



Université Sidi Mohammed Ben Abdellah
Faculté des Sciences Dhar El Mahraz- Fès
Centre d'Etudes Doctorales
"Sciences et Technologies"

Formation Doctorale : Sciences des Matériaux et Procédés Industriels (SMPI)

Discipline : physique

Spécialité : Sciences des matériaux pour l'énergie et l'environnement

Laboratoire d'Intégration des Systèmes et des Technologies Avancées (LISTA)

&

Laboratoire de Physique du Solide (LPS)

THESE DE DOCTORAT

Présentée par

BENCHEIKH Mohamed

**Simulation Monte Carlo d'un accélérateur linéaire
pour l'optimisation de la dosimétrie en
radiothérapie**

Soutenue le 04/11/2017 devant le jury composé de :

Pr. Mohammed KARIM	Faculté des Sciences Dhar El Mahraz – Fès	Président
Pr. Otman EL HAJJAJI	Faculté des Sciences de Tétouan – Tétouan	Rapporteur
Pr. El Mahjoub CHAKIR	Faculté des Sciences de Kenitra – Kenitra	Rapporteur
Pr. Ahmed DADOUCH	Faculté des Sciences Dhar El Mahraz – Fès	Rapporteur
Pr. Saïd BOUJRAF	Faculté de Médecine et de Pharmacie – Fès	Examineur
Pr. Lhoucine ERRADI	Président du Groupement Marocain de Technologie des Réacteurs (GMTR) – Rabat	Invité
Pr. Bouzekri NACIR	Directeur des installations nucléaires au Centre National de l'Energie des Sciences et des Techniques Nucléaires (CNESTEN) – Rabat	Invité
Pr. Abdelmajid MAGHNOUJ	Faculté des Sciences Dhar El Mahraz – Fès	Directeur de thèse
Pr. Jaouad TAJMOUATI	Faculté des Sciences Dhar El Mahraz – Fès	Co-directeur de thèse

FACULTE DES SCIENCES DHAR EL MAHRAZ
UNIVERSITE SIDI MOHAMED BEN ABDELLAH
FES

THESE

Simulation Monte Carlo d'un accélérateur linéaire pour l'optimisation de la dosimétrie en radiothérapie

BENCHEIKH Mohamed

SPECIALITE :

SCIENCES DES MATERIAUX POUR L'ENERGIE ET L'ENVIRONNEMENT

LABORATOIRE D'INTEGRATION DES SYSTEMES ET DES TECHNOLOGIES AVANCEES (LISTA)

&

LABORATOIRE DE PHYSIQUE DU SOLIDE (LPS)

**THÈSE PRÉSENTÉE EN VUE DE L'OBTENTION
DU DIPLÔME DE DOCTORAT EN SCIENCES ET THECNOLOGIES**

Novembre 2017

© Mohamed BENCHEIKH 2017

Dédicace

Je dédie ma thèse à

A mes parents

A mes frères

A toute ma famille

A mes professeurs

A mes amis

A mes collègues

A ceux et celles qui m'ont aidé durant mes travaux de recherche

Remerciement

J'exprime ma reconnaissance et ma profonde gratitude à mon directeur de thèse, Monsieur Abdelmajid MAGHNOUJ, Professeur à la faculté des sciences Dhar EL Mahraz Fès, et à mon co-directeur, Monsieur Jaouad TAJMOUATI, Professeur à la faculté des sciences Dhar EL Mahraz Fès, pour m'avoir accueilli au sein du laboratoire de physique du solide ainsi pour leur encadrement et leur appui constant qui m'ont permis d'achever ce travail dans les meilleures conditions. Un grand merci à vous messieurs les professeurs, vous m'avez confié ce travail et j'espère qu'il est à la hauteur de ce que vous attendiez. C'est grâce à vos conseils éclairés et à vos remarques précieuses et pertinentes que ce travail a pu être mené à terme.

Je tiens à remercier vivement Monsieur Yassine BENKHOUYA, physicien médical au sein du département de la radiothérapie au centre clinique Al Kawtar Fès, pour son aide précieuse. Un grand merci à vous, vous m'avez fournis les données dosimétriques mesurées de l'accélérateur linéaire médical Varian Clinac 2100. Sans ces données la simulation Monte Carlo de Varian Clinac 2100 ne peut pas être validée.

Je présente mes vifs remerciements à Monsieur Tarek EL BARDOUNI, Professeur à la faculté des sciences de Tétouan pour son aide et son soutien précieuses durant la période de recherches en ce qui concerne la méthode Monte Carlo et son application en radiothérapie.

Je souhaiterais remercier l'ensemble des membres de mon jury pour l'intérêt qu'ils ont porté à mes travaux et pour avoir accepté de juger et de poser un regard critique sur les travaux de recherche de cette thèse.

Merci à Monsieur Mohammed KARIM, Professeur à la faculté des sciences Dhar El Mahraz – Fès, d'accepter de présider le jury de cette thèse. Votre présidence nous honore et nous comble de satisfaction. Je vous présente mes vifs remerciements pour le grand honneur que vous faites en acceptant de juger ce travail.

Je tiens à remercier sincèrement Monsieur Otman El HAJJAJI, Professeur à la faculté des sciences de Tétouan, Monsieur El Mahjoub CHAKIR, Professeur à la faculté des sciences de Kénitra et Monsieur Ahmed DADOUCH, Professeur à la faculté des sciences Dhar El Mahraz, d'accepter de juger mes travaux de recherche et de faire un regard critique et d'avoir

une part accepter la tâche ardue de rapporteur et d'autre part pour les remarques et les conseils qu'ils m'ont apportés.

Je tiens à remercier également Monsieur Said BOUJRAF, Professeur à la faculté de médecine et de pharmacie – Fès, d'accepter de faire partie de ce jury en tant qu'examineur. Je vous remercie monsieur pour vos remarques pertinentes et vos conseils.

J'exprime mes vifs remerciements à Monsieur Lhoucine ERRADI, Président de Groupement Marocain de Technologie des Réacteurs (GMTR) de son intérêt pour le sujet et de faire partie de ce jury.

Je tiens aussi à remercier vivement Monsieur Bouzekri NACIR, Directeur des installations nucléaires au Centre National de l'Energie des Sciences et des Techniques Nucléaires (CNESTEN), de son intérêt pour le sujet et de faire partie de ce jury.

Je tiens à remercier chaleureusement toute l'équipe du laboratoire d'Intégration des Systèmes et des Technologies Avancées (LISTA), toute l'équipe du laboratoire du physique de solide (LPS) et toute l'équipe du laboratoire de génie nucléaire; c'est avec vous tous que j'ai passé ces quatre ans de recherche et aussi pour leurs sympathie, leurs soutiens et leurs conseils.

Un grand merci à mes proches amies, Abdessamad DIDI, Abdesslam LAMRABET, Adil BARDNE, Fatimazahra BOUHALI, Fadoua MOUSSAHIM, Otman JAI et Hassane EL BEKKOURI pour leur bonne humeur, leur soutien, leur amitié dans les bons et les moins bons jours. Merci à vous tous.

Un grand merci à mes amis du travail au collège Oulja, Youssef MABCHOUR, Ahmed ELFETEH, Mohammed LAHBARA, Hamid BOUA, Tahar NMILI et Youness SMAAILI. Merci à vous pour vos encouragements et pour vos conseils et pour vos soutiens. Je remercie vivement le corps administratif du collège Oulja : le directeur et le surveillant général. Un grand merci aussi à mes élèves au collège Oulja.

Je remercie de fond du cœur ma mère et mon père pour avoir cru en moi, et qui m'ont soutenu pendant toute la durée de mes études et de m'avoir encouragé pour en arriver là aujourd'hui. Je prie Dieu de vous garder.

Je remercie chaleureusement mes frères Jaouad, Outhman, Hicham et Brahim de m'avoir soutenu et encouragé tout au long de la période des études doctorales. Pour moi, vous êtes une source de motivation d'aller en avant dans la recherche scientifique.

Je présente mes vifs remerciements à Varian Medical Systems de me fournir les données Monte Carlo de Varian Clinac 2100 et de me permettre à contribuer à la recherche scientifique sur la radiothérapie et aux développements technologiques des accélérateurs linéaires médicaux.

Enfin, mes remerciements à ceux et à celles qui ont participé de près ou de loin à réussir tout mes travaux de recherche scientifiques.

Résumé

Dans ces travaux de recherche, nous avons étudié l'accélérateur linéaire médical Varian Clinac 2100 en mode photon, le faisceau est de l'énergie de 6 MV. Nous avons effectué des études de la dosimétrie délivrée au fantôme par les analyses des propriétés dosimétriques et énergétiques du faisceau produit par la configuration du linac avec et sans le cône égalisateur. L'objectif de la thèse est d'optimiser la dosimétrie délivrée au patient via l'augmentation des photons énergétiques tout en gardant les électrons de contamination et les photons de faible énergie aussi faibles que possible. Après l'analyse expérimentale de la dose délivrée au fantôme, nous avons montré les avantages dosimétriques de la suppression du cône égalisateur de la tête du linac, nos résultats sont en accord avec des études précédentes. Par la suite, nous avons mis en évidence les problèmes liés à la suppression du cône égalisateur de la tête du linac, l'enlèvement du cône égalisateur implique une augmentation remarquable des électrons de contamination en nombre et en énergie ainsi que les photons de faible énergie en opposition aux protocoles de l'AIEA. Les électrons et les photons de faible énergie ont des effets dosimétriques néfastes sur les organes à risque lors du traitement de la tumeur profonde.

Comme une solution alternative, nous avons proposé à réduire le volume du cône égalisateur ou d'utiliser un matériau de numéro atomique faible pour le cône en vue d'augmenter la dose délivrée par l'accroissement en nombre de photons énergétiques en respect de protocoles de l'AIEA. Nous avons étudié l'adoucissement du faisceau de photons avec la réduction du volume du cône égalisateur et avec l'épaisseur d'une dalle d'aluminium et du cuivre (matériau de référence). Pour augmenter les photons énergétiques, nous proposons de réduire le volume du cône égalisateur car la fonction d'adoucissement du faisceau de photons est apparemment indépendante de la réduction du volume ou en utilisant un matériau de faible numéro atomique comme l'aluminium avec une stabilisation de la variation d'adoucissement avec la distance à l'axe tout en gardant les particules de contamination aussi faible que possible pour ce type de matériau.

Mots clés : Radiothérapie, Dosimétrie, Accélérateur linéaire, Monte Carlo, Adoucissement du faisceau, BEAMnrc

Abstract

In this work, we have studied the linac head of Varian Clinac 2100 in X-ray mode, the nominal energy of photon beam is 6 MV. We have studied the delivered dose by analyzing the dosimetric and energetic properties of beam produced by linac configuration with and without flattening filter. The objective of thesis works is to optimize the dose delivered to patient by increasing the energetic photons and keeping the electron contamination and photons (primary and secondary) of low energy as low as possible. After the experimental analyzing of delivered dose, we have showed the dosimetric advantages of linac head configuration without flattening filter and our results are in agreement with many previous studies. Then, we have demonstrated the deficiency of removing flattening filter and we have showed that this linac configuration promotes the increasing of electrons contamination in number and in energy and also of the photons of low energy in opposition to IAEA protocols. Electrons contamination and photons of low energy have negative effects on delivered dosimetry and subsequently on organs at risks in deep tumor treatment.

As an alternative solution, we have proposed to reduce the flattening filter volume or using a low atomic number material for flattening filter for increasing the delivered dose by increasing the energetic photons number in respect to IAEA protocols. We have studied the photon beam softening with flattening filter volume reduction and with material slab thickness for aluminum and copper (material reference). For increasing energetic photons, we proposed to reduce the flattening filter volume because the beam softening is apparently constant with flattening filter volume reduction or using a low atomic number material like aluminum with stabilizing the beam softening variation with off-axis distance and keeping the electrons contamination as low as possible for this type of material.

Keywords: Radiotherapy, Dosimetry, Linear Accelerator, Monte Carlo, Beam softening, BEAMnrc

Table des matières

Dédicace.....	iii
Remerciement	iv
Résumé.....	vii
Abstract.....	viii
Liste de figures.....	xv
Liste de tableaux.....	xxi
Liste des acronymes.....	xxii
Introduction générale.....	1
Chapitre 1 : Les accélérateurs linéaires médicaux et la dosimétrie en radiothérapie	6
1.1 Introduction	6
1.2 Accélérateur linéaire médical et ses constituants	6
1.2.1 Section accélératrice d'un linac	7
1.2.2 Tête de traitement du linac.....	8
1.2.2.1 Cible productrice de photons	9
1.2.2.2 Collimateur primaire	11
1.2.2.3 Cône égalisateur	12
1.2.2.4 Chambre d'ionisation.....	13
1.2.2.5 Collimateurs secondaires	14
1.3 Interactions photon-matière.....	15
1.3.1 Diffusion Thomson-Rayleigh.....	15
1.3.2 Effet photoélectrique	16
1.3.3 Effet Compton.....	17
1.3.4 Création de paires.....	18
1.3.5 Prédominance des interactions photon matière.....	20

1.3.6	Autre interaction photon-noyau	21
1.4	Atténuation de photons dans la matière	21
1.4.1	Loi d'atténuation	23
1.4.2	Libre parcours moyen	24
1.4.3	Facteur d'accumulation ou de build-up	24
1.5	Effets de rayonnements sur les cellules irradiées	25
1.5.1	Effet biologique direct.....	25
1.5.2	Effet biologique indirect	25
1.5.3	Dommages biologiques : cas de photons	26
1.5.4	Efficacité biologique relative EBR	26
1.6	Grandeurs énergétiques et dosimétriques du faisceau de photons.....	28
1.6.1	Fluence de photons.....	28
1.6.2	Fluence énergétique de faisceau.....	28
1.6.3	Spectre en énergie de faisceau	29
1.6.4	Énergie moyenne de faisceau.....	29
1.6.5	Dose absorbée	29
1.6.6	Rendement en profondeur de la dose	30
1.6.7	Profil de la dose.....	32
1.6.8	Kerma.....	34
1.7	Modes d'utilisation de linacs.....	35
1.8	Conclusion.....	35
Chapitre 2	: Méthode Monte Carlo et les codes de calcul utilisés pour la simulation du linac	36
2.1	Introduction.....	36
2.2	Méthode Monte Carlo.....	36
2.2.1	Historique de la méthode Monte Carlo	37
2.2.1.1	Aiguille de Comte de Buffon	37
2.2.1.2	Développement de la méthode Monte Carlo.....	38
2.2.2	Principe de la méthode Monte Carlo.....	38
2.2.3	Simulation du transport des particules par la méthode Monte Carlo	39
2.2.4	Générateurs de nombres aléatoires	40
2.2.4.1	Nombre aléatoires générés à base de roulette	40
2.2.4.2	Nombres aléatoires générés à base de la série congruentielle	41
2.2.5	Méthodes d'échantillonnage	41
2.2.5.1	Méthode d'inversion	42
2.2.5.2	Méthode de rejet.....	43
2.2.6	Solution estimée et statistiques des résultats.....	44

2.2.7	Techniques de réduction de variance	45
2.2.7.1	Interaction forcée	46
2.2.7.2	Roulette Russe et Bremsstrahlung Splitting.....	46
2.2.7.3	Énergie de coupure.....	48
2.2.7.4	Espace des phases	48
2.2.8	Intérêt de la méthode Monte Carlo	49
2.3	Codes Monte Carlo BEAMnrc et DOSXYZnrc	50
2.3.1	Présentation générale du code EGSnrc	50
2.3.2	Présentation générale du code BEAMnrc	52
2.3.3	Présentation générale du code DOSXYZnrc	53
2.3.4	Présentation générale des utilitaires BEAMDP et STATEDOSE	54
2.4	Méthode gamma index.....	55
2.4.1	Présentation de la méthode gamma index.....	55
2.4.2	Validation de la simulation Monte Carlo	56
2.5	Conclusion.....	56
Chapitre 3	: Étude expérimentale sur le rendement en profondeur et le profil de la dose délivrée par Varian Clinac 2100	58
3.1	Introduction.....	58
3.2	Présentation de Varian Clinac 2100	59
3.3	Étude du rendement en profondeur de la dose.....	60
3.4	Étude du profil de la dose.....	61
3.4.1	Analyse des effets de déplacement de mâchoires de collimateurs secondaires..	61
3.4.1.1	Matériels et méthodes	61
3.4.1.2	Résultats et discussions.....	63
3.4.1.2.1	Analyse de profils de la dose en fonction de la profondeur	63
3.4.1.2.2	Analyse de profils de la dose en fonction de la taille du champ	63
3.4.1.2.3	Analyse de la largeur normalisée et la différence entre la largeur à gauche et la largeur à droite de profils de la dose	64
3.4.1.2.4	Analyse de la symétrie de profils de la dose	66
3.4.1.1	Interprétations et recommandations	68
3.4.2	Analyse du surdosage sur les profils de la dose du faisceau.....	69
3.4.2.1	Matériels et méthodes	69
3.4.2.2	Résultats et discussions.....	71
3.4.2.3	Interprétations et recommandations	72
3.5	Conclusion.....	72

Chapitre 4 : Simulation Monte Carlo de Varian Clinac 2100 et étude dosimétrique et énergétique du faisceau de photons de 6 MV	75
4.1 Introduction	75
4.2 Simulation Monte Carlo de Varian Clinac 2100	76
4.2.1 Matériels et méthodes	76
4.2.2 Résultats et discussions	79
4.2.2.1 Détermination de l'énergie de la source d'électrons	79
4.2.2.2 Validation de la simulation Monte Carlo de Varian Clinac 2100	80
4.2.2.2.1 Validation de la simulation Monte Carlo en PDD	80
4.2.2.2.2 Validation de la simulation Monte Carlo en profil de la dose	82
4.2.3 Interprétations et recommandations	85
4.3 Investigation dosimétrique du faisceau: étude Monte Carlo	87
4.3.1 Matériels et méthodes	87
4.3.2 Résultats et discussions	88
4.3.2.1 Investigation dosimétrique sur le PDD	88
4.3.2.2 Investigation dosimétrique sur le profil de la dose	90
4.3.2.3 Avantages de la suppression du cône égalisateur sur la dose brute	92
4.3.3 Interprétations et recommandations	95
4.4 Investigation énergétique du faisceau : étude Monte Carlo	96
4.4.1 Études énergétique de photons, d'électrons et de positrons	97
4.4.1.1 Matériels et méthodes	97
4.4.1.2 Résultats et discussions	98
4.4.1.2.1 Profil de la fluence de photons, d'électrons et de positrons	98
4.4.1.2.2 Profil de la fluence énergétique de photons, d'électrons et de positrons	100
4.4.1.2.3 Profil de l'énergie moyenne de photons, d'électrons et de positrons	102
4.4.1.2.4 Distribution de la fluence énergétique de photons, d'électrons et de positrons	104
4.4.2 Interprétations et recommandations	107
4.5 Investigation de photons secondaires émergents de modificateurs du faisceau	107
4.5.1 Matériels et méthodes	108
4.5.2 Résultats et discussion	109
4.5.2.1 Photons secondaire en provenance de toute la tête du linac	109
4.5.2.1.1 Profil de la fluence de photons secondaires de toute la tête du linac	109
4.5.2.1.2 Contribution fractionnelle de photons secondaires dans le nombre total de photons	110
4.5.2.2 Photons secondaires émergents de modificateurs du faisceau	111
4.5.2.2.1 Profil de la fluence de photons secondaires de chaque modificateur	111
4.5.2.2.2 Profil de la fluence énergétique de photons secondaires de chaque modificateur	113

4.5.2.2.3	Distribution de la fluence énergétique de photons secondaires de chaque modificateur	114
4.5.2.2.4	Distribution spectrale de photons secondaires de chaque modificateur	116
4.5.2.2.5	Profil de l'énergie moyenne de photons secondaires de chaque modificateur.....	118
4.5.2.2.6	Distribution de la diffusion angulaire de photons diffusés sur chaque modificateur	119
4.5.2.3	Évaluation de photons secondaires émergents de collimateur primaire supprimés par le cône égalisateur.....	121
4.5.3	Interprétations et recommandations	122
4.6	Conclusion.....	123
Chapitre 5	: Étude et évaluation de coefficients d'adoucissement du faisceau de photons	126
5.1	Introduction.....	126
5.2	Adoucissement du faisceau de photons	127
5.3	Adoucissement du faisceau en fonction de la réduction du volume du cône égalisateur....	128
5.3.1	Matériels et méthodes	128
5.3.2	Résultats et discussion	130
5.3.2.1	Profil de la fluence de photons.....	130
5.3.2.2	Atténuation du faisceau de photons	131
5.3.2.2.1	Atténuation relative du faisceau de photons avec la réduction du volume du cône égalisateur	131
5.3.2.2.2	Coefficient d'atténuation du faisceau de photons avec la réduction du volume du cône égalisateur	132
5.3.2.3	Adoucissement du faisceau de photons	133
5.3.3	Interprétations et recommandations	136
5.4	Adoucissement du faisceau en fonction de l'épaisseur de la dalle.....	138
5.4.1	Matériels et méthodes	138
5.4.2	Résultats et discussion	140
5.4.2.1	Profil de la fluence de photons.....	140
5.4.2.2	Atténuation du faisceau de photons	141
5.4.2.3	Adoucissement du faisceau de photons	141
5.4.3	Interprétations et recommandations	143
5.5	Conclusion.....	144
Conclusion générale		146

Références....	150
Annexe : Liste de publications scientifiques	162

Liste de figures

Figure 1-1: Schéma typique d'un linac présentant les éléments de la section accélératrice et la tête de traitement.	7
Figure 1-2 : Schéma du tube accélérateur des électrons du linac Varian 600c.....	8
Figure 1-3 : Schéma typique simplifié de la tête du linac et ses différents constituants	9
Figure 1-4 : Schéma de l'émission du photon par bremsstrahlung	10
Figure 1-5 : Spectre de l'émission de rayonnement de freinage ou bremsstrahlung et les raies de rayonnement caractéristique	11
Figure 1-6 : Collimateur primaire d'un linac construit à base de tungstène [http://www.tungsten-alloy.com/X-ray-target-collimator.htm].....	12
Figure 1-7 : Cône égalisateur d'un linac Varian [http://slideplayer.com/slide/10423138/]	13
Figure 1-8 : Chambre d'ionisation « à pads » (A) et chambre d'ionisation « à bande » (B)	14
Figure 1-9 : Collimateurs secondaires du linac [http://www.toyama-en.com/synchrotron/images/slit_4jaw_manual_webLarge.jpg]	14
Figure 1-10 : schéma de l'effet photoélectrique avec émission de rayonnement X (A) ou d'électron Auger (B).....	17
Figure 1-11 : Schéma de l'effet Compton avec l'émission de l'électron Compton et le photon diffusé	18
Figure 1-12 : Schéma de la création de paire électron-positron, l'annihilation de positron-électron et l'émission de deux photons	19
Figure 1-13 : Prédominance des interactions photon-matière en fonction de l'énergie du photon incident et le numéro atomique Z de la cible.....	21
Figure 1-14 : Variation de sections efficaces des effets d'interaction des photons avec l'eau en fonction de l'énergie	23

Figure 1-15 : Allure de la variation du rendement en profondeur de la dose (PDD) dans l'eau pour un faisceau de photons d'énergie nominale de 12 MV et une taille de champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$	31
Figure 1-16 : Allure du profil de la dose de faisceau de photons de 12 MV dans un champ de la taille de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ à une profondeur de 10 cm.....	33
Figure 2-1: Fonction de densité de probabilité $f(y)$ de la variable aléatoire y (A) et de la densité de probabilité cumulée $F(y)$ (B)	43
Figure 2-2 : Fonction de densité de probabilité $f(x)$ de la variable aléatoire x	44
Figure 2-3 : Schématisation simplifiée de la méthode de Bremsstrahlung splitting (A) et de roulette russe (B)	48
Figure 3-1 : Image synoptique du linac Varian Clinac	59
Figure 3-2 : PDDs du faisceau de photons de 6 MV en fonction de profondeur	60
Figure 3-3: Schéma synoptique montrant les éléments de la tête du linac y compris les collimateurs secondaires et le chemin emprunté par le faisceau de photons.	62
Figure 3-4: Profils de la dose du faisceau de photons de 6 MV en fonction de la distance à l'axe.	63
Figure 3-5 : Profils de la dose du faisceau de photons de 6 MV en fonction de la distance à l'axe à une profondeur de 1.5 cm sur l'axe central du faisceau.....	64
Figure 3-6: Variation de la largeur normalisée L_n en fonction de la cote du carré du champ d'irradiation	66
Figure 3-7: Variation de la différence de la largeur entre la largeur à gauche L_g et la largeur à droite L_d de profils de la dose en fonction de la profondeur.....	67
Figure 3-8 : Profils de la dose du faisceau de photons de 6 MV en fonction de la distance à l'axe normalisée à une profondeur de 1.5 cm sur l'axe central	70
Figure 3-9 : Variation du surdosage relatif S_r en fonction de la profondeur	72
Figure 4-1 : Schéma synoptique de différentes composantes de la tête de Varian Clinac 2100.....	77

Figure 4-2: La géométrie Monte Carlo de Varian Clinac 2100 en mode photon projetée sur le plan XZ générée par le code BEAMnrc (le schéma n'est pas à l'échelle).	80
Figure 4-3: PDD calculé, PDD mesuré et gamma index associé en fonction de la profondeur.....	81
Figure 4-4: PDD calculé, PDD mesuré et gamma index associé en fonction de la profondeur.....	81
Figure 4-5: PDD calculé, PDD mesuré et gamma index associé en fonction de la profondeur.....	82
Figure 4-6: Profils de la dose calculés, profils de la dose mesurés et gamma index associés en fonction de la distance à l'axe à la profondeur de la dose maximale $D_{\max}$ (A) et à la profondeur de 10 cm (B) pour la taille du champ de $6 \times 6 \text{ cm}^2$.....	83
Figure 4-7: Profils de la dose calculés, profils de la dose mesurés et gamma index associés en fonction de la distance à l'axe à la profondeur de la dose maximale $D_{\max}$ (A) et à la profondeur de 10 cm (B) pour la taille du champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$.....	84
Figure 4-8: Profils de la dose calculés, profils de la dose mesurés et gamma index associés en fonction de la distance à l'axe à la profondeur de la dose maximale $D_{\max}$ (A) et à la profondeur de 10 cm (B) pour la taille du champ de $15 \times 15 \text{ cm}^2$.....	84
Figure 4-9 : PDDs de configurations du linac avec et sans le cône égalisateur et la déviation locale en fonction de la profondeur.....	89
Figure 4-10 : PDDs de configurations du linac avec et sans le cône égalisateur et la déviation locale en fonction de la profondeur.....	90
Figure 4-11 : Profils de la dose de configurations du linac avec et sans le cône égalisateur et la déviation locale en fonction de la distance à l'axe.....	91
Figure 4-12 : Profils de la dose de configurations du linac avec et sans le cône égalisateur et la déviation locale en fonction de la distance à l'axe.....	92
Figure 4-13 : Gain en dose en fonction de la profondeur	93

Figure 4-14 : Gain en dose en fonction de la profondeur	94
Figure 4-15 : Profil de la fluence de photons, d'électrons et de positrons en fonction de la distance à l'axe pour la configuration du linac avec le cône égalisateur	98
Figure 4-16 : Profils de la fluence de photons, d'électrons et de positrons en fonction de la distance à l'axe pour la configuration du linac sans le cône égalisateur. .	99
Figure 4-17 : Variation de la différence locale entre les profils de la fluence de deux configurations du linac avec et sans le cône égalisateur en fonction de la distance à l'axe.	100
Figure 4-18 : Profils de la fluence énergétique de photons, d'électrons et de positrons en fonction de la distance à l'axe pour la configuration du linac avec le cône égalisateur.	101
Figure 4-19 : Profils de la fluence énergétique de photons, d'électrons et de positrons en fonction de la distance à l'axe pour la configuration du linac sans le cône égalisateur.	101
Figure 4-20 : Variation de la différence locale entre les profils de la fluence énergétique de deux configurations du linac en fonction de la distance à l'axe.....	102
Figure 4-21 : Profils de l'énergie moyenne de photons, d'électrons et de positrons en fonction de la distance à l'axe pour la configuration du linac avec le cône égalisateur.	103
Figure 4-22: Profils de l'énergie moyenne de photons, d'électrons et de positrons en fonction de la distance à l'axe pour la configuration du linac sans le cône égalisateur.	103
Figure 4-23 : Variation de la différence locale entre les profils de l'énergie moyenne de deux configurations du linac en fonction de la distance à l'axe.....	104
Figure 4-24 : Distributions de la fluence énergétique de photons, d'électrons et de positrons en fonction de l'énergie pour la configuration du linac avec le cône égalisateur.	105
Figure 4-25 : Distributions de la fluence énergétique de photons, d'électrons et de positrons en fonction de l'énergie pour la configuration du linac sans le cône égalisateur.	105

Figure 4-26 : Variation de la différence locale entre les distributions de la fluence énergétique de deux configurations du linac en fonction de l'énergie.	106
Figure 4-27 : Profils de la fluence totale de photons et de la fluence de photons secondaires en fonction de la distance à l'axe.....	110
Figure 4-28 : Contribution fractionnelle de photons secondaires dans le nombre total de photons en fonction de la distance à l'axe.....	110
Figure 4-29 : Profils de fluence de photons secondaires émergents de modificateurs du faisceau en fonction de la distance à l'axe.....	111
Figure 4-30: Contribution fractionnelle de chaque modificateur du faisceau en fonction de la distance à l'axe.	112
Figure 4-31: Profils de la fluence énergétique de photons secondaires émergents de modificateurs du faisceau en fonction de la distance à l'axe.....	113
Figure 4-32: Contribution fractionnelle de chaque modificateur du faisceau en fonction de la distance à l'axe.	114
Figure 4-33 : Distributions de la fluence énergétique de photons secondaires émergents de modificateurs du faisceau en fonction de l'énergie.	115
Figure 4-34: Contribution fractionnelle de chaque modificateur du faisceau en fonction de l'énergie.....	116
Figure 4-35 : Distributions spectrales de photons secondaires émergents de modificateurs du faisceau en fonction de l'énergie.	117
Figure 4-36: Contribution fractionnelle de chaque modificateur du faisceau en fonction de l'énergie.....	118
Figure 4-37 : Profils de l'énergie moyenne de photons secondaires émergents de modificateurs du faisceau en fonction de la distance à l'axe.....	119
Figure 4-38: Fluences de photons secondaires émergents de modificateurs du faisceau en fonction de l'angle.	120
Figure 4-39: Contribution fractionnelle pour chaque modificateur du faisceau en fonction de l'angle.	121

Figure 4-40 : Profils de la fluence de photons secondaires émergents de collimateur primaire pour les configurations du linac avec et sans le cône égalisateur et la fraction de photons supprimée par le cône en fonction de la distance à l'axe.	122
Figure 5-1 : Dalle construite par le cône égalisateur (couleur turquoise) et l'aire (couleur bleu foncé).....	129
Figure 5-2 : Profils de la fluence de photons en fonction de la distance à l'axe.....	130
Figure 5-3 : Profils de la fluence de photons en fonction de la distance à l'axe à l'intérieur du champ d'irradiation.....	131
Figure 5-4 : Variation du coefficient d'atténuation relatif en fonction de la distance à l'axe	132
Figure 5-5 : Coefficients d'atténuation de photons en fonction de la distance à l'axe...	133
Figure 5-6: Coefficients d'adoucissement a_1 en fonction de la distance à l'axe.....	134
Figure 5-7: Coefficient d'adoucissement a_2 en fonction de la distance à l'axe.	135
Figure 5-8: Coefficient d'adoucissement a_1 et a_2 en fonction de la distance à l'axe.....	136
Figure 5-9 : Taux de la réduction de chaque partie du volume du cône égalisateur (couleur verte) en se basant sur les données du constructeur	137
Figure 5-10 : Dalle construite de deux dalles de l'air (couleur jaune) et une dalle de matériau (couleur bleu).	139
Figure 5-11: Profils de la fluence de photons en fonction de la distance à l'axe pour l'aluminium (Al) et le cuivre (Cu)	140
Figure 5-12: Coefficient d'atténuation de photons en fonction de la distance à l'axe pour l'aluminium (Al) et le cuivre (Cu).	141
Figure 5-13: Coefficient d'adoucissement a_1 en fonction de la distance à l'axe pour l'aluminium (Al) et le cuivre (Cu).	142
Figure 5-14: Coefficient d'adoucissement a_2 en fonction de la distance à l'axe pour l'aluminium (Al) et le cuivre (Cu).	143

Liste de tableaux

Tableau 3-1 : Largeur à gauche L_g , largeur à droite L_d et largeur normalisée L_n à la profondeur de 1.5 cm dans le fantôme d'eau.....	65
Tableau 3-2: Différence entre la largeur à gauche et la largeur à droite de profils de la dose en fonction de la profondeur	67
Tableau 3-3 : Surdosage relatif S_r et surdosage aux cornes de profils de la dose à la profondeur de 1.5 cm	71
Tableau 4-1: Paramètres physiques à base du code EGSnrc utilisés dans la simulation Monte Carlo.....	78
Tableau 4-2: Taux de la vérification de critères de gamma index pour la validation de la simulation Monte Carlo de Varian Clinac 2100.	85

Liste des acronymes

ADN	Acide DésoxyriboNucléique
AIEA	Agence Internationale de l'Energie Atomique
Al	Aluminium
CE	Cône Egalisateur
CF	Contribution Fractionnelle
Cu	Cuivre
CM	Component Module
CP	Collimateur Primaire
CS	Collimateur Secondaire
DBS	Direct Bremsstrahlung Splitting
DD	Dose Deviation
DTA	Distance to Agreement
EBR	Efficacité Biologique Relative
EGS	Electron Gamma Shower
FS	Fraction Supprimée
KERMA	Kinetic Energy Released in MAtter
LINAC	LINear ACcelerator
NRC	National Research Council
PDD	Percentage Depth Dose
PSF	Phase Space File
SSD	Source to Surface Distance
TLE	Transfert Linéique d'Energie
TPS	Treatment Planning System
Voxel	VOlume X Element
VRT	Variance Reduction Technique

Introduction générale

La radiothérapie possède un pouvoir curatif important en cancérologie dans de nombreuses tumeurs en utilisant des radiations. Sur 100 cancers guéris, 40 le sont grâce à la radiothérapie utilisée seule ou associée à d'autres modalités thérapeutiques qui permettent d'éviter l'ablation d'un sein, d'un rectum ou d'un membre avec une meilleure qualité de vie du patient par rapport à la chirurgie, ou chimiothérapie. La radiothérapie consiste à utiliser des rayonnements (photons, électrons, ...) pour détruire les cellules cancéreuses en bloquant leur capacité à se multiplier tout en préservant le mieux possible les tissus sains et les organes avoisinants (les organes à risque).

Au Maroc, le nombre de traitements du cancer par la radiothérapie a sensiblement évolué dans les dix dernières années grâce à l'augmentation du nombre de centres d'oncologie, centres universitaires hospitaliers (CHU) et centres cliniques privés selon la fondation Lalla Salma de lutte contre le cancer. Il est dû aussi à l'arrivage des accélérateurs linéaires médicaux plus sophistiqués en production de la dose délivrée et en utilisation lors de traitement clinique du cancer par les radiations.

Il y a deux types de radiothérapie : la radiothérapie externe et la radiothérapie interne (ou la curiethérapie). Dans la radiothérapie externe, les rayons sont émis en faisceau par une machine située à proximité du patient, ils traversent la peau pour atteindre la tumeur. Par contre dans la radiothérapie interne et comme son nom l'indique, les sources radioactives sont implantées directement au contact de la tumeur à traiter à l'intérieur du corps du patient. Dans les travaux de cette thèse, on s'intéresse à la radiothérapie externe en mode photon.

Dans la radiothérapie externe, les rayonnements sont produits par les accélérateurs linéaires. Ces derniers produisent les rayonnements à usage clinique par une partie accélératrice et une partie productrice-collimatrice avec un système de filtration. Les rayonnements déposent leur énergie au sein du volume de traitement de la tumeur en détruisant les cellules tumorales. La dose de traitement est prescrite et administrée au patient par les radio-oncologues et planifiée par les physiciens médicaux. Pour une efficacité radiothérapeutique élevée, la dose la plus élevée est délivrée à la tumeur de façon homogène pour une bonne stérilisation alors que la toxicité aux organes à risque doit être limitée et très

minimale. Dans ce sens, les chercheurs en radiothérapie déploient leurs efforts pour garantir une efficacité radiothérapeutique plus élevée.

Les recherches d'aujourd'hui dans la radiothérapie reposent sur l'investigation dosimétrique comme les travaux de Mariam Zoubair [1] et les travaux de Jean-Noël BADEL [2], sur le transport et l'énergie des particules comme les travaux de Saadia Benhalouche [3], les travaux de Sami Hissoiny [4] et les travaux de Sheikh Bagheri [5], et sur la simulation Monte Carlo des accélérateurs linéaires comme les travaux de Tarek El Bardouni [6] et les travaux de Yahya Tayalati [7, 8]. Nos travaux de recherche de cette thèse reposent sur les études dosimétrique et énergétique du faisceau de photons, nous évaluons l'adoucissement du faisceau en vue de développer un système de filtration plus sophistiqué pour une production élevée de la dose optimale. L'adoucissement du faisceau de photons est une caractéristique intrinsèque du matériau utilisé pour filtrer le faisceau produit de photons de basse énergie.

Les travaux de cette thèse sont motivés par des challenges posés par les chercheurs visant à augmenter et optimiser la dose délivrée pour améliorer l'efficacité radiothérapeutique. Des études précédentes ont traité les avantages dosimétriques de la suppression du cône égalisateur de la tête de l'accélérateur linéaire. Les chercheurs Asghar M et al. [9], Vassiliev O. N. [10,11] et Pearson D. [12] ont montré que si le cône égalisateur est enlevé de la tête de l'accélérateur linéaire, la dose délivrée est augmentée.

Les questions qui se posent en supprimant le cône égalisateur: comment seraient-elles les distributions spatiales dosimétriques produites par la configuration de l'accélérateur linéaire sans le cône égalisateur ? Quels sont les problèmes associés aux énergies de particules de contamination du faisceau et de photons secondaires originaires de collimateur primaire ? Quelle éventuelle alternative serait-elle pour la configuration de l'accélérateur linéaire sans le cône égalisateur en approfondissant les recherches ? Au cours de ces travaux de recherche, on va répondre à ces questions qui font la problématique de cette thèse.

Nous avons mis en évidence les avantages dosimétriques de la suppression du cône égalisateur, nous avons effectué des investigations énergétiques du faisceau de photons à la surface du fantôme d'eau. Les études énergétiques sont faites sur la configuration de l'accélérateur linéaire avec et sans le cône égalisateur pour les photons, les électrons et les positrons. A la surface du fantôme, nous avons fait aussi des études énergétiques de photons secondaires émergents de modificateurs du faisceau de photons, puis nous avons évalués le

taux de photons secondaires émergents de collimateur primaire supprimés par le cône égalisateur.

Après la mise en évidence de problèmes et les insuffisances de la configuration de l'accélérateur linéaire sans le cône égalisateur, nous avons étudié la possibilité de réduire le volume du cône égalisateur ou d'utiliser un matériau de numéro atomique faible en vue d'élever la dose optimale délivrée via l'augmentation de photons énergétiques en accord avec les protocoles de l'AIEA. Nous avons étudié les coefficients d'adoucissement du faisceau de photons en fonction de la réduction du volume du cône égalisateur, nous avons aussi étudié ces coefficients en fonction de l'épaisseur de la dalle de matériau. Les coefficients d'adoucissement décrivent l'aptitude d'un matériau à supprimer les photons de faibles énergies. Dans tous les travaux de cette thèse, les coefficients d'adoucissement sont évalués en fonction de la distance à l'axe.

La méthode utilisée dans nos travaux de recherche est la méthode Monte Carlo. La méthode Monte Carlo est une technique précise pour le calcul dosimétrique et énergétique pour le faisceau de photons produit, elle est massivement utilisée dans la physique des accélérateurs linéaires médicaux. Les codes Monte Carlo utilisés dans ces travaux de recherche sont le code BEAMnrc pour la simulation de la tête de l'accélérateur linéaire et du transport des photons et des électrons et le code DOSXYZnrc pour la simulation du fantôme et du transport des photons et des électrons et aussi pour le calcul de la dose délivrée dans le fantôme. La simulation Monte Carlo est faite pour l'accélérateur linéaire médical Varian Clinac 2100 en mode photon et l'énergie nominale du faisceau est de 6 MV. La simulation est validée par la comparaison de distributions dosimétriques spatiales calculées aux distributions dosimétriques mesurées. La comparaison est évaluée par la méthode gamma index avec les critères de 3%/3mm.

Pour Varian Clinac 2100, les données dosimétriques de rendement en profondeur de la dose et de profil de la dose sont mesurées dans le département de la radiothérapie du centre clinique Al Kawtar-Fès pour plusieurs tailles de champ d'irradiation et à plusieurs profondeurs sur l'axe central du faisceau pour une distance source surface de 100 cm. L'énergie du faisceau de photons concernée est de 6 MV.

Dans le chapitre 1, nous avons discuté une description détaillée de l'accélérateur linéaire médical et nous avons présenté ses constituants et principalement les éléments de la

tête de l'accélérateur. Les interactions photon-matière : effet photoélectrique, effet Compton, création de paire ou matérialisation et l'atténuation de photons dans la matière sont présentées au cours de ce chapitre, nous avons parlé aussi des effets biologiques de rayonnement sur les cellules irradiées. Nous avons présenté aussi les grandeurs énergétiques à la surface du fantôme d'eau et dosimétriques au sein du fantôme d'eau.

Le chapitre 2 est consacré à la présentation de la méthode Monte Carlo et les codes de calcul. Nous avons discuté le principe de la méthode Monte Carlo, la simulation Monte Carlo du transport des particules, les générateurs de nombres aléatoires, les méthodes d'échantillonnage et les techniques de réduction de variance. Nous avons présenté les codes Monte Carlo utilisés dans les travaux de cette thèse : EGSnrc, BEAMnrc et DOSXYZnrc et les codes utilitaires : BEAMDP et STATEDOSE. Le principe de la méthode gamma index est présenté dans ce chapitre.

Le chapitre 3 présente une étude expérimentale en manipulant les données dosimétriques mesurées de l'accélérateur Varian Clinac 2100. Les mesures sont faites pour plusieurs tailles du champ et à différents profondeurs dans le fantôme d'eau. Les études expérimentales ont un objectif d'investiguer et d'évaluer les effets du cône égalisateur et aussi les effets de déplacement des mâchoires sur les profils de la dose.

Le chapitre 4 présente en pratique la simulation Monte Carlo de la tête de l'accélérateur linéaire médical Varian Clinac 2100 par le code BEAMnrc et le calcul de la dose dans le fantôme d'eau par le code DOSXYZnrc. Après la validation de la simulation, les avantages dosimétriques dû à l'enlèvement du cône égalisateur sont détaillés dans ce chapitre. Par la suite, les fluences et les distributions énergétiques de différentes particules contenues dans le faisceau sont investiguées et évaluées à la surface du fantôme. Nous avons discuté aussi les fluences et les distributions de photons secondaires émergents de modificateurs du faisceau et la contribution fractionnelle est évaluée pour chaque modificateur. Dans le même chapitre, nous avons évalué aussi le taux de photons secondaires originaires de collimateur primaire supprimés par le cône égalisateur.

Le chapitre 5 est consacré aux études de l'adoucissement du faisceau de photons. Premièrement, l'adoucissement est investigué et évalué avec la réduction du volume du cône égalisateur et deuxièmement, il est évalué avec l'épaisseur de la dalle de matériau pour l'aluminium et le cuivre.

Ces travaux de recherche constituent une contribution scientifique parmi d'autres en vue d'améliorer l'application de rayonnement en médecine et d'optimiser la dosimétrie dans la radiothérapie. Pour les praticiens, l'application de telle amélioration de la dosimétrie faite au cours des travaux de recherche de cette thèse, nécessite une estimation fiable et rigoureuse de la dose tout en faisant des calculs théoriques par d'autres codes Monte Carlo comme MCNP en approfondissant les recherches dans le cadre de cette thèse.

Chapitre 1 : Les accélérateurs linéaires médicaux et la dosimétrie en radiothérapie

1.1 Introduction

Les accélérateurs linéaires médicaux sont des machines de production des rayonnements utilisés dans la radiothérapie externe. La physique des accélérateurs linéaires est basée principalement sur la physique des matériaux utilisés dans leur fabrication pour la production, la collimation et la filtration des rayonnements et aussi sur la physique et la nature des particules accélérées (électrons) et produites (photons, électrons). Les travaux de recherche dans la radiothérapie visent à développer la technologie des accélérateurs linéaires pour optimiser la dosimétrie délivrée. L'enjeu majeur d'une radiothérapie, est dans la grande majorité des cas, de traiter un cancer avec une moindre toxicité sur les organes à risque, c'est un défi à relever pour une efficacité radiothérapeutique élevée. Pour emporter cet enjeu, les recherches d'aujourd'hui sont focalisées sur la qualité dosimétrique du faisceau de photons produit par les accélérateurs linéaires médicaux. Dans les études théoriques, les accélérateurs linéaires médicaux sont modélisés par la méthode Monte Carlo pour une étude physique et dosimétrique du faisceau.

