

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE
HOUARI BOUMEDIENE

FACULTE DE PHYSIQUE



MEMOIRE

Présenté pour l'obtention du diplôme de MAGISTER

EN : PHYSIQUE

Spécialité : Physique Médicale

Par: **Hank Messaoud**

Sujet :

***Dosimétrie en Curiethérapie Basée sur les
Kernels du Dépôt d'Energie***

Soutenu publiquement le 04/07/2010 devant le jury de soutenance composé de :

Mr A. KELLOU	Professeur à l'USTHB	Président
Mme N. KHELASSI-TOUTAOU	Chargée de Recherche au CRNA	Rapporteur
Mr M. BENGUERBA	Maitre de conférences à l'USTHB	Examineur
Mme Z. BRAHIMI	Chargée de Recherche au CRNA	Examinatrice
Mr M. MAHIOU	Chargé de Recherche, CPMC	Examineur

Remerciements

Ce travail a été effectué au laboratoire de physique Médicale du Centre de Recherche Nucléaire d'Alger, 'CRNA' sous la direction de Mme N. Khelassi-Toutaoui, chargée de recherche. Je la remercie pour m'avoir accueillie au sein du laboratoire et pour son suivi permanent tout le long de ma formation. Je tiens particulièrement à la remercier pour tous les efforts qu'elle a consentis dans la correction de ce mémoire.

Mes vifs remerciements vont à Monsieur A. Kellou pour avoir accepté de présider le jury de soutenance ainsi que Madame Z. Brahimi-Sakhri, Messieurs M. Benguerba et M. Mahiou pour avoir accepté de participer au jury.

Je n'oublierai pas de remercier particulièrement Madame A. Frahi-Amroun, Messieurs A. C. Chami, A. Amoukrane ainsi que tous mes professeurs.

Mes remerciements vont aussi à Monsieur A. Toutaoui pour son aide et ces précieux conseils durant toute ma formation.

Enfin, je tiens à présenter ma gratitude à tous ceux qui ont contribué de près ou de loin au bon déroulement de ce travail.

Résumé

La curiethérapie est une des techniques de la radiothérapie, elle consiste à placer des sources radioactives au voisinage ou à l'intérieur de la tumeur. Son défi consiste à pouvoir délivrer à la tumeur la dose d'irradiation nécessaire à son éradication tout en évitant d'irradier les tissus sains avoisinants au-delà de leur seuil de tolérance.

Contrairement à la radiothérapie externe qui fait appel aux mesures dosimétriques *in vivo* et sur fantôme, la dosimétrie en curiethérapie se réfère surtout aux distributions de doses déterminées par calcul, car l'expérience est limitée par: le gradient de dose très élevé au voisinage des sources radioactives, les erreurs de positionnement du détecteur.

Le travail a consisté à utiliser la méthode Monte Carlo qui est une méthode stochastique de résolution des intégrales numériques pour une évaluation dosimétrique en curiethérapie. La modélisation Monte Carlo exige la définition de la particule source, la géométrie dans laquelle les particules sont transportées, de connaître le type d'interaction et la méthode de transport de ces particules dans le milieu et la géométrie choisie.

Le code de calcul utilisé est l'EGSnrc pour la simulation des Kernels du dépôt d'énergie de sources ponctuelles de photons isotropiques EDK qui serviront aux calculs des distributions des doses autour des sources radioactives par la méthode de convolution. Le passage d'une source ponctuelle à une source de longueur L_s est possible en utilisant la méthode de convolution.

Une simulation directe de la distribution de dose autour d'un fil d'Iridium a été réalisée. Pour cela, le code utilisateur DOSRZnrc a été utilisé pour simuler ce fil d'iridium dans une géométrie cylindrique. Le résultat de cette simulation a servi à évaluer la précision de la méthode précédente.

Tables de matières

Introduction	1
I. Sources et modèles de calcul de dose utilisés en curiethérapie.....	5
I.1 Choix des sources radioactives	5
I.2 Caractéristiques physiques et modes de spécification des sources.....	6
I.2.1 Production.....	6
I.2.2 Caractéristiques physiques.....	6
I.2.3 Modes de spécification.....	7
I.2.3.1 Le débit de kerma de référence.....	7
I.2.3.2 L'activité apparente ou équivalente.....	8
I.2.3.3 L'intensité du débit de kerma.....	8
I.3 Les sources couramment utilisées en Curiethérapie.....	8
I.3.1 Le Césium-137.....	8
I.3.2 L'Iridium-192.....	9
I.3.3 L'Iode-125.....	11
I.3.4 Le Palladium-103.....	12
I.3.5 Le Cobalt-60.....	12
I.4 Modèles et formalismes de calcul de dose.....	13
I.4.1 Formalisme classique.....	14
I.4.2 Formalisme AAPM-TG43.....	15
I.4.2.1 Approximation d'une source linéaire.....	19
I.4.2.2 Approximation d'une source ponctuelle.....	20
I.4.3 Méthode de Convolution.....	20
I.4.4 Méthode Monte Carlo.....	22
I.4.4.1 Méthode Monte Carlo dans le transport des photons.....	22
I.4.4.2 Technique de calcul 'scoring '.....	23
II. Le code de simulation de Monte Carlo 'EGSnrc'	25
II.1 Théorie de la méthode Monte Carlo dans le transport des particules.....	26
II.1.1 Algorithme élémentaire dans le transport des photons.....	26
II.1.2 Échantillonnage des processus d'interaction des photons.....	28
II.2 Le Transport Monte-Carlo pour le Calcul de Doses des Rayonnements.....	31
II.3 Eléments de la technique Monte-Carlo.....	32
II.4 Bases physiques de transport des photons et des électrons.....	34
II.4.1 Processus d'interaction des photons.....	34

II.4.2 Processus d'interaction des électrons.....	35
II.5 Les paramètres de simulation.....	38
II.6 Générateurs des nombres aléatoires.....	41
II.7 Données des matériaux PEGS4.....	41
II.8 Technique de réduction de variance.....	41
III. Matériels et méthodes.....	43
III.1 Le code utilisateur 'EDKnrc'.....	43
III.1.1 Géométrie de simulation.....	43
III.1.2 Processus de simulation des kernels de dépôt d'énergie.....	46
III.2 Choix des paramètres optimaux de simulation.....	48
III.2.1 Effet de liaison dans la diffusion Compton (diffusion incohérente).....	49
III.2.2 Diffusion de Rayleigh.....	49
III.2.3 Relaxation atomique.....	49
III.2.4 Section efficace de freinage.....	49
III.2.5 Simulation de l'émission angulaire d'un photo-électron.....	50
III.2.6 Les algorithmes de transport des électrons à travers les frontières (BCA).....	50
III.2.7 Algorithmes de transport des électrons.....	50
III.2.8 Effet du spin relativiste de l'électron.....	50
III.3 Calcul de distribution de dose autour d'un fil d'Iridium.....	50
III.4 Simulation directe d'un fil d'Ir-192.....	53
III.4.1 Le code utilisateur DOSRZnrc.....	53
III.4.1.1 Le fichier d'entrée des données (fichier input).....	54
III.4.1.2 Le fichier résultats 'EGSLST'.....	55
III.4.2 Source et spectre d'Iridium.....	55
IV. Résultats et discussions.....	58
IV.1 Choix des paramètres de transport Monte Carlo.....	58
IV.1.1 Effet de liaison dans la diffusion Compton (diffusion incohérente).....	58
IV.1.2. Sections efficace de rayonnement de freinage.....	59
IV.1.3 Simulation de l'émission angulaire d'un photoélectron.....	60
IV.1.4 Diffusion de Rayleigh (diffusion cohérente).....	61
IV.1.5 Relaxation atomique.....	62
IV.1.6 Seuil d'énergie et énergie de coupure photon et électron.....	64
IV.1.7 Les algorithmes de transport des électrons à travers les régions frontières (BCA)....	65
IV.1.8 Effet du spin relativiste de l'électron (spin-effets).....	66
IV.1.9 Les algorithmes de transport.....	67

IV.2 Simulation des Kernels de dépôt d'énergie EDKs.....	70
IV.3 Distributions de dose autour des fils d'Iridium par la méthode de Convolution.....	73
IV.3.1 Effet de taille de voxel.....	73
IV.3.2 Effet de la taille des segments.....	74
IV.3.3 Courbes isodoses.....	76
IV.3.4 Facteur géométrique d'une source linéaire.....	78
IV.3.5 Fonction de dose radiale.....	79
IV.3.6 Fonction d'anisotropie.....	81
IV.4 Simulation directe d'un fil d'Ir-192 par le code DOSRZnrc.....	83
IV.5 Comparaison entre la méthode de convolution et la simulation directe.....	86
Conclusion.....	89
Bibliographie.....	93
Annexe A.....	96
Annexe B.....	100
Annexe C	104
Annexe D.....	106
Annexe E.....	107

INTRODUCTION

La mesure de la distribution de dose à l'intérieur du patient est pratiquement impossible à cause de la complexité de la géométrie du patient. Pour connaître le plus exactement possible la dose délivrée aux tissus par ces rayonnements, des logiciels basés sur les méthodes de Monte Carlo ont été développés et utilisés dans le domaine médical. Avec le développement de la capacité des systèmes de calculs, l'application des méthodes de Monte Carlo a permis de mieux prendre en compte les effets des rayonnements et calculer la dose à des endroits du corps inaccessibles à la mesure. Un des domaines d'application de la méthode Monte Carlo est la curiethérapie.

Mondialement, près de 10 à 20 % de traitement dans un département de radiothérapie est effectué par la curiethérapie. Au niveau national, 10% des traitements sont réalisés par la curiethérapie dont 95% pour le traitement de Col utérin et 5% dans le traitement du cavum.

La curiethérapie est une méthode de traitement des tumeurs accessibles de petits volumes avec des sources radioactives scellées. Elle peut être utilisée seule ou associée à la radiothérapie. La dose est délivrée d'une façon continue ou fractionnée sur des durées limitées d'implantations (implantations temporaires) ou pour une durée illimitée d'implantation (implantation permanente).

La curiethérapie a été introduite juste après la découverte du radium par Pierre et Marie Curie en 1898. Dans l'année 1903, la première utilisation du ^{226}Ra dans le traitement des affections cutanées (cancer de la peau) a été réalisée, ce qui représente le début de la thérapie de contact. Quelques années plus tard, le radium est devenu le radioélément de base dans les techniques de curiethérapie jusqu'aux années Soixante.

Dans les années Cinquante, la production des radioéléments artificiels a été rendue possible grâce à l'utilisation des réacteurs nucléaires. Ce qui a élargi les indications et le champ d'application de la curiethérapie.

De nos jours, plusieurs radioéléments sont utilisés sous différentes formes et tailles entre autres : ^{192}Ir , ^{125}I , ^{103}Pd , ^{137}Cs en grains, l' ^{192}Ir en fil et le ^{137}Cs en tube.

Initialement, la curiethérapie était pratiquée à bas débit (LDR). Par la suite, la curiethérapie à haut débit et à débit pulsé ont fait leur apparition vers la fin des années 90. Actuellement, nous pouvons classer la pratique en curiethérapie selon le débit de dose en :

- Curithérapie à faible débit de dose 'BDD' (entre 0.4 et 2 Gy/h avec des activités entre 10 et 20 mCi).
- Curithérapie à moyen débit de dose (entre 2Gy/h et 12 Gy/h).
- Curithérapie à haut débit de dose 'HDD' (supérieur à 12Gy/h avec des activités entre 5 et 20 Ci).
- Curithérapie à débit de dose pulsé 'DDP' (entre 0.4 et 2 Gy/h avec des activités entre 5 et 20 Ci).

Le HDD et le DDP tendent à remplacer graduellement le LDR dans la majorité des traitements.

Il existe différents types d'implémentation :

- la curiethérapie interstitielle où la source est implantée directement dans la tumeur,
- la curiethérapie endocavitaire où la source est implantée dans des cavités proches de la tumeur,
- les implantations intraluminales où le radioélément est introduit dans des tubes pour le traitement des vaisseaux sanguins ou des branches pulmonaires,
- la curiethérapie à moulage de surface.

Une mesure directe de la dose proche d'une source scellée est difficile à cause des incertitudes de positionnement des dosimètres et le gradient de dose élevée dans ces régions. Par conséquent, pour la détermination de la dose à proximité d'une source scellée, on a le plus souvent recours à des modèles de calcul de dose.

Le formalisme de calcul de dose le plus réaliste actuellement à été proposé par l'Association Américaine de Physique Médicale 'AAPM', TG 43 (1985). Ce formalisme est basé sur la spécification des paramètres influant sur la dose délivrée pour chaque type de source selon la conception et la composition de la source. Ces paramètres sont définis, soit par une mesure directe en utilisant des détecteurs miniatures dans un fantôme équivalent eau, soit par simulation en utilisant la méthode de Monte Carlo. Ce formalisme a été mis à jour dans le rapport TG43 U1 en raison du développement de nouvelles sources [1,2,3].

D'autres techniques sont utilisées pour le calcul de la distribution de dose autour d'une source scellée. Le calcul peut se faire analytiquement en utilisant le formalisme classique [4] où grâce à la technique de convolution entre la fonction de répartition de la distribution spatiale de la source (la fonction excitatrice) et les kernels (la réponse) [5,6,7] ou par simulation Monte Carlo moyennant des codes de calculs appropriés [8,9].

Les kernels de dépôt d'énergie (EDK) décrivent la fraction de dépôt d'énergie par unité de masse et de fluence. C'est la réponse de l'interaction d'un photon avec le milieu décrit par les processus élémentaires physiques d'interaction des rayonnements avec la matière. L'exactitude de ces Kernels dépend de la précision du modèle physique inclus dans la détermination de ces Kernels.

Plusieurs approches peuvent être utilisées dans la détermination de ces Kernels de dépôt d'énergie: analytique, empiriques et Monte Carlo. La méthode Monte Carlo répond à ce besoin de précision par la prise en charge de la majorité des processus d'interaction et du transport des particules (photons et électrons) dans la matière. Cette méthode est basée sur le concept probabiliste par l'échantillonnage des parcours des particules, de l'orientation et du processus d'interaction qui aura lieu etc.... Ces quantités sont échantillonnées selon des fonctions de distributions des densités de probabilité à partir de nombres aléatoires distribués uniformément sur l'intervalle [0, 1].

Les applications de la méthode Monte Carlo étaient focalisées dans le domaine de la physique nucléaire et la physique des particules de haute énergie. Après la 2^{ème} guerre mondiale, la méthode Monte Carlo a été orientée vers les applications médicales. Parmi les différents codes Monte Carlo le plus souvent utilisés en dosimétrie des rayonnements, nous pouvons citer : ETRANT/ITS EGS4, EGSnrc, MCNP4 et MCNP5, PENELOPE, GEANT3 et GEANT4 [10-16].

Le code Monte Carlo EGSnrc a été conçu pour la simulation du transport des électrons et des photons ayant une énergie comprise entre 1keV et quelques dizaines de GeV dans des matériaux simples et composés [17]. Des études ont montré que ce dernier est classé comme étant le premier code utilisé dans le domaine de la physique médicale pour son utilisation pour la gamme d'énergie couvrant toutes les applications de la physique médicale du diagnostic à la thérapie sous ses différentes formes (radiothérapie externe, curiethérapie). De plus, l'amélioration des algorithmes de transport des électrons ainsi que la prise en charge de certains phénomènes physiques plus en détail et enfin sa disponibilité fut de ce code, le code par excellence en physique médicale [18,19].

Le calcul de distribution de dose par la méthode de Monte Carlo autour d'une source scellée peut se faire soit par une simulation directe de la source où par la méthode de convolution utilisant les kernels déterminés par la méthode Monte Carlo et la fluence énergétique. L'objectif de ce travail consiste à utiliser la méthode Monte Carlo pour l'évaluation des paramètres dosimétriques en curiethérapie. C'est une méthode très adaptée pour la résolution des problèmes de transport des particules, d'où son intérêt dans la modélisation du transport des particules dans les milieux biologiques. La modélisation Monte Carlo exige la définition de la particule source, la géométrie dans laquelle les particules sont transportées, de connaître le type d'interaction et la méthode de transport de ces particules dans le milieu et la géométrie choisie.

Le code Monte Carlo EGSnrc a été utilisé pour simuler des kernels de dépôt d'énergie (EDK) de sources ponctuelles de photons isotropiques allant de 50 KeV à 2 MeV dans une géométrie sphérique grâce au code utilisateur 'EDKnrc'. Ces kernels serviront à calculer des distributions de dose (2D), autour des fils d'Iridium 192 non filtrés de différentes longueurs. Le passage d'une source ponctuelle à une source étendue de longueur L est possible par l'utilisation de la méthode de convolution.

Une simulation Monte Carlo directe des distributions de dose autour des mêmes fils d'Ir192 a aussi été réalisée dans une géométrie cylindrique en utilisant le code utilisateur 'DOSRZnrc' du code Monte Carlo EGSnrc pour valider les résultats de l'algorithme de convolution basé sur les Kernels générés par la méthode Monte Carlo [20,21].

Le mémoire est structuré en quatre principaux chapitres. Dans le chapitre 1, nous exposerons les sources couramment utilisées en curiethérapie, leurs caractéristiques physiques et leurs modes de spécification ainsi que les différents modèles et formalismes de calcul de dose.

Le chapitre 2 sera consacré au code de simulation Monte Carlo EGSnrc utilisé pour la détermination des 'EDKs'. Nous détaillerons la structure et exécution du code, les bases physiques de transport des photons et des électrons ainsi que la technique de réduction de variance. Dans le chapitre 3, nous décrirons le matériel utilisé et la méthodologie adoptée. Le chapitre 4 regroupe l'ensemble des résultats que nous avons obtenus et leurs discussions. Et enfin, une conclusion générale terminera ce travail.

Chapitre 1

Sources et modèles de calcul de dose utilisés en Curiethérapie

La découverte de la radioactivité naturelle par Becquerel et le radium, ^{226}Ra , par Pierre et Marie Curie représente le début de la radiothérapie. De nos jours, le ^{226}Ra n'est plus utilisé pour des raisons de radioprotection (production de Radon, ^{222}Rn , gaz radioactif). A partir des années soixante, le ^{226}Ra a été remplacé par des radioéléments artificiels tels que le Césium (^{137}Cs) et le Cobalt (^{60}Co). Les grains d'or (^{189}Au) ont remplacés le ^{222}Ra . Le Tantale (^{182}Ta) a été remplacé par l' ^{192}Ir dix années après son introduction en clinique. D'autres radioéléments ont été introduits progressivement et ont fait élargir les indications de la curiethérapie comme le Palladium (^{103}Pd), l'iode (^{125}I), le Phosphore (^{32}P), le Strontium (^{90}Sr) et l'Yttrium (^{90}Y). L'utilisation d'un radioélément, pour tel ou tel type d'indication, dépend principalement de la forme de la source, de son débit de dose et de sa demi-vie. Les sources de faible demi-vie et de faible débit de dose comme le ^{103}Pd et ^{125}I sont recommandées pour les implants permanents (implantation de durée illimitée). Pour les implants temporaires (implantation de durée limitée), il est recommandé d'utiliser les sources de longue demi-vie avec un débit de dose haut ou bas ou même pulsé.

En général, les implémentations endocavitaires sont temporaires alors que les implantations interstitielles peuvent être permanentes ou temporaires. D'autres types de traitement sont utilisés tels que : la curie à moulage de surface (traitement des tumeurs situées à la surface de la peau), la curiethérapie endoluminale (traitement des surfaces internes des bronches ou des vaisseaux) ainsi que la curiethérapie ophtalmique en utilisant des émetteurs γ et β [22].

I.1 Choix des sources radioactives

Les sources couramment utilisées en curiethérapie sont des sources scellées émettrices γ ou β selon l'indication. D'après les normes fondamentales de l'agence internationale de l'énergie atomique, AIEA (BSS-115) : *une source scellée est une substance radioactive, enfermée de manière permanente dans une enveloppe ou intimement liée et sous forme solide. L'enveloppe ou le matériau d'une source scellée doit présenter une résistance suffisante pour garantir*

l'étanchéité dans les conditions d'emploi et d'usure pour lesquelles la source a été conçue, et en cas d'anomalie prévisible [23].

Dans la suite de ce travail, nous ne considérerons que les sources radioactives émettrices de rayonnements γ . Les caractéristiques recommandées pour une source idéale sont:

- énergie optimale entre 0.2 et 0.4 MeV pour assurer une meilleure protection du patient et du personnel.
- longue demi-vie pour les radioéléments utilisés comme implants temporaires afin d'éviter le remplacement fréquent de la source et la correction de la décroissance radioactive durant le traitement.
- absence de production de radioéléments volatils et de particules chargées, sinon facilement filtrable, en utilisant la gaine.
- une activité spécifique élevée pour la fabrication de sources miniatures et un matériau non soluble et non toxique.
- les sources doivent être fabriquées sous différentes formes et tailles (aiguilles, fils flexibles, grains,...).

I.2 Caractéristiques physiques et modes de spécification des sources

I.2.1 Production

Tous les radioéléments utilisés actuellement en curiethérapie sont artificiels. Ils sont produits par bombardement d'une cible dans un état stable par un flux des neutrons. Ces neutrons sont produits par fissions spontanées des noyaux lourds (exemple l'Uranium) dans un réacteur nucléaire, on obtient un noyau (élément père) dans son état excité qui se désexcite par émission gamma. L'élément obtenu se transforme par : émission de particules α (cas des particules lourdes), désintégration $\beta^{\pm}$ ou par capture électronique pour donner un autre élément radioactif (élément fils). Dans le cas des émetteurs β^+ et β^- , l'élément fils se désexcite à son tour vers un état stable par émission de photons γ et des raies caractéristiques dans le cas d'une capture électronique ou conversion interne.

I.2.2 Caractéristiques physiques

Les caractéristiques physiques d'un radioélément utilisé en curiethérapie sont :

- Le spectre énergétique : en réalité les photons émis par les sources radioactives ne sont pas monoénergétiques, ces photons définissent un ensemble des raies de différente énergie et

intensité/fréquence lors d'une désintégration radioactive. Ce spectre est modifié par la présence de l'encapsulation et de l'autoabsorption de la matière radioactive.

- L'énergie moyenne : l'énergie moyenne d'une source radioactive est l'énergie moyennée sur toutes les énergies des photons émis, elle est donnée par l'expression suivante:

$$\bar{E} = \frac{\sum_i f_i E_i}{\sum_i f_i} \quad (1.1)$$

Où (f_i) est la probabilité d'émission des photons d'énergie E_i ,

- L'activité spécifique d'un radioélément : c'est l'activité par unité de masse, elle est donnée par l'expression suivante:

$$A_{specific} = \frac{A}{m} = \frac{\lambda \cdot N}{M} \quad (1.2)$$

La demi-vie (période radioactive) : Cette grandeur, définit l'intervalle de temps au bout duquel le nombre initial d'atomes radioactifs est réduit à moitié. Elle est donnée par l'expression :

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda} \quad (1.3)$$

λ : Constante de désintégration de l'élément radioactif.

I.2.3 Modes de spécification

Les modes de spécification des sources scellées émettrices γ utilisées en curiethérapie sont :

I.2.3.1 Le débit de Kerma de référence

Le Kerma (Kinetic energy relaxed per unit of mass) est défini comme étant la somme de toutes les énergies cinétiques E_{tr} perdues par les photons et transférées à des particules secondaires de première génération par unité de masse du milieu.

La grandeur dosimétrique recommandée actuellement pour la spécification d'une source émettrice γ en curiethérapie est le débit de Kerma de référence dans l'air $\dot{K}_{air}(d_{ref})_{air}$ défini par l'ICRU 'International Commission of Radiation and Units ' comme étant le débit du Kerma-air dans l'air à une distance de référence, $d_{ref} = 1m$ [24]. L'unité du débit de Kerma de référence dans l'air dans le système international est le $[\mu Gy/h]$ en bas débit de dose (BDD) et le $[mGy/h]$ en hauts débit de dose (HDD).

I.2.3.2 L'activité apparente ou équivalente

Les sources réelles de dimensions finies sont fréquemment entourées de gaines métalliques ce qui conduit à distinguer une activité réelle d'une activité apparente ou équivalente. L'activité apparente est exprimée en 'mCi' ou en 'MBq'. Elle peut être calculée à partir du débit du kerma dans l'air mesuré à une distance radiale (r) sur l'axe transversal de la source en utilisant l'expression:

$$A_{app} = \frac{\dot{K}(r)_{air}}{\Gamma_{\delta} \cdot b(r)} \cdot r^2 \quad (1.4)$$

Γ_{δ} : constante de débit de Kerma, exprimée en $\left[\frac{\mu Gy \cdot m^2}{h \cdot MBq} \right]$

La valeur de l'indice δ dans la constante de débit de kerma définit le seuil des énergies des photons non pénétrants. Ces photons sont absorbés localement. Le constant $b(r)$ décrit l'effet de l'atténuation par l'air et de diffusion par le mur dans la salle de mesure.

I.2.3.3 L'intensité du débit de Kerma-air dans l'air

Récemment, un groupe de travail de l'association Américaine de Physique Médicale AAPM-TG43 et TG149 a introduit le concept d'intensité de débit de Kerma, donné par [3,25] :

$$S_k = \left(\dot{K}_{air}(d) \right)_{air} d^2 \quad (1.5)$$

Exprimée en [U] avec : $1.U = \frac{1 \cdot \mu Gy \cdot m^2}{h}$

I.3 Les sources couramment utilisées en Curiethérapie

I.3.1 Le Césium-137 :

Le ^{137}Cs est extrait des produits de fission de l' ^{235}U . C'est un radioélément émetteur β^- avec une probabilité de 94% et une énergie maximale de 0.514MeV, pour donner le Baryum instable, $^{137}\text{Ba}^*$. L'équation suivante montre le mode de désintégration du $^{137}_{55}\text{Cs}$:



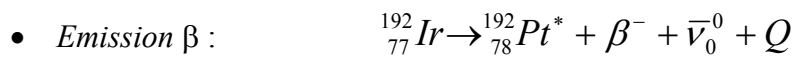
Le $^{137}\text{Ba}^*$ se transforme au Baryum stable avec une probabilité de 90% par émission de photons γ d'énergie moyenne de 0.615MeV et un pic énergétique de 0.662MeV et 10% par conversion interne suivie par une fluorescence (rayons caractéristiques 'X') et l'effet Auger (des électrons Auger). Ce sont ces photons qui sont utilisés en curiethérapie. La large

utilisation du ^{137}Cs est due à sa longue demi-vie (30.07ans). Les sources de ^{137}Cs ont remplacé les sources de $^{226}_{88}\text{Ra}$ vers les années 60. Ses avantages majeurs résident dans le fait qu'il exige moins de protection par rapport au $^{226}_{88}\text{Ra}$, de plus la substitution des sources s'est effectuée sans modification des techniques d'application.

Meisberger a comparé les valeurs calculées et mesurées du rapport de dose air-eau pour le $^{137}_{55}\text{Cs}$ et le $^{226}_{88}\text{Ra}$ pour des distances radiales inférieures à 10cm [22]. Il a constaté que le rapport est le même, ce qui signifie que leurs caractéristiques dosimétriques sont identiques. Les sources scellées de ^{137}Cs se trouvent dans le commerce sous forme d'aiguilles, de tubes et de grains. Elles sont utilisées en curiethérapie temporaire à BDD : interstitiels, intracavitaires et à moulage de surface

I.3.2 L'Iridium-192

L' ^{192}Ir est produit à partir de l'activation neutronique de l'Iridium naturel. Il présente des spectres complexes (β et γ). Il se désintègre en mode β^- vers le ^{192}Pt avec une probabilité de 95% et par CE vers l'Osmium, ^{192}Os , dans 5% des cas. Les deux modes de désintégration de l' ^{192}Ir sont donnés par les équations ci-dessous :



Avec une quantité d'énergie libérée Q de 1.4597MeV.



Avec une quantité d'énergie libérée Q de 1.0462MeV.

La figure 1.1 montre le schéma de désintégration de l' ^{192}Ir avec les spectres d'émissions des rayonnements β^- et γ et les différentes probabilités associées des états excités.

Les sources d' ^{192}Ir ont remplacé les sources de ^{192}Ta . Elles présentent une énergie moyenne des γ de 0.37 MeV (avec une énergie maximale autour de 0.61/1.38MeV). Ce qui réduit l'exposition du personnel et exige moins de protection que le ^{137}Cs et le ^{60}Co . Les sources scellées d' ^{192}Ir se trouvent, dans le commerce, sous forme de fils, d'épingles simples ou doubles et de grains. La figure 1.2 schématise un train de sources constitué d'un ensemble de grains. Les fils sont souples, maniables, réutilisables et peuvent être coupés aux dimensions

recherchées. L'activité spécifique de l' ^{192}Ir a permis la fabrication de grains de très petit volume ce qui s'adapte très bien aux techniques modernes, c'est pourquoi l' ^{192}Ir se considère actuellement comme étant le radioélément de base de la curiethérapie. Il est utilisé en curiethérapie temporaire à BDD, à HDD et à DDP.

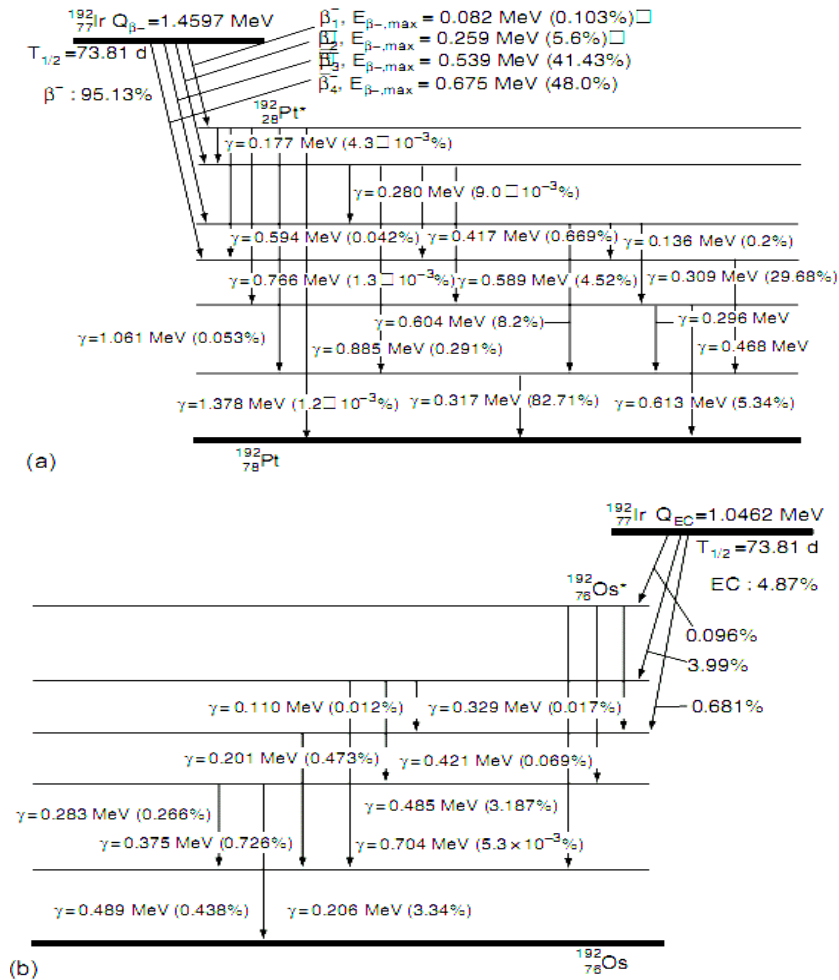
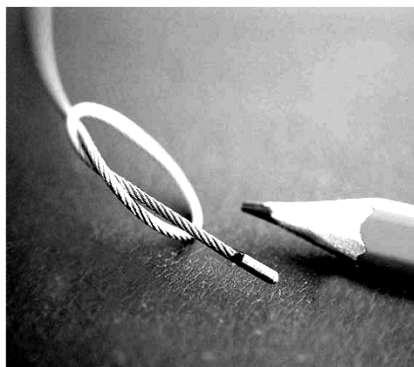
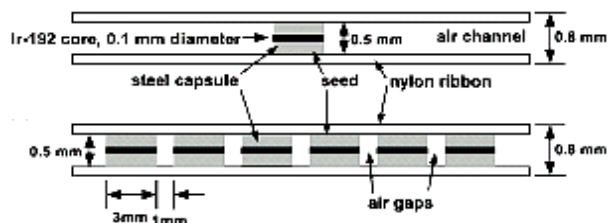


Figure 1.1 : Modes de désintégration de l'Iridium-192. (a) Désintégration β^- . (b) Désintégration CE



(a)

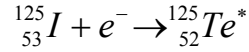


(b)

Figure 1.2 : (a) Grain d' ^{192}Ir (b) Train de sources d' ^{192}Ir
La matière grise est la gaine en acier, la matière noire est le corps radioactif $\text{Pt} / ^{192}\text{Ir}$ [22].

I.3.3 L'Iode-125 :

L'iode se désintègre en mode 'capture électronique' et donne l'élément Tellure, ^{125}Te , avec une intensité d'émission des rayonnements gamma de 7% et des rayons 'X' caractéristiques de 93% avec une quantité d'énergie libérée de 0.1858 MeV.



Cette source est utilisée dans les implants permanents ou temporaires BDD. Les implants permanents sont utilisés pour le traitement du cancer des poumons, du pancréas, du sein et de la prostate [22]. Les implants temporaires sont plus utilisés en pédiatrie. Grâce à la faible énergie moyenne émise par l' ^{125}I (0.035 MeV), une faible protection est nécessaire (0.03 mm Pb) ce qui lui permet un bon stockage par rapport à l' ^{192}Ir , le ^{137}Cs ou le ^{60}Co . A cause de la forme de la gaine de la source d' ^{125}I (gaine doublée) et de son spectre énergétique compris entre 0.032 MeV et 0.072 MeV, la présence du matériau d'encapsulation et du fil d'argent rend compliqué le calcul de dose délivrée en un point autour de la source comparé au Césium et au Cobalt.

Amersham a fabriqué trois types de sources d' ^{125}I (figure 1.3): le modèle 6701, le modèle 6702 et le modèle 6711. Ils sont identiques en dimensions et tailles de la gaine. Par contre, la structure de la source active est différente. La présence de la soudure en Titane aux extrémités de la gaine cause l'anisotropie de la distribution de dose autour de la source.

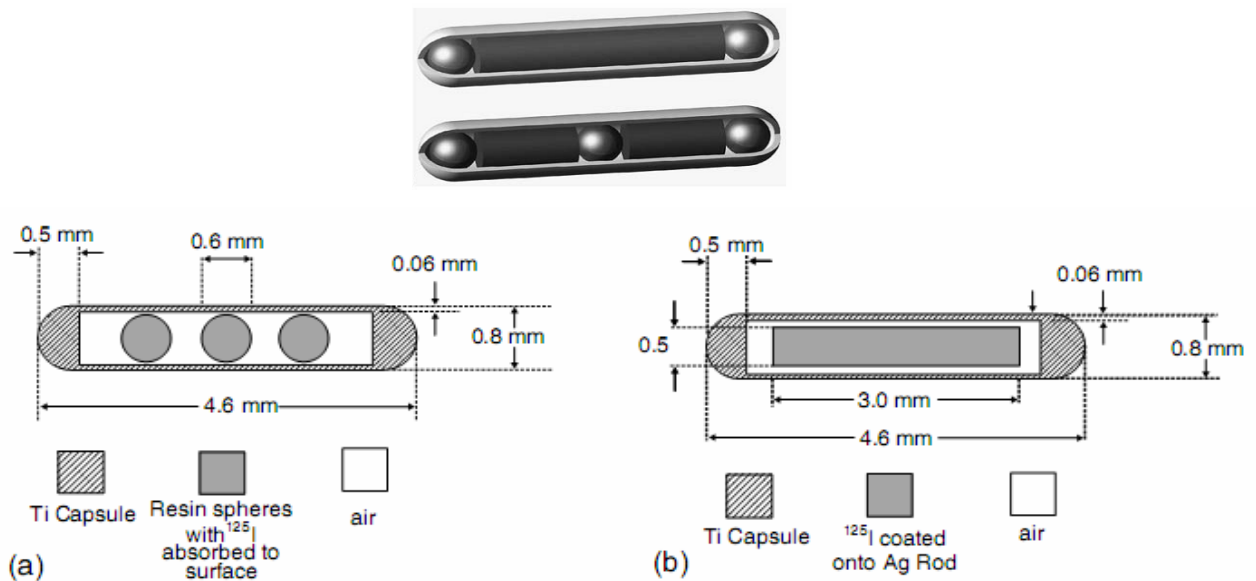


Figure 1.3: Sources d' ^{125}I utilisée en curiethérapie
Modèles de grains d' ^{125}I fabriqués par Amersham. (a) modèle 6702 (b) modèle 6711

I.3.4 Le Palladium-103

Le ^{103}Pd se désintègre principalement par capture électronique vers le premier état excité du ^{103}Rh . Le passage vers l'état fondamental du ^{103}Rh s'effectue, dans 77% des cas, par conversion interne avec l'émission des raies caractéristiques (d'énergies entre 20 et 23 keV) et dans 23% des cas par émission gamma (l'énergie moyenne des photons émis est de 21 keV).

Les grains sources du ^{103}Pd (figure 1.4) ont été introduits pour remplacer les sources d' ^{125}I dans le traitement du cancer de la prostate à cause de sa demi-vie très faible (17 Jours). Elles sont utilisées en curiethérapie BDD. L'équation suivante montre le mode de transformation du Palladium-103 :

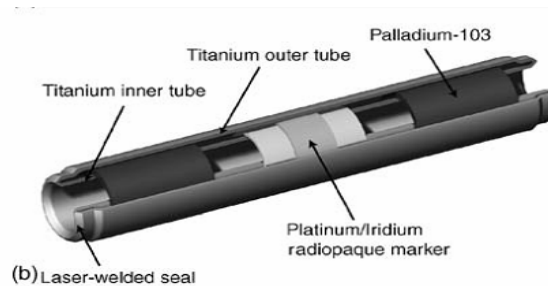
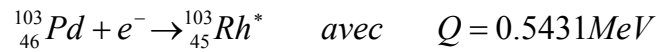


Figure 1.4 : Sources de ^{103}Pd

I.3.5 Le Cobalt-60

Le $^{60}_{27}\text{Co}$ est produit par activation neutronique du $^{59}_{27}\text{Co}$. Les premières études sur le ^{60}Co ont été réalisées en 1947 par William Myers [22]. A cette époque, il était conditionné sous forme de fils et d'aiguilles composée de 45% de cobalt et 55% du nickel. Les fils de ^{60}Co offrent la possibilité à être courbés à volonté pour s'adapter aux formes des tumeurs sans aucun risque de fuite contrairement aux fils de Radium. Le ^{60}Co se désintègre par émission β^{-} (avec des énergies de 0.098MeV et 0.615MeV à des probabilités de 99.88% et 0.12% respectivement et une énergie moyenne de 0.096MeV) et γ (deux pics d'énergies 1.17MeV et 1.33MeV et une énergie moyenne de 1.25MeV) pour donner le radioélément Nickel, ^{60}Ni . Ce sont ces photons qui sont utilisés en curiethérapie et en radiothérapie externe.

L'équation suivante décrit le mode de désintégration du $^{60}_{27}\text{Co}$:

$${}^{60}_{27}\text{Co} + {}^{60}_{28}\text{N}^* + \beta^- + \tilde{\nu}_0^0 + Q \quad \text{avec} \quad Q = 2.982 \text{ MeV}$$

A cause de son activité spécifique élevée et le développement technologique par l'introduction de techniques modernes, le Cobalt a actuellement réapparu (il à été abandonné pendant des années à cause de sa forte pénétration et sa fabrication plus coûteuse par rapport au ${}^{137}_{55}\text{Cs}$) . Il est fabriqué sous formes de grains miniatures utilisés pour les traitements intracavitaires en HDD [26].

Le tableau 1.1 : Résumé des caractéristiques physiques de quelques radioéléments [22].

	(Cs-137)	(Co-60)	(Au-198)	(I-125)	(Ir-192)	(Pd-103)
Densité (g/cm³)	1.873	8.9	19.32	4.93	22.42	12.02
Demi-vie	30.07 (a)	5.27 (a)	2.69 (j)	59.5 (j)	73,81(j)	16.99 (j)
Type de désintégration	(β^- , γ) 100%	(β^- , γ) 100%	(β^- , γ) 100%	(EC, X) 100%	(β^- , γ) 95% (EC, X) 5%	(EC, X) 100%
Gamme d'énergie des photons (MeV)	0.032-0.662	0.34-2.159	0.069-1.088	0.027-0.035	0.061-1.378	0.02-0.497
Energie moyenne (MeV)	0.615	1.25	0.406	0.028	0.355	0.021
Energie moyenne des rayons γ (MeV)	0.652	1.253	0.415	0.035	0.372	0.137
HVL (mm Pb)	7	12	2.8	0.025	3.0	0.008
Activité spécifique Maximum (GBq/mg)	3.202	41.91	9055.12	650.15	340.98	2763.18
Constante de débit – kerma-air ($\mu\text{Gy m}^2/\text{h MBq}$)	0.0771	0.3059	0.0545	0.034	0.1091	0.038
Type d'implémentation	temporaire	temporaire	permanente	permanente	temporaire	permanente

(a) : année

(j) : jour

I.4 Modèles et formalismes de calcul de dose

Jusqu'à 1978, le calcul de la dose en curiethérapie était basé sur l'utilisation de l'activité apparente des sources. Cette dernière ne peut être calculée qu'à partir de la mesure de l'exposition d'une source ponctuelle et le passage de l'exposition vers l'activité s'effectuait en utilisant la constante de débit d'exposition. La valeur de la constante de débit d'exposition varie considérablement (20%) pour le même radioélément (exp. pour l' ${}^{192}\text{Ir}$: entre 3.9 et 5 [$R.cm^2/mCi.h$]), c'est l'une des raisons qui a fait que la spécification des sources en terme d'activité a été déconseillée (puisque l'activité donnée par le constructeur est différente de celle calculée par les utilisateurs) [1].

Pour le calcul des distributions de dose autour d'une source scellée en curiethérapie (ponctuelle ou linéaire), Quatre modèles sont utilisés:

- le modèle classique (semi empirique),
- le formalisme AAPM-TG43,
- la méthode de convolution,
- le modèle basé sur la méthode de Monte Carlo.

L'Association Américaine de la Physique Médicale (AAPM-1988) a formée un groupe de travail, le TG43 (task group 43), pour la révision des modèles de calcul de dose en curiethérapie. Ce groupe a recommandé un nouveau protocole dosimétrique qui définit clairement les différentes quantités dosimétriques intervenant dans le calcul de la dose [1].

