

Tableau D.1 : Fonction d'anisotropie, déterminée expérimentalement, de la source du ^{137}Cs la CDC. K1-K3 dans un fantôme équivalent eau

Degré	$F(0.5,\theta)$	$F(1\text{cm},\theta)$	$F(1.5,\theta)$	$F(2,\theta)$	$F(3,\theta)$	$F(4,\theta)$	$F(5,\theta)$	$F(6,\theta)$	$F(7,\theta)$	$F(8,\theta)$	$F(10,\theta)$
10					0,926	1,014	0,939	0,966	0,922	0,922	1,014
20			0,897	1,030	1,007	0,984	0,996	0,996	0,918	0,965	1,035
30		0,823	0,843	1,038	0,982	1,026	1,063	1,005	1,017	0,944	0,998
40		0,806	0,874	0,988	0,999	1,067	1,036	0,934	0,988	1,007	1,033
50	0,878	0,876	0,991	0,989	1,066	1,045	1,009	0,966	0,927	0,958	1,120
60	1,055	0,901	0,969	0,989	1,002	1,103	1,032	1,027	0,907	1,051	1,003
70	1,047	0,914	0,983	0,968	0,988	1,002	1,057	0,983	0,989	1,072	0,965
80	1,061	0,909	0,830	1,097	0,959	1,157	1,016	0,897	0,996	0,929	0,997
90	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000

Tableau D.2 : Fonction d'anisotropie par simulation Monte Carlo Penelope d'une source du ^{137}Cs la CDC.K1-K3

degré	$F(0,5,\theta)$	$F(1,\theta)$	$F(1,5,\theta)$	$F(2,\theta)$	$F(3,\theta)$	$F(4,\theta)$	$F(5,\theta)$	$F(6,\theta)$	$F(7,\theta)$	$F(8,\theta)$	$F(9,\theta)$	$F(10,\theta)$
10	0,248	0,773	0,713	0,708	0,732	0,764	0,778	0,817	0,763	0,793	0,809	0,969
20	0,304	0,817	0,814	0,839	0,879	0,890	0,897	0,942	0,875	0,897	0,906	1,107
30	0,372	0,874	0,877	0,895	0,925	0,936	0,943	0,986	0,917	0,953	0,944	1,149
40	0,444	0,931	0,908	0,915	0,946	0,951	0,965	1,002	0,929	0,956	0,954	1,161
50	0,528	0,999	0,938	0,945	0,965	0,975	0,979	1,019	0,943	0,978	0,980	1,196
60	0,615	1,036	0,956	0,956	0,971	0,984	0,988	1,023	0,951	0,991	0,979	1,187
70	0,715	1,042	0,971	0,963	0,971	0,989	0,986	1,027	0,952	0,989	0,983	1,210
80	0,837	1,031	0,985	0,971	0,975	0,976	0,977	1,013	0,942	0,975	0,981	1,188
90	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1

Tableau D.3 : Fonction d'anisotropie de la source du ^{137}Cs la CDC. K1-K3 dans un fantôme équivalent eau donnée par le formalisme TG43

Degré	$F(0.5,\theta)$	$F(1,\theta)$	$F(1.5,\theta)$	$F(2,\theta)$	$F(3,\theta)$	$F(4,\theta)$	$F(5,\theta)$	$F(7,\theta)$	$F(10,\theta)$
10			0,887	0,883	0,881	0,881	0,882	0,884	0,889
20		0,97	0,954	0,948	0,944	0,943	0,943	0,944	0,945
30	0,995	0,985	0,977	0,974	0,972	0,971	0,971	0,971	0,972
40	0,997	0,992	0,988	0,986	0,985	0,984	0,984	0,984	0,985
50	0,998	0,996	0,994	0,993	0,992	0,992	0,991	0,991	0,992
60	0,999	0,998	0,997	0,996	0,996	0,996	0,996	0,996	0,996
70	0,999	0,999	0,999	0,998	0,998	0,998	0,998	0,998	0,998
80	1	1	1	1	1	1	1	1	1
90	1	1	1	1	1	1	1	1	1

Tableau D.4 : Fonction d'anisotropie par simulation Monte Carlo 'Géant 4' d'une source de ^{137}CS la CDC.K1-K3 par Perez et Ballister

Degré	$F(0.5,\theta)$	$F(1,\theta)$	$F(1.5,\theta)$	$F(2,\theta)$	$F(3,\theta)$	$F(4,\theta)$	$F(5,\theta)$	$F(6,\theta)$	$F(7,\theta)$	$F(8,\theta)$	$F(10,\theta)$
10	0,894	0,909	0,916	0,921	0,925	0,928	0,931	0,933	0,884	0,937	0,94
20	0,907	0,925	0,932	0,935	0,939	0,942	0,942	0,946	0,944	0,949	0,952
30	0,933	0,947	0,953	0,955	0,958	0,96	0,96	0,962	0,971	0,963	0,967
40	0,958	0,968	0,973	0,974	0,975	0,975	0,975	0,977	0,984	0,977	0,979
50	0,978	0,983	0,987	0,987	0,987	0,987	0,987	0,988	0,991	0,988	0,987
60	0,991	0,993	0,994	0,994	0,994	0,994	0,994	0,994	0,996	0,994	0,994
70	0,998	0,998	0,997	0,997	0,997	0,997	0,997	0,997	0,998	0,997	0,997
80	1	1	1	0,999	0,999	0,999	0,999	0,999	1	0,999	0,999
90	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1

Annexe E

Les interactions des particules

Dans le domaine d'énergie couvert par le code PENELOPE, les interactions dominantes pour les photons sont la diffusion cohérente (Rayleigh), la diffusion incohérente (Compton), l'effet photoélectrique et la production de paire. Les interactions possibles des particules chargées avec la matière sont la diffusion élastique, les collisions inélastiques, l'émission de rayonnement de freinage et l'annihilation pour les positrons. Les sections efficaces utilisées par le code PENELOPE sont présentées dans le tableau suivant.

Le code PENELOPE utilise à la fois, des sections efficaces sous forme analytiques (diffusions photoniques, diffusion inélastique et annihilation) et des sections efficaces sous forme tabulées. Des informations complémentaires peuvent être recueillies dans Salvat *et al* (2003).

Tableau E.1 : les sections efficaces du code PENELOPE

<i>Interactions</i>	<i>Sections efficaces</i>
	<i>photons</i>
<i>Diffusion Rayleigh</i>	Sections efficaces différentielles de Born
<i>Diffusion Compton</i>	Sections efficaces différentielles de Klein-Nishina corrigées des effets dus aux électrons liés. Direction de l'électron et énergie du photon calculées à partir des lois de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement
<i>Effet photoélectrique</i>	Sections efficaces obtenues à partir du LLNL Evaluated Photon Data Library. Direction de l'électron échantillonnée à partir des sections efficaces de Sauter
<i>Création de paire</i>	Sections efficaces obtenues à partir du programme XCOM de Berger et Hubbell. Energie initiale échantillonnée à partir des sections efficaces de Bethe-Heitler
	<i>Electrons et positrons</i>
<i>Diffusion élastique</i>	Sections efficaces obtenues à partir d'un programme créé par Salvat
<i>Collision inélastique</i>	Sections efficaces différentielles de Born en utilisant le modèle de force d'oscillateur généralisé de Sternheimer-Liljequist
<i>Rayonnement de freinage</i>	Sections efficaces de Bethe-Heitler modifiées par Salvat et Fernandez-Varea.
<i>Annihilation positron</i>	Sections efficaces différentielles de Heitler.