Les accélérateurs linéaires médicaux ont connus une évolution importante dans la section accélératrice des électrons et dans la section productrice-collimatrice du faisceau pour une optimisation pertinente de la dose délivrée et pour le contrôle et la surveillance du faisceau produit en intensité, en énergie et en dosimétrie. La tête de l'accélérateur linéaire médical est composée de plusieurs éléments pour assurer une production d'un faisceau clinique avec une dose optimale. Dans ce chapitre, nous avons traité les principaux éléments de la tête de l'accélérateur, la production du faisceau de photons, les interactions photon-matière et les grandeurs dosimétriques et énergétiques étudiées caractérisant le faisceau de photons.

1.2 Accélérateur linéaire médical et ses constituants

Les accélérateurs linéaires médicaux sont des machines de traitement du cancer dans la radiothérapie externe en mode photon ou en mode électron, ils ont connus une grande évolution physique et technologique. Les accélérateurs linéaires (son abréviation courante

linac pour linear accelerator) à usage médical accélèrent des particules qui sont des électrons produits par effet thermoélectronique à partir d'un filament de tungstène et accélérés dans une cavité linéaire (section accélératrice) afin d'acquérir suffisamment d'énergie. Figure 1-1 présente un schéma typique d'un linac montrant la section accélératrice et la tête de traitement.

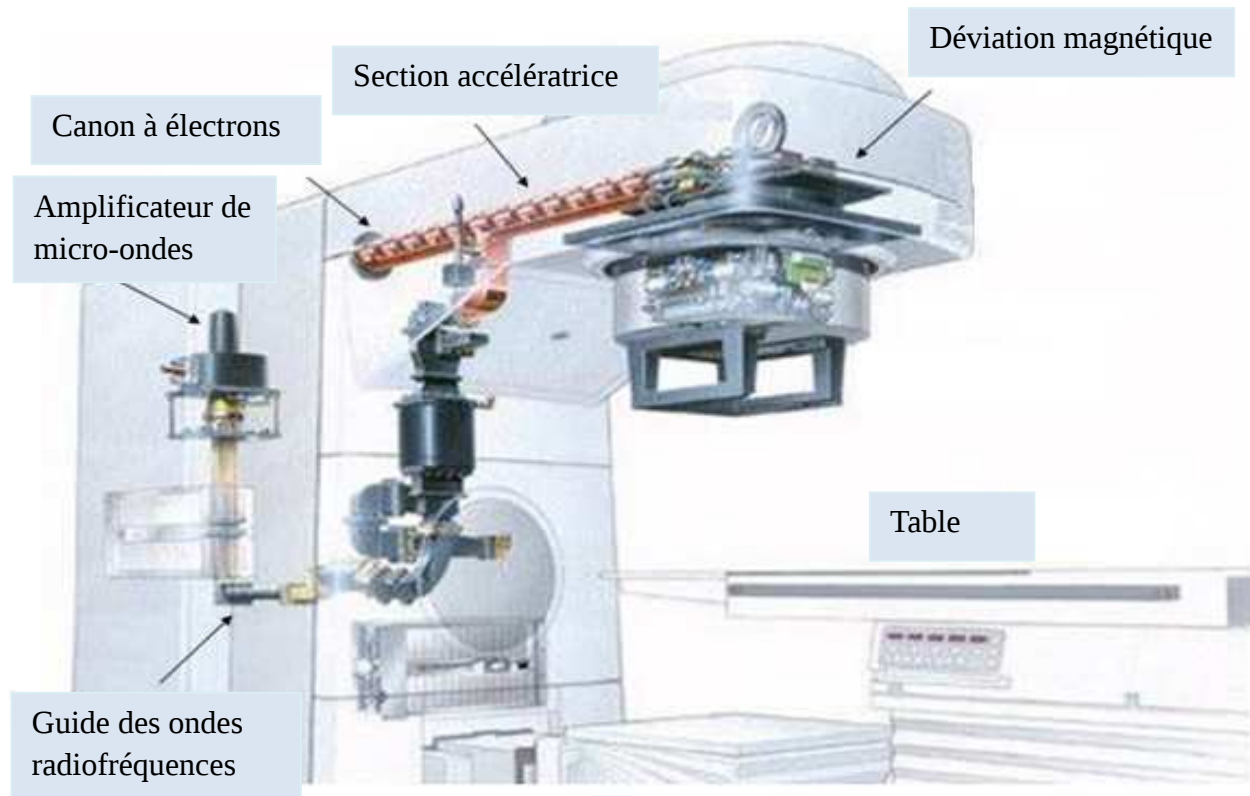


Figure 1-1: Schéma typique d'un linac présentant les éléments de la section accélératrice et la tête de traitement.

Le linac est constitué de deux parties principales : une section accélératrice pour l'accélération des électrons qui viennent de frapper une cible pour produire les photons et une tête pour la production, la collimation et la filtration du faisceau de photons pour l'usage clinique (Figure 1-1).

1.2.1 Section accélératrice d'un linac

Les électrons sont éjectés de l'anode dans un tube où ils sont accélérés dans un champ électromagnétique injecté par une radiofréquence. La section accélératrice est formée d'un long cylindre, il contient une série de cavités pour augmenter l'énergie cinétique des électrons (Figure 1-2). Les électrons accélérés ont une énergie élevée, ils peuvent être utilisés

directement dans le traitement de la radiothérapie en mode électron [13]. Dans la radiothérapie en mode photon, les électrons énergétiques frappent un matériau de nombre atomique Z élevé constituant la cible (généralement tungstène) pour produire le faisceau de photons par rayonnement de freinage ou bremsstrahlung.

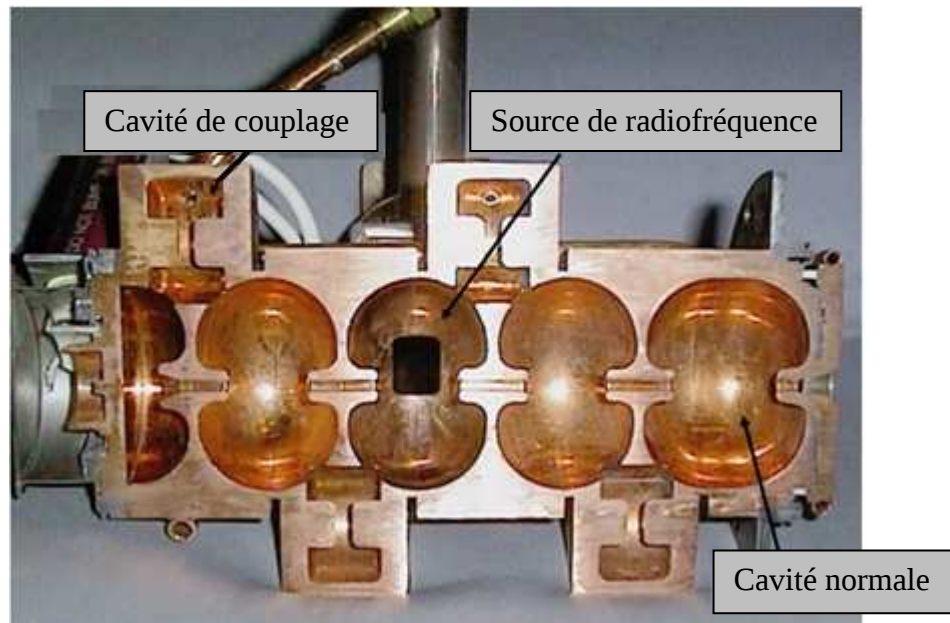


Figure 1-2 : Schéma du tube accélérateur des électrons du linac Varian 600c

Les linacs modernes sont des produits de complexe design avec des différentes améliorations implantées par différents constructeurs dans le monde pour augmenter leurs qualités thérapeutique, pour faciliter leur utilisation et pour gagner la concurrence dans le marché des linacs. Les principaux constituants de la tête du linac sont présentés dans le paragraphe ci-dessous.

1.2.2 Tête de traitement du linac

La tête du linac ou la tête de traitement est l'élément le plus important du linac, il est responsable de la production du faisceau clinique. Les constituants de la tête du linac ont pour objectifs de collimater, filtrer, contrôler le faisceau produit et surveiller la dose délivrée.

Nous nous intéressons à l'étude de linac en mode photon. La figure 1-3 présente les éléments de la tête du linac en mode photon.

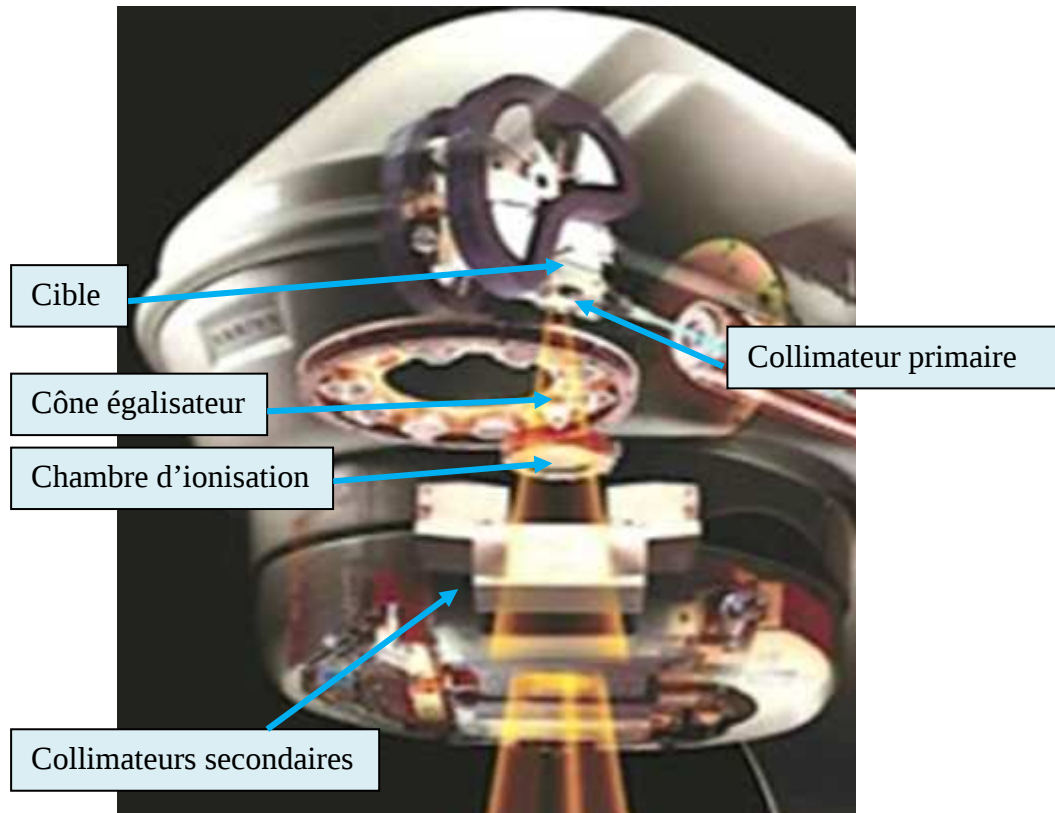


Figure 1-3 : Schéma typique simplifié de la tête du linac et ses différents constituants

La figure 1-3 présente le schéma de la tête du linac et met en illustration les éléments de la tête du linac utilisé en mode photon et le chemin du faisceau de photons produit jusqu'à sa sortie de la tête.

1.2.2.1 Cible productrice de photons

Dans la radiothérapie par photons où le linac est utilisé en mode photon, les photons sont produits principalement par bremsstrahlung (rayonnement de freinage). Le bremsstrahlung - qui vient de l'allemand *bremsen* signifiant freiner et *strahlen* rayonner - est un processus d'interaction entre les électrons énergétiques et le champ électromagnétique du noyau d'un atome. Dans ce champ coulombien, l'électron subit une diffusion inélastique radiative, c'est à dire qu'il est décéléré sous l'action du champ électromagnétique du noyau et il perd une partie de son énergie en émettant un photon. La fraction de l'énergie émise sous forme de rayonnement de freinage augmente avec l'énergie de l'électron et elle est aussi favorisée dans les milieux absorbeurs de numéro atomique élevé (dépendance en Z^2 (formule 1-1)). La figure 1-4 illustre le processus de production de rayons X par le processus de bremsstrahlung.

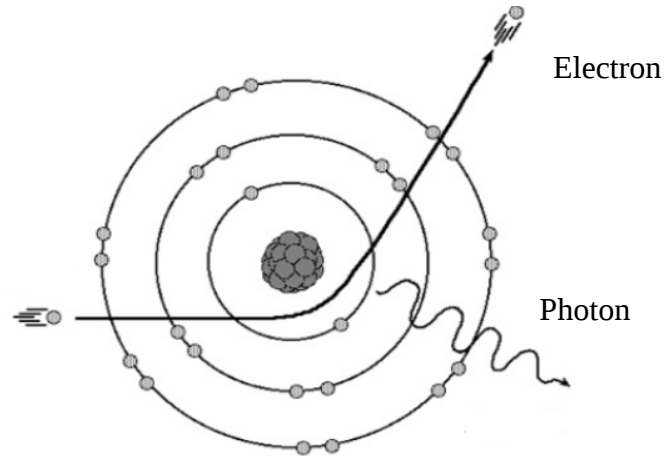


Figure 1-4 : Schéma de l'émission du photon par bremsstrahlung

Le spectre de photons émis est un spectre continu dont l'énergie maximale est égale à l'énergie cinétique de l'électron T_{inc} . Cependant, l'énergie rayonnée par l'électron est surtout rayonnée en photon de faible énergie.

La variation de l'énergie cinétique (T) de l'électron en fonction de la distance parcourue (x) est donnée par la formule suivante :

$$\left(\frac{dT}{dx}\right)_{Brem} = \alpha T Z^2 f(T) \quad (1-1)$$

où

T : énergie de l'électron incident

$f(T)$: fonction croissante en T

α : constante

D'après la formule (1-1), pour obtenir les photons de haute énergie, il est nécessaire d'avoir une cible avec un numéro atomique Z élevé et une énergie de l'électron incident maximale, sans induire de réactions parasites lors de processus d'interaction de bremsstrahlung. Les cibles sont donc le plus souvent en matériau de grand numéro atomique Z comme le tungstène ($Z=74$). La production de photons par bremsstrahlung est la méthode la plus utilisée pour produire de faisceaux de photons dans les linacs modernes [14]. Le spectre d'émission de rayonnement de freinage ou bremsstrahlung est un spectre continu sur lequel les raies de rayonnement caractéristique s'ajoutent (Figure 1-5).

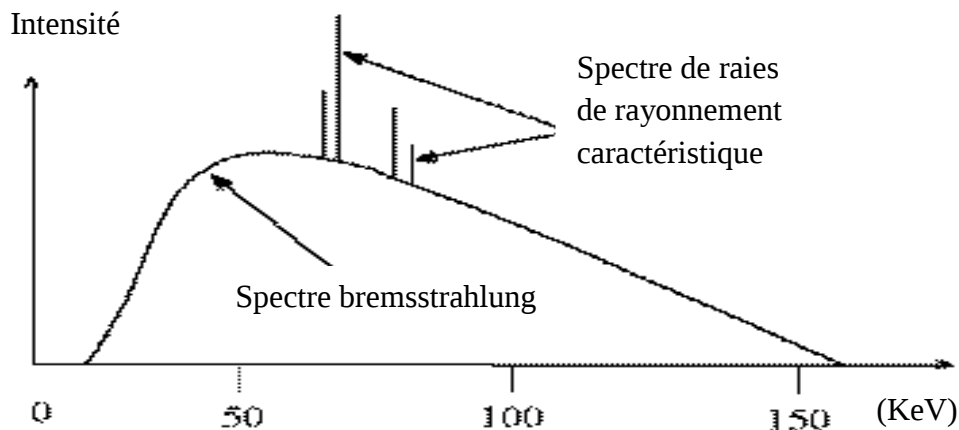


Figure 1-5 : Spectre de l'émission de rayonnement de freinage ou bremsstrahlung et les raies de rayonnement caractéristique

Il est important de mentionner que la cible est seulement présente dans la tête du linac lors de l'utilisation de ce dernier en mode photon. Le faisceau de photons produit doit avoir une forme géométrique conique, elle est obtenue par un collimateur primaire. La filtration de photons de basse énergie est assurée par un cône égalisateur.

1.2.2.2 Collimateur primaire

Le collimateur primaire se retrouve directement après la cible productrice de photons, il est fixe (Figure 1-6). Le collimateur primaire va alors limiter les photons afin qu'ils soient dirigés vers le patient. Le collimateur primaire est généralement de forme conique, son rôle est de collimater le faisceau de photons ou d'électrons dans un angle solide fixe et de ne pas laisser les photons ou les électrons s'échappent dans la tête du linac (Figure 1-3). Le collimateur est formé généralement de matériau de numéro atomique Z élevé pour ses aptitudes de collimation et de limiter les fuites de rayonnements comme tungstène.

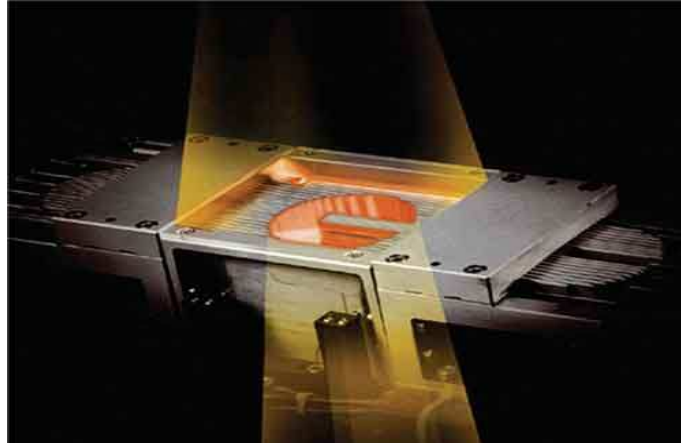


Figure 1-6 : Collimateur primaire d'un linac construit à base de tungstène
 [http://www.tungsten-alloy.com/X-ray-target-collimator.htm]

Le collimateur fait partie de la famille de modificateurs du faisceau, la modification est portée sur la forme géométrique pour atteindre la direction privilégiée et alors le patient va recevoir une dose bien focalisée et bien localisée.

1.2.2.3 Cône égalisateur

Le faisceau de photons produit par bremsstrahlung doit être filtré de photons de basse énergie. Le cône égalisateur se retrouve directement après le collimateur primaire, il porte ce nom en raison de sa forme conique, il est uniquement présent dans la tête du linac utilisé en mode photon (Figure 1-3). Le cône égalisateur peut être en acier, en tungstène ou en cuivre et il peut prendre différentes formes géométriques suivant l'énergie nominale du faisceau (Figure 1-7). Lorsque le faisceau de photons sort de collimateur primaire, tous les photons vont dans un angle solide bien déterminé et ils sont dirigés vers le cône égalisateur. Ce dernier va alors permettre au patient de recevoir une dose plus aplatie avec un faisceau de photons bien adoucis pour une taille de champ d'irradiation maximale de $40 \times 40 \text{ cm}^2$. Il va également permettre d'avoir un faisceau homogène, car après le collimateur primaire, le centre du faisceau est plus énergétique donc il va alors filtrer davantage à cette place (la zone épaisse du cône), c'est la fonction d'adoucissement du faisceau de photons du cône égalisateur.

La figure 1-7 présente deux cônes égalisateurs d'un linac pour les énergies nominales basses et les énergies nominales hautes.

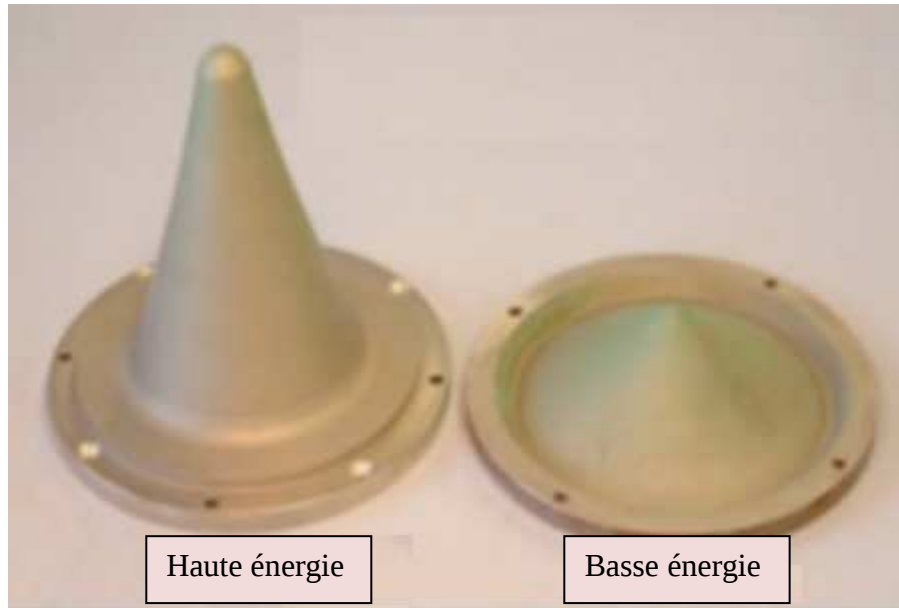


Figure1-7 : Cône égalisateur d'un linac Varian [<http://slideplayer.com/slide/10423138/>]

Le cône égalisateur fait partie de la famille de modificateurs du faisceau, la modification est portée sur le spectre d'énergie du faisceau produit, le faisceau de photons est donc aplati, adoucis et homogénéisé.

1.2.2.4 Chambre d'ionisation

Le faisceau produit doit être contrôlé en intensité et en énergie. La chambre d'ionisation permet de surveiller le faisceau de photons utilisé dans le traitement radiothérapeutique en qualité et en quantité. La chambre d'ionisation est placée juste avant les collimateurs secondaires ou les mâchoires, elle est essentielle pour mesurer le débit de la dose, réguler la distribution de la dose et contrôler l'homogénéité et la symétrie du faisceau de photons. On peut alors savoir la dose reçue par le patient à tout moment du traitement de la tumeur elle permet un contrôle instantané du faisceau de photons. Il s'agit deux chambre d'ionisation dans la tête du linac puisqu'elles peuvent se vérifier l'une avec l'autre pour ne pas perdre le contrôle dosimétrique lors du traitement ainsi que d'éviter tout panne survenue de cet organe.

Les figures 1-8 A et 1-8 B présentent deux types de chambre d'ionisation qu'elles sont utilisées dans la tête du linac.

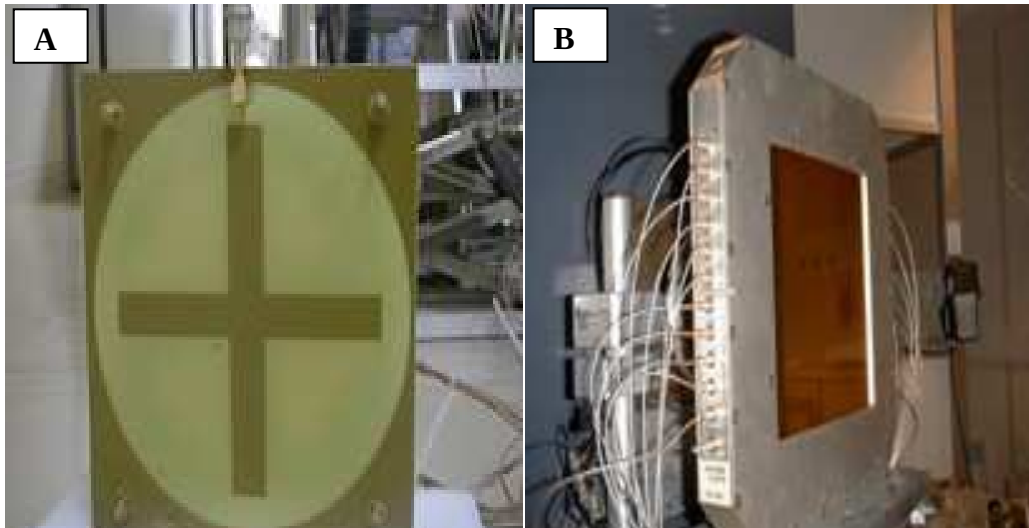


Figure 1-8 : Chambre d'ionisation « à pads » (A) et chambre d'ionisation « à bande » (B)

1.2.2.5 Collimateurs secondaires

Les collimateurs secondaires ou les mâchoires permet de définir la taille de champ d'irradiation. Ils sont formés généralement de matériau de numéro atomique Z élevé pour éviter les fuites de rayonnement. Les collimateurs secondaires sont composés de quatre blocs généralement de tungstène placés de façon orthogonale, ce qui crée deux paires de mâchoires, X et Y (Figure 1-9). Les grandeurs ou les dimensions de champ d'irradiation sont déterminées par les mâchoires (en anglais *jaws*) de collimateurs secondaires. Les mâchoires permet de définir des tailles de champ d'irradiation jusqu'à $40 \times 40 \text{ cm}^2$.

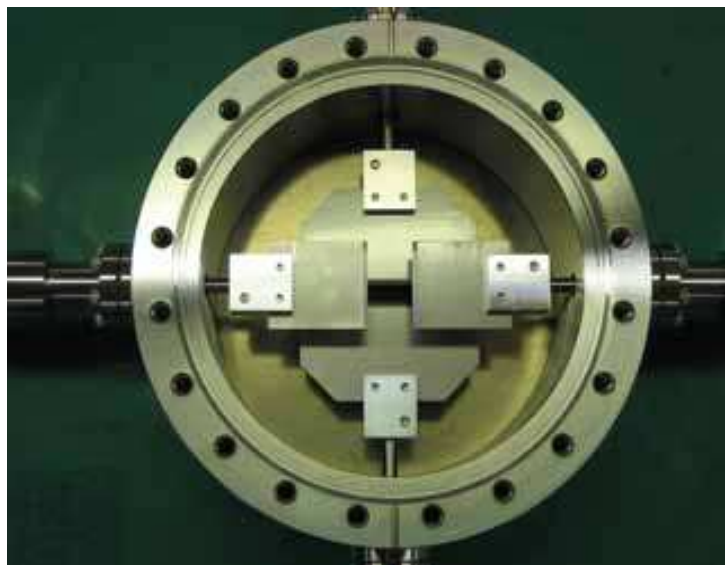


Figure 1-9 : Collimateurs secondaires du linac [http://www.toyama-en.com/synchrotron/images/slit_4jaw_manual_webLarge.jpg]

Les collimateurs secondaires faisant partie de la famille de modificateurs du faisceau, la modification est portée sur la restriction géométrique du faisceau sur la zone d'irradiation de la tumeur.

1.3 Interactions photon-matière

Le nom du photon est dérivé du mot grec *photos* qui signifie lumière. Le photon est un concept qui présente des propriétés d'ondes électromagnétiques (concept de l'optique géométrique) et de corpuscule sans charge électrique et sans masse (concept de la relativité) [15]. Pour qu'un faisceau de photons soit atténué par le milieu, il faut qu'il subisse une multitude des interactions qui se produisent entre les photons et la matière. Lors de ces interactions, les photons déposent leur énergie selon un processus en deux étapes.

- ✓ Première étape : des particules chargées (électrons et/ou positons) sont libérées dans la matière.
- ✓ Deuxième étape : les particules chargées libérées déposent leur énergie dans le milieu par interactions coulombiennes avec les électrons périphériques des atomes du milieu traversé par les photons.

D'après les énergies utilisées généralement en radiothérapie (entre 4MeV et 25MeV), les photons dans cette gamme transfèrent leur énergie aux molécules du milieu traversé, selon différents mécanismes d'interactions: l'effet Thomson-Rayleigh, l'effet photoélectrique, l'effet Compton et la production ou la création de paires. A l'aide de l'ouvrage de Mayles P., Nahum A. et Rosenwald J. C. [15] et l'ouvrage de Podgorsak E.B [16] une description simple de ces quatre types d'interaction est proposée par la suite.

1.3.1 Diffusion Thomson-Rayleigh

L'effet Thomson-Rayleigh traduit la diffusion d'un photon sans changement d'énergie. Le photon incident en traversant le nuage électronique qui constitue la périphérie de l'atome, subit une collision dite élastique. Le photon ne subit aucune perte énergétique et il est diffusé d'un angle faible.

L'effet Thomson-Rayleigh ne se produit que pour les faibles valeurs d'énergie des photons. Sa probabilité d'apparition diminue très rapidement lorsque l'énergie augmente. A titre indicatif, la région d'énergie significative de l'effet Thomson-Rayleigh dans l'eau est

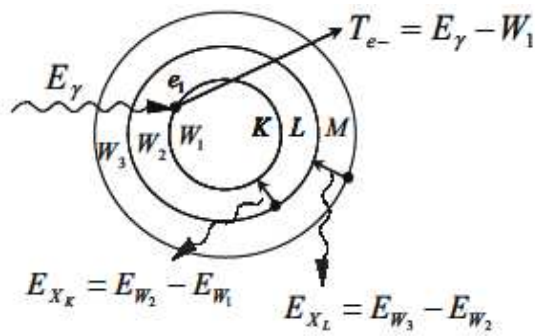
inférieure à 20keV. Dans les tissus humains, l'importance relative de l'effet Thomson-Rayleigh en comparaison avec d'autres types d'interactions est faible, sa contribution à l'atténuation totale des photons est de l'ordre de quelques pourcents.

1.3.2 Effet photoélectrique

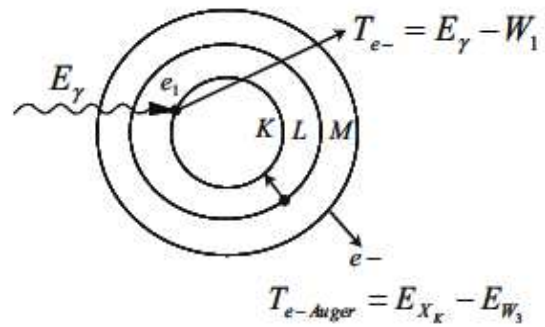
L'effet photoélectrique se conçoit comme l'interaction d'un photon avec un atome. Ce dernier absorbe l'énergie du photon et passe dans un état excité. Il revient à son état fondamental en éjectant un électron de ses couches orbitales ce qui conduit à son ionisation.

Par commodité, l'interprétation de l'interaction photoélectrique est généralement ramenée à une collision entre un photon d'énergie E_γ et un électron orbital d'un atome d'énergie de liaison W_1 entraînant l'absorption du photon et l'éjection de l'électron avec une énergie cinétique $T_{e\text{-éjecté}} = E_\gamma - W_1$. L'électron éjecté, appelé photoélectron, laisse une orbite vacante qui est occupée par un électron provenant d'une couche électronique plus externe c'est-à-dire plus éloignée du noyau donc d'énergie de liaison plus faible. La couche de l'électron éjecté est généralement celle dont l'énergie de liaison est immédiatement inférieure à l'énergie E_γ de photon incident. Le saut de l'électron sur une couche plus interne libère une énergie égale à la différence des énergies de liaison des deux couches énergétiques considérées. Cette énergie libérée est rayonnée sous forme de photons appelés photons de fluorescence ou rayons X caractéristiques de l'atome (Figure 1-10 A)

En fonction du numéro atomique Z de l'atome cible, les photons de fluorescence peuvent être classés parmi les rayons X pour les numéros atomiques Z élevés ou peuvent être assimilés à des photons lumineux pour les numéros atomiques Z faibles. Dans ce dernier cas, les photons lumineux sont en compétition avec un deuxième phénomène : l'effet Auger. A titre d'exemple, au lieu d'obtenir l'émission d'un photon de fluorescence par le saut d'un électron d'un niveau énergétique W_2 à un niveau énergétique W_1 plus élevé, on peut observer l'éjection d'un électron de la couche 3. L'énergie cinétique de cet électron sera égale à $E_{X_K} - E_{W_3}$ où le terme E_{X_K} est la différence énergétique entre les couches électroniques 1 et 2 et le terme E_{W_3} est l'énergie de liaison de l'électron de la couche 3 (Figure 1-10 B). La probabilité pour que l'effet Auger remplace l'émission de photon de fluorescence est d'autant plus élevée que le numéro atomique Z de l'atome est petit.



A : Réarrangement des électrons avec émission de rayons X caractéristiques



B : Réarrangement des électrons avec émission de l'électron Auger d'énergie $T_{e\text{-Auger}}$

Figure 1-10 : schéma de l'effet photoélectrique avec émission de rayonnement X (A) ou d'électron Auger (B).

Le coefficient d'atténuation massique (coefficient d'atténuation par unité de masse) de l'effet photoélectrique pour des photons d'énergies E_γ supérieures à l'énergie de liaison de l'électron dans une couche électronique sur laquelle se trouve l'électron est proportionnelle au nombre atomique $\left(\frac{Z}{E}\right)^3$ de l'atome cible.

1.3.3 Effet Compton

L'effet Compton décrit une interaction entre un photon de haute énergie et un électron pouvant être considéré comme libre car son énergie de liaison est négligeable devant celle du photon incident. La collision entre le photon d'énergie E_γ et l'électron libre projette ce dernier en lui cédant sous forme d'énergie cinétique E_e une certaine fraction de son énergie tandis que l'énergie résiduelle $E_\gamma' = E_\gamma - E_e$ est emportée par le photon incident. Après collision, le photon incident est dévié (photon diffusé) d'un angle θ de sa trajectoire initiale tandis que la trajectoire de l'électron projeté (électron Compton) fait un angle φ avec cette même direction (Figure 1-11). L'atome cible perd un électron et s'ionise entraînant des phénomènes de fluorescence et d'effet Auger.

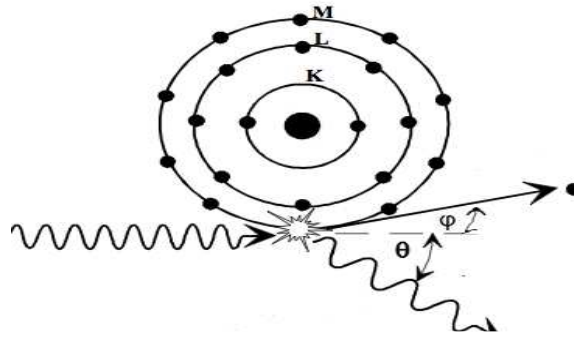


Figure 1-11 : Schéma de l'effet Compton avec l'émission de l'électron Compton et le photon diffusé

Les valeurs des énergies E_γ' et E_e ainsi que les valeurs des angles θ et φ ne sont pas indépendantes mais obéissent aux relations de Compton établies à partir des principes de la conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement. Dans chaque collision, les valeurs des paramètres E_γ' , E_e , θ et φ sont liées entre elles par les relations de Compton mais diffèrent d'une collision à l'autre. Les relations caractérisant l'interaction photon-électron sont :

$$E_e = E_\gamma - E_\gamma' \text{ et } \lambda' - \lambda = 2 \frac{h}{cm_e} \sin^2 \frac{\theta}{2}.$$

En règle générale, lorsque l'énergie E_γ de photons incidents est faible (inférieures à 100keV), les photons diffusés sont émis de manière presque uniforme dans tout l'espace tandis que les électrons Compton sont projetés de façon quasi uniforme dans toutes les directions du point d'interaction. Lorsque l'énergie E_γ est élevée, la quasi-totalité des photons diffusés sont émis vers l'avant à l'intérieur d'un cône dont l'ouverture diminue quand E_γ augmente, il en est de même pour les électrons qui sont en plus tous projetés au-delà du point d'interaction.

Le coefficient d'atténuation massique de l'effet Compton est indépendant du numéro atomique Z de l'atome et sa probabilité d'apparition diminue lorsque l'énergie E_γ du photon incident augmente.

1.3.4 Création de paires

La création de paires (ou la matérialisation) est une interaction photon-matière qui décrit la matérialisation d'un photon sous forme de paire électron-positron. Lorsque le photon pénètre dans le champ électromagnétique très intense qui règne au voisinage d'un noyau de

l'atome il peut se matérialiser sous forme d'une paire d'électron-positron (Figure1-12). Ce phénomène apparait aux énergies de photons très élevées (l'énergie des photons est supérieure à $2m_0c^2$, où m_0 est la masse au repos de l'électron et c est la célérité de la lumière)

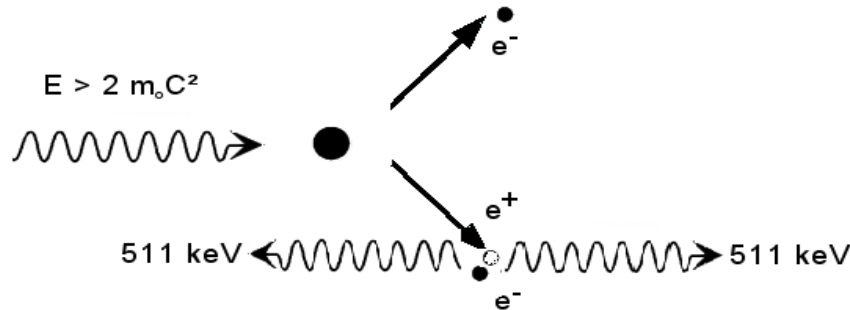


Figure 1-12 : Schéma de la création de paire électron-positron, l'annihilation de positron-électron et l'émission de deux photons

Les principes de conservation de la charge électrique, de l'énergie et de la quantité de mouvement ont des implications. Tout d'abord, le photon n'ayant pas de charge et pas de masse, la paire d'électron-positron produite est neutre. Il se forme alors un électron (charge négative) et un positron (charge positive), l'électron et le positron ont même masse et de charge opposée. Ensuite, la relation d'Einstein, entre la masse et l'énergie ($E = mc^2$), donne un équivalent énergétique à la masse de l'électron et de positron de l'ordre de 0,511keV. Ainsi, la matérialisation ne peut se produire que pour des photons dont l'énergie est égale ou supérieur à $2 \times 0,511\text{MeV}$.

Pour des énergies E_γ de photons supérieures à 1,022MeV, l'excédent d'énergie est partagé, sous forme d'énergie cinétique, entre l'électron E_e et le positron E_p tel que :

$$E_e + E_p = E_\gamma - 1,022. \quad (1.2)$$

Enfin, le noyau de l'atome est lui-même projeté avec une vitesse très faible car le photon ne peut pas transférer toute son énergie et toute sa quantité de mouvement à deux particules l'électron et le positron.

L'émission de l'électron et de positron se produit en avant du point d'interaction et l'angle des trajectoires des électrons avec la direction du photon incident diminue quand l'énergie E du photon augmente (Figure 1-12). L'excédent d'énergie ($E_\gamma - 1,022$) se partage de façon quelconque entre l'électron et le positron. Chacun d'eux emporte une

fraction de l'excédent d'énergie. Pour un photon incident d'énergie E_γ inférieure à 10MeV, le partage de l'excédent de l'énergie le plus probable entre l'électron et le positron est un partage égal.

L'électron et le positron à énergie égale ont un parcours sensiblement de même longueur, mais le positron a une particularité et lorsque son énergie est faible il ne persiste pas à l'état libre. Quand il rencontre un électron dans la matière traversée, il s'annihile avec lui. Dans ce phénomène d'annihilation, le positron et l'électron disparaissent en se transformant en énergie électromagnétique qui est rayonnée sous forme de deux photons de 0,511 MeV émis dans deux directions opposées (Figure 1-12). Le phénomène d'annihilation est l'inverse du phénomène de matérialisation.

La probabilité d'apparition de la matérialisation croît avec le numéro Z de l'atome et avec l'énergie E_γ du photon incident. L'effet de matérialisation ne prédomine sur l'effet Compton qu'à des énergies très supérieures à 1,022MeV.

1.3.5 Prédominance des interactions photon matière

La majorité des atomes de la matière a un numéro atomique Z petit (tissus mous). Suivant l'énergie du faisceau de photons et le numéro atomique de la matière traversée, l'une des interactions domine sur les autres. L'interaction photoélectrique est prédominante dans les tissus humains pour les énergies inférieures à 100keV et l'effet Compton est prédominant dans le domaine d'énergie considéré en radiothérapie. Par contre, l'effet de création de paires ou la matérialisation est très faible et la production de photons d'annihilation est négligeable (Figure 1-13).

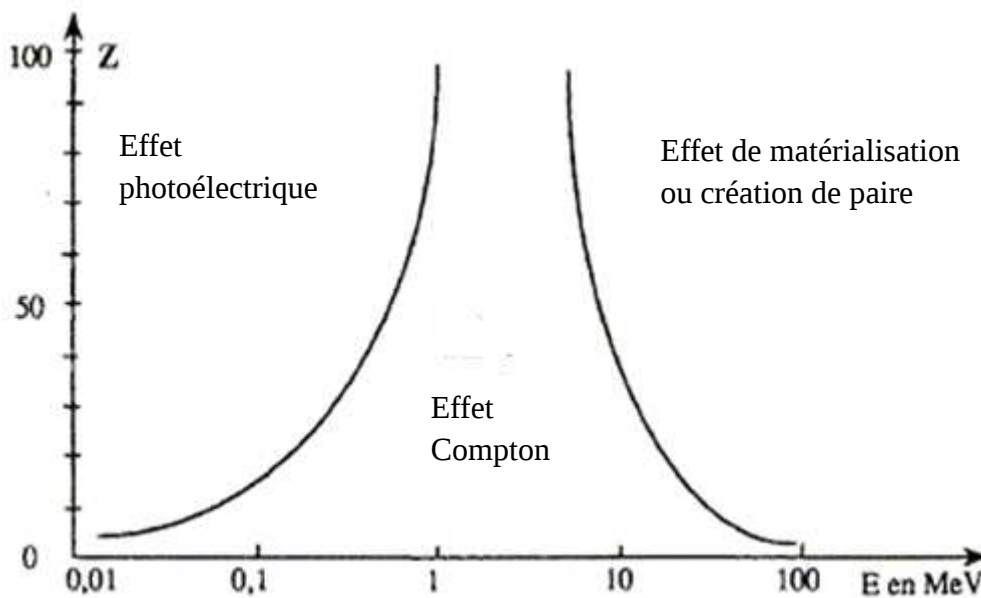


Figure 1-13 : Prédominance des interactions photon-matière en fonction de l'énergie du photon incident et le numéro atomique Z de la cible.

1.3.6 Autre interaction photon-noyau

Les interactions photo-nucléaires interviennent entre un photon d'énergie de quelques MeV au moins et le noyau. Ce processus consiste à la production d'un photon et d'un neutron. La contribution aux doses déposées, due aux réactions de photon-noyau qui donne la production de neutron, est négligeable pour des photons d'énergie inférieure à 10MeV et pour des éléments de faible numéro atomique Z.

1.4 Atténuation de photons dans la matière

L'absorption de photons dans la matière dépend de la nature du milieu ainsi que de l'énergie des photons incidents. Le nombre de photons qui disparaissent (absorbés ou diffusés) dans l'épaisseur dx est proportionnel au nombre de photons incidents N et à l'épaisseur dx de la matière traversée, la formule 1-3 donne le nombre de photons qui reste :

$$dN = -\mu N dx \quad (1-3)$$

μ dépend de la matière traversée et de l'énergie $h\nu$ des photons ; sa dimension est l'inverse d'une longueur et il s'exprime souvent en cm^{-1} ; c'est le coefficient d'atténuation linéique.

Le coefficient d'atténuation total μ est défini par l'équation (1-4) [17]:

$$\mu = n\sigma_{totale} = \frac{N_A \rho}{A} \sigma_{totale} \quad \text{exprimé en cm}^{-1} \quad (1-4)$$

où

σ : section efficace d'interaction

N_A : nombre d'Avogadro ($6.02 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$)

ρ : masse volumique (g.cm^{-3})

A : masse atomique (g.mol^{-1})

Le coefficient d'atténuation massique présente le même intérêt que l'expression d'une épaisseur en masse surfacique:

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{N_A}{A} \cdot \sigma \quad \text{exprimé en cm}^2\text{g}^{-1} \quad (1-5)$$

Le coefficient (linéique ou massique) est la somme des trois coefficients partiels correspondant aux trois principaux types d'interaction des photons avec la matière est donnée selon la formule (1-6) [18].

$$\mu = \sum_i \mu_i = \mu_{ph} + \mu_c + \mu_{pair} \quad (1-6)$$

Avec μ_i le coefficient d'atténuation partiel lié à la probabilité de chaque interaction de photon avec la matière traversée : ph (effet photoélectrique), c (effet Compton) et pair (création de paire).

La figure 1-14 présente la variation de coefficient d'atténuation massique des photons dans l'eau en fonction de l'énergie pour l'ensemble des effets de photon matière cité ci-dessus.