Le formalisme AAPM-TG43 représente actuellement le formalisme de calcul des distributions de dose le mieux adapté pour les sources de petites dimensions. Il est utilisé dans les nouveaux systèmes de planning de traitement, il traite séparément chaque facteur qui intervient dans le calcul de dose.

I.4.1 Formalisme classique

En première approche, considérant une source ponctuelle située dans le vide. On définit le débit de kerma de référence dans un volume élémentaire d'air $\left(\dot{K}_{ref} \right)$.

Le débit de Kerma mesuré à un point P situé à une distance radiale r par rapport au centre de la source est donné par l'expression suivante:

$$\dot{K}_{air}(r) = \dot{K}_{ref} \cdot \left(\frac{r_0}{r} \right)^2 \quad (1.6)$$

Avec : $\dot{K}_{ref} = \dot{K}_{air}(r = r_0 = 1\text{ m})$

La dose délivrée en un point P situé dans l'eau est donnée par l'expression:

$$\dot{D}_w(r) = \dot{K}_{ref} (1 - g) \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{air}^w f(r) \frac{r_0^2}{r^2} \quad (1.7)$$

- $f(r)$: facteur de diffusion et d'absorption dans l'eau.

- $\left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)_{air}^w$: rapport moyen des facteurs d'absorption massique en énergie dans l'eau et l'air.
- g : fraction de perte d'énergie par le processus de freinage dans l'air.

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. Ainsi, un nouveau formalisme a été introduit pour le calcul de dose dans des conditions physiques et géométriques des sources plus réalistes [25].

I.4.2 Formalisme AAPM-TG43

Le formalisme TG-43 est un protocole dosimétrique qui recommande des nouveaux paramètres dosimétriques pour l'évaluation de la distribution de dose. Ces paramètres peuvent être mesurés dans un milieu de référence ou calculés par la méthode Monte Carlo. Le milieu de référence choisi pour le calcul des distributions de dose autour d'une source radioactive est l'eau. Ce formalisme est applicable pour des sources à symétrie cylindrique. Pour cela, on considère que la distribution de dose est isotropique dans le plan qui contient l'angle azimutal et anisotropique dans le plan de référence (y-z) qui contient l'angle polaire. En utilisant les coordonnées polaires $(\vec{r}, \theta_{TG43})$, le point de référence est choisi comme

$$\text{suite : } \left(\left| \vec{r}_0 \right| = 1\text{cm}, \theta_{TG43} = \theta_0 = \frac{\pi}{2} \right)$$

La figure 1.5 illustre les différentes étapes de calcul de dose délivrée en un point P de coordonnée $(r, \theta = \theta_{TG43})$ dans l'eau selon le formalisme TG-43 pour une source réelle cylindrique.

Le calcul de dose s'effectue en deux étapes :

Etape1 : la dose est calculée à un point situé sur l'axe transversal ($\theta_0 = 90^\circ$) par rapport à l'axe de la source.

Etape2 : la dose au point $P(r, \theta)$ est calculée en prenant en considération l'anisotropie.

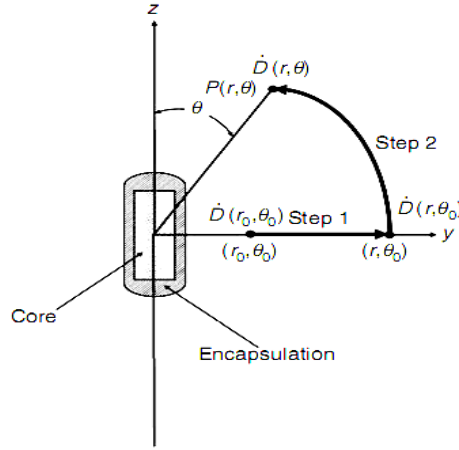


Figure 1.5 : *Figure 1.5 : Illustration géométrique du calcul de dose au point $P(r, \theta)$.*

Ainsi, le débit de dose en un point (P) dans l'eau sera donné par l'expression suivante :

$$\dot{D}(r, \theta) = S_k \cdot \Lambda \cdot \frac{G(r, \theta)}{G(r_0, \theta_0)} \cdot g(r) \cdot F(r, \theta) \quad (1.8)$$

- S_k : débit de kerma dans l'air en $\text{cGy} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{h}^{-1}$
- Λ : constante de débit de dose dans l'eau (point de référence du TG 43 : $r = 1 \text{ cm}$ et $\theta = \pi/2$)
- $G(r, \theta)$: facteur géométrique donnant la variation relative de la dose due à la distribution spatiale de la source radioactive.
- $g(r)$: fonction de dose radiale prenant en considération l'effet d'absorption et de diffusion suivant l'axe transverse de la source
- $F(r, \theta)$: fonction d'anisotropie prenant en considération l'effet de variation de la dose en fonction de l'angle polaire θ .

S_k est déterminé selon l'axe transversal par rapport au centre de la source. Elle est équivalente à l'activité apparente dans le formalisme classique. L'utilisateur doit vérifier à la réception et avant chaque utilisation la valeur de cette grandeur.

Λ est définie au point de référence ($r_0 = 1 \text{ cm}$) sur l'axe transversal. Cette grandeur est équivalente à la constante de débit d'exposition utilisée dans le formalisme classique. Elle inclut l'effet de la géométrie de la source, la distribution spatiale de la matière radioactive, l'effet de la gaine de la source, l'auto-absorption, l'absorption et la diffusion dans l'eau. L'expression mathématique qui définit cette valeur est donnée par l'expression suivante:

$$\Lambda = \frac{\dot{D}(r_0, \theta_0)}{S_k} \left[\frac{\text{cGy}}{\text{U.h}} \right] \quad (1.9)$$

Avec : $U = \frac{\mu Gy.m^2}{h}$

Comme la distribution spatiale de la matière radioactive n'est pas en réalité homogène, une estimation de cette distribution est donnée par la fonction géométrique $G(r, \theta)$. En un point de calcul $P(r, \theta)$, la valeur moyenne du facteur géométrique ou facteur effectif de l'inverse du carré de la distance [3,22] calculée sur tout le volume de la source est donnée par l'expression suivante:

$$G(r) = \frac{\int_V \frac{\rho(\vec{r}') dV}{|\vec{r} - \vec{r}'|^2}}{\int_V \rho(\vec{r}') dV} \quad (1.10)$$

La quantité $\rho(\vec{r}')$ définit la densité de la matière radioactive dans la source, elle est donnée en fonction du rayon interne $\vec{r}'$ par rapport au centre de la source. En utilisant l'approximation de source ponctuelle, ce facteur se réduit à $(1/r^2)$. La figure 1.6 montre une illustration géométrique de la contribution de chaque volume élémentaire, constituant la source, dans le dépôt de dose au point d'intérêt P.

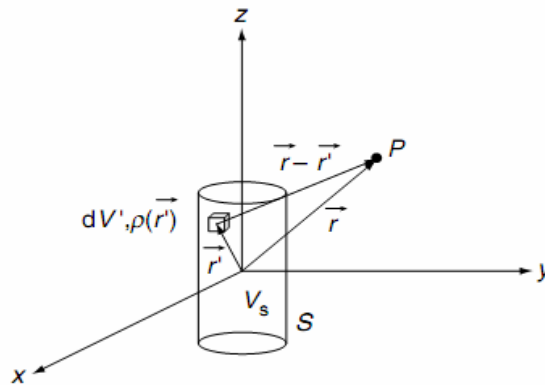


Figure 1.6 : *Illustration géométrique de la contribution de chaque volume élémentaire dans le dépôt de dose au point P*

Comme la résolution de cette intégrale (équation 2.10) est impossible analytiquement, la plupart des systèmes de plannings de traitements utilisent l'approximation de la source linéaire ou ponctuelle [25].

Le facteur géométrique ne tient pas compte de la diffusion et de l'absorption dans la source et le milieu.

La fonction de dose radiale est définie le long de l'axe transversal, $g(r)$. Elle tient compte de la diffusion et l'absorption des photons dans l'eau. Elle est donnée par l'expression :

$$g(r) = \frac{\dot{D}(r, \theta_0)}{\dot{D}(r_0, \theta_0)} \cdot \frac{G(r_0, \theta_0)}{G(r, \theta_0)} \quad (1.11)$$

$$g(r = r_0 = 1\text{cm}, \theta = \theta_0 = \frac{\pi}{2}) = 1$$

Par analogie au formalisme classique, cette quantité est égale au rapport des facteurs de build-up multiplié par le terme exponentiel d'atténuation tissu-air : le facteur de build-up $B(\mu.r)$ a été évalué par une résolution semi-analytique de l'équation de transport de Boltzmann [10]. Ce facteur définit le rapport entre la dose totale et la dose primaire. Ainsi La fonction de dose radiale peut être exprimée comme suite :

$$g(r) = \frac{B(\mu.r) \cdot \exp(-\mu.r)}{B(\mu.r_0) \cdot \exp(-\mu.r_0)} \quad (1.12)$$

Cette approximation est valable pour les sources d'énergie supérieure à 300 keV (cas du ^{137}Cs et l' ^{192}Ir). 0

La fonction d'anisotropie $F(r, \theta)$ tient compte de la diffusion et de l'absorption des photons dans le milieu et dans la gaine, elle est exprimée comme suite :

$$F(r, \theta) = \frac{\dot{D}(r, \theta)}{\dot{D}(r, \theta_0)} \cdot \frac{G(r, \theta_0)}{G(r, \theta)} \quad \text{pour } r \neq 0 \quad (1.13)$$

Par définition : $F(r \neq 0, \theta = \theta_0 = \frac{\pi}{2}) = 1$

Les fonctions $g(r)$ et $F(r, \theta)$ peuvent être évaluées par la méthode de Monte Carlo ou par mesure directe de dose dans l'eau alors que la fonction géométrique est estimée par la méthode Monte Carlo ou par calcul arithmétique en utilisant l'approximation de source ponctuelle ou linéaire.

I.4.2.1 Approximation d'une source linéaire

En utilisant l'approximation de la source linéaire de longueur active L_s et de densité linéique uniforme (ρ_1) et les relations géométriques dans la figure 1.7, la valeur de $G(r, \theta)$ donnée dans l'expression (1.10) devient :

$$G(r, \theta) = \int_1 \frac{\rho_1}{r^2} dx = \int_{-L/2}^{+L/2} \frac{dx \cdot \cos^2(\theta)}{y^2 \cdot L_s} \quad \text{avec } r = \frac{y}{\cos(\theta)} \quad \text{et } x = \tan(\theta) \cdot y \Rightarrow dx = \frac{d\theta}{\cos^2(\theta)} \cdot y \quad (1.14)$$

$$G(r, \theta) = \int_{\theta_1}^{\theta_2} \frac{d\theta}{y \cdot L_s} \Rightarrow G(r, \theta) = \frac{\theta_2 - \theta_1}{L_s \cdot y}$$

Avec les valeurs des angles polaires définis (d'après la figure 1.7) par:

$$\theta_2 = \text{artg}\left(\frac{x + 0.5 \cdot L_s}{y}\right) \quad \text{et} \quad \theta_1 = \text{artg}\left(\frac{x - 0.5 \cdot L_s}{y}\right)$$

Les angles θ_1 et θ_2 (radian) sont formés entre l'axe perpendiculaire à l'axe central de la source et les distances entre les points élémentaires de la source et le point de mesure respectivement.

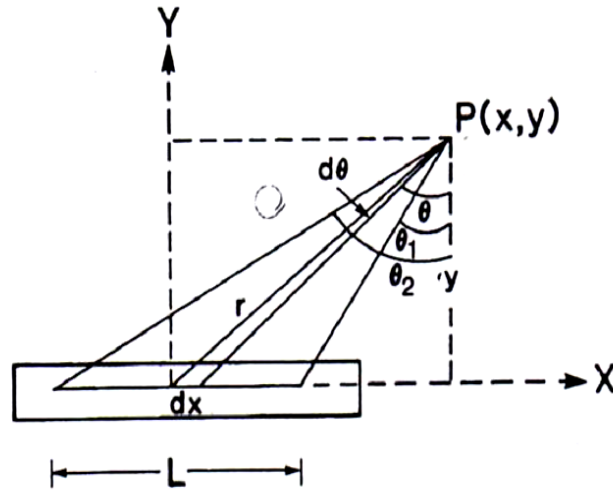


Figure 1.7 : Diagramme illustrant les relations géométriques utilisées pour le calcul de la dose délivrée en un point $P(x, y)$ par une source uniforme non filtrée de longueur active L

Dans les deux cas extrêmes où le point de calcul est situé sur l'axe transversal ($\theta = 0$) ou sur l'axe longitudinal ($\theta = \frac{\pi}{2}$), le facteur géométrique est donné par :

$$G(r, \theta = 0) = \frac{2 \cdot \text{artg}\left(\frac{L}{2 \cdot r}\right)}{L \cdot r} \quad (1.15)$$

$$G(r, \theta = \pi/2) = \frac{1}{r^2 - L^2/4} \quad (1.16)$$

L'effet d'obliquité dans cette situation est important, il est dû d'une part à l'influence de l'atténuation et la diffusion des photons primaires dans la paroi et d'autre part à l'autoabsorption (dans la matière radioactive elle-même).

L'approximation d'une source linéaire est acceptable pour des distances supérieures à la moitié de la longueur active de la source. Pour des distances inférieures, l'écart est proportionnel au rapport, D_s/L_s où D_s et L_s sont le diamètre et la longueur active de la source respectivement [22].

I.4.2.2 Approximation d'une source ponctuelle

Une source linéaire peut être approximée à une source ponctuelle pour :

- des sources de petite longueur active et pour de petits angles polaires (c.-à-d. le point de mesure est proche de l'axe transversal de la source)
- à des distances supérieures à trois fois la longueur active de la source.

Dans le cas où $r \gg L$, le numérateur dans la formule 1.16 tend vers zéro, et on obtient:

$$\lim_{r \rightarrow \infty} \left(\text{artg} \left(\frac{L}{2r} \right) \right) \rightarrow \frac{L}{2r} \quad (1.17)$$

et l'équation 1.15 tendra vers l'expression classique de l'inverse du carré de la distance, $\frac{1}{r^2}$.

Ainsi l'expression 1.8 devient (pour une source ponctuelle) :

$$\dot{D}(r, \theta)_p = S_k \cdot \Lambda \cdot \frac{r_0^2}{r^2} \cdot g(r) \cdot F(r, \theta) \quad (1.18)$$

I.4.3 Méthode de Convolution

Mathématiquement, un produit de convolution C est défini par deux grandeurs : La fonction de distribution, f (ou l'impulsion) et la fonction de réponse, g (ou kernel de convolution). L'intégrale du produit normal de ces deux fonctions définit l'intégrale de convolution. Elle est donnée par l'expression suivante :

$$C = f \otimes g \quad (1.19)$$

$$f \otimes g = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x')g(x - x') dx'$$

La fonction $f(x')$ définit la fonction de distribution à un point x' 'le point de la source' alors que $g(x - x')$ est la réponse à une distance $x - x'$, 'le point de réponse'.

La résolution directe d'une telle intégrale est beaucoup plus facile dans l'espace de Fourier. *Le produit de convolution de deux fonctions est la transformée de Fourier inverse du produit des transformées de fourrier de chaque fonction.*

$$f \otimes g = h \Rightarrow h(x) = \text{FFT}^{-1}h(v) = \text{FFT}^{-1}[\text{FFT}[f(x')] \cdot \text{FFT}[g(x - x')]] \quad (1.20)$$

Pour l'exécution d'un calcul, il est nécessaire d'utiliser les transformées de Fourier discrètes. Physiquement, chaque source d'une grandeur physique génère une réponse. La méthode de convolution est applicable dans la plupart des situations physiques qui vérifient les critères suivants :

- la linéarité entre la source (l'excitation) et la réponse (l'interaction).
- l'homogénéité du milieu (l'invariance des kernels qui décrivent la distribution de ces interactions dans l'espace).

Dans le cas où ces conditions ne sont pas satisfaites (milieu hétérogène), des approximations sont recommandées.

La dose $D_P(r)$ délivrée en un point P dans un milieu homogène autour d'une source linéaire de longueur active L_s peut être considérée comme la somme des doses $D_k(r)$ délivrées par des petits éléments de la source de longueur dl assimilés à des sources ponctuelles (figure 1.8). Tous ces éléments contribuent à la dose totale selon leurs positions par rapport au point de calcul. La dose totale délivrée au point P peut être exprimée comme suit :

$$D_{\text{Tot}}(r) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(r') \cdot k(r - r') dr' = \int_{-L_s/2}^{+L_s/2} I(r') \cdot k(r - r') dr' \quad (1.21)$$

Où I représente la fonction de répartition spatiale des éléments de la source. Elle est égale à :

$$I(r') = \text{Cte} \sum_{n=1}^N A_n \delta(r - r'_n) \quad (1.22)$$

N étant le nombre de segments élémentaires constituant la source, A_n l'activité élémentaire de chaque segment, δ la fonction de Dirac.

A une dimension, le vecteur distribution de dose est donné par :

$$D_T(i) = \sum_{j=1}^N I(j) \cdot k(i-j) \quad (1.23)$$

$I(i)$ et $k(i)$ sont les représentations discrètes des fonctions continues $I(r)$ et $k(r)$ respectivement.

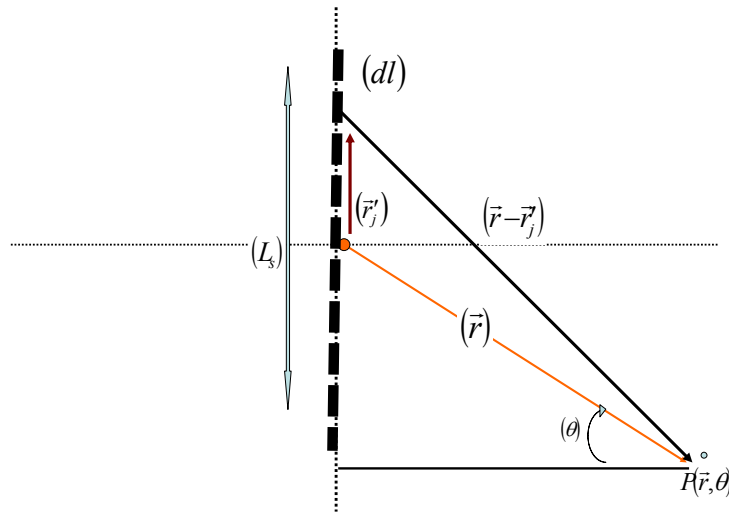


Figure 1.8 : *Evaluation de la dose autour d'une source linéaire uniforme divisée en segments élémentaires de longueur dl*

I.4.4 Méthode Monte Carlo

I.4.4.1 Méthode Monte Carlo dans le transport des photons

La méthode Monte Carlo est une technique statistique basée sur l'utilisation des nombres aléatoires par l'échantillonnage des paramètres liés aux processus d'interaction des rayonnements avec la matière (position, énergie et type d'interaction) à partir des fonctions de densité de probabilité grâce aux nombres aléatoires générés. C'est une méthode à caractère stochastique sa précision dépend du nombre d'évènements traités.

L'échantillonnage des distributions de probabilité décrivant les phénomènes physiques liés au transport des radiations doit être effectué en utilisant des nombres aléatoires caractérisés par des fonctions de distribution uniforme sur l'intervalle $[0,1]$, afin de permettre la prise en considération de tous les processus d'interactions. Ces nombres ne sont pas vraiment aléatoires mais pseudo-aléatoires, puisque la production d'une suite de variables aléatoires uniformément distribuées est impossible (ces nombres sont générés par des générateurs de séquence de nombres aléatoires). Toutefois, les générateurs ont été améliorés pour pouvoir

atteindre des séquences très longues. On note que les fluctuations sur les valeurs moyennes calculées diminuent avec l'augmentation du nombre d'histoire traité.

L'inconvénient de cette méthode est le temps de simulation qui augmente avec l'augmentation du nombre d'histoires. Ce problème a été minimisé d'une part grâce à l'introduction de la technique de l'histoire condensée pour le traitement des électrons (Berger 1963) et à l'amélioration des systèmes de calculs [27,28].

La simulation du transport des photons primaires émis par une source radioactive scellée s'effectue en général selon les étapes suivantes :

- Simulation du transport des photons dans le corps actif et la paroi de la gaine de la source.
- Simulation du transport des photons dans le milieu traversé.
- Estimation du dépôt d'énergie dans ces milieux.

Pour la gamme d'énergie utilisée en curiethérapie, les processus d'interaction les plus dominants sont : l'effet photoélectrique, la diffusion Compton (diffusion incohérente) et la diffusion Rayleigh (diffusion cohérente).

La probabilité de chaque type d'interaction par unité de longueur parcouru par les photons est évaluée quantitativement par la section efficace d'interaction correspondante, ou d'une manière équivalente par le coefficient d'atténuation linéaire (μ_{ph} , μ_{coh} , μ_{incoh}), de sorte que le coefficient d'atténuation total normalisé soit donné par l'expression :

$$\mu = \mu_{ph} + \mu_{coh} + \mu_{incoh} \quad (1.26)$$

La probabilité d'interaction d'un processus est donnée par l'expression :

$$p_i = \frac{\mu_i}{\mu_{tot}} \quad (1.27)$$

Nous aurons alors :

$$\frac{\mu^{ph}}{\mu_{tot}} + \frac{\mu^{coh}}{\mu_{tot}} + \frac{\mu^{incoh}}{\mu_{tot}} = 1 \quad (1.28)$$

I.4.4.2 Technique de calcul 'scoring '

L'un des avantages majeurs de la méthode Monte Carlo est la possibilité du calcul des quantités physiques ayant un intérêt dosimétrique, et qui sont souvent inaccessibles à la mesure, qui proviennent des différentes catégories des particules considérées dans le

processus du transport. En dosimétrie, la mesure directe de dose donne la dose totale et aucune information ne peut être obtenue concernant les composantes de dose primaire et diffusée séparément.

Lors de la simulation du transport des photons, par la méthode Monte Carlo, dans un milieu matériel, la géométrie de simulation est décomposée en plusieurs volumes élémentaires appelés voxels. Le nombre, les dimensions et la forme de ces voxels sont choisis selon la complexité et la symétrie des sources de rayonnements et de la géométrie du milieu de propagation. Le choix adéquat de la forme et des dimensions des voxels peut contribuer à l'amélioration de l'efficacité de simulation et à l'élimination de la complexité du transport à travers les interfaces.

Chapitre 2

Le code de simulation de Monte Carlo ‘EGSnrc’

La simulation Monte-Carlo (MC) du transport de rayonnement est indiscutablement le moyen le plus précis pour prédire les distributions de doses et autres quantités d'intérêt en radiothérapie. Malheureusement, et à cause, principalement, des temps de calcul excessivement longs, son utilisation n'a été jusqu'à très récemment qu'à des fins de recherche. Cependant, les avancées continues dans la technologie des systèmes informatiques, des algorithmes et des techniques de réduction de variance ont rendu l'application de la méthode Monte Carlo en routine clinique possible.

Les techniques de transport de particules Monte Carlo (MC) ont été présentées la première fois dans les années 40 pour la conception des armes atomiques. Elles se sont depuis transformées dans différents domaines d'application, tels que les utilisations en physique médicale. Dans ce domaine, nous avons affaire à des sources de rayonnement et des géométries de patients qui peuvent être fortement complexes, renfermant un éventail de nombres atomiques et de densités. Il est généralement reconnu que les méthodes de MC offrent l'outil le plus puissant pour modéliser le transport de rayonnement pour des applications de radiothérapie. Des vues d'ensemble des principes fondamentaux des techniques de MC peuvent être trouvées dans la littérature spécialisée [10,27-29].

Historiquement, les techniques MC ont fait une entrée lente dans le domaine de la physique médicale dans les années 70 et le début des années 80. Seulement des géométries très simples de rayonnement ont pu alors être modélisées comme des sources ponctuelles irradiant des fantômes homogènes de l'eau. Les facteurs limitant jusqu'à ces jours étaient la faible vitesse de calcul d'ordinateur et la flexibilité limitée des quelques codes MC disponibles. Récemment, différents travaux ont démontré l'efficacité et la possibilité de la mise en œuvre pratique de la méthode Monte Carlo pour le calcul de dose en radiothérapie. Le développement du code de calcul EGSnrc au NRC Canada et du code Monte Carlo PEREGRINE au Lawrence Livermore National Laboratory ont démontré que tel est en effet le cas [18,30].

Parmi les différents codes MC qui sont disponibles, ceux qui le plus souvent sont utilisés en dosimétrie des rayonnements sont ETRAN/ITS, EGS4, EGSnrc, PENELOPE et, plus récemment, GEANT3 et GEANT4, MCNP4 [10-15]. Tous ces codes sont écrits dans le

langage de programmation Fortran, excepté GEANT4, qui est écrit en C++. Notez qu'une version plus récente de MCNP, MCNP5, a été très récemment rendue disponible [16].

II.1 Théorie de la méthode Monte Carlo dans le transport des particules

La méthode de Monte Carlo est une solution numérique à un problème qui modèle les objets agissant l'un sur l'autre avec d'autres objets ou leur. Elle représente une tentative de modéliser la nature par la simulation directe de la dynamique essentielle du système en question. Une solution est déterminée par l'échantillonnage aléatoire des interactions microscopiques, jusqu'à ce que le résultat converge. Ainsi, les mécanismes d'exécution d'une solution impliquent l'action ou le calcul réitéré. Pour ce la, les techniques d'échantillonnage pour l'estimation des valeurs réelle (valeur moyenne et l'incertitude correspondante) sont largement utilisées. L'un des avantages majeur de la méthode de Monte Carlo par rapport aux autres méthodes est le pouvoir de calculer les différentes composantes des photons et la fraction de contribution de chaque composante provenant de différentes régions du milieu, ce qui impossible à réaliser par une mesure directe.

La méthode de Monte Carlo peut approcher une description plus précise de la réalité si les paramètres physiques sont bien déterminés. Malheureusement ceci est tributaire de la puissance des machines de calcul et l'efficacité des algorithmes de transport.

Le transport des photons et des électrons est basé sur les concepts suivants [28] :

- Le transport de chaque histoire est individuel et les centres des diffuseurs (électrons atomiques et noyaux) sont distribués aléatoirement.
- La corrélation entre les centres diffuseurs est ignorée.
- L'électron lors de son transport interagit avec un seul centre diffuseur (on néglige l'effet de diffraction des électrons dans le cadre de la mécanique quantique qui résulte par les diffusions cohérents par divers centres).

II.1.1 Algorithme élémentaire dans le transport des photons

La probabilité d'interaction d'un photon dans une région de dimensions infinitésimales dx_i spécifiée par un libre parcours moyen λ_i est donnée par l'expression :

$$dp_i = dx_i / \lambda_i \quad (2.1)$$

Le nombre de libres parcours moyen sera donné par :

$$N_{\lambda} = \int_{x_0}^x dx / \lambda(x) \quad (2.2)$$

Dans le cas des régions de même milieu, la probabilité d'apparition d'un nombre, $\hat{N}_{\lambda}$, avec : $\hat{N}_{\lambda} < N_{\lambda}$ est donnée par une fonction de distribution, telle que :

$$P(\hat{N}_{\lambda} < N_{\lambda}) = 1 - \exp(-N_{\lambda}) \quad (2.3)$$

Le calcul de la distance parcourue est basé sur l'échantillonnage d'un nombre aléatoire d'une distribution uniforme et la résolution de la formule : $N_{\lambda} = -\log(R)$.

Dans les codes de simulation Monte Carlo, les régions de calcul des grandeurs physiques sont généralement de différents milieux (c.a.d chaque $i^{\text{ème}}$ région est spécifiée par λ_i) et les voxels ont des tailles finies. La formule (2.2) sera exprimée comme suite:

$$N_{\lambda} = \sum_{j=1}^{i-1} \frac{(x_j - x_{j-1})}{\lambda_j} + \frac{(x_i - x_{i-1})}{\lambda_i} \quad (2.4)$$

Les étapes pour le calcul de la distance parcourue par une particule sont les suivantes [11] :

- 1- Calculer λ qui correspond à la région en courante.
- 2- Echantillonnage aléatoire d'un nombre $N_{\lambda} = -\log(R)$ et le calcul de la distance $t_1 = N_{\lambda} \cdot \lambda$.
- 3- Calcul de la distance d la plus proche aux interfaces des régions par rapport au point initial.
- 4- Soit $t_2 = \min(t_1, d)$.
- 5- Comparer le nombre t_2 / λ et N_{λ} , si l'écart est nul l'interaction est réalisée.
- 6- Si $t_2 = d$, la particule est rentrée dans la deuxième région, si cette région est de même composition que la précédente aller à l'étape (2), sinon étape (1)

Les nouvelles coordonnées après avoir transporté le photon d'une distance l sont :

$$\begin{cases} \rho_{new} = \rho_{old} + l \cdot \sin \vartheta \\ z_{new} = z_{old} + l \cdot \cos \vartheta \end{cases}$$

avec ρ_{new} et ρ_{old} respectivement le nouveau et l'ancien rayon perpendiculaire à l'axe $O\vec{z}$, ce dernier est choisi comme l'axe du photon incident, de même pour z_{new} et z_{old} .

L'émission des photons est considérée isotropique autour de l'angle polaire, les angles polaires et azimutaux sont tirés à partir des nombres aléatoires r_1 et r_2 qui décrivent les probabilités P_1 et P_2 données par les deux rapports des intégrales suivantes:

$$P_{\text{tot}} = P_1 \cdot P_2 = \frac{\int_0^\varphi d\varphi}{\int_0^{2\pi} d\varphi} \cdot \frac{\int_0^\theta \sin \theta \cdot d\theta}{\int_0^\pi \sin \theta \cdot d\theta} \Rightarrow \begin{cases} \varphi = 2\pi \cdot P_1 \Rightarrow \varphi = 2\pi \cdot r_1 \\ 1 - \cos \theta = 2 \cdot P_2 \Rightarrow \theta = \cos^{-1}(1 - 2 \cdot r_2) \end{cases} \quad (2.5)$$

Les types d'événements possibles sont notés de 1 à n, la probabilité d'interaction d'un événement sera proportionnelle aux rapports d'embranchements :

$$f(i) = \sum_{j=1}^{j=i} \sigma_j / \sum_{j=1}^{j=n} \sigma_j \quad (2.6)$$

La quantité σ_j décrit la section efficace du j^{eme} type d'interaction, le i^{eme} type d'interaction est lié au nombre aléatoire exprimé comme suite :

$$f(i-1) \leq R \leq f(i) \quad (2.7)$$

Dans le cas des photons, deux paramètres essentiels pour définir la probabilité d'interaction d'un tel processus : le nombre atomique du milieu et l'énergie des photons incidents.

II.1.2 Échantillonnage des processus d'interaction des photons

Après avoir défini les types d'interactions qui sont en général les trois processus dominants dans le transport des photons pour la gamme des énergies utilisées en radiothérapie (effet photoélectrique, diffusion Compton et production de paires) et pour chaque type d'interaction, on doit déterminer le type de la particule résultante, son énergie (on déduit aussi l'énergie résiduelle de la particule primaire), les nouvelles directions,....

- **L'effet photoélectrique**

On définit les énergies et les rendements de remplissage pour le calcul des fractions de contribution de chaque couche dans le cas d'un photon de fluorescence et l'émission des électrons Auger.

- $h\nu$ et $h\nu_{fio}$, sont l'énergie de photon incident et celle de photons de fluorescence.
- E_k E_L E_M , sont les énergies des couches K, L et M respectivement.

- $\bar{E}_{k \leftarrow M, N}$, $\bar{E}_{L \leftarrow N, ..}$, sont les énergies moyennes des transitions entre les différentes couches,
- $Y_{K \leftarrow L}$, est le rendement de remplissage provient de la couche L et Y_k est le rendement total de remplissage provenant du reste des couches,
- P_k est la probabilité d'apparition de l'effet photoélectrique au niveau de la couche K.

Le tableau suivant résume les différents événements qui se réalisent selon le choix des nombres aléatoires R_1 et R_2 .

Tableau 2.1 les différentes probabilités d'apparition d'un événement photoélectrique et le rendement de fluorescence dans les différentes couches électroniques.

L'énergie des photons incidents	La probabilité d'apparition de l'effet photoélectrique	Rendement de fluorescence ou électrons Auger et l'énergie émise de photons de fluorescences
$h\nu > E_K$	$0 < R_1 \leq P_K$ Premier cas	$0 < R_2 \leq Y_{K \leftarrow L} \rightarrow h\nu_{flo} = E_K - E_L$ $Y_{K \leftarrow L} < R_2 \leq Y_K \rightarrow h\nu_{flo} = \bar{E}_{K \leftarrow M, N..}$ $Y_K < R_2 \leq 1$ électrons Auger
	$P_K < R_1 \leq 1$ Deuxième cas	$0 < R_2 \leq Y_{L \leftarrow M} \rightarrow h\nu_{flo} = E_L - E_M$ $Y_{L \leftarrow M} < R_2 \leq Y_L \rightarrow h\nu_{flo} = \bar{E}_{L \leftarrow N..}$ $Y_L < R_2 \leq 1$ électrons Auger

Dans les deux cas cités dans le tableau où l'énergie des photons incidents est inférieure à l'énergie de la couche K (c.a.d $h\nu \leq E_K$), ou une lacune apparaisse dans la couche L après remplissage de la couche K, la couche L sera remplie par les couches supérieures et les procédures citées dans le deuxième cas données dans le tableau ci dessus seront appliquées.

Les photons de la fluorescence sont transportés à leur tour comme le cas des photons primaires après l'enregistrement de leurs coordonnées d'espace des phases dans la pile.

Le dépôt d'énergie des photoélectrons et des électrons Augers est supposé au point d'interaction, la contribution de dépôt d'énergie par l'effet photoélectrique dans un voxel

(i, j) et donnée par la formule suivante (en soustraire l'énergie des photons de fluorescence car leur dépôt est considéré hors de la région courante) :

$$E(i, j) \leftarrow E(i, j) + w(h\nu - \sum h\nu_{flo}) \quad (2.8)$$

Où w est le poids statistique du photon primaire et le symbole $\leftarrow$ indique que l'énergie augmente à chaque histoire par le terme $(h\nu - \sum h\nu_{flo}) \cdot w$.

• L'effet de diffusion de Compton

Après l'éjection d'un électron Compton une lacune est produite dans la couche où l'électron a été éjecté pour cela deux événements :

- Un photon diffusé et un électron de Compton sont transportés dans le milieu si leurs énergies totales sont supérieures à un certain seuil d'énergie.
- Si les processus Compton sont produits, les photons de fluorescence et les électrons Augers sont enregistrés dans la pile et transportés à leur tour.

Pour simplifier le calcul nous considérons ici que les diffusions incohérentes dans l'approche de l'électron atomique non lié et immobile.

L'échantillonnage de l'énergie de photon diffusé et son angle sont exprimés à partir de la section efficace différentielle de Klein-Nishina qui décrit la densité de probabilité d'interaction par unité d'angle polaire d'un photon incident avec un électron atomique:

$$\frac{d\sigma_c}{d\theta} = \pi r_0^2 \left(\frac{E'}{E_0} \right)^2 \left[\frac{E'}{E_0} + \frac{E_0}{E'} - \sin^2 \theta \right] \quad (2.9)$$

On définit la constante ε qui donne le rapport entre l'énergie du photon diffusé et celle du photon primaire comme suite :

$$\varepsilon = E'/E_0 = 1/[1 + E/mc^2(1 - \cos \theta)] \quad (2.10)$$

$$1/\varepsilon = 1 + E/mc^2(1 - \cos \theta) \Rightarrow d\varepsilon/\varepsilon^2 = E/mc^2 \cdot d \cos \theta \Rightarrow d \cos(\theta)/d\varepsilon = (mc^2/E \cdot \varepsilon^2) \quad (2.11)$$

La section efficace différentielle par rapport à l'énergie sera donnée on utilisant la section efficace différentielle de Klein Nishina :

$$\frac{d\sigma_{com}}{d\varepsilon} = \frac{d\sigma_{com}}{d \cos \theta} \cdot \frac{d \cos \theta}{d\varepsilon} = \pi r_0^2 \cdot \varepsilon^2 \left[\varepsilon + \frac{1}{\varepsilon} - \sin^2 \theta \right] \cdot \frac{mc^2}{E \cdot \varepsilon^2} \quad (2.12)$$

Et qui peut être exprimée par un produit de deux fonctions $f(\varepsilon)g(\varepsilon)$ comme suite :

$$\frac{d\sigma_{com}}{d\varepsilon} = \pi r_0^2 \cdot f(\varepsilon) \cdot g(\varepsilon) \frac{mc^2}{E} \quad \text{Avec : } f(\varepsilon)g(\varepsilon) = (1/\varepsilon + \varepsilon)(1 - \varepsilon \sin^2 \theta / (1 + \varepsilon^2)) \quad (2.13)$$

On fin, la densité de probabilité $P(\varepsilon) = \frac{d\sigma_{com}}{d\varepsilon} / \sigma_{tot}$ sera exprimée comme suite :

$$P(\varepsilon) \propto N(\alpha_1 + \alpha_2) \cdot \underbrace{\left[\frac{\alpha_1}{\alpha_1 + \alpha_2} \left(\frac{1}{\varepsilon \cdot \alpha_1} \right) + \frac{\alpha_2}{\alpha_1 + \alpha_2} \left(\frac{\varepsilon}{\alpha_2} \right) \right]}_{f(\varepsilon)} \cdot \underbrace{\left[1 - \frac{\varepsilon \cdot \sin \theta}{1 + \varepsilon^2} \right]}_{g(\varepsilon)} \quad (2.14)$$

L'échantillonnage du processus est selon les étapes suivantes :

1. calculer les quantités non dimensionnelles données dans la formule (2.14)
- $\varepsilon_{\min} = h\nu' / h\nu|_{\theta=\pi} = 1/(1 + 2.h\nu), \alpha_1 = \log(1 + 2.h\nu), \alpha_2 = (1 - \varepsilon_{\min}^2)/2$ et $w = \alpha_1 / (\alpha_1 + \alpha_2)$
2. échantillonner trois nombres aléatoires R_1, R_2 et R_3 .
3. déduire la valeur $\varepsilon = \varepsilon_{\min} \cdot \exp(\alpha_1 \cdot R_2)$ si $R_1 < w$, si non $\varepsilon = \sqrt{\varepsilon_{\min}^2 + 2R_2 \cdot \alpha_2}$
4. calculer la fonction $g(\varepsilon)$ et accepter la si $R_3 < g(\varepsilon)$, si non aller à l'étape 2.
5. déduire de ε l'énergie de photon diffusé et l'angle qui lui correspond de la formule 2.10.

• Production de paire

Dans l'approche où l'électron et le positron de la production de paire déposent leurs énergies localement, l'énergie cumulée dans le voxel (i, j) sera donnée comme suite :

$$E(i, j) \leftarrow E(i, j) + w(h\nu - 1.022MeV) \quad (2.15)$$

Les angles initiaux du photon de production de paire sont échantillonnés selon une distribution isotropique. Les paramètres d'espace des phases des photons de freinage et les photons d'annihilation sont enregistrés et transportés à leur tour.

II.2 Le Transport Monte-Carlo pour le Calcul de Doses des Rayonnements

Les méthodes Monte Carlo simulent de façon stochastique, à l'aide des ordinateurs, le transport des particules et des rayonnements dans la matière. Le principe de base de la technique Monte Carlo est d'utiliser un échantillon relativement petit de particules choisi aléatoirement pour prévoir le comportement moyen de toutes les particules. Chaque particule dans l'échantillon est transportée dans le milieu dans lequel elle subit des diffusions, des pertes d'énergie et produit des particules secondaires selon les lois fondamentales bien connues de la physique nucléaire (figure 2.1). Les particules secondaires doivent aussi être

transportées de la même façon. Les événements spécifiques qui ont lieu pendant le transport dépendent du type de la particule incidente, de son énergie et des propriétés d'interaction des matériaux avec les rayonnements. La distribution de dose est déterminée en cumulant les contributions des événements de dépôt d'énergie d'un très grand nombre de particules dans un réseau de petits éléments de volumes (voxels).

Le transport de chaque particule incidente et toutes les particules secondaires qu'elle génère jusqu'à leur absorption complète ou sortie de la région d'intérêt est appelé une histoire. Le nombre d'histoires nécessaires pour un calcul Monte Carlo particulier dépend de la précision statistique désirable et d'un certain nombre de facteurs. Ces facteurs incluent la taille des éléments de maillage (spatiale, impulsionnelle, énergétique, ...) utilisés pour l'enregistrement d'événements, la probabilité d'occurrence des événements et de la magnitude de la contribution de chaque événement.

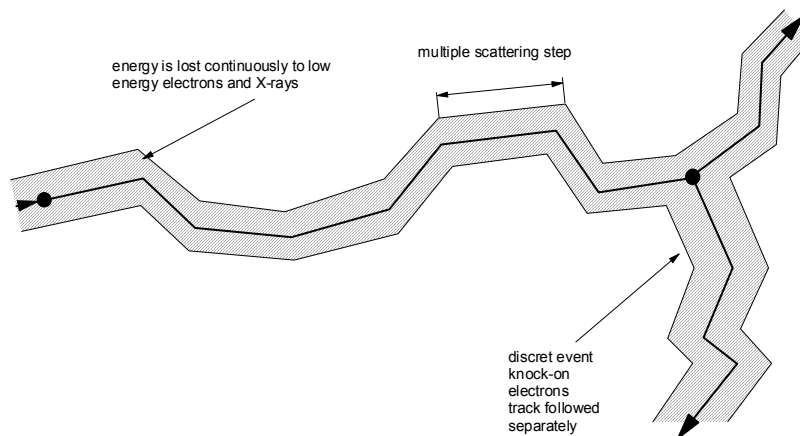


Figure 2.1 : *Processus de transport d'une particule dans un milieu*

II.3 Eléments de la technique Monte-Carlo

Comme cité plus haut, la technique Monte-Carlo simule de façon stochastique le transport des particules et le dépôt de dose. Elle simule les trajectoires aléatoires des particules individuelles gouvernées par les lois de la physique. La moyenne d'un grand nombre de trajectoires donne l'information précise sur les quantités physiques d'intérêt. On démarre avec la description de la source de particules. Le code Monte Carlo transporte chacun des électrons ou des photons et les particules secondaires qu'ils produisent à travers les milieux considérés jusqu'à la fin de leurs histoires. A chaque pas (étape), dont la taille est choisie aléatoirement à partir des distributions de probabilité définies selon les lois physiques et les données de section efficaces, les événements qui aboutissent au changement dans la direction de la particule, à la perte d'une partie ou de la totalité de son énergie, à la production de particules

secondaires, ont lieu. Les événements sont aussi choisis aléatoirement à partir des distributions de probabilité de réalisation de chaque d'événement. Le cœur d'un code Monte-Carlo typique consiste en une collection d'algorithmes qui échantillonnent aléatoirement la distance qu'une particule peut parcourir avant qu'elle n'interagisse et déterminent son comportement relatif à l'interaction. Le code (ou une partie du code) détermine où se situent les limites du milieu actuel puisque les propriétés d'interaction des particules peuvent changer lors du passage à travers ces limites [31] (voir annexe A).