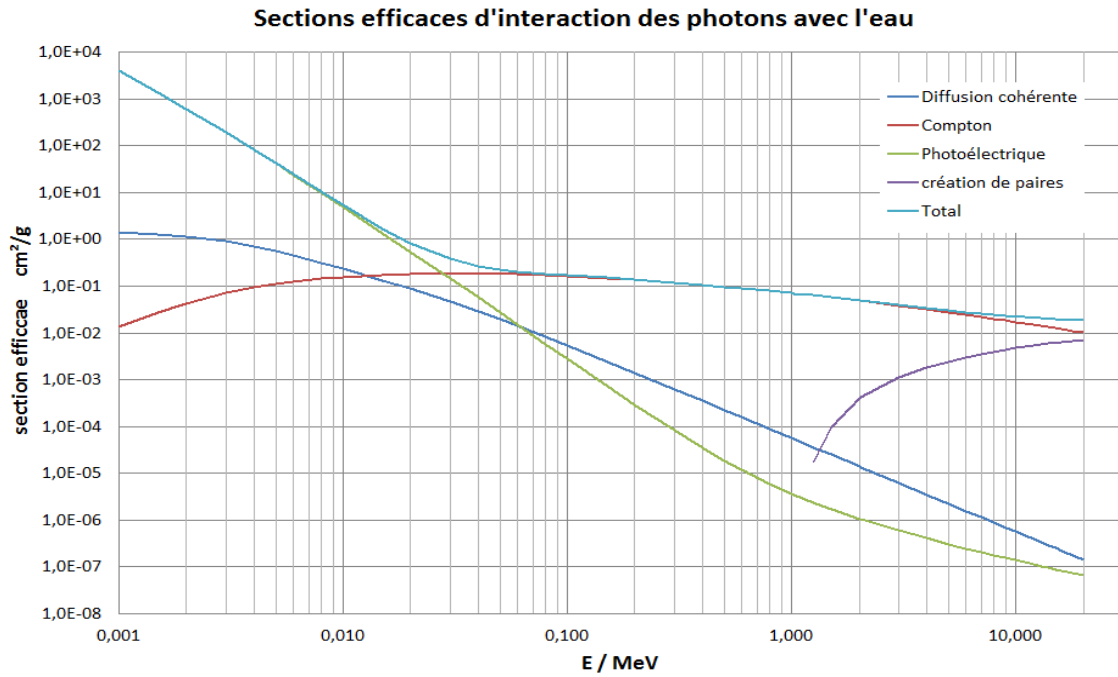


Figure 1-14 : Variation de sections efficaces des effets d'interaction des photons avec l'eau en fonction de l'énergie

1.4.1 Loi d'atténuation

La loi d'atténuation d'un faisceau monoénergétique dans un milieu homogène est donnée par la relation :

$$\Phi(x) = \Phi_0 e^{-\mu x} \quad (1-7)$$

où

Φ_0 : le flux de photons du faisceau incident,

$\Phi(x)$: le flux de photons sortant d'un milieu absorbant d'épaisseur x .

où

$e^{-\mu x}$ représente la fraction de photons qui n'ont pas interagi, on l'appelle aussi facteur de transmission [19].

1.4.2 Libre parcours moyen

Par définition, le libre parcours moyen est la distance moyenne parcourue entre deux interactions consécutives de photon dans le milieu traversé selon la formule (1-8) [20]:

$$\lambda = \frac{1}{\mu} \quad \text{en cm} \quad (1-8)$$

1.4.3 Facteur d'accumulation ou de build-up

Le facteur d'accumulation est toujours supérieur à l'unité, il est noté B . Il est lié au fait que le faisceau de rayonnements ne soit pas collimaté ou qu'il soit quelconque. Ce sont les rayonnements secondaires qui sont à l'origine de l'augmentation du nombre de photons. Ces rayonnements secondaires sont :

- ✓ Les photons Compton diffusés
- ✓ Les photons issus de l'annihilation consécutive à la production de paires
- ✓ Les photons de fluorescence produits par la réorganisation du cortège électronique
- ✓ Les photons diffusés de Thomson Rayleigh

La loi Bert Lambert donne [17]:

$$N(x) = N_0 e^{-\mu x} \cdot B \quad (1-9)$$

où

$$B = \frac{\phi_{primaire} + \phi_{secondaire}}{\phi_{primaire}} \quad (1-10)$$

B est appelé le facteur d'accumulation (en anglais *build-up factor*), dépend de la nature, de l'épaisseur de l'écran, de l'énergie des photons et de la géométrie source-écran.

Cette formule (1-9) vise à estimer le nombre correct des photons qui atteignent la position x utilisant un facteur de correction qui rajoute la contribution des rayonnements secondaires ignorés dans la formule d'atténuation linéique. Les travaux sur les facteurs d'accumulation ont diminué ces dernières années. Probablement cela est dû à la parution des codes basés sur la méthode de Monte Carlo qui semblent donner un haut niveau de précision comparativement aux facteurs d'accumulations [21].

1.5 Effets de rayonnements sur les cellules irradiées

Les effets de rayonnements sur les tissus humains sont le résultat d'une chaîne de phénomènes tout d'abord physiques (interactions entre les photons et les atomes ou les molécules des cellules du tissu) puis physico-chimiques pour aboutir à des dommages biologiques cellulaires tels que l'aberration chromosomique, l'altération de fonction, ou la mort cellulaire.

Les effets des radiations sur le tissu biologique résultent principalement des dommages sur les cellules causés sur l'ADN (acide désoxyribonucléique), dans laquelle se trouve la cible la plus critique de la cellule. Les effets de rayonnements dépendent de la distribution spatiale des énergies déposées dans la cellule, c'est le transfert linéique de l'énergie (TLE). Si le nombre de cassures formées, dans un endroit restreint de la molécule, augmente, ces cassures peuvent former des lésions complexes difficilement réparables par la cellule et par la suite conduisant à sa mort, lorsqu'un rayonnement ionisant dépose directement son énergie dans la cellule vivante. Selon l'ouvrage de Podgorsak E.B. [16], les effets biologiques de rayonnement peuvent se présenter sous l'un des deux schémas suivants :

1.5.1 Effet biologique direct

Dans l'effet direct, le rayonnement interagit directement avec les éléments critiques dans la cellule : molécule ou structure intracellulaire de faibles dimensions (gènes, chromosomes, etc.). Les atomes de ces structures ou de ces molécules critiques peuvent s'ioniser ou être excités à partir d'une interaction de photons avec leurs électrons en conduisant à une chaîne d'événements physiques et chimiques qui conduisent à un dommage sur le tissu biologique irradié.

1.5.2 Effet biologique indirect

Dans l'effet indirect, le rayonnement interagit avec d'autres molécules et atomes (principalement l'eau) de la cellule pour produire des radicaux libres, lesquels peuvent en se propageant créer des dommages sur les cibles critiques à l'intérieur de la cellule irradiée.

L'interaction du rayonnement avec les électrons des molécules d'eau produit les radicaux libres H^+ et $OH^{\cdot}$, ils sont chimiquement très actifs. Ceux-ci peuvent causer des

dommages aux structures critiques de la cellule notamment sur l'ADN par l'altération des bases comme la thymine qui peut être hydroxylée par le radical $\text{OH}^\cdot$.

Les radicaux libres jouent un rôle important dans la destruction de la molécule ADN des cellules irradiées. Les effets indirects sont dominants par rapport aux effets directs lors de traitement de la tumeur par radiations vu de la densité importante des molécules d'eau (la richesse en eau des organismes vivants est environ de 80%).

1.5.3 Dommages biologiques : cas de photons

Dans le cas particuliers des faisceaux de photons, deux tiers des dommages biologiques sont produits par effets indirects. Le processus de la destruction de la cellule ciblée peut se décliner en cinq étapes:

- ✓ Première étape : le photon primaire interagit avec un atome de la cellule (par effet photo-électrique, effet Compton, matérialisation) et produit un électron secondaire de haute énergie.
- ✓ Deuxième étape : l'électron de haute énergie mis en mouvement à travers le tissu produit des radicaux libres dans l'eau.
- ✓ Troisième étape : les radicaux libres formés altèrent les bases puriques (adénine, guanine) ou pyrimidique (cytosine, thymine) de l'ADN.
- ✓ Quatrième étape : l'altération des bases de l'ADN entraîne des dommages biologiques.
- ✓ Cinquième étape : La destruction de la cellule cancéreuse cible en absorbant une dose suffisante délivrée localement.

1.5.4 Efficacité biologique relative EBR

Lors d'une exposition à un rayonnement directement ou indirectement ionisant les cellules sont impactées et en particulier l'élément le plus radiosensible de celles-ci : le noyau et sa molécule d'ADN. Un moyen pour caractériser la relation *dose-effet* au niveau cellulaire consiste, pour un type de cellule donné, à observer le taux de survie cellulaire en fonction de l'accroissement de la dose. Le taux de survie cellulaire est le nombre de cellules survivies dans un volume irradié par un rayonnement donné on le note S_u .

Selon Rodolphe A. [22], pour comparer cet effet pour les différents types de rayonnements, les radiobiologistes ont défini une grandeur appelée efficacité biologique relative EBR (*RBE* en anglais), qui se traduit par le rapport entre la dose d'un rayonnement de référence et du rayonnement étudié qui induisent le même effet, en l'espèce le même taux de survie cellulaire Su . Le rayonnement de référence pour lequel l'EBR est prise arbitrairement à 1 est un rayonnement X de 250KeV ou gamma de 1MeV, et un débit de la dose absorbée de 0,1Gy/min.

D'après Rodolphe, pour n'importe quel rayonnement R et pour un taux de survie cellulaire Su , l'EBR s'obtient selon l'expression (1-11)

$$EBR = \frac{D(Su, X (250 \text{ KeV}))}{D(Su, R)} \quad (1-11)$$

Les effets des rayonnements dépendent de la distribution spatiale des énergies déposées dans la cellule (TLE). Si le nombre de cassures formées, dans un endroit restreint de la molécule, augmente, ces cassures peuvent former des lésions complexes difficilement réparables par la cellule. La conséquence de cette inefficacité de mécanismes de réparation, et des aberrations chromosomiques qu'elle peut engendrer, se traduit par deux issues pour une cellule lésée : la mutation génétique ou la mort cellulaire. Notons que cette incapacité est accrue lorsque la dose, au lieu d'être étalée dans le temps, est distribuée instantanément d'une manière homogène. Cette nuance donne toute son essence à la notion de débit de la dose et prouve son importance dans la physique de la radiothérapie.

Ajoutons que cette problématique devient un atout lorsqu'il s'agit de détruire des cellules cancéreuses : il est tout à fait opportun et approprié, dans un tel contexte, de délivrer un maximum de la dose en un minimum de temps au niveau de la tumeur pour tuer le plus grand nombre de cellules tumorales possible pour augmenter l'efficacité radiothérapeutique et améliorer la qualité de vie du patient en épargnant les cellules saines lors du traitement de la tumeur. Ce sont des enjeux pour les chercheurs en radiothérapie à emporter dans les futures générations de linacs.

1.6 Grandeurs énergétiques et dosimétriques du faisceau de photons

Dans cette partie de ce chapitre, les quantités suivantes: la fluence de photons, la fluence énergétique, la distribution spectrale, l'énergie moyenne, la dose absorbée, le rendement en profondeur de la dose, le profil de la dose et le kerma sont discutés. Ces quantités sont habituellement utilisées pour étudier, surveiller et contrôler les faisceaux de photons.

A l'aide de l'ouvrage de Mayles P. [15], l'ouvrage de Podgorsak E. B. [16], l'ouvrage de Jayaraman S. [23] et l'ouvrage de Faiz Khan [24], une description concise de différentes grandeurs physiques et dosimétriques étudiées dans nos travaux de recherche est donnée par la suite.

1.6.1 Fluence de photons

La fluence Φ est le quotient dN par dA où dN est le nombre de photons incidents traversant une section sphérique de la surface dA .

$$\Phi = \frac{dN}{dA} \quad (1-12)$$

L'unité de la fluence de photons est cm^{-2} .

L'utilisation d'une sphère de section transversale dA pour simplifier et considérer dA perpendiculaire à la direction de chaque photon de faisceau et donc la fluence de photons serait indépendante de l'angle d'incidence de faisceau.

1.6.2 Fluence énergétique de faisceau

La fluence énergétique (ou la fluence d'énergie) Ψ est le quotient dE par dA , où dE est l'énergie de photons incidents sur la surface dA d'une section sphérique

$$\Psi = \frac{dE}{dA} \quad (1-13)$$

L'unité de la fluence énergétique est J/cm^2 . La fluence d'énergie peut être calculée à partir de la fluence des photons en utilisant la relation suivante (1-14):

$$\Psi = \frac{dN}{dA} E = \Phi E \quad (1-14)$$

où E est l'énergie de faisceau de photons monoénergétique et dN représente le nombre de photons ayant l'énergie E .

1.6.3 Spectre en énergie de faisceau

On dit le spectre d'énergie de faisceau ou la distribution spectrale de faisceau. Dû au rayonnement de freinage, l'énergie des photons est répartie suivant un spectre continu en énergie compris entre zéro et l'énergie maximale des électrons frappant la cible. De ce fait, la spécification de l'énergie nominale d'un faisceau de photons s'exprime en MV, et non en MeV comme pour les faisceaux d'électrons en plus de faire la différence entre les photons produits par les linacs et les photons produits par les machines à cobalt 60. L'énergie nominale de faisceau de photons pour les linacs est donnée par l'énergie des électrons à l'origine de faisceau. Donc le spectre d'énergie de faisceau de photons est la distribution de l'intensité de photons en fonction de l'énergie.

1.6.4 Énergie moyenne de faisceau

Le spectre en énergie $P(E)$ d'un faisceau de photons est caractérisé par trois grandeurs: l'énergie maximale E_{max} , l'énergie la plus probable E_{prob} et l'énergie moyenne E_{moy} . En notant $P(E)dE$ le nombre relatif de photons compris entre l'énergie E et l'énergie $E+dE$, l'énergie moyenne est définie comme suit :

$$E_{moy} = \frac{\int_0^{E_{max}} E \cdot P(E) \cdot dE}{\int_0^{E_{max}} P(E) \cdot dE} \quad (1-15)$$

Pour le faisceau tout entier, l'énergie moyenne de faisceau est la somme des énergies de photons dans tout le faisceau divisée par le nombre total de photons de faisceau. Dans les travaux de cette thèse, nous avons travaillé sur la distribution de l'énergie moyenne en fonction de la distance à l'axe (en anglais *off-axis distance*).

1.6.5 Dose absorbée

La dose absorbée exprime la quantité d'énergie que le rayonnement dépose au voisinage d'un point du milieu traversé. La dose absorbée D est le quotient de dE par dm , dans lequel dE est l'énergie déposée dans une masse de matière dm . On a donc :

$$D = \frac{dE}{dm} \quad (1-16)$$

où dE est égal à l'énergie cinétique de toutes les particules ionisantes (chargées ou non chargées) qui entrent dans le volume comprenant dm , moins la somme des énergies cinétiques de toutes les particules ionisantes (chargées ou non chargées) qui quittent ce volume, plus la somme de tous les changements des énergies au repos Q des noyaux et particules élémentaires impliquées dans les interactions ($Q > 0$: diminution de l'énergie au repos ; $Q < 0$: augmentation de l'énergie au repos).

La dose absorbée s'exprime en $J\ kg^{-1}$. L'unité de la dose absorbée est le gray (Gy), qui est égal à 1 joule par kilogramme. Une dose de 1 Gy ($= 60\ 10^{17}\ eV/kg$) correspond à une densité d'ionisations de $2\ 10^{17}$ ionisations par kg, soit $2\ 10^5$ ionisations pour une cellule de masse $10^{-9}g$ (en admettant, dans l'eau ou les milieux biologiques, $W = 32eV$).

La dose absorbée permet de quantifier l'exposition aux rayonnements ionisants de tout système biologique ou matériau. C'est une grandeur fondamentale qui peut être utilisée dans tous les domaines d'application des rayonnements ionisants.

Les effets physiques, chimiques et biologiques produits par une irradiation sont liés à la dose absorbée et différentes méthodes ont été mises au point pour la mesurer. La précision obtenue dépend de la technique utilisée. Les exigences de la précision ne sont pas évidemment les mêmes en radiothérapie et en radioprotection.

1.6.6 Rendement en profondeur de la dose

Le rendement en profondeur de la dose est la variation de la dose sur l'axe central du faisceau généralement l'axe Z, il est connue par l'abréviation suivante PDD (en anglais *Percentage Depth Dose* : PDD), il est primordiale pour la caractérisation et l'évaluation de la qualité d'un faisceau (indice de qualité). Il est généralement exprimé en pourcentage de la dose maximale absorbée ou en dose relative par rapport à cette dose.

Le PDD en un point du matériel est défini comme le rapport de la dose absorbée en ce point et la dose absorbée à la profondeur du maximum de la dose pour une distance source-surface SSD donnée (en anglais *source to surface distance SSD*) [15]. Le PDD est déterminé selon la formule suivante :

$$PDD(SSD;d) = \frac{D(SSD;d)}{D(SSD;d_{max})} \times 100 \quad (1-17)$$

Où

D : la dose déposée

d : la profondeur dans le fantôme

SSD : la distance source surface

d_{max} : la profondeur du maximum de la dose

Le PDD doit être mesuré pour des champs ouverts et aussi pour tous les modificateurs du faisceau disponibles pour une connaissance profonde de tous les effets apportés par les modificateurs sur le PDD. Il est préférable d'utiliser un fantôme d'eau car l'eau est la matière la plus proche de l'organisme humaine.

Le PDD doit être aussi mesuré pour plusieurs tailles de champ d'irradiation de forme carré, de plus petit au plus grand disponible, ainsi que pour certains champs rectangulaires et avec une distance SSD généralement de 100 cm.

La figure 1-15 donne l'allure de la variation de PDD en fonction de la profondeur dans l'eau pour un faisceau de photons d'énergie nominale de 12 MV et une taille de champ d'irradiation de $10 \times 10 \text{ cm}^2$.

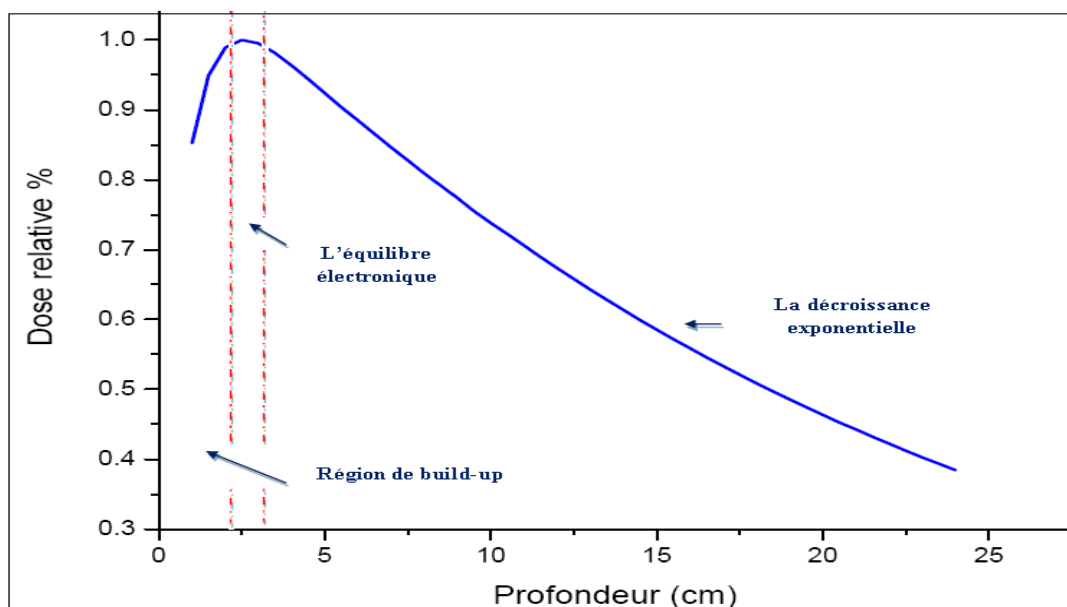


Figure 1-15 : Allure de la variation du rendement en profondeur de la dose (PDD) dans l'eau pour un faisceau de photons d'énergie nominale de 12 MV et une taille de champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$

L'allure de la variation du rendement en profondeur de la dose (PDD) est formée de trois régions : région de build-up de la dose, région de l'équilibre électronique et région de la décroissance exponentielle.

- ✓ **Région de build-up** : Dans cette région, nous avons un accroissement de la dose à cause de l'augmentation du flux des électrons secondaires entraînés par les photons, cette région est caractérisée aussi par le dépôt de l'énergie des électrons de contamination et les photons secondaires émergents de la tête du linac. La surface de la dose est incluse dans cette région.
- ✓ **L'équilibre électronique** : En chaque point de la matière traversée, des électrons secondaires sont créés et d'autres sont arrêtés. Lorsqu'il y a autant d'électrons créés que d'électrons arrêtés, l'équilibre électronique est atteint. En ces points, la dose déposée dans le milieu est maximale.
- ✓ **La décroissance exponentielle** : Après l'équilibre électronique, la dose décroît car le flux des électrons secondaires et les photons secondaires diminuent rapidement en parallèle au flux de photons qui s'atténue en profondeur.

Le PDD dépend de quatre paramètres: la profondeur d dans le fantôme, la taille de champ d'irradiation, la distance source surface SSD et l'énergie du faisceau de photons.

1.6.7 Profil de la dose

Le profil de la dose ou la dose latérale (en anglais *dose profile* ou *off-axis ratio* : *OAR*) est la variation de la dose sur les axes latéraux ou perpendiculaires à l'axe central du faisceau. Il est généralement exprimé en pourcentage de la dose sur l'axe central du faisceau ou en dose relative par rapport à cette dose. Le profil de la dose est déterminé selon la formule 1-18 :

$$\text{Profil de la dose } (SSD;d,x) = \frac{D(SSD;d;x)}{D(SSD;d;0)} \times 100 \quad (1-18)$$

Où

D : la dose déposée

d : la profondeur dans le fantôme

SSD : la distance source surface

x : la distance à l'axe central du faisceau de photons

Généralement, le profil de la dose est mesuré sur l'axe X ou Y pour une taille de champ de forme carré dans le fantôme d'eau. Le profil de la dose permet de contrôler l'homogénéité, la symétrie ainsi que la pénombre du faisceau de photons.

La figure 1-16 présente l'allure de la variation du profil de la dose en fonction de la distance à l'axe central du faisceau dans un fantôme d'eau à une profondeur de 10 cm pour un faisceau de photons de 12 MV et une taille de champ d'irradiation de $10 \times 10 \text{ cm}^2$.

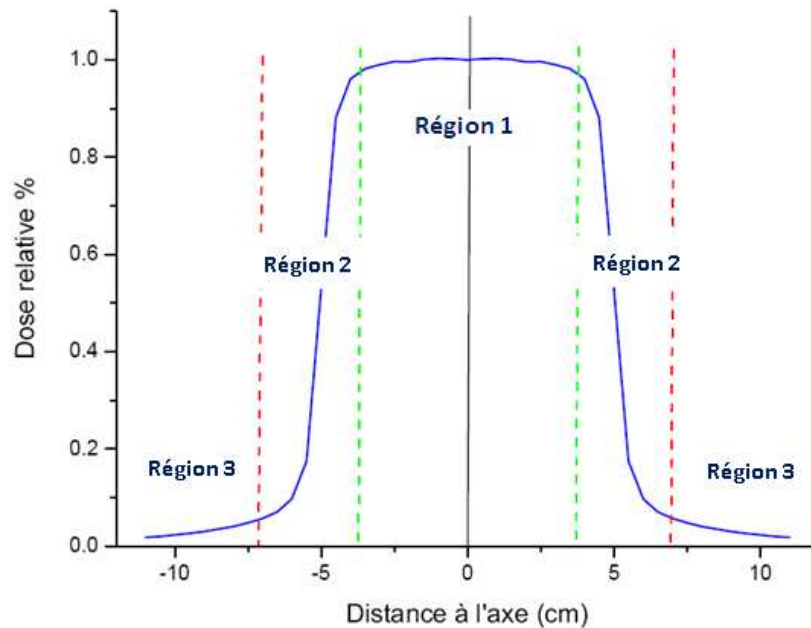


Figure 1-16 : Allure du profil de la dose de faisceau de photons de 12 MV dans un champ de la taille de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ à une profondeur de 10 cm.

L'allure du profil de la dose se compose de trois régions distinctes :

- ✓ **Région 1** : C'est un plateau, dans cette région nous avons l'homogénéité et la symétrie. L'homogénéité est définie par la surface contenant des points distants de l'axe d'au plus 80% de la demi-longueur des axes médians de champ d'irradiation. La symétrie s'évalue par le rapport des doses pour chaque couple de points symétriques par rapport à l'axe à l'intérieur de la zone homogène du profil de la dose (du faisceau). La zone homogène et symétrique du profil de la dose est obtenue par l'effet du cône égalisateur sur le spectre en énergie du faisceau.
- ✓ **Région 2** : La zone de la pénombre physique correspond à la zone où les valeurs de la dose changent rapidement (le gradient de la dose est plus grand). La dose décroît quand on s'écarte de l'axe central du faisceau. Cette variation est due notamment à l'augmentation de la distance à l'axe et à la rupture de l'équilibre électronique latéral. La pénombre physique est la somme de trois pénombres individuelles :
 - La pénombre géométrique, est due à la divergence du faisceau de photons. Elle est liée aux dimensions de la source (caractéristiques de la tache focale

d'électrons au dessus de la cible), à la distance source-collimateur et à la distance collimateur-surface du patient.

- La pénombre de transmission, est due aux rayonnements transmis à travers les bords du collimateur.
 - La pénombre de diffusion, est due aux photons diffusés qui sortent de la limite géométrique du faisceau d'irradiation. Elle augmente avec la taille de champ, la profondeur ainsi que la perte d'énergie de photons.
- ✓ **Région 3** : La zone d'ombre (ou la zone hors champ en anglais *out-of-field*) c'est une queue en dehors de champ d'irradiation correspondant à la transmission à travers le collimateur.

Dans le cadre de la mise en service du linac, il est nécessaire que les profils de la dose soient mesurés pour plusieurs profondeurs sur l'axe central du faisceau. La mesure de profils doit être à la même distance source-surface (SSD) que les rendements en profondeur de la dose (PDD).

Le profil de la dose dépend de cinq paramètres: la distance x à l'axe central du faisceau, la profondeur d dans le fantôme, la taille de champ d'irradiation, la distance source surface SSD et l'énergie du faisceau de photons.

1.6.8 Kerma

Le Kerma (Kinetic Energy Released per Mass unit) représente la quantité de l'énergie cinétique transférée aux particules chargées qui sont mises en mouvement suite aux interactions de rayonnements indirectement ionisants dans un volume élémentaire au sein d'un matériau uniformément irradié.

$$K = \frac{dE_{tr}}{dm} \quad \text{exprimé en Gray (Gy)} \quad (1-18)$$

où

E_{tr} est l'énergie transférée à la masse élémentaire dm

Le Kerma est une quantité macroscopique qui n'est définie que pour une région suffisamment grande, pour contenir un nombre d'interactions statistiquement significatif.

1.7 Modes d'utilisation de linacs

Les linacs sont utilisés en mode photon (X-ray mode) lorsque les électrons frappent une cible pour produire des faisceaux de photons et en mode électron (electron mode) lorsque les électrons interviennent directement dans le traitement radiothérapeutique du cancer [1]. Dans les travaux de recherche de cette thèse, le linac Varian Clinac 2100 est utilisé en mode photon.

1.8 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons vu une description détaillée du linac, nous avons présenté les éléments principaux de la tête du linac et leurs fonctions dans la production de faisceau de photons en radiothérapie externe. Nous avons traité les différentes grandeurs physiques et leurs significations en physique de particules et la radiothérapie comme les paramètres énergétiques. Ces paramètres sont étudiés en utilisant les codes Monte Carlo BEAMnrc et BEAMDP, comme l'évaluation de distributions énergétiques du faisceau produit par le model Monte Carlo de Varian Clinac 2100 sans et avec le cône égalisateur.

Nous avons présenté l'ensemble de la théorie nécessaire à l'étude dosimétrique en radiothérapie, les grandeurs dosimétriques spatiales abordées pendant les travaux de recherches de cette thèse sont le rendement en profondeur de la dose et profil de la dose. Ces grandeurs sont évalué en fonctions de profondeurs sur l'axe central du faisceau (l'axe Z) et en fonction de la distance à l'axe sur les axes latéraux (les axes X et Y) en utilisant les codes de calcul BEAMnrc et DOSXYZnrc.

Dans le chapitre suivant, nous aborderons la méthode Monte Carlo et son principe ainsi que l'introduction des codes Monte Carlo utilisés dans cette thèse : BEAMnrc, DOSXYZnrc et les programme utilitaires : BEAMDP et STATEDOSE. On va parler aussi de la méthode gamma index utilisé dans la validation de la simulation Monte Carlo de Varian Clinac 2100.

Chapitre 2 : Méthode Monte Carlo et les codes de calcul utilisés pour la simulation du linac

2.1 Introduction

La méthode Monte Carlo est une technique de calcul précise, elle est massivement utilisée dans la simulation du linac et dans plusieurs études dans la physique de radiothérapie pour le calcul dosimétrique et énergétique et aussi dans l'étude et la recherche sur les linacs [25-49]. Dans ces travaux de recherche, nous utilisons la méthode Monte Carlo comme une méthode de calcul dans les études dosimétriques et énergétiques du faisceau dans la radiothérapie externe en mode photon. Ce chapitre est consacré à la présentation de cette méthode et les codes de calcul Monte Carlo utilisés pour réaliser les simulations et les calculs dosimétriques et énergétiques que nous avons abordés dans ces travaux de recherches de cette thèse.

Tout d'abord, nous discutons la méthode Monte Carlo sur laquelle repose les codes de calcul que nous avons utilisés. Nous parlons de l'historique de la méthode, son principe, les méthodes d'échantillonnage de lois de probabilité généralement utilisées, les techniques de réduction de variance et la simulation du transport des particules. Nous traitons aussi les différents codes Monte Carlo utilisés pour la simulation du transport de photons et d'électrons dans la tête du linac et dans le fantôme. Nous présentons les raisons d'utiliser les codes BEAMnrc et DOSXYZnrc dans nos travaux de recherche.

Nous parlons aussi de la modélisation de la tête du linac et la génération de fichier de l'espace des phases avec le code BEAMnrc et la modélisation du fantôme d'eau et le calcul de la dose avec le code DOSXYZnrc. Au cours de ce chapitre, nous présentons le code EGSnrc, et les programmes utilitaires que nous avons utilisé pour l'extraction et l'analyse de résultats de calcul obtenus par les simulations Monte Carlo.

2.2 Méthode Monte Carlo

La méthode Monte Carlo est une méthode permet de calculer une valeur numérique à partir de techniques basées sur la génération de nombres aléatoires et échantillonnage de lois de probabilité. C'est une méthode de résolution numérique statistique et probabiliste permet

d'estimer les grandeurs dosimétriques et physiques par la moyenne de résultats de calculs d'intégrales pour un grand nombre d'histoires stochastiques. L'utilisation de cette méthode nécessite donc que le problème soit reformulé en termes de probabilités et de nombres aléatoires décrivant les processus stochastiques. Cette méthode peut être vue comme une méthode d'approximation au sens statistique du terme.

De nos jours, les méthodes Monte Carlo sont utilisées dans de nombreux domaines d'activité tels que, par exemple, la finance (évolution d'un produit financier), la métrologie ou encore la physique (par exemple le transport de particules). Dans la radiothérapie, la méthode Monte Carlo est utilisée afin de simuler le transport de photons, d'électrons, de positrons et de neutrons dans la matière de manière aussi réaliste que possible et d'estimer des grandeurs physiques et dosimétriques telles qu'un flux ou la fluence de particules à travers une surface ou une dose déposée dans un organe ou un fantôme.

2.2.1 Historique de la méthode Monte Carlo

2.2.1.1 Aiguille de Comte de Buffon

Un exercice classique et amusant, pouvant servir à introduire la méthode Monte Carlo, est le problème de l'aiguille du Comte de Buffon. C'est une des premières expériences historiques fameuse de calcul stochastique en 1777, permettant de déterminer une valeur approchée du nombre π à l'aide d'expériences répétées [50]. Le problème posé est le suivant : si une aiguille de longueur l est jetée aléatoirement dans un plan dans lequel deux lignes parallèles séparées d'une distance $D > l$. Si on lance n fois l'aiguille, et qu'elle coupe l'une des lignes m fois, la valeur estimée de π est la suivante :

$$\pi \approx \frac{n}{m} \frac{2l}{D} \quad (2-1)$$

À la fin de la seconde guerre mondiale que les techniques Monte Carlo ont véritablement pris le statut de méthodes de calcul et dès ce moment, les méthodes Monte Carlo ont connue un développement spectaculaire vu le développement technologique et informatique.

2.2.1.2 Développement de la méthode Monte Carlo

Le véritable usage des méthodes Monte Carlo comme outil de recherche est né lors des travaux sur la bombe atomique pendant la deuxième guerre mondiale. Le développement majeur de la méthode Monte Carlo, initié par Stanislaw Ulam et John von Neumann, dans le cadre du projet « Manhattan » dans le développement de la bombe atomique [51-53]. Cette époque correspond également à la construction des premiers ordinateurs. En effet, à l'origine, la méthode Monte Carlo consistait à simuler sur l'ordinateur le phénomène stochastique de la diffusion des neutrons dans un matériau fissile, le développement de ces méthodes est donc étroitement lié aux développements informatiques au cours du temps [53, 54].

Au début, les codes de calcul Monte Carlo ont donc été développés pour les applications militaires, néanmoins, leur utilisation s'est considérablement développée pendant ces soixante dernières années notamment dans le domaine de la radiothérapie et de la radioprotection de manière à simuler le transport des particules dans la matière et ainsi d'estimer, par exemple, la dose déposée dans un volume de traitement pour la radiothérapie ou de détecter et d'évaluer les radiations et leurs doses dans la salle de traitement par radiation pour la radioprotection. Elle sert aussi à planifier la dose pour le traitement de la tumeur pour la radiothérapie [1,15,56,].

2.2.2 Principe de la méthode Monte Carlo

Vue le développement de l'informatique et l'amélioration de la puissance des ordinateurs, la méthode Monte Carlo est devenue une méthode de calcul plus précise notamment dans la physique des particules et elle est actuellement dans des domaines vastes et diversifiés. Le but de la méthode est d'évaluer une solution statistique proche de la solution exacte d'un problème qui ne peut pas être résolu par une simple approche analytique.

Le principe fondamental de la méthode Monte Carlo consiste à estimer le résultat moyen d'une quantité d'intérêt, engendrée par une série d'événements de nature stochastique. Dans la physique du transport des particules (photons, électrons, ...), la méthode Monte Carlo décrit l'histoire de chaque particule, pénétrant le milieu, par une trajectoire unique résultante d'une série d'interactions, dont les probabilités sont propres au milieu et aux propriétés de la particule elle-même (sections efficaces,...).

En dosimétrie, on s'intéresse au dépôt d'énergie engendré par une source de rayonnement dans une géométrie physique et spatiale donnée, le dépôt d'énergie des particules simulées donne son essence à la dosimétrie. La méthode Monte Carlo est largement utilisée pour simuler la trajectoire des particules issues de la source de rayonnements et pénétrant dans un milieu, afin d'obtenir l'énergie moyenne absorbée par le milieu et par conséquent la détermination de la dose délivrée à ce milieu. Il est clair que la simulation doit être lancée avec un grand nombre d'événements (histoires de particules) pour que le résultat attendu converge vers la valeur moyenne [53,54,57]. En radiothérapie, le résultat soit en accord avec la valeur expérimentale avec une incertitude statistique plus petite que possible.

2.2.3 Simulation du transport des particules par la méthode Monte Carlo

Le parcours de l'interaction d'une particule dans la matière est un phénomène naturel qui s'apparente à une succession d'événements aléatoires qui constituent l'historique de la particule : trajectoire, interaction, déviation, perte d'énergie, ... etc. La simulation du transport des particules par la méthode Monte Carlo dans la matière irradiée est fortement présente dans la physique de la radiothérapie.

Cependant, un physicien médical trouve la méthode Monte Carlo comme une approche puissante pour analyser les différentes sources d'erreurs susceptibles de s'infiltrer dans le modèle élaboré pour le traitement radiothérapeutique et de mener une enquête approfondie sur les conséquences des diverses approximations ou simplifications introduites dans le modèle pour accélérer son exécution et de garantir des résultats plus pertinentes et plus réalistes. Ce qui explique la tendance actuelle accrue à appliquer la méthode de Monte Carlo dans la planification des traitements de radiothérapie, c'est le développement de système de planification de traitement (TPS) implanté dans la salle de la radiothérapie pour une estimation de la dose délivrée suffisante au traitement de la tumeur.

Pour mener à bien ces tâches, un code, basé sur la méthode Monte Carlo, doit être suffisamment structuré et transparent de telle sorte que l'accès complet à la physique du problème et la manipulation des données nucléaires (sections efficaces, coefficients d'atténuation, ...) soient possibles à tout moment pour en assurer une implémentation facile des améliorations dans la physique des linacs et la dosimétrie.

Dans la simulation du transport des particules (photons, électrons, ...), la méthode Monte Carlo consiste à générer un grand nombre de particules source (nombre d'histoires) et

à suivre chacune d'entre elles au fur et à mesure de sa pénétration dans les différents matériaux traversés : ce sont les traces ou histoires stochastiques. La génération et le suivi de chaque histoire tient compte des différentes interactions rayonnement matière possibles.

Mathématiquement, les interactions rayonnement matière sont décrites par des fonctions de densité de probabilité de variables aléatoires. Ces fonctions sont déduites des sections efficaces intégrales et/ou différentielles d'interaction, obtenues expérimentalement ou moyennant des modèles de réactions, elles sont aussi disponibles dans la littérature sous forme de bibliothèques d'évaluation prédéterminées (tables). D'une manière générale, ces grandeurs physiques sont utilisées dans les codes de calcul Monte Carlo sous une forme ponctuelle, tabulée, massive mais précise.

L'histoire d'une particule est alors caractérisée à partir du libre parcours moyen entre deux interactions successives, du type d'interaction, de l'énergie perdue et de l'angle de déviation ainsi que les caractéristiques des éventuelles particules secondaires créées. Lors de cette caractérisation l'utilisateur manipule différentes fonctions de densité de probabilité décrivant les interactions possibles dans la matière, qui sont déterminées à l'aide de méthodes d'échantillonnage basées sur la génération de nombres aléatoires. Ce sont les ingrédients de la méthode Monte Carlo.

2.2.4 Générateurs de nombres aléatoires

Le transport de photons dans un milieu et les interactions photon matière sont des phénomènes naturels et pour reproduire ces phénomènes naturels avec la méthode Monte Carlo, il faut disposer d'une série de nombres aléatoires pour mettre en pratique la méthode Monte Carlo. Dans la pratique, la plupart des générateurs de nombres aléatoires sont basés sur des algorithmes mathématiques déterministes répétitifs, fournissant des séries de nombres dits « pseudo-aléatoires ». Les modes de génération de nombres aléatoires sont présentés ci-dessous:

2.2.4.1 Nombre aléatoires générés à base de roulette

Tables de nombres aléatoires établies à partir de certains phénomènes physiques (roulette) ce sont des générateurs de nombres aléatoires : cette technique fait appel à l'utilisation des systèmes informatiques comme les ordinateurs, les clusters ... etc. Les nombres obtenus doivent constituer une série non reproductible, mais le test de non

reproductibilité est difficile à réaliser. De plus, le stockage de résultats au cours du calcul, encombre la mémoire de l'ordinateur, c'est un problème technique majeur lié à l'utilisation de ce type de générateurs de nombre aléatoires. Pour surmonter ces difficultés, on utilise actuellement de nombres pseudo-aléatoires.

Les nombres aléatoires sont obtenus à partir de ce qu'on appelle générateurs de nombres pseudo-aléatoires. Le terme pseudo insiste sur le fait qu'il est impossible de générer des nombres de façon totalement aléatoire avec un ordinateur. Ces générateurs consistent donc à générer des séquences de nombres ayant des propriétés se rapprochant le plus possible à des nombres purement aléatoires. Il existe de nombreux générateurs différents, ainsi que des tests réglementaires permettant d'estimer la fiabilité et la rapidité de ces générateurs pour de résultats assez réalistes que possible.

2.2.4.2 Nombres aléatoires générés à base de la série congruentielle

Une des formules les plus utilisées pour engendrer des nombres pseudo-aléatoires à distribution uniforme dans l'intervalle $[0 ; m]$, est la méthode de la série congruentielle [58].

$$X_{n+1} = a.X_n + b \text{ (modulo } m) \quad \text{avec } a \text{ et } b \text{ des entiers} \quad (2-2)$$

La fonction de densité de probabilité dont la variable est X s'écrit : $g(x) = 1/m$, et $x \in [0; m]$. L'intervalle $[0; m]$ est généralement ramené à un intervalle unitaire $[0; 1]$.

2.2.5 Méthodes d'échantillonnage

Pour un photon, le transport consiste d'abord à déterminer aléatoirement une longueur de libre parcours, selon sa position dans le milieu et son énergie. La particule est ensuite déplacée jusqu'au site où l'interaction aura lieu, en conservant son énergie intacte. Le type d'interaction y est alors déterminé aléatoirement selon la proportion de chaque type sur la section efficace différentielle totale (effet Thomson-Rayleigh, effet photoélectrique, effet Compton ou création de paires) ainsi que les particules secondaires éventuelles suites au ces interactions et le type d'interaction de chacune y est alors déterminée selon les nouvelles sections efficaces associées, ce processus se répète pour chacune des particules descendantes jusqu'à l'absorption totale ou la sortie de la particule (fin de l'histoire).

L'utilisation de la méthode Monte Carlo appliquée à la simulation du transport des particules consiste à suivre individuellement un grand nombre de particules incidentes depuis

leur naissance jusqu' à leur disparition: on parle d'histoires stochastiques. Cette simulation effectuée requiert la connaissance des probabilités associées aux interactions du rayonnement avec la matière et qui sont définies mathématiquement par des fonctions de densité de probabilité (ou FDP). Ces fonctions sont générées à l'aide de techniques d'échantillonnage basées sur la génération de nombres aléatoires. Les deux méthodes les plus répandues sont la méthode directe (ou d'inversion) et la méthode de rejet de Von Neumann.

2.2.5.1 Méthode d'inversion

Elle est appelée également la méthode de la fonction réciproque ou la méthode directe, elle permet d'échantillonner des nombres pseudo-aléatoires y de fonction de densité de probabilité f à partir d'un échantillonnage de nombres pseudo-aléatoires x distribués uniformément, en utilisant l'inverse F^{-1} de la fonction de répartition associée à f (Figure 2-1).

Soit x la variable à échantillonner et $f(x)$ la fonction de densité de probabilité qui décrit la probabilité d'occurrence de la variable x [58]. La fonction de densité de probabilité cumulée de f , appelée aussi fonction de répartition F , définie dans l'intervalle $[0,1]$ telle que $F(x_{min}) = 0$ et $F(x_{max}) = 1$ est définie par :

$$F(x) = \int_{x_{min}}^x f(y) dy \quad (2-3)$$

Dans le cas de la méthode directe, il est possible de générer un nombre aléatoire $y \in [0,1]$ tel que :

$$y = F(x) \quad (2-4)$$

La transformation qui permet de passer d'un échantillonnage uniforme à un échantillonnage distribué et on écrit :

$$x = F^{-1}(y) \quad (2-5)$$

La figure 2-1 présente les courbes de la variation de la fonction de la densité de probabilité f et la fonction de répartition ou la densité de probabilité cumulée F

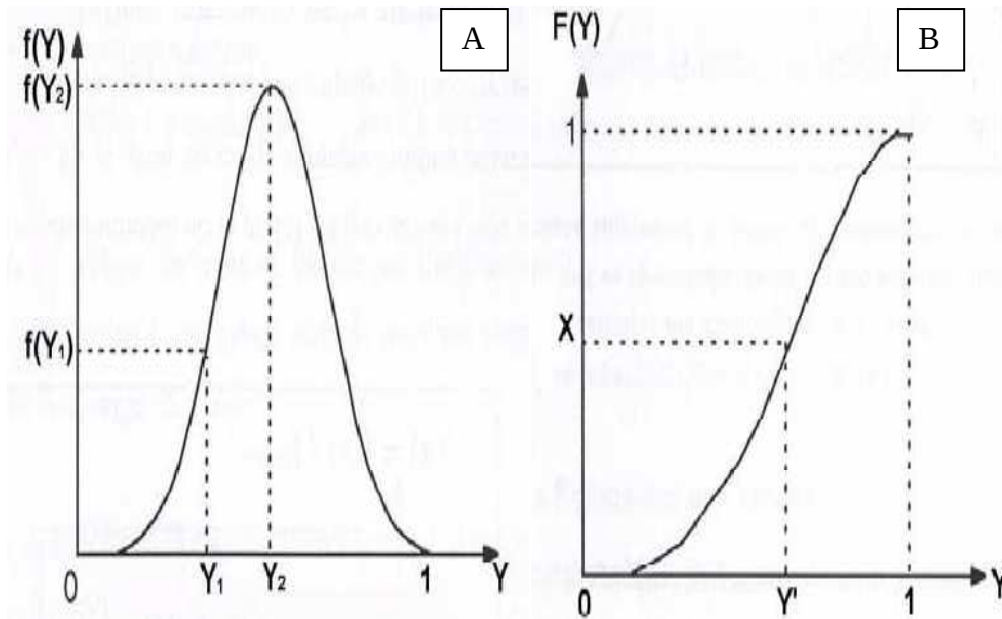


Figure 2-1: Fonction de densité de probabilité $f(y)$ de la variable aléatoire y (A) et de la densité de probabilité cumulée $F(y)$ (B)

Il est important de noter que cette méthode est applicable seulement si la fonction de densité de probabilité $f(y)$ est intégrable et sa fonction de répartition $F(y)$ est inversible.

La principale insuffisance de cette méthode est qu'elle nécessite la connaissance de l'expression explicite de la fonction de répartition. Dans le cas où l'expression de la fonction de répartition n'est pas explicite, il faut trouver d'autres méthodes d'échantillonnage.

2.2.5.2 Méthode de rejet

La méthode de rejet est utilisée lorsque la méthode précédente n'est pas applicable pour simuler une loi de probabilité donnée, elle est en rapport avec les procédures de simulation conditionnelles. La méthode de rejet consiste à échantillonner des nombres aléatoires selon une fonction de densité de probabilité $f(x)$ bornée sur l'intervalle $[a ; b]$ et procède de la manière suivante :

Soit f_{max} la valeur maximale de $f(x)$ dans l'intervalle $[a ; b]$; on génère deux nombres aléatoires x_1 et x_2 uniformes sur $[0 ; 1]$.