Le code peut aussi inclure plusieurs approximations et des techniques de réduction de variance que, vraisemblablement, auraient été vérifiées dans des études séparées qu'elles n'affectent pas significativement les résultats d'intérêt.

Les particules Chargées (électrons et positrons), d'autre part, interagissent continuellement avec des événements occasionnels "catastrophiques" comme la production de bremsstrahlung, l'annihilation ou les collisions impliquant un grand transfert d'énergie. Ces événements aboutissent à la production de particules secondaires. Pour la modélisation du transport de rayonnement et les calculs de dose, il est peu pratique de simuler chaque événement de diffusion. Typiquement la technique de "l'histoire condensée" est adoptée dans lequel le parcours continu des électrons est subdivisé en un certain nombre de pas, dans chaque pas sont groupés ou condensés un grand nombre d'interactions individuelles pour lesquelles le transfert d'énergie est petit (inférieur à un certain seuil choisi quelque peu arbitrairement) [27]. Dans cette partie du processus, aucune particule secondaire n'est produite. Les électrons et positrons sont transportés en utilisant le ralentissement continu et le pouvoir d'arrêt restreint. Le seuil peut être différent pour la production de photons et d'électrons. La partie continue du transfert d'énergie est déterminée par l'intermédiaire du pouvoir d'arrêt restreint, le reste du pouvoir d'arrêt total est supposé aboutir aux événements menant à la production de particules au-dessus du seuil d'énergie. Ces événements, considérés comme des événements catastrophiques ci-dessus, sont traités individuellement et les particules secondaires sont transportées séparément. Ce processus de diviser le transport de particules chargées dans des composants continus et discrets est un exemple d'algorithme de transport "de classe II" et est employé par EGS4 et PEREGRINE. Le choix approprié de l'énergie de seuil d'événements catastrophiques dépend du problème à étudier, mais peut avoir un impact principal sur la vitesse de calcul de la méthode Monte Carlo. Des valeurs plus hautes aboutiront au calcul plus rapide, mais il faut être prudent pour ne pas choisir une valeur trop élevée qui pourra affecter la précision de la simulation.

En plus du seuil d'événements catastrophiques, les autres quantités qui peuvent avoir un impact sur la vitesse d'exécution et la précision des simulations Monte Carlo sont "les énergies de coupures". Une fois que l'énergie de la particule tombe au-dessous de ce seuil, son transport est terminé et son énergie est supposée être déposée localement. Le choix des énergies de coupures dépend aussi du problème à résoudre. Par exemple, pour le transport de particules à travers un patient, on ne s'attend pas à ce que les photons d'énergie inférieure à 10 keV (libre parcours moyen dans l'eau = 0.2 cm) et les électrons d'énergie cinétique inférieure à 200 keV (parcours dans l'eau < 0.5 mm) parcourent des distances. Ainsi, on peut adopter ces valeurs comme les énergies de coupures correspondantes.

II.4 Bases physiques de transport des photons et des électrons

II.4.1 Processus d'interaction des photons

La simulation des photons est effectuée de manière détaillée après échantillonnage des sections efficaces numériques relatives à chaque type d'interaction. Les interactions modélisées dans EGSnrc sont :

- la diffusion Rayleigh
- la diffusion Compton
- l'absorption photoélectrique
- la production de paires

Dans le processus photoélectrique, le photon est absorbé par l'atome et un photo-électron est émis. L'énergie de ce dernier est égale à l'énergie incidente diminuée de l'énergie de liaison. L'atome est mis dans un état excité avec une vacance dans la couche ionisée, généralement la couche K. Il revient à son état stable en émettant un photon fluorescent ou un électron Auger. L'EGSnrc utilise la section efficace totale d'absorption en prenant en compte la forme compilée par Storm et Israël avec la relaxation fluorescente dans la couche K.

Dans la diffusion de Rayleigh, le photon diffuse élastiquement avec l'atome, la molécule ou d'autres structures du milieu sans transfert d'énergie. Cette diffusion se produit aux faibles énergies. Le code EGSnrc traite cette diffusion en utilisant la section efficace totale de diffusion de Storm et Israël.

Dans la diffusion Compton, le photon diffuse sur un électron atomique considéré libre et le met en mouvement. La section efficace d'interaction est affectée par cette approximation. Le traitement de la diffusion Compton dans le code EGSnrc est basé sur les approximations relativistes qui tiennent compte de l'effet de liaison de l'électron, ou en option, considère l'électron libre en accord avec la formule de Klein-Nishina.

La production de paires dans le champ électromagnétique du noyau et les électrons atomiques se produit aux énergies supérieures à 1.022 MeV. L'EGSnrc utilise l'approximation relativiste extrême de Born pour la section efficace différentielle. La production Triplet n'est pas considérée explicitement, mais incluse dans la production de paires. L'algorithme qui décrit les différentes étapes dans le transport des photons est illustré dans la figure 2.2.

Il y a d'autres processus qui peuvent se produire, mais qui n'ont pas d'importance dans la gamme d'énergie considérée en radiothérapie: effet Compton double, diffusion nucléaire de Thomson,

II.4.2 Processus d'interaction des électrons

Le transport des électrons présente certaines difficultés du fait que l'électron produit une centaine de milliers d'interactions lors de son ralentissement dans le milieu. Les électrons perdent leurs énergies dans la matière par deux processus de base, les collisions inélastiques avec les électrons atomiques et le rayonnement de freinage (*bremsstrahlung*).

Ce problème est traité dans le code EGSnrc avec la technique des histoires condensées (CH) décrite par Berger [28]. Dans cette technique, un grand nombre d'interactions individuelles qui apparaissent d'un point de vue physique identiques (le transfert des énergies est inférieur à un seuil d'énergie noté AE) sont condensées en un seul pas de transport (single step). La technique des histoires condensées est une approximation raisonnable, du moment que dans la majorité des cas, les interactions simples causent une infime variation de l'énergie et de la direction de l'électron. Le code EGSnrc utilise l'algorithme PRESTA-II pour la simulation du transport des électrons. Le processus de Bremsstrahlung qui résulte de la création des photons au dessus de l'énergie seuil *AP* et les collisions inélastiques qui mettent en mouvement les électrons atomiques avec une énergie totale au dessus d'une énergie seuil *AE* sont simulés explicitement et des particules secondaires sont transportées.

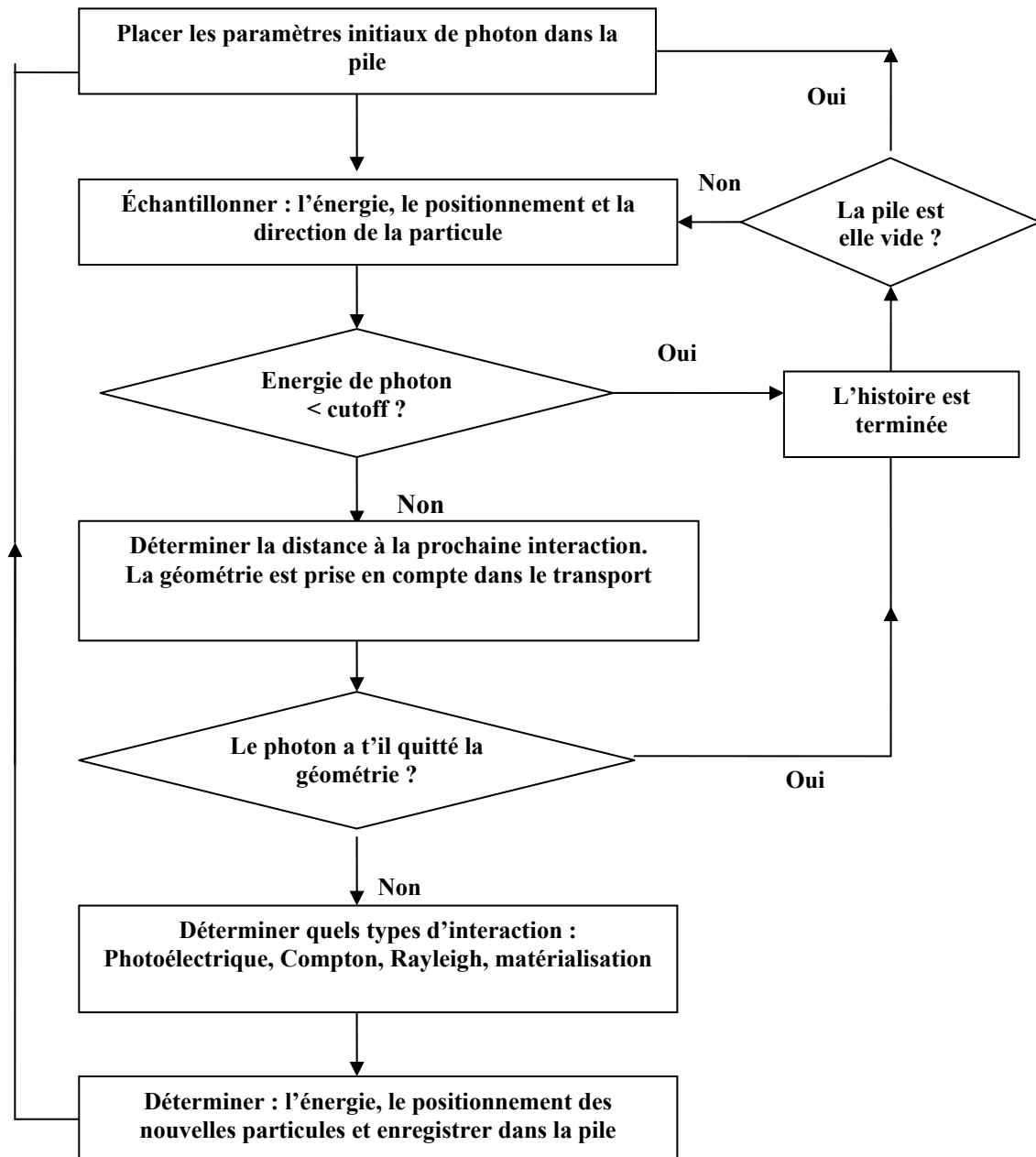


Figure 2.2 : *Algorithme de transport des photons par l'utilisation de la classe II*

Berger a classé les algorithmes en deux classes [28]:

- classe (I) où la perte d'énergie des électrons primaires est considérée continuellement en appliquant le modèle de 'CSDA' (Continuous Slowing Down Approximation), le parcours est subdivisé en petits pas condensés et l'énergie sera déposée au milieu de chaque pas.
- Le modèle de la classe (II) qui est le modèle le plus précis où les corrélations entre les électrons primaires et la production des électrons secondaires et les rayonnements de freinage sont pris en compte dans ce modèle. Des seuils d'énergies 'AE' et 'AP' sont

inclus dans le transport des électrons pour lesquels tous les électrons secondaires ou photons de freinage qui ont des énergies inférieures à AE et AP sont groupés dans une seule étape.

La figure 2.3 décrit la perte d'énergie d'un électron primaire avec une énergie initiale E_0 dans le modèle de classe II et qui résume les étapes de transport. Les collisions 'catastrophiques' d'électrons se produisent aux points 1 (production de rayonnement de freinage), 2 et 3 (collisions inélastiques) alors que les collisions élastiques, sans perte d'énergie se produisent au point 5. Le photon est diffusé par interaction Compton au point 4. Tous les électrons secondaires (le bas de la figure inférieure) sont suivis jusqu'à l'énergie de coupure de transport de la simulation, E_{cut} , où ils sont absorbés (étoiles). La ligne cassée descendant de E_0 correspond à un calcul de la perte d'énergie d'électron basée sur l'approximation du ralentissement continu (CSDA).

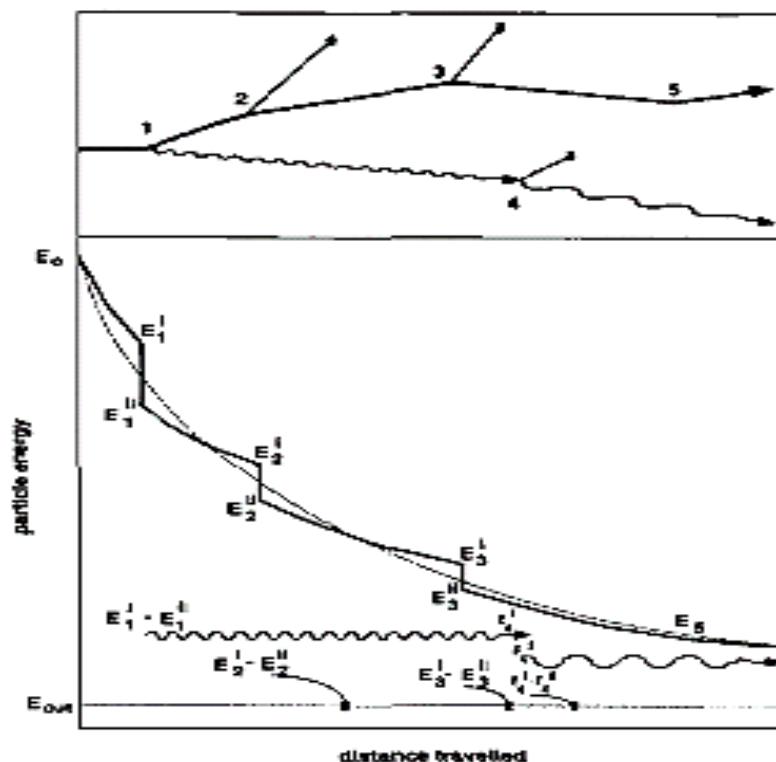


Figure 2.3 : Diagramme Energie-distance du procédé de la classe II utilisé pour décrire les parcours d'électron (et photon) montrés dans la partie supérieure de la figure. Dans la partie inférieure, le détail du transport de ces particules est illustré [27].

Les électrons sont transportés dans les milieux par des algorithmes selon les situations rencontrées, un milieu constitué de différentes régions (problème des interfaces, figure 2.4) consiste à utiliser un algorithme plus élaboré. Le transport des électrons le long de leurs

parcours réels (parcours courbé), en utilisant des petits pas, rend la simulation plus exacte mais plus longue.

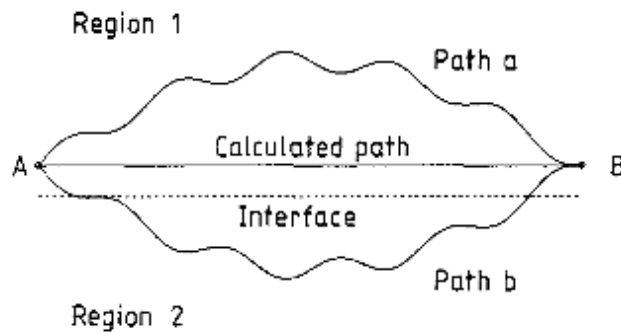


Figure 2.4 *Problème de transport près des interfaces. Deux possibilités peuvent se produire : le ‘parcours a’ correspond à la région 1 où la dose sera déposée. Dans la région 2, la dose est sous estimée car le dépôt de dose est considéré selon la longueur [AB] dans la région 1. L’une des solutions est de réduire les tailles des pas à travers ces interfaces [32].*

L’algorithme PRESTA (Parameter Reduced Electron Step Transport Algorithm), qui est une extension du code original est basé sur les deux aspects suivants [33]:

- l’algorithme PLC (Path-length correction) qui tient compte de la correction de courbure du parcours de l’électron,
- l’algorithme LCA (Lateral Correlation Algorithm) qui corrige le parcours dans le cas des grandes tailles de pas où les déviations latérales deviennent importantes.

L’algorithme PRESTA est basé sur la théorie des diffusions multiples de Molière qui reste valable dans les milieux considérés infinis et homogènes. Le problème des interfaces est l’une des contraintes de cette théorie. Un nouvel algorithme ‘EXACT’ pour le transport des électrons proche des interfaces est utilisé dans le code EGSnrc. Cet algorithme est basé sur une théorie des diffusions multiples plus élaborée [34].

II.5 Les paramètres de simulation

Les paramètres dans le tableau suivant sont utilisés pour tous les codes utilisateurs, l’option (la valeur) d’un paramètre choisie dépend principalement de l’énergie des particules incidentes et du nombre atomique des milieux considérés.

Tableau 2.2 : Paramètres de transport des photons et électrons

Paramètre	Définition
Paramètres de transport des photons	
L'effet de liaison dans la diffusion de Compton (IBCMP)	ce paramètre est utilisé pour la simulation du processus de l'effet Compton en tenant compte ou non de l'effet de liaison
L'échantillonnage angulaire de l'émission de photoélectron (IPHTEr)	si l'option 'IPHTEr=on' est activée, l'angle d'émission du photoélectron est échantillonné selon la formule de Sauter. Si 'IPHTEr=off' (par défaut), l'émission du photoélectron est selon la direction du photon incident
La diffusion de Rayleigh (IRAYLR)	Simulation de la diffusion Rayleigh
La relaxation atomique (IEDGFL)	après chaque événement (effet photoélectrique, effet Compton, interactions inélastiques $e^- - e^-$ ou $e^+ - e^-$ lors de la production de paires), la couche atomique de l'électron éjecté sera remplie par les électrons des couches supérieures. Les spectres de la fluorescence ou électrons Auger son simulés si cette option est activée et elle est recommandée pour les photons de basses énergies et les énergies des couches électroniques de l'ordre de keV (matériaux lourds)
L'échantillonnage angulaire de l'électron et du positron résultant de la production de paires (IPRDST)	trois options sont au choix : ✓ 'IPRDST=off' l'angle d'émission du positron et de l'électron est fixé à $\theta_{\pm} = mc^2/E$ respectivement c'est l'option utilisée dans l'EGS4. ✓ 'IPRDST=on', l'équation de Koch et Motz est utilisée, ✓ Si l'option 'Simple' (par défaut) est choisie seulement le premier terme de la formule de Koch et Motz est utilisé pour l'échantillonnage angulaire.
L'échantillonnage angulaire de rayonnement de freinage (IBRDST)	si l'option 'IBRDST=KM' est choisie, l'équation de Koch et Motz est utilisée pour l'échantillonnage angulaire des rayonnements de freinage. Si l'option 'simple' est choisie (par défaut), le premier terme de l'équation précédente sera utilisé.
L'échantillonnage de la section efficace des rayonnements de freinage (IBRNIST)	si l'option 'IBRNIST=BH' (par défaut) est choisie la section efficace de freinage de Beth-Heitler est utilisée, si l'option 'NIST' est choisie la section efficace de NIST est utilisée, l'option NIST est l'option de base pour le calcul des pouvoirs d'arrêts radiatifs.
GLOBAL PCUT	c'est le paramètre qui définit le futur de l'histoire d'un photon. Si l'énergie

	du photon est inférieure à cette énergie de coupure (PCUT est donné en MeV) l'histoire de photon sera terminée et le reste de son énergie est déposé localement
Paramètres de transport des électrons	
GLOBAL ECUT	c'est l'énergie de coupure dans le transport des électrons donnée en MeV. Si l'énergie totale d'un électron est inférieure à ECUT, son histoire sera terminée et l'énergie est déposée localement.
Les algorithmes du transport des l'électron à travers les régions frontières 'BCA'	Deux algorithmes sont disponibles : PRESTAI (par défaut) où l'électron est transporté proche des interfaces des régions (à une distance égale au nombre de libre parcours moyen) où les diffusions latérales sont désactivées et l'électron est forcé par des diffusions multiples. Cette option est recommandée pour les hautes énergies où les diffusions multiples sont moindres. La deuxième est l'option 'EXAT', nouvelle version améliorée de PRESTA I, tient compte des diffusions latérales et transporte l'électron à travers les interfaces dans une seule diffusion (EXACT est recommandée pour les faibles énergies).
Les algorithmes de transport des électrons	ces algorithmes sont utilisés pour les corrections sur les parcours longitudinaux et les corrélations latérales dans les diffusions élastiques. Deux algorithmes sont disponibles, PRESTAI (par défaut) et PRESTAI.
SMAX	ce paramètre fixe le pas maximal dans le transport des électrons qui dépend de l'algorithme utilisé. Dans le cas de l'algorithme PRESTA I, cette option doit être choisie selon les situations. Dans le cas de l'EXACT et de l'algorithme de transport PRESTA II, le transport des électrons est indépendant du choix de SMAX.
ESTEPE	paramètre qui définit la fraction maximale de dépôt d'énergie par pas d'électron, par défaut cette valeur est fixé à 0.25 avec l'utilisation de l'EXACT. Le choix de 'ESTEPE' doit être convenable avec l'utilisation de PRESTAI.
XI _{max}	ce paramètre définit la valeur maximale du moment de transfert entre deux électrons. Cette valeur ne doit pas dépasser 0.5 qui est la valeur utilisée par défaut. Dans le cas des positrons cette valeur peut atteindre l'unité.
Distance de profondeur utilisée dans le 'BCA'	ce paramètre fixe la distance perpendiculaire entre l'électron et l'interface de la région la plus proche, par défaut elle est égale à trois fois le libre parcours moyen si l'option 'EXACT' est choisie et l'électron est transporté par une seule diffusion, dans le cas de PRESTA I le choix de cette distance est intermédiaire.

Effet du spin électronique (spin effect),	ce paramètre fixe la section efficace choisie pour le traitement des diffusions élastiques. Si 'spin effects =on' (par défaut), la section efficace de Rutherford corrigée par le facteur de Mott est utilisée. L'option 'spin effect =on' est recommandée pour les hautes énergies, aux basse énergies 'spin effect =off' peut être utilisée.
---	--

II.6 Générateurs des nombres aléatoires

La méthode de Monte Carlo consiste à simuler les différentes interactions entre les particules par l'échantillonnage aléatoire d'un type d'interaction. Le cas idéal consiste à utiliser une séquence des nombres aléatoires infinie (la désintégration radioactive, parasite/bruit des circuits électriques, bruit thermique, etc.). Malheureusement, de tels générateurs de nombres aléatoires ne peuvent être liés aux machines de calculs, les procédures d'échantillonnage exigent un générateur de nombres aléatoires 'RNG' capable de générer des nombres pseudo aléatoires avec une longue période. La caractéristique de la séquence des nombres aléatoires sur une période peut être utilisée pour tester un programme par comparaison de deux résultats d'une simulation. En général, une séquence des nombres aléatoires doit être uniforme et non corrélée. L'EGSnrc utilise deux générateurs de nombres aléatoires: RANLUX et RANMAR. Le générateur par défaut est le RANLUX [12].

II.7 Données des matériaux PEGS4

Le programme PEGS4 (*Preprocessor for EGS*) est un programme écrit en langage Mortran utilisé pour générer un fichier de données "matériaux", contenant les informations sur les sections efficaces des matériaux concernés par le calcul. Différentes opérations peuvent être effectuées aussi comme le 'fitting' et la production des fonctions aux points désirés (ces fonctions sont liées aux interactions physiques).

Le PEGS4 génère ces données selon le choix désiré des énergies seuil c.a.d AE pour les électrons et AP pour les photons et les énergies maximales correspondantes, UE et UP. Toutes ces opérations sont réalisées en agissant sur la commande PEGS4 dans l'interface graphique 'egs_gui' (voir annexe figure A.1).

II.8 Technique de réduction de variance

La précision des simulations est liée au nombre des histoires simulées. Pour réduire les incertitudes de calcul, on doit augmenter le nombre d'histoires simulées ce qui conduit à

l'accroissement du temps de simulation. Par conséquent, des techniques de réduction de variance sont utilisées pour réduire le plus possible ce temps de simulation et maintenir les incertitudes à un niveau acceptable.

Les techniques de réduction de variance suivantes sont utilisées dans le code EGSnrc :

- *Splitting and Russian Roulette* : Cette technique est appliquée dans le cas où on s'intéresse aux processus d'interaction qui sont moins probables dans des régions d'intérêt. Par exemple, un photon de freinage émis par un électron est subdivisé '*splitting*' en un nombre N_{split} de photons, ces photons ont le même poids W_0/N_{split} où W_0 est le poids du photon primaire. Cette procédure (splitting) se poursuit à des ordres plus élevés de photons de plus faibles poids. Presque 50% du temps de simulation est utilisé pour suivre les électrons secondaires générés par ces photons, une partie de ces particules est supprimée par une autre technique '*la Roulette russe*' car ils ne contribuent pas au dépôt de dose désirée. Par contre, les histoires d'une certaine fraction de ces électrons nommés (survivants) peuvent être suivis avec un poids $1/(1-k)$ où $1-k$ est la probabilité de survie [21,35-37].
- *Photon pathlength biasing* : dans le calcul de dose en profondeur où l'interaction des photons est insuffisante, la dose à la surface est estimée par l'application d'une technique qui permet de réduire le nombre de libre parcours moyen.
- *Photon forcing* : cette technique est utilisée pour forcer les photons à interagir dans des géométries spécifiées.
- *Range rejection of electron* : cette technique est basée sur le calcul du parcours (range) d'une particule chargée depuis le début jusqu'à la fin de son histoire (toute son énergie est consommée) si elle ne peut pas quitter la région d'intérêt avec une énergie égale à ECUTRR. ECUTRR est l'énergie de coupure de la méthode 'range rejection' qui varie d'une région à une autre selon le type de la technique utilisée [10, 36].

Chapitre 3

Matériels et méthodes

Dans ce chapitre, nous allons décrire les méthodes utilisées pour le calcul, par le code Monte Carlo EGSnrc, des kernels de dépôt d'énergie (EDK) des sources ponctuelles de photons isotropiques, d'énergie allant de 50 keV à 2 MeV dans une géométrie sphérique. Les EDKs sont définis comme étant la fraction de dépôt d'énergie déposée dans la région d'intérêt d'un volume élémentaire (ou voxel), par les photons émis par une source ponctuelle, dans une géométrie sphérique. Un code utilisateur 'EDKnrc' est utilisé pour le calcul des EDKs après fixation des paramètres optimaux pour la simulation de ces derniers. Par la suite, le calcul des distributions de dose (2D), autour des fils d'Iridium 192 non filtrées de différentes longueurs a été entrepris, en utilisant les kernels de dépôt d'énergie 'EDK'. Le passage d'une source ponctuelle à une source de longueur L_s est possible en utilisant la méthode de convolution. Par souci de comparaison, une simulation Monte Carlo directe des distributions de dose autour des mêmes fils d'Ir192 a été réalisée dans une géométrie cylindrique en utilisant le code utilisateur 'DOSRZnrc' du code Monte Carlo EGSnrc.

III.1 Le code utilisateur 'EDKnrc'

III.1.1 Géométrie de simulation

Le kernel de dépôt d'énergie (EDK) pour une catégorie de photons émis par une source (totale, primaire, premier diffusé, ...) donnée, dans un volume unitaire, est défini comme étant la somme des fractions de la quantité d'énergie de photons déposée dans un volume élémentaire (voxel) [38,39]:

$$\varepsilon_c = \frac{E_{\text{dep}}}{N_0 \cdot h\nu_0} \quad (3.1)$$

Où :

- E_{dep} est l'énergie déposée dans le volume élémentaire,
- N_0 est le nombre de photons primaires,
- $h\nu_0$ est l'énergie des photons primaires.

L'addition de tous les kernels ε_c sur tout le volume considéré donne la fraction d'énergie pour une catégorie de photons donnée.

Les kernels de dépôt d'énergie (EDK) ont été simulés par la méthode Monte Carlo, dans une géométrie sphérique, pour des sources ponctuelles isotropiques et monoénergétiques de photons pour des énergies allant de 50 keV à 2 MeV. Pour cela, nous avons utilisé le code utilisateur 'EDKnrc' du code Monte Carlo EGSnrc. Le code EDKnrc est un code utilisateur du code Monte Carlo EGSnrc pour la simulation du transport couplé électron-photon dans une géométrie sphérique. La géométrie utilisée dans ce code utilisateur est une géométrie sphérique de 60cm de rayon, divisée en un ensemble de sphères concentriques de différents rayons. L'intersection des sphères concentriques et d'un nombre de cônes adjacents dont le sommet est placé au centre de la géométrie, constitue un ensemble de voxels sphériques (chaque voxel à un volume ΔV). Par défaut, le nombre de cônes est de 48, l'incrément des angles est constant et égal à 3.75° , le nombre des sphères est de 24 et les rayons des sphères ont différents incréments : l'incrément des quatre premières sphères est de 0.05cm et celui des six dernières sphères est de 10cm. Le nombre total de voxels sphériques (régions) est de 1152. Le choix des tailles des sphères et des cônes est possible grâce à des paramètres variables dans le fichier input du code utilisateur EDKnrc (selon la situation simulée). Comme pour les autres codes utilisateurs, le choix des régions est réalisé selon deux procédés :

- Par groupes, où chaque nombre de cônes correspond à un angle donné et chaque nombre de sphères correspond à un rayon donné,
- Ou individuel où chaque région correspond à un angle et un rayon donnés.

La figure 3.1 illustre une projection planaire de la géométrie de simulation.

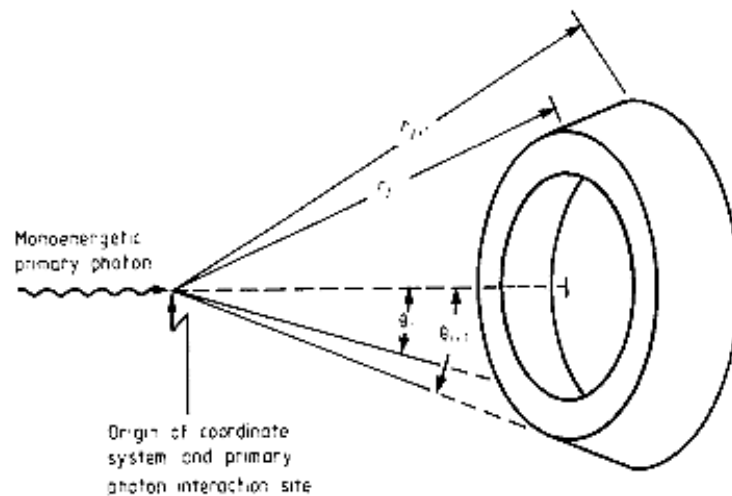


Figure 3.1 : Illustration d'un élément de volume (voxel) sphérique utilisé dans la géométrie de simulation [21]

Le code EDKnrc simule trois types de configuration de sources:

- Source 0 : une source ponctuelle de photons le long de l'axe central.
- Source 1 : une source ponctuelle isotropique de photons ou d'électrons mono-énergétiques ou poly-énergétiques située au centre.
- Source 2 : (utilisée dans l'ancien code EGS4) : similaire à la source 0 avec le point d'interaction déplacé d'une petite distance (10^{-6}cm) pour éliminer le problème de singularité qui provient des anciens algorithmes.

Dans notre travail, nous avons utilisé la configuration de la source 1 représentant une source isotropique placée au centre de la sphère. Les fractions de dépôt d'énergie pour une source de photons dont l'énergie varie de 50keV à 2MeV avec un pas de 50 KeV ont été simulées.

Dans son exécution, le code EDKnrc a besoin d'un fichier d'entrée (*fichier input*) qui contient toutes les déclarations d'une simulation : les options de calcul, le nombre d'histoires, les quantités à calculer, les spécifications de la géométrie (nombre et rayons des sphères, nombre et angles des cônes), le nombre et la spécification des milieux, la configuration de la source, les paramètres de transport MC et les paramètres de la technique de réduction de variance. Les résultats de la simulation sont contenus dans un fichier renfermant toutes les informations précédentes et les résultats avec leurs incertitudes, les fractions de dépôt d'énergie par la contribution des différentes catégories (les photons primaires, les photons de premières diffusions, les photons de diffusions multiples,...), le temps de simulation....

L'énergie cumulée dans chaque voxel est normalisée par rapport à l'énergie totale des photons incidents. Ce rapport définit la fraction de dépôt d'énergie d'une catégorie 'c' de photons (primaire, premier diffusé, diffusé multiple) donnée par [38,39]:

$$\varepsilon(i, j)_c = \sum_n [\Delta E_c(i, j)]_n / N_0 \cdot h\nu_0 \quad (3.2)$$

- La quantité $[\Delta E_c(i, j)]_n$ décrit la fraction de dépôt d'énergie du n^{ième} pas d'électrons pour les photons de la catégorie 'c',
- N_0 est le nombre total des photons incidents d'énergie $h\nu_0$

La masse d'un voxel de volume ΔV et d'une densité ρ est égale à :

$$\Delta m(i, j) = \rho \cdot \Delta V(i, j).$$

La dose qui correspond à ce dépôt d'énergie par photon pour une catégorie de photons c , est exprimée par :

$$D_c(i, j) = h\nu_0 \varepsilon_c(i, j) / \Delta m(i, j) \quad (3.3)$$

La fraction totale de dépôt d'énergie de photons dans un voxel (i, j) peut être donnée par :

$$\varepsilon(i, j) = \sum_c \sum_n [\Delta E_c(i, j)]_n / N_0 \cdot h\nu_0 \quad (3.4)$$

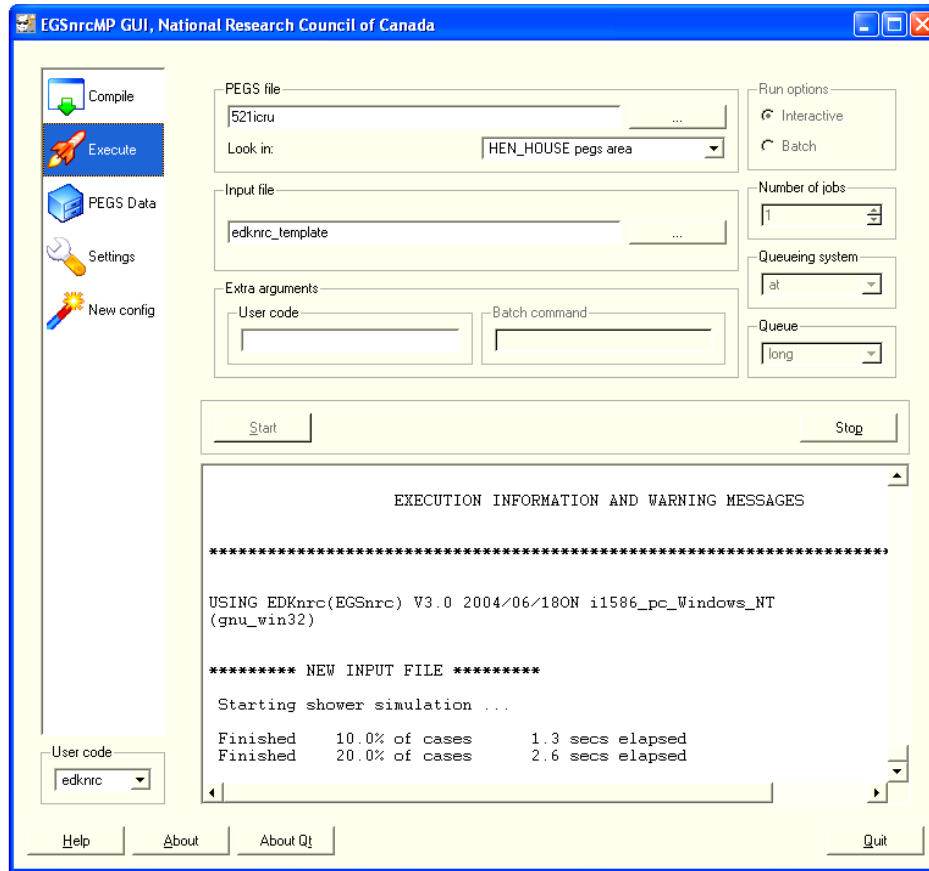


Figure 3.2 : Interface graphique du code EGSnrc pour l'exécution du code utilisateur EDKnrc.

III.1.2 Processus de simulation des kernels de dépôt d'énergie

Lors de l'interaction "forcée" d'un photon primaire au centre de la sphère, l'histoire de chaque particule secondaire générée est suivie indépendamment. L'histoire d'un électron est terminée lorsque son énergie devient inférieure à un certain seuil (énergie de coupure) ou dans le cas où l'électron quitte la géométrie d'intérêt.

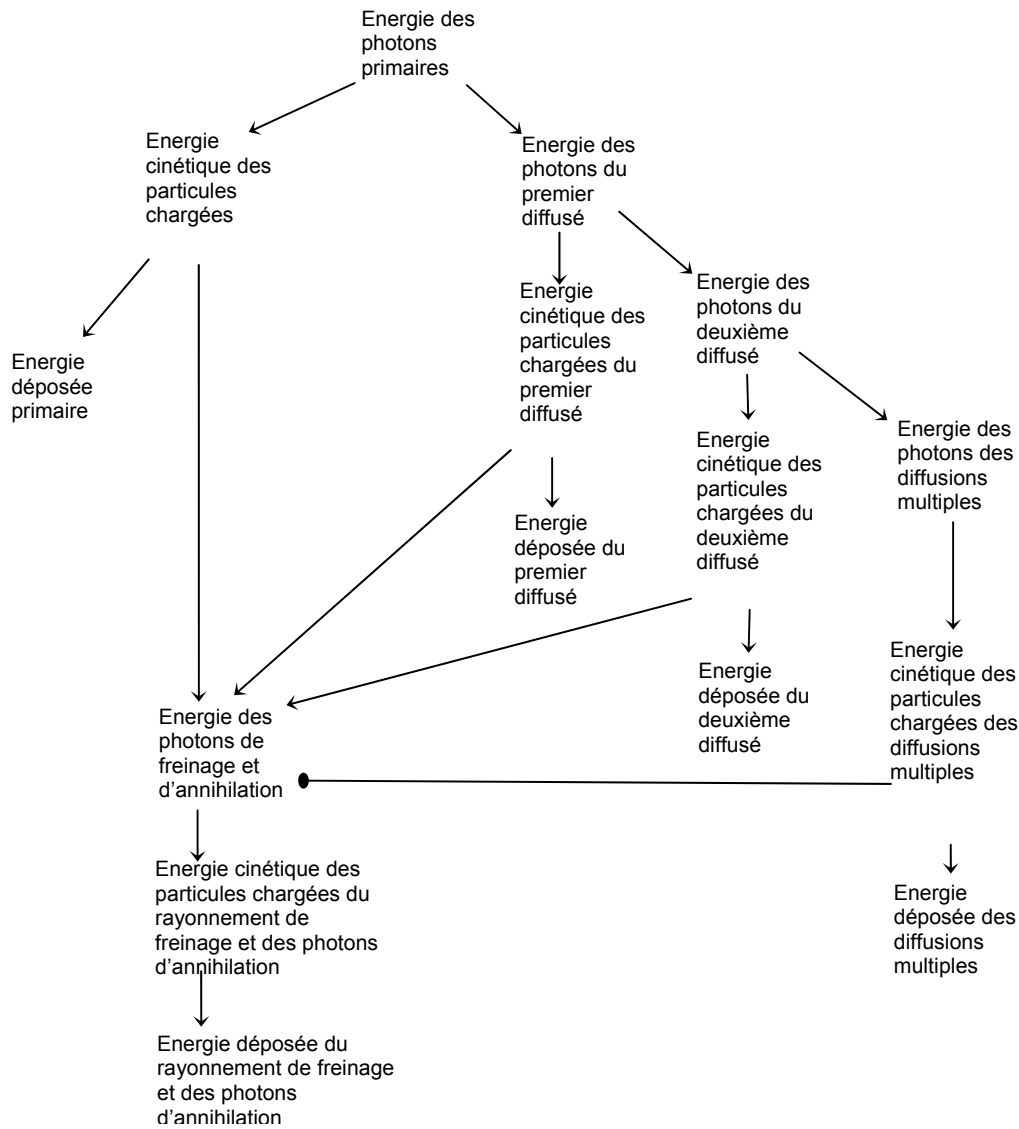


Figure 3.3 : Différentes catégories de dépôt d'énergie

Dans le cas des photons, le transport du couple électron/photon dépend de l'énergie des photons incidents, les photons qui génèrent des électrons de faible énergie (qq dizaines de keV) déposent leur énergie localement. Dans le cas des électrons énergétiques, le choix du modèle de transport des électrons influe sur les résultats de la simulation. Lors de la simulation du transport des photons, l'échantillonnage du type d'interaction des photons avec le milieu est gouverné par le rapport entre la section efficace de ce type d'interaction et la section efficace totale (somme des sections efficaces (§1.4.4)). Ce rapport est obtenu par la génération d'un nombre aléatoire pendant une étape de transport. Les électrons générés lors des interactions des photons avec le milieu, à leur tour, sont transportés selon le même principe et la quantité physique 'EDK' est déterminée par la sommation des fractions de dépôt

d'énergie qui ont lieu dans les différents pas de transport dans chaque voxel. Ces électrons sont supposés déposer ces fractions d'énergie au milieu de leur pas le long de leur trajectoire.

Un nombre d'histoires de $5 \cdot 10^7$ a été utilisé pour chaque énergie pour la simulation des EDKs. Toutes les particules secondaires générées par les photons primaires ont été suivies jusqu'à ce que leurs énergies atteignent les énergies de coupure ECUT et PCUT ou quittent la géométrie de simulation.

Les kernels de dépôt d'énergie 'EDK' sont calculés pour différentes catégories/composantes :

- o photons primaires,
- o photons de premières diffusions
- o photons de diffusion multiples,
- o photons de freinage et d'annihilation (calculés séparément).

La catégorie/composante d'un 'EDK' déposée dans le fantôme est la somme des fractions déposées sur les petits pas dans chaque voxel conique. La sommation de cette quantité sur l'ensemble des voxels donne la fraction totale de la catégorie. Elle est exprimée comme suite :

$$F_c = \sum_{i,j} \sum_n \Delta E_c(i,j)_n / N_0 h \nu_0 \quad (3.5)$$

De même, on donne la fraction totale de dépôt d'énergie sommée sur toutes les catégories :

$$F_{\text{tot}} = \sum_C \sum_{i,j} \sum_n \Delta E_c(i,j)_n / N_0 h \nu_0 \quad (3.6)$$

III.2 Choix des paramètres optimaux de simulation.

Dans le chapitre précédent, nous avons défini les paramètres de transport des photons et des électrons régissant la simulation du transport des photons et des électrons dans le code EGSnrc. Ces paramètres doivent être fixés selon les données des situations à simuler.

Pour optimiser le temps de simulation sans affecter la précision du calcul, une étude a été entreprise pour voir l'influence de ces paramètres sur le dépôt d'énergie, ce qui nous permettra de choisir les valeurs des paramètres de simulation optimaux.

Dans la gamme d'énergie étudiée, les processus d'interaction des photons avec la matière les plus dominants sont : la diffusion Compton (diffusion incohérente), la diffusion de Rayleigh (la diffusion cohérente) et l'effet photoélectrique.

Des travaux précédents ont montré la sensibilité des résultats des simulations aux paramètres de transport des photons et des électrons choisis pour la simulation du transport de photons

[39]. A cet effet, des séries de simulation des kernels de dépôt d'énergie ont été effectuées pour voir l'influence des différents paramètres sur les résultats des simulations. Pour se faire, nous avons effectué des simulations pour des sources ponctuelles (source 0) d'énergie variant de 0.03 à 2 MeV en variant un paramètre et en maintenant les autres paramètres fixés afin de quantifier l'influence du choix du paramètre sur l'énergie déposée. Les différents paramètres, liés au transport des photons et des électrons étudiés sont:

III.2.1 Effet de liaison dans la diffusion Compton (diffusion incohérente)

La diffusion Compton peut être simulée, dans le code EGSnrc, avec deux hypothèses, la première consiste à supposer l'électron considéré dans la diffusion comme un électron libre, la deuxième tient compte de la force de liaison de cet électron. La prise en compte ou non de l'effet de liaison peut avoir une influence considérable sur le dépôt d'énergie, surtout dans la gamme d'énergie considérée dans le présent travail. Pour quantifier la magnitude de cette influence, nous avons effectué des simulations pour des sources de photons d'énergie entre 0.03 et 2 MeV.

III.2.2 Diffusion de Rayleigh

Quoique la diffusion de Rayleigh (diffusion élastique) n'intervient pas directement sur le dépôt d'énergie, elle peut avoir une influence sur le transport des photons. La diffusion de Rayleigh influe sur la distribution spatiale des photons. A cet effet, nous avons étudié les variations des quantités 'Doses' en fonction de l'angle des voxels coniques avec et sans diffusion de Rayleigh pour des énergies allant de 0.05MeV à 2 MeV.

III.2.3 Relaxation atomique

Ce processus est considéré après chaque éjection d'un électron atomique causé par l'effet photoélectrique et l'effet Compton. Aux faibles transferts d'énergies où les énergies de ces relaxations sont comparables aux énergies des photons incidents, l'écart pourrait être important et le processus de la relaxation atomique peut modifier sensiblement le dépôt d'énergie.

III.2.4 Section efficace de freinage

Deux options peuvent être utilisées dans le code EGSnrc: la section efficace de freinage donnée par Bethe Heitler appliquée pour les hautes énergies et la section efficace NIST (National Institute of Standards and Technology).

III.2.5 Simulation de l'émission angulaire d'un photo-électron

La variation de la quantité Dose en fonction de l'angle des voxels a été étudiée avec et sans prise en compte de l'échantillonnage angulaire des photo-électron.

III.2.6 Les algorithmes de transport des électrons à travers les frontières (BCA)

Deux algorithmes sont disponibles : PRESTA-I et EXACT.

III.2.7 Algorithmes de transport des électrons

Pour voir l'influence de l'algorithme de transport des électrons, nous avons effectués des simulations pour des énergies allant de 0.05 MeV à 1 MeV en utilisant les deux algorithmes de transport des électrons disponibles : PRESTA-I et PRESTA-II.

III.2.8 Effet du spin relativiste de l'électron

Pour voir l'influence de l'effet de spin relativiste sur le dépôt d'énergie, nous avons effectué des simulations pour différentes énergies avec et sans effet de spin. Ces simulations ont été effectuées pour des énergies allant de 0.05 à 2 MeV.

III.3 Calcul de distribution de dose autour d'un fil d'Iridium

Dans le calcul de la distribution de la dose autour d'un fil d'Ir-192, la source est supposée symétrique et la distribution de la matière radioactive le long de la source est considérée comme homogène et le diamètre de la source est négligeable devant sa longueur. Ces approximations sont suffisantes pour l'utilisation de l'hypothèse (modèle) de la source linéaire.

Pour la détermination de la distribution de dose autour d'un fil d'Iridium de longueur L_s , nous avons eu recours à la méthode de convolution dans laquelle le fil est décomposé en un certain nombre de segments élémentaires N_{seg} .

La méthode consiste à déterminer la contribution des différents segments en calculant les EDK en un point P situé au centre de voxel, et la dose délivrée au même point P peut être calculée par une simple formule analytique donnée comme suite :

$$D_{edk}(\vec{r}) = \frac{\varepsilon(\vec{r})}{\rho \Delta V} \times N_0 \times h\nu_0 \quad (3.7)$$

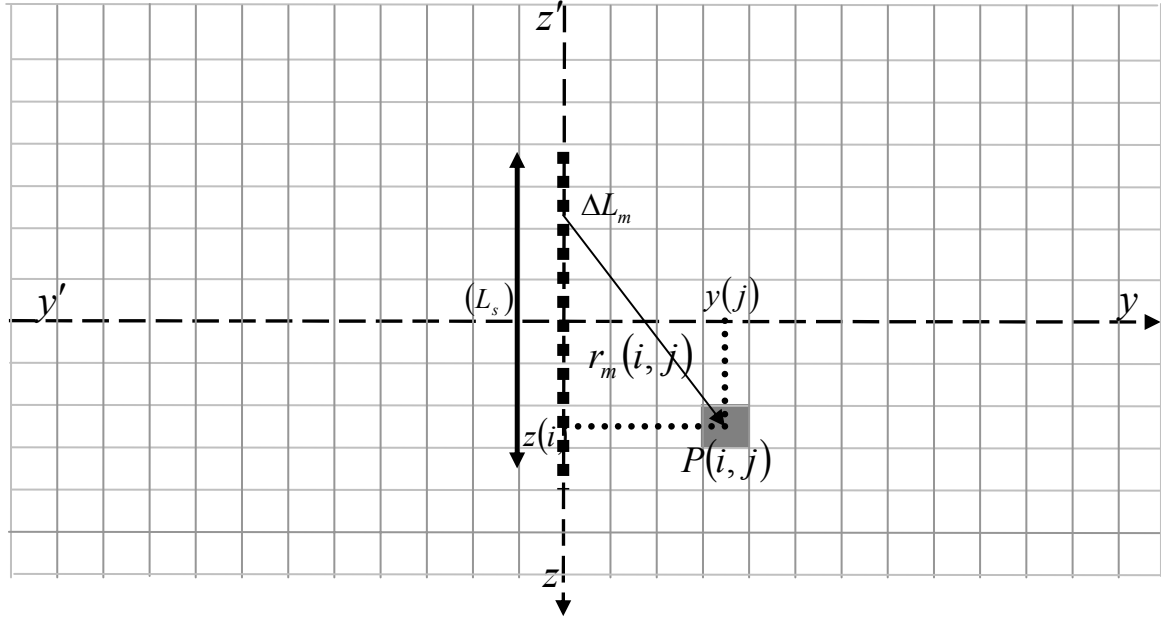


Figure 3.4 : Représentation cartésienne de la distribution de dose d'une source linéaire

La dose totale délivrée peut être calculée en tenant compte de la contribution de chaque segment, car chaque segment est assimilé à une source ponctuelle. Ainsi la distribution de la dose totale dans un milieu homogène peut être calculée dans tout l'espace à partir des D_{edk} moyennant une intégrale de convolution, d'où:

$$D_T(\vec{r}) = \int_L \frac{dD_{edk}(\vec{r}_m)}{dl} dl \quad (3.8)$$

Pour des raisons de symétrie de la source, le calcul de la distribution de dose à trois dimensions sera réduit à deux dimensions. De plus, en discrétisant l'expression (3.8) en raison de la décomposition du fil en segments, elle devient :

$$D_T(P) = \sum_{k=1}^{N_{seg}} D_{edk}(k) / N_{seg} \quad (3.9)$$

Le calcul de la distribution de dose est réalisé dans un plan décrit par une grille définie par des coordonnées cartésiennes dans le plan contenant la source (y,z). L'axe central de la source étant placé sur l'axe z. Les dimensions de la grille de calcul sont de $10 \times 10 \text{ cm}^2$. L'incrément des pas sur les deux axes est constant et est égal à 0.1cm.

Le calcul a été effectué dans un quadrant du plan (1/4 du plan : +y +z). La distribution de dose dans les trois quadrants restants sera déduite de celle du premier.

Le calcul des distributions de dose de trois fils d'Iridium-192 de différentes longueurs a été réalisé en élaborant un programme écrit en langage Fortran. L'organigramme du programme

de convolution utilisé est donné par la figure 3.5. Les longueurs choisies sont 1, 5 et 10 cm respectivement.

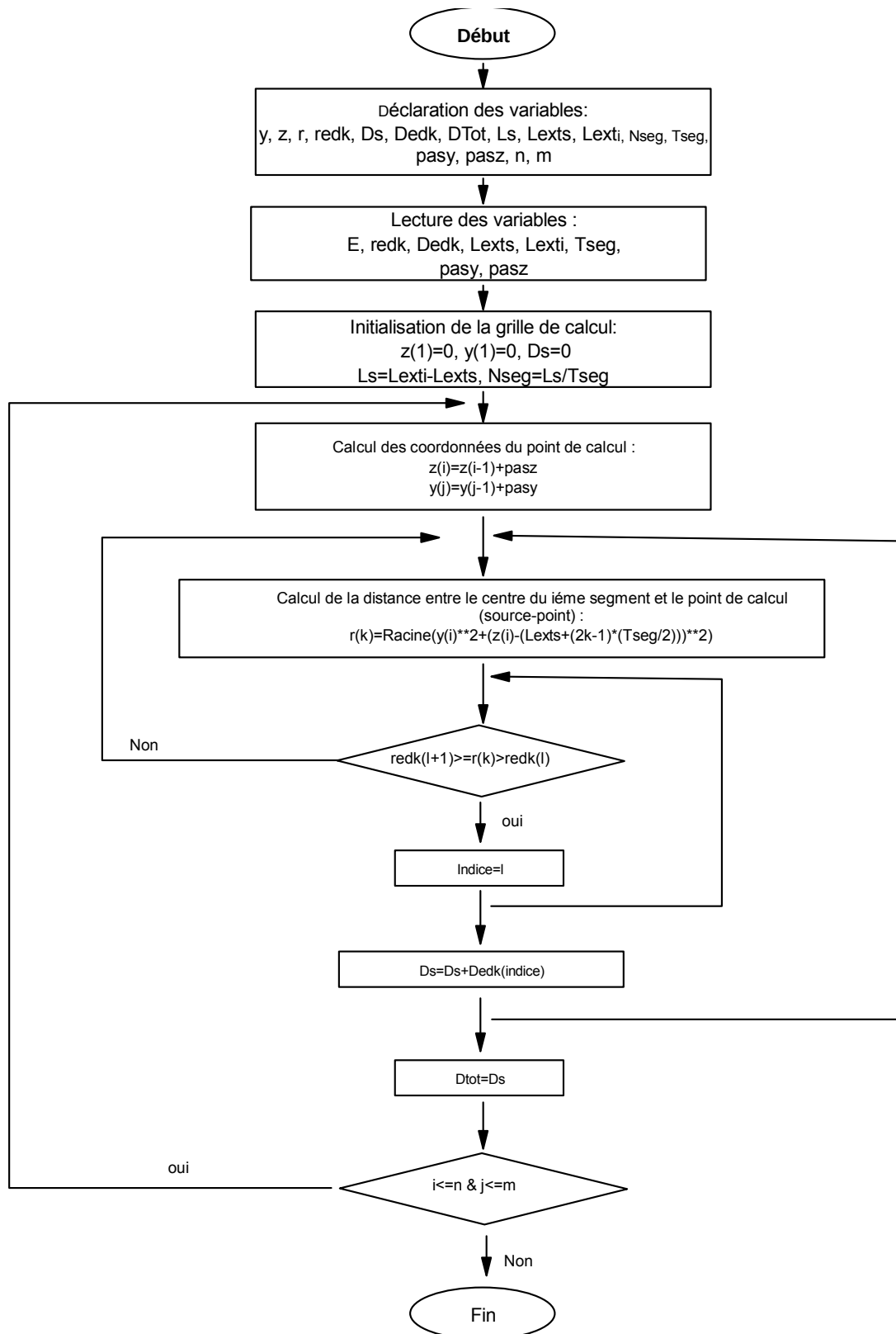


Figure 3.5 : Organigramme de calcul de la distribution de dose autour d'une source de longueur L_s subdivisée en N segments élémentaires

III.4 Simulation directe d'un fil d'Ir-192

Une simulation directe de la distribution de dose autour d'un fil d'Iridium (source non filtrée) a été réalisée. Pour cela, le code utilisateur DOSRZnrc a été utilisé pour simuler ce fil d'iridium dans une géométrie cylindrique. Le résultat de cette simulation servira à évaluer la précision de la méthode précédente.

III.4.1 Le code utilisateur DOSRZnrc

Le code 'DOSZnrc' est un code utilisateur du code EGSnrc pour la simulation du transport couplé électron-photon dans une géométrie cylindrique [21]. La géométrie de simulation est définie par l'intersection de cylindres concentriques de différents rayons avec des plans transversaux. L'ensemble donne des voxels cylindriques sous forme d'anneaux. La figure ci-dessous décrit une coupe longitudinale d'un cylindre.

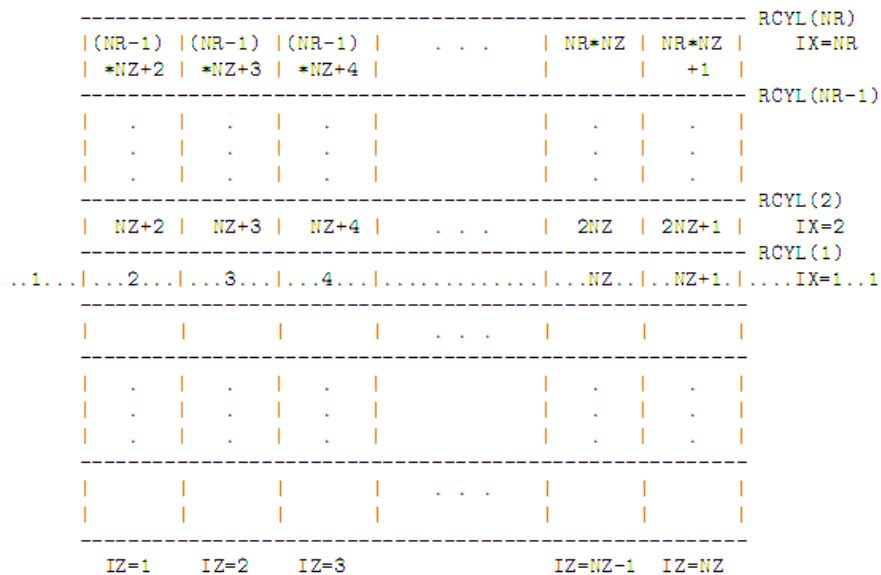


Figure 3.6 : Géométrie du code DOSRZnrc, le 'IZ' définit l'ordre des plans et RCYL(N) est le rayon du $n^{ième}$ cylindre. Le nombre total des voxels cylindriques est : NZ*NR [21]

Les limites géométriques des voxels sont déterminées par l'intersection de 52 plans d'incrément $\Delta z = 0.5$ cm d'épaisseur et de 50 cylindres concentriques d'incrément radial Δr variant de 0.1 à 1 cm. Un faible incrément radial a été choisi près de la source qui augmente au fur à mesure que l'on s'éloigne de la source. Cet arrangement spatial a été choisi car la majeure partie de l'énergie est déposée à proximité de la source et en raison du gradient de dose élevé aux environs immédiats de la source, ce qui nécessite une grande résolution spatiale. Toutes les particules secondaires générées par les photons primaires ont été suivies jusqu'à ce que leurs énergies atteignent les énergies de coupure prédéfinies ECUT et PCUT.

Comme tous les codes utilisateurs du code EGSnrc, le code DOSRZnrc utilise différents fichiers pour la simulation du transport des photons dans une géométrie cylindrique.

III.4.1.1 Le fichier d'entrée des données (*fichier input*)

C'est le fichier où toutes les données nécessaires à une simulation sont introduites. Les différentes options des paramètres de transport de la particule sont données dans le fichier 'EGSINP' :

- la spécification de la géométrie (définition des régions de calcul par groupe ou individuel),
- le nombre des plans et des cylindres,
- la spécification de la configuration de source,
- la fixation des paramètres Monte Carlo (temps de simulation, type de variables à calculer et la précision de la statistique),
- le transport des électrons, les électrons sont transportés normalement en tenant compte des interactions discrètes ou en utilisant l'approche de ralentissement continu (*CSDA*).

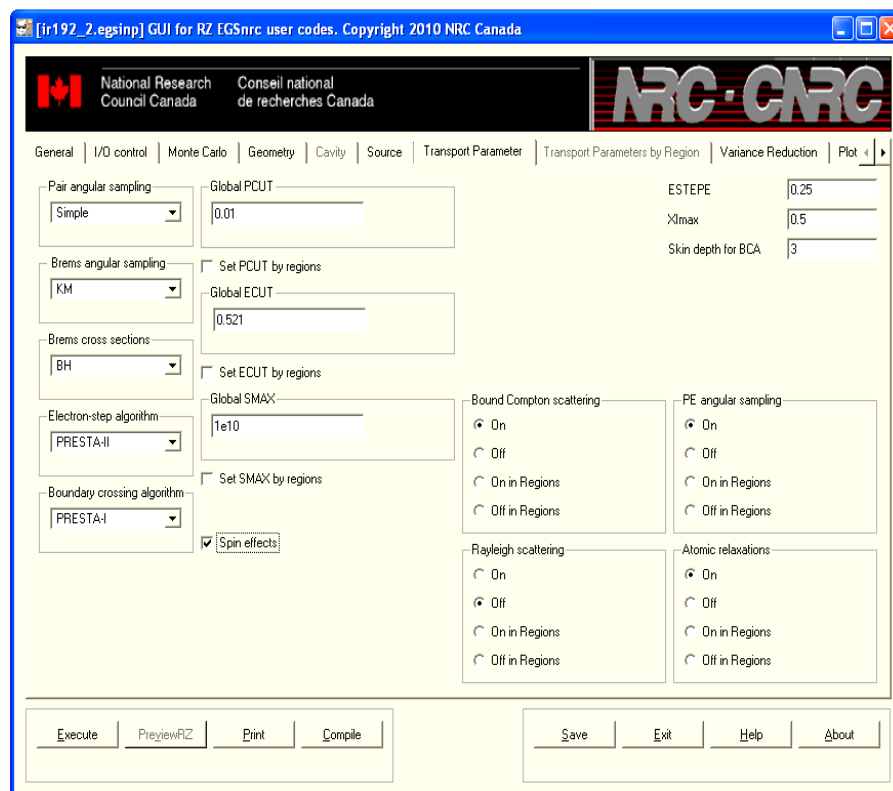


Figure 3.7 : Interface graphique des codes utilisateurs à géométrie cylindrique pour l'exécution du code utilisateur DOSRZnrc [20]

III.4.1.2 Le fichier résultats 'EGSLST'

Ce fichier contient les informations sur les matériaux et les régions utilisés dans l'enregistrement des résultats et les informations des grandeurs simulées (dose, dépôt d'énergie, fluence, ...). Ce fichier contient aussi toutes les options des paramètres de transport qui ont été fixées dans le fichier des données, le nombre de cas/histoires traités, l'énergie et le type des particules incidentes, les différents paramètres de la technique de réduction de variance, les différents milieux, la configuration de la source et le temps de simulation...

Le tableau 3.3 résume des différentes données utilisées dans la simulation, le choix pour chaque donnée et sa description. Les options de la réduction de variance n'ont pas été utilisées car la géométrie utilisée est relativement simple.

III.4.2 Source et spectre d'Iridium

Les sources simulées sont des fils d'Iridium (non filtrées) de 1, 5, et 10 cm de longueur respectivement et de 0.1mm de diamètre. La simulation a été réalisée dans un fantôme d'eau cylindrique de 60cm de rayon et de 90cm de hauteur. Ce fantôme est constitué de cylindres concentriques de différents diamètres traversés par des plans transversaux d'épaisseur e_i le long de l'axe central (longitudinal) de la source, les incréments sont variables. L'ensemble forme des voxels cylindriques (anneaux).

Deux approches ont été utilisées :

- Dans la première, la source radioactive a été simulée avec une énergie correspondant à l'énergie moyenne du spectre d'Iridium-192 qui est égale à 0.37 MeV,
- Dans la deuxième approche, nous avons utilisé le spectre énergétique d'Iridium-192.

Le spectre utilisé et celui fourni avec le code EGSnrc [12].

Le code DOSRZnrc permet l'utilisation de différents types de sources de rayonnements (source ponctuelle, source cylindriques, ...). Dans le cas de la simulation des fils d'iridium, nous avons utilisé une source cylindrique de longueur l définie dans la géométrie de simulation par le premier cylindre du fantôme et ayant une extension sur un certain nombre de plans transversaux. Le centre de la source coïncide avec le centre du fantôme. La figure (3.8) décrit la géométrie de simulation d'un fil d'Iridium situé au centre d'un fantôme cylindrique d'eau.

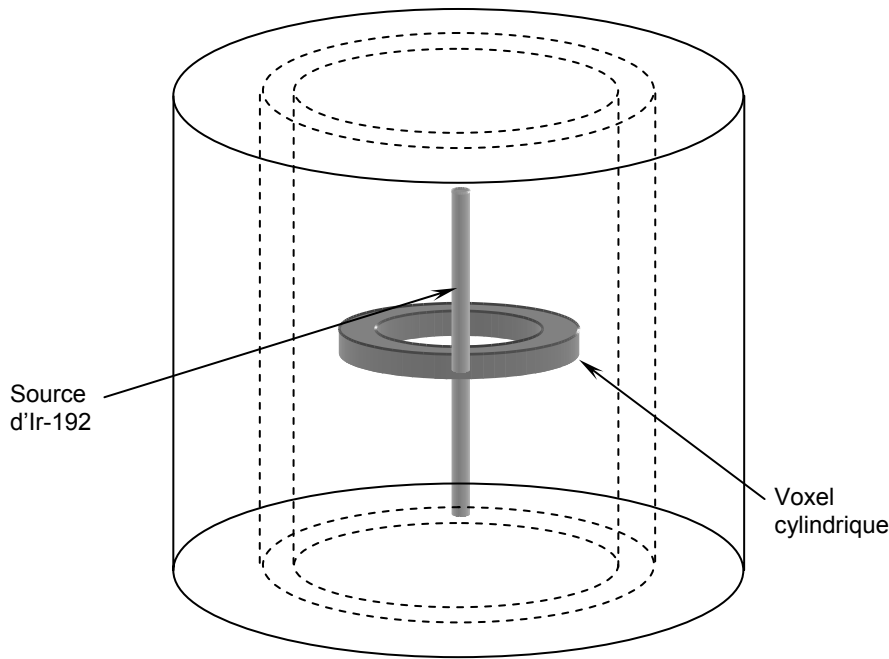


Figure 3.8 : Géométrie de simulation d'un fil d'Ir-192 par le code DOSRZnrc

Le calcul des distributions de doses autour de la source linéaire a été effectué :

- en simulant les histoires de 3×10^8 photons,
- les énergies seuils ont été prises égales à 0.521 MeV pour *ECUT* et *AE*,
- les énergies seuils égales à 0.01 MeV pour *PCUT* et *AP* respectivement.

La simulation du transport des photons se fait en tenant compte de l'effet de liaison des électrons dans la diffusion Compton, de la relaxation atomique et de l'échantillonnage angulaire des photo-électrons et du rayonnement de freinage. La diffusion Rayleigh n'est pas prise en considération. Le transport des électrons est effectué en utilisant l'algorithme PRESTA II avec l'algorithme PRESTA I pour la traversée des limites et en prenant en compte l'effet de spin.

Le tableau 3.2 regroupe les paramètres de simulation utilisés.

Tableau 3.2 : Paramètres de simulation des fils d'Ir-192 avec le code utilisateur DOSRZnrc

Paramètre	Description	Valeur
Ncase	Nombre d'histoire a simulé	300 000 000
Nslab	Nombre de plans utilisés dans la définition de la géométrie de simulation	50
NradiiI	Nombre de cylindres utilisés dans la définition de la géométrie de simulation	50
Incident particle	Type de la particule incidente	Photon
Source number	Configuration de la source	3 (source cylindrique placée au centre de la géométrie)
Ekin	Energie des particules incidentes	0.37MeV et spectre d'Iridium
PCUT	Energie de coupure des photons	0.01 MeV
ECUT	Energie de coupure des électrons	0.521 MeV
Bremss angular sampling	Echantillonnage angulaire du rayonnement de freinage	on
Bremss cross section	Section efficace du rayonnement de freinage	BH
Bound compton scattering	Effet Compton avec pris en compte de l'effet de liaison	on
Atomic relaxation	Relaxation atomique	on
Rayleigh scattering	Diffusion Rayleigh	on
PE angular sampling	Echantillonnage angulaire de l'effet photoélectrique	on
Electron step algorithm	Algorithme de transport des électrons	PRESTA II
Bounadry crossing algorithm	Algorithme de passage des limites	PRESTA I (BCA=3)
Spin effect	Effet de spin	on
VRT	Techniques de réduction de variance	Photon forcing

Chapitre 4

Résultats et discussions

Dans ce qui suit, nous allons donner les résultats de ce travail portant sur la dosimétrie en Curiethérapie basée sur les Kernels du dépôt d'Energie. La première étape a consisté à étudier l'influence des différents paramètres sur la simulation. Une fois le choix des paramètres optimaux fixés, nous avons simulé les EDKs pour des sources ponctuelles isotropiques par le code utilisateur 'EDKnrc' pour des énergies allant de 50 keV à 2 MeV par pas de 50 keV afin de simuler tout le spectre de l' ^{192}Ir . Ces EDKs nous ont permis de déterminer la distribution de dose autour de sources utilisant le spectre énergétique de l'Ir-192 et son énergie moyenne pour différentes longueurs par la méthode de convolution.

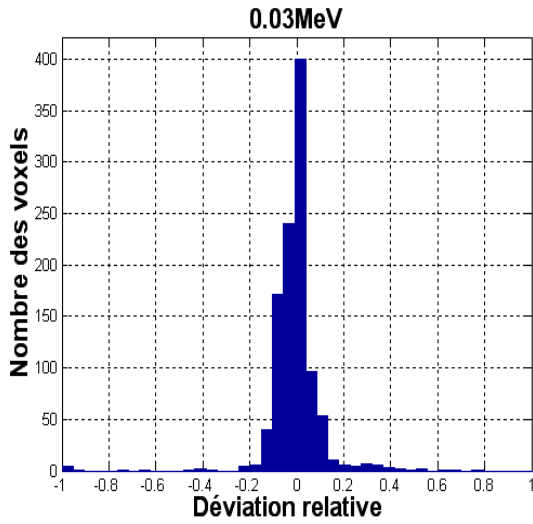
Ces résultats seront confrontés aux résultats d'une simulation directe d'une source d'Ir-192 utilisant le code utilisateur DOSRZnrc pour la même source et les mêmes longueurs.

IV.1 Choix des paramètres de transport Monte Carlo

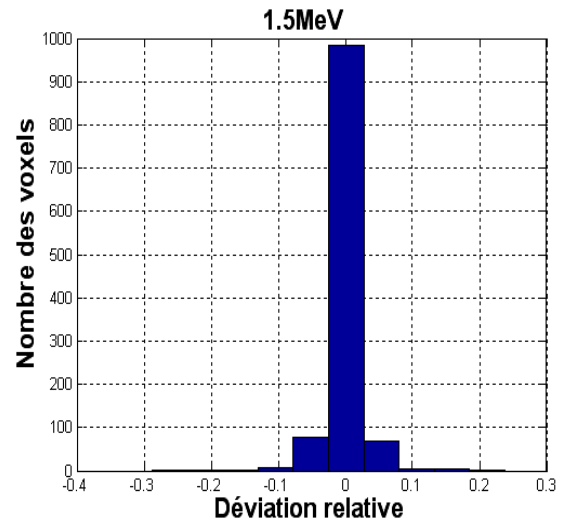
Le transport des photons et des électrons et le dépôt d'énergie dépendent principalement du choix des paramètres fixés lors de la simulation. Divers paramètres ont été étudiés. Pour optimiser le temps de simulation sans affecter la précision du calcul, une étude a été entreprise pour voir l'influence de ces paramètres sur le dépôt d'énergie, ce qui nous a permis de choisir les valeurs optimales des paramètres de simulation.

IV.1.1 Effet de liaison dans la diffusion Compton (diffusion incohérente)

La figure 4.1 illustre les écarts entre les fractions totales de dépôt d'énergie avec et sans prise en considération de l'effet de liaison dans la diffusion Compton (*IBCMP=on/off*). Pour une énergie de 0.03MeV, des écarts allant jusqu'à $\pm 20\%$ ont été observés. Ces écarts diminuent lorsque l'énergie augmente et tendent vers $\pm 7\%$. Donc, pour les hautes énergies, l'effet de liaison peut être ignoré. Il est important pour les énergies comprises entre 0.03MeV et 1MeV. La figure 4.2 (a et b) montre les variations de la quantité 'dose' en fonction des angles polaires pour différents rayons utilisant les deux options '*IBCMP=on/off*'.

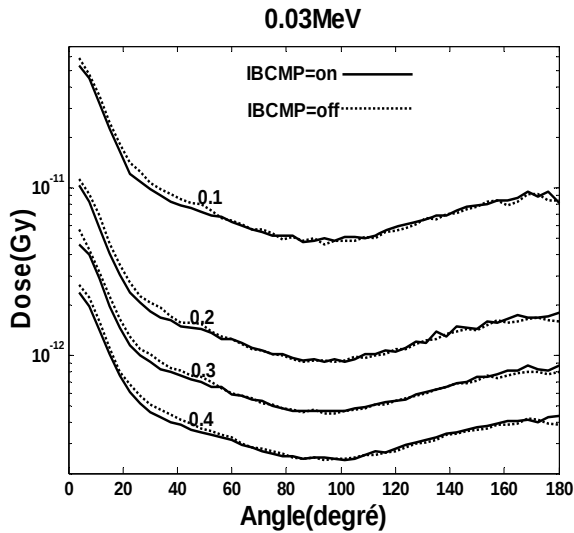


(a)

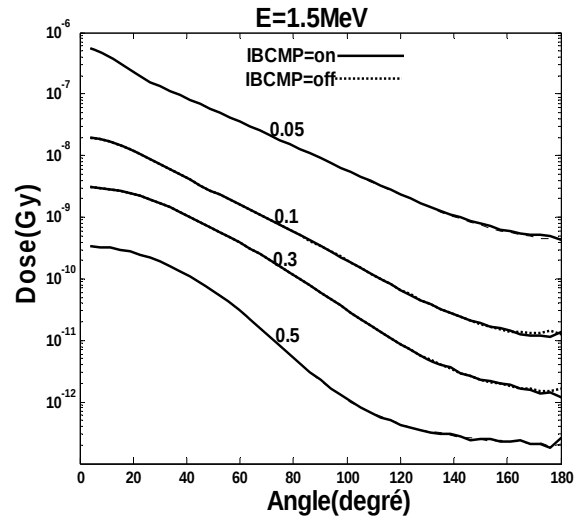


(b)

Figure 4.1: Écarts relatifs entre fractions totales de dépôt d'énergie pour les options IBCMP=on/off
(a) $E=0.03\text{MeV}$ et (b) $E=1.5\text{MeV}$



(a)



(b)

Figure4.2 : Variation de la dose en fonction de l'angle polaire pour différents rayons utilisant les deux options IBCMP=on/off
(a) $E= 0.03\text{MeV}$ (b) $E = 1.5\text{MeV}$

Les figures ci-dessus montrent les voxels qui sont influencés par les deux options. Sur la figure 4.2.a, l'écart est remarquable pour les premières sphères. Avec l'option IBCMP=off, la dose peut être surestimée ce qui n'est pas le cas des hautes énergies (figure 4.2.b).

IV.1.2. Sections efficace de rayonnement de freinage.

La figure 4.3 montre les écarts relatifs entre les EDK en utilisant les deux options NIST et BH. D'après les deux figures dans lesquelles les résultats sont représentés pour une basse

(0.05 MeV) et une haute (2 MeV) énergie, l'écart entre les deux options est pratiquement identique. Nous avons choisi l'option NIST qui est la plus précise.

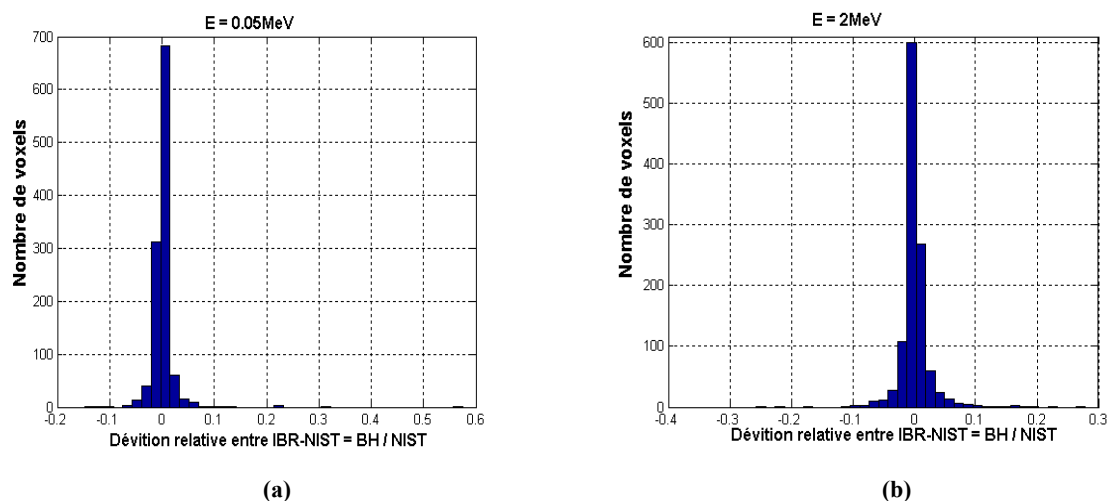


Figure 4.3: *Écarts relatifs entre les deux options NIST et BH*
(a) $E = 0.05 \text{ MeV}$ (b) $E = 2 \text{ MeV}$

IV.1.3 Simulation de l'émission angulaire d'un photoélectron

La figure 4.4 montre les écarts relatifs entre les EDK en utilisant les deux options de l'émission angulaire du photoélectron. Lorsque l'option '*IPHTER=on*' est sélectionnée, l'angle d'émission du photoélectron est échantillonné selon la formule de SAUTER sinon (*off*), le photoélectron est selon la direction du photon incident. Pour les faibles énergies, l'écart est de $\pm 20\%$ alors que pour les hautes énergies il est de $\pm 8\%$. Donc, pour la gamme d'énergie prise en considération dans notre travail, l'option '*IPHTER=on*' est sélectionnée.

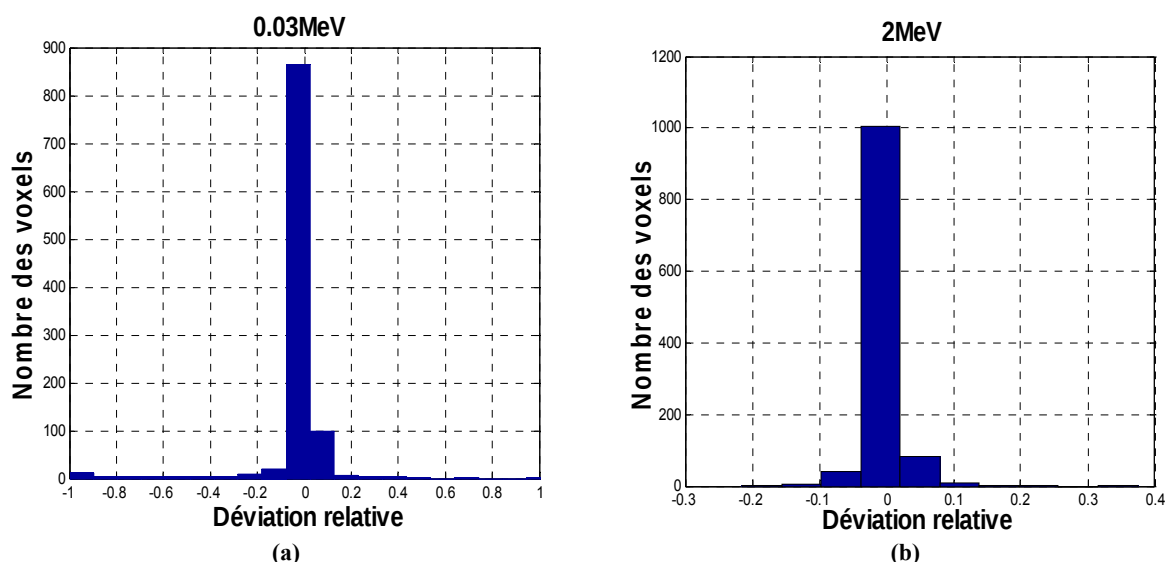


Figure 4.4: *Écart relatif entre les deux options IPHTER=on/off.*
(a) $E = 0.03 \text{ MeV}$ (b) $E = 2 \text{ MeV}$

La figure 4.5 montre la variation de la dose en fonction de l'angle des voxels avec et sans prise en compte de l'échantillonnage angulaire des photoélectrons. Un écart important dans la première sphère pour l'énergie 0.03MeV est observé, ces écarts sont presque nuls pour le reste des autres sphères et pour les énergies supérieures (voir annexe A).

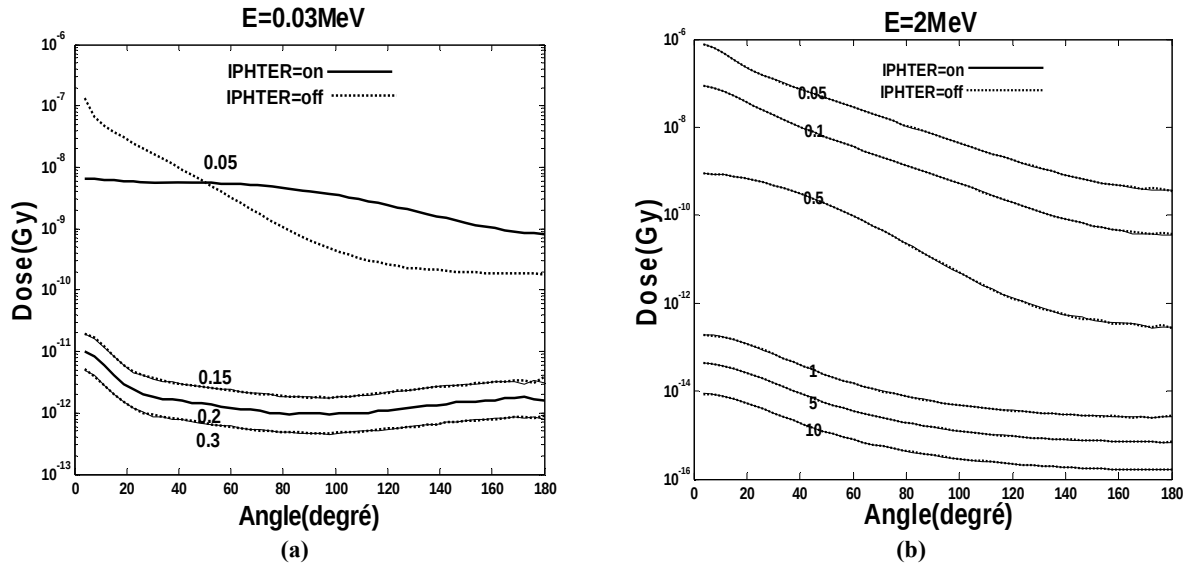


Figure 4.5 : Variation de la 'Dose (Gy)' en fonction de l'angle des voxels pour différents rayons. (a) $E=0.03\text{MeV}$ (b) $E=2\text{MeV}$

IV.1.4 Diffusion de Rayleigh (diffusion cohérente)

La figure 4.6 montre l'écart relatif entre les EDK pour les deux options utilisées pour la diffusion Rayleigh ($IRAYLEI=on/off$).

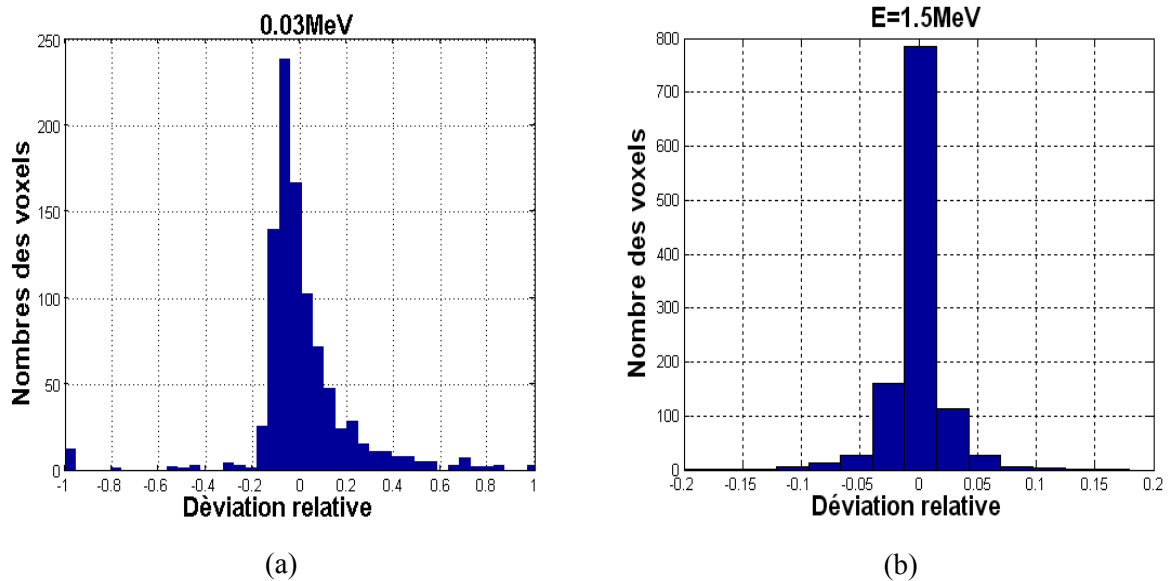


Figure 4.6 : Écarts relatifs entre les deux options $IRAYLEI=on/off$ (a) $E=0.03\text{MeV}$ (b) $E=1.5\text{MeV}$

Nous remarquons que, pour l'énergie 0.03MeV, l'écart est très important et est de l'ordre de $\pm 20\%$. Cet écart diminue avec l'augmentation de l'énergie (un écart de $\pm 8\%$ pour une énergie de 0.5MeV). Pour les énergies entre 1 MeV et 2MeV, l'écart entre les fractions totales de dépôt d'énergie avec et sans effet Rayleigh est faible, de l'ordre de $\pm 5\%$ pour un nombre de voxels 1050. L'effet de la diffusion de Rayleigh peut être ignoré. Ceci est principalement dû au fait qu'aux énergies de photons inférieures à 1 MeV, la diffusion Rayleigh est présente et la section efficace de la diffusion Rayleigh pour l'eau est maximale autour de 30 keV. La diffusion cohérente agit alors comme une source de photons diffusés avec une énergie très proche de l'énergie des photons primaires. Par conséquent, la diffusion Rayleigh va disputer un certain nombre d'histoires de photons (par rapport à un nombre total d'histoires simulées) aux autres interactions (éventuellement inélastiques), qui se traduira par un nombre inférieur de photons qui vont contribuer au dépôt d'énergie que si la diffusion Rayleigh n'est pas considérée. Au-delà de 1 MeV, la probabilité d'occurrence de la diffusion cohérente diminue et sa contribution sur la dose déposée ne sera pas appréciable devant la prédominance des autres interactions qui vont contribuer directement au dépôt d'énergie.