On écrit [59]:

$$x' = a + x_1 \cdot (b - a) \quad (2-6)$$

On fait un test, si $x_2 < [f(x')/f_{max}]$ alors x' est accepté comme échantillon de $f(x)$, sinon les nombres aléatoires x_1 et x_2 sont rejetés et le processus est répété. L'efficacité de cette méthode est le rapport de l'aire sous la courbe $f(y)$ et l'aire du rectangle englobant : $1/[(b-a) \cdot f_{max}]$, comme il est montré sur la figure 2-2 qui représente la fonction de densité de probabilité $f(x)$ de la variable aléatoire x [59].

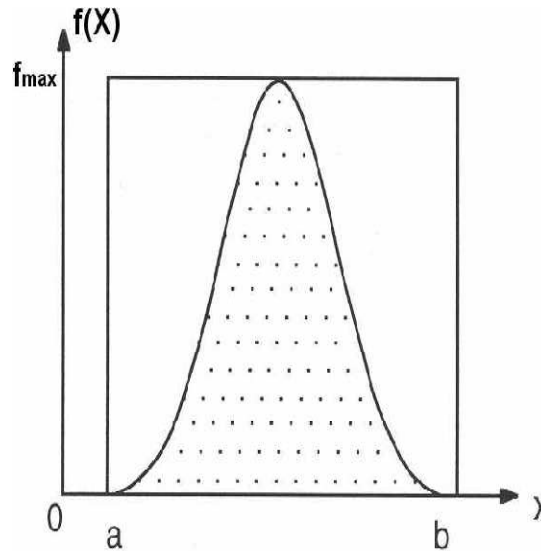


Figure 2-2 : Fonction de densité de probabilité $f(x)$ de la variable aléatoire x

2.2.6 Solution estimée et statistiques des résultats

L'application répétitive des méthodes d'échantillonnage pour la génération d'un grand nombre de pseudo-aléatoires en utilisant des ordinateurs puissants pour avoir des solutions plus proches que possible à la solution exacte. Au sens mathématique, la méthode Monte Carlo est une technique permet de calculer un ou plusieurs estimateurs statistiques d'une variable aléatoire. En dosimétrie (en études énergétiques), la variable aléatoire d'intérêt est la dose absorbée (l'énergie) par histoire, c'est-à-dire par particule issue de la source.

Durant la simulation Monte Carlo, on utilise N événements indépendants (ou histoires) pour calculer :

- ✓ Une valeur estimée approchée à la dose moyenne (énergie) par histoire
- ✓ Une valeur de la variance estimée associée à la dose moyenne (énergie) par histoire.

Les estimations sont données par les relations suivantes :

$$\bar{x} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i \quad (2-7)$$

où x_i est la valeur estimée pour la $i^{ième}$ histoire.

La variance associée est estimée à partir de la distribution de x_i tel que [60] :

$$s_{\bar{x}}^2 = \frac{1}{N-1} \left(\sum_{i=1}^N x_i^2 - N\bar{x}^2 \right) \quad (2-8)$$

Si les variables x_i suivent une distribution normale, la variance de $\bar{x}$ est :

$$s_{\bar{x}}^2 = \frac{s_x^2}{N} \quad (2-9)$$

La quantité moyenne calculée $\bar{x}$ est présentée et accompagnée de la valeur de déviation standard $s_{\bar{x}}$ de telle sorte que le résultat final qui doit être considéré :

$$x = \bar{x} \pm s_{\bar{x}} \quad (2-10)$$

Le nombre d'histoires peut être grand pour générer une incertitude de calcul raisonnable, dans nos travaux de recherche de cette thèse, l'incertitude associée à la simulation Monte Carlo de Varian Clinac 2100 est de l'ordre de 1%.

2.2.7 Techniques de réduction de variance

L'utilisation de fonctions de la densité de probabilité dans les simulations Monte Carlo nécessite un temps de calcul long afin de fournir des résultats statistiquement satisfaisants. Certaines situations dosimétriques peuvent prendre des heures, des semaines, voire des mois de calcul sur des systèmes informatiques puissants.

On applique alors des techniques de réduction de variance (en anglais *variance reduction technique VRT*) afin d'augmenter l'efficacité des calculs dans une situation donnée dans la radiothérapie et la radioprotection [61]. Ces VRT sont largement utilisées par les codes usagers du système EGSnrc [62], car elles permettent un gain d'efficacité ε considérable. Par définition, une technique de réduction de variance permet d'améliorer ε sans introduire d'erreur systématique [63]:

$$\varepsilon = \frac{1}{T\sigma^2} \quad (2-11)$$

où

T : le temps de simulation

σ : l'incertitude estimée sur le calcul

Les VRT ont été développées pour réduire le temps de calcul des simulations. Il s'agit d'appliquer des modifications aux fonctions de densité de probabilité, pour privilégier la survenue de certains événements. Ces techniques consistent à favoriser soit certaines interactions, directions ou encore particules afin de concentrer l'effort de calcul vers la solution estimée. Il faut alors compenser les poids statistiques des particules mises en jeu. Contrairement aux paramètres de la simulation qui ont aussi un impact sur l'efficacité du résultat, les techniques de réduction de variance ne doivent induire aucune approximation.

Il existe différentes méthodes de réduction de variance. Les plus connues sont: l'interaction forcée, le splitting ou le partage, la roulette russe, l'énergie de coupure et l'espace des phases. En se basant sur les manuels d'utilisation de codes Monte Carlo utilisés dans nos travaux de recherche [62,64,65], les techniques de réduction de variance sont principalement implantées dans le code EGSnrc et elles sont détaillées ci-dessous.

2.2.7.1 Interaction forcée

L'interaction forcée est utilisée lorsque la majorité des particules simulées quittent la géométrie d'intérêt sans avoir interagi. Dans ce cas, elles peuvent être forcées à interagir dans le milieu en modifiant la distribution des longueurs de parcours. Un poids statistique est alors attribué à chacune d'entre elles et calculé après chaque interaction et il est également modifié dans cette technique ainsi que dans la plupart des techniques de réduction de variance. Ce poids statistique représente la probabilité pour une particule d'énergie incidente E d'émerger après une interaction. La définition de ce poids est propre au code de transport qui suit l'ensemble des particules tout au long de leur histoire et enregistre, en un point donné, toutes les contributions des interactions.

2.2.7.2 Roulette Russe et Bremsstrahlung Splitting

Les techniques de la roulette russe et le bremsstrahlung splitting sont souvent employés dans la résolution de problèmes de la diffusion de particules entre région dans lesquels le nombre de particules incidentes devient très faible en profondeur ou lorsque les

importances des régions traversées sont différentes. Il est alors nécessaire d'accroître le nombre de particules dans une région que l'autre pour favoriser l'importance statistique d'une que l'autre. Cependant, il est également essentiel d'éviter des écarts trop importants entre les valeurs de poids des particules dans une région car la dispersion de poids va diminuer la qualité des résultats. Si parmi l'ensemble des histoires d'une simulation Monte Carlo, un nombre restreint d'histoires ont des poids très élevés par rapport aux autres histoires, la dispersion des résultats sera importante et la variance sera élevée. De plus, le temps nécessaire pour poursuivre les histoires de particules de poids plus faible sera long alors qu'elles n'auront qu'une très faible contribution aux résultats obtenues par la simulation.

On utilise alors une technique de splitting sur les particules de poids forts pour éclater ces particules en N particules de poids N fois plus faible pour réduire la variance, ce cas est souvent utilisé dans la simulation du linac en mode photon. A l'inverse, on utilise la technique de la roulette russe sur les histoires de particules de poids faible afin de les regrouper en une seule particule, ce cas est souvent utilisé dans la simulation du linac en mode électron.

Ces deux techniques peuvent être utilisées conjointement, bien qu'elles soient totalement indépendantes [66], et surtout dans le cas de l'évaluation de l'importance des électrons de contamination. Sur la figure 1-3, nous avons présenté un schéma simplifié illustrant la méthode *bremsstrahlung splitting* et la roulette russe comme technique de réduction de variance.

Dans le code Monte Carlo utilisé dans la simulation de la tête de Varian Clinac 2100, nous avons utilisé le *Directionnal Bremsstrahlung Splitting (DBS)* avec 1000 comme une technique de réduction de variance implantée dans le code EGSnrc est activé pour le BEAMnrc. La figure ci-dessous donne un exemple de *Bremsstrahlung Splitting* et un exemple de *roulette russe*.

La figure 1-3 A donne l'éclatement d'une seule particule en 5 particules de poids faibles, c'est la technique de *bremsstrahlung splitting* et la figure 1-3 B donne l'assemblage de 5 particules de poids faibles en une seule particule de poids importante, c'est la technique de *roulette russe*.

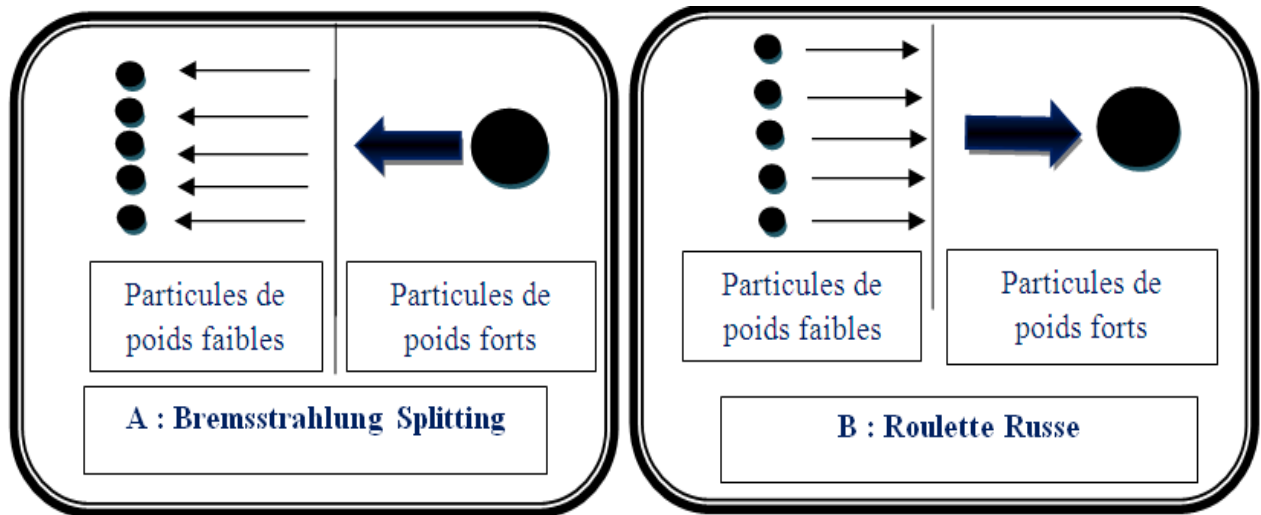


Figure 2-3 : Schématisation simplifié de la méthode de Bremsstrahlung splitting (A) et de roulette russe (B)

2.2.7.3 Énergie de coupure

L'énergie de coupure (en anglais *cut energy* (CE)) est l'énergie en dessous de laquelle les particules ne sont plus transportées (fin de l'histoire). L'énergie de coupure arrête les trajectoires des particules et diminue ainsi le temps de calcul par histoire dans la simulation Monte Carlo.

Dans la simulation Monte Carlo de Varian Clinac 2100 par le code BEAMnrc et la simulation du fantôme d'eau par le code DOSXYZnrc, l'énergie de coupure pour les électrons (CE) est de 0.7 MeV et l'énergie de coupure pour les photons (CP) est de 0.01 MeV.

Il existe deux façons de définir l'énergie de coupure pour les codes BEAMnrc et DOSXYZnrc: soit elle est définie une seule fois pour toutes les cellules, soit elle est définie par volume modélisé.

2.2.7.4 Espace des phases

L'espace des phases est un espace dans lequel tous les états possibles d'un point unique de l'espace sont présentés; il définit une collection de particules avec leurs propriétés qui incluent : leur énergie, type (photon, électron, positron, neutron, etc.), charge, position, direction de propagation et poids statistique.

Le principe de l'espace des phases repose sur le raisonnement suivant, on divise la géométrie en deux parties distinctes séparées par un plan : l'une englobe la source des particules et son dispositif et l'autre le fantôme. Toutes les particules qui vont franchir le plan vont être collectées et l'ensemble de leurs caractéristiques, ou phases, vont être enregistrés. On obtient ainsi au bout d'un moment un stock de particules qui nous intéressent puisque chacune de ces dernières a franchi la surface et possède donc une chance plus élevée d'interagir sur le fantôme.

Si maintenant on désire les envoyer sur le fantôme, il suffit d'aller sur le fichier de l'espace des phases (en anglais *phase space file PSF*) pour relancer la particule à l'endroit même où on l'avait eu collectée. Il est à noter toujours que l'indépendance du fantôme vis-à-vis de l'émission de la particule induit l'indépendance des variables de l'espace des phases vis-à-vis de la deuxième partie de la géométrie [67]. L'avantage de l'utilisation de l'espace des phases concerne le fait qu'aucune approximation n'a lieu car chaque particule a été traitée individuellement ce qui favorise la précision des calculs mais les espaces des phases présentent quelques limites :

- ✓ La première limite c'est la taille de fichier : les fichiers contenant les données des espaces des phases peuvent atteindre quelques giga-octets dès que le nombre de particules sources est élevé (dizaines de millions) ce qui défavorise leur manipulation et leur stockage.
- ✓ La deuxième limite : leur manque de flexibilité car lorsqu'un espace des phases est écrit, il ne peut plus être modifié [68].

2.2.8 Intérêt de la méthode Monte Carlo

L'intérêt de la méthode Monte Carlo réside dans sa capacité de traiter avec simplicité des problèmes de propagation en géométrie à trois dimensions (3D). Au plan physique, elle permet une description aussi exacte que possible de l'interaction rayonnement matière (généralement l'interaction particule-matière). Ces propriétés qui en font une méthode de référence à la quelle peuvent se comparer les méthodes déterministes pour valider leurs hypothèses, approximations et modèles. La méthode Monte Carlo présente l'avantage de modéliser au mieux la réalité du transport des particules et les énergies déposées dans le milieu traversé.

Il existe plusieurs codes de simulation qui utilisent la méthode Monte Carlo, les plus répandus en physique médicale étant : PENELOPE, GEANT4, MCNPX et EGSnrc ; ce dernier est le cœur des codes BEAMnrc et DOSXYZnrc. L'inconvénient majeur de la simulation Monte Carlo est sa lenteur de convergence et la limite technique des performances des ordinateurs. Toute fois, l'emploi des techniques de réduction de variance permet de pallier efficacement cette difficulté intrinsèque de la méthode [69], elle serait en meilleur stade si on utilise des systèmes des ordinateurs comme des clusters pour des résultats fiables et pertinents.

2.3 Codes Monte Carlo BEAMnrc et DOSXYZnrc

La simulation Monte Carlo de ces travaux de recherches est réalisée par les deux codes BEAMnrc pour la simulation de la tête du linac et le transport des photons et des électrons dans la tête et DOSXYZnrc pour simuler le transport des photons et des électrons dans le fantôme et calculer la dose dans ce dernier. Ils sont les codes usager du code EGS (Electron-Gamma-Shower) et ils sont spécifiquement élaborés pour simuler le transport des photons et des électrons dans la matière. Ces codes sont développés au sein du centre national de recherches canada (National Research Council of Canada (NRC)).

2.3.1 Présentation générale du code EGSnrc

Le code EGSnrc est un code de la simulation Monte Carlo du transport de faisceau de photons et d'électrons, il présente la version récente du code EGS (sa version de 2013). Il est spécifiquement développé pour répondre aux besoins de la physique de radiothérapie et la physique de linacs. La modélisation des interactions rayonnement matière concerne seulement les particules dont l'intervalle d'énergie est de 10keV à 50MeV. Les géométries de calcul et les fantômes utilisés ont été spécialement adaptés à la physique médicale. Il a été construit de manière à offrir une grande flexibilité à l'utilisateur quant aux conditions de calcul de la dose [62,70]. Une séquence de nombres aléatoires permet de gérer l'aspect stochastique des interactions des particules dans la matière.

Le code est développé sur le langage informatique MORTRAN (extension du langage FORTRAN), les algorithmes élaborés pour ce code utilisent ces nombres pour décider de la nature de l'interaction à partir des sections efficaces de chaque interaction en fonction de l'énergie de la particule et de la composition du milieu. Le code simule une interaction à la

fois, et fonctionne par itérations. Le transport des électrons et des positrons implique deux algorithmes, HOWFAR et HOWNEAR [62]. Un photon se propage de façon rectiligne entre chaque interaction, le transport des photons à travers le milieu utilise seulement la fonction HOWFAR. Celle-ci calcule la position de l'interaction à partir du facteur d'atténuation dans le matériau. Une fois la position de l'interaction est calculée, une distribution de probabilité basée sur différentes sections efficaces d'interaction est alors mise en place. L'algorithme choisit un type d'interaction à partir du nombre aléatoire tiré de la séquence [62].

Le calcul Monte Carlo est initialisé dans le code EGSnrc (le cœur de codes usager BEAMnrc et DOSXYZnrc) à partir de fichiers d'entrée (input file). Toutes les données nécessaires au calcul doivent être consignées dans ces fichiers:

- ✓ Conditions initiales.
- ✓ Géométrie de propagation des particules (la tête du linac).
- ✓ Géométrie de la mesure de la dose (fantôme d'eau).
- ✓ Paramètres propres à l'engin de calcul.

Les codes usagers BEAMnrc et DOSXYZnrc utilisés dans nos travaux, font appeler au cœur du code EGSnrc pour la modélisation des interactions rayonnement matière. Ces données, une fois extraites de la plateforme EGSnrc sont interprétées par les algorithmes HOWNEAR et HOWFAR propres à chaque code usager.

Nous avons choisi le code EGSnrc et ses codes usagers BEAMnrc et DOSXYZnrc pour les raisons suivantes :

- ✓ Leur spécificité du calcul dans la physique des linacs et la radiothérapie.
- ✓ Leur efficacité dans la simulation du transport des photons et des électrons dans la matière.
- ✓ La possibilité de simuler la tête du linac et de calculer la dose.
- ✓ Leur simplicité d'utilisation qui ne nécessite pas la connaissance d'un langage informatique mais seulement l'utilisation des champs des valeurs et le choix de commandes.

- ✓ La gratuité des versions récentes de codes EGSnrc, BEAMnrc et DOSXYZnrc
- ✓ Et enfin parce qu'ils étaient des codes dont nous avons la meilleure connaissance aux débuts de ces travaux de recherche de cette thèse.

Dans la communauté des chercheurs en physique médicale, les codes Monte Carlo BEAMnrc et DOSXYZnrc sont connues et ils sont utilisés dans plusieurs travaux de recherche dans la physique des linac et la radiothérapie [5, 72, 73]. Une description de ces codes est détaillée ci-dessous.

2.3.2 Présentation générale du code BEAMnrc

Le code usager BEAMnrc est développé sur le cœur du système Monte Carlo EGSnrc, il est utilisé pour simuler le transport des photons et des électrons dans la tête d'un linac. Il permet de modéliser une grande variété d'appareils de traitement en radiothérapie, il est créé en 1995 par D.W.O. Rogers et régulièrement mis à jour, cet outil permet de simuler tous les types de linacs modernes [72]. Sa structure repose sur la définition de composants modulaires (en anglais *Component Module CM*) représentant les pièces qui composent la tête du linac. Les dimensions et la composition physico-chimique de chaque CM sont fixés et fournis par le fabriquant.

Le transport de particules commence à partir d'un faisceau d'électrons qui frappe une cible. Ces particules sont générées par émission thermo-ionique dans le canon à électrons et accélérés à travers d'un guide d'ondes (section accélératrice) en aval de la cible. Ces deux structures sont ignorées par le code BEAMnrc. En effet, la provenance des électrons n'est pas modélisée, elle doit être représentée par une source dont le comportement et l'énergie sont déterminée par une itérative exécution de calcul par la méthode Monte Carlo [64]. Sheikh Bagheri D. et Rogers D. W. O ont démontré, en 2002, que les caractéristiques de la source d'électrons au dessus de la cible influence certains paramètres du faisceau de photon sortant tel que [74] :

- ✓ L'énergie des électrons influence typiquement le rendement en profondeur de la dose et donc la qualité du faisceau.
- ✓ La distribution axiale des électrons influence le profil de la dose.

Le code usager BEAMnrc génère des fichiers d'espaces des phases. Ces structures contiennent toutes les informations relatives aux particules qui atteignent le plan d'enregistrement (en anglais *scoring plan*) lors de la simulation. Les particules sont caractérisées par leur type, leur incidence, leur énergie et leur position. Ces fichiers consistent une base de la simulation pour le code usager DOSXYZnrc pour le calcul de la dose en trois dimensions et aussi pour le programme utilitaire BEAMDP pour l'extraction des fluences et des distributions énergétiques (caractéristiques physiques).

2.3.3 Présentation générale du code DOSXYZnrc

Le code usager DOSXYZnrc est aussi développé sur le cœur du code EGSnrc, il permet de modéliser des volumes voxélisés [65]. Le maillage est constitué de formes rectangulaires droites, mais la taille de ces voxels peut être spécifiée individuellement dans l'interface graphique du code. La simulation permet d'estimer la dose en plusieurs points à l'intérieur d'un fantôme. Les particules initiales, qui engendrent une histoire, sont tirées d'une simulation de type BEAMnrc en se basant sur les fichiers d'espaces des phases (PSF) [64,65]. Pour une convergence meilleure lors de calcul de la dose, les PSF utilisés doivent contenir assez de particules pour générer toutes les histoires demandées dans la simulation DOSXYZnrc et assurer l'indépendance statistique entre les histoires [65].

Pour générer un résultat avec une incertitude acceptable, généralement inférieure à 1% dans un calcul de la dose, un nombre suffisant d'histoires doit être simulé. Selon la taille de voxel utilisé, la simulation peut demander un temps de calcul excessif par rapport à son application. C'est dans ce contexte que les techniques de réduction de variance (VRT) sont introduites.

Les VRT utilisées dans DOSXYZ ont été expliquées par Kawrakow I. et al [75]. Il s'agit de la séparation de photons et du recyclage de particules. La première méthode consiste à séparer un photon à chaque site d'interaction. Ainsi, plusieurs scénarios d'interaction sont considérés à chaque fois et chaque scénario est propagé individuellement. La seconde approche consiste à utiliser plusieurs fois la même particule initiale, en la propageant selon une séquence aléatoire différente. Cette méthode est surtout utilisée lorsque la taille du PSF est jugée insuffisante en nombre de particules enregistrées.

Les codes cités ci-dessus utilisent les données physiques de toutes les interactions rayonnement matière en se basant sur le système PEGS pour extraire les sections efficaces.

PEGS est un programme pour les sections efficaces de l'ensemble des interactions simulées à base du code EGSnrc.

2.3.4 Présentation générale des utilitaires BEAMDP et STATEDOSE

Les utilitaires utilisées dans les travaux de cette thèse sont les programmes BEAMDP et STATEDOSE. Le code BEAMDP est utilisé comme un programme interactif avec le code BEAMnrc pour extraire les informations des particules contenues dans le fichier d'espace des phases (PSF) comme : l'énergie, la fluence, l'énergie moyenne, la distribution spectral, la distribution angulaire, la profondeur de la dernier interaction (Z last) ... etc.

A partir d'un fichier de données d'espace des phases généré par le code BEAMnrc, le BEAMDP permet de [76] :

- ✓ Analyser et extraire le flux des particules en fonction de position.
- ✓ Analyser et extraire la fluence d'énergies des particules en fonction de position
- ✓ Analyser et extraire la distribution spectrale des particules
- ✓ Analyser et extraire la distribution de la fluence d'énergie et l'énergie moyenne des particules
- ✓ Analyser et extraire la distribution de l'angle de diffusion des particules

Le code STATEDOSE est un programme interactif avec le code DOSXYZnrc permet d'analyser les distributions de la dose en trois dimensions (3D).

A partir de fichier de sortie 3ddose du code DOSXYZnrc, le STATEDOSE permet [77] :

- ✓ La lecture de distribution de la dose en trois dimensions.
- ✓ La normalisation de la distribution par rapport à une dose de référence.
- ✓ La présentation graphique de la distribution de la dose.

2.4 Méthode gamma index

2.4.1 Présentation de la méthode gamma index

Aujourd'hui, l'outil couramment utilisé en routine clinique pour évaluer les distributions de la dose calculées dans les TPS en radiothérapie est gamma index GI. Il s'agit d'un outil mathématique introduit pour la comparaison quantitative de deux distributions de la dose, l'une étant considérée comme la distribution de référence D_r et l'autre étant considérée comme la distribution à comparer D_c . Gamma index combine simultanément un test d'écart de la distance et un test de la différence de la dose [78]. Les critères d'acceptabilité sont définis par ΔD pour la différence de la dose maximale acceptable, et par Δd pour l'écart de la distance maximal acceptable. Une ellipse d'acceptabilité, de demi-axes correspondant aux deux critères d'acceptabilité de critères de gamma index, est définie autour de chaque point de la distribution de référence. La figure 2-4 montre le principe de la méthode gamma index.

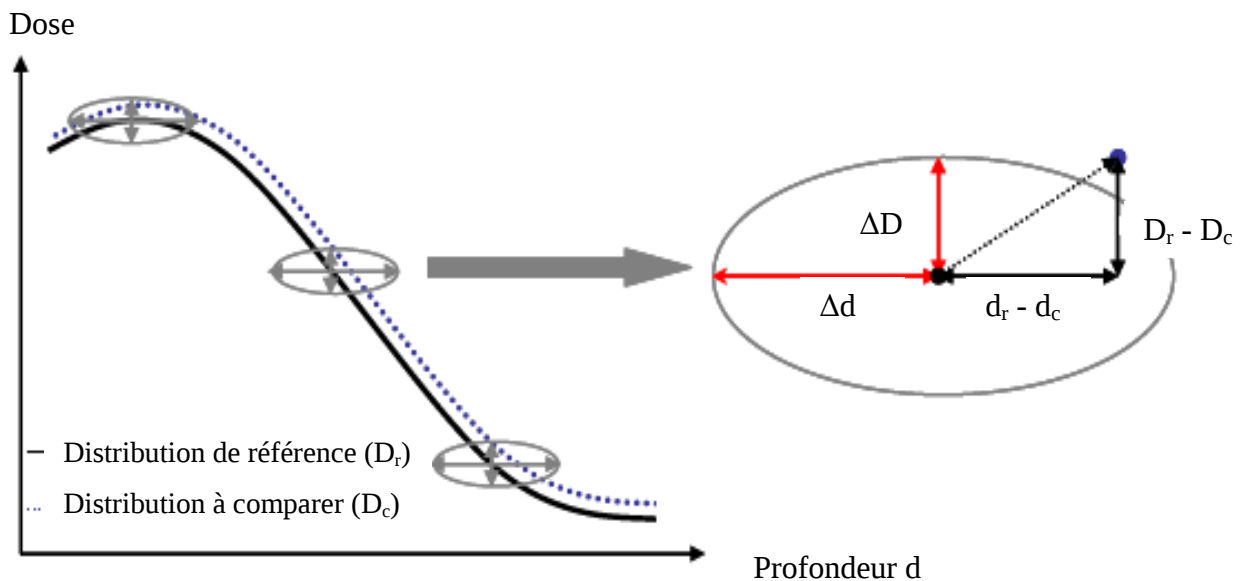


Figure 2-4 : Principe de la méthode gamma index [80].

La méthode gamma index consiste à évaluer quantitativement la comparaison de deux distributions de la dose, la comparaison est portée sur l'axe de distribution de la dose et sur l'axe de distance [80, 81]. La valeur de gamma index GI est évaluée pour chaque point de comparaison de deux distributions de la dose en introduisant les critères d'acceptabilité et elle est déterminée selon la formule 2-12 :

$$GI = \sqrt{\frac{(D_r - D_c)^2}{\Delta D^2} + \frac{(d_r - d_c)^2}{\Delta d^2}} \quad (2-12)$$

où

- D_r : la dose de la distribution de référence à la distance d_r .
- D_c : la dose de la distribution à comparer à la distance d_c .
- ΔD : le critère sur la déviation de la dose (en anglais *dose deviation DD*).
- Δd : le critère sur la différence de la distance (en anglais *distance to agreement DTA*)

Lorsque GI est inférieure à 1, la comparaison est retenue. C'est-à-dire que le point de la distribution à comparer soit à l'intérieur de l'ellipse de critères d'acceptabilité de gamma index. Le taux de la vérification de critères de gamma index est l'ensemble de points où GI est inférieure à 1 sur tous les points de comparaison de deux distributions de la dose.

2.4.2 Validation de la simulation Monte Carlo

Après l'élaboration de la simulation Monte Carlo du linac, la simulation doit être validée en distribution dosimétrique. La simulation Monte Carlo est validée par la comparaison des distributions de la dose calculées aux distributions de la dose mesurées [71, 73]. F. Verhaegen et J. Seuntjens ont présenté l'importance de valider tout modèle Monte Carlo à partir de données expérimentales [79]. Les simulations Monte Carlo de travaux de recherche de cette thèse sont validées en utilisant la méthode gamma index.

Les critères d'acceptabilité de teste de gamma index GI utilisés dans nos travaux de recherches sont 3% pour la déviation de la dose et 3mm pour la différence de la distance. Ces critères sont utilisés dans la vérification de la conformité entre les distributions de la dose calculées et les distributions de la dose mesurées et ces critères de GI sont recommandés dans le rapport numéro 26 du janvier 2010 de la société française de physique médicale (SFPM) [82].

2.5 Conclusion

Dans ce chapitre, les outils et les méthodes utilisés dans les travaux de cette thèse sont présentés et détaillés. Nous avons discuté la méthode Monte Carlo et les codes utilisés pour la modélisation de la tête du linac et du fantôme et le transport des photons et des électrons dans les différents constituants de la tête et dans le fantôme. Le code BEAMnrc est utilisé pour la modélisation de la tête du linac et ses différents éléments ainsi que le faisceau produit. Le

code DOSXYZnrc est utilisé pour modéliser le fantôme et simuler le transport des photons et des électrons ainsi que le calcul de la dose déposée dans le fantôme. Les codes BEAMDP et STATEDOSE sont utilisés pour l'analyse des résultats obtenus par les codes BEAMnrc et DOSXYZnrc respectivement en utilisant leurs fichiers de sortie.

Nous avons présenté la méthode gamma index utilisée dans la validation de la simulation Monte Carlo élaborée dans les travaux de recherche de cette thèse. Le chapitre 4 présente en pratique la simulation Monte Carlo de Varian Clinac 2100. Après la validation de la simulation Monte Carlo, les caractéristiques dosimétriques et énergétiques vont être investiguées et évaluées pour le faisceau de photons de 6 MV.

Le chapitre suivant présente des analyses et des études expérimentales détaillées de la dosimétrie délivrée au fantôme d'eau, elle est faite sur le rendement en profondeur de la dose (PDD) et sur le profil de la dose en fonction de tailles de champ d'irradiation et de la profondeur sur l'axe central du faisceau de photons.

Ce chapitre est référencé par trois publications scientifiques, deux articles sont publiés dans le journal *Moroccan journal of chemistry* (Mor. J. Chem) [83, 84] et le troisième est publié dans le journal *Applied Journal of Environmental Engineering Science* (Appl. J. Envir. Eng. Sci) [85].

Chapitre 3 : Étude expérimentale sur le rendement en profondeur et le profil de la dose délivrée par Varian Clinac 2100

3.1 Introduction

La radiothérapie est l'une des techniques la plus utilisée dans le traitement du cancer. Les accélérateurs linéaires (linacs) sont des machines les plus utilisés dans la radiothérapie moderne, ils ont facilité le traitement du cancer. Par contre la curiethérapie demande une production massive des radio-isotopes par l'activation neutronique via un réacteur nucléaire ou un accélérateur comme il est montré par Didi A. et al. [86]. Au Maroc, la radiothérapie a connue une évolution spectaculaire grâce à l'arrivage de nouveaux linacs de deux fameux leaders au monde, Varian Medical Systems et ELEKTA.

L'étude dosimétrique du faisceau produit par la tête du linac est basée sur le test de vérification de la performance de la machine lors de sa première mise en service dans le département de la radiothérapie des hôpitaux nationaux et des centres cliniques. Comme indiqué dans les divers protocoles de l'AIEA, la qualité spatiale de la dosimétrie est basée sur les deux éléments suivants : le rendement en profondeur de la dose (PDD) et le profil de la dose.

Les linacs sont généralement conçus pour fournir des faisceaux de photons homogènes et larges qui peuvent être collimaté à une variété de tailles et de formes du champ d'irradiation [87,88]. Le linac concerné dans cette enquête dosimétrique est Varian Clinac 2100. Dans ce chapitre, nous analysons le rendement en profondeur de la dose (PDD) pour plusieurs tailles du champ d'irradiation de $4 \times 4 \text{ cm}^2$, $10 \times 10 \text{ cm}^2$, $15 \times 15 \text{ cm}^2$, $20 \times 20 \text{ cm}^2$ et $25 \times 25 \text{ cm}^2$, et profils de la dose aux profondeurs de 1.5 cm, 10 cm, 20 cm et 30 cm sur l'axe central du faisceau pour chaque taille du champ d'irradiation.

Toutes les mesures de distributions de la dose sont faites par un système scanner motorisé avec une chambre d'ionisation PTW dans une cuve d'eau. Elles sont faites par le physicien médical du centre clinique Al Kawtar suite à notre demande sans avoir le droit de manipuler les appareils de mesures et l'accélérateur Varian Clinac 2100 car il s'agit d'un

centre clinique privé de rentabilité économique et non pas un centre de recherche. C'est pour cette raison nous ne présentons pas les descriptions détaillées de mesures de la dose dans ce chapitre mais nous introduisons des paramètres pour évaluer certains effets sur la dose délivrée au fantôme en manipulant les distributions de la dose mesurées comme les effets de déplacement des mâchoires sur les profils de la dose, la symétrie de profils de la dose ... etc.

3.2 Présentation de Varian Clinac 2100

Le linac Varian Clinac 2100 fait partie de récents linacs de Varian. La tête de Varian Clinac 2100 est constituée de la cible, qui est la source de photons, le collimateur primaire, le cône égalisateur, la chambre d'ionisation, les collimateurs secondaires et les collimateurs mutilâmes qui sont ouverts à leurs positions maximales pour que leurs effets sur les doses mesurées soient négligés dans ces études. La figure 3-1 présente une image d'un linac Varian Clinac.

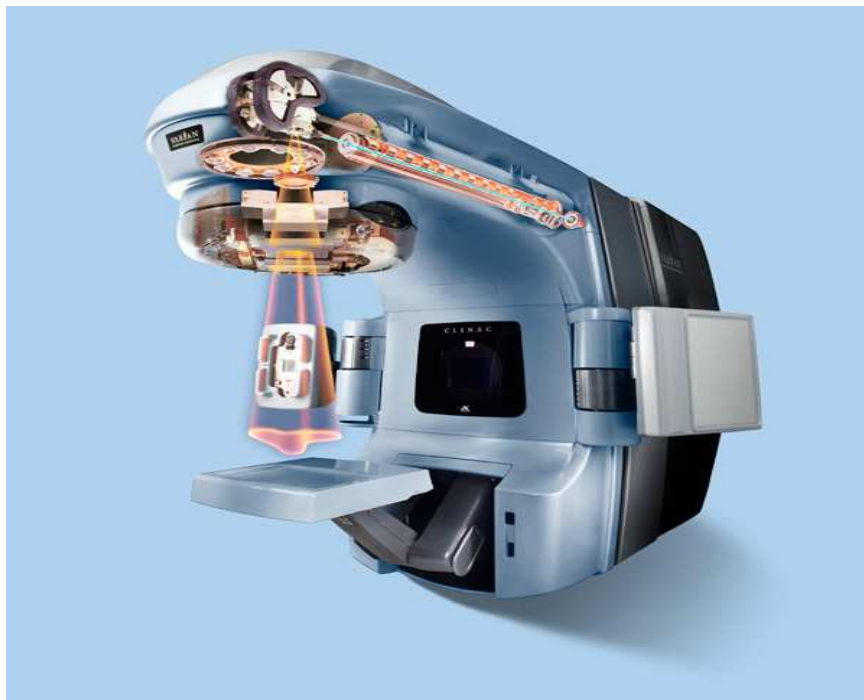


Figure 3-1 : Image synoptique du linac Varian Clinac

Les études dosimétriques sont faites sur les rendements en profondeur de la dose (PDD) et les profils de la dose en faisant varier la taille du champ d'irradiation pour analyser les effets de déplacement de collimateurs secondaires (les mâchoires). La taille du champ d'irradiation est définis par le déplacement de deux paires de mâchoires X et Y de collimateurs secondaires pour les champs carrés. Nous avons aussi examiné les cornes de

profils de la dose de part et d'autre de l'axe central du faisceau en fonction de la taille du champ et de la profondeur sur l'axe central du faisceau dans le fantôme d'eau.

3.3 Étude du rendement en profondeur de la dose

Le rendement en profondeur de la dose (PDD) est la distribution de la dose sur l'axe central du faisceau de photons de 6 MV produit par Varian Clinac 2100. La figure 3-2 donne les rendements en profondeur de la dose du faisceau de photons de 6 MV en fonction de la profondeur dans le fantôme d'eau pour les tailles du champ d'irradiation de $4 \times 4 \text{ cm}^2$, $10 \times 10 \text{ cm}^2$, $15 \times 15 \text{ cm}^2$, $20 \times 20 \text{ cm}^2$ et $25 \times 25 \text{ cm}^2$.

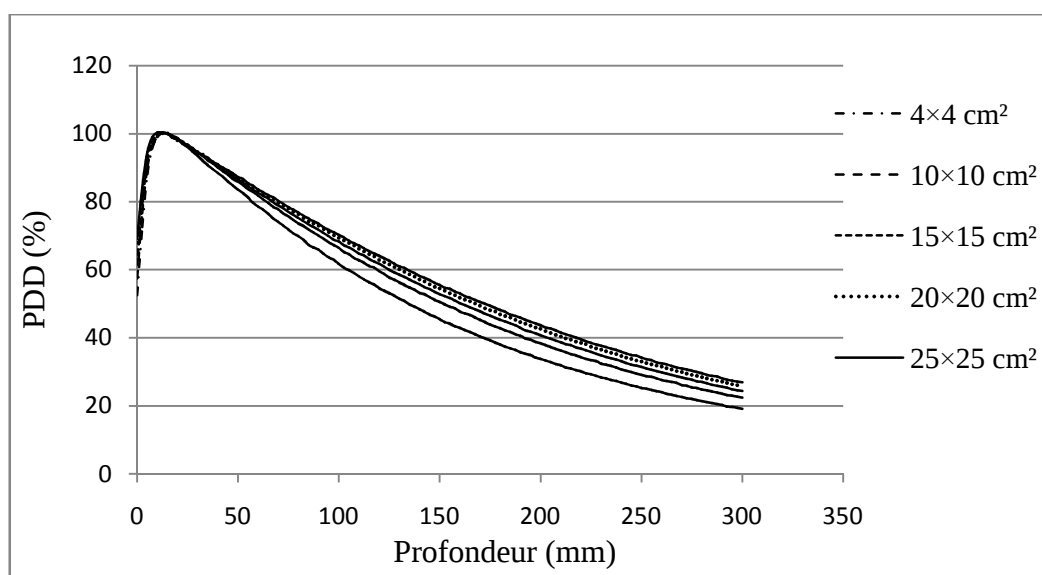


Figure 3-2 : PDDs du faisceau de photons de 6 MV en fonction de profondeur

Les rendements en profondeur de la dose sont mesurés au sien de département de la radiothérapie du centre clinique Al Kawtar Fès. Le faisceau de photons est de l'énergie de 6 MV est produit par la tête de Varian Clinac 2100. Les mesures de doses sont prises pour les tailles du champ d'irradiation de $4 \times 4 \text{ cm}^2$, $10 \times 10 \text{ cm}^2$, $15 \times 15 \text{ cm}^2$, $20 \times 20 \text{ cm}^2$ et $25 \times 25 \text{ cm}^2$ en fonction de la profondeur dans le fantôme d'eau avec une distance source surface de 100 cm.

Sur la zone de build-up et la zone de l'équilibre électronique, les PDDs restent apparemment indépendant de la taille du champ d'irradiation pour cette gamme d'énergie de mégavoltage. Sur la zone de décroissance exponentielle, l'écart entre les PDDs augmente avec la taille du champ à toute profondeur dans le fantôme d'eau due à l'augmentation de la fluence de photons avec la taille du champ et aussi aux caractéristiques de la zone de la

décroissance exponentielle qui est caractérisé par la décroissance en profondeur de la fluence de photons (Figure 3-2).

3.4 Étude du profil de la dose

Le profil de la dose ou la dose latérale est la distribution de la dose sur les axes latéraux ou perpendiculaires sur l'axe central du faisceau. Les profils de la dose sont normalisés à la dose sur l'axe central du faisceau pour l'ensemble de profondeurs étudiées et pour l'ensemble de tailles du champ d'irradiation étudiées.

Les mesures de profils de la dose sont faites au sein de département de la radiothérapie du centre clinique Al Kawtar Fès. Le faisceau de photons est de l'énergie de 6 MV est produit par la tête de Varian Clinac 2100. Les mesures de doses sont prises pour les tailles du champ d'irradiation de $4 \times 4 \text{ cm}^2$, $10 \times 10 \text{ cm}^2$, $15 \times 15 \text{ cm}^2$, $20 \times 20 \text{ cm}^2$ et $25 \times 25 \text{ cm}^2$ à des profondeurs de 1.5 cm, 5 cm, 10 cm, 20 cm et 30 cm dans le fantôme d'eau avec une distance source surface de 100 cm.

3.4.1 Analyse des effets de déplacement de mâchoires de collimateurs secondaires

3.4.1.1 Matériels et méthodes

Les collimateurs secondaires sont situés dans la partie inférieure de la tête du linac, ils sont composés de deux paires de mâchoires X et Y. Elles permettent de définir la taille du champ d'irradiation sur les deux axes X et Y. Dans cette étude, les champs d'irradiation sont ouverts et ils ont de forme carrée. La disposition de paires de mâchoires dans la tête rend inévitablement une paire plus proche au patient que l'autre (Figure 1-9). L'objectif de cette analyse est d'évaluer les effets de déplacement de paires de mâchoires de collimateurs secondaires sur les profils de la dose.

Le faisceau de photons est émis et transmis à travers un collimateur primaire et aplatis par un cône égalisateur, le but de ce cône est de fournir un faisceau uniforme et homogène. Un ensemble de paires de mâchoires se déplacent et restreignent le faisceau au champ d'irradiation désiré. Les collimateurs secondaires se comportent comme une source d'électrons et de photons secondaires produits par l'interaction de photons avec le matériau de la surface interne de mâchoires. Ces électrons et ces photons contaminent le faisceau de photons et augmentent la surface de la dose et ils contribuent dans la dose délivrée au patient

[89-92]. Les profils de la dose sont fondamentaux dans l'investigation dosimétrique du linac lors de sa première mise en service. Ils sont en fonction de l'énergie du faisceau, de la taille du champ, de la profondeur sur l'axe central du faisceau et aussi en fonction de la distance latérale ou la distance à l'axe.

Notre étude est basée sur l'examen des profils de la dose mesurés dans un fantôme d'eau pour un faisceau de photons de 6 MV produit par Varian Clinac 2100 avec une distance source-surface de 100 cm. Les profils de la dose sont mesurés en fonction de la profondeur le long de l'axe central du faisceau et en fonction de la taille du champ. Nous avons investigué les effets du déplacement de paires de mâchoire sur les profils de dose et nous avons introduit deux paramètres, la largeur normalisée L_n et la différence de la largeur entre la largeur à gauche et la largeur à droite de profils de la dose en fonction de la taille du champ et de la profondeur sur l'axe central.

Le schéma synoptique de la figure 3-3 illustre les différents éléments de la tête du linac et leurs positions dans le chemin du faisceau de photons (les éléments de la tête du linac sont précisés dans la figure 1-3).

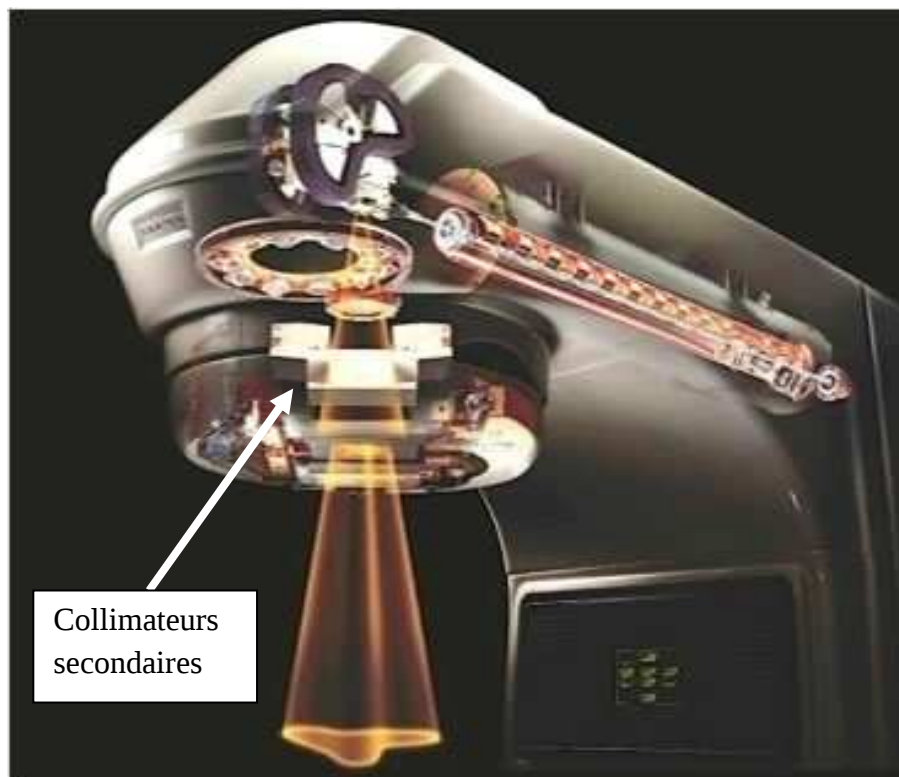


Figure 3-3: Schéma synoptique montrant les éléments de la tête du linac y compris les collimateurs secondaires et le chemin emprunté par le faisceau de photons.

Les mâchoires de collimateurs secondaires sont situées juste au dessus du patient et elles sont constituées d'un matériau de numéro atomique Z élevé comme le tungstène et leurs faces internes sont plates pour définir les bords du faisceau de photons avec une pénombre minimale (Figure 3-3).

3.4.1.2 Résultats et discussions

3.4.1.2.1 Analyse de profils de la dose en fonction de la profondeur

Pour analyser les profils de la dose du faisceau de photons, les profils sont normalisés à 100 % sur l'axe central du faisceau pour toutes les tailles du champ d'irradiation et toutes les profondeurs dans le fantôme d'eau. La figure 3-4 présente les profils de la dose du faisceau de photons de 6 MV pour la taille du champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ à des profondeurs de 1.5 cm, 5 cm, 10 cm, 20 cm et 30 cm sur l'axe central du faisceau.

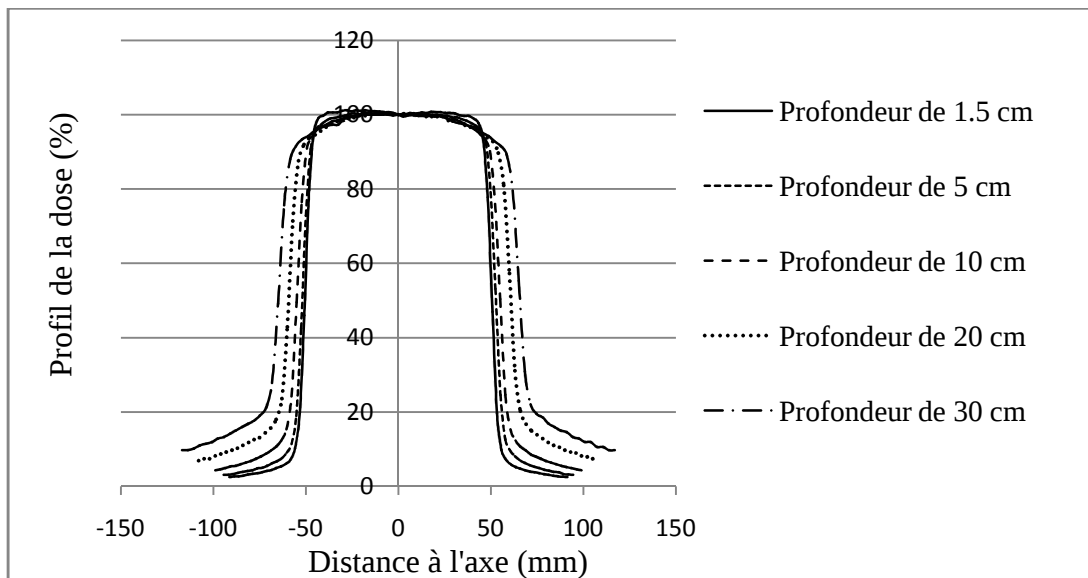


Figure 3-4: Profils de la dose du faisceau de photons de 6 MV en fonction de la distance à l'axe.

Les profils de la dose s'élargissent avec la profondeur dans le fantôme d'eau, c'est à cause de la divergence du faisceau de photons avec la profondeur. On constate aussi que les profils de la dose à des profondeurs faibles sont plus aplatis par rapport aux profils de la dose à des profondeurs grandes dus aux effets du cône égalisateur (Figure 3-4).

3.4.1.2.2 Analyse de profils de la dose en fonction de la taille du champ

Dans ce paragraphe, l'accent est mis sur l'examen et l'analyse de profils de la dose du faisceau de photons de 6 MV en fonction de la taille du champ. Nous investiguons les effets du déplacement de mâchoires de collimateurs secondaires sur les profils de la dose lors de la définition de la taille du champ d'irradiation. Les profils de la dose sont mesurés pour les tailles du champ d'irradiation de $4 \times 4 \text{ cm}^2$, $10 \times 10 \text{ cm}^2$, $15 \times 15 \text{ cm}^2$, $20 \times 20 \text{ cm}^2$ et $25 \times 25 \text{ cm}^2$ à des profondeurs de 1.5 cm, 5 cm, 10 cm, 20 cm et 30 cm dans le fantôme d'eau.

La figure 3-5 donne la variation de profils de la dose en fonction de la distance à l'axe pour les tailles du champ de $4 \times 4 \text{ cm}^2$, $10 \times 10 \text{ cm}^2$, $15 \times 15 \text{ cm}^2$, $20 \times 20 \text{ cm}^2$ et $25 \times 25 \text{ cm}^2$.

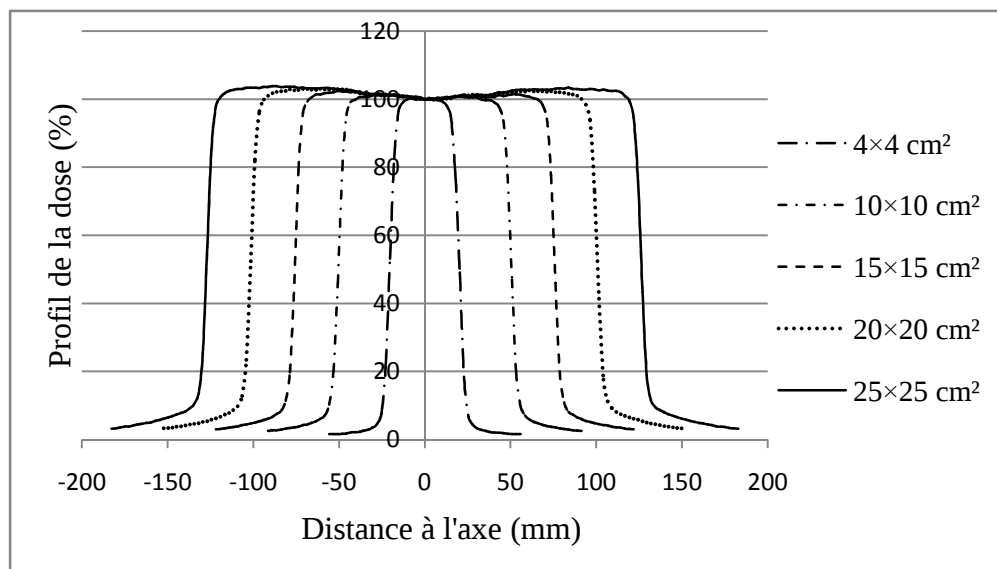


Figure 3-5 : Profils de la dose du faisceau de photons de 6 MV en fonction de la distance à l'axe à une profondeur de 1.5 cm sur l'axe central du faisceau

On constate que les profils de la dose ont des cornes à droite et à gauche de l'axe central du faisceau, ces cornes présentent des surdosages qu'on va évaluer au cours de ce chapitre. Ces surdosages sur les cornes augmentent avec la taille de champ et ils deviennent plus important quand la taille du champ d'irradiation augmente (Figure 3-5).

3.4.1.2.3 Analyse de la largeur normalisée et la différence entre la largeur à gauche et la largeur à droite de profils de la dose

Après la mise en évidence des surdosages aux cornes de profils de la dose, nous avons envisagé l'évaluation des effets du déplacement de mâchoires sur les profils de la dose par l'examen de la largeur de profils de la dose en fonction de la taille du champ d'irradiation.

Nous avons procédé au calcul de la largeur totale, la largeur à gauche et la largeur à droite de profils de la dose à la dose relative de 80% de la dose sur l'axe central du faisceau.

La différence de la largeur est égale à la différence entre la largeur à gauche L_g et la largeur à droite L_d de profils de la dose. La largeur à gauche L_g correspond à la distance à l'axe à gauche du profil à la dose relative de 80 % et la largeur à droite L_d correspond à la distance à l'axe à droite du profil de la dose à la même dose relative.

Nous avons introduit une normalisation de la largeur du profil de la dose par rapport à toute la largeur du profil de la dose. La largeur normalisée L_n est calculée selon la formule suivante :

$$L_n = \left| \frac{L_g - L_d}{L_g + L_d} \right| \quad (3-1)$$

Le tableau suivant présente la largeur à gauche L_g , la largeur à droite L_d et la largeur normalisée L_n pour les tailles du champ de $4 \times 4 \text{ cm}^2$, $10 \times 10 \text{ cm}^2$, $15 \times 15 \text{ cm}^2$, $20 \times 20 \text{ cm}^2$ et $25 \times 25 \text{ cm}^2$ à une profondeur de 1.5 cm dans un fantôme d'eau.

Taille de champ	Cote du carré du champ (cm)	Largeur à gauche L_g (mm)	Largeur à droite L_d (mm)	Largeur normalisée L_n
$4 \times 4 \text{ cm}^2$	4	18.01	17.51	$1.41 \cdot 10^{-02}$
$10 \times 10 \text{ cm}^2$	10	48.15	47.86	$3.02 \cdot 10^{-03}$
$15 \times 15 \text{ cm}^2$	15	73.49	73.24	$1.7 \cdot 10^{-03}$
$20 \times 20 \text{ cm}^2$	20	99.19	98.10	$5.5 \cdot 10^{-03}$
$25 \times 25 \text{ cm}^2$	25	124.85	123.80	$4.22 \cdot 10^{-03}$

Tableau 3-1 : Largeur à gauche L_g , largeur à droite L_d et largeur normalisée L_n à la profondeur de 1.5 cm dans le fantôme d'eau.

Le graphique de la figure 3-6 montre la variation de la largeur normalisée L_n en fonction de la cote du carré du champ d'irradiation pour chaque profondeur dans le fantôme sur l'axe central du faisceau.

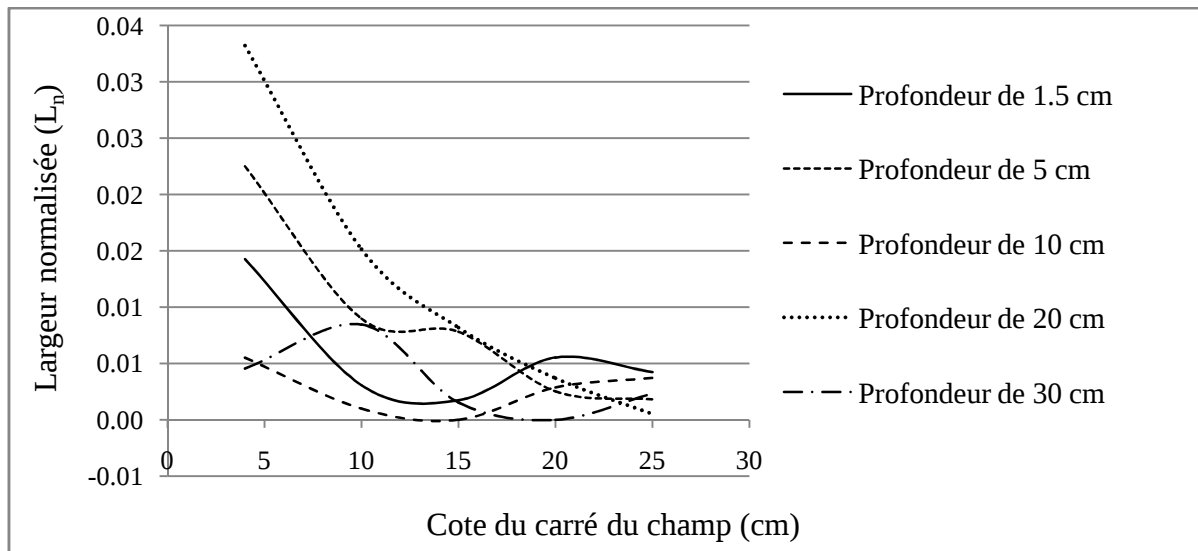


Figure 3-6: Variation de la largeur normalisée L_n en fonction de la cote du carré du champ d'irradiation

On constate de la figure 3-6 que la largeur normalisée L_n est très grande pour les petites tailles du champ et elle est très petite pour les grandes tailles du champ. Les courbes de la variation de la largeur normalisée L_n sont très espacées entre eux dans les petites tailles du champ en fonction de la profondeur, par contre, les courbes de la largeur normalisée L_n sont moins espacées entre elles et elles sont très proches du zéro pour les grandes tailles du champ. L'espace entre les courbes de la largeur normalisée diminue en fonction de la cote du carré du champ d'irradiation.

Les grandes valeurs de la largeur normalisée L_n sont expliquées par le fait de la présence importante des électrons et des photons diffusés sur les mâchoires de collimateurs secondaires car les paires de mâchoires sont plus proches entre elles.

3.4.1.2.4 Analyse de la symétrie de profils de la dose

Maintenant, on s'intéresse à étudier la symétrie de profils de la dose en fonction de la profondeur dans le fantôme d'eau pour chaque taille du champ d'irradiation. L'investigation et l'analyse de la symétrie est faite par le calcul de la différence de la largeur entre la largeur à gauche et la largeur à droite de profils de la dose en fonction de la profondeur dans le fantôme d'eau.

Le tableau suivant présente la variation de la différence entre la largeur à gauche et la largeur à droite pour les tailles du champ de $4 \times 4 \text{ cm}^2$, $10 \times 10 \text{ cm}^2$, $15 \times 15 \text{ cm}^2$, $20 \times 20 \text{ cm}^2$, et $25 \times 25 \text{ cm}^2$ en fonction de la profondeur dans le fantôme d'eau.

Profondeur (cm)	Taille de champ (cm^2)				
	4×4	10×10	15×15	20×20	25×25
1.5	0.507	0.296	0.256	1.09	1.05
5	-0.829	-0.884	-1.182	-0.516	-0.465
10	0.214	0.103	0.0006	0.608	0.998
20	-1.396	-1.705	-1.399	-0.848	-0.148
30	-0.21	-1.035	-0.282	0.000	0.72

Tableau 3-2: Différence entre la largeur à gauche et la largeur à droite de profils de la dose en fonction de la profondeur

Pour démontrer les effets de la variation de la différence de la largeur entre la largeur à gauche et la largeur à droite de profils de la dose, la figure 3-7 illustre la variation de la différence de la largeur en fonction de la profondeur dans le fantôme d'eau pour chaque taille du champ étudiée.

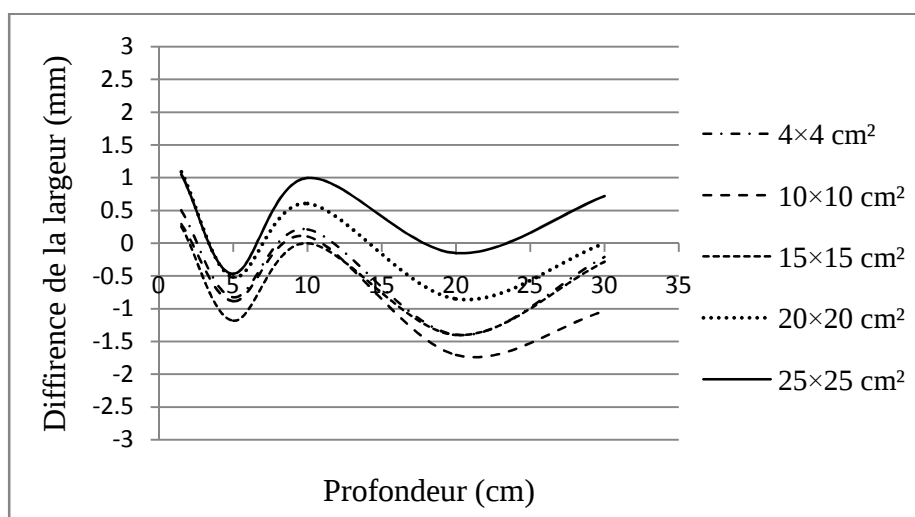


Figure 3-7: Variation de la différence de la largeur entre la largeur à gauche L_g et la largeur à droite L_d de profils de la dose en fonction de la profondeur.

La différence entre la largeur à gauche et la largeur à droite de profils de la dose se propage le long de l'axe central du faisceau d'une manière ondulatoire autour de l'axe central du faisceau pour toutes les tailles de champ étudiées. Pour les faibles profondeurs, les courbes

de différence de la largeur étaient plus proches et serrées entre elles, mais quand la profondeur augmente dans le fantôme d'eau, les courbes de variation de la différence de la largeur s'éloignent progressivement entre elles. L'amplitude de la propagation de la variation de différence de la largeur reste dans un intervalle de -2 mm à 1.5 mm le long de l'axe central du faisceau pour l'ensemble de tailles du champ (Figure 3-7).

3.4.1.1 Interprétations et recommandations

Les photons tombants sur les collimateurs secondaires interagissent avec le matériau de mâchoires en éjectant des électrons généralement par effet Compton en plus de photons diffusés. Ces électrons et ces photons contaminent le faisceau de photons à la surface du fantôme [75,91]. Dans les petites tailles du champ, les mâchoires sont loin entre elles et la surface de passage d'électrons de contamination et les photons diffusés sur les mâchoires arrivants sur le fantôme est très petite ce qui rend leur densité plus élevée et par conséquent leur contribution dosimétrique dans la dose délivrée sera élevée. Dans les grandes tailles du champ, les mâchoires sont loin entre elles et la surface de passage des électrons et des photons diffusés est grande ce qui rend leur densité est plus faible par rapport à celle de petite taille du champ et par conséquent leur contribution dosimétrique dans la dose délivrée sera très faible. La contribution dosimétrique importante des électrons et des photons diffusés sur les mâchoires explique la grande valeur de la largeur normalisée dans les petites tailles de champ. Les grandes valeurs de la largeur normalisée pour la profondeur de 1.5 cm sont dues au build-up de la dose qui est caractérisé par le dépôt de la dose des photons secondaires de faible énergie et des électrons de contaminations émergents de collimateurs secondaires et des autres matériaux au dessous du cône égalisateur. Ces résultats présentent les effets de déplacement des mâchoires de collimateurs secondaires sur les profils de la dose.

Nous avons illustré que les distributions du profil de la dose du faisceau dépendent de déplacement des mâchoires de collimateurs secondaires et implicitement du matériau de leur surface interne qui est responsable de la production des électrons de contamination et de photons diffusés. Les linacs récents sont équipés de mâchoires dont leur surface interne est conçue avec des matériaux de numéro atomique élevé, tels que le plomb, le tungstène pour limiter les fuites de rayonnements et diminuer la production des électrons de contamination.

Dans ces travaux, nous avons montré que le déplacement des mâchoires pour définir les tailles du champ d'irradiation a des effets sur les profils de la dose et par la suite sur la

dose délivrée. Les effets de déplacement des mâchoires sont plus important dans les petites tailles du champ et ils sont plus faibles dans les tailles du champ supérieures à $20 \times 20 \text{ cm}^2$ ceci est dû à la densité des électrons de contamination en plus des photons secondaires émergents du matériau de mâchoires.

Nous avons également montré que les profils de la dose ne sont pas symétriques par rapport à l'axe central du faisceau, même si les champs d'irradiation sont symétriques et centrés autour de l'axe central du faisceau. Nous avons prouvé que la symétrie des profils de la dose varie avec la profondeur sur l'axe central. Pour certaines profondeurs, la différence de la largeur est nulle et les profils de la dose sont symétriques. L'intervalle de la variation de la différence de la largeur entre la largeur à gauche et la largeur à droite de profil de la dose est de -2 mm à 1.5 mm le long de l'axe central du faisceau.

En résumé, les profils de la dose ont été affectés par la conception du système de collimation et le déplacement des mâchoires de collimateurs secondaires. Ces effets doivent être pris en considération dans la détermination du volume de traitement de la tumeur par les radio-oncologues et les physiciens médicaux en accord avec les recommandations et les protocoles de l'AIEA [94].

3.4.2 Analyse du surdosage sur les profils de la dose du faisceau

Dans ce paragraphe, on va investiguer les effets du cône égalisateur du linac Varian Clinac 2100. Le cône égalisateur a pour objectif d'aplatir et d'adoucir le faisceau de photons. Les pics sur les profils de la dose du faisceau sont produits principalement par le cône égalisateur [16]. Les pics correspondent à une élévation de la dose relative par rapport à la dose relative sur l'axe central du faisceau.

3.4.2.1 Matériels et méthodes

Les surdosages apparaissant sur les profils de la dose sous forme de pic à gauche et à droite de profils de la dose pouvant être gênants lors de traitement de la tumeur par la radiothérapie. Les surdosages où les cornes de profils de la dose sont générés par le cône égalisateur lors d'aplatissement du faisceau de photons. Dans ces travaux, nous avons évalué le surdosage aux cornes à gauche et à droite de profils de la dose en fonction de la taille du champ d'irradiation et en fonction de la profondeur sur l'axe central du faisceau.

Les profils de la dose présentent deux cornes une à gauche et l'autre à droite de la zone centrale du profil (la dose relative est de 100 %). Ces cornes correspondent à un surdosage par rapport à la dose relative sur l'axe central du faisceau (Figure 3-4 et Figure 3-5). Les cornes diminuent progressivement avec la profondeur dans le fantôme d'eau (Figure 3-4). Nous avons introduit une normalisation de la distance à l'axe par rapport à la cote du carré du champ d'irradiation. La distance à l'axe normalisée $N_{\text{Distance à l'axe}}$ est calculée selon la formule suivante :

$$N_{\text{Distance à l'axe}} = \frac{2x}{a_d} \quad (3-2)$$

où

- x : la distance à l'axe central du faisceau
- a_d : la cote du carré du champ d'irradiation

La figure 3-8 donne la variation de profils de la dose en fonction de la distance à l'axe normalisée $N_{\text{Distance à l'axe}}$ pour les tailles du champ de $4 \times 4 \text{ cm}^2$, $10 \times 10 \text{ cm}^2$, $15 \times 15 \text{ cm}^2$, $20 \times 20 \text{ cm}^2$ et $25 \times 25 \text{ cm}^2$.

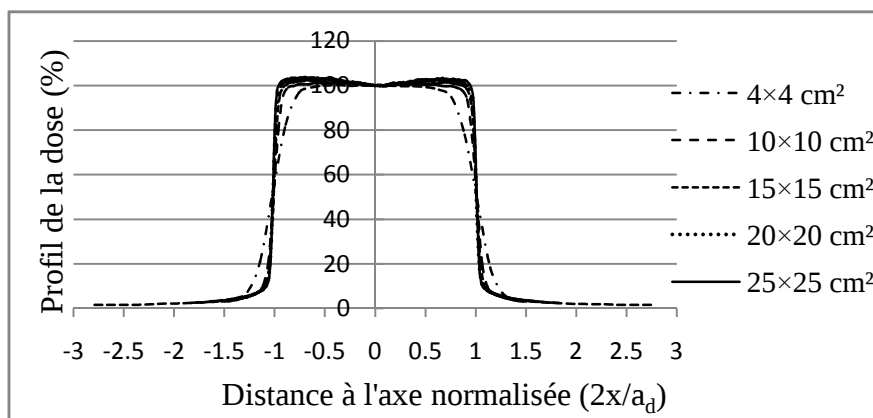


Figure 3-8 : Profils de la dose du faisceau de photons de 6 MV en fonction de la distance à l'axe normalisée à une profondeur de 1.5 cm sur l'axe central

Les profils de la dose se superposent à la distance à l'axe normalisée de la dose relative de 50 % à gauche et à droite de l'axe central du faisceau où la distance normalisée est égale à 1 (Figure 3-8). Maintenant, les cornes de profils de la dose sont évidentes pour l'ensemble de tailles du champ et elles donnent l'ordre de surdosage en fonction de la taille du champ d'irradiation [85].

Le surdosage est évalué pour chaque taille du champ, il correspond à la valeur au delà de 100 % à la corne du profil de la dose, il est exprimé en pourcentage. Pour une bonne interprétation, nous avons introduit le paramètre du surdosage relatif, il décrit la déviation du surdosage de chaque taille du champ par rapport au surdosage de la taille du champ de 10×10 cm² (taille du champ de référence).

Le surdosage relatif est calculé selon la formule suivante :

$$S_r(d, A_d) = \frac{S(d, A_d)}{S(d, 10 \times 10 \text{ cm}^2)} \quad (3-3)$$

où

$S(d, A_d)$: surdosage pour une taille du champ A_d et à une profondeur d sur l'axe central du faisceau.

$S_r(d, A_d)$: surdosage relatif par rapport au surdosage de la taille du champ de 10×10cm².

3.4.2.2 Résultats et discussions

Le tableau suivant donne le surdosage aux cornes à gauche et à droite de profils de la dose pour chaque taille du champ d'irradiation.

Taille de champ (cm ²)	Surdosage à la corne gauche (%)	Surdosage à la corne droite (%)	Surdosage moyen pour le profil de la dose (%)	Surdosage relatif S_r
4×4	0.7	0.1	0.4	0.4
10×10	1.2	0.8	1	1
15×15	2.4	1.4	1.9	1.9
20×20	2.9	2.6	2.75	2.75
25×25	3.8	3.4	3.6	3.6

Tableau 3-3 : Surdosage relatif S_r et surdosage aux cornes de profils de la dose à la profondeur de 1.5 cm

Le surdosage à la corne de gauche est différent du surdosage à la corne de droite du profil de la dose pour l'ensemble de tailles du champ (Tableau 3-3). Ce paramètre confirme la non-symétrie du profil de la dose par rapport à l'axe central du faisceau. Nous avons étudié la variation du surdosage relatif S_r en fonction de la profondeur. La figure 3-9 présente la variation du surdosage relatif S_r en fonction de la profondeur dans le fantôme d'eau pour l'ensemble de tailles du champ étudiées.

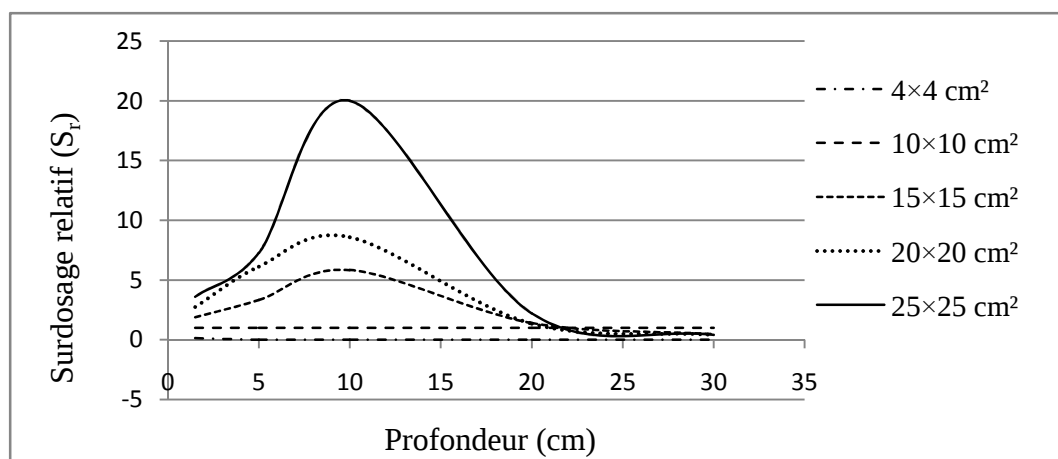


Figure 3-9 : Variation du surdosage relatif S_r en fonction de la profondeur

La variation du surdosage relatif S_r présente un pic à la profondeur de 10 cm pour l'ensemble de tailles du champ (Figure 3-9). Cette profondeur correspond à la profondeur maximale d'aplatissement du faisceau de photons produit par le cône égalisateur, nos résultats sont en consistance avec les résultats des études précédentes [16]. Notre étude donne une autre façon d'analyser les effets du cône égalisateur sur les profils de la dose.

3.4.2.3 Interprétations et recommandations

Les cornes de profils de la dose traduisent un surdosage qui peut être gênant sur les organes à risques lors du traitement radiothérapeutique de tumeurs et en particulier sur les structures critiques qu'elles sont plus radiosensibles comme les yeux, les testicules ...etc. Le surdosage aux cornes augmente avec la taille du champ d'irradiation. Les cornes aux profils de la dose sont principalement produites par le cône égalisateur, ceci est dû à sa fonction d'aplatissement du faisceau de photons. Nous avons montré autrement cet effet d'aplatissement par la normalisation du surdosage par rapport au surdosage de la taille du champ de référence de $10 \times 10 \text{ cm}^2$. Après cette analyse, le surdosage aux cornes sur les profils de la dose doit être minimisé ou supprimé pour garantir une épargne maximale de cellules saines lors de traitement de la tumeur profonde.

3.5 Conclusion

Nous avons analysé le rendement en profondeur de la dose (PDD) du faisceau de photons de 6 MV produit par Varian Clinac 2100. Nous avons illustré la variation du PDD avec la profondeur dans le fantôme d'eau et la variation du PDD avec la taille du champ

d'irradiation. Nous avons également montré que le PDD augmente avec la taille du champ et l'écart entre les PDDs augmente avec la profondeur et il atteint un maximum à la sortie du volume du fantôme d'eau.

Nous avons étudié les profils de la dose avec la taille du champ d'irradiation et avec la profondeur dans le fantôme d'eau. Nous avons analysé les effets de déplacement des mâchoires de collimateurs secondaires sur les profils de la dose. Nous avons montré, pour les petites tailles de champ où les mâchoires de collimateurs secondaires sont proches entre elles deux à deux, que la densité des électrons de contamination du faisceau et des photons diffusés sur les mâchoires est élevée, leur contribution dosimétrique sera importante et elle s'ajoute à la dose délivrée dans la zone de build-up. Pour les grandes tailles de champ, les mâchoires sont loin entre elles deux à deux, la densité des électrons de contamination et des photons diffusés est faible, leur contribution dosimétrique sera faible aussi. Finalement nous avons mis en évidence les effets de déplacement des mâchoires sur la dosimétrie que les médecins traitants et les physiciens médicaux doit les tenir en considération lors de traitement radiothérapeutique du cancer.

Concernant la symétrie de profils de la dose par rapport à l'axe central du faisceau, nous avons montré que les profils de la dose ne sont pas symétriques comme les champs carrés qui sont symétriques et centrés sur l'axe central du faisceau. Nous avons trouvé que la symétrie de profils de la dose est à certaines profondeurs où la différence de la largeur est nulle. La différence de la largeur du profil de la dose se propage sur l'axe central du faisceau d'une manière ondulatoire et en fonction de la profondeur. L'amplitude de la variation de la différence est de 3.5 mm et elle est dans un intervalle de -2 mm et 1.5 mm. Nous recommandons de tenir compte de cet intervalle en particulier lors du traitement de la tumeur en voisinage de structure critique pour éviter l'intoxication des organes à risques.

Nous avons aussi mis en évidence les effets du cône égalisateur sur les profils de la dose. D'une autre manière, nous avons prouvé que la profondeur d'aplatissement est à 10 cm via les analyses des cornes de profils de la dose. Les résultats de ces travaux de recherches sont en accord avec la littérature [16, 95]. Nous avons illustré que le taux du surdosage aux cornes de profils de la dose varie avec la taille du champ d'irradiation et avec la profondeur dans le fantôme d'eau. La variation du surdosage relatif montre que le profil de la dose n'est pas symétrique par rapport à l'axe central et la dose n'est pas équitablement distribuée en

énergie dans le volume de traitement de la tumeur de part et d'autre de l'axe central du faisceau, ce qu'il faut le tenir en compte lors de traitement radiothérapeutique du cancer.

Les résultats trouvés et discutés dans ce chapitre incitent les médecins et les physiciens médicaux à tenir compte les effets de déplacement des mâchoires de collimateurs secondaires, l'asymétrie de profils de la dose et l'intervalle de la propagation de cette asymétrie avec la profondeur. Il faut prendre en considération le surdosage aux cornes de profils de la dose du faisceau de photons lors de la détermination de la dose à des fins cliniques pour épargner le maximum possible les cellules saines lors des traitements de cancer par la radiothérapie comme il est indiqué dans les protocoles de AAPM [96].

Chapitre 4 : Simulation Monte Carlo de Varian Clinac 2100 et étude dosimétrique et énergétique du faisceau de photons de 6 MV

4.1 Introduction

La modélisation Monte Carlo de linac a pour rôle de faire des études théorique sur la physique des linacs, la radiothérapie, la dosimétrie ...etc. Après les analyses et les études expérimentales sur les PDDs et les profils de la dose du faisceau de photons de 6MV produit par Varian Clinac 2100, nous simulons la tête de Varian Clinac 2100 par la méthode Monte Carlo. La méthode Monte Carlo est une méthode de calcul fortement utilisée dans la physique des linacs ainsi que dans le calcul de la dosimétrie. La méthode Monte Carlo est massivement utilisée dans la modélisation de la tête des linacs [1,74, 97,98]. Elle est aussi utilisée dans la simulation de la production des radio-isotopes pour le traitement radiothérapeutique (la curiethérapie) [86].

La méthode Monte Carlo est considérée la plus précise dans la prédiction et l'estimation de la distribution de la dose à des fins cliniques. Elle est la plus répandue chez les physiciens médicaux et elle est implémentée dans les systèmes de planification de traitement (TPS) [98, 99]. La méthode Monte Carlo est une technique qui permet de fournir un calcul précis et bien détaillé des données énergétiques et dosimétriques de photons et d'électrons. Ces deux types de source de rayonnements sont utilisés dans le traitement de la tumeur dans les départements de la radiothérapie externe au Maroc.

La simulation Monte Carlo de Varian Clinac 2100 nous permet d'investiguer et d'évaluer les avantages dosimétriques de l'enlèvement du cône égalisateur. Elle permet aussi de faire des études et des analyses sur les fluences et les distributions énergétiques de particules contenues dans le faisceau de photons à la surface du fantôme pour deux modèles de configuration du linac avec et sans le cône égalisateur.

Dans ces travaux de recherche, Varian Clinac 2100 est modélisé en mode photon par le code Monte Carlo BEAMnrc [64]. Ce code Monte Carlo permet de simuler la géométrie de la tête du linac et le transport de photons et d'électrons dans les différents constituants de la tête.

Pour le calcul de la dose, nous utilisons le code DOSXYZnrc [65], ce code permet de simuler le fantôme d'eau, le transport de photons et d'électrons dans le fantôme et le dépôt de la dose dans le fantôme d'eau. Nous utilisons le code BEAMDP comme un programme utilitaire pour l'analyse et le traitement des fichiers de l'espace des phases (PSF) et le STATDOSE comme un programme utilitaire pour l'analyse et le traitement de fichiers de sortie du code DOSXYZnrc [78]. Les données physiques pour la simulation du linac sont basées sur le code EGSnrc [62].

La simulation Monte Carlo de Varian Clinac 2100 est validée par la comparaison de données dosimétriques (PDDs et profils de la dose) calculées par les codes Monte Carlo avec les données dosimétriques mesurées. Nous utilisons la méthode de gamma index pour l'évaluation quantitative de la comparaison de l'ensemble de distributions dosimétriques calculées avec les mesures [80,81]. Dans nos travaux de recherches, les critères de validation de la simulation Monte Carlo de Varian Clinac 2100 sont 3 % pour la déviation dosimétrique et 3 mm pour la différence de la distance. Les travaux de ce chapitre font les l'objet de deux publications scientifiques [101, 102].

4.2 Simulation Monte Carlo de Varian Clinac 2100

Comme nous avons vue, dans le chapitre 2, la méthode Monte Carlo est une méthode de modélisation de transport de particules et de calcul dosimétrique et énergétique. Cette méthode est utilisée dans tous nos travaux d'investigation dosimétrique et énergétique du faisceau de photons présentés dans cette thèse.

4.2.1 Matériels et méthodes

La géométrie Monte Carlo de Varian Clinac 2100 est générée par le code BEAMnrc en mode photon pour un faisceau de 6 MV avec une distance source surface de 100 cm pour les tailles de champ de $6 \times 6 \text{ cm}^2$, $10 \times 10 \text{ cm}^2$ et $15 \times 15 \text{ cm}^2$, ces tailles de champ d'irradiations sont prises pour la validation de la simulation Monte Carlo. La figure 4-1 illustre un schéma simplifié de la tête de linac pour une simulation Monte Carlo.

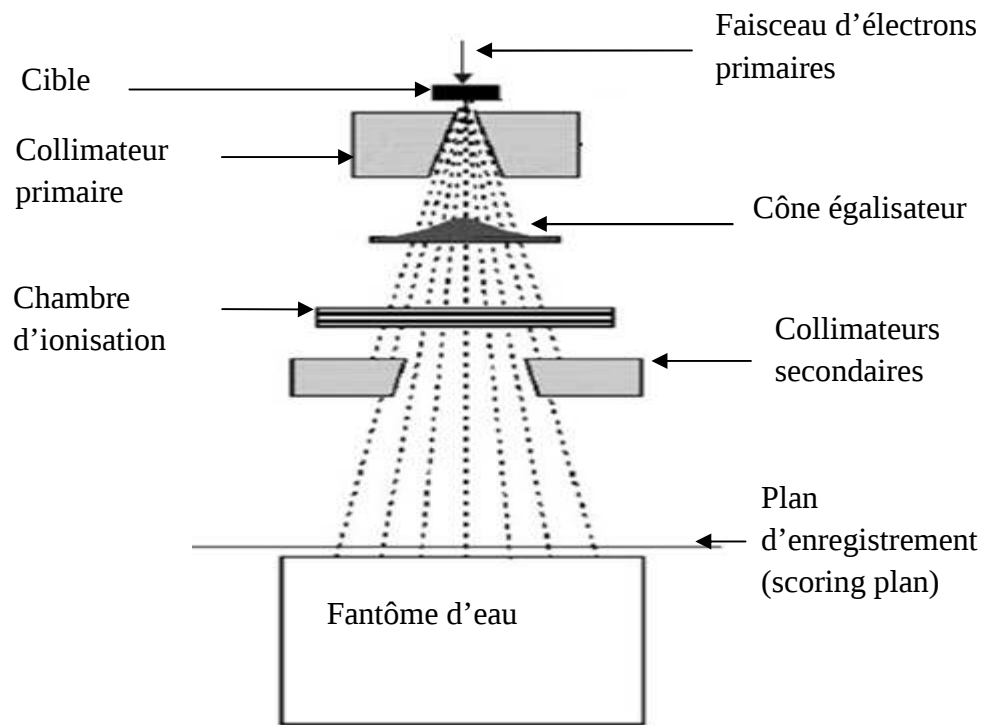


Figure 4-1 : Schéma synoptique de différentes composantes de la tête de Varian Clinac 2100.

La simulation Monte Carlo de Varian Clinac 2100 repose sur les données de la géométrie Monte Carlo fournies par le constructeur (Varian Medical Systems). Le but de ce travail est d'élaborer la géométrie Monte Carlo représentant d'une manière aussi réaliste que possible la tête du linac simulée. La physique de la simulation du transport de photons et d'électrons est basée sur les paramètres du code EGSnrc et nous avons introduit les paramètres du transport de photons et d'électrons dans le tableau 4-1, ils ont été activés pour le code BEAMnrc.

Le fichier de l'espace des phases (PSF) est généré par le code BEAMnrc en utilisant un nombre d'histoire de $2 \cdot 10^7$ avec l'option DBS (pour *Directionnal Bremsstrahlung Splitting*) de 1000 comme technique de réduction de variance. Les particules (photons, électrons, positrons) traversent un plan qui enregistre les caractéristiques associées à ces particules (la charge, l'énergie, la position, ...) (Figure 4-1). Les informations de particules sont stockées dans un fichier de l'espace des phases (PSF) pour chaque itération de la simulation Monte Carlo. Dans nos études, le plan d'enregistrement de particules est positionné juste au-dessus du fantôme d'eau, c'est-à-dire, à la distance de 100 cm sur l'axe central du faisceau, c'est la distance source surface SSD (Figure 4-1).

La dose est calculée par le code DOSXYZnrc en utilisant les fichiers PSF générés par le code BEAMnrc comme une source de particules. Le code DOSXYZnrc calcule la dose dans un fantôme rectilignement voxélisé. Le nombre d'histoires utilisé dans ce code est de 2.10^9 . Le code STATEDOSE est utilisé pour l'exploitation des fichiers de sortie de code DOSXYZnrc dont leur extension est .3ddose [78].

Paramètres du transport dans le code EGSnrc	Valeur correspondante
Global ECUT	0.700 MeV
Global PCUT	0.01 MeV
ESTEPE	0.25
XIMAX	0.5
Boundary crossing algorithm	EXACT
Skin depth for BCA	3
Electron-step algorithm	PRESTA-II
Spin effects	On
Brems angular sampling	KM
Brems cross-sections	NRC
Triplet production	On
Bound Compton scattering	On
Compton cross-sections	default
Pair angular sampling	KM
Pair cross-sections	NRC
Photoelectron angular sampling	On
Rayleigh scattering	On
Atomic relaxations	On
Electron impact ionisation	On
Photon cross-sections	Xcom

Tableau 4-1: Paramètres physiques à base du code EGSnrc utilisés dans la simulation Monte Carlo.

La simulation Monte Carlo de Varian Clinac 2100 est validée en utilisant la méthode gamma index avec des critères de 3%/3mm. Les valeurs de gamma index qui sont ≤ 1 définissent l'accord entre la distribution de la dose calculée et la distribution de la dose mesurée le long de la profondeur pour les PDDs et le long de la distance à l'axe pour les profils de la dose dans le fantôme d'eau. Le taux de vérification de critères de gamma index a été déterminé pour évaluer l'accord entre les distributions de la dose calculées et les distributions de la dose mesurées [80, 81, 103]. La tolérance de référence pour la vérification de critères de gamma index utilisée est de 90 % pour accepter les distributions de la dose

calculées comparées aux distributions de la dose de référence (les mesures). La valeur de 90% est une limite d'acceptation de gamma index recommandée par l'AIEA dans ses rapports techniques de TRS430 [104] et IAEA-TECDOC-1583 [105].

Les PDDs et les profils de la dose sont mesurés dans le service de la radiothérapie du centre clinique Al Kawtar-Fès pour Varian Clinac 2100. L'énergie nominale du faisceau est de 6 MV. Les mesures de distributions de la dose concernent des champs d'irradiation ouverts et de forme carrée et leurs tailles sont de $6 \times 6 \text{ cm}^2$, $10 \times 10 \text{ cm}^2$ et $15 \times 15 \text{ cm}^2$ avec une distance source surface (SSD) de 100 cm. Nous avons travaillé sur trois tailles du champ pour donner une précision pertinente à la simulation Monte Carlo de Varian Clinac 2100 et dans la littérature, la simulation Monte Carlo de linac n'est validée qu'avec la taille du champ d'irradiation de référence de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ et elle est suffisante au sens de la simulation.

Toutes les mesures de distributions de la dose sont faites par un système scanner motorisé avec une chambre d'ionisation PTW dans une cuve d'eau. Elles sont faites par le physicien médical du centre clinique Al Kawtar- Fès suite à notre demande sans avoir le droit de manipuler les appareils de mesures et l'accélérateur Varian Clinac 2100. C'est pour cette raison nous n'avons pas présenté les descriptions détaillées de mesures de la dose.

4.2.2 Résultats et discussions

4.2.2.1 Détermination de l'énergie de la source d'électrons

L'énergie de la source d'électrons au dessus de la cible n'est pas clairement fournie par le constructeur du linac [106,107]. L'énergie des électrons primaires est sélectionnée par une simulation Monte Carlo itérative en variant l'énergie des électrons au dessus de la cible jusqu'à l'obtention d'un bon accord entre le PDD mesuré et le PDD calculé [75]. Nous avons utilisé la méthode gamma index pour l'évaluation de la comparaison. La taille de champ d'irradiation prise est de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ comme une taille de champ de référence.

Les autres paramètres de la source d'électrons comme la distribution et l'angle de diffusion sont sélectionnés en faisant une comparaison entre les profils de la dose calculés et les profils de la dose mesurés à la profondeur de la dose maximale D_{max} et à la profondeur de 10 cm sur l'axe central du faisceau jusqu'on trouve un accord optimal en évaluant le gamma index [80, 81]. A cet effet, la distribution de la dose a été normalisée à l'axe central pour une

comparaison précise entre la distribution de la dose calculée et la distribution de la dose mesurée.

Après un calcul itératif par la simulation Monte Carlo, l'énergie de la source d'électrons au dessus de la cible est de 6.52 MeV, la distribution de flux d'électrons est une distribution gaussienne elliptique et ses caractéristiques sur X et Y sont de 1.4 mm et l'angle de diffusion des électrons est de 1°.

4.2.2.2 Validation de la simulation Monte Carlo de Varian Clinac 2100

La géométrie Monte Carlo de Varian Clinac 2100 en mode photon est générée par le code BEAMnrc. La figure 4-2 présente la géométrie Monte Carlo générée en projection sur le plan XZ.