Aux énergies inférieures à 1MeV, on utilise l'option qui tient compte de l'effet de la diffusion de Rayleigh. Au delà, elle peut être négligée. Les variations de dose en fonction de l'angle des voxels coniques avec et sans diffusion de Rayleigh sont illustrées sur la figure 4.7.

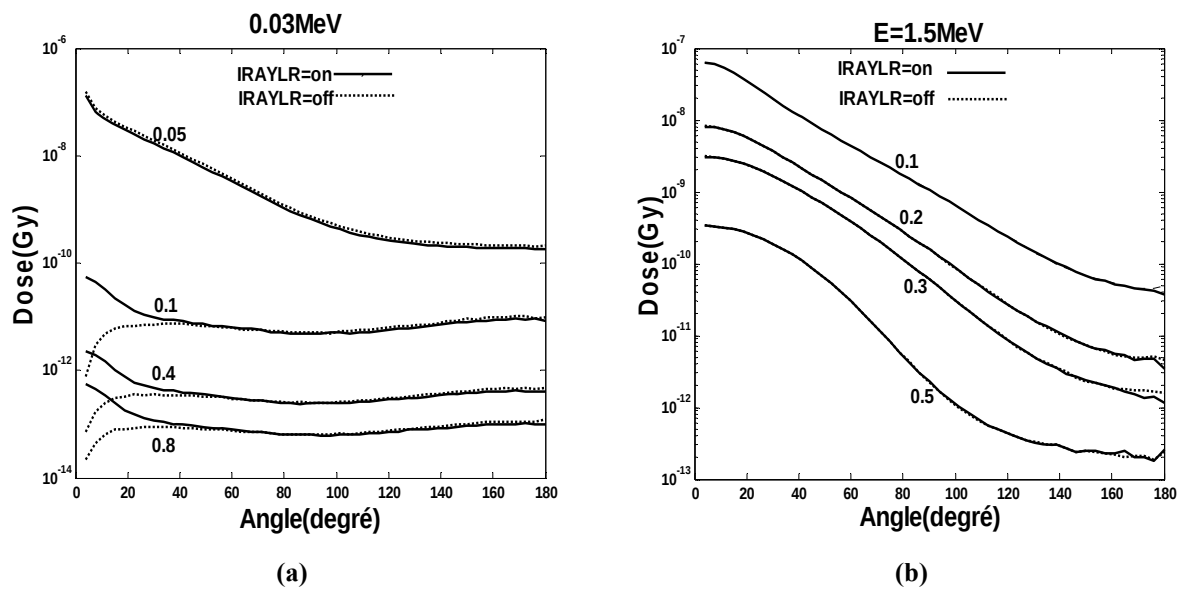


Figure 4.7 : Variations de la quantité 'dose(Gy)' en fonction de l'angle polaire pour différents rayons. (a) $E=0.03\text{MeV}$ (b) $E=1.5\text{MeV}$

IV.1.5 Relaxation atomique

La figure 4.8 illustre les écarts relatifs des EDK calculés avec et sans prise en compte de l'option de la relaxation atomique. Pour une énergie de 0.03MeV, l'écart entre ces quantités

est de 10%. Ces écarts diminuent avec l'augmentation de l'énergie (un écart de $\pm 5\%$ pour 1.5 MeV).

Donc, pour les hautes énergies, l'écart entre la fraction totale de dépôt d'énergie avec et sans relaxation atomique est faible et la relaxation atomique est ignorée. Dans la gamme d'énergie allant de 0.03MeV à 1MeV, l'écart est plus remarqué et le processus de la relaxation atomique est considéré '*IEDGFL=on*'.

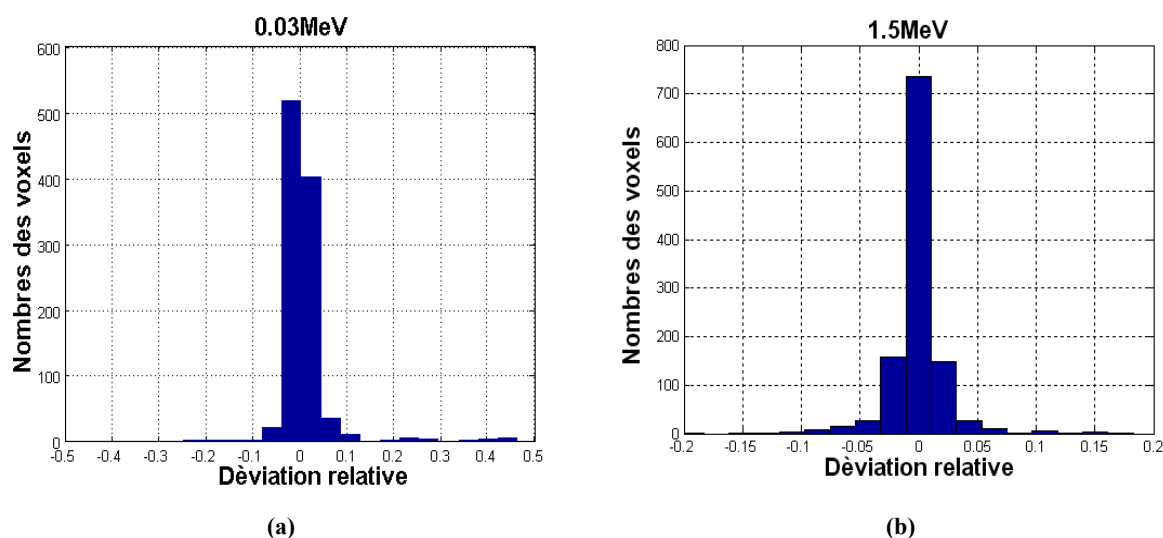


Figure 4.8: Écart relatif entre des EDK utilisons les deux options *IEDGFL=on/off*.
(a) $E=0.03\text{MeV}$ (b) $E=1.5\text{MeV}$

La figure 4.9 décrit les variations de la dose en fonction des angles de voxels. Pour l'énergie 0.03MeV, les écarts entre les doses utilisant les deux options sont situés dans les régions de grands angles, la dose est sous-estimée si le processus de la relaxation atomique est ignorée (figure 4.9.a). Pour les photons de haute énergie, la contribution de ces photons de relaxation est faible (figure 4.9.b).

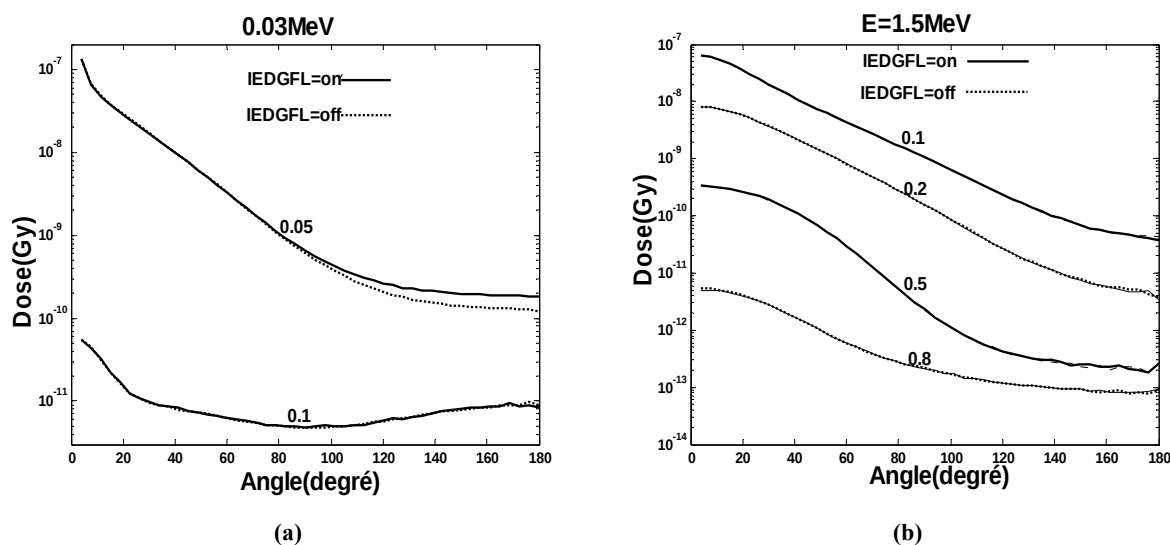


Figure 4.9 : Variation de la dose (Gy) en fonction de l'angle polaire pour différents rayons
(a) $E=0.03\text{MeV}$ (b) $E=1.5\text{MeV}$

IV.1.6 Seuil d'énergie et énergie de coupure photon et électron

Le transport des électrons et des photons est groupé si leurs énergies totales sont inférieures à l'énergie seuil 'AE' et 'AP' sinon, le transport est considéré individuellement. La figure 4.10 montre l'influence du choix de AP pour une énergie de 20 et 50 keV par rapport à l'énergie seuil de 10 keV. Les écarts entre les EDK simulés pour une basse et une haute énergie (0.5 MeV et 2 MeV) ont montrés que l'influence de seuil est très peu remarqué aux hautes énergies (4.10 (c et d)). Le choix du seuil des énergies est important pour les photons de basse énergie. Le même comportement a été observé pour AE. Dans la gamme de l'énergie utilisée, il est recommandé de fixer AP à 10 keV et AE à 521 keV [38].

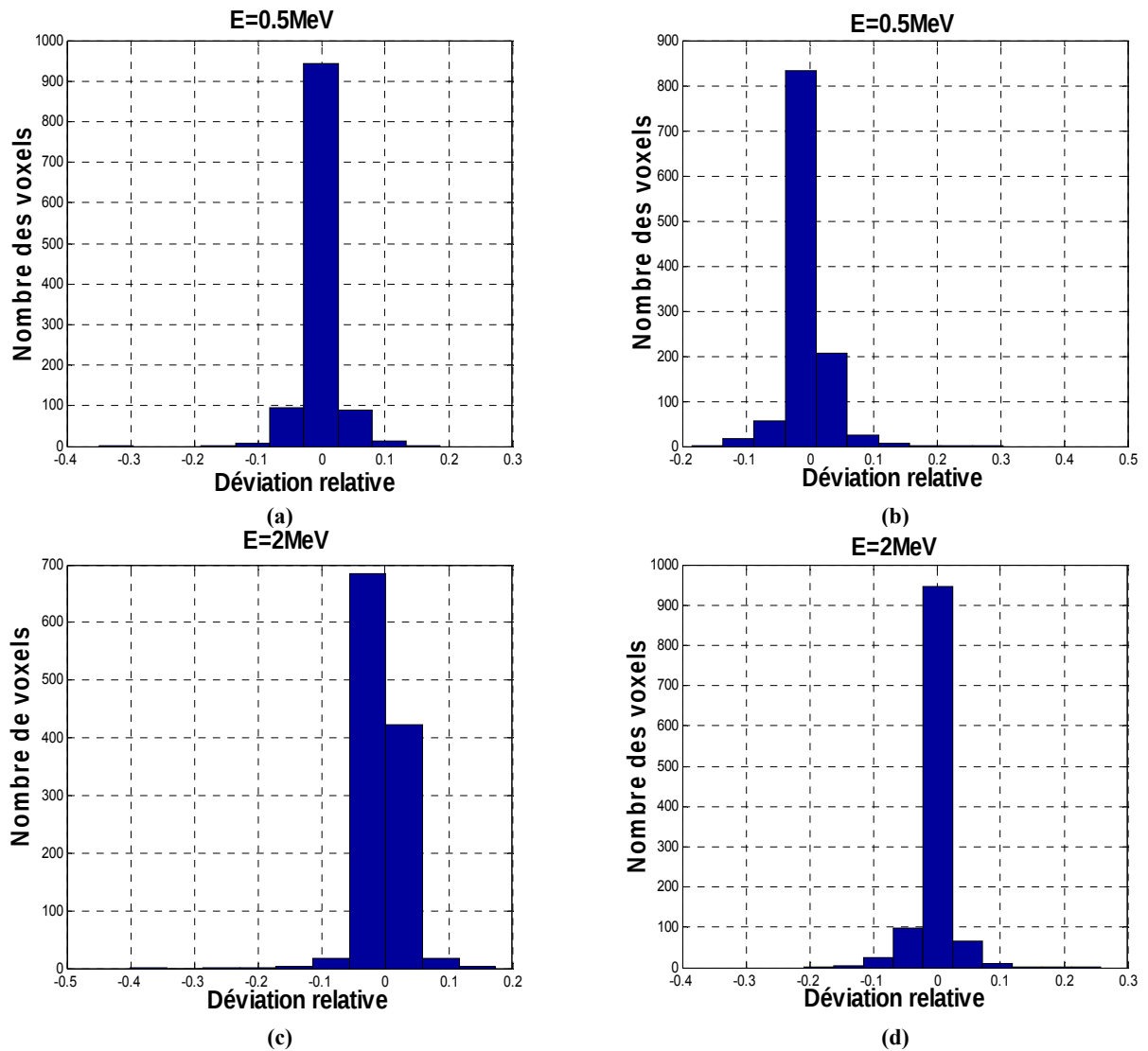


Figure 4.10 : Déviations relatives des EDK générés pour une énergie seuil des photons de 20 et 50 keV par rapport au seuil recommandée

(a) $AP=20\text{ keV}$ et (b) $AP=50\text{ keV}$ pour $E=0.5\text{MeV}$

(c) $AP=20\text{ keV}$ et (d) $AP=50\text{ keV}$ pour $E=2\text{MeV}$

Pour voir l'influence du choix de l'énergie de coupure pour les photons et électrons, la même démarche a été suivie et le même comportement a été observé pour ECUT et PCUT. Nous avons alors fixé PCUT à 10keV et ECUT à 521keV.

IV.1.7 Les algorithmes de transport des électrons à travers les régions frontières (BCA)

Sur la figure 4.11 (a.b), nous observons des écarts relatifs entre les résultats obtenus en utilisant les deux options de l'algorithme BCA. Ces déviations sont de $\pm 7\%$ pour les hautes énergies. Dans la gamme de 0.03 à 0.1MeV, l'écart entre les deux options est important et est de l'ordre de $\pm 15\%$. Ceci est dû au fait que l'algorithme EXACT est basé sur une formulation plus exacte de la diffusion multiple des électrons et traite le transport des électrons, à proximité des frontières des régions, en mode diffusion simple ce qui permet un traitement individuel des électrons qui est plus précis dans ces cas que le traitement par la diffusion multiple. L'option EXACT est alors choisie pour les faibles énergies.

Dans la figure 4.12, on a montré les variations de la dose en fonction de l'angle polaire des voxels. Ces variations sont appréciables pour les premières sphères et faibles pour les hautes énergies. Pour minimiser le temps de simulation, on choisira l'option PRESTA-I pour les hautes énergies. Pour les basses énergies de 0.03MeV-0.1MeV, on utilisera l'option EXACT.

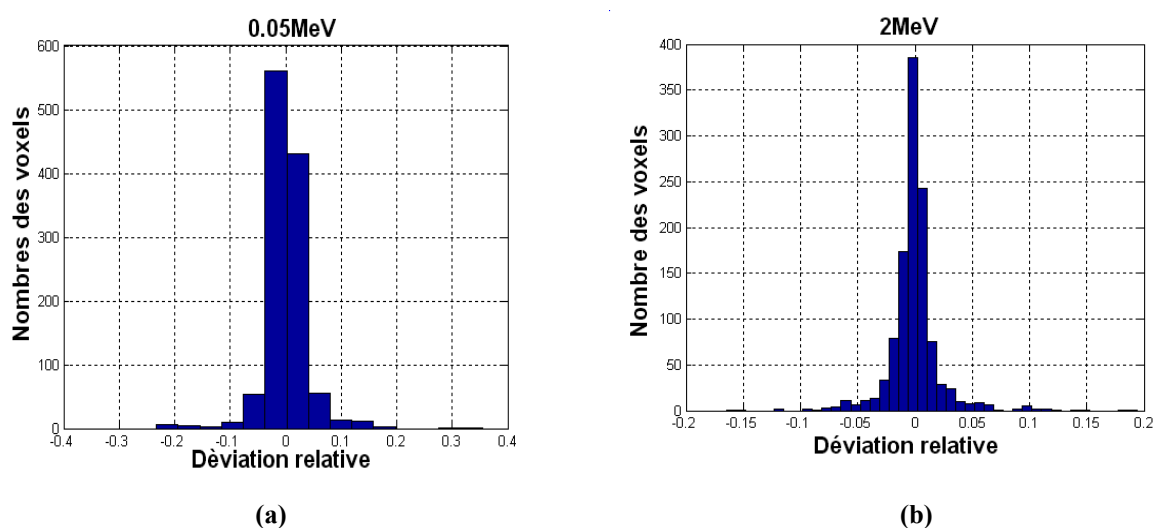


Figure 4.11 : Écarts relatifs entre fractions totales de dépôt d'énergie utilisant les options EXCAT et PRESTA I
(a) $E = 0.05 \text{ MeV}$ (b) $E = 2 \text{ MeV}$

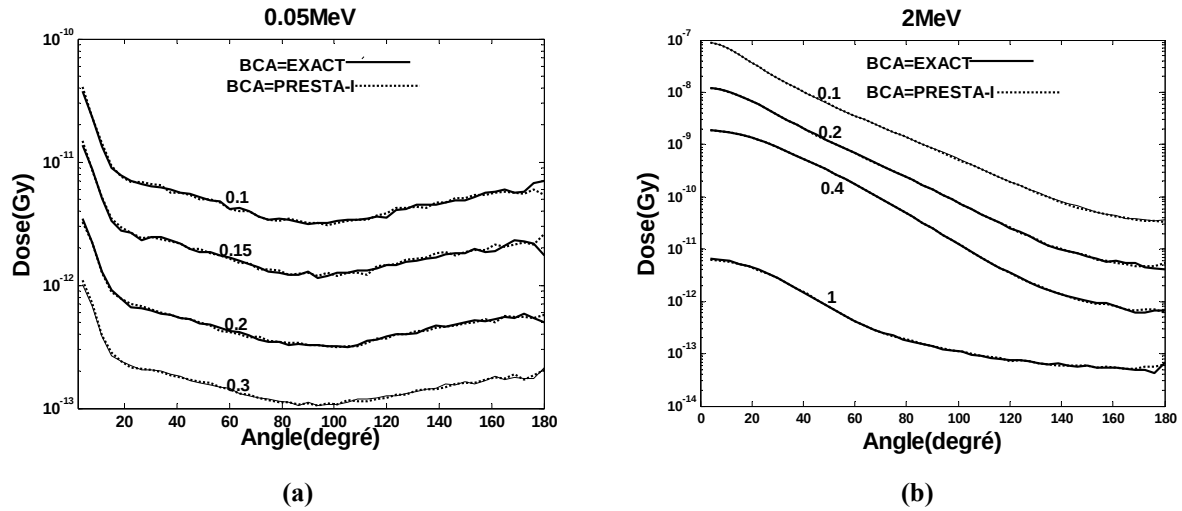


Figure 4.12 : Distribution de dose en fonction de l'angle polaire
(a) $E = 0.05 \text{ MeV}$ (b) $E = 2 \text{ MeV}$

IV.1.8 Effet du spin relativiste de l'électron (spin-effect)

La figure 4.13 montre les écarts des fractions totales de dépôt d'énergie avec et sans effet de spin. Pour l'énergie $E = 2 \text{ MeV}$, les écarts sont compris entre -60% et +10%. Ces écarts sont faibles, $\pm 7\%$, pour une énergie de 0.05 MeV . La raison de ces écarts, pour des énergies de l'ordre de 2 MeV , peut être expliquée par le fait que les électrons secondaires générés par les photons primaires peuvent avoir des énergies où les effets de spin commencent à être appréciable lors des diffusions simples ou multiples des électrons. Par conséquent, pour les hautes énergies, l'option qui tient compte de l'effet du spin sera utilisée et cet effet peut être ignoré pour les basses énergies. La figure 4.14 représentant la distribution de la dose en fonction de l'angle confirme ce qui vient d'être su-cité ou nous remarquons l'influence de l'effet de spin pour des photons de 2 MeV .

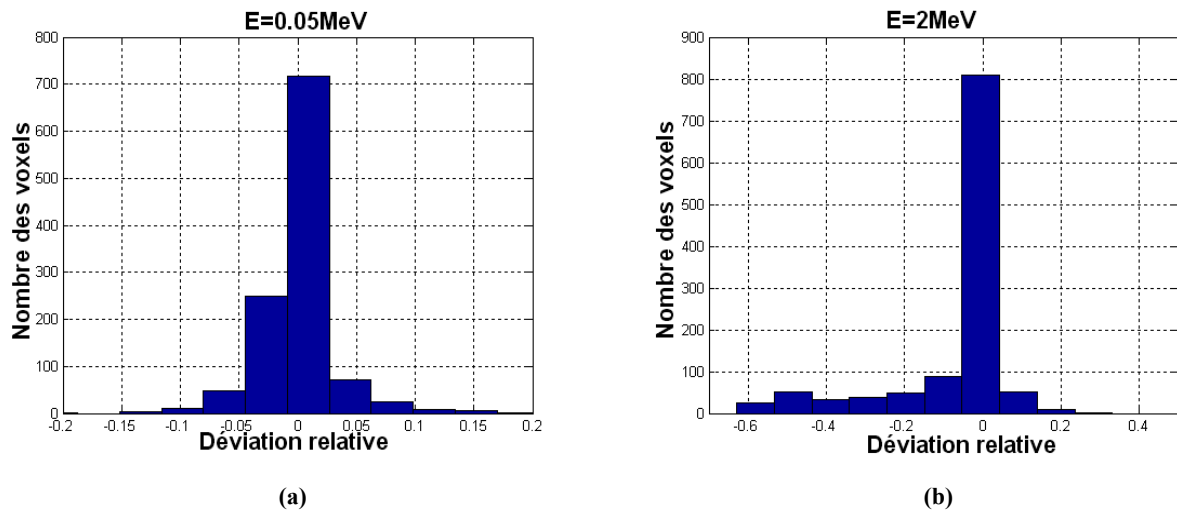


Figure 4.13 : Ecart entre fractions totales de dépôt d'énergie EDK avec l'utilisation de l'option 'spin-effect'=on/off. (a) $E = 0.05 \text{ MeV}$ (b) $E = 2.0 \text{ MeV}$

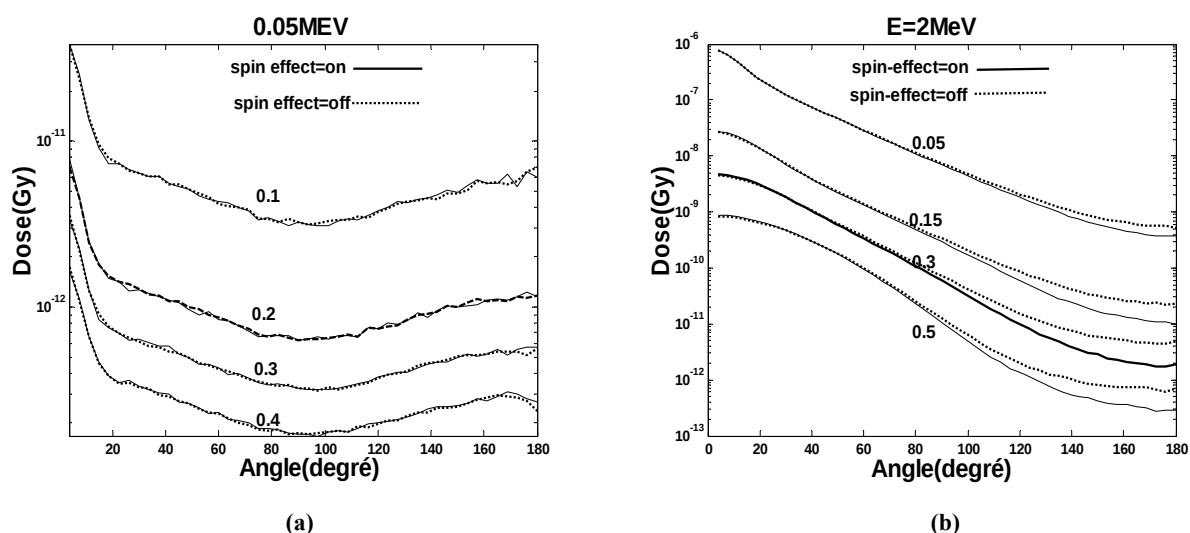


Figure 4.14 : Déviations relatives de dose entre les deux options *spin-effect* =on/off.
(a) $E = 0.05 \text{ MeV}$ et (b) $E = 2 \text{ MeV}$

IV.1.9 Les algorithmes de transport

Pour voir l'influence de l'algorithme de transport des électrons PRESTA-I et PRESTA-II, nous avons déterminé les écarts entre les EDK générés pour deux énergies 0.05 et 1 MeV pour ces deux options. Les écarts observés sont à $\pm 10\%$ pour la première énergie et de l'ordre de $\pm 5\%$ pour la deuxième énergie.

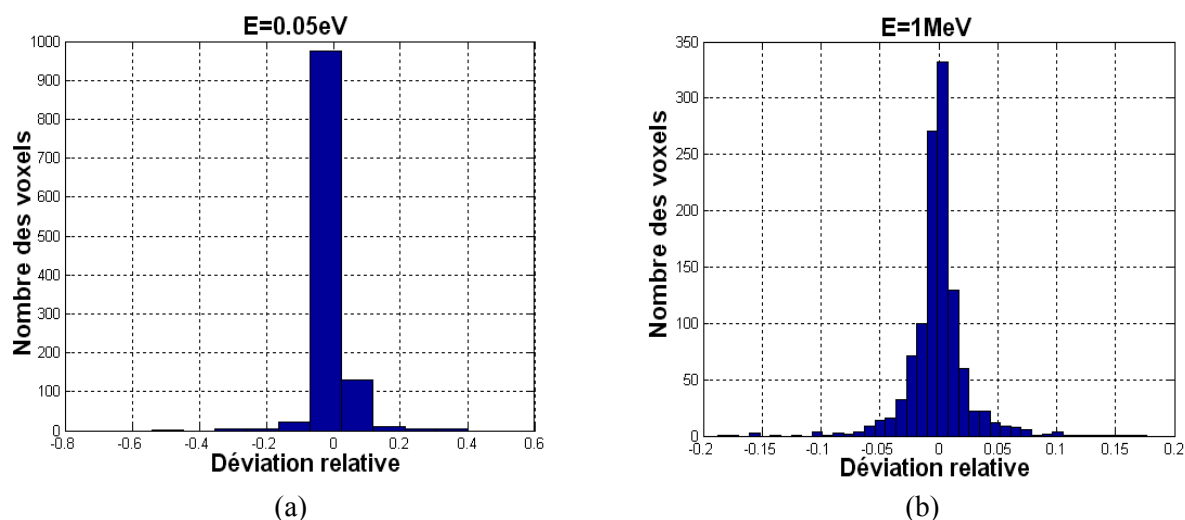


Figure 4.15 : Ecart entre les fractions totales de dépôt d'énergie EDK avec l'utilisation de PRESTA-I et PRESTA-II. (a) $E = 0.05 \text{ MeV}$ (b) $E = 1.0 \text{ MeV}$

L'algorithme PRESTA-II qui décrit le transport longitudinal et latéral des électrons entre deux événements catastrophiques est basé sur une description plus précise du transport des particules chargées dans un milieu qui tient compte des déflexions angulaires subies par les électrons lors du processus de diffusions multiples. Il rend mieux compte du dépôt d'énergie des électrons secondaires, surtout aux basses énergies. Par conséquent, l'algorithme PRESTA-

Il qui est plus précis que PRESTA-I sera utilisé sur toute la gamme d'énergie entre 0.05 MeV et 2 MeV.

La figure 4.16 illustre l'effet des trois processus d'interaction des photons, dominants aux basses énergies (< 1 MeV). Les résultats montrent le produit de la dose par le carré du rayon en fonction de la distance radiale pour des photons de 30 keV dans une région proche de la direction des photons primaires (cône d'angle 3.75°) pour différentes options (Diffusion Rayleigh, effet de liaison dans la diffusion Compton et l'échantillonnage de l'angle du photoélectron) comparés à ceux d'une simulation où tous ces effets sont pris en considération. Nous remarquons que l'effet de la diffusion Rayleigh est important et sa contribution est de l'ordre de 3 à 5 fois plus grande que dans le cas où elle est ignorée parce que la diffusion Rayleigh agit comme une source de photons diffusés ayant pratiquement la même énergie que les photons primaires. Les corrections de l'effet de liaison dans la diffusion Compton conduisent à une réduction de la dose en raison de la réduction du nombre de diffusions primaires. Il est à noter que l'inclusion de la diffusion Rayleigh sans la correction de l'effet de liaison dans la diffusion Compton conduira à un excès de photons diffusés primaires. Par conséquent, nous devons toujours prendre en considération les corrections de l'effet de liaison dans la diffusion Compton lorsque la diffusion Rayleigh est considérée. Nous pouvons aussi remarquer de très grandes différences dans les calculs pour les différentes options par rapport à la simulation complète pour les faibles distances radiales (à proximité de la source). Ceci est causé par la redistribution angulaire de l'énergie déposée par les particules primaires, lorsque l'échantillonnage du photo-électron est pris en considération.

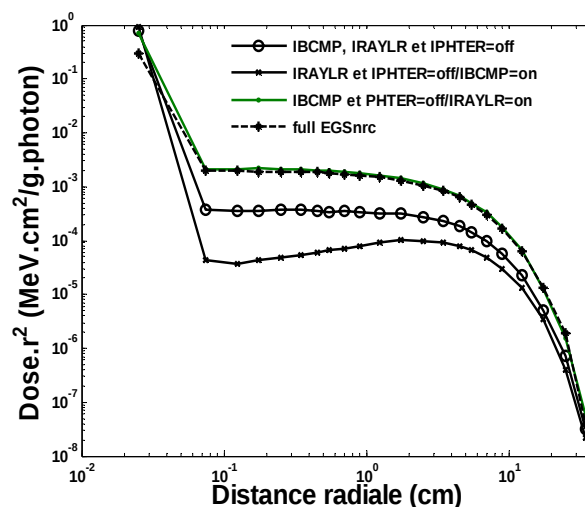


Figure 4.16 : *Ecart entre Dose. r^2 en utilisant les trois options de base IBCMP, IRAYLR et IPHTER=off dans le transport des photons par rapport aux options améliorées dans l'EGSnrc*

Suivant les résultats des comparaisons précédentes, il apparaît clairement que l'issue des simulations dépend crucialement des choix des paramètres gouvernant le transport des photons et des électrons, surtout pour les faibles énergies (< 1 MeV). Par ailleurs, ce choix va aussi affecter directement le temps de simulation qui est étroitement lié aux valeurs des paramètres choisies. En effet, le choix de l'algorithme EXACT se traduit par un accroissement du temps de simulation d'un facteur variant de 1.3 à 1.5 selon l'énergie, alors que la prise en considération de l'effet de spin augment le temps de simulation d'un facteur d'environ 1.2.

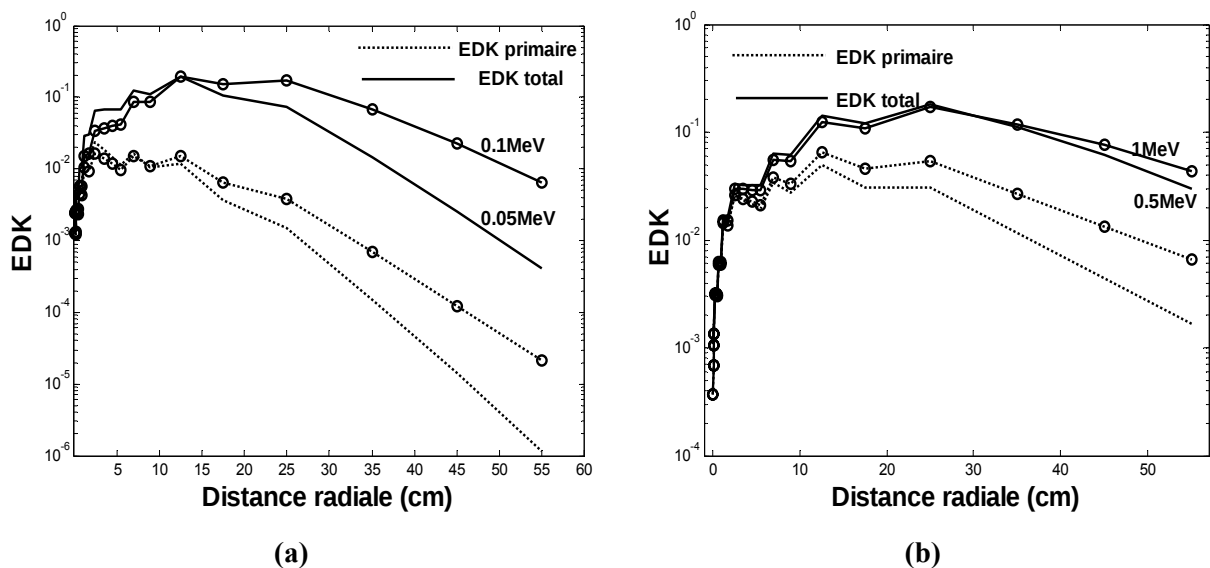
Enfin, les différents paramètres sont choisis selon leur degré d'influence sur les résultats des simulations des kernels de dépôt d'énergie EDK et sont présentés dans le tableau suivant 4.1.

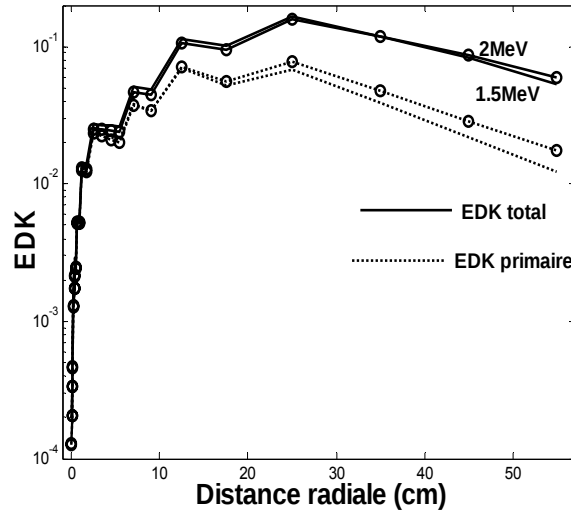
Tableau 4.1 : Résumé des paramètres de transport et les options optimales fixées dans la simulation

	Paramètre	Description	Option choisie
Photons	GLOBAL PCUT	L'énergie de coupure des photons	10keV
	Bound Compton scattering 'IBCMP'	Effet de liaison des électrons atomiques	on
	Brems angular sampling 'IBRDST'	Echantillonnage angulaire des photons de freinage	KM
	Brems cross sections 'IBR_NIST'	Section efficace de rayonnement de freinage	NIST
	Pair angular sampling 'IPRDST'	Echantillonnage de la production de paires	Simple
	Photoelectron angular sampling 'IPHTER'	Echantillonnage angulaire des photoélectrons	on
	Rayleigh scattering 'IRAYLR'	Diffusion cohérente/Rayleigh	on
	Atomic relaxations 'IEDGFL'	Relaxation atomique	on
	AP	Seuil de l'énergie des photons	10 keV
Electrons	AE	Seuil de l'énergie totale des électrons	521 keV
	GLOBAL ECUT	Energie de coupure des électrons	521 keV
	Boundary crossing algorithm 'BCA'	Algorithmes de transport à travers les interfaces	EXACT
	Electron-step algorithm	Algorithmes de transport des électrons	PRSETA.II
	Spin effects	Effet du spin relativiste des électrons dans les diffusions élastiques	on
	Maximum fractional continous energy loss per step' ESTEPE'	Fraction maximale de perte d'énergie par pas dans l'approche de CSDA	0.25
	Skindepth for BCA 'skindepth for BCA'	Distance par rapport à l'interface où l'algorithme BCA est appliqué	0.3
	Maximum first elastic scattering moment per step 'XImax'	Fraction maximale de perte d'énergie par événement discrète.	0.5
	XMAX	Pas maximal dans le transport des électrons	10^{10} cm

IV.2 Simulation des Kernels de dépôt d'énergie EDKs

Le code utilisateur EDKnrc génère les différents composants/catégories de kernels en termes de fractions d'énergie par unité de volume (ou de masse). La figure 4.17 illustre les variations des kernels (total et primaire) dans différents voxels sphériques pour différentes énergies. Nous remarquons, d'une façon générale que les EDKs commencent à partir d'une valeur non nulle au niveau du centre qui représente en même temps la position de la source et le site d'interactions primaires. Cette valeur représente la fraction d'énergie qui est déposée localement autour du site d'interactions. Par la suite, la valeur du kernel augmente jusqu'à atteindre une valeur maximale pour décroître par la suite de façon linéaire. La phase d'accroissement est due à la cascade électromagnétique où le nombre de particules secondaires augmente car les électrons énergétiques générés autour du site d'interactions primaires ont un certain parcours qui leur permet de transporter leur énergie loin du site d'interaction. Le long de leur parcours, ces électrons vont subir des interactions avec le milieu et transfèrent leur énergie à celui-ci ce qui fait augmenter les flux de photons et les particules chargées diffusées. Du fait du ralentissement des électrons et de la décroissance du parcours des électrons diffusés, la fraction d'énergie déposée commence à diminuer en raison de la décroissance de la pénétration des particules diffusées. Au-delà du parcours des électrons générés dans les interactions primaires, la composante dominante est due aux photons diffusés ce qui explique la décroissance en exponentielle des EDKs. Nous remarquons à partir de ces résultats que la pente de décroissance diminue avec l'augmentation de l'énergie des photons. Par ailleurs, avec l'augmentation de l'énergie, l'écart entre les fractions d'énergies totale et primaire diminue en raison de l'accroissement de la pénétration des photons avec l'énergie.

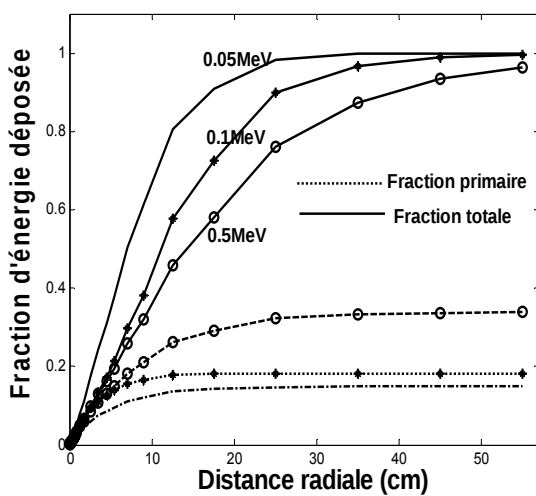




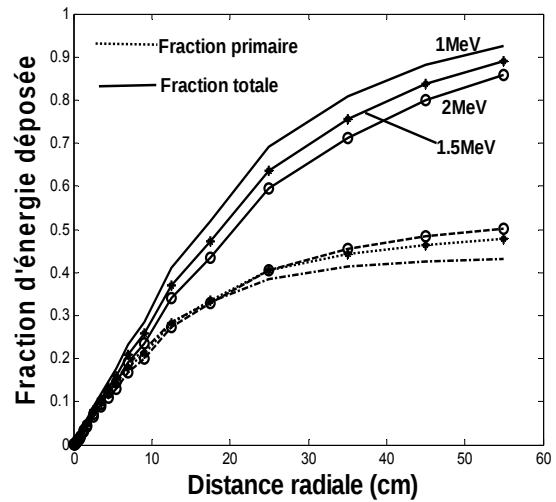
(c)

Figure 4.17 : Représentation de la variation des EDKs (total et primaire) en fonction de la distance radiale des voxels pour différentes énergies

Pour ce qui suit, nous allons présenter les fractions d'énergie déposée, totales et primaires, dans les sphères de différents rayons constituant la géométrie de simulation (figure 4.18). Ces kernels sont sommés sur les différentes sphères de différents rayons. La fraction totale, pour des énergies inférieures à 100keV atteint l'unité avant la limite du fantôme de simulation car le parcours des électrons secondaires générés autour du site d'interaction est faible devant les dimensions du fantôme. Plus l'énergie augmente, plus la fraction totale déposée dans le fantôme décroît à cause des fuites, de la géométrie, des photons qui ont un libre parcours moyen plus important.



(a)



(b)

Figure 4.18 : Représentation de la variation des fractions d'énergie déposée (kernels cumulés) dans différentes shpères et pour différentes énergies
(a) $E=0.05, 0.1$ et 0.5MeV (b) $E=1, 1.5$ et 2MeV

La distribution de dose par photon, dans la géométrie de simulation, dépend de l'énergie des photons émis par la source. La plus grande partie de la dose est déposée aux alentours immédiats de la source, qui en raison de l'utilisation du 'forcing' représente le site d'interactions primaires. Ce qui conduit à un gradient de dose très élevé près de la source caractérisé par un dépôt local de dose, aux faibles énergies (inférieure à 1MeV), en raison de la faible pénétration des photons et qui conduit à de faibles parcours des électrons secondaires générés par les interactions primaires autour du site d'interaction. Plus l'énergie augmente, plus la pénétration des photons augmente, ce qui fait que le dépôt d'énergie devient de moins en moins local en raison de l'accroissement du parcours des électrons secondaires créés autour du site d'interaction primaire. Ceci leur permet de transporter et de déposer leur énergie plus loin du site d'interaction (figure 4.19).