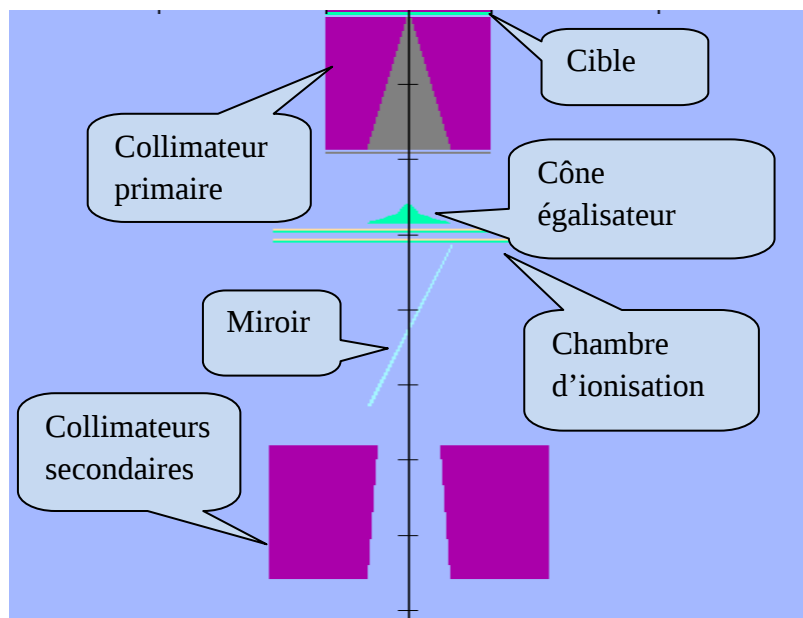


Figure 4-2: La géométrie Monte Carlo de Varian Clinac 2100 en mode photon projetée sur le plan XZ générée par le code BEAMnrc (le schéma n'est pas à l'échelle).

Sur la figure 4-2, les éléments de la tête de Varian Clinac 2100 sont affichés à leurs propres positions avec des couleurs de matériaux définis par le code de la simulation.

4.2.2.2.1 Validation de la simulation Monte Carlo en PDD

Les figures 4-3, 4-4 et 4-5 présentent les PDDs calculés et les PDDs mesurés et le gamma index associés pour les tailles du champ d'irradiation de 6×6 cm², 10×10 cm² et 15×15 cm² respectivement.

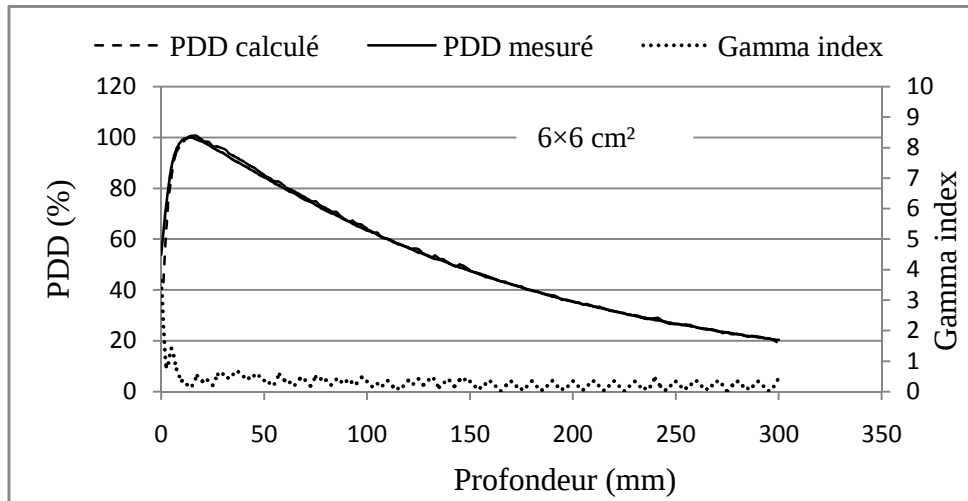


Figure 4-3: PDD calculé, PDD mesuré et gamma index associé en fonction de la profondeur.

Le taux de la vérification de gamma index avec les critères de 3%/3mm est de l'ordre de 98.35 % pour la comparaison du PDD calculé avec le PDD mesuré (PDD de référence) dans le fantôme d'eau (Figure 4-3). Pour la taille du champ de $6 \times 6 \text{ cm}^2$, la simulation Monte Carlo de Varian Clinac 2100 est validée par 98.35 % qui est supérieur à 90%. Par la suite, la simulation Monte Carlo est validée pour les tailles du champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ et $15 \times 15 \text{ cm}^2$ en PDD pour que notre simulation soit plus précise et plus fiable au calcul dosimétrique et énergétique.

Les figures 4-4 et 4-5 présentent la comparaison de distributions de PDDs pour les tailles du champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ et de $15 \times 15 \text{ cm}^2$ respectivement.

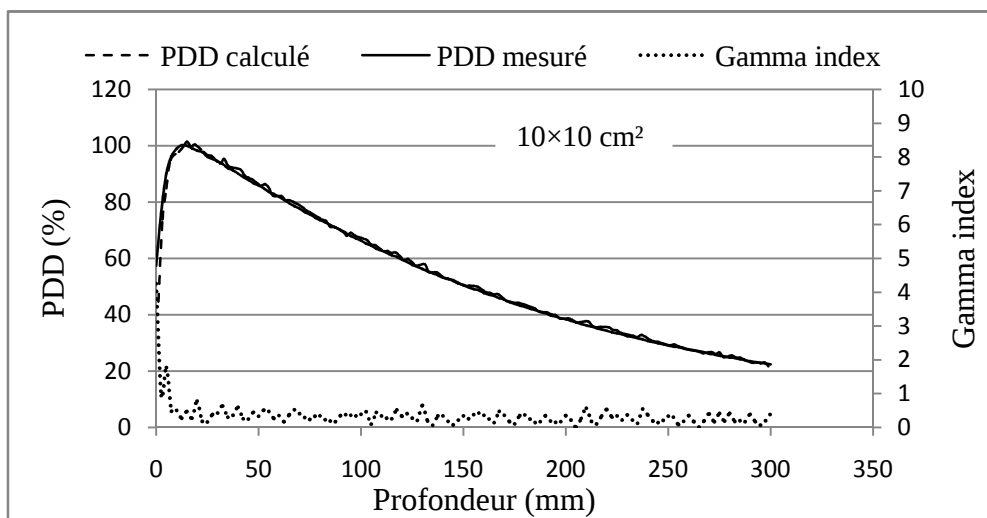


Figure 4-4: PDD calculé, PDD mesuré et gamma index associé en fonction de la profondeur.

Le taux de la vérification du gamma index avec les critères de 3%/3mm est de l'ordre de 98.35 % pour la comparaison du PDD calculé avec le PDD mesuré pour la taille du champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ (Figure 4-4).

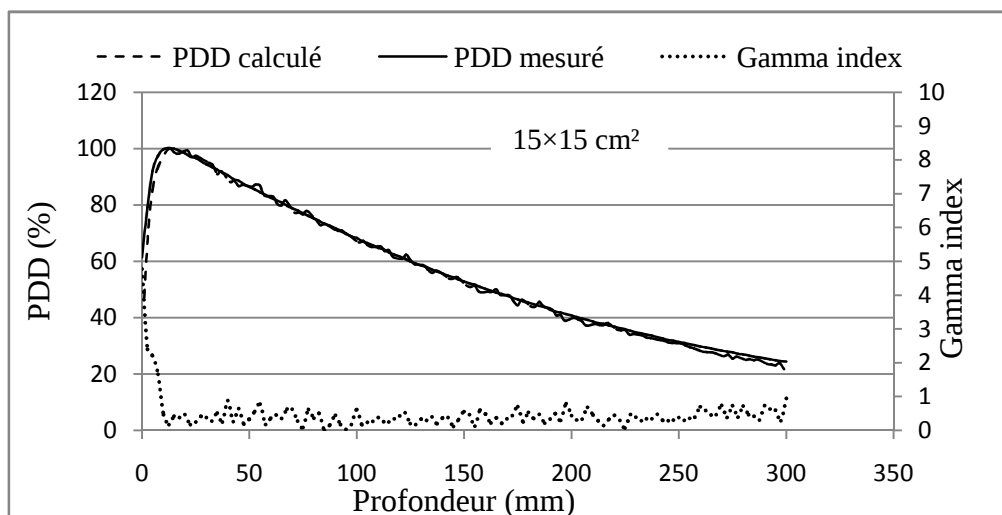


Figure 4-5: PDD calculé, PDD mesuré et gamma index associé en fonction de la profondeur.

Le taux de la vérification de gamma index avec les critères de 3%/3mm est de l'ordre de 96.7 % pour la comparaison du PDD calculé avec le PDD mesuré pour la taille du champ de $15 \times 15 \text{ cm}^2$ (Figure 4-5).

Finalement, la simulation Monte Carlo est validée en PDD pour les tailles du champ d'irradiation de $6 \times 6 \text{ cm}^2$, $10 \times 10 \text{ cm}^2$ et $15 \times 15 \text{ cm}^2$ avec un taux moyen de vérification de gamma index de 97.8 %. Le taux de vérification est très supérieur à la tolérance de 90 % recommandée par l'AIEA [104,105]. Enfin, nous avons validé la simulation Monte Carlo de Varian Clinac 2100 avec précision pour les distributions de la dose sur l'axe central du faisceau de photons (l'axe Z).

4.2.2.2.2 Validation de la simulation Monte Carlo en profil de la dose

Pour une validation spatial (sur trois dimensions) complète de la simulation Monte Carlo de Varian Clinac 2100, la comparaison de distributions de la dose doit être faite pour les profils de la dose pour l'ensemble de tailles du champ de $6 \times 6 \text{ cm}^2$, $10 \times 10 \text{ cm}^2$ et $15 \times 15 \text{ cm}^2$. La distribution du profil de la dose est la distribution de la dose sur les deux axes latéraux ou perpendiculaires à l'axe central du faisceau (les axes X et Y). Puisque la distribution de la dose du profil est similaire pour les deux axes latéraux car les champs d'irradiation sont de

forme carré et centré sur l'axe central du faisceau, il suffit de prendre les profils de la dose sur un de ces axes.

La validation de la simulation est faite par la comparaison de profils de la dose calculé au profil de la dose mesuré à la profondeur de la dose maximale $D_{\max}$ et à la profondeur de 10 cm dans le fantôme d'eau pour les tailles du champ de $6 \times 6 \text{ cm}^2$, $10 \times 10 \text{ cm}^2$ et $15 \times 15 \text{ cm}^2$. Les figures 4-6, 4-7 et 4-8 présentent les profils de la dose à la profondeur de $D_{\max}$ (A) et à la profondeur de 10 cm (B) sur l'axe central dans le fantôme pour les tailles du champ de $6 \times 6 \text{ cm}^2$, $10 \times 10 \text{ cm}^2$ et $15 \times 15 \text{ cm}^2$ respectivement.

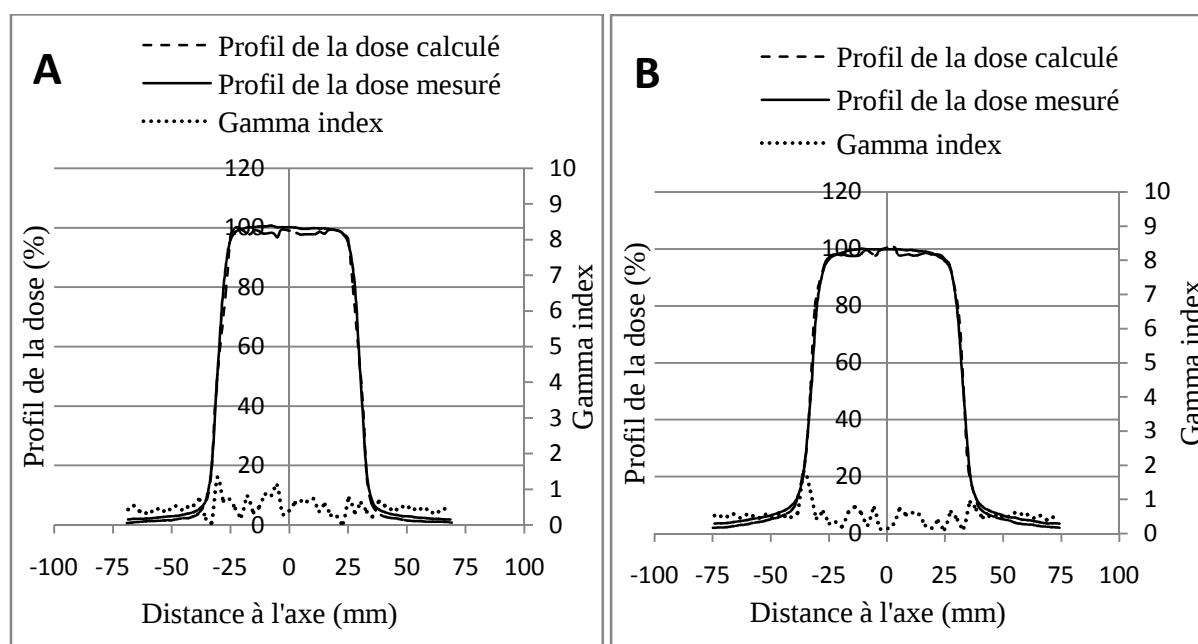


Figure 4-6: Profils de la dose calculés, profils de la dose mesurés et gamma index associés en fonction de la distance à l'axe à la profondeur de la dose maximale $D_{\max}$ (A) et à la profondeur de 10 cm (B) pour la taille du champ de $6 \times 6 \text{ cm}^2$.

Le taux de la vérification de gamma index avec les critères de 3%/3mm est de l'ordre de 96.3% pour la comparaison du profil de la dose calculé au profil de la dose mesuré à la profondeur de la dose maximale $D_{\max}$ (Figure 4-6 A) et à la profondeur de 10 cm (Figure 4-6 B) pour la taille du champ de $6 \times 6 \text{ cm}^2$.

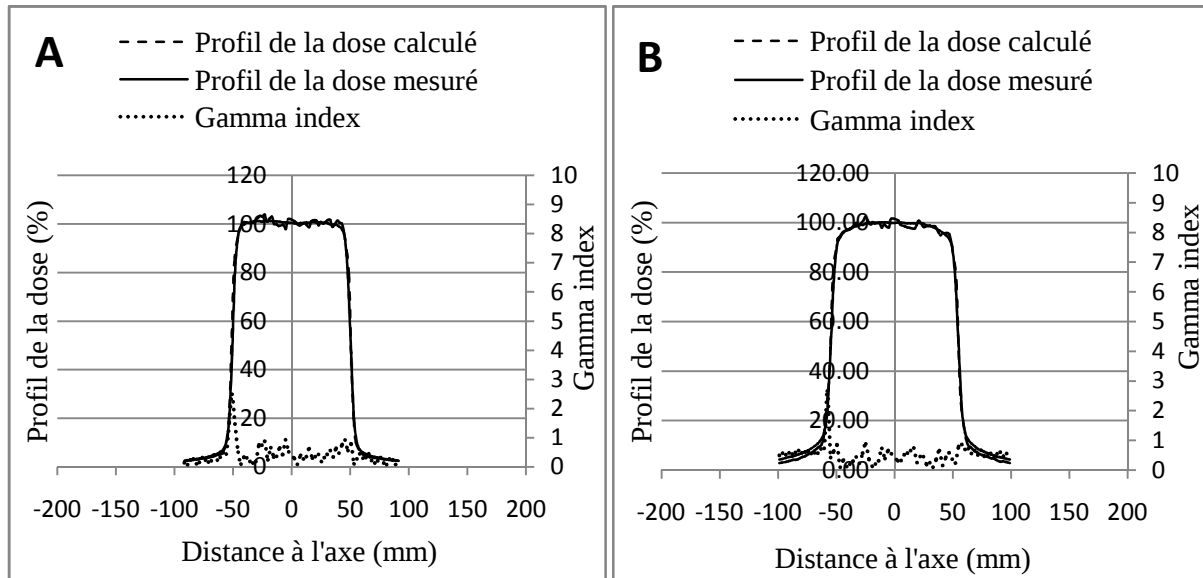


Figure 4-7: Profils de la dose calculés, profils de la dose mesurés et gamma index associés en fonction de la distance à l'axe à la profondeur de la dose maximale D_{max} (A) et à la profondeur de 10 cm (B) pour la taille du champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$.

Le taux de la vérification de gamma index avec les critères de 3%/3mm est de l'ordre de 95.84 % pour la comparaison du profil de la dose calculé au profil de la dose mesuré à la profondeur de la dose maximale D_{max} (Figure 4-7 A) et de l'ordre de 98.62 % pour la comparaison du profil de la dose calculé au profil de la dose mesuré à la profondeur de 10 cm (Figure 4-7 B) pour la taille du champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$.

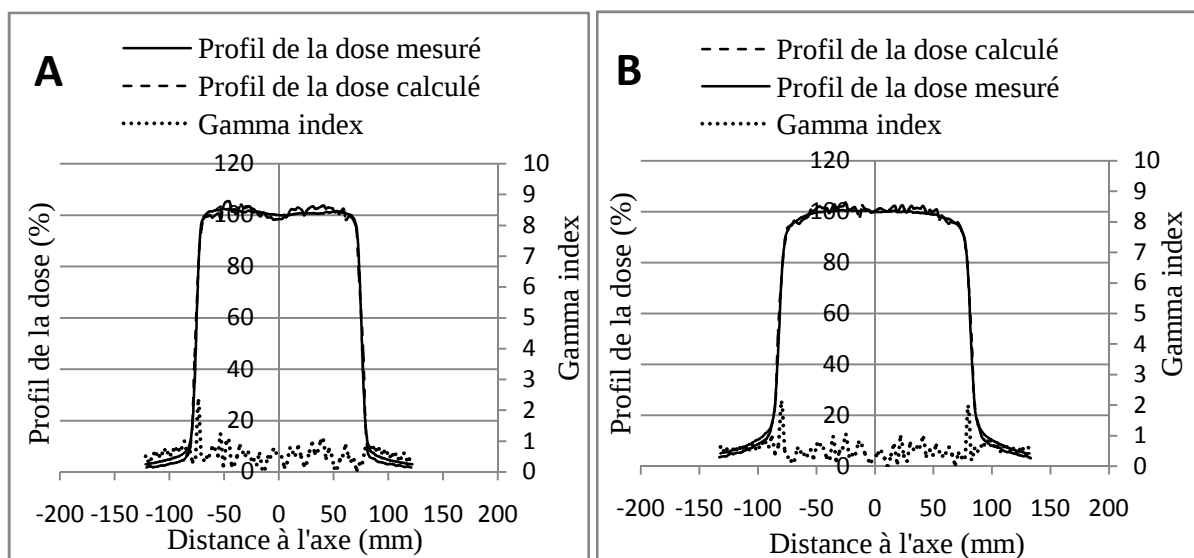


Figure 4-8: Profils de la dose calculés, profils de la dose mesurés et gamma index associés en fonction de la distance à l'axe à la profondeur de la dose maximale D_{max} (A) et à la profondeur de 10 cm (B) pour la taille du champ de $15 \times 15 \text{ cm}^2$.

Le taux de la vérification de gamma index avec les critères de 3%/3mm est de l'ordre de 95.84 % pour la comparaison du profil de la dose calculé au profil de la dose mesuré à la profondeur de la dose maximale $D_{\max}$ (Figure 4-8 A) et de l'ordre de 96.87 % pour la comparaison du profil de la dose calculé au profil de la dose mesuré à la profondeur de 10 cm (Figure 4-8 B) pour la taille du champ d'irradiation de $15 \times 15 \text{ cm}^2$.

Le tableau ci-dessous résume les résultats trouvés pour le calcul de taux de vérification de gamma index avec les critères de 3%/3mm pour l'ensemble de tailles de champ étudiées.

Taille de champ d'irradiation	PDD	Profil de la dose	
		A la profondeur de la dose maximale $D_{\max}$	A la profondeur de 10 cm
$6 \times 6 \text{ cm}^2$	98.35 %	96.3 %	96.3 %
$10 \times 10 \text{ cm}^2$	98.35 %	95.84 %	98.62 %
$15 \times 15 \text{ cm}^2$	96.7 %	95.84 %	96.87 %

Tableau 4-2: Taux de la vérification de critères de gamma index pour la validation de la simulation Monte Carlo de Varian Clinac 2100.

De tableau 4-2, il ressort que la simulation Monte Carlo de Varian Clinac 2100 est validée avec une grande précision et une fiabilité pertinente.

4.2.3 Interprétations et recommandations

La géométrie Monte Carlo de la tête de Varian Clinac 2100 est performée et développée par le code Monte Carlo BEAMnrc. Le calcul de la dose est fait par le code DOSXYZnrc. Les résultats dosimétriques de PDDs et de profils de la dose sont calculés et comparés avec les données mesurées. La simulation Monte Carlo est validée par l'évaluation quantitative de la comparaison de distributions de la dose en utilisant la méthode gamma index avec des critères de 3%/ 3mm. Ces critères de gamma index sont largement suffisants pour le reste des travaux de recherche de cette thèse car nos travaux sont des études Monte Carlo comme les analyses physiques comme les distributions énergétiques et certains phénomènes physiques comme l'adoucissement du faisceau de photons et ils donnent aussi une précision pertinente aux calculs Monte Carlo associés à Varian Clinac 2100.

Notre simulation est validée par les taux de la vérification de gamma index de 98.35 %, de 98.35 % et de 96.7 % pour les PDDs pour les tailles du champ de $6 \times 6 \text{ cm}^2$, $10 \times 10 \text{ cm}^2$ et $15 \times 15 \text{ cm}^2$ respectivement et de 96.3 %, de 98.62 % et de 96.87 % pour les profils de la dose à la profondeur de 10 cm et de 96.3 %, de 95.84 % et de 95.84 % pour les profils de dose à la profondeur de la dose maximale $D_{\max}$ pour les tailles de champ de $6 \times 6 \text{ cm}^2$, $10 \times 10 \text{ cm}^2$ et $15 \times 15 \text{ cm}^2$ respectivement. Les taux de la vérification de gamma index dans ces travaux de cette thèse sont très supérieur par rapport aux limites recommandées par l'AIEA dans ses protocoles de rapports TRS430 [104] et IAEA-TECDOC-1583 [105].

Donc la simulation Monte Carlo de Varian Clinac 2100 est plus précise en calcul de la dose du faisceau produit et notre travail est en accord et en consistance avec des études précédentes de Lewis R. D et al [108], EL Bakkali J. et El Bardouni T.[6], et Tayalati Y. et al [7]. Nos résultats en taux de la vérification de gamma index sont plus améliorés en comparaison avec l'étude faite par Kadman et al. [109] et l'incertitude statistique est de l'ordre de 1 % pour la simulation et cette valeur est en accord avec celle trouvée par Aljamal M. [110].

Les codes Monte Carlo BEAMnrc et DOSXYZnrc utilisés dans nos travaux sont donc plus précis pour la simulation du transport de photons et d'électrons dans le linac et dans le fantôme d'eau respectivement. Ils sont aussi précis dans le calcul des caractéristiques dosimétriques et énergétiques du faisceau de photons. Dans le reste de cette thèse, nous travaillerons sur les études dosimétriques du faisceau de photons de 6 MV pour la configuration du linac avec et sans le cône égalisateur ainsi que nous travaillons sur les fluences et les distributions énergétique en ce qui concernent les photons, les électrons et les positrons contenus dans le faisceau de photons à la surface du fantôme. Nous évaluons les caractéristiques physiques de photons secondaires en provenance de modificateurs du faisceau de photons dans la tête du linac.

Le paragraphe suivant est consacré aux études dosimétriques du faisceau de photons de 6 MV pour une configuration du linac avec et sans le cône égalisateur. L'objectif est de mettre en évidence l'augmentation de la dose due à l'enlèvement du cône égalisateur de la tête du linac.

4.3 Investigation dosimétrique du faisceau: étude Monte Carlo

L'investigation dosimétrique vise à examiner la dose délivrée par le model Monte Carlo de Varian Clinac 2100. L'investigation de la dose est articulée sur les études de PDDs, de profils de la dose et de la dose brute produits par la configuration du linac avec et sans le cône égalisateur. Ces études sont faites dans le cadre de l'amélioration de la dose délivrée optimale pour une efficacité thérapeutique élevée pour le traitement du cancer par les photons.

Les systèmes de la planification du traitement (TPS) de linacs modernes servent à planifier la dose pour un traitement efficace de la tumeur par les radiations. La production du faisceau de photons à usage clinique doit répondre aux exigences cliniques et physiques. Les exigences cliniques sont liées au traitement de la tumeur pour la destruction totale des cellules cancéreuse avec une préservation élevée des cellules saines au voisinage de la tumeur et pour une qualité de vie du patient améliorée. Les exigences physiques sont liées à la physique de linac comme les contraintes de la température de la cible, la durée de fonctionnement de la machine ...etc.

4.3.1 Matériels et méthodes

Le développement de la technologie du linac repose sur la production de la dose optimale à usage clinique pour le traitement radiothérapeutique efficace du cancer. L'enlèvement du cône égalisateur de la tête du linac peut conduire à augmenter la dose délivrée et par conséquent de réduire le temps d'irradiation et d'augmenter l'efficacité radiothérapeutique. Des travaux de recherche précédents sur l'enlèvement du cône égalisateur ont montré les avantages dosimétriques de la suppression du cône égalisateur de la tête du linac comme ceux donnés par Asghar M. et al. [9], Pearson D. et al. [12] et Vassiliev O. N. et al. [10,11]. Dans nos études, nous avons quantifié ces avantages dosimétriques et nous avons évalué la déviation locale de PDDs et de profils de la dose ainsi nous avons évalué le gain en dose brute (la dose non modifiée) qui sont dus à la suppression du cône égalisateur pour un faisceau de photons de 6 MV avec une distance source surface de 100 cm.

Cette étude vise à investiguer la dosimétrie pour deux configurations du linac avec et sans le cône égalisateur pour les tailles du champ de $6 \times 6 \text{ cm}^2$ et $10 \times 10 \text{ cm}^2$. Après la validation de la simulation Monte Carlo de Varian Clinac 2100, nous avons lancé premièrement la simulation du linac avec le cône égalisateur et deuxièmement la simulation est lancée sans le cône égalisateur pour chaque taille du champ. Nous avons évalué la

déviatiion locale due à l'enlèvement du cône égalisateur du model Monte Carlo de Varian Clinac 2100 sur les distributions de PDDs et de profils de la dose.

Pour quantifier les effets de l'enlèvement du cône égalisateur du model Monte Carlo du linac sur la qualité du faisceau de photons, nous avons introduit le paramètre de la déviatiion locale par rapport à la configuration du linac avec le cône égalisateur.

La déviatiion locale est calculée selon la formule suivante :

$$\text{Déviatiion locale} = \frac{(X_{\text{sans le cône}} - X_{\text{avec le cône}})}{X_{\text{avec le cône}}} \quad (4-1)$$

où

$X_{\text{sans le cône}}$: est la caractéristique dosimétrique : le PDD ou le profil de la dose pour la configuration du linac sans le cône égalisateur.

$X_{\text{avec le cône}}$: est la caractéristique dosimétrique : le PDD ou le profil de la dose pour la configuration du linac avec le cône égalisateur.

4.3.2 Résultats et discussions

4.3.2.1 Investigation dosimétrique sur le PDD

Le rendement en profondeur de la dose ou le PDD est la distribution de la dose sur l'axe central du faisceau (l'axe Z) (Figure 4-2). Nous avons investigué les effets de l'enlèvement du cône égalisateur sur les PDDs pour les tailles du champ de $6 \times 6 \text{ cm}^2$ et $10 \times 10 \text{ cm}^2$.

Le PDD est un paramètre recommandé par l'AIEA pour évaluer la qualité du faisceau produit utilisé dans le traitement radiothérapeutique du cancer [111]. La figure 4-9 donne les distributions de PDD avec et sans le cône égalisateur et la déviatiion locale en fonction de la profondeur par rapport à la configuration du linac avec le cône égalisateur.

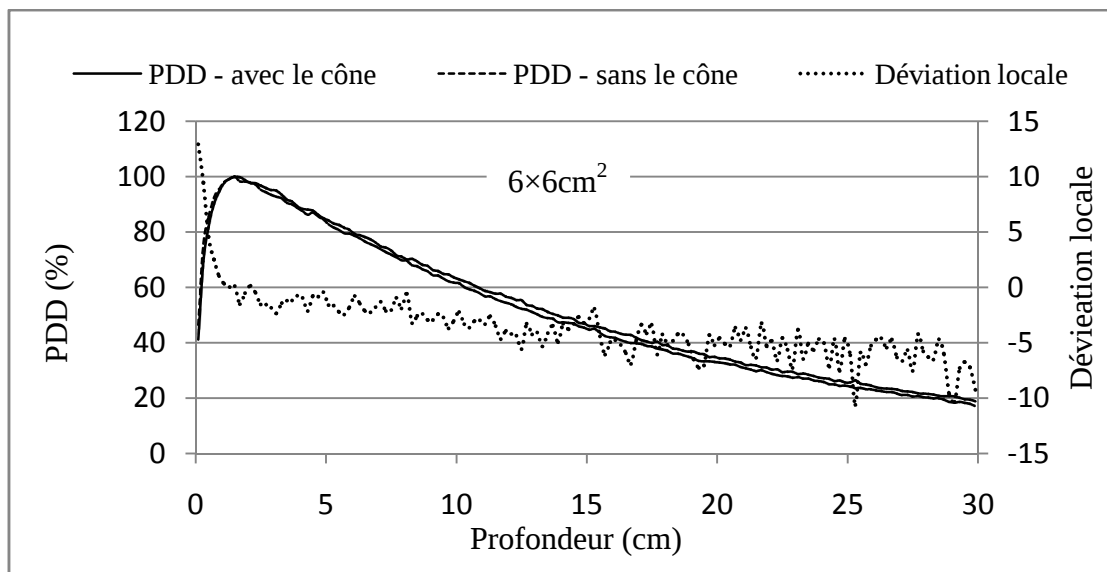


Figure 4-9 : PDDs de configurations du linac avec et sans le cône égalisateur et la déviation locale en fonction de la profondeur.

Pour la taille du champ de $6 \times 6 \text{ cm}^2$, l'enlèvement du cône égalisateur du model Monte Carlo de la tête de Varian Clinac 2100 affecte remarquablement le PDD (les grandes valeurs de la déviation locale) dans les faibles profondeurs (build-up de la dose). La déviation locale est grande dans le build-up de la dose, il est de l'ordre de 13 et il est négatif pour les profondeurs plus de 1 cm, c'est-à-dire le PDD diminue lorsque le cône égalisateur a été enlevé du model Monte Carlo du linac sur ces profondeurs dans le fantôme d'eau (Figure 4-9). La qualité du faisceau est détériorée pour cette taille du champ d'irradiation car la déviation locale change de signe en fonction de la profondeur et avec des grandes valeurs dans les faibles profondeurs.

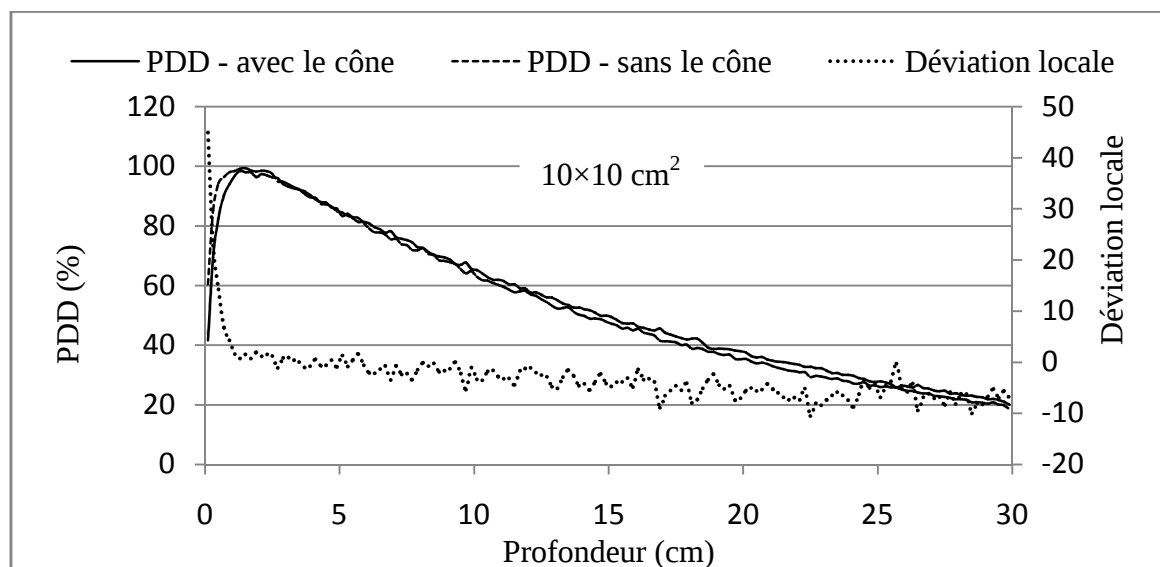


Figure 4-10 : PDDs de configurations du linac avec et sans le cône égalisateur et la déviation locale en fonction de la profondeur.

Pour la taille du champ d'irradiation de $10 \times 10 \text{ cm}^2$, la déviation locale est grand dans les faibles profondeurs (build-up de la dose), elle est de l'ordre de 44 et il devient négatif à partir de la profondeur de 5 cm (Figure 4-10). L'enlèvement du cône égalisateur affecte différemment le PDD dans les faibles profondeurs dans le fantôme d'eau pour les deux tailles de champ étudiées. Dans la zone de build-up de la dose, la déviation locale est plus grande pour la taille du champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ et elle est de 44, par contre elle ne dépasse pas 13 pour la taille du champ de $6 \times 6 \text{ cm}^2$. La détérioration de la qualité du faisceau diminue avec la taille du champ d'irradiation.

Les effets de l'enlèvement du cône égalisateur sur le PDD varient avec la taille du champ d'irradiation. La suppression du cône égalisateur de la tête du linac donne un entassement de la dose dans la zone de build-up de la dose (les grandes valeurs de la déviation locale dans cette zone), c'est un inconvénient dosimétrique pour la configuration du linac sans le cône égalisateur.

4.3.2.2 Investigation dosimétrique sur le profil de la dose

Le profil de la dose est la distribution de la dose sur les axes latéraux (les axes X et Y) (Figure 4-2). Nous avons investigué les effets de l'enlèvement du cône égalisateur sur les profils de la dose pour les tailles du champ d'irradiation de $6 \times 6 \text{ cm}^2$ et $10 \times 10 \text{ cm}^2$. Le profil de la dose est aussi un paramètre recommandé par l'AIEA pour l'évaluation de la qualité du faisceau pour le traitement radiothérapeutique du cancer [111].

L'enlèvement du cône égalisateur du model Monte Carlo de la tête de Varian Clinac 2100 affecte le rendement en profondeur (PDD) dans les faibles profondeurs (zone build-up de la dose) (Figure 4-9 et 4-10). Dans ce paragraphe, nous avons évalué les effets de l'enlèvement du cône égalisateur sur les profils de la dose pour les tailles du champ d'irradiation de $6 \times 6 \text{ cm}^2$ et de $10 \times 10 \text{ cm}^2$. Nous avons quantifié ces effets par la détermination de la déviation locale en fonction de la distance à l'axe par rapport à la configuration du linac avec le cône égalisateur.

Les profils de la dose sont pris à la profondeur de 1.5 cm dans le fantôme d'eau pour les tailles du champ d'irradiation de $6 \times 6 \text{ cm}^2$ et de $10 \times 10 \text{ cm}^2$. Ils représentent les

distributions de la dose normalisées par rapport à la dose sur l'axe central du faisceau de photons pour les deux configurations du linac étudiées.

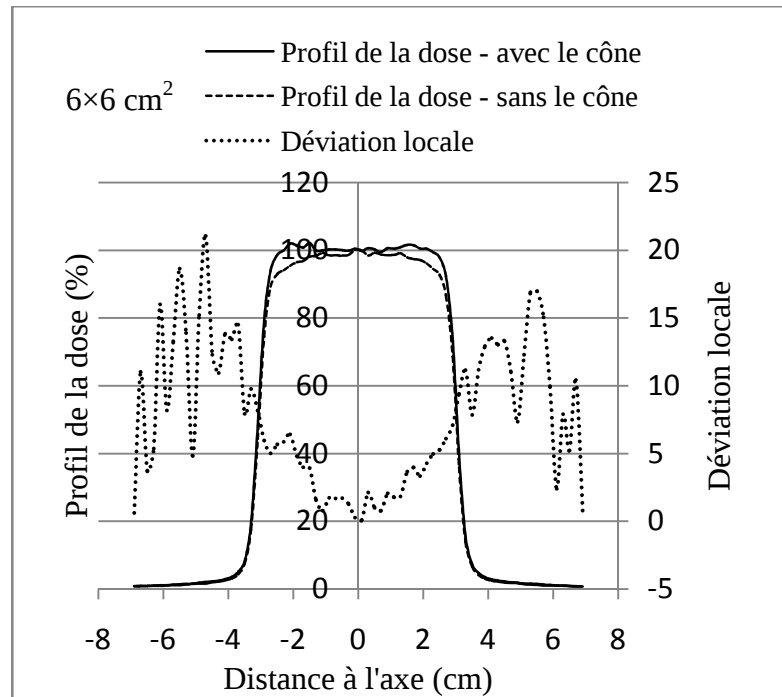


Figure 4-11 : Profils de la dose de configurations du linac avec et sans le cône égalisateur et la déviation locale en fonction de la distance à l'axe.

Pour la taille du champ de $6 \times 6 \text{ cm}^2$, la déviation locale est grande de part et d'autre de l'axe central du faisceau. La déviation locale est de l'ordre de 10 dans la zone de la pénombre (au bord du champ) et elle est de l'ordre de 20 dans la zone de l'ombre (hors champ) (Figure 4-11). Ces résultats ont montré que les cornes sont principalement produites par le cône égalisateur, ce qui confirme les résultats obtenus et interprétés dans le chapitre 3.

Le profil de la dose sans le cône égalisateur n'est pas aplati et par conséquent le faisceau de photons n'est pas homogène. L'homogénéité est un paramètre de qualité du faisceau de photons associé à la distribution du profil de la dose donc la qualité du faisceau est détériorée (perte de l'homogénéité)

La figure 4-12 donne la variation de profils de la dose pour les configurations du linac avec et sans le cône égalisateur et le gain en profil de la dose pour la taille de champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$.

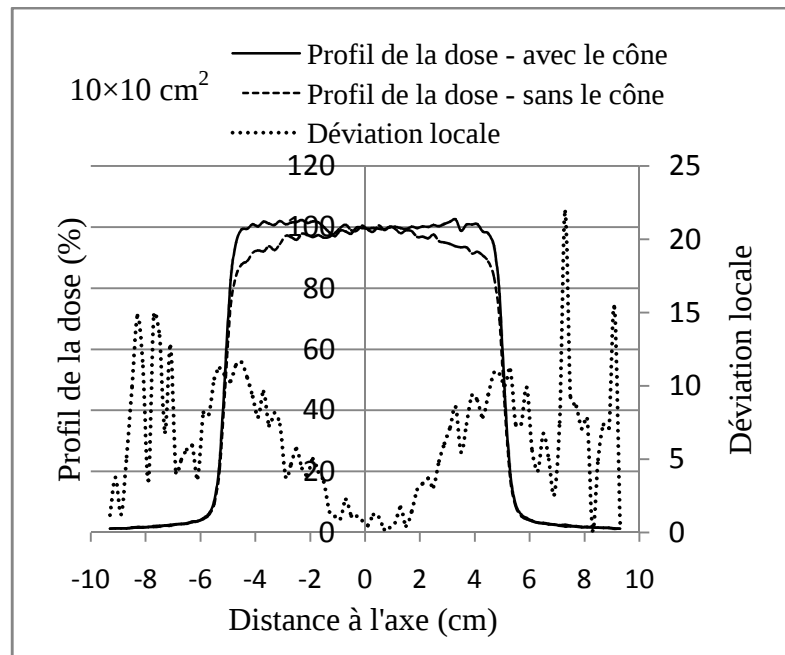


Figure 4-12 : Profils de la dose de configurations du linac avec et sans le cône égalisateur et la déviation locale en fonction de la distance à l'axe.

Pour la taille du champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$, la déviation locale est grande de part et d'autre de l'axe central du faisceau. Elle est de l'ordre de 11 dans la zone de la pénombre (au bord du faisceau) et elle est de l'ordre de 20 dans la zone de l'ombre (hors champ) (Figure 4-12). L'enlèvement du cône égalisateur affecte la qualité du faisceau de photons pour les deux tailles du champ de $6 \times 6 \text{ cm}^2$ et $10 \times 10 \text{ cm}^2$. La perte de l'homogénéité du faisceau de photons est un inconvénient majeur pour ces tailles du champ. On constate que la détérioration de la qualité diminue avec la taille du champ d'irradiation (Figure 4-11 et Figure 4-12). Dans la littérature, la présence du cône égalisateur dans la tête du linac a pour rôle d'aplatir le faisceau de photons [15, 16, 56].

Maintenant, on va étudier les avantages de l'enlèvement du cône égalisateur sur la dose brute (la dose n'est pas modifiée ou normalisée) délivrée par Varian Clinac 2100. Pour quantifier ces avantages, nous déterminons le gain en dose en fonction de la profondeur pour les tailles du champ de $6 \times 6 \text{ cm}^2$ et $10 \times 10 \text{ cm}^2$.

4.3.2.3 Avantages de la suppression du cône égalisateur sur la dose brute

La dose brute est la distribution de la dose sans la normaliser ou la modifier. Dans ce paragraphe, nous avons analysé la variation de la dose brute sur l'axe central du faisceau de photons pour évaluer les avantages de l'enlèvement du cône égalisateur pour les tailles de champ de $6 \times 6 \text{ cm}^2$ et $10 \times 10 \text{ cm}^2$ sur la dose délivrée.

Pour quantifier les avantages dosimétriques de l'enlèvement du cône égalisateur du model Monte Carlo du linac, nous avons introduit le paramètre de gain de la dose «G».

Le gain G est calculé selon la formule suivante :

$$G = 100 \times \frac{(D_{\text{sans le cône}} - D_{\text{avec le cône}})}{D_{\text{avec le cône}}} \quad (4-2)$$

où

D : est la dose calculée par la simulation Monte Carlo du linac.

Le gain en dose exprime l'élévation de la dose dû à l'enlèvement du cône égalisateur il est déterminé par rapport à la configuration du linac avec le cône égalisateur. Ce paramètre permet d'évaluer la dose réelle gagnée en supprimant le cône égalisateur du modèle Monte Carlo de la tête de Varian Clinac 2100. Le gain en dose est calculé pour les tailles du champ de 6×6 cm² et 10×10 cm². Il est déterminé en pourcentage pour mettre en valeur les avantages dosimétriques dû à l'enlèvement du cône. La figure 4-13 présente le gain en dose en fonction de la profondeur dans le fantôme pour la taille du champ de 6×6 cm².

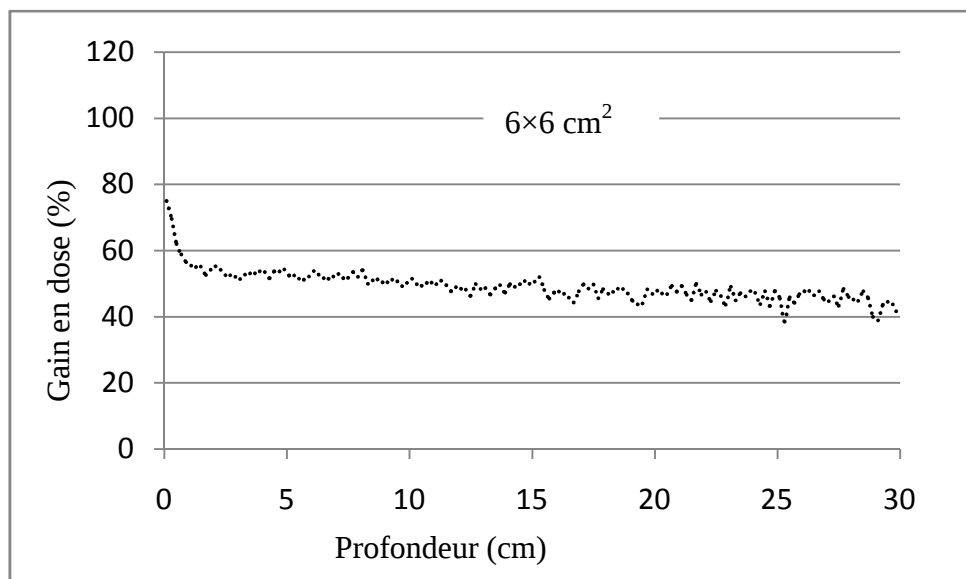


Figure 4-13 : Gain en dose en fonction de la profondeur

L'enlèvement du cône égalisateur du model Monte Carlo de la tête de Varian Clinac 2100 permet d'augmenter la dose dans les faibles profondeurs (zone de build-up de la dose). Dans cette zone, la dose produite par la configuration de Varian Clinac 2100 sans le cône égalisateur a augmenté de plus de 78 % de la dose produite par la configuration de Varian Clinac 2100 avec le cône égalisateur (Figure 4-13). Le gain en dose chute vers 58 % à la profondeur de 0.7 cm au delà de la surface de la dose et il décroît linéairement avec la

profondeur jusqu'à 40 % (Figure 4-13). En bref, l'enlèvement du cône égalisateur permet d'augmenter la dose délivrée de plus de 40 % de la dose délivrée par la configuration de Varian Clinac 2100 avec le cône. L'augmentation de la dose est importante dans la zone de build-up ce qui constitue un entassement de la dose dans cette zone.

Pour une bonne interprétation des avantages de l'enlèvement du cône égalisateur du model Monte Carlo de Varian Clinac 2100 sur la dose délivrée, nous avons calculé le gain en dose pour la taille du champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ en fonction de la profondeur (Figure 4-14).

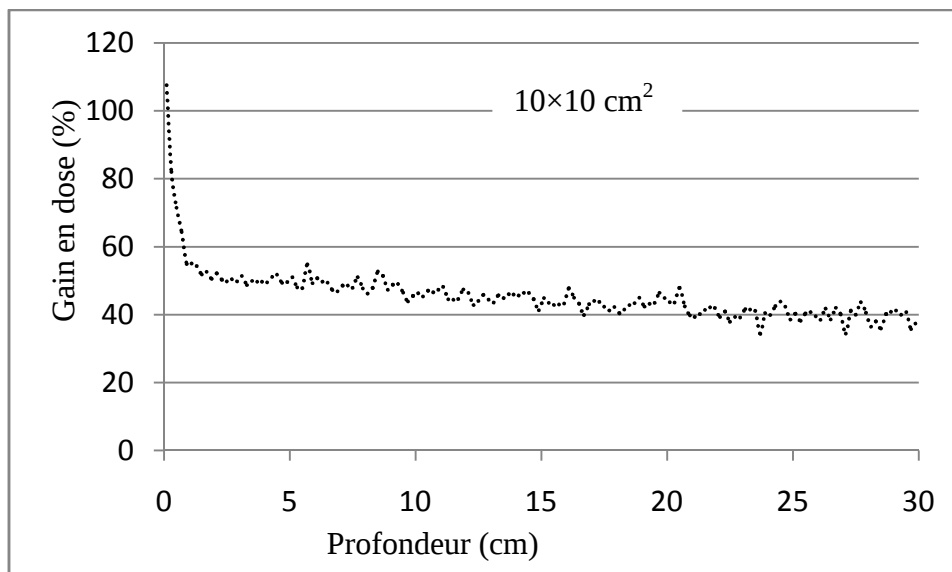


Figure 4-14 : Gain en dose en fonction de la profondeur

Le gain en dose pour la taille du champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ est très élevé à la surface de la dose et il atteint 110 % (Figure 4-14). Le gain chute vers 55 % à la profondeur de 1 cm loin de la surface de la dose, après il diminue linéairement avec la profondeur dans le fantôme d'eau jusqu'à la valeur de 40 %.

La dose délivrée par la configuration de Varian Clinac 2100 sans le cône égalisateur permet d'augmenter la dose de 110 % de la dose délivrée dans la zone de build-up de la dose produite par la configuration du linac avec le cône égalisateur et plus de 40 % pour les profondeurs plus de 1 cm (Figure 4-14).

On constate que la différence entre le gain pour la taille du champ de $6 \times 6 \text{ cm}^2$ et le gain pour la taille du champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ est dans la zone de build-up de la dose (Figure 4-13 et 4-14). Cela veut dire que le gain en dose augmente avec la taille du champ d'irradiation. Pour la taille du champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$, le gain de l'enlèvement du cône en dose est de 110 % à

la surface de la dose, et pour la taille du champ de $6 \times 6 \text{ cm}^2$, il est de 78 %. Pour les profondeurs plus de 1 cm, le gain est apparemment indépendant de la taille du champ d'irradiation (Figures 4-13 et 4-14) et il est à proximité de 40 %.

Finalement, l'enlèvement du cône égalisateur du model Monte Carlo de Varian Clinac 2100 permet d'augmenter la dose de plus de 40 % sur toutes les profondeurs dans le fantôme d'eau mais avec un inconvénient de l'entassement de la dose à la zone de build-up. Ce qui affecte négativement la qualité du faisceau de photons produit. Les effets sur la qualité du faisceau de photons diminuent avec la taille du champ d'irradiation.

4.3.3 Interprétations et recommandations

L'enlèvement du cône égalisateur du modèle Monte Carlo de la tête de Varian Clinac 2100 affecte fortement les PDDs dans les faibles profondeurs (zone de build-up de la dose). Au delà de cette zone, les PDDs, de deux configurations du linac avec et sans le cône égalisateur, ont la même forme de variation avec la profondeur. La déviation locale est positive pour les faibles profondeurs dans le fantôme et elle est négative pour les profondeurs grandes (au delà de la surface de la dose).

Les effets de l'enlèvement du cône égalisateur sur les PDDs, surtout dans la zone de build-up de la dose, augmentent avec la taille du champ. La qualité du faisceau de photons est fortement détériorée par le fait de changement de signe de la déviation locale en fonction de la profondeur. Cette détérioration est expliquée d'une part par l'entassement de la dose dans la zone build-up et d'autre part par la déviation locale qui est négative au delà de cette zone. Elle constitue un inconvénient majeur de l'enlèvement du cône sur la dosimétrie délivrée.

Concernant la distribution de profils de la dose, on constate que les profils de la dose pour la configuration du linac sans le cône égalisateur ne présentent pas les cornes à gauche et à droite de profil, ce qui confirme que les cornes de profils de la dose sont principalement produites par le cône égalisateur. Comme nous avons montré dans le chapitre 3, ces cornes traduisent un surdosage par rapport à la zone centrale de profils. L'enlèvement du cône égalisateur affecte fortement les profils de la dose dans la zone de la pénombre avec un facteur plus de 10 (la déviation locale) et dans la zone d'ombre avec un facteur de 20 (la déviation locale). Les distributions de la dose caractérisant la qualité du faisceau produit dans la radiothérapie sont fortement affectées par la suppression du cône égalisateur.

Les résultats de ces travaux sont en accord et en consistance avec des travaux précédents dans ce domaine d'études [9-12]. En plus, nous avons quantifié les avantages de l'enlèvement du cône égalisateur sur l'élévation de la dose en fonction de la profondeur dans le fantôme. Le gain en dose est grand dans les faibles profondeurs (zone de build-up) pour les deux tailles du champ d'irradiation étudiées. La dose a augmenté considérablement dans la configuration sans le cône égalisateur pour les deux tailles du champ, l'augmentation de la dose est plus remarquable à la zone de build-up de la dose que dans la zone de décroissance exponentielle.

Qualitativement, l'enlèvement du cône égalisateur conduit à élever la dose délivrée dans les faibles profondeurs par rapport à la configuration de Varian Clinac 2100 avec le cône égalisateur. L'enlèvement de cône égalisateur conduit à une augmentation de la dose de plus de 40 % sur toute la profondeur dans le fantôme d'eau.

La configuration du linac sans le cône égalisateur permet d'augmenter la dose délivrée et par conséquent il y aurait:

- Une réduction du temps d'irradiation de la tumeur
- Une augmentation de l'efficacité radiothérapeutique
- Une amélioration de la qualité de vie de patient

Dans la partie suivante, nous étudierons les caractéristiques énergétiques de particules de contaminations et de photons contenues dans le faisceau produit par Varian Clinac 2100 avec et sans le cône égalisateur. Le travail de cette partie fait l'objet d'une de nos publications scientifiques [102]. Ce travail est fait dans le cadre de l'étude de la configuration du linac sans le cône égalisateur.

4.4 Investigation énergétique du faisceau : étude Monte Carlo

La connaissance des caractéristiques énergétiques de particules contenues dans le faisceau de photons à la surface du fantôme est essentielle pour l'étude du faisceau, l'optimisation dosimétrique et le développement technologique pour les futures générations de linacs. La réduction de temps d'irradiation, l'optimisation de l'efficacité radiothérapeutique et l'amélioration de la qualité de vie des patients sont des challenges et des enjeux pour les chercheurs dans la radiothérapie et la physique des linacs.

Comme nous avons vu précédemment, plusieurs études et travaux ont étudiés les impacts de l'enlèvement du cône égalisateur sur la dosimétrie [9-12]. Parmi ces travaux, notre travail du paragraphe 4.3. Nous avons montré que l'enlèvement du cône égalisateur du modèle Monte Carlo de la tête de Varian Clinac 2100 conduit à augmenter considérablement la dose délivrée avec certains inconvénients sur la qualité du faisceau de photons. Vue les avantages dosimétriques de la configuration du linac sans le cône égalisateur, nous avons mis en analyse énergétique du faisceau produit par cette configuration du linac. Nous avons étudié les fluences et les caractéristiques énergétiques du faisceau produits. Nous avons comparé les résultats obtenues avec les résultats de la configuration du linac avec le cône égalisateur. Nous avons quantifié la différence entre ces deux configurations du linac par le calcul de la différence locale par rapport à la configuration du linac avec le cône égalisateur.

Dans ce travail, l'accent est mis sur l'investigation et l'évaluation de fluences et de caractéristiques énergétiques de différentes particules : photons, électrons et positrons. L'investigation de particules est faite en termes de profil de la fluence de particules, profil de la fluence énergétique, la distribution de la fluence énergétique et profil de l'énergie moyenne. Ces caractéristiques sont déterminées pour un faisceau de photons de 6 MV à la surface de fantôme pour une taille du champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ avec une distance SSD de 100 cm.

4.4.1 Études énergétique de photons, d'électrons et de positrons

4.4.1.1 Matériels et méthodes

Après la validation de la simulation Monte Carlo de Varian Clinac 2100 avec précision, le cône égalisateur est enlevé et supprimé de la géométrie Monte Carlo de Varian Clinac 2100. En se basant sur le fichier d'espace des phases (PSF) généré par le code BEAMnrc à la surface du fantôme, le code BEAMDP est utilisé pour l'extraction des caractéristiques de différentes particules enregistrées et contenues dans le fichier PSF. La figure 4-1 donne un schéma de la tête du linac et ses différents éléments et leurs positions avec la position du plan d'enregistrement de fichiers PSF (voir le paragraphe 4.1).

Nous avons envisagé des études énergétiques de photons, d'électrons et de positrons contenus dans le faisceau produit par les deux configurations du linac. La première configuration est simulée avec la présence du cône égalisateur et la deuxième configuration est simulée avec l'absence du cône égalisateur sous les mêmes conditions physiques et techniques de la simulation Monte Carlo.

Pour une bonne interprétation des résultats obtenus, nous avons procédé à calculer la différence locale entre les deux configurations du linac par rapport à la configuration du linac avec le cône égalisateur selon l'équation suivante :

$$\text{Différence locale (\%)} = 100 \times \frac{(X_{\text{Sans le cône}} - X_{\text{Avec le cône}})}{X_{\text{Avec le cône}}} \quad (4-3)$$

où

$X_{\text{Avec le cône}}$: les caractéristiques énergétiques de particules pour la configuration avec le cône égalisateur.

$X_{\text{Sans le cône}}$: les caractéristiques énergétiques de particules pour la configuration sans le cône égalisateur.

La différence locale est exprimée en pourcentage.

4.4.1.2 Résultats et discussions

4.4.1.2.1 Profil de la fluence de photons, d'électrons et de positrons

Le profil de la fluence est un paramètre qui décrit la variation de nombre de particules en fonction de la distance à l'axe. La figure 4-15 donne la variation de profils de la fluence de photons, d'électrons et de positrons à la surface du fantôme en fonction de la distance à l'axe, le faisceau est produit par la configuration Monte Carlo de Varian Clinac 2100 avec le cône égalisateur.

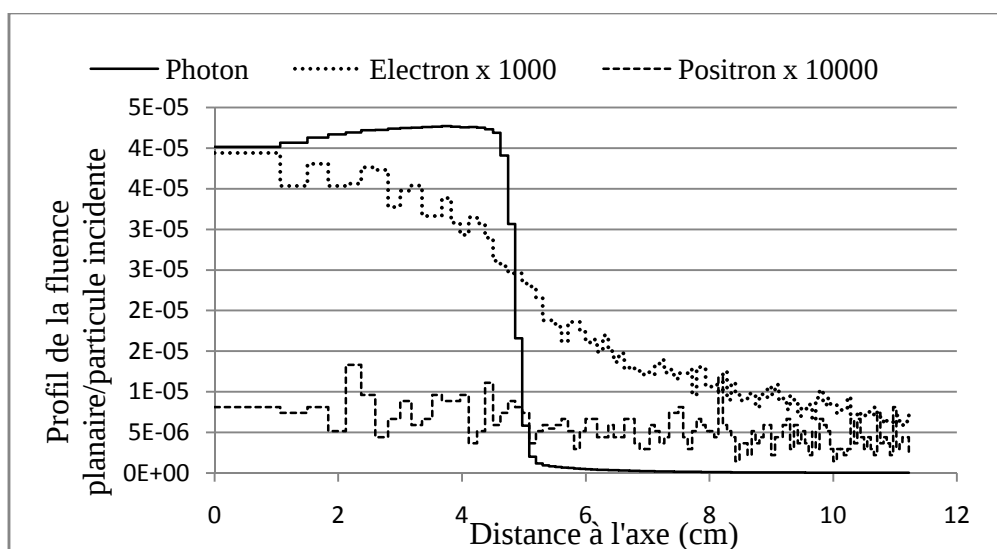


Figure 4-15 : Profil de la fluence de photons, d'électrons et de positrons en fonction de la distance à l'axe pour la configuration du linac avec le cône égalisateur

Le profil de la fluence de photons augmente avec la distance à l'axe à l'intérieure du champ d'irradiation par contre les profils de la fluence d'électrons et de positrons diminuent avec la distance à l'axe (Figure 4-15). La fluence de photons est très élevée par rapport aux fluences des autres particules et son profil est en dessus des profils de fluences d'électrons et de positrons. La configuration du linac avec le cône égalisateur favorise la production de photons, elle est donc en accord avec les recommandations de l'AIEA dans la radiothérapie externe en mode photon.

La figure 4-16 présente les profils de la fluence de photons, d'électrons et de positrons contenus dans le faisceau produit par la configuration du linac sans le cône égalisateur.

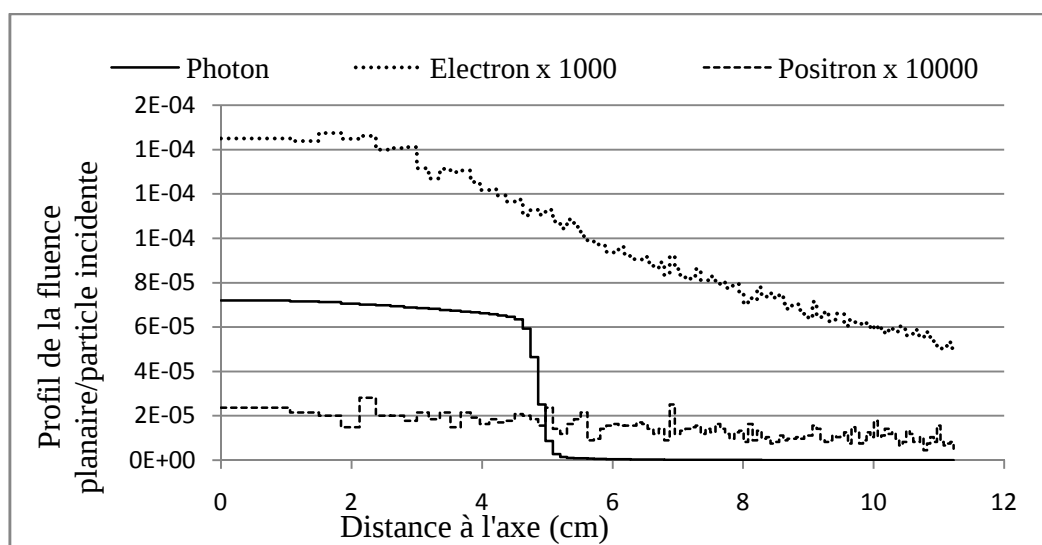


Figure 4-16 : Profils de la fluence de photons, d'électrons et de positrons en fonction de la distance à l'axe pour la configuration du linac sans le cône égalisateur.

Tous les profils de la fluence de la configuration du linac sans le cône égalisateur diminuent avec la distance à l'axe. Dans ce cas, les profils de la fluence de photons, d'électrons et de positrons sont plus élevés par rapport aux profils de la fluence de photons, d'électrons et de positrons de la configuration du linac avec le cône égalisateur (Figure 4-16). On constate sur la figure 4-16 que la fluence des électrons augmente plus que celles de photons et de positrons lorsqu'on enlève le cône égalisateur. La suppression du cône est en faveur de l'augmentation des électrons.

La figure 4-17 présente la variation de la différence locale en fonction de la distance à l'axe.

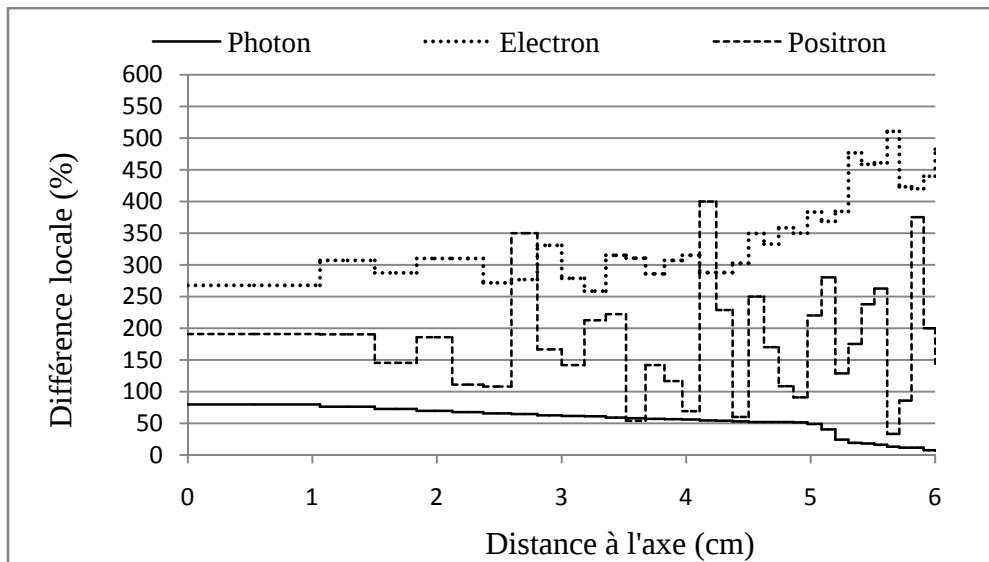


Figure 4-17 : Variation de la différence locale entre les profils de la fluence de deux configurations du linac avec et sans le cône égalisateur en fonction de la distance à l'axe.

De la figure 4-17, il est bien vu que l'enlèvement du cône égalisateur du model Monte Carlo de Varian Clinac 2100 favorise la production des électrons. Ces électrons rendent le faisceau de photons plus contaminé à la surface du fantôme. Dû à l'enlèvement de cône égalisateur, le nombre des électrons est augmenté de plus de 268 % et le nombre des positrons est augmenté de plus de 191 % mais le nombre des photons n'est augmenté que par 79 % par rapport aux fluences de la configuration du linac avec le cône égalisateur (Figure 4-17). Ces chiffres montrent clairement que la suppression du cône égalisateur fait augmenter plus le nombre des électrons que le nombre de photons. Ces constations sont à l'encontre des recommandations de l'AIEA dans la radiothérapie externe en mode photon.

Par la suite, à la surface du fantôme d'eau, nous avons investigué les caractéristiques énergétiques de photons, d'électrons et de positrons contenus dans le faisceau de photons produit par les deux configurations du linac avec et sans le cône égalisateur.

4.4.1.2.2 Profil de la fluence énergétique de photons, d'électrons et de positrons

Le profil de la fluence énergétique est un paramètre qui décrit la variation de l'énergie en fonction de la distance à l'axe. La figure 4-18 donne l'allure du profil de la fluence énergétique de photons, d'électrons et de positrons en fonction de la distance à l'axe.

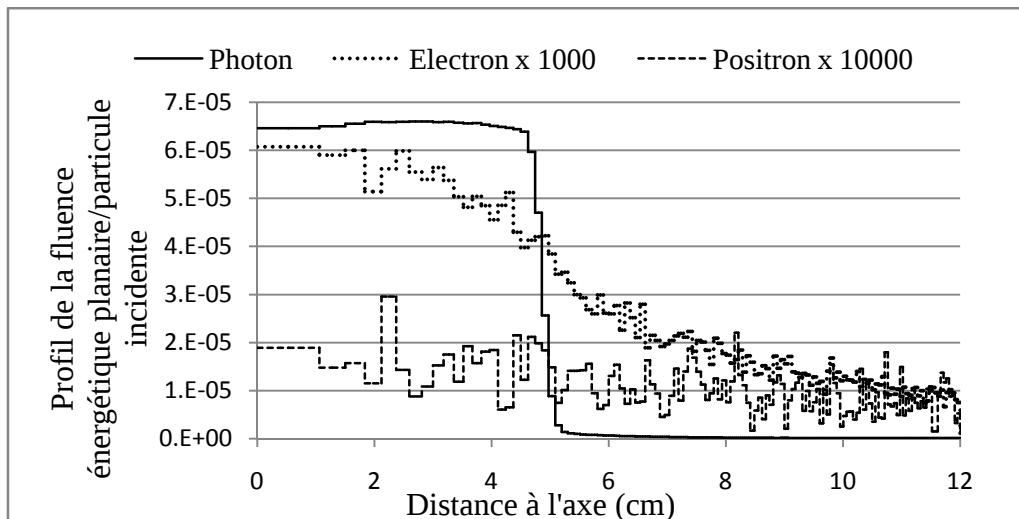


Figure 4-18 : Profils de la fluence énergétique de photons, d'électrons et de positrons en fonction de la distance à l'axe pour la configuration du linac avec le cône égalisateur.

Le profil de la fluence énergétique de photons augmente légèrement avec la distance à l'axe à l'intérieur du champ d'irradiation tandis que les profils de la fluence énergétique d'électrons et de positrons diminuent avec la distance à l'axe. Pour la configuration du linac avec le cône égalisateur, le profil de la fluence énergétique de photons est au dessus des profils de la fluence énergétique d'électrons et de positrons (Figure 4-18). La figure 4-19 donne l'allure de profils de la fluence énergétique de particules investiguées pour la configuration du linac sans le cône égalisateur.

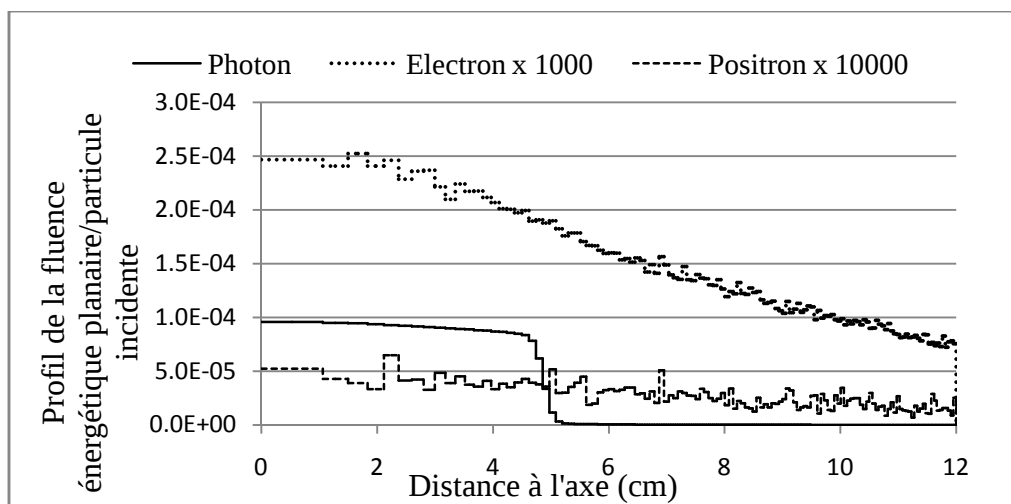


Figure 4-19 : Profils de la fluence énergétique de photons, d'électrons et de positrons en fonction de la distance à l'axe pour la configuration du linac sans le cône égalisateur.

De la figure 4-19, on constate que le profil de la fluence énergétique d'électrons a grimpé au delà de profils de la fluence énergétique de photons et de positrons. Les fluences

énergétiques de photons, d'électrons et de positrons de la configuration du linac sans le cône égalisateur sont très grandes par rapport aux fluences de photons, d'électrons et de positrons de la configuration du linac avec le cône égalisateur. Les fluences de particules de contamination de la configuration du linac sans le cône égalisateur augmentent plus que celles de la configuration du linac avec le cône égalisateur.

Pour une interprétation meilleure de résultats obtenus, la figure 4-20 présente l'allure de la variation de la différence locale entre les profils de la fluence énergétique de deux configurations du linac.

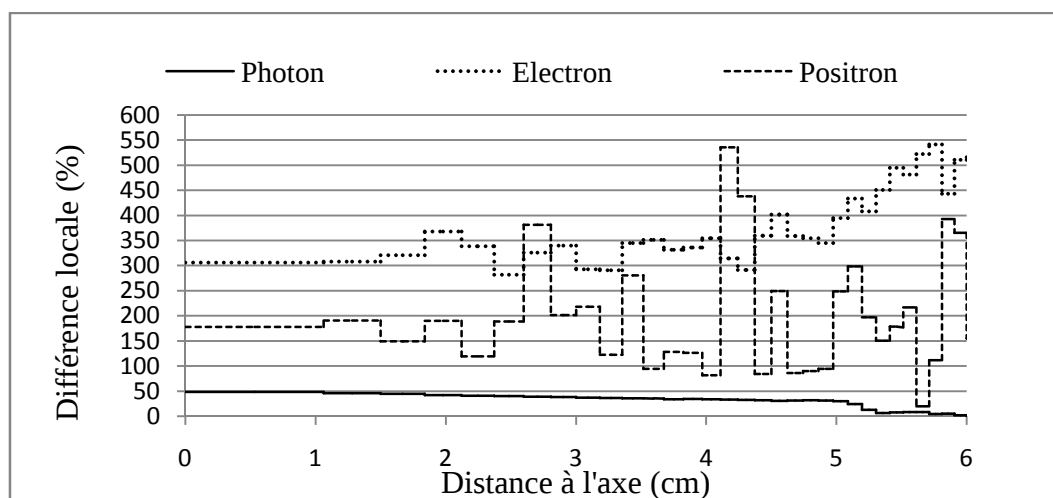


Figure 4-20 : Variation de la différence locale entre les profils de la fluence énergétique de deux configurations du linac en fonction de la distance à l'axe.

La différence locale entre les profils de la fluence énergétique d'électrons est très grande et elle est de plus de 306 % et la différence locale entre les profils de la fluence énergétique de positrons est de plus de 187 % par contre la différence locale entre les profils de la fluence énergétique de photons ne dépasse pas 50 % par rapport à la configuration du linac avec le cône égalisateur (Figure 4-20).

L'enlèvement du cône égalisateur du modèle Monte Carlo de Varian Clinac 2100 favorise l'augmentation de l'énergie des particules de contamination du faisceau, ce qui rend la dosimétrie du faisceau de photons plus parasité par le dépôt de l'énergie des électrons et des positrons dans le fantôme surtout dans les faibles profondeurs. Elle y aurait des effets néfastes sur les organes à risques lors de traitement radiothérapeutique de la tumeur.

4.4.1.2.3 Profil de l'énergie moyenne de photons, d'électrons et de positrons

Le profil de l'énergie moyenne de particules correspond à la variation de l'énergie moyenne statistique en fonction de la distance à l'axe. La figure 4-21 donne la variation de l'énergie moyenne de photons, d'électrons et de positrons en fonction de la distance à l'axe.

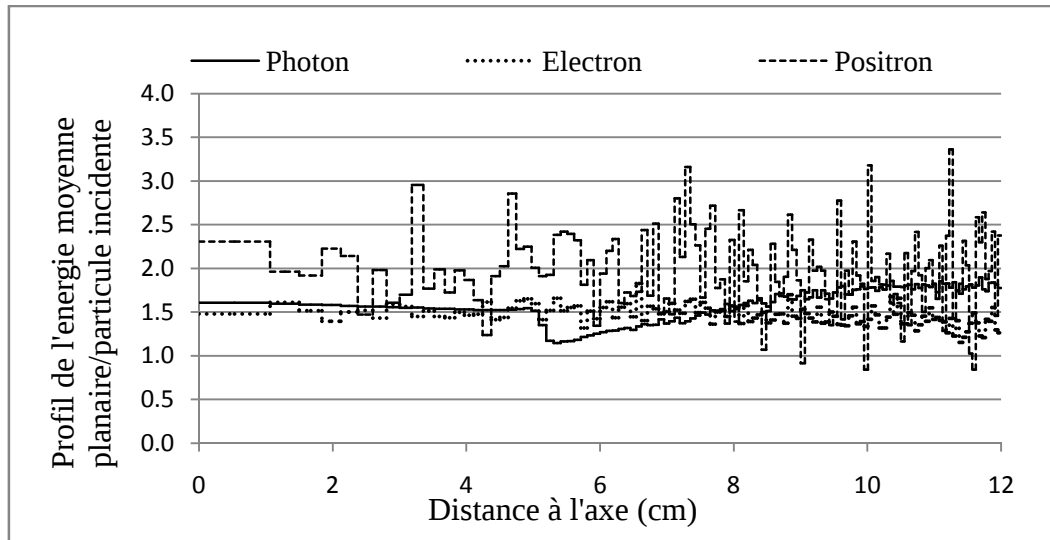


Figure 4-21 : Profils de l'énergie moyenne de photons, d'électrons et de positrons en fonction de la distance à l'axe pour la configuration du linac avec le cône égalisateur.

Le profil de l'énergie moyenne diminue légèrement avec de la distance à l'axe pour l'ensemble des particules investiguées (Figure 4-21). L'énergie moyenne de positrons est plus grande en comparaison avec l'énergie moyenne de photons et d'électrons pour la configuration du linac avec le cône égalisateur, par contre, l'énergie moyenne de photons est comparable à l'énergie moyenne d'électrons. Les profils de l'énergie moyenne pour la configuration du linac sans le cône égalisateur sont présentés sur la figure 4-22.

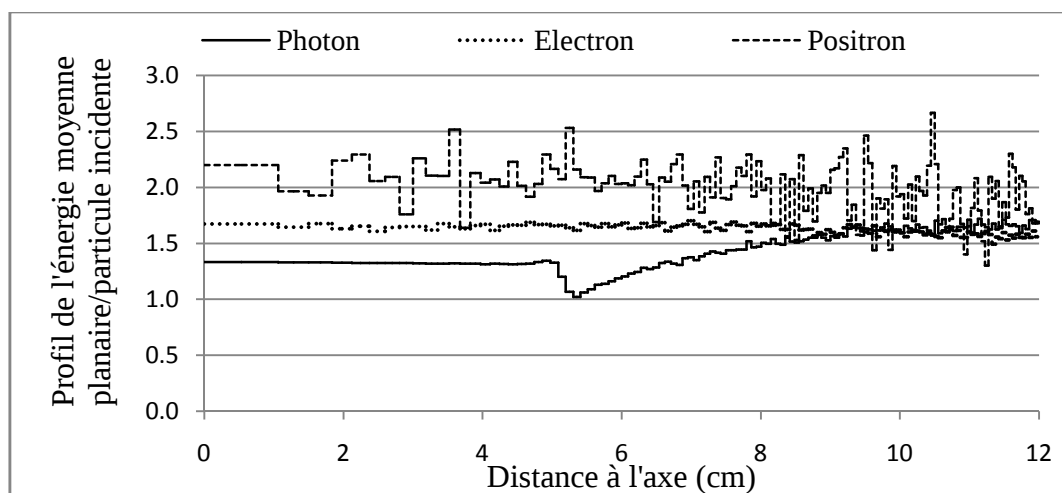


Figure 4-22: Profils de l'énergie moyenne de photons, d'électrons et de positrons en fonction de la distance à l'axe pour la configuration du linac sans le cône égalisateur.

Les courbes de la variation de l'énergie moyenne d'électrons et de positrons sont en dessus et éloignées de la courbe de l'énergie moyenne de photons. L'enlèvement du cône égalisateur de la tête du linac favorise l'augmentation de l'énergie moyenne de l'ensemble de particules étudiées (Figure 4-22). La figure 4-2 présente les différences locales entre les profils de l'énergie moyenne en fonction de la distance à l'axe.

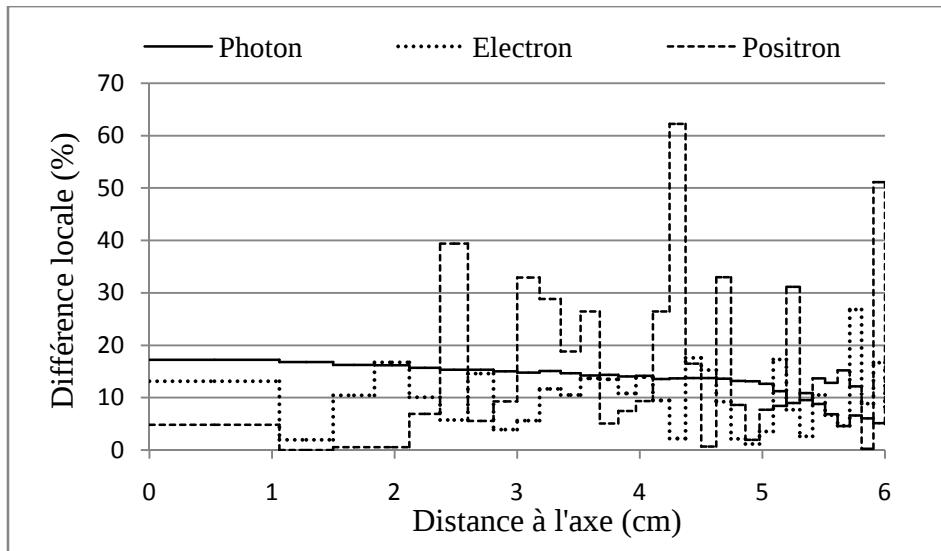


Figure 4-23 : Variation de la différence locale entre les profils de l'énergie moyenne de deux configurations du linac en fonction de la distance à l'axe.

La différence locale entre les profils de l'énergie moyenne de deux configurations du linac avec et sans le cône égalisateur montre que la suppression du cône égalisateur fait augmenter l'énergie moyenne de l'ensemble des particules contenues dans le faisceau, mais les photons gagnent un peu plus de l'énergie moyenne par rapport aux particules de contamination (Figure 4-23).

4.4.1.2.4 Distribution de la fluence énergétique de photons, d'électrons et de positrons

La distribution de la fluence énergétique est exprimée pour décrire la variation de la fluence énergétique des particules contenues dans le faisceau à la surface du fantôme en fonction de l'énergie. La distribution de la fluence énergétique est investiguée et évaluée pour les deux configurations du linac avec et sans le cône égalisateur.

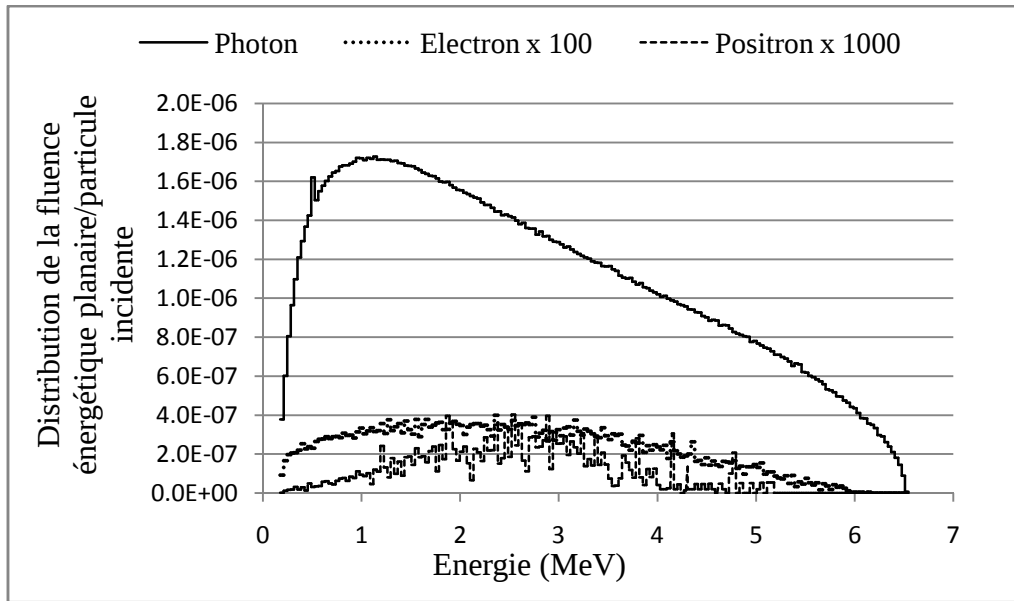


Figure 4-24 : Distributions de la fluence énergétique de photons, d'électrons et de positrons en fonction de l'énergie pour la configuration du linac avec le cône égalisateur.

La distribution de la fluence énergétique de photons est en dessus de distributions de la fluence énergétique d'électrons et de positrons pour la configuration du linac avec le cône égalisateur (Figure 4-24).

Les distributions de la fluence énergétique de photons, d'électrons et de positrons en fonction de l'énergie pour la configuration du linac sans le cône égalisateur sont présentées sur la figure 4-25.

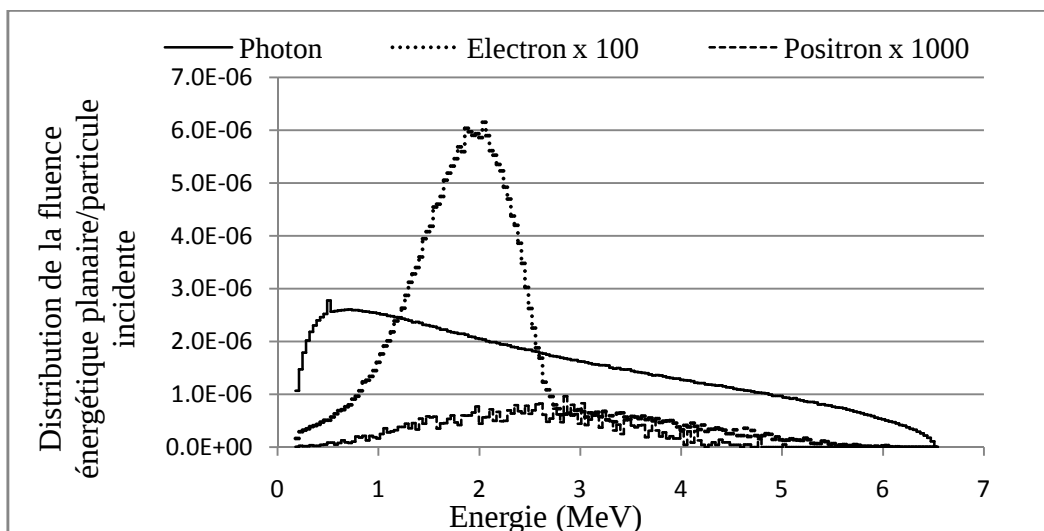


Figure 4-25 : Distributions de la fluence énergétique de photons, d'électrons et de positrons en fonction de l'énergie pour la configuration du linac sans le cône égalisateur.

À l'inverse de résultats obtenus pour la configuration du linac avec le cône égalisateur, la distribution de la fluence énergétique de photons est en dessous de la distribution énergétique d'électrons et elle est en dessus de la distribution de la fluence énergétique de positrons pour la configuration du linac sans le cône égalisateur (figure 4-24). Une autre fois, nous avons montré que l'enlèvement du cône égalisateur de la tête du linac favorise l'augmentation des particules de contamination en nombre et en énergie et en particulier les électrons. La figure 4-26 présente les différences locales entre les distributions de la fluence énergétique de photons, d'électron et de positrons de deux configurations du linac avec et sans le cône égalisateur.

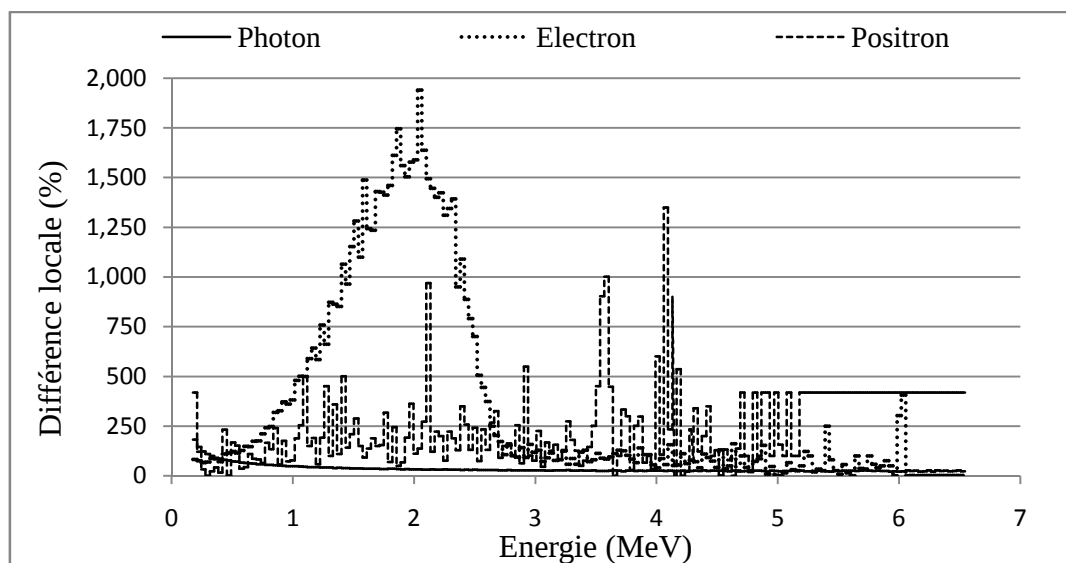


Figure 4-26 : Variation de la différence locale entre les distributions de la fluence énergétique de deux configurations du linac en fonction de l'énergie.

La différence locale entre les distributions de la fluence énergétique d'électrons et de positrons est en dessus de la différence locale entre les distributions de la fluence énergétique de photons (Figure 4-26). La différence locale entre les distributions de la fluence énergétique d'électrons présente un maximum de l'ordre de 1900 % à 2MeV, par contre, la différence locale entre les distributions de la fluence énergétique de photons ne dépasse pas 35 % et elle diminue en fonction de l'énergie.

L'enlèvement du cône égalisateur a fait élever explicitement l'énergie des électrons par rapport aux photons. Ces résultats confirment clairement que la suppression du cône égalisateur de la tête du linac favorise l'augmentation des électrons en énergie et en nombre. Ce qui rend le faisceau de photons plus contaminé par les électrons à la surface du fantôme d'eau.

4.4.2 Interprétations et recommandations

Le cône égalisateur est un organe situé dans de la tête du linac, sa suppression conduit à élever la dose de plus de 40 % par rapport à la configuration du linac avec le cône égalisateur. Ces résultats sont développés dans plusieurs travaux et nous avons confirmé et quantifié cette augmentation dosimétrique due à l'enlèvement de cône de la tête du linac. Nous avons montré que l'absence du cône égalisateur favorise l'augmentation des particules de contamination en nombre et en énergie par rapport aux photons. Ils rendent la dose plus agressive sur les cellules saines lors du traitement de la tumeur profonde et plus dangereux sur les organes à risque lors de traitement du cancer dans les structures plus critiques comme les yeux, les testicules ... etc.

Les recommandations de l'AIEA incitent les leaders de l'équipement médical de la radiothérapie de renforcer la production de photons énergiques et de réduire la contribution de particules de contamination en particulier les électrons lors de développement technologique de futures générations de linac [104-105]. La suppression du cône égalisateur présente des avantages dosimétriques importants mais l'absence du cône laisse passer les photons primaires et les photons secondaires (photons diffusés dans les matériaux de composants de la tête de linac) de faible énergie ce qui rend le faisceau plus contaminé par les photons de faible énergie en plus des électrons de contamination qui sont importants en nombre et en énergie.

Pour une production de faisceaux de photons plus énergétiques avec une dose optimale élevée, il faut renforcer la production de photons énergétiques et supprimer ou minimiser le maximum possible les électrons de contamination et les photons de faible énergie. Par la suite, nous investiguerons les photons secondaires émergents de modificateurs du faisceau de photons de Varian Clinac 2100 à la surface du fantôme pour une taille de champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ avec une distance source surface de 100 cm.

4.5 Investigation de photons secondaires émergents de modificateurs du faisceau

Les modificateurs du faisceau de photons ont un objectif de modifier le faisceau de photons en nombre, en énergie et en forme géométrique pour avoir un faisceau de photons à usage clinique dans la radiothérapie. Les modificateurs du faisceau sont susceptibles de produire des photons secondaires par les interactions photon matière avec le matériau du modificateur. Les photons secondaires ont une énergie plus faible que l'énergie de photons

primaires pères. Ils peuvent être gênants dans le traitement de la tumeur profonde car ils contribuent d'une manière ou d'une autre dans la dose délivrée et surtout dans la zone de build-up de la dose car leurs parcours sont faibles dans la matière surtout pour les photons de faible énergie. Leurs doses seraient néfastes sur les cellules saines lors de traitement de la tumeur profonde.

Nous avons vu que la suppression du cône égalisateur conduit à un entassement de la dose dans la zone de build-up. Comme nous avons indiqué, les protocoles et les recommandations de l'AIEA incitent les physiciens médicaux et les médecins radio-oncologues à réduire les photons de faible énergie (photons primaires et photons secondaires) à la surface de la peau du patient et de renforcer le nombre de photons énergétique (photons primaires et photons secondaires) pour une efficacité radiothérapeutique meilleure [104, 105, 111].

Dans le paragraphe suivant, nous étudions les photons secondaires en provenance de modificateurs du faisceau de Varian Clinac 2100 en nombre et en énergie à la surface du fantôme pour un faisceau de photons de 6 MV et pour une taille du champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ avec un distance source surface (SSD) de 100 cm.