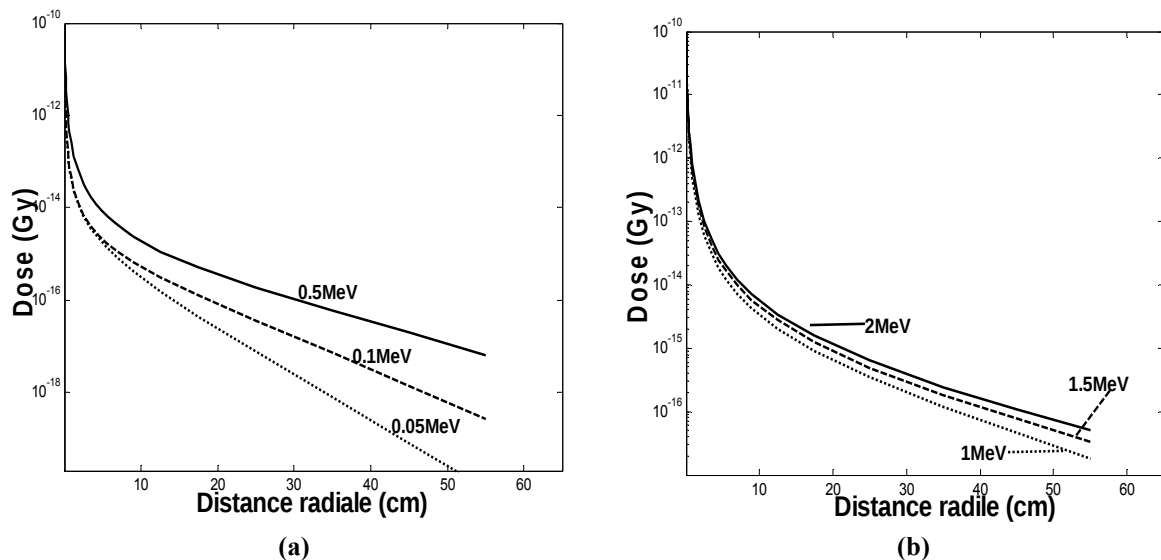


Figure 4.19 : Variation de dose en fonction de la distance radiale par rapport au centre des sphères. (a) $E=0.05, 0.1$ et 0.5MeV (b) $E= 1, 1.5$ et 2MeV .

Lorsque la variation de la dose en fonction du rayon est tracée dans un repère log-log (figure 4.20), nous remarquons une décroissance presque linéaire de la dose en fonction du rayon pour toutes les énergies avec l'apparition d'un point d'inflexion (et de variation de la pente) lorsque l'énergie augmente. Ce point d'inflexion peut être expliqué par le fait qu'au delà d'un certain rayon, l'accroissement des photons diffusés qui vont générer des électrons, responsables du dépôt d'énergie, n'est plus garanti en raison du parcours fini des électrons qui vont disparaître en déposant la totalité de leur énergie.

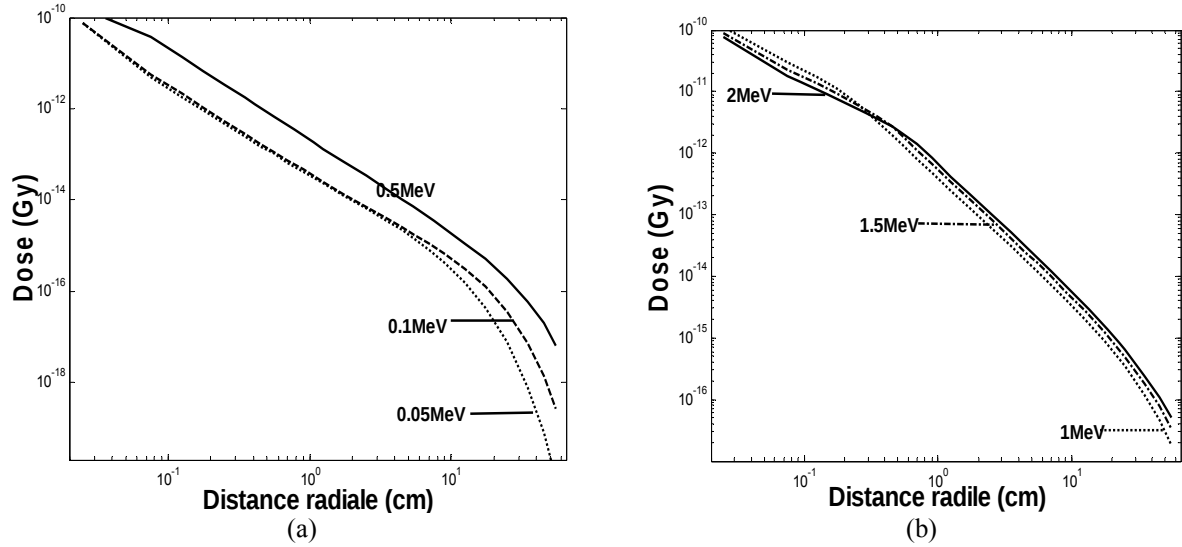


Figure 4.20 : Variation de dose en fonction de la distance radiale en représentation log-log
(a) $E=0.05, 0.1$ et 0.5 MeV (b) $E=1, 1.5$ et 2 MeV

IV.3 Distributions de dose autour des fils d'Iridium par la méthode de convolution

Le choix de la taille du voxel et du segment de division de la source est lié au concept de la source ponctuelle d'une part et à la résolution du calcul et par conséquent au temps du calcul des distributions de dose autour d'une source linéaire par la méthode de convolution.

IV.3.1 Effet de taille de voxel

La dose enregistrée dans un voxel est une estimation moyennée sur le volume de la dose dans le centre du voxel. Si la distribution de dose réelle est donnée par $D(r)$, la dose dans un voxel D_{vox} , enregistrée dans un volume ΔV est donnée par :

$$D_{\text{vox}} = \frac{1}{\Delta V} \int_{\Delta V} dV D(r) \quad (4.1)$$

A une dimension, la dose dans un voxel de taille finie peut être exprimée comme suite:

$$D_{\text{vox}} = \frac{\int_{r_0 - \Delta r/2}^{r_0 + \Delta r/2} D(r) dr}{\Delta r} \quad (4.2)$$

Après un développement de Taylor de l'expression de la dose autour du centre du voxel d'une source ponctuelle où la dose est proportionnelle à $1/r^2$, la dose dans ce point s'exprimera alors [8,40]:

$$D_{\text{vox}} \approx D(r_0) \left[1 + \frac{\Delta r^2}{4.r_0^2} \right] \quad (4.3)$$

Dans la figure 4.21, nous avons tracé les courbes qui décrivent la variation de la dose calculée dans un voxel par rapport à celle calculée au centre de ce dernier. Ce rapport tend vers l'unité pour des épaisseurs Δr faibles ($\Delta r \ll r_0$). Donc, la dose calculée dans un voxel de taille finie tend vers celle calculée au centre.

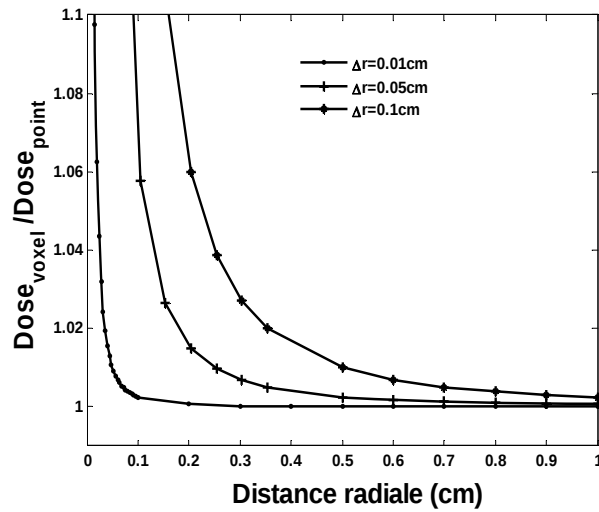


Figure 4.21 : Variations de rapport $D_{\text{vox}}/D_{\text{pont}}$ en fonction de la distance radiale pour différentes épaisseurs de sphères Δr (cm)

IV.3.2 Effet de la taille des segments

Plus la taille des segments est petite plus l'hypothèse d'assimiler les segments à des sources ponctuelles est valable. Toutefois, en réduisant la taille de ces segments (ce qui augmentera le nombre de ces segments) nous allons augmenter le temps de calcul [10,41]. Pour des raisons commodité de calcul dans le programme de convolution, le nombre de segments est pris impair.

Dans cette partie, nous avons étudié l'influence de la variation de la taille des segments pour différentes longueurs de sources 1, 5 et 10cm respectivement.

Pour la source de 1cm, nous avons fait varier la taille des segments de : 0.066, 0.018, 0.04, 0.013 et 0.0099cm (15, 25, 55, 75, 101 segments) pour une taille du voxel de 0.1cm.

Les figures ci-dessous illustrent l'écart entre la dose pour la taille de segment de 0.0099cm (101 segments) prise comme référence (hypothèse de la source ponctuelle) et les différentes

autres tailles de segments (15, 25, 55, 75 segments) pour une source d' ^{192}Ir d'énergie moyenne de 0.37MeV.

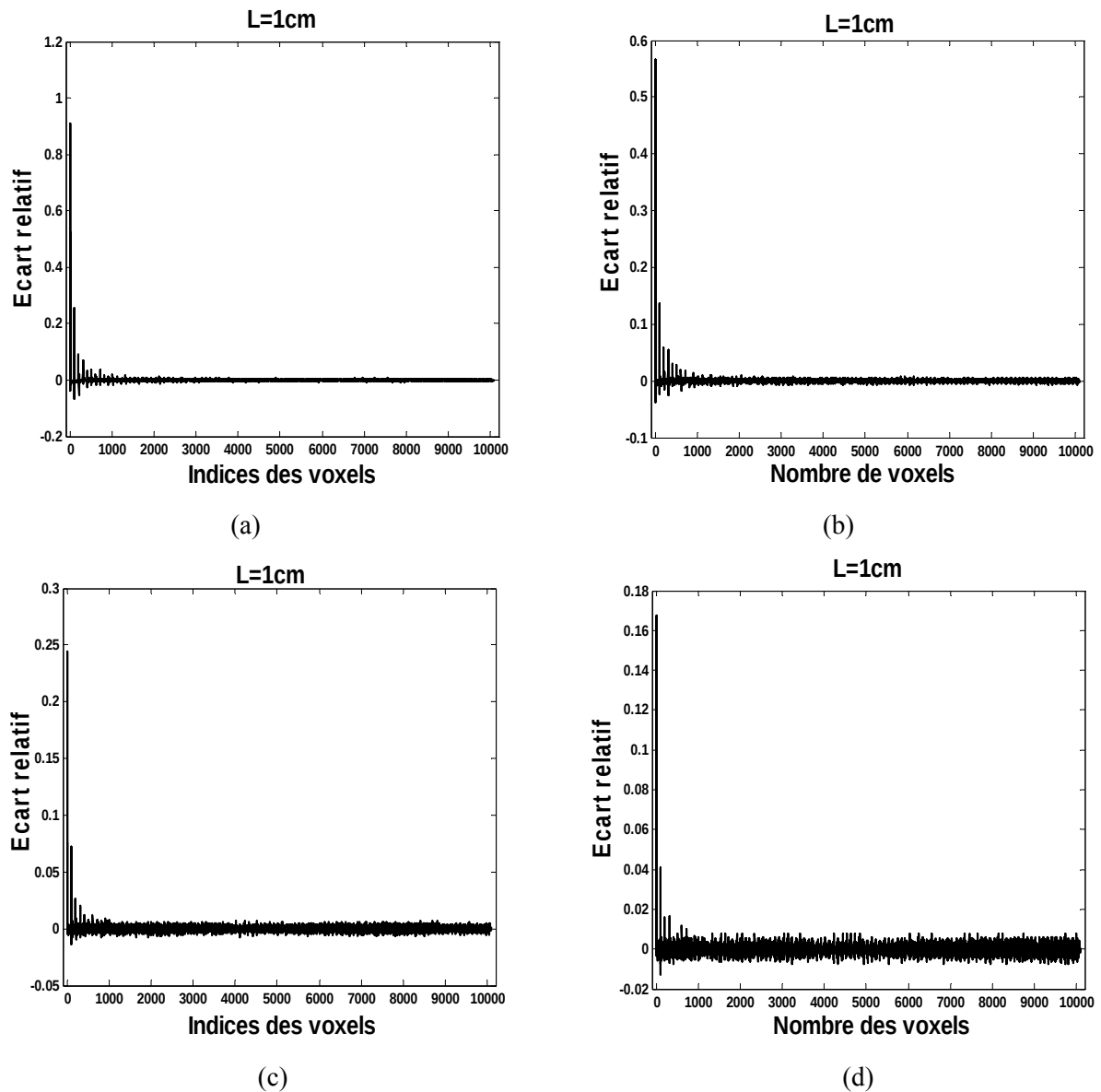


Figure 4.22 : *Ecart relatif de la distribution de dose autour d'une source linéaire de 1 cm pour une taille de voxel 0.1cm pour différentes tailles de segments*
 (a) 0.066cm, (b) 0.04cm, (c), 0.018cm, (d) 0.013

D'après la figure 4.22, nous remarquons dans les quatre courbes (a, b, c et d) que l'écart au voisinage de zéro diminue au fur et à mesure que le nombre de segments augmente jusqu'à atteindre un écart de 17% (figure 4.22d) alors que l'écart était de 90% dans la première courbe (figure 4.22a). Au-delà, le même phénomène a été observé où l'écart passe de 5% à une valeur inférieure à 1%.

Ceci est confirmé par la figure 4.23 où nous remarquons que l'influence des tailles des segments sur la distribution de dose est observée seulement au voisinage de la source à cause du gradient de dose élevé dans ces régions.

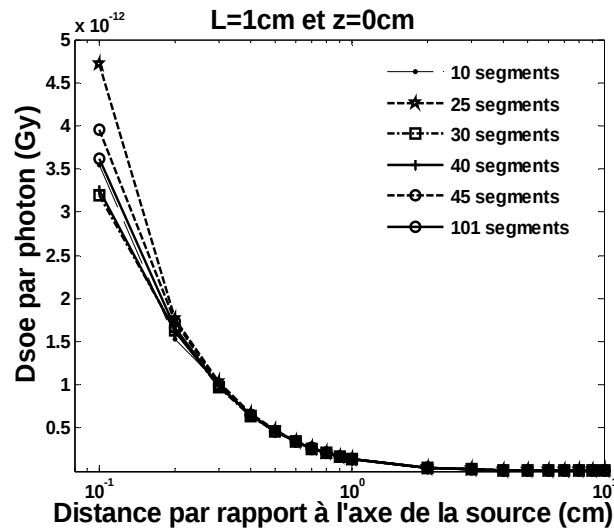


Figure 4.23 : Effet de la variation de la taille des segments sur la distribution de dose autour d'une source linéaire d'Ir-192 d'énergie moyenne 0.37MeV, de 1cm de longueur et de taille du voxel 0.1cm

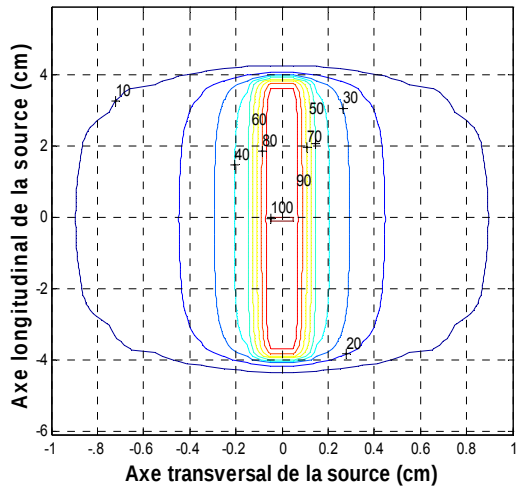
Pour la suite de notre travail, le nombre des segments pour une longueur de la source de 1 cm est fixé à 101 segments.

La même étude a été faite pour les sources de 5cm et 10cm de longueur qui a abouti aux mêmes résultats. Le nombre de segments a été fixé à 301 et 501 segments pour une source de 5cm et 10cm de longueur respectivement (voir Annexe C).

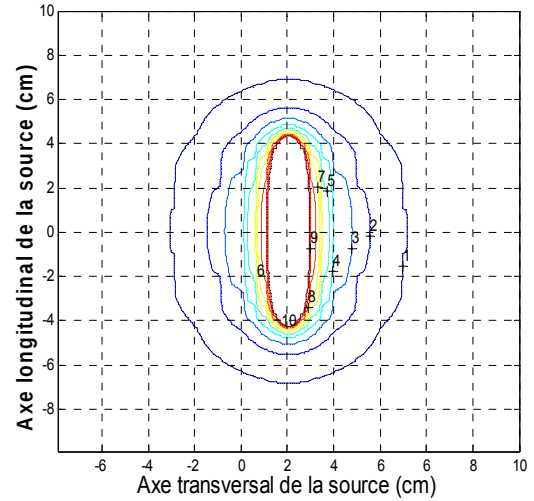
IV.3.3 Courbes isodoses

L'effet de taille de voxels sur le calcul des courbes d'isodoses des sources linéaires est illustré dans la figure 4.24 pour une source linéaire de 8cm. Nous avons, en premier lieu, pris de petites tailles de voxels et ensuite des tailles comparables aux rayons des sphères. La figure 4.24a montre des courbes lisses alors que la figure 4.24b montre une forme zigzagüe surtout pour les courbes de faibles valeurs de doses (l'incrément est passé de 0.05-0.1 aux sphères proches de la source à un incrément de 10cm pour les autres sphères).

Pour les courbes isodoses lisses, nous avons choisi un incrément constant de 0.1cm dans une sphère de 60cm de rayon pour la simulation des 'EDK', le même incrément est choisi dans la grille de calcul de la figure 3.4.



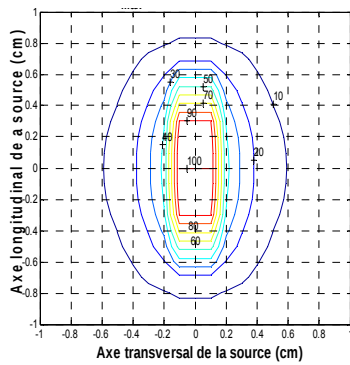
(a)



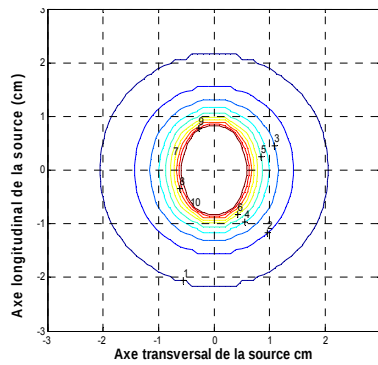
(b)

Figure 4.24 : Distribution des isodoses pour une source linéaire de longueur $L = 8\text{cm}$. (a) courbes fines pour des petites épaisseurs des voxels. (b) courbes zigzagüées pour des épaisseurs des voxels comparables aux rayons des sphères.

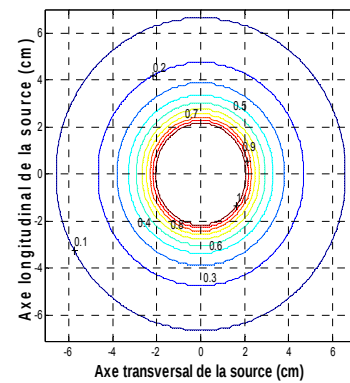
La figure ci-dessous, illustre les courbes isodoses pour des sources de longueurs 1, 5 et 10cm, cette distribution tend vers une distribution sphérique pour des distances supérieures à trois fois de la longueur de la source linéaire pour les sources de petites dimensions.



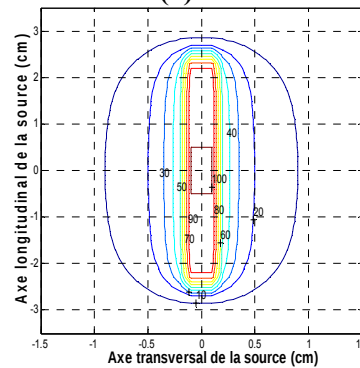
(a)



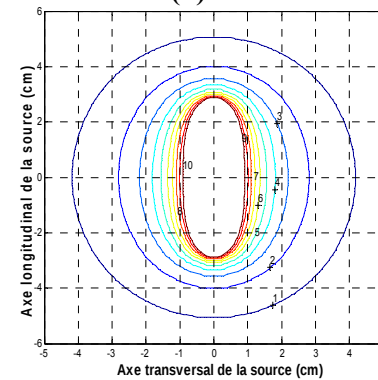
(b)



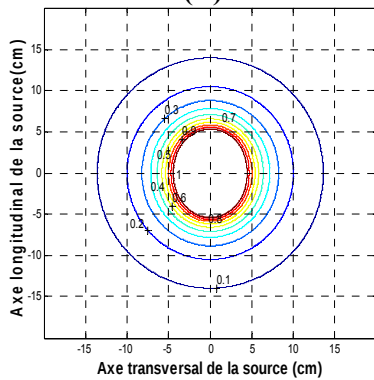
(c)



(d)



(e)



(f)

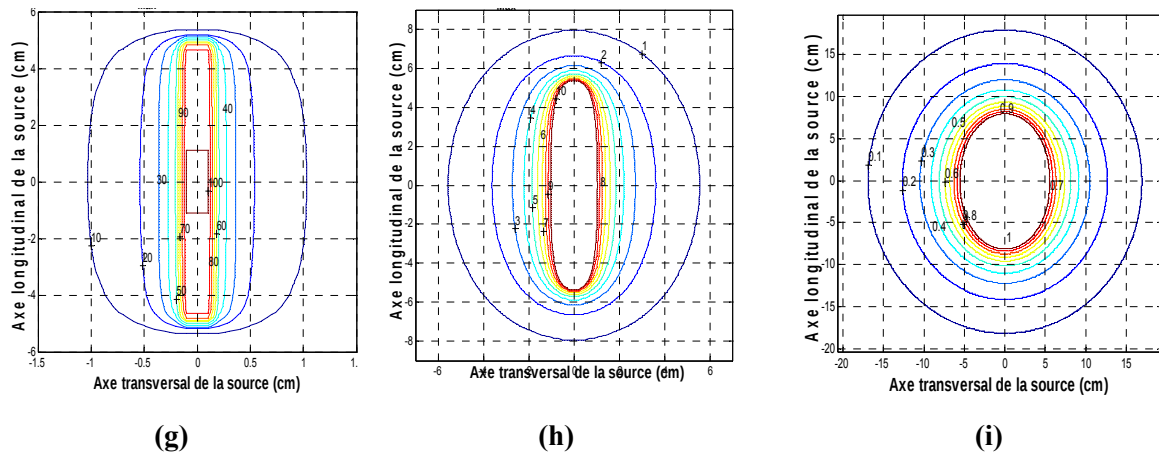


Figure 4.25 : Courbes isodoses pour différentes longueurs où l'incrément d'épaisseur des voxels sphériques est constant 0.1cm. (a. b. c) $L = 1\text{cm}$ (d.e.f) $L = 5\text{cm}$ (g.h.i) $L = 10\text{cm}$.

IV.3.4 Facteur géométrique d'une source linéaire

Le facteur géométrique est un paramètres important dans le calcul des distributions de dose. Ce facteur dépend de la longueur et de la construction de la source ainsi que la position du point de calcul $P(r, \theta)$. C'est la quantité dosimétrique la plus simple à déterminer. Les variations de ce facteur sur l'axe transversal de la source sont faibles pour des distances plus de deux à trois fois de la longueur de la source et elles deviennent importantes près de l'axe longitudinal de la source.

La figure 4.26 montre les variations des rapports entre le facteur géométrique à un point donné $P(r, \theta)$ par rapport à celui calculé sur l'axe $P(r, 0^\circ)$ pour une longueur de source de 1cm en fonction de l'angle polaire et pour différents rayons.

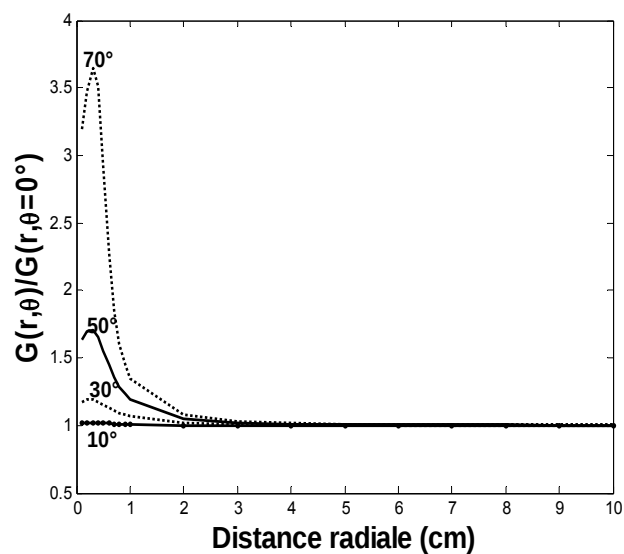


Figure 4.26: Variation de la quantité $G(r, \theta)/G(r, \theta = 0^\circ)$ pour une longueur de source de 1cm en fonction de la distance radiale pour différents angles polaires

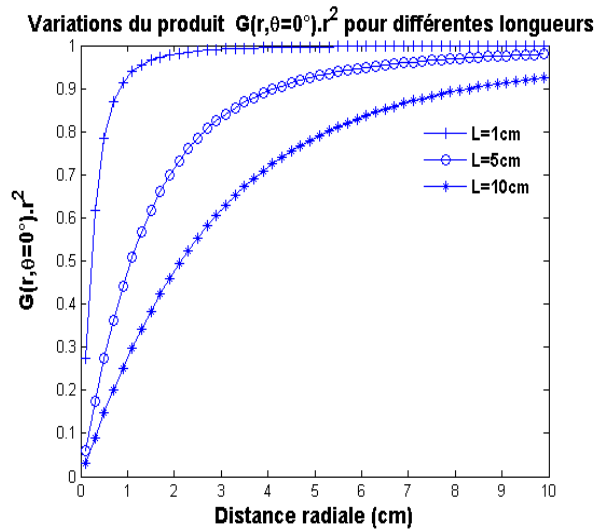


Figure 4.27 : Variation de la quantité $G(r, \theta).r^2$ en fonction distances radiales.

D'après la figure 4.27, l'hypothèse d'une source ponctuelle pour une source linéaire est satisfaisante pour des sources de longueur de l'ordre de 1cm pour des distances radiales supérieures à trois fois la longueur de la source. Pour les sources de 5 et 10cm, l'approximation n'est pas valable dans la gamme des distances radiales d'intérêt en curiethérapie (de l'ordre de 10cm).

IV.3.5 Fonction de dose radiale

La fonction de dose radiale, $g(r)$, est calculée en utilisant l'équation 1.12 définie dans le chapitre 1. Dans cette partie, nous avons comparé nos résultats avec la littérature [8,9].

La figure 4.28 représente la variation de la fonction de dose radiale en fonction de la distance le long de l'axe transversal de la source. Les valeurs des fonctions de la dose radiale utilisées sont données en Annexe C. Les écarts relatifs entre les valeurs publiées et nos résultats sont inférieurs à 2% pour des distances inférieures à 6cm et de l'ordre de 3% pour les autres distances. Ces écarts sont dus aux dimensions des fantômes utilisés dans les différentes simulations car la contribution des photons diffusés est importante dans les fantômes d'eau de grande taille. Dans notre travail, les 'EDK' sont simulés dans un fantôme d'eau sphérique de taille finie (rayon de 60cm). Dans les simulations de Ballester et *al.* [8], le fantôme utilisé est un cylindre de 40cm de diamètre et 40cm de hauteur avec une source de 0,1mm de diamètre interne et une gaine de platine de 0.1mm d'épaisseur, le corps radioactif est composé de 25% d'Ir et de 75% de platine. Par contre, Ruqing wang et *al.* [9] ont utilisé une source de type 'VariSource HDR' dans un fantôme cylindrique de 30cm de diamètre et de hauteur.

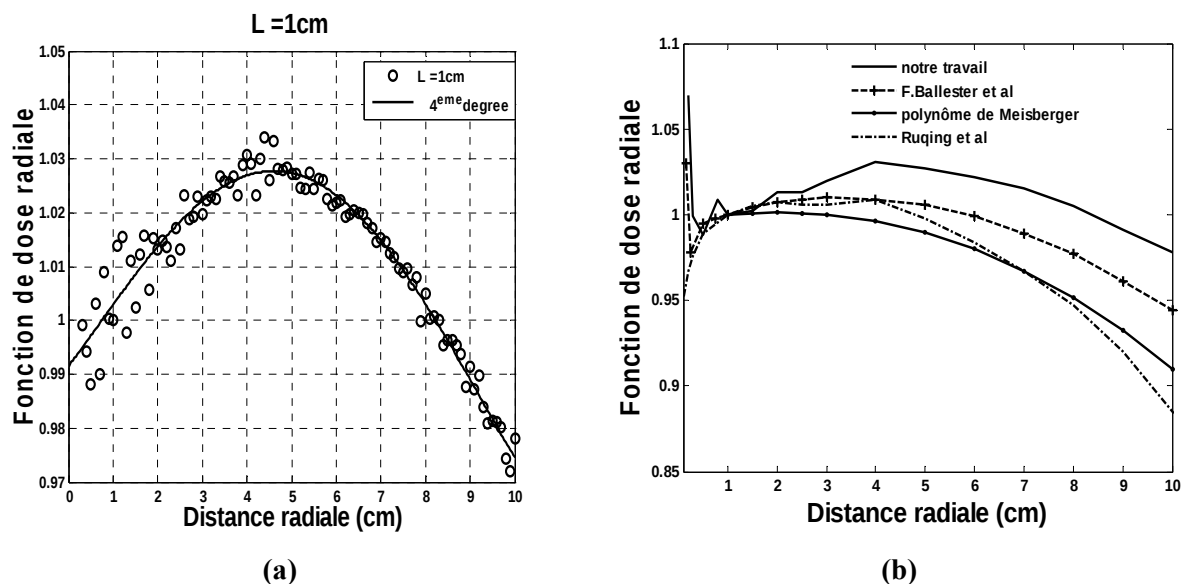


Figure 4.28 : Variations de la fonction de dose radiale en fonction des distances radiales pour une source de 1 cm. (a) la méthode de convolution, (b) méthode de convolution et une simulation directe références [8,9]

Une comparaison entre les fonctions de dose radiale déterminées pour une source d'Iridium mono-énergétique ($E_{\text{moy}} = 0.37\text{ MeV}$) et une source poly-énergétique (en utilisant le spectre d' ^{192}Ir) a été effectuée (figure 4.29). D'après ces courbes, l'écart entre les résultats de nos deux simulations est faible, car le processus d'interaction le plus probable pour la majorité de raies spectrales est l'effet Compton et les pics les plus intenses sont autour de l'énergie moyenne.

Les résultats de notre travail ont été aussi confrontés à la littérature [8]. Les écarts sont de l'ordre de 2%. Malgré que cet écart ne soit pas important, il est dû principalement au type de sources utilisées ainsi qu'à la taille des fantômes.

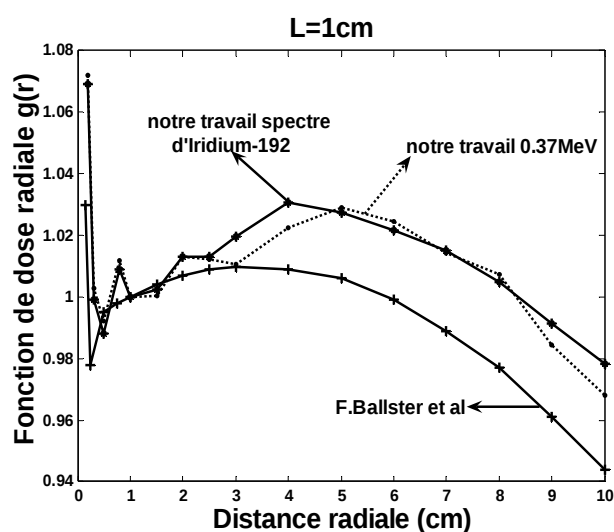


Figure 4.29 : Variation de la fonction de dose radiale en fonction de la distance radiale pour l'énergie moyenne d'Ir, le spectre d'Ir et une simulation directe [8]

IV.3.6 Fonction d'anisotropie

La fonction d'anisotropie est calculée en utilisant l'équation (1.13). Les fonctions d'anisotropie en fonction de l'angle polaire (entre 0° et 90°) pour différentes distances radiales, pour une source mono-énergétique (énergie moyenne) et une source poly-énergétique sont représentées sur la figure 4.30. Pour le tracé de chaque figure, nous avons effectué une interpolation polynomiale des données en utilisant un polynôme de troisième degré.

Dans ce travail, nous avons utilisé une géométrie cartésienne pour le calcul des paramètres dosimétriques, par contre, les EDKs sont calculés dans une géométrie sphérique avec un incrément Δr de 0.1cm dans une grille de calcul avec un pas de 0.1cm sur les deux axes $o\vec{y}$ et $o\vec{z}$. Le calcul de la fonction d'anisotropie $F(r, \theta)$ requiert un passage des coordonnées cartésiennes vers les coordonnées polaires. Nous remarquons d'après les deux figures ci-dessous que l'utilisation du spectre d'Ir-192 ou de son énergie moyenne n'influe pas sur le résultat.

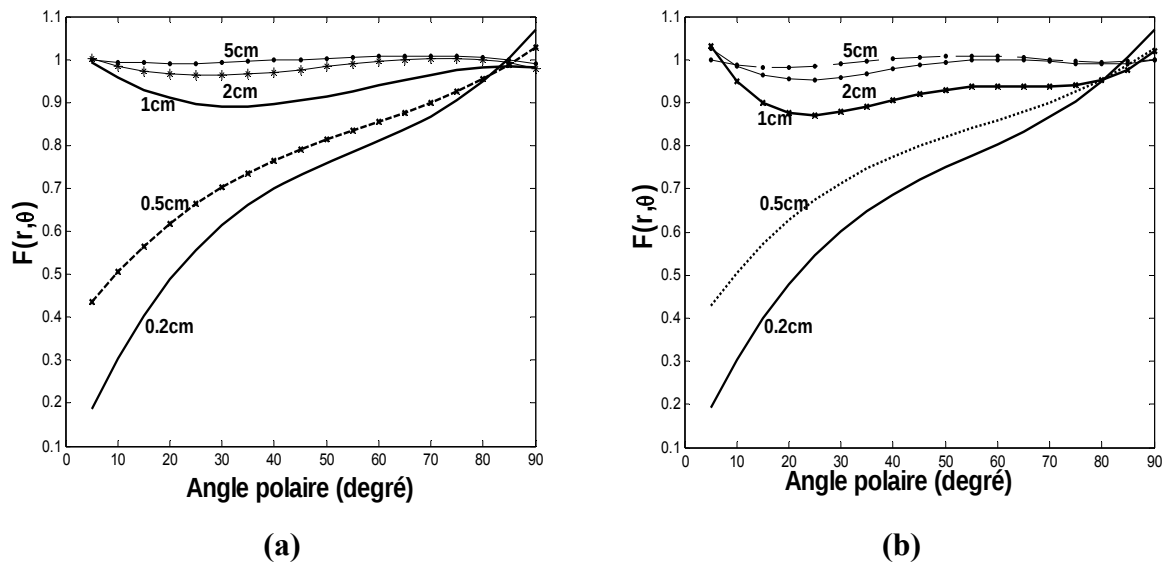


Figure 4.30: Variation de la fonction d'anisotropie en fonction d'angles polaire pour différents rayons par la méthode de convolution.
(a) spectre d'Iridium-192 (b) énergie moyenne 0.37MeV.

Nous avons aussi comparé nos résultats avec la littérature [8,9]. La figure 4.31 illustre une comparaison entre les valeurs de la fonction d'anisotropie $F(r, \theta)$ en fonction de l'angle polaire (entre 0° et 90°) pour différentes distances radiales, pour une source mono énergétique (voir Annexe E).

Dans le cas de la source de 1cm, pour des distances radiales et des angles polaires inférieurs à 2cm et à 40° respectivement, les écarts entre les valeurs de $F(r, \theta)$ calculés et ceux donnés dans la littérature sont considérables. Ceci est dû aux effets d'obliquité des parcours des photons dans la gaine de la source, de l'auto-absorption et de l'atténuation par la matière radioactive. Ces écarts sont inférieurs à 5% pour des distances et angles supérieurs à 2cm et 40° respectivement.

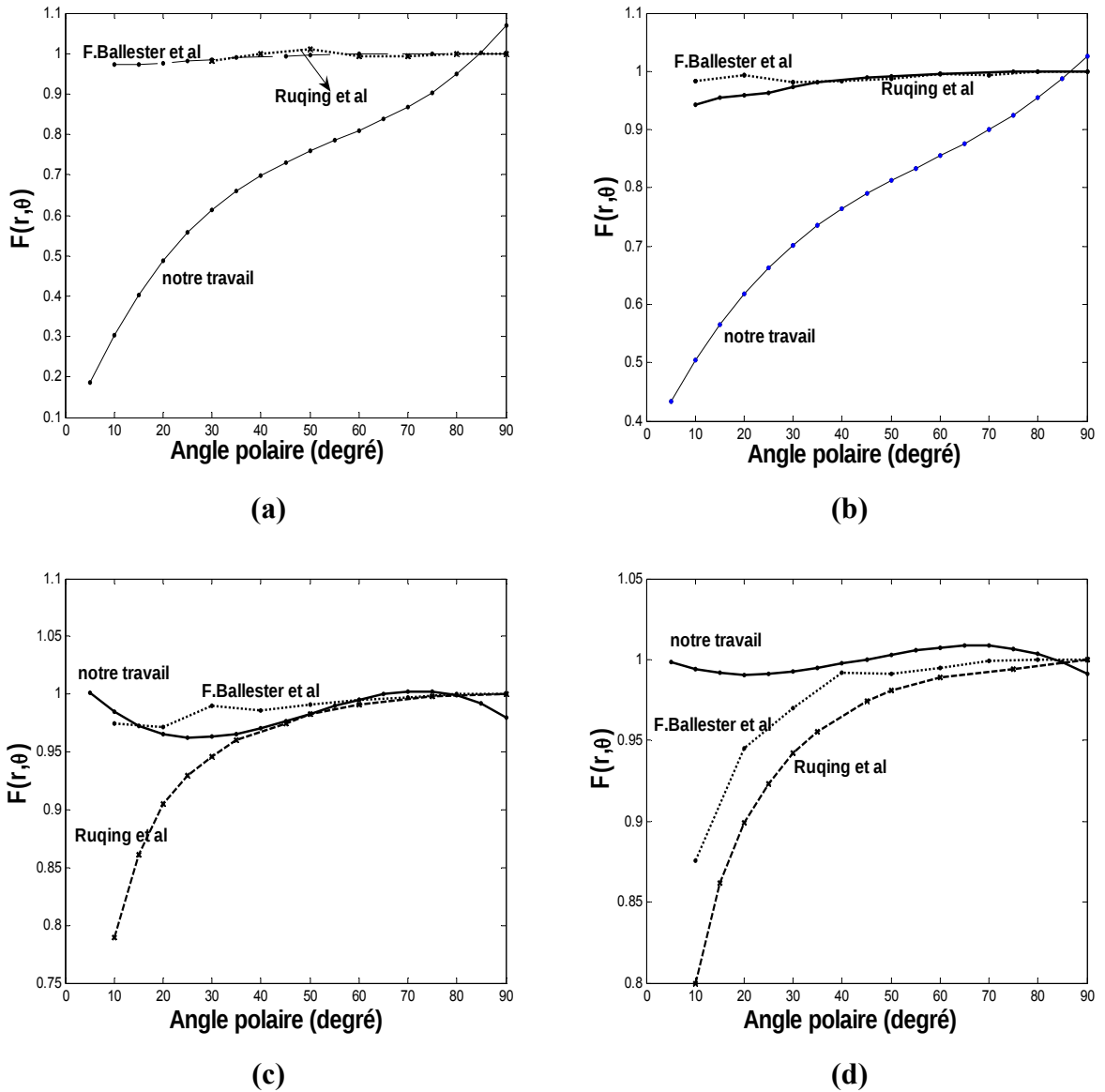
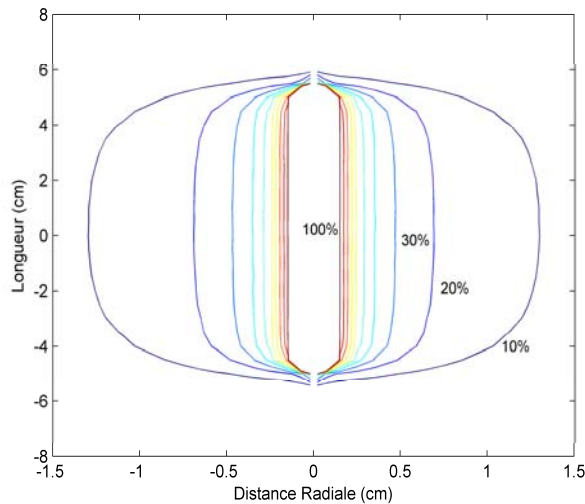


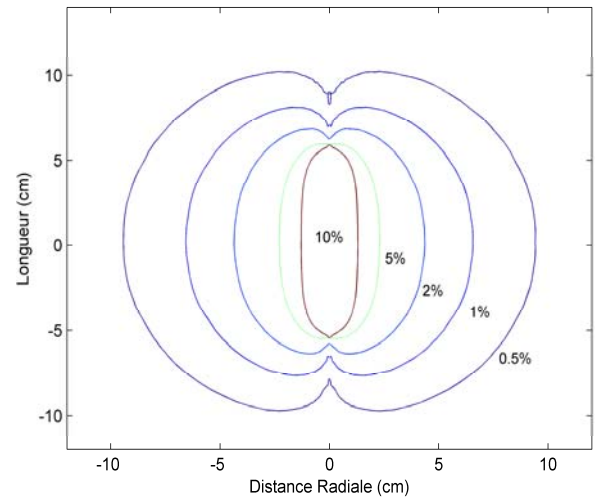
Figure 4.31: Comparaison de la fonction d'anisotropie calculée par la méthode de convolution et celle donnée dans la littérature pour différents rayons
(a) 0.2cm, (b) 0.5cm, (c) 2cm, (d) 5cm

IV.4 Simulation directe d'un fil d'Ir-192 par le code DOSRZnrc

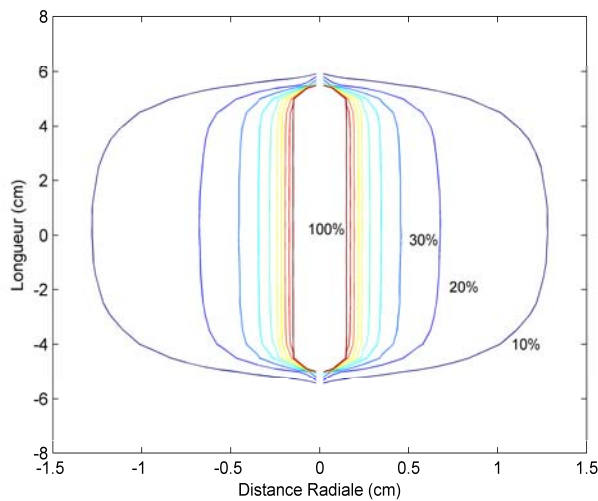
Dans cette partie, nous allons donner les résultats d'une simulation directe, par le code utilisateur DOSRZnrc, de la distribution de dose autour d'un fil d'Iridium (source sans gaine) pour les mêmes longueurs de sources déjà utilisées avec la méthode de convolution moyennant les EDK simulés par EDKnrc. Les figures 4.32 à 4.34 représentent les distributions de dose autour de trois sources d'Ir-192 de longueurs 1, 5 et 10 cm. Les résultats présentent les simulations pour des sources d'énergie moyenne de 0.37 et en prenant en considération le spectre énergétique de la source d'Ir-192. Les courbes isodoses sont représentées pour deux régions radiales selon leurs niveaux de dose. Une zone proximale (près de la source), s'étalant de la source à une distance radiale de 2 cm, pour des niveaux de dose allant de 10% à 100%, et une zone lointaine allant jusqu'à une distance de 10 cm pour les niveaux de dose entre 0.1 % et 10%.



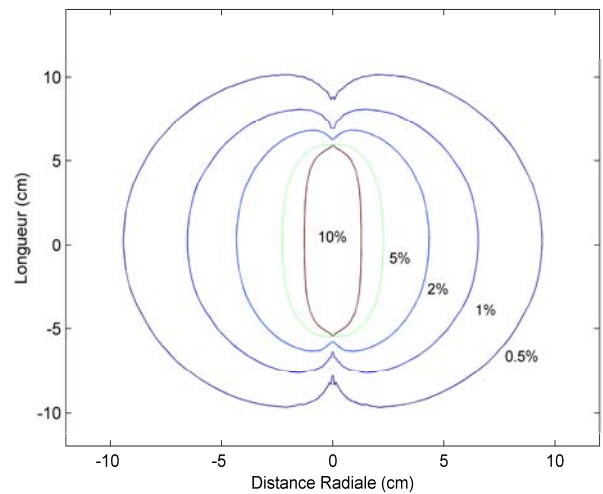
(a)



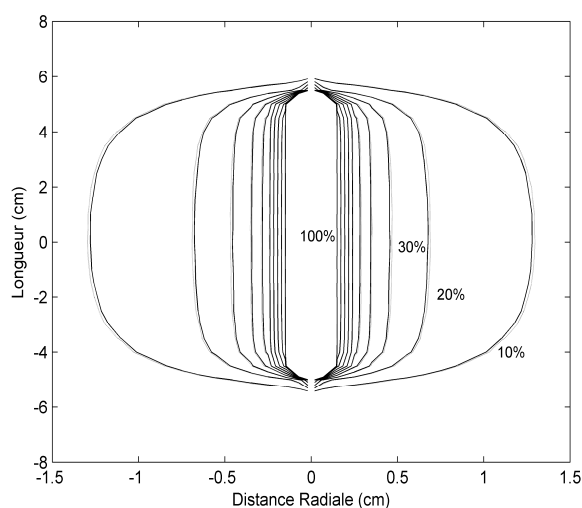
(b)



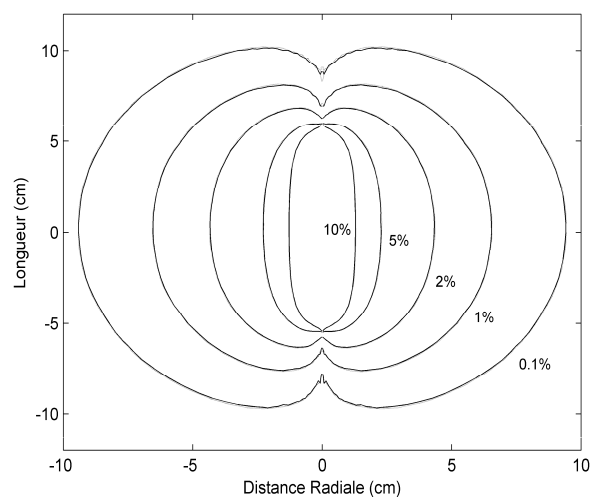
(c)



(d)

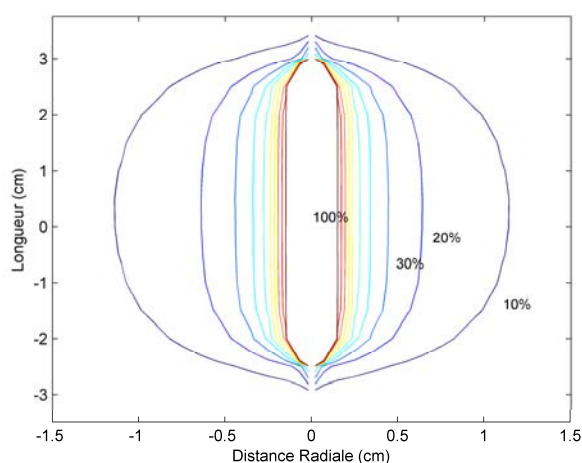


(e)

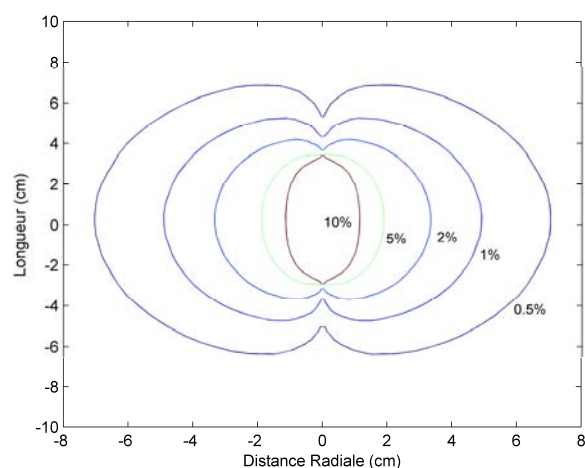


(f)

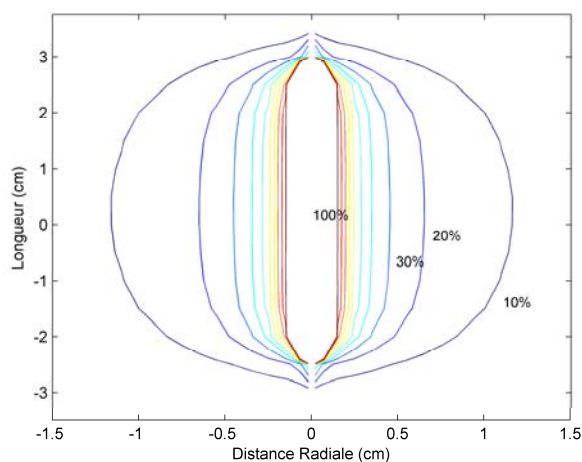
Figure 4.32 : Distribution, calculées par le code DOSRZnrc autour d'un fil d'Ir-192 de 10 cm.
 (a) distribution de dose dans la zone proximale pour une source avec un spectre d'énergie, (b) distribution de dose dans la zone lointaine pour une source avec un spectre d'énergie, (c) distribution de dose dans la zone proximale pour une source avec une $E_{moy}=0.37\text{MeV}$, (d) distribution de dose dans la zone lointaine pour une source avec $E_{moy}=0.37\text{MeV}$, (e) comparaison dans la zone proximale entre spectre et E_{moy} , (f) comparaison dans la zone lointaine entre spectre et E_{moy} .



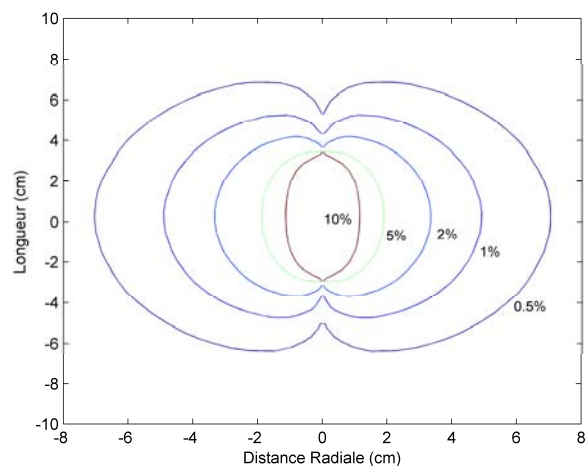
(a)



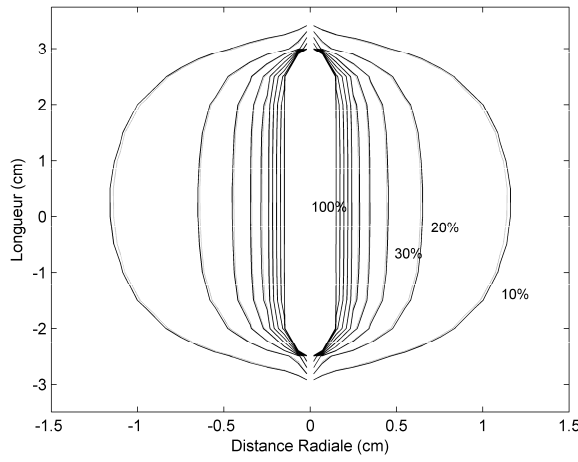
(b)



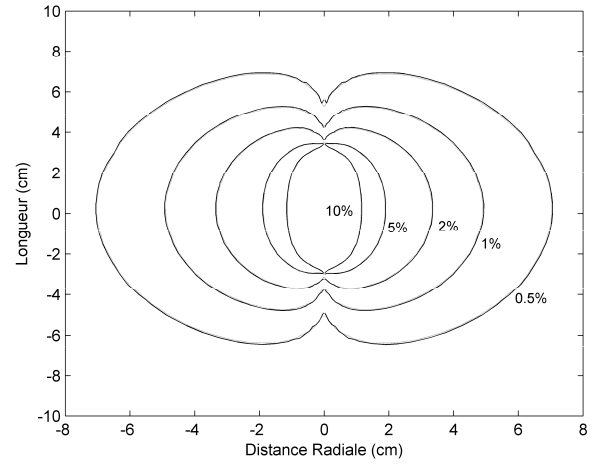
(c)



(d)

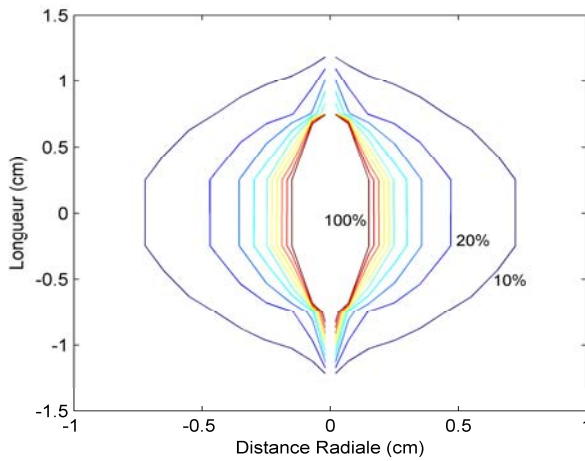


(e)

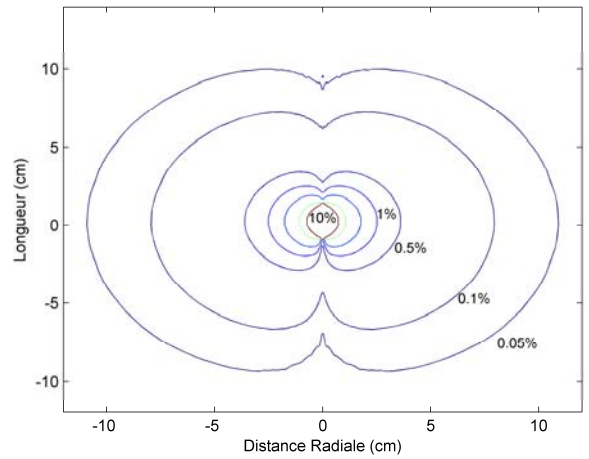


(f)

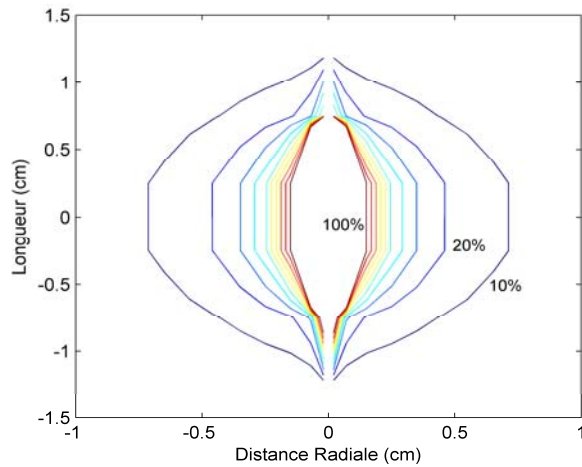
Figure 4.33 : Distribution, calculées par le code DOSRZnrc autour d'un fil d'Ir-192 de 5 cm. (a) distribution de dose dans la zone proximale pour une source avec un spectre d'énergie, (b) distribution de dose dans la zone lointaine pour une source avec un spectre d'énergie, (c) distribution de dose dans la zone proximale pour une source avec une $E_{moy}=0.37\text{MeV}$, (d) distribution de dose dans la zone lointaine pour une source avec $E_{moy}=0.37\text{MeV}$, (e) comparaison dans la zone proximale entre spectre et E_{moy} , (f) comparaison dans la zone lointaine entre spectre et E_{moy} .



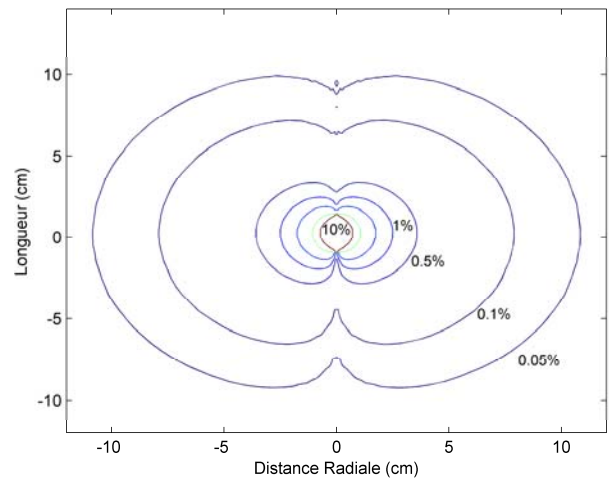
(a)



(b)



(c)



(d)

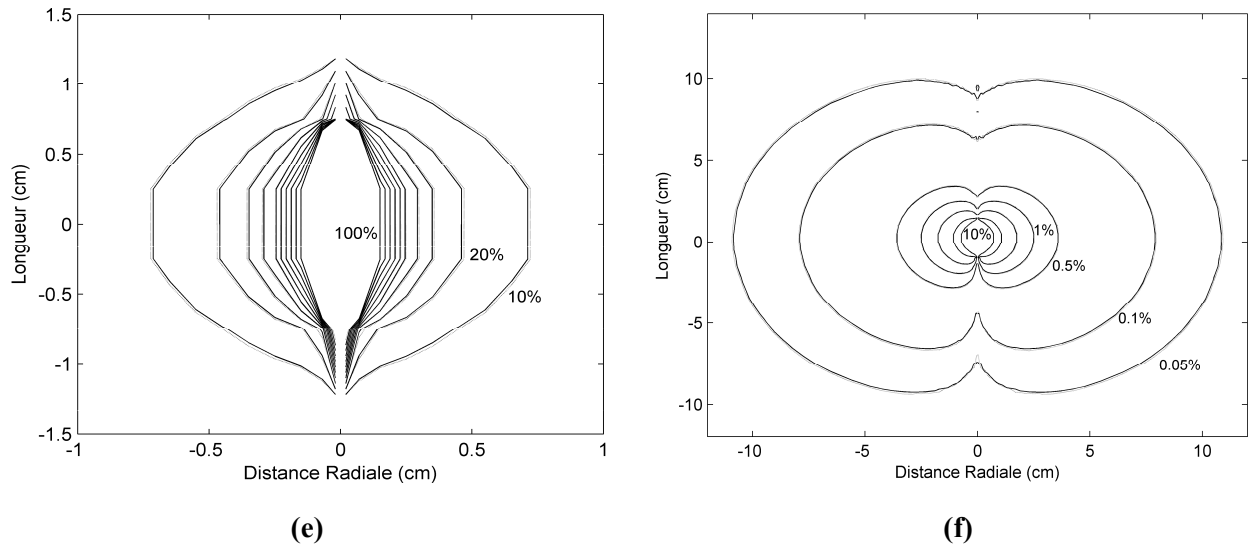


Figure 4.34 : *Distribution, calculées par le code DOSRZnrc autour d'un fil d'Ir-192 de 1 cm.*
 (a) *distribution de dose dans la zone proximale pour une source avec un spectre d'énergie,*
 (b) *distribution de dose dans la zone lointaine pour une source avec un spectre d'énergie,*
 (c) *distribution de dose dans la zone proximale pour une source avec une $E_{moy}=0.37\text{MeV}$,*
 (d) *distribution de dose dans la zone lointaine pour une source avec $E_{moy}=0.37\text{MeV}$,*
 (e) *comparaison dans la zone proximale entre spectre et E_{moy} , (f) comparaison dans la zone*
lointaine entre spectre et E_{moy} .

Nous remarquons que pratiquement il n'y a pas de différences entre les distributions simulées avec une énergie moyenne de 0.37 et celles simulées avec un spectre réel de l'Ir-192. De plus, la plus grande partie de dose est absorbée dans les alentours immédiats de la source d'Ir-192 (dans une région radiale ne dépassant pas 2cm) pour les trois longueurs de fils. Les distributions sont caractérisées, comme il fallait s'y attendre, par une anisotropie en raison de la forme géométrique des sources. Le choix de la taille des voxels peut avoir une grande influence sur les résultats de la simulation comme le montrent les résultats des simulations pour un fil de 1cm de longueur, où une taille de voxel de 0.5 cm d'épaisseur a été choisie pour toutes les simulations indépendamment de la taille de la source.

IV.5 Comparaison entre la méthode de convolution et la simulation directe

Les figures 4.35 montrent une comparaison entre les distributions de dose des sources de fils d'Iridium calculées par la méthode de convolution utilisant les kernels de dépôt d'énergie simulés par le code utilisateur 'EDKnrc' et par simulation directe par le code utilisateur 'DOSRZnrc'. Les calculs avec la convolution ont été effectués avec et sans prise en considération de l'effet de l'atténuation dans la source.

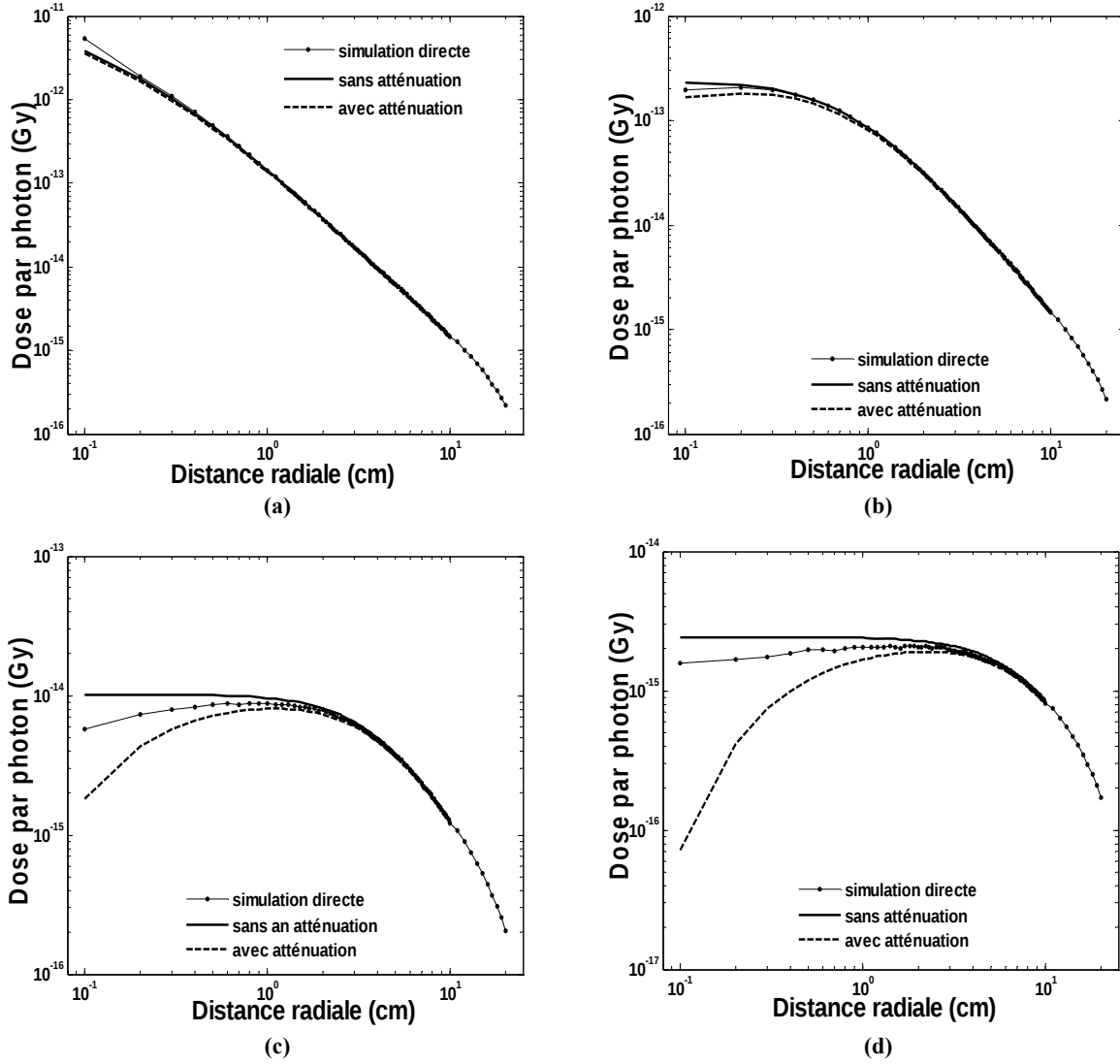


Figure 4.35 : Comparaison entre la distribution de dose calculée par la méthode de convolution et par simulation directe d'une source d'Iridium de $E_{moy} = 0.37\text{MeV}$ et de longueur $L=1\text{cm}$.
(a) $z=0.05\text{cm}$, (b) $z=1\text{cm}$, (c) $z=4\text{cm}$, (d) $z=8\text{cm}$.

A partir de ces courbes, nous remarquons que les écarts sont importants (entre -10 et -50%) pour les régions proches de l'axe de la source au delà des limites géométriques de la source ($z > L/2$ et $y < 1\text{cm}$), L étant la longueur de la source. Ces écarts diminuent en s'éloignant de la source et atteignent $\pm 10\%$ dans les régions situées à des distances supérieures à 2cm par rapport à l'axe de la source. Dans les régions situées entre les limites géométriques de la source et pour des distances radiales supérieures à 0.1 cm ($z < L/2$ et $y > 0.1\text{cm}$), l'écart maximal est de -5%.

Les écarts observés sont dus à l'effet d'absorption et d'atténuation dans la source qui est pris en considération dans la simulation directe par le code DOSRZnrc et qui n'est pas prise en compte dans le calcul par la méthode de convolution. En effet, pour les points situés sur ou près de l'axe de la source, les photons parcourent, dans la simulation directe, des distances

dans la source en Iridium avant de pénétrer dans l'eau. Durant ce parcours, une partie de l'énergie peut être cédée dans l'Iridium. Dans le cas de la méthode de convolution, la partie correspondante de la source d'où est émis ce photon est considérée comme un élément de source dans l'eau. Les photons parcourent alors la même distance mais dans l'eau (densité différente). Ce qui conduit à une différence de dépôt d'énergie et par conséquent, une différence dans la dose absorbée. Cet effet diminue pour les régions situées loin des limites géométriques de la source en raison de la diminution du parcours des photons dans l'iridium. Le facteur d'atténuation utilisé dans le calcul de convolution est basé sur des parcours directs dans la source. En réalité ces photons sont diffusés avant de quitter la source. La matière radioactive dans cette méthode est considérée concentrée totalement sur l'axe de la source, ce qui influera sur les distances parcourues par les photons primaires dans l'Iridium. À noter que les mêmes résultats ont été observés pour les sources de longueur 5 et 10cm.

CONCLUSION

La curiethérapie est le traitement des cancers localisés par l'introduction d'implants radioactifs, tels que L'iridium 192 et le césium 137 (périodes radioactives respectives de 74 jours et 30 ans) qui ont définitivement remplacé le radium utilisé dans la première moitié du XXe siècle sous forme d'aiguilles ou de tubes, à l'intérieur ou au voisinage de la tumeur. Ce type de traitement nécessite l'utilisation de forte dose en ciblant le traitement exclusivement à la zone du cancer. Les effets indésirables au reste du corps se trouvent considérablement réduits. Comme la dose est proportionnelle à l'inverse des carrés des distances, les tissus sains au voisinage reçoivent une faible dose. Donc, la curiethérapie est uniquement utilisée pour les cancers localisés de volume modéré qui ne se sont pas propagés à d'autres parties du corps. Elle permet de traiter, de façon spécifique ou en complément d'une autre technique de traitement, des tumeurs cancéreuses, notamment de la sphère ORL, de la peau, du sein ou des organes génitaux.

La détermination et le calcul de la distribution des doses nécessitent la mise en œuvre de moyens élaborés suivant le type de l'implantation, le type des sources et la localisation de la tumeur.

Malgré la disponibilité et l'exactitude des données théoriques, l'erreur existe sur l'estimation de la dose réellement délivrée. La seule façon d'y remédier est d'effectuer des mesures durant l'application (in vivo), chose rare en curiethérapie qui se réfère surtout aux distributions de doses déterminées par calcul, puisque l'expérimentation est limitée par :

- le gradient de dose: très élevé au voisinage des sources,
- les erreurs liées aux détecteurs: étalonnage, taille, positionnement,
- les erreurs liées aux sources: étalonnage et répartition de la matière radioactive le long de la source (BDD).

Avec l'introduction du nouveau formalisme de calcul de dose et la simulation Monte Carlo, des outils de calcul plus précis et puissants ont été mis à la disposition des radiothérapeutes.

C'est essentiellement les phénomènes d'atténuation, de diffusion et d'absorption des rayonnements qui fut à l'origine des modèles de calcul de dose. En effet, nul ne peut prédire où, quand et comment va interagir une « particule » donnée, les informations globales d'interaction sont traduites en terme de sections efficaces, donc de probabilités.

Ainsi, suivre une particule, interaction après interaction, en tirant au “hasard ” les paramètres physiques des phénomènes selon des fonctions de distributions de probabilité qui décrivent les lois d’interaction du rayonnement avec la matière (c'est-à-dire en respectant le caractère stochastique de celles-ci) permet, si le processus est répété un grand nombre de fois, de reproduire les effets macroscopiques et de calculer des grandeurs comme la dose absorbée, le Kerma et les équivalents de dose pour la dosimétrie.

Le travail entrepris a consisté à utiliser la méthode Monte Carlo qui est une méthode stochastique pour une évaluation dosimétrique en curiethérapie. La modélisation Monte Carlo requiert la définition de la particule source, la géométrie dans laquelle les particules sont transportées, la connaissance du type d’interaction et la méthode de transport de ces particules dans le milieu.

Le code Monte Carlo utilisé pour la simulation des Kernels du dépôt d’énergie de sources ponctuelles de photons isotropiques EDK qui ont servi, par la suite, aux calculs des distributions des doses autour des sources radioactives par la méthode de convolution est le code EGSnrc pour le transport couplé électron-photon.

Une base de données des kernels de dépôt d’énergie (EDK) a été établie pour des énergies allant de 50 keV à 2 MeV après le choix des paramètres optimaux de simulation. Ces derniers ont été utilisés avec le formalisme de la convolution pour le calcul des distributions de dose autour de fils d’Ir-192 de différentes longueurs. Les longueurs choisies sont 1, 5 et 10cm respectivement.

Une simulation directe de la distribution de dose autour d’un fil d’Iridium (source sans gaine) a été réalisée pour valider le modèle de calcul de dose développé. Pour cela, le code utilisateur DOSRZnrc a été utilisé pour simuler ce fil d’iridium dans une géométrie cylindrique. Le résultat de cette simulation a servi à évaluer la précision de la méthode précédente.

Les résultats obtenus par l’utilisation de la méthode de convolution sont comparables à ceux donnés par d’autres travaux pour la simulation directe des sources de différentes longueurs.

Les écarts observés dans le calcul de la fonction de dose radiale sont inférieurs à 3% pour des distances radiales supérieures à 0.2cm par comparés aux travaux de Balleter et *al.* et inférieurs à 4% par rapport aux travaux de Ruqing et *al.* Cette différence est principalement due aux différents diamètres et formes des sources simulées.

Pour la fonction d’anisotropie, les écarts observés sont importants (>10%) dans les régions situées à des angles polaires (définis par la distance radiale et l’axe de la source) inférieurs à

40° à cause des effets d'obliquité des parcours des photons dans la gaine de la source, de l'auto-absorption et de l'atténuation par la matière radioactive. Ces écarts sont inférieurs à 5% pour des distances et angles supérieurs à 2cm et 40° respectivement.

Les écarts observés des distributions de dose entre la méthode de convolution et la simulation directe sont importants pour les régions proches de l'axe de la source au delà des limites géométriques de la source (entre -10 et -50%). Ces écarts diminuent en s'éloignant de la source et atteignent un maximum de $\pm 10\%$ dans les régions situées à des distances supérieures à 2cm par rapport à l'axe de la source. Dans les régions situées entre les limites géométriques de la source et pour des distances radiales supérieures à 0.1 cm, l'écart maximal observé est de -5%, ce qui représente un écart acceptable. Les incertitudes sur la distribution de dose par le code utilisateur 'DOSRZnrc' sont inférieures à 1% dans les régions délimitées par la source ($-L/2 < y < L/2$), le maximum des écarts entre les doses calculées par la méthode de convolution et ceux déterminés par simulation MC directe est de $\pm 8\%$. Cet écart est observé dans les régions proches des bords du fantôme et de l'axe de la source. Il est principalement dû au faible nombre des photons contribuant au dépôt de dose dans ces régions à cause des effets obliques l'atténuation. Les écarts observés entre la méthode de convolution et la simulation MC directe sont dus aux différents effets d'interactions dans différents milieux utilisés dans les deux simulations, l'effet d'absorption et d'atténuation dans la source (matériau d'Iridium) qui est pris en considération dans la simulation directe par le code DOSRZnrc alors que dans le calcul par la méthode de convolution, le milieu utilisé pour la simulation des EDKs est l'eau.

Le facteur d'atténuation utilisé dans le calcul de convolution est basé sur les parcours des photons primaires supposés directs dans la source. En réalité ces photons sont diffusés avant de quitter la source, le libre parcours moyen des photons primaires d'énergie moyenne de 0.37MeV dans l'élément de l'Iridium est de l'ordre de 0.22cm, le facteur d'atténuation doit être introduit en raison des photons diffusés dans la source. La matière radioactive dans ce cas est considérée concentrée totalement sur l'axe de la source, ce qui influera sur les distances parcourues par les photons primaires dans l'Iridium. En réalité, une fraction de ces photons sont moins atténués notamment ceux qui sont émis à proximité de la surface de la source.

Par conséquent, les écarts observés, dans les régions d'intérêt en curiethérapie, entre les doses calculées par la méthode de convolution et celles obtenues par simulation directe restent très acceptables par rapport aux niveaux de tolérance ($\pm 10\%$). Ceci montre que cette approche pourrait être utilisée pour le calcul de dose en curiethérapie.

En perspective de ce travail, la méthode de calcul de distribution de dose peut être améliorée par la prise en considération de la gaine avec l'introduction des facteurs d'atténuation des rayonnements gamma dans la source et dans la gaine ainsi que l'intégrale de Sievert pour les sources étendues.

RÉFÉRENCES

- [1] R. Nath, L. L. Anderson, G. Luxton, K. A. Weaver, J. F. Williamson, A. S. Meigooni. *Dosimetry of interstitial Brachytherapy Sources*. AAPM Report No 51, pp: 209-234, Vol 22. 1995.
- [2] P. Zhang, A. S. Beddar, C. H. Sibata. *AAPM TG-43 Formalism for Brachytherapy dose calculation of a ^{137}Cs tube sources*. Med. Phys, pp: 755-759, Vol 31, 2004.
- [3] M. j. Rivard, B. M. Coursey, L. A. Dewerd et al. *Update of AAPM Task Group N° 43 Report: A revised AAPM protocol for Brachytherapy dose calculations*. Med. Phys, pp: 633-674, Vol 31, 2004.
- [4] J. F. Williamsan, R. L. Morin and M. Faiz Khan. *Monte Carlo evaluation of the sievert integral for Brachytherapy dosimetry*. Phys. Med. Biol, pp :1021-1132, Vol 28, 1983.
- [5] A. L. Boyer and E. C. Mok. *Calculation of photon dose distributions in an inhomogeneous medium using convolutions*. Med. Phys, pp: 503-509, Vol 13, 1986.
- [6] A. L. Boyer and E. C. Mok. *Brachytherapy seed dose distribution calculation employing the fast Fourier transform*. Med. Phys, pp: 525-529, Vol 13, 1986.
- [7] A. L. Boyer and E. C. Mok. *A photon dose distribution model employing convolution calculations*. Med. Phys, pp: 169-176, Vol 12, 1985.
- [8] F. Ballester and C. Hernández. *Monte Carlo calculation of dose rate distribution around Ir wires*. Med.Phys. pp: 1221-1230, Vol 24, 1997
- [9] R. Wang and R. S. Sloboda. *Monte Carlo dosimetry of the VariSource high dose rate Ir source*. Med. Phys, pp: 417-423, Vol 25, 1998.
- [10] K. R. Kase, B. E. Bjärngard, F. H. Attix. *The Dosimetry of Ionizing Radiation : Monte Carlo techniques of electron and photon transport for radiation dosimetry*. D. W. O. Rogers and A. F. Bielajew. pp: 427-539, Vol III, Academic Press, 1990.
- [11] W. R. Nelson, D. W. O. Rogers, H. Hirayama. *The EGS4 Code System*. Stanford Linear Accelerator Center, December, 1985.
- [12] I. Kawrakow and D.W.O. Rogers. *The EGSnrc Code System: Monte Carlo simulation of electron and photon transport*. NRCC Reports PIRS: 701, September, 2006.
- [13] F. Salvat, J. M. Fernández-varea, J. Sempau. *PENELOPE-2008: A code system for Monte Carlo simulation of electron and photon transport*. NEA No 6416 © OECD 2009.
- [14] D. Paul, L. Makovicka et M. Ricard. *Synthèse des journées scientifiques francophones portant sur les codes de calculs en radioprotection, radiophysique et dosimétrie*. Radioprotection, pp: 73-88, Vol 40, © EDP sciences 2005.
- [15] B. Reniers, F. Verhaegen and S. Vynckier. *The radial dose function of low-energy brachytherapy seeds in different solid phantoms: Comparison between calculations with the EGSnrc and MCNP4C Monte Carlo codes and measurements*. Phys. Med. Biol, pp: 1569-1582, Vol 49, 2004.

- [16] T. E. Booth et al, *MCNP-A general Monte Carlo N-Particle transport code*. Version 5, Vol I: Overview and theory. LA-UR-03-1987. LOS Alamos April 2003.
- [17] I. Kawrakow. *The EGSnrc Monte Carlo System*. Ionizing Radiation Standards, NRC, Ottawa, Canada, 2006.
- [18] D. sheikh-bagheri, D. W. O. Rogers, C. K. Ross and J. P. Seuntjens. *Comparison of measured and Monte Carlo calculated dose distributions from the NRC linac*. Revision to Medical Physics, June, 2000
- [19] D. W. O. Rogers. *Monte Carlo techniques in Radiotherapy*. Physics in Canada, Medical physics special Issue, pp: 63-70, Vol 58, 2002
- [20] E. Mainegra-Hing. *User Manual for egs_inprz, a GUI for the NRC RZ user-codes*. NRCC Repport PIRS: 801(Rev A), May, 2005.
- [21] D. W. O. Rogers, I. Kawrakow, J. P. Seuntjens, B. R. B. Walters and E. Mainegra-Hing. *NRC User Codes for EGSnrc*. NRCC Repport PIRS: 702, March, 2005.
- [22] D. Baltas, L. Sakelliou, N. Zamboglou. *The Physics of Modern Brachytherapy for Encology*. 2007.
- [23] Collection Sécurité. *Normes fondamentales internationales de protection contre les rayonnements ionisants et sûreté des sources de rayonnements*. Agence internationale de l'énergie atomique. BSS115, Vienne. 1997.
- [24] International Commission on Radiation Units and measurments 'ICRU38'. *Dose and volume specification for reporting intracavitary therapy in gynecology*. Issued: 1, March, 1985
- [25] Sou-Tunq Chiu-Tsao, Dennis R. Schaart, Christopher G. Soares, Ravinder Nath. *Dose Calculation Formalisms and Consensus dosimetry parameters for intravascular brachytherapy dosimetry : Recommendations of the AAPM Therapy physics Committee Task Group No 149*. Med. Phys, pp: 4126-4150, Vol 34, 2007
- [26] M. Faiz Khan. *The Physics of Radiation Therapy*. Third edition, 2003
- [27] P. Andreo. *Monte Carlo technique in medical radiation physics*. Phys. Med. Biol, pp: 861-920, Vol 36, 1991
- [28] B. Alder, S. Fernbach, M. Rotenberg. *Methods in computational physics: Monte Carlo calculation of the penetration and diffusion of fast charged particles*. M. J. Berger. Vol. I, pp: 135-213, Academic Press, 1963.
- [29] D. E. Raeside. *Monte Carlo: principles and applications*. Phy.Med. Biol, pp: 181-197, Vol 21, 1976.
- [30] C. L. Hartman Siantar, R. S. Walling, and T. P. Daly. *Description and dosimetric verification of the PEREGRINE Monte Carlo dose calculation system for photon beams incident on water phantom*. Med. Phys, pp: 1322-1337, Vol 28, 2001.
- [31] A. F. Bielajew. *HOWFAR and HOWNEAR : geometry modeling for Monte Carlo particle transport*. Draft version PIRS 341, April, 1996.
- [32] A. F. Bielajew, D. W. O. Rogers and A. E. Nahum. *The Monte Carlo simulation of ion chamber response to ⁶⁰Co resolution of anomalies associated with interfaces*. Phys. Med. Biol, pp: 419-427, Vol 30, 1985

- [33] A. F. Bielajew and D. W. O. Rogers. *PRESTA: The Parameter Reduced Electron Step Transport Algorithm For electron Monte Carlo transport*. Nuclear Instruments and Methods. pp: 165-181, B: 18, 1986.
- [34] I. Kawrakow. *Accurate condensed history Monte Carlo simulation of electron transport. I. EGSnrc, the new EGS4 version*. Med. Phys, pp: 485-498, Vol 27, 2000.
- [35] I. Kawrakow and M. Fippel. *Investigation of variance reduction techniques for Monte Carlo photon dose calculation using XVMC*. Med. Phys. Biol, pp: 2163-2183, Vol 45, 2000.
- [36] I. Kawrakow. *On the efficiency of photon beam treatment head simulations*. Med. phys, pp: 2320-2326, Vol 32, 2005.
- [37] D. W. O. Rogers, B. Walters, I. Kawrakow. *BEAMnrc Users Manual*. NRCC Report PIRS: 509, 2006.
- [38] T. R. Mackie, A. F. Bielajew, D.W.O. Rogers and J. J. Battista. *Generation of photon energy deposition kernels using the EGS Monte Carlo code*. Phys. Med. Biol, pp: 1-20, Vol 33, 1988.
- [39] E. Mainegra_Hing, D. W. O. Rogers, and I. Kawrakow. *Calculation of photon energy deposition kernels and electron dose point kernels in water*. Ionizing Radiation Standards, NRCC, Ottawa K1A 0R6, 2004.
- [40] R. E. P. Taylor, G. Yegin and D. W. O. Rogers. *Benchmarking BrachyDose: Voxel based EGSnrc Monte Carlo calculations of TG-43 dosimetry parameters*. pp: 445-456, Vol 34, 2007.
- [41] M. Faiz. Khan. *Treatment planning in radiation oncology*. Second edition, 2005.
- [42] I. Kawrakow, T. Mainegra-Hing and D. W. O. Rogers. *EGSnrcMP the multi-platform environment for EGSnrc*. NRCC Report PIRS: 877, November 2004.

Annexe A

STRUCTURE ET EXÉCUTION DU CODE EGSnrc

Le système EGSnrc a été dérivé du code EGS4. EGSnrc incorpore beaucoup d'améliorations dans l'implémentation de l'histoire condensée du transport des électrons, une meilleure physique pour les photons à faible énergie, des algorithmes d'échantillonnage plus efficaces comparés à EGS4. EGSnrc V4 (EGSnrcMP), rendu disponible en décembre 2003, représente une reprise importante de l'environnement d'exécution dans le but de le rendre portable à tous les logiciels d'exploitation principaux. EGSnrcMP vient avec une interface graphique d'installation pour les systèmes d'exploitation Windows NT/2000/XP, Mac OSX (version 10.2 ou plus) et Linux qui emploient le format binaire ELF. Le système d'EGSnrc est un ensemble de sous-programmes qui mettent en application la modélisation des divers processus d'interaction et de simulation du transport des électrons et des photons. Pour une application complète, l'utilisateur doit écrire un code d'utilisateur. Un code utilisateur typique se compose d'un programme principal, d'une routine d'enregistrement (appelée AUSGAB) et deux sous-programmes qui fournissent des informations géométriques à EGSnrc par l'intermédiaire d'une interface bien définie. Le code EGSnrc est distribué avec une série de codes d'utilisateurs pour des géométries cylindriques et sphériques. La puissance du système EGSnrc est due au fait que les codes utilisateurs peuvent être adaptés pour calculer exactement ce que l'utilisateur veut en mettant en application des techniques de réduction de variance pour accélérer la simulation de manière significative. Cette approche très flexible est peut-être l'une des raisons principales de l'adoption large des codes EGS4 et EGSnrc pour une variété d'applications scientifiques.