4.5.1 Matériels et méthodes

Après la validation de la simulation Monte Carlo de Varian Clinac 2100, nous avons étudié les photons secondaires en provenance de modificateurs du faisceau de photons. Les modificateurs du faisceau concernés par ce travail sont le collimateur primaire, le cône égalisateur et les collimateurs secondaires. L'objectif de ce travail est d'investiguer en nombre et en énergie les photons secondaires émergents de collimateur primaire, de cône égalisateur et de collimateurs secondaires. L'investigation est faite en termes de la fluence, la fluence énergétique, la distribution de la fluence énergétique, la distribution spectrale, l'énergie moyenne et la distribution de la diffusion angulaire.

C'est une étude comparative sur les photons secondaires entre les modificateurs du faisceau de photons de Varian Clinac 2100. Cette étude nous informe sur les distributions de photons secondaires en nombre et en énergie à la peau du patient à traiter par la radiothérapie externe [112]. La quantification de photons secondaires permet aux radio-oncologues de bien choisir la radiothérapie parmi d'autres modalités pour un traitement plus efficace du cancer [113,114].

Pour une interprétation pertinente et évaluation quantitative des caractéristiques physiques de photons secondaires, nous avons procédé à calculer la contribution fractionnelle de chaque caractéristique de photons secondaires dans la totalité de photons secondaires en provenance de toute la tête du linac pour chaque modificateur du faisceau étudié.

La contribution fractionnelle (CF) est calculée selon la formule (4-4) :

$$CF (\%) = 100 \times \frac{X_{\text{un modificateur}}}{X_{\text{toute la tête}}} \quad (4-4)$$

où

X : est la caractéristique de photons secondaires : la fluence, la fluence énergétique, la distribution de la fluence énergétique, la distribution spectrale ou la distribution de la diffusion angulaire.

Nous avons utilisé dans ce paragraphe, les acronymes suivants : CF pour la contribution fractionnelle, CP pour le collimateur primaire, CE pour le cône égalisateur, CS pour les collimateurs secondaires et FS pour la fraction supprimée.

4.5.2 Résultats et discussion

4.5.2.1 Photons secondaire en provenance de toute la tête du linac

4.5.2.1.1 Profil de la fluence de photons secondaires de toute la tête du linac

Lors de leur transport dans la tête du linac, les photons primaires interagissent avec les matériaux constituant les éléments de la tête en émettant les photons secondaires (photons diffusés). Nous avons déterminé le profil de la fluence de tous les photons secondaires en provenance de toute la tête du linac et le profil de la fluence de tous les photons (primaires+secondaires) à la surface du fantôme.

La figure 4-27 présente la variation de la fluence totale de photons (primaires + secondaires) et de la fluence de photons secondaires à la surface du fantôme d'eau en fonction de la distance à l'axe.

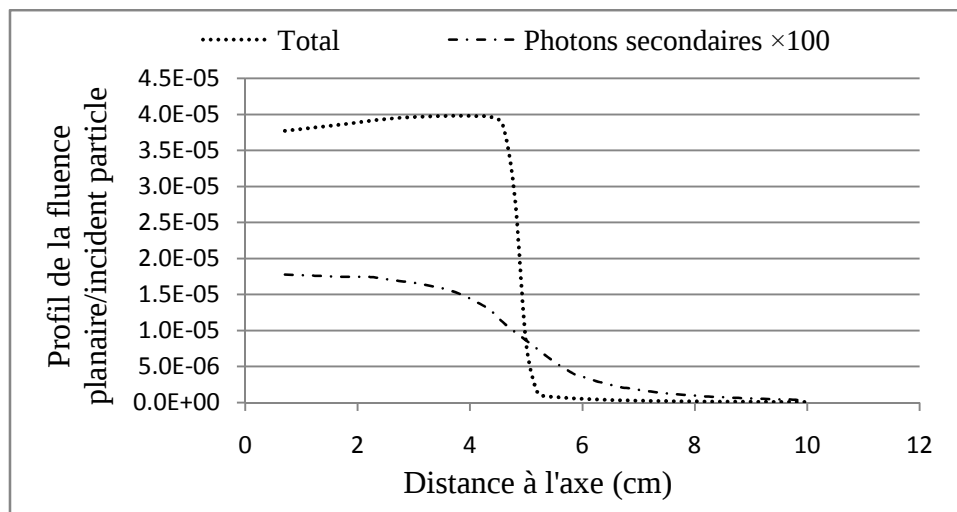


Figure 4-27 : Profils de la fluence totale de photons et de la fluence de photons secondaires en fonction de la distance à l'axe.

Le nombre de photons secondaires à la surface du fantôme est plus ou moins important. Pour une interprétation qualitative et quantitative, nous avons calculé la contribution fractionnelle de photons secondaires dans tous les photons (primaires + secondaires) à la surface du fantôme d'eau.

4.5.2.1.2 Contribution fractionnelle de photons secondaires dans le nombre total de photons

La figure 4-28 présente la variation de la contribution fractionnelle de photons secondaires en fonction de la distance à l'axe.

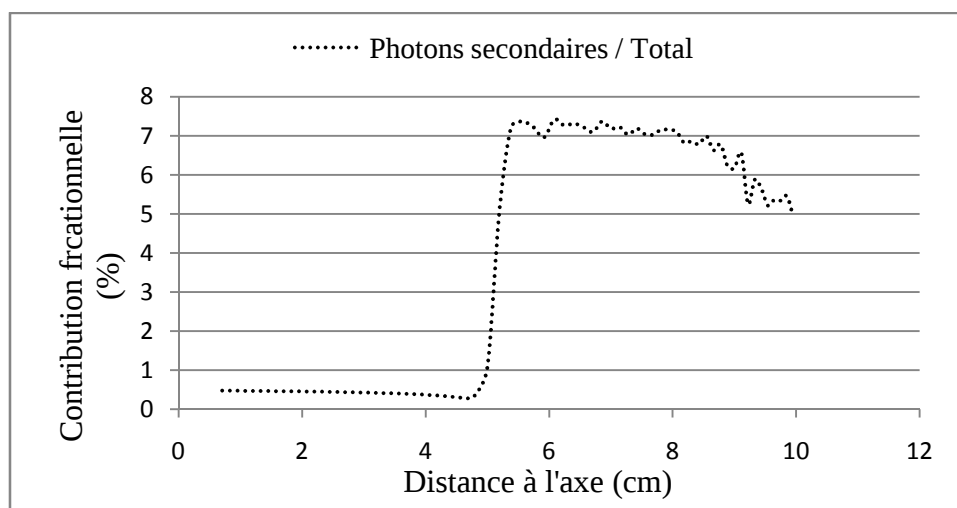


Figure 4-28 : Contribution fractionnelle de photons secondaires dans le nombre total de photons en fonction de la distance à l'axe.

A l'intérieur du champ d'irradiation la contribution fractionnelle de photons secondaires est de plus de 0.4 % et au bord du faisceau elle vaut 7 % et la majorité de ces photons a une énergie faible par rapport aux photons primaires à la surface du fantôme. Ces photons secondaires contribuent dans la dose délivrée au fantôme et par conséquent ils ont une contribution éventuelle dans le traitement radiothérapeutique du cancer. La question qui se pose maintenant d'où vient ces photons secondaires ?

Dans la suite de ce chapitre, nous envisagerons une étude comparative sur les photons secondaires entre les modificateurs du faisceau de photons de Varian Clinac 2100 pour un faisceau de photons de 6 MV dans une taille du champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ avec une distance source surface (SSD) de 100 cm.

4.5.2.2 Photons secondaires émergents de modificateurs du faisceau

4.5.2.2.1 Profil de la fluence de photons secondaires de chaque modificateur

Le profil de la fluence décrit la variation du nombre de photons secondaires émergents de modificateurs du faisceau en fonction de la distance à l'axe. La figure 4-29 présente les profils de fluences de photons secondaires émergents de collimateur primaire, de cône égalisateur et de collimateurs secondaires à la surface du fantôme d'eau.

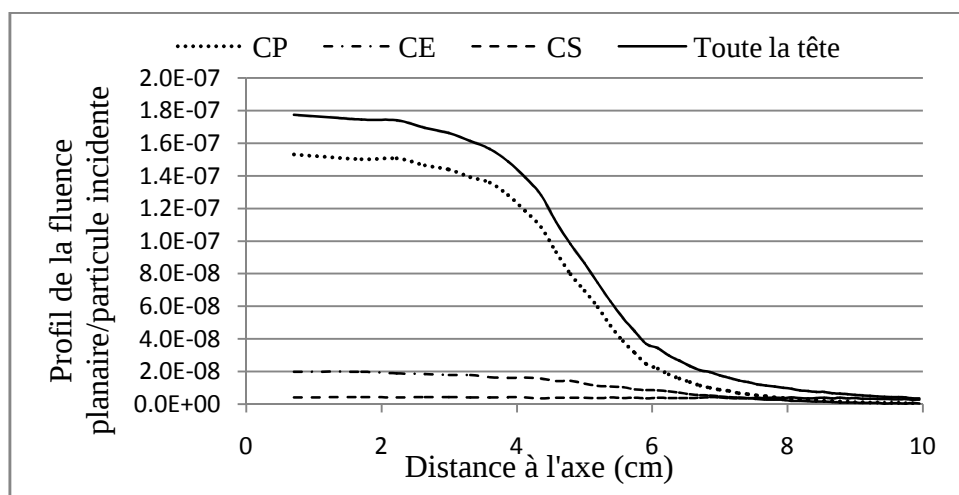


Figure 4-29 : Profils de fluence de photons secondaires émergents de modificateurs du faisceau en fonction de la distance à l'axe.

À l'intérieur du champ d'irradiation, la fluence de photons secondaires émergents de collimateur primaire est plus grande par rapport aux fluences de photons secondaires émergents de cône égalisateur et de collimateurs secondaires (Figure 4-29).

De la figure 4-29, on constate que la production de photons secondaires diminue si on éloigne de la cible, c'est-à-dire, le collimateur primaire produit plus de photons secondaires que le cône égalisateur et ce dernier produit plus de photons secondaires que les collimateurs secondaires.

Pour quantifier la variation de photons secondaires émergents de chaque modificateur du faisceau dans l'ensemble de photons secondaires émergents de toute la tête du linac, la figure 4-30 donne la contribution fractionnelle de photons secondaires émergents de chaque modificateur du faisceau dans l'ensemble de photons secondaires émergents de toute la tête du linac y compris les modificateurs du faisceau en fonction de la distance à l'axe.

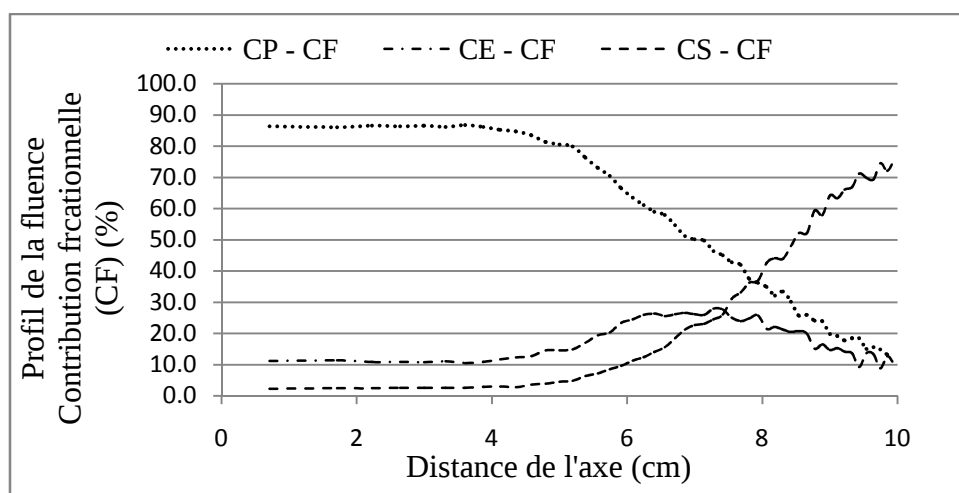


Figure 4-30: Contribution fractionnelle de chaque modificateur du faisceau en fonction de la distance à l'axe.

La contribution fractionnelle de photons secondaires de collimateur primaire est plus importante à l'intérieur du champ d'irradiation par rapport aux photons secondaires des autres modificateurs. Plus de 80 % de photons secondaires sont originaires de collimateur primaire et moins de 13.5 % de photons secondaires sont en provenance de cône égalisateur et de collimateurs secondaires (Figure 4-30). Ces chiffres montrent clairement que la majorité de photons secondaires à la surface du fantôme sont originaires de collimateur primaire. Ces chiffres sont en faveur du cône égalisateur car il s'agit de dernier élément qui modifie le faisceau de photons en spectre d'énergie (filtre).

Dans la zone hors champ d'irradiation, les photons secondaires de toute la tête du linac sont essentiellement en provenance de cône égalisateur et de collimateurs secondaires en plus de photons de la pénombre et les photons de fuites [115].

4.5.2.2.2 Profil de la fluence énergétique de photons secondaires de chaque modificateur

Le profil de la fluence énergétique est une grandeur qui décrit la distribution de l'énergie de photons en fonction de la distance à l'axe. Cette grandeur nous permet de connaître la distribution de l'énergie de photons secondaires émergents de chaque modificateur avec la distance à l'axe. La figure 4-31 présente la variation de profils de la fluence énergétique de photons secondaire en fonction de la distance à l'axe.

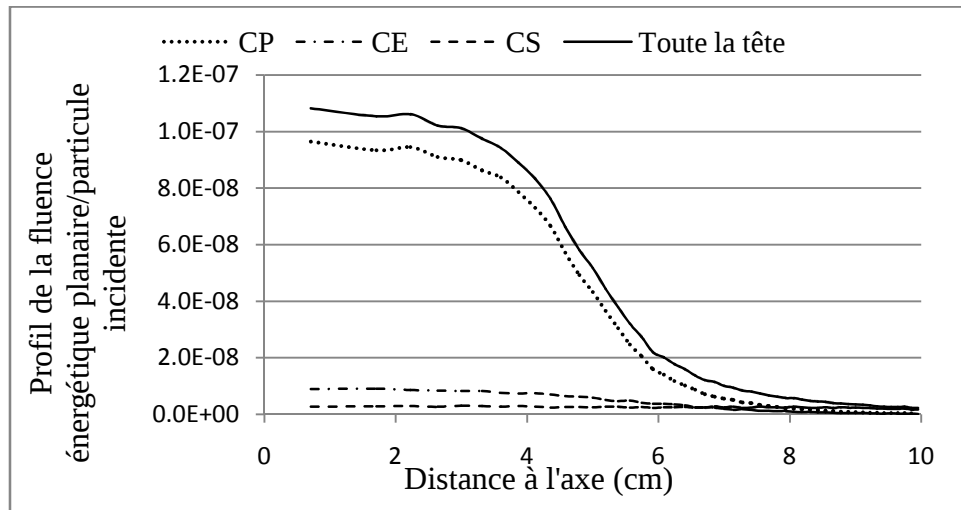


Figure 4-31: Profils de la fluence énergétique de photons secondaires émergents de modificateurs du faisceau en fonction de la distance à l'axe.

La variation de la fluence énergétique est comme la variation de la fluence de photons secondaires pour chaque modificateur. À l'intérieur du champ d'irradiation, la fluence énergétique de photons secondaires émergents de collimateur primaire est très élevée par rapport aux fluences énergétiques de photons secondaires émergents de cône égalisateur et de collimateurs secondaires.

De la figure 4-31, on constate que les photons secondaires perdent de l'énergie si on éloigne de la cible, c'est-à-dire, les photons émergents de collimateur primaire sont plus énergétiques que les photons secondaires émergents de cône égalisateur et les photons secondaires émergents de ce dernier sont plus énergétiques que les photons secondaires émergents de collimateurs secondaires.

Pour mettre en évidence la contribution en énergie de photons secondaires émergents de chaque modificateur dans l'ensemble de photons secondaires de toute la tête du linac, nous avons calculé la contribution fractionnelle en énergie pour chaque modificateur du faisceau

avec la distance à l'axe. La figure 4-32 donne la variation de la contribution fractionnelle en fonction de la distance à l'axe.

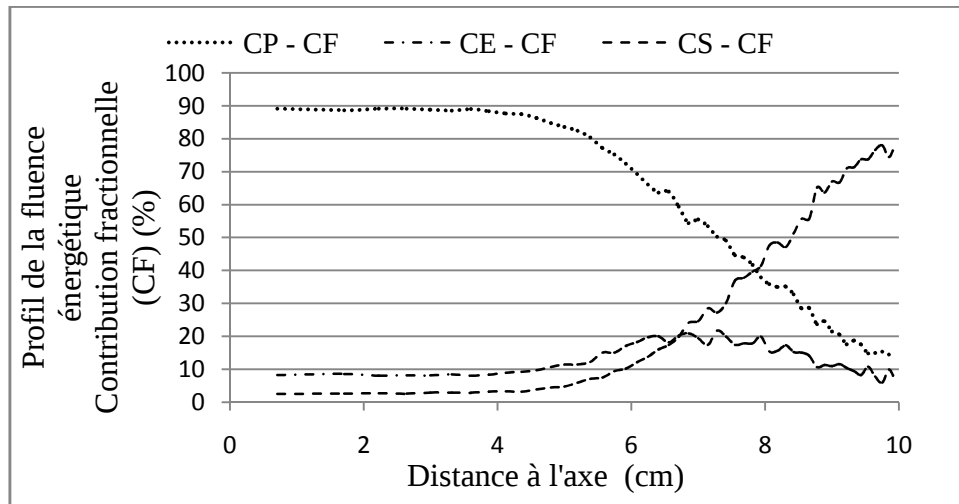


Figure 4-32: Contribution fractionnelle de chaque modificateur du faisceau en fonction de la distance à l'axe.

La contribution fractionnelle de collimateur primaire est plus importante à l'intérieur du champ d'irradiation par contre la contribution fractionnelle de cône égalisateur et de collimateurs secondaires sont très faibles (Figure 4-32).

De la figure 4-30 et 4-32, à l'intérieur du champ d'irradiation, la contribution fractionnelle de photons secondaires émergents de collimateur primaire est de 89 % en énergie et de 86 % en nombre par contre la contribution fractionnelle de photons secondaires émergents de cône égalisateur et de collimateurs secondaires est de 10.5 % en énergie et de 13.5 % en nombre. Donc les photons secondaires originaires de collimateur primaire sont plus énergétiques que les photons secondaires originaires de cône égalisateur et de collimateurs secondaires. Ces constatations sont en faveur du cône égalisateur car les photons secondaires originaires de ce modificateur du faisceau ne contaminent pas le faisceau de photons à la surface du fantôme.

4.5.2.2.3 Distribution de la fluence énergétique de photons secondaires de chaque modificateur

La distribution de la fluence énergétique est une grandeur qui décrit la variation de la fluence énergétique de photons secondaires en fonction de l'énergie. La figure 2-33 donne la variation de distributions de la fluence énergétique de photons secondaires émergents de chaque modificateur du faisceau.

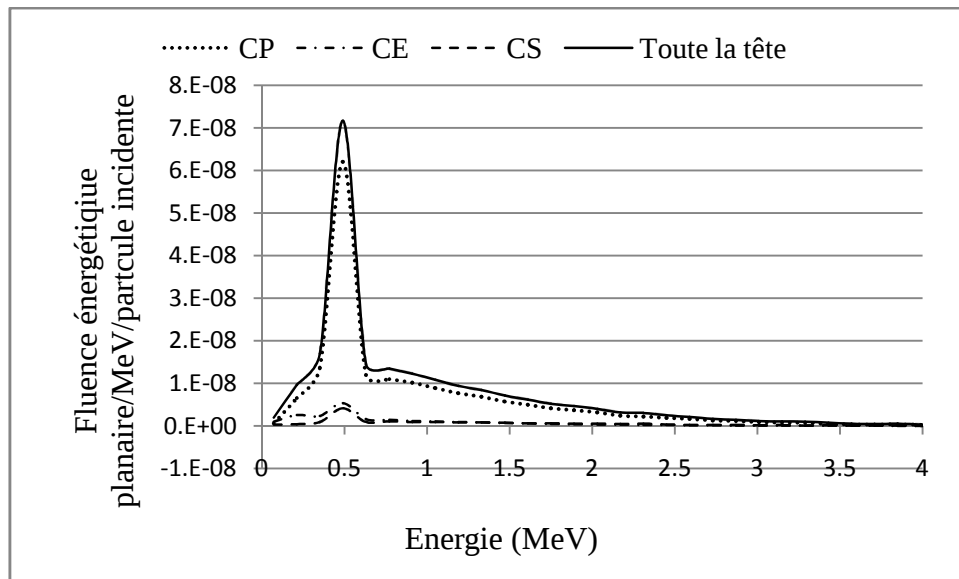


Figure 4-33 : Distributions de la fluence énergétique de photons secondaires émergents de modificateurs du faisceau en fonction de l'énergie.

La distribution de la fluence énergétique de photons secondaires présente un pic pour chaque modificateur étudié. Le pic est à 0.49 MeV pour tous les modificateurs et la hauteur du pic de la distribution de la fluence énergétique est de l'ordre de $6.20 \cdot 10^{-8}$ MeV/MeV/particule incidente pour le collimateur primaire, de $5.34 \cdot 10^{-9}$ MeV/MeV/particule incidente pour le cône égalisateur, de $4.14 \cdot 10^{-9}$ MeV/MeV/particule incidente pour les collimateurs secondaires et de $7.17 \cdot 10^{-8}$ MeV/MeV/particule incidente pour les photons secondaires émergents de toute la tête du linac (Figure 4-33).

Pour mieux comprendre la variation de la distribution de la fluence énergétique de photons secondaires, nous avons calculé la contribution fractionnelle de la distribution de la fluence énergétique de photons secondaires pour chaque modificateur du faisceau dans la distribution de la fluence énergétique de photons secondaires de toute la tête du linac.

La Figure 4-34 donne la variation de la contribution fractionnelle de chaque modificateur en fonction de l'énergie.

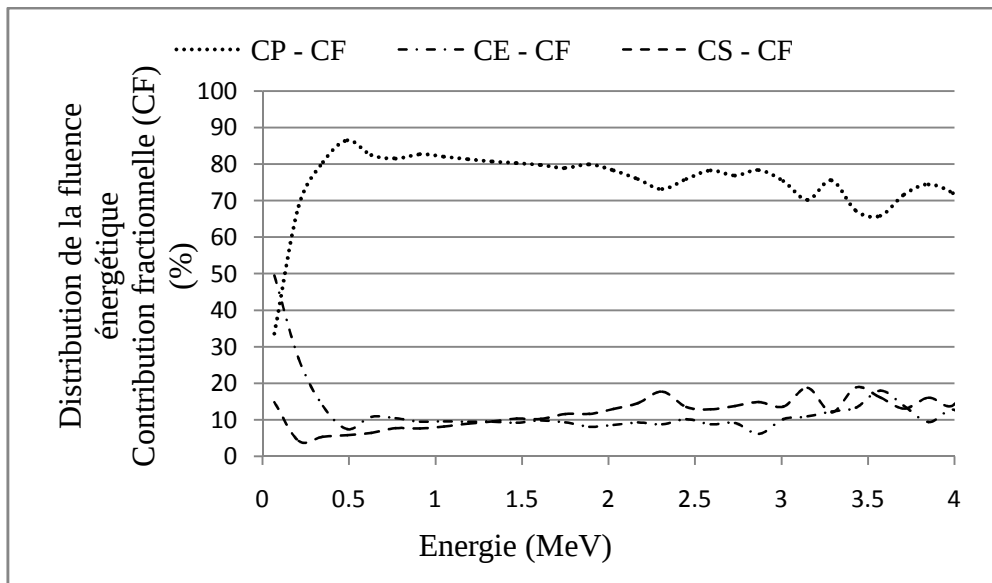


Figure 4-34: Contribution fractionnelle de chaque modificateur du faisceau en fonction de l'énergie.

La contribution fractionnelle de la distribution de la fluence de photons secondaires originaires de collimateur primaire augmente rapidement avec l'énergie et elle atteint un maximum de 86 % à 0.49 MeV puis elle diminue lentement avec l'énergie. La contribution fractionnelle de la distribution de la fluence de photons secondaires originaires de cône égalisateur et de collimateurs secondaires diminue rapidement avec l'énergie et elle atteint un minimum de 7.46 % à 0.49 MeV et 4.25 % à 0.21 MeV respectivement puis les deux contributions fractionnelles augmentent lentement avec l'énergie (Figure 4-34). La contribution en énergie de photons secondaires émergents de collimateur primaire est très importante par rapport aux contributions de photons secondaires émergents de cône égalisateur et de collimateurs secondaires.

4.5.2.2.4 Distribution spectrale de photons secondaires de chaque modificateur

La distribution spectrale est une grandeur qui décrit la variation de la fluence de photons en fonction de l'énergie. La figure 4-35 présente les distributions spectrales de photons secondaires émergents de modificateurs du faisceau en fonction de l'énergie.

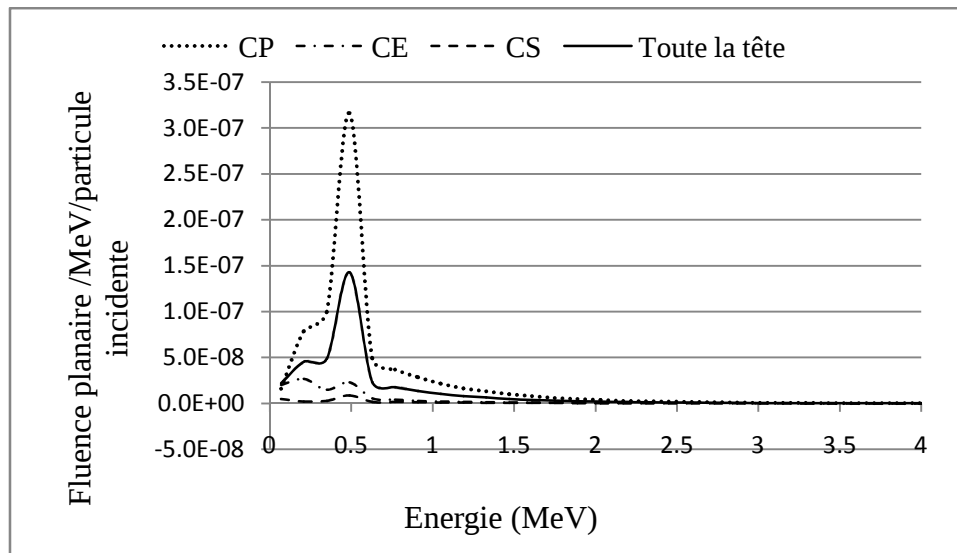


Figure 4-35 : Distributions spectrales de photons secondaires émergents de modificateurs du faisceau en fonction de l'énergie.

Les distributions spectrales de photons secondaires pour l'ensemble de modificateurs du faisceau présentent un pic avec l'énergie. La distribution spectrale de photons secondaires émergents de collimateur primaire est très grande par rapport à la distribution spectrale de photons secondaires émergents de toute la tête du linac et aussi aux distributions spectrales de photons secondaires émergents de cône égalisateur et de collimateurs secondaires (Figure 4-35).

Le maximum de la distribution spectrale est de $3.16 \cdot 10^{-7}$ photon/MeV/particule incidente à l'énergie de 0.49 MeV pour le collimateur primaire, de $2.66 \cdot 10^{-8}$ photon/MeV/particule incidente à l'énergie de 0.21 MeV pour le cône égalisateur, de $8.64 \cdot 10^{-9}$ photon/MeV/particule incidente à l'énergie de 0.49 MeV pour les collimateurs secondaires et de $1.43 \cdot 10^{-7}$ photon/MeV/particule incidente à l'énergie de 0.49 MeV pour les photons secondaires de toute la tête du linac. Ces résultats montrent que les photons secondaires originaires de collimateur primaire sont plus énergétiques par rapport aux photons secondaires originaires de cône égalisateur et de collimateurs secondaires.

De la figure 4-33 et de la figure 4-35, les photons secondaires émergents de collimateur primaire sont importants en nombre et en énergie par rapport aux photons secondaires émergents de cône égalisateur et de collimateurs secondaires.

La figure 4-36 donne la variation de la contribution fractionnelle pour chaque modificateur du faisceau de photons.

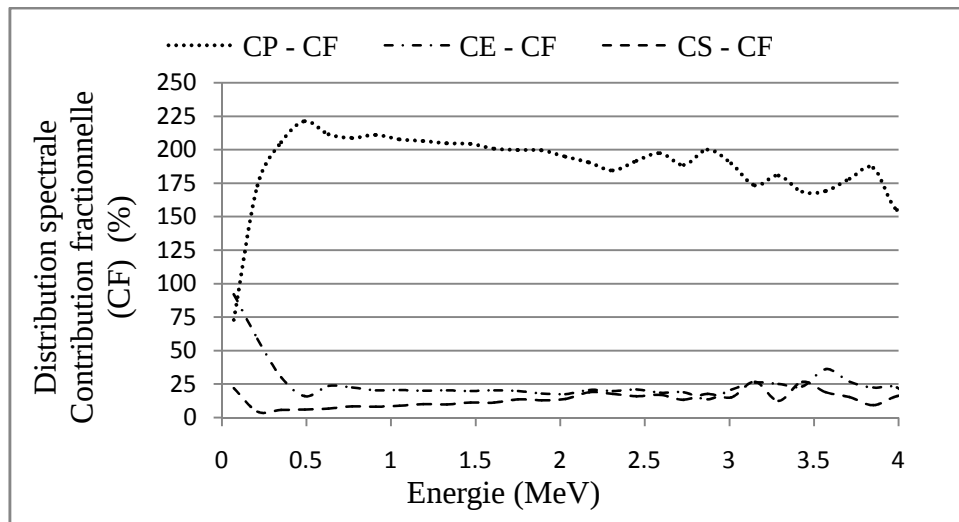


Figure 4-36: Contribution fractionnelle de chaque modificateur du faisceau en fonction de l'énergie.

La variation de la contribution fractionnelle de la distribution spectrale est similaire à la variation de la contribution fractionnelle de la distribution de la fluence énergétique. Dans ce cas de figure, le maximum de la contribution fractionnelle de la distribution spectrale est de 222 % à 0.49 MeV pour le collimateur primaire tandis que le minimum est de 16.1 % à l'énergie de 0.49 MeV pour le cône égalisateur et de 4.47 % à l'énergie de 0.21 MeV pour les collimateurs secondaires (Figure 36).

De la figure 4-35 et de la figure 4-36, on constate que le maximum de la distribution spectrale et le minimum de la contribution fractionnelle de la distribution spectrale de photons secondaires originaires de cône égalisateur sont à des énergies faibles (0.21 MeV) en comparaison avec les distributions spectrales et les contributions fractionnelles de la distribution spectrale de photons secondaires originaires de collimateur primaire et de collimateurs secondaires qui sont à l'énergie de 0.49 MeV.

4.5.2.2.5 Profil de l'énergie moyenne de photons secondaires de chaque modificateur

L'énergie moyenne est l'énergie moyenne statistique de photons secondaires. La figure 4-37 présente la variation de l'énergie moyenne de photons secondaires originaires de chaque modificateur du faisceau en fonction de la distance à l'axe.

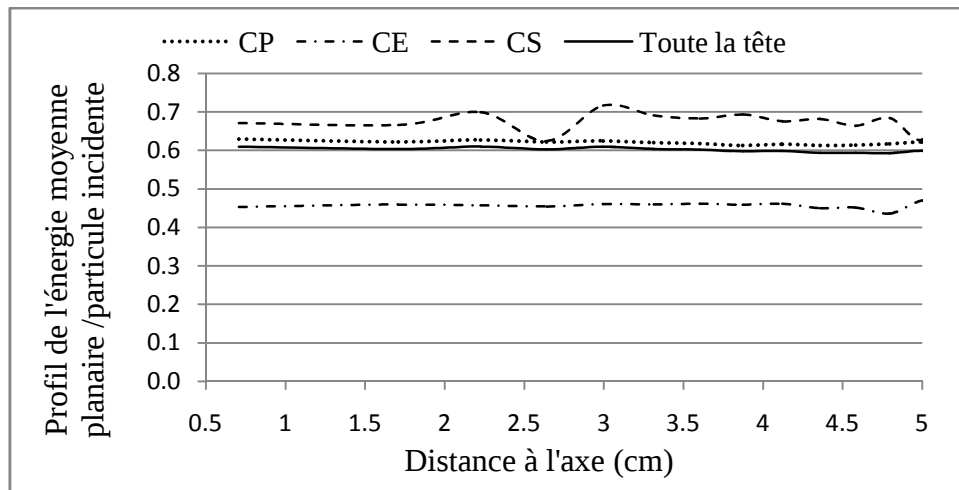


Figure 4-37 : Profils de l'énergie moyenne de photons secondaires émergents de modificateurs du faisceau en fonction de la distance à l'axe.

L'énergie moyenne de photons secondaires émergents de chaque modificateur est presque constante avec la distance à l'axe. Pour le collimateur primaire, l'énergie moyenne est équivalente à l'énergie moyenne de photons secondaires de toute la tête du linac, mais l'énergie moyenne de photons secondaires originaires de collimateurs secondaires est la plus grande par rapport aux autres modificateurs du faisceau, c'est-à-dire que les photons secondaires de collimateur secondaires sont énergétiques et moins nombreux. L'énergie moyenne de photons secondaires émergents de cône égalisateur est la plus faible en fonction de la distance à l'axe, c'est un point positif en faveur de la présence du cône égalisateur dans la tête du linac (Figure 4-37).

4.5.2.2.6 Distribution de la diffusion angulaire de photons diffusés sur chaque modificateur

Les photons secondaires émergents de modificateurs du faisceau sont produits par les interactions photon matière (les diffusions) de photons primaires avec le matériau du modificateur du faisceau. Dans ce paragraphe, nous investiguons le nombre de photons (la fluence) par l'angle de diffusion de photons pour chaque modificateur du faisceau. La figure 4-38 donne la variation de la fluence de photons secondaires de chaque modificateur en fonction de l'angle de diffusion.

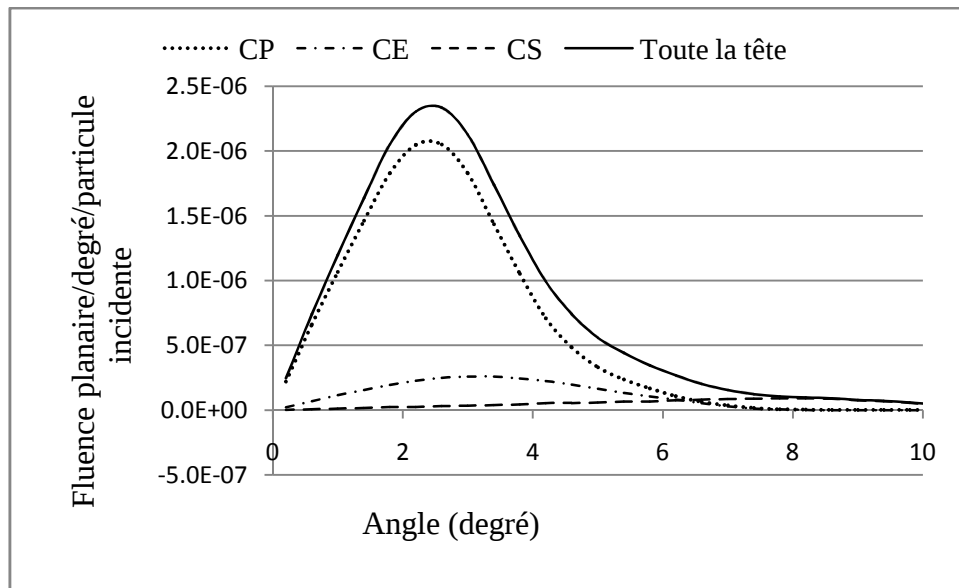


Figure 4-38: Fluences de photons secondaires émergents de modificateurs du faisceau en fonction de l'angle.

Les distributions de la diffusion angulaire présentent un pic avec l'angle de diffusion pour les photons secondaires émergents de chaque modificateur du faisceau (Figure 4-38). Le nombre de photons diffusés sur le collimateur primaire est très grand en fonction de l'angle de diffusion par rapport aux nombres de photons diffusés sur le cône égalisateur et de photons diffusés sur les collimateurs secondaires.

Le maximum de photons diffusés sur le collimateur primaire est de $2.05 \cdot 10^{-6}$ photons/degré/particule incidente ont un angle de diffusion de 2.2° , le maximum de photons diffusés sur le cône égalisateur est de $2.59 \cdot 10^{-7}$ photons/degré/particule incidente ont un angle de diffusion de 3.4° et le maximum de photons diffusés sur les collimateurs secondaires est de $1.07 \cdot 10^{-7}$ photons/degré/particule incidente ont un angle de diffusion de 7.8° (Figure 4-38).

On constate que le pic de la distribution de la diffusion angulaire se déplace vers les angles de degré élevé en s'éloignant de la cible. Le maximum de photons a diffusé sur le collimateur primaire avec des angles petits et le maximum de photons a diffusé sur les collimateurs secondaires et sur le cône égalisateur avec des angles supérieurs. L'angle de diffusion de photons augmente si on éloigne de la cible.

La figure 4-39 donne la variation de la contribution fractionnelle de la distribution angulaire de photons secondaires de chaque modificateur dans la distribution angulaire de photons diffusés sur toute la tête du linac.

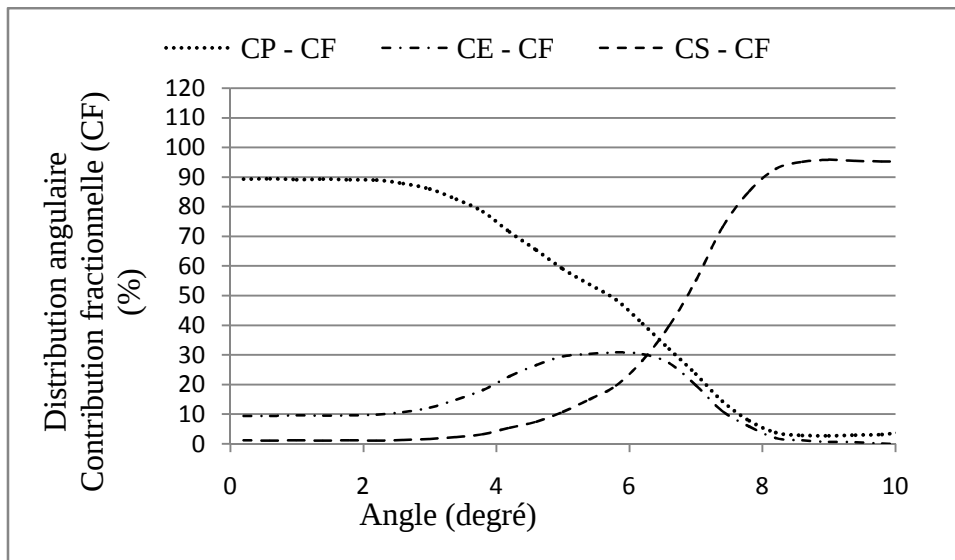


Figure 4-39: Contribution fractionnelle pour chaque modificateur du faisceau en fonction de l'angle.

Pour le collimateur primaire, la contribution fractionnelle diminue avec l'angle de diffusion en partant d'un maximum de 90 % à un minimum de 8.6 %, mais la contribution fractionnelle pour les collimateurs secondaires augmente avec l'angle de diffusion en partant d'un minimum de 1 % à un maximum de 94 % par contre la contribution fractionnelle pour le cône égalisateur augmente avec l'angle en partant de 9.38 % à un maximum de 30.8 % après elle diminue avec l'angle de diffusion en partant du maximum à 0.6 % (Figure 4-39).

On constate sur la figure 4-39 que les courbes de contribution fractionnelle de l'ensemble de modificateurs du faisceau se mettent en intersection presque en un seul point et il est approximativement à 6.7° où la contribution fractionnelle vaut presque 30 % pour tous les modificateurs du faisceau (Figure 4-39).

4.5.2.3 Évaluation de photons secondaires émergents de collimateur primaire supprimés par le cône égalisateur

Dans les études comparatives sur les photons diffusés sur les modificateurs du faisceau de photons, nous avons montré que la majorité de photons secondaires à la surface du fantôme est originaire de collimateur primaire et ces photons contribuent dans la dose délivrée. Dans ce paragraphe, nous évaluons les photons secondaires originaires de collimateur primaire supprimés par le cône égalisateur.

La figure 4-40 présente la variation de la fluence de photons secondaires originaires de collimateur primaire pour les configurations du linac avec et sans le cône égalisateur en plus de la fraction supprimée de photons secondaires par le cône égalisateur.

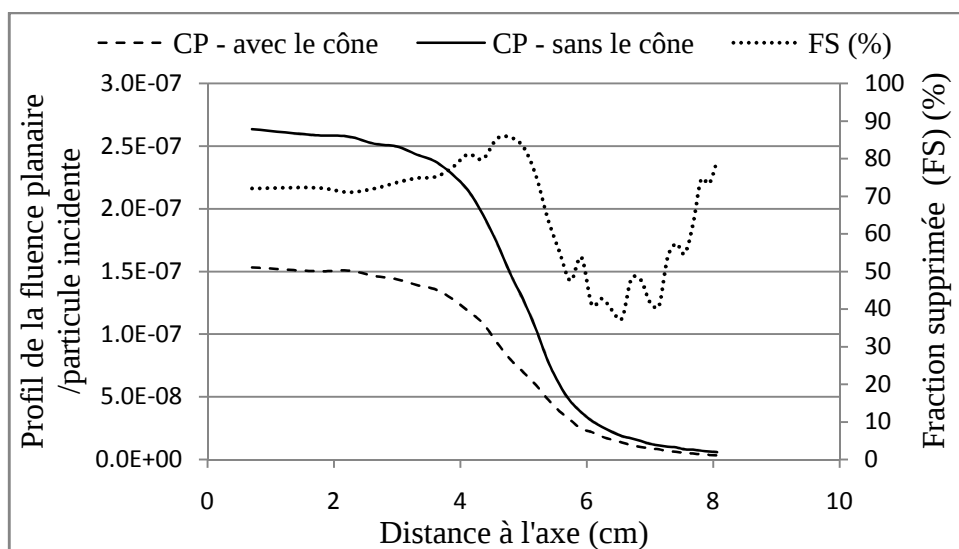


Figure 4-40 : Profils de la fluence de photons secondaires émergents de collimateur primaire pour les configurations du linac avec et sans le cône égalisateur et la fraction de photons supprimée par le cône en fonction de la distance à l'axe.

De la figure 4-40, le cône égalisateur supprime un nombre important de photons secondaires en provenance de collimateur primaire et la fraction supprimée est plus de 70 % à l'intérieur du champ d'irradiation. Ces photons contribuent dans la dose délivrée dans le cas où le cône égalisateur est supprimé de la tête du linac. Le cône supprime cette quantité de photons secondaires émergents de collimateur primaire de faible énergie sans tenir compte les photons primaires de faibles énergies en provenance directement de la cible.

Nous avons démontré dans ce travail l'importance de la présence du cône égalisateur dans la tête du linac. Nous avons montré que sa suppression entraînera une augmentation de photons secondaires de faibles énergies en plus de photons primaires de faible énergie. Ces photons sont gênants lors du traitement de la tumeur profonde par le fait qu'ils ont des effets néfastes sur les cellules saines aux alentours du volume de traitement de la tumeur.

4.5.3 Interprétations et recommandations

Dans ces travaux, nous avons fait une étude comparative sur les photons secondaires émergents de chaque modificateur du faisceau, ces photons sont étudiés en nombre et en énergie. A la surface du fantôme, nous avons trouvé que le collimateur primaire (CP) produit

des photons secondaires en grande quantité et ils sont plus énergétiques par rapport aux photons secondaires émergents de cône égalisateur (CE) et de collimateurs secondaires (CS). Nous avons évalué le taux de photons secondaires supprimés par le cône égalisateur et nous avons trouvé que plus de 70 % de photons secondaires originaires de collimateur primaire sont supprimé par le cône à la surface du fantôme.

La quantité de photons secondaires de collimateur primaire supprimée par le cône égalisateur donne l'importance d'une filtration de ces photons pour avoir un faisceau de photons plus clinique et non contaminé par les photons de faible énergie. Le cône égalisateur doit être présent dans la tête du linac pour la suppression de photons secondaires en provenance de collimateur primaire en plus de photons primaires de faible énergie en provenance directement de la cible.

En vu des avantages dosimétriques de l'enlèvement du cône égalisateur, nous avons proposé à réduire le volume du cône sans le supprimer ou de trouver un matériau de numéro atomique faible pour une augmentation éventuelle de photons énergétiques (primaires et secondaires) en nombre et en énergie pour une augmentation de la dose délivrée.

4.6 Conclusion

Nous avons modélisé la tête du linac Varian Clinac 2100 avec précision par le code Monte Carlo BEAMnrc ainsi que nous avons calculé les caractéristiques dosimétriques spatiales avec précision par le code Monte Carlo DOSXYZnrc. La précision de la simulation Monte Carlo du linac est vérifiée par le calcul de gamma index avec des critères de 3% pour la déviation de la dose (DD) et 3mm pour la différence de la distance (DTA). À titre d'exemple, la simulation Monte Carlo de Varian Clinac 2100 est validée par le taux de points vérifiant le teste de critères de gamma index de 98.35 % pour les PDDs et de 98.62 % pour les profils de la dose à la profondeur de 10 cm pour la taille du champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$.

Après la validation de la simulation Monte Carlo de Varian Clinac 2100, nous avons fait des études dosimétriques