A.1 Structure de l'EGS

Le code EGSnrc, comme l'illustre la figure ci-dessous, se présente sous la forme de sept modules distincts servant à la simulation du transport des particules dans les différents milieux traversés.

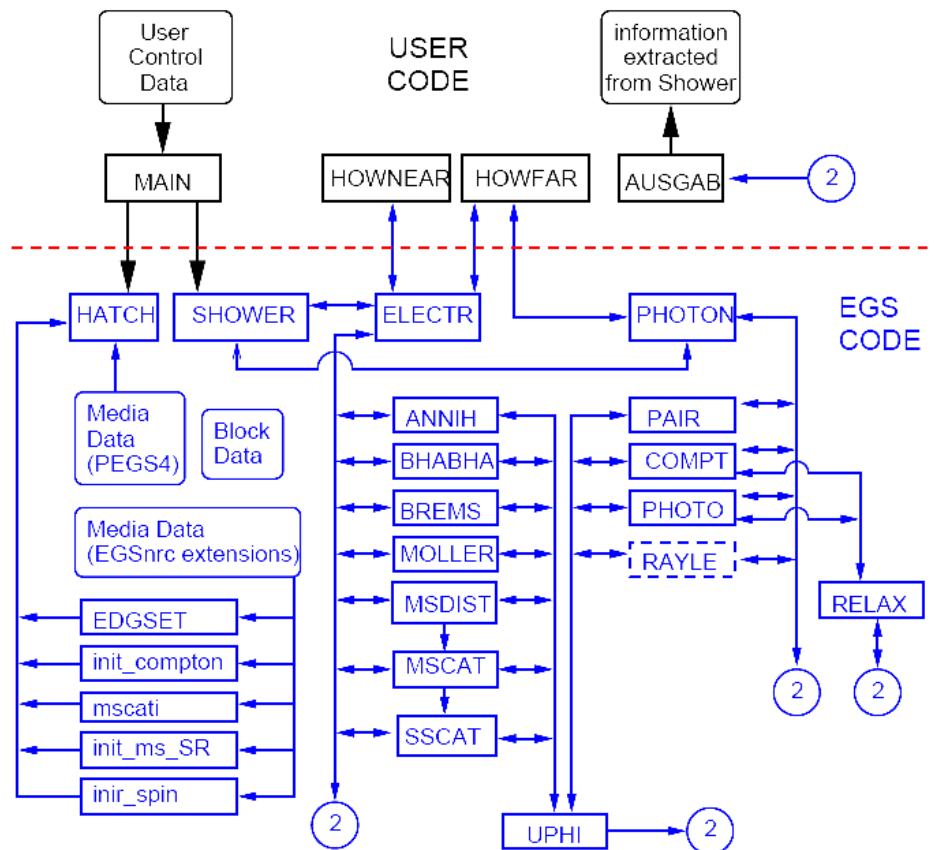


Figure A.1 : *Structure générale du code système EGSnrc*

L'utilisateur doit écrire un programme principal, appelé MAIN, ainsi que trois sous-routines associées HOWFAR, HOWNEAR et AUSGAB. Celles-ci décrivent respectivement la géométrie et le type des données à recueillir pendant la simulation. Le programme MAIN décrit quant à lui, les valeurs initiales des paramètres nécessaires à l'utilisation de la routine SHOWER. Cette routine sert d'interface entre le programme principal MAIN et le code EGSnrc proprement dit et contient des données telles que les noms des différents matériaux et les énergies de coupure. Le lancement de la simulation est effectué à partir du programme MAIN grâce à l'appel des routines HATCH, qui lit et vérifie le jeu de données préparé par PEGS4 et SHOWER.

Le code EGSnrc est entièrement écrit en langage MORTRAN3. Ce langage, dérivé du FORTRAN77, a été développé afin de simplifier la programmation et faciliter la communication entre le programme utilisateur et le code EGSnrc.

A.2 Séquences d'exécution de l'EGS

Les étapes suivantes définissent les séquences/procédures suivies pour l'exécution de l'EGS :

- Initialisation des données.

- Pre-HATCH CALL : consiste à citer les variables communes dans leurs valeurs initiales ou d'autres valeurs. Ces variables sont par exemple : Global ECUT et PCUT (par défaut AE et AP), région spécifiée à un milieu et les différents paramètres de transport.
- Initialisation de HOWFAR et HOWNEAR: la spécification de la géométrie est assurée par ces deux sous programmes, cette étape permet au programme 'MAIN' d'exécuter une initialisation donnée.
- Initialisation de AUSGABE: le code MAIN peut initialiser des quantités qui sont utilisées dans l'AUSGABE (un sous programme qui enregistre et produit les résultats d'une simulation), l'introduction des nouvelles fonctions doit être déclarée dans les deux sous programmes : AUSGABE et MAIN simultanément.
- Initialisation de la technique de réduction de variance.
- Détermination des paramètres de la particule incidente : le type de la particule, l'énergie totale, les coordonnées des positions et de l'orientation, indice de région de la particule en courant, le nombre d'histoires et la variable spécifiée pour le suivi de l'histoire, le poids d'une particule,....
- SHOWER CALL : les paramètres cités dans l'étape précédente sont appelés selon leurs séquences par le sous programme SHOWER à chaque histoire.
- Output des résultats : les résultats sont stockés dans différents fichiers.

La manipulation de l'EGSnrc est assurée par l'utilisation des interfaces graphiques 'GUI' (graphical user interface). Deux interfaces sont largement utilisées :

- l'interface 'egs-gui' qui compile et exécute les données d'une simulation pour tous les codes utilisateurs mais ne peut pas créer ou modifier les fichiers des données.
- l'interface 'egs-inprz' peut créer, modifier et exécuter les fichiers de données mais uniquement pour les codes à symétrie cylindrique (exp. 'egs-rznrc').

L'interface graphique utilisateur 'egs_gui' est illustrée dans la figure ci-dessous où le milieu 'air' est sélectionné dans les conditions normales de pression et de température en sélectionnant les différents constituants du milieu: la composition du milieu avec la fraction correspondante, les différentes options des données physiques, le nom codé du milieu 'AIR521ICRU', l'air avec l'énergie totale de l'électron qui est égale à l'énergie de sa masse au repos 511keV plus son énergie cinétique de 10keV. Le rapport ICRU 37 est la source des données physiques [42].

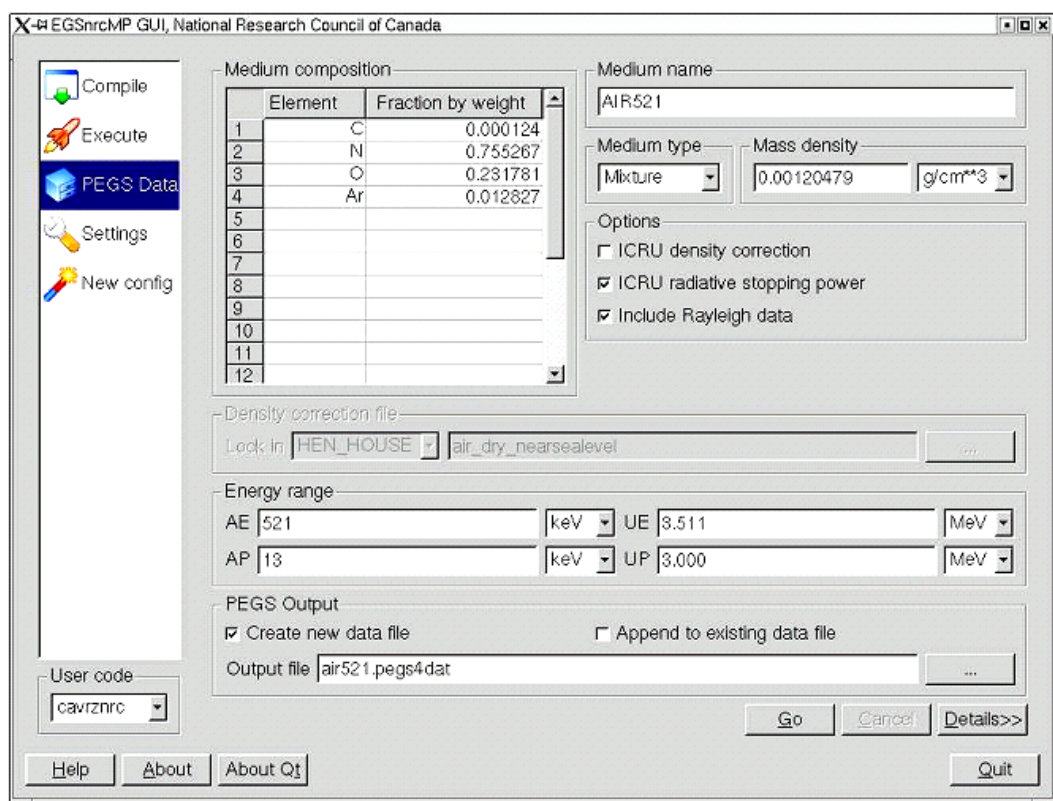
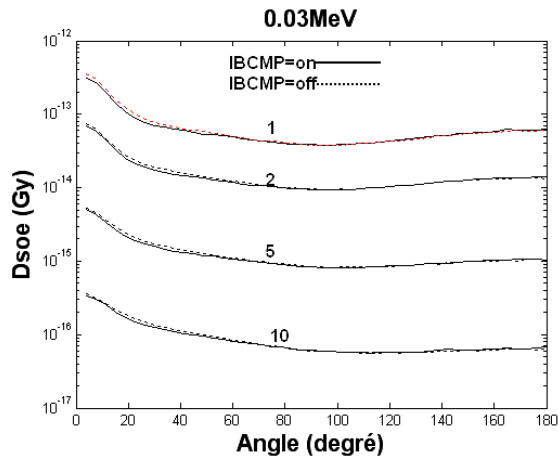


Figure A.2 : Interface graphique 'egs_gui' : Les différentes données sont sélectionnées pour l'exécution d'une compilation utilisant la source des données du rapport ICRU 37 [42]

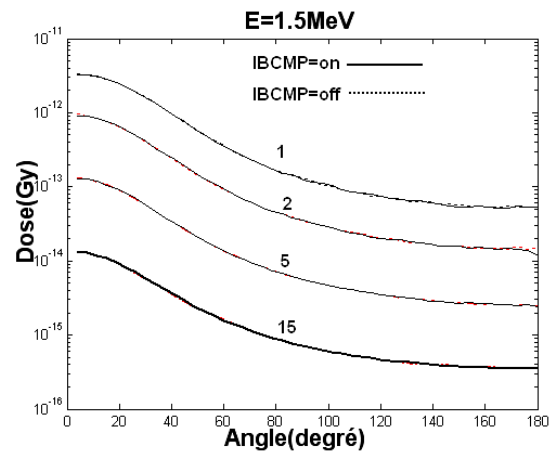
Annexe B

CHOIX DES PARAMETRES DE TRANSPORT MONTE CARLO

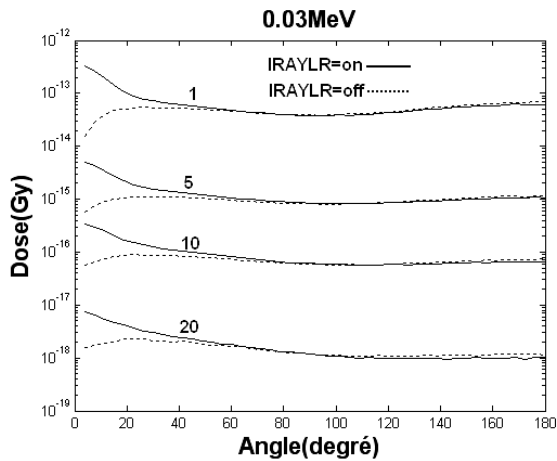
Dans cette annexe, on donne les courbes pour des rayons loin de la source. Dans le cas de la diffusion Compton où l'électron atomique est considéré soit lié ou non, (IBCMP=on/off), de l'option, IRAYLR=on/off, dans le cas de la diffusion de Rayleigh et l'effet de spin (spin-effect=on/off), l'échantillonnage angulaire de photon-électron, (IPHTER=on/off), de la relaxation atomique (IEDGFL=on/off), les algorithmes de transports à travers les frontières des régions, BCA= ECXAT/PRESTA-I. Voir si dessous figures B.1.



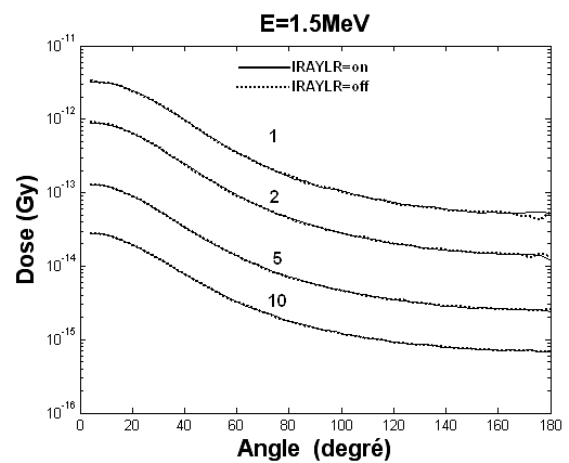
(1)



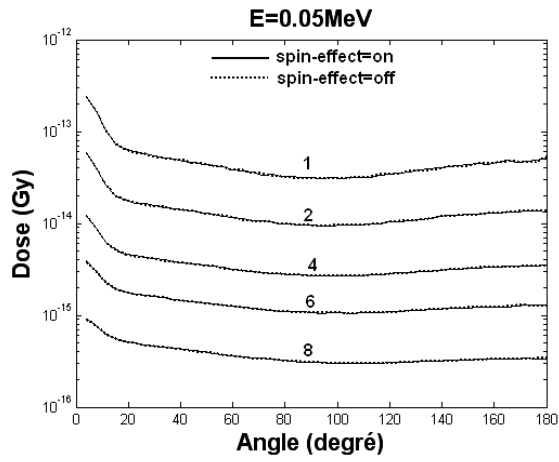
(2)



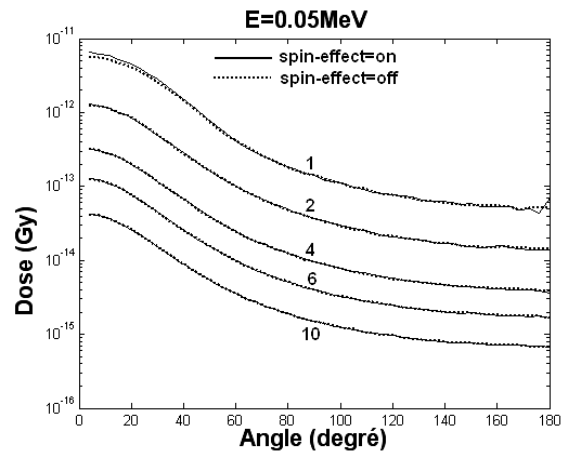
(3)



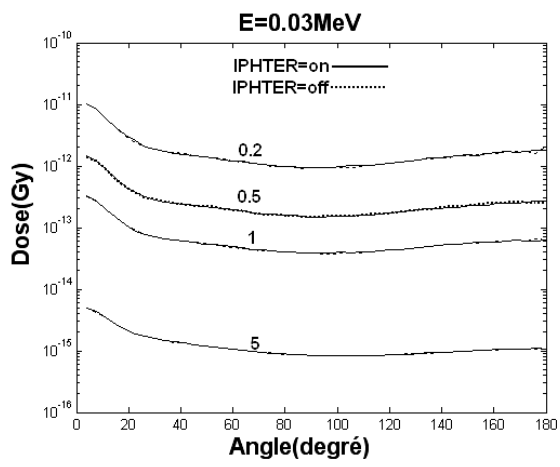
(4)



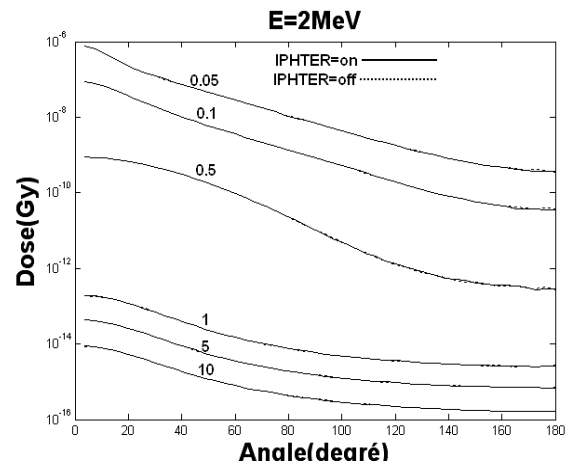
(5)



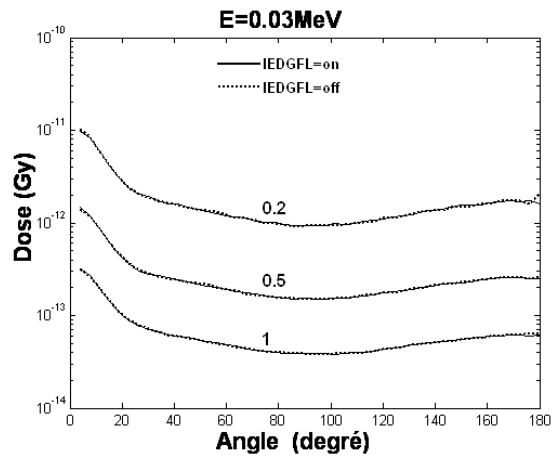
(6)



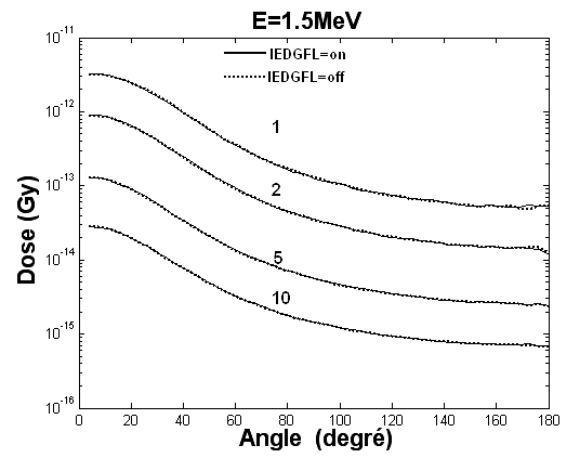
(7)



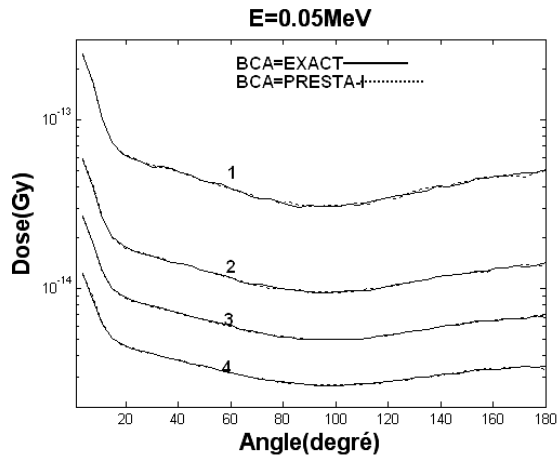
(8)



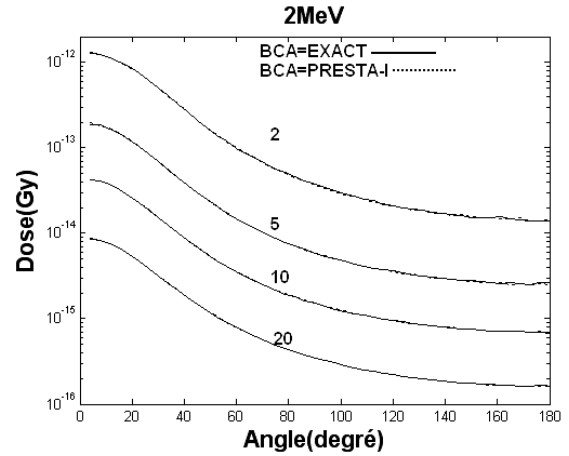
(9)



(10)



(11)



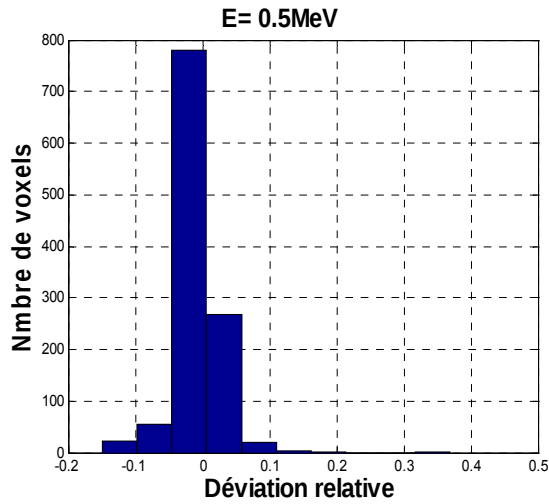
(12)

Figure B.1 : Écarts de dose en fonction de l'angle polaire pour des distances loin de la source pour les processus : effet Compton, effet Rayleigh, effet du spin, échantillonnage angulaire du photon électron, relaxation atomique et les algorithmes de transport des électrons à travers les frontières.

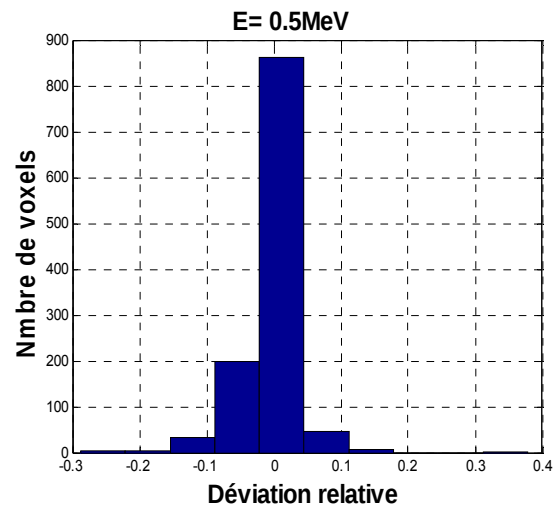
Chaque option est donnée pour une basse et haute énergie.

- (1) et (2) option $IBCMP=0n/off$, (3) et (4) option $IRAYLR=on/off$, (5) et (6) option $spin- effet=on/off$,
 (7) et (8) option $IPHTER=on/off$, (9) et (10) option $IEDGFL=on/off$
 (11) et (12) option $BCA=ECXAT/PRESTA-I$.

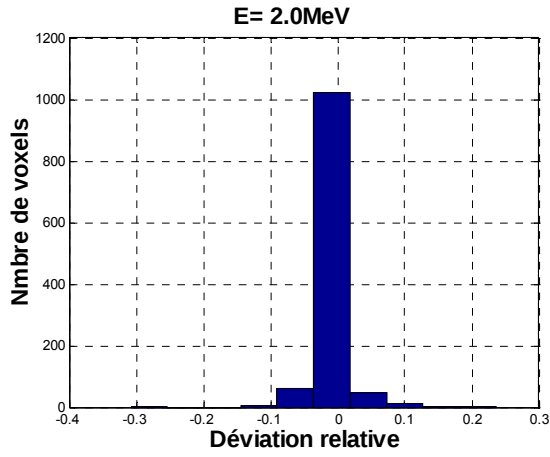
Sur les figures B.2 (1.2.3.4), on donne les écarts relatifs entre le choix des énergies de coupure $PCUT=30$ et $50keV$ par rapport à $PCUT=10keV$.



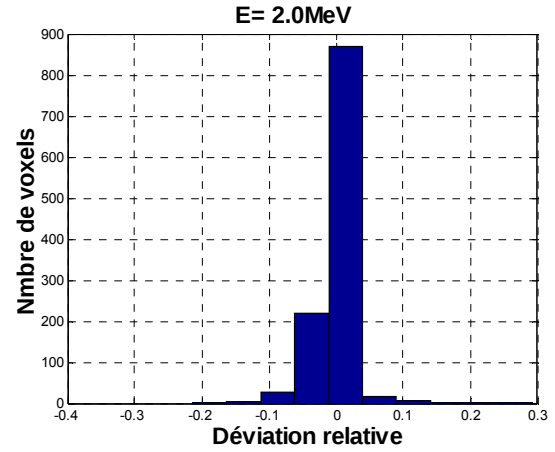
(1)



(2)



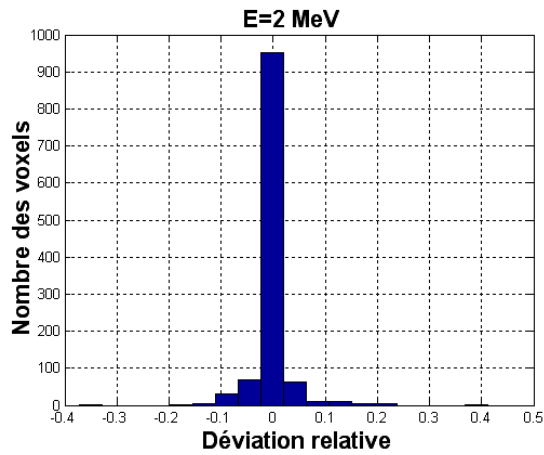
(3)



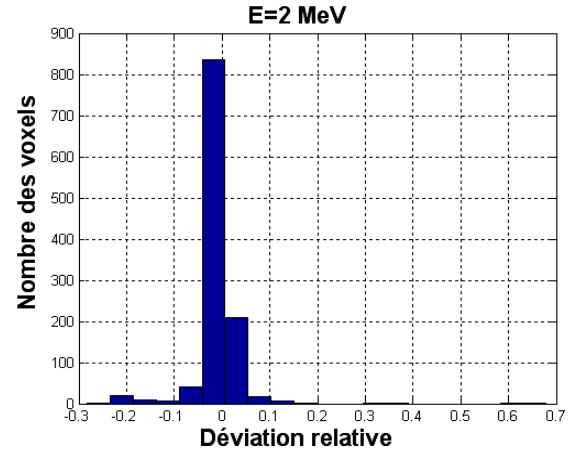
(4)

Figure B.2: Déviation relative entre les 'EDKs' de différentes énergies de coupure 'PCUT' par rapport à l'énergie de référence PCUT=10keV. (1) PCUT=30keV et (2) PCUT=50keV pour E=0,5MeV. (3) PCUT=30 et (4) PCUT=50keV pour E=2.0MeV

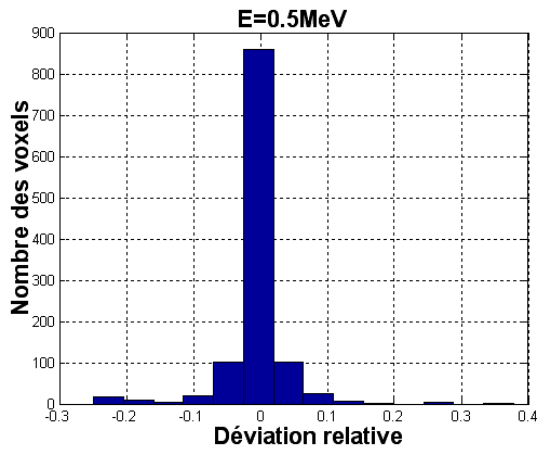
Sur les figures B.3 (1 - 4), on a illustré les écarts relatifs entre les 'EDKs' utilisant trois valeurs d'énergie de coupure 'ECUT'. La valeur 'ECUT=521keV' est choisie comme référence.



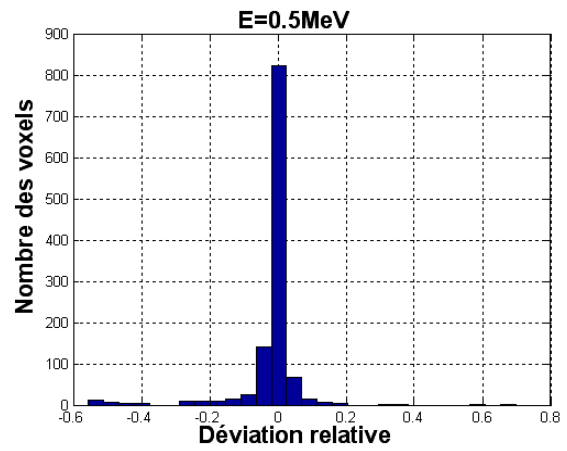
(1)



(2)



(3)



(4)

Figure B.3 : Ecart relatifs entre les EDKs par rapport à la référence 521keV pour différents choix des énergies de coupure 'ECUT'. (1) entre 561 et 521ke et (2) 611 et 521keV pour l'énergie de 2 MeV, (3) entre 561 et 521 keV et (4) 611 et 521 keV pour l'énergie 0.5 MeV

Annexe C

EFFET DE LA VARIATION DE LA TAILLE DES SEGMENTS POUR UNE SOURCE D'IRIDIUM DE LONGUEUR 5 ET 10 cm

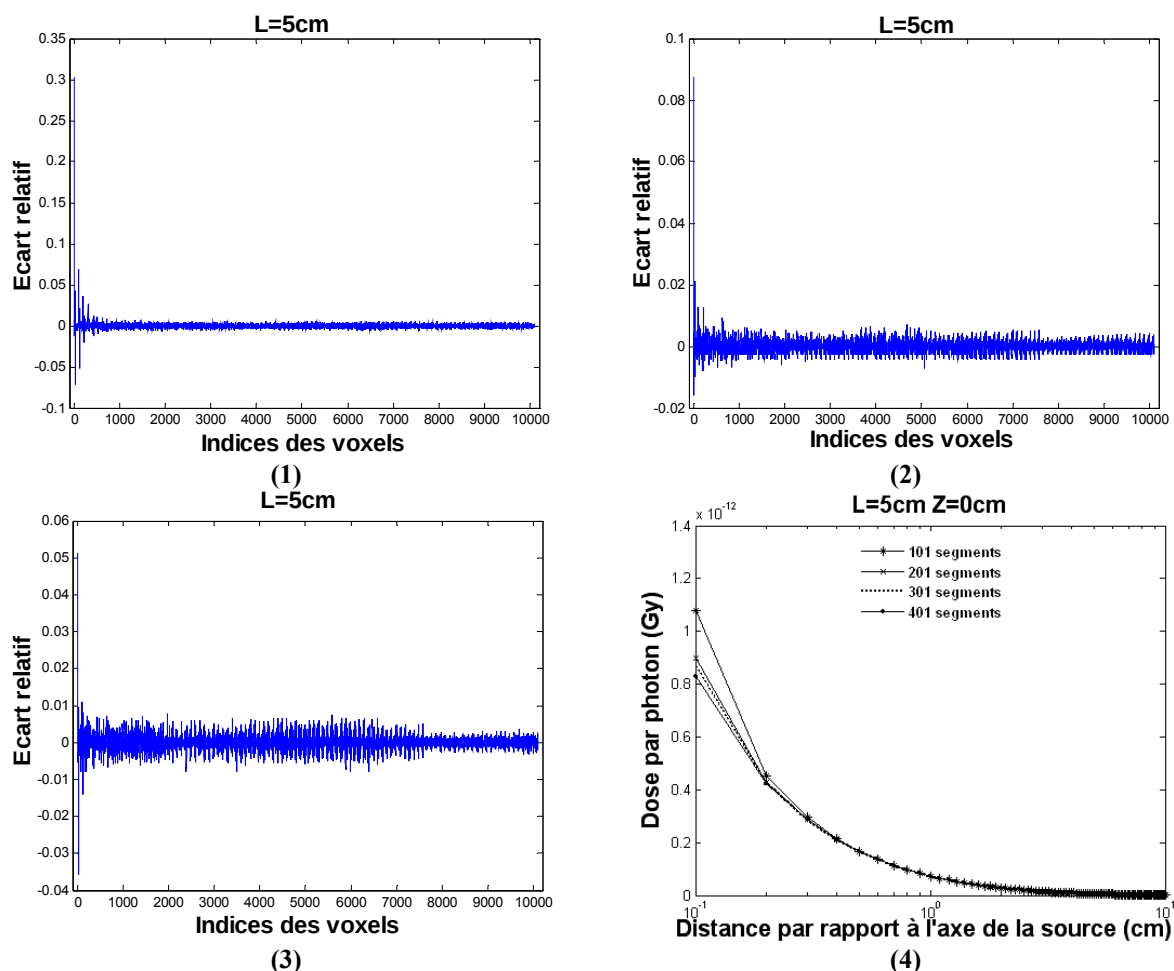
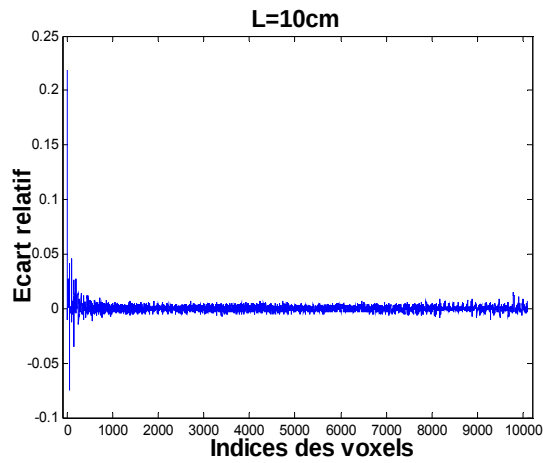
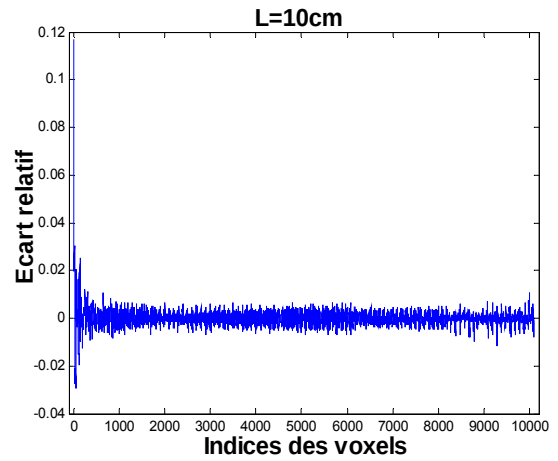


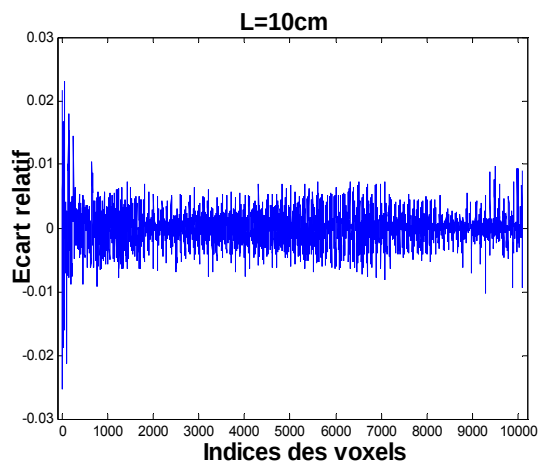
Figure C.1: Effet de la variation de la taille des segments sur la distribution de dose autour d'une source de 5 cm d'Ir-192, d'énergie moyenne 0.37MeV, et de taille du voxel 0.1cm, pour les tailles de segments (1) 0.049cm, (2) 0.024cm, (3) 0.016cm, (4) dose radiale. Les écarts sont calculés par rapport à 0.012cm (401 segments).



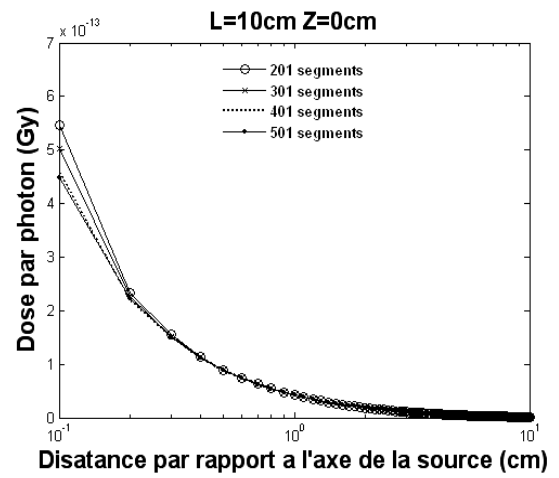
(1)



(2)



(3)



(4)

Figure C.2 : Effet de la variation de la taille des segments sur la distribution de dose autour d'une source de 10 cm d'Ir-192, d'énergie moyenne 0.37MeV, et de taille du voxel 0.1cm, pour les tailles de segments (1) 0.049cm, (2) 0.033cm, (3) 0.024cm, (4) dose radiale. Les écarts sont calculés par rapport à 0.019cm (501 segments).

Annexe D

FONCTION DE DOSE RADIALE

Tableau D : *Ecart entre la fonction de dose radiale calculée par la méthode de convolution et celles calculées par la méthode Monte Carlo des références [29] et [30]*

Distance radiale (cm)	Convolution	MC [29]	MC [30]	Écart relatif	
				MC [29]	MC [30]
0.2	1.069	1.030	0.967	0.036	0.087
0.3	0.999	0.978	0,976	0.021	0.023
0.4	0.994	-	-	-	-
0.5	0.988	0.995	0.989	0.007	0.001
0.8	1.009	0.998	-	0.010	-
1.0	1.000	1.000	1,000	0.000	0.000
1.5	1.002	1.004	1,005	0.002	0.003
2.0	1.013	1.007	1,007	0.006	0.006
2.5	1.013	1.009	1,006	0.004	0.007
3.0	1.019	1.010	1,006	0.009	0.013
4.0	1.031	1.004	1.003	0.025	0.026
5.0	1.027	1.000	0.988	0.020	0.038
6.0	1.022	0.999	0,984	0.022	0.036
8.0	1.005	0.977	0,947	0.027	0.0577
10.0	0.978	0.944	0,885	0.060	0.095

Annexe E

FONCTION D'ANISOTROPIE

Tableau E.1 : Fonction d'anisotropie $F(r, \theta)$ pour une source linéaire d' ^{192}Ir d'énergie moyenne 0.37MeV et une taille de voxel de 0.1cm calculée par la méthode de convolution

$\begin{matrix} r \\ \text{(cm)} \\ \theta \text{ (}^\circ\text{)} \end{matrix}$	0.2	0.5	1	2	3	4	5	6	7	10
90	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
85	0,9954	0,99619	0,9981	0,9994	0,9997	0,99985	0,9999	0,99993	0,99995	0,99322
80	0,9816	0,98481	0,9786	0,9844	0,9813	0,9901	0,98519	0,98584	1,0157	0,9999
75	0,9589	0,94322	0,9487	0,9578	1,0328	1,0079	0,99592	1,0156	1,0027	1,0065
70	0,9276	0,91761	0,9092	1,0306	0,9841	1,0141	1,0145	0,99661	1,0183	1,0131
65	0,8880	0,85015	0,8539	0,9705	0,9936	1,0056	0,9896	0,99836	1,0052	1,0062
60	0,8408	0,81236	1,0034	1,0172	1,061	1,0267	1,0063	1,0277	1,0174	1,0127
55	0,7583	0,76839	0,9287	1,0003	1,0114	1,0353	1,026	0,99467	0,9977	1,0124
50	0,7000	0,92154	1,0063	1,0295	1,0373	1,0335	0,9945	1,0239	1,0258	1,0121
45	0,6366	0,85064	0,8858	0,9785	0,9992	1,0051	1,0045	1,0069	1,0125	1,0186
40	0,4766	0,76354	0,8724	0,9491	0,9756	1,0086	1,0022	0,9754	0,9827	1,0045
35	0,4766	0,76354	0,8724	0,9491	0,9756	1,0086	1,0022	0,9754	0,9827	1,0045
30	0,8429	0,6656	0,9786	0,9750	1,03	1,0028	0,9884	1,0092	1,0013	1,0042
25	0,6965	0,56259	0,7853	0,9290	0,9700	0,9840	0,9716	0,9832	0,9912	0,9972
20	0,5502	0,7045	0,8621	1,0053	0,9620	0,9949	0,9977	0,9849	1,0067	1,0038
15	0,4058	0,53312	0,9169	0,94169	1,0227	0,9928	0,9828	1,0052	0,9936	1,0036
10	0,2651	0,66417	0,9837	0,9899	0,9872	0,9890	0,9792	0,9772	1,0061	0,99677

Tableau E.2 : Fonction d'anisotropie $F(r, \theta)$ pour une source linéaire d' ^{192}Ir d'énergie moyenne 0.37MeV et une taille de voxel de 0.05cm calculée par la méthode de convolution

$\begin{matrix} r \\ \text{(cm)} \\ \theta \text{ (}^\circ\text{)} \end{matrix}$	0.2	0.5	1	2	3	4	5	6	7	10
90	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
85	0,9954	0,9961	0,9981	0,9942	0,99204	0,99304	0,9945	0,9953	0,9957	0,9954
80	0,9816	0,9820	0,9788	0,9769	0,97587	0,99939	0,9953	0,9935	1,0019	1,0044
75	0,9517	0,9511	0,9424	0,9845	1,0091	0,99184	1,0002	1,004	0,9953	0,9952
70	0,9206	0,9109	0,9938	0,9927	0,99199	0,98404	1,0038	1,002	1,0034	1,0041
65	0,8813	0,8570	0,9333	0,9862	0,99361	1,0031	0,9987	1,0076	1,0051	0,9994
60	0,8345	0,9709	0,9762	1,0112	1,0215	1,0017	1,0062	1,0131	1,0025	0,9991
55	0,7718	0,8898	0,9754	1,0199	0,98818	1,0068	1,0062	1,0047	1,0041	1,0034
50	0,7125	0,9527	0,9961	1,0112	1,0154	0,99827	1,0009	1,0069	1,0056	0,9986
45	0,9136	0,8292	0,9520	0,9872	1,0008	1,0099	1,0092	1,0153	1,0156	1,0028
40	0,7922	0,8486	0,9546	0,9799	0,9938	0,98121	0,9880	0,9961	0,9960	0,9935
35	0,6937	0,8547	0,9245	0,9925	0,9719	0,99289	0,9942	0,9968	0,9954	0,9977
30	0,9224	0,9331	0,9535	0,9872	1,0027	0,99123	0,9963	1,0069	0,9949	0,9930
25	0,7622	0,7063	0,8986	0,9679	0,9775	0,98973	0,9901	1,0016	0,9986	0,9927

20	0,6020	0,7335	0,9826	0,9769	0,9789	0,98175	0,9966	0,9979	0,9982	0,9970
15	0,4441	0,7461	0,9036	0,9756	0,9993	0,98738	0,9949	1,0021	0,9915	0,9924
10	0,5584	0,7497	0,9579	0,9723	0,9719	0,99993	0,9902	0,9925	1,0018	1,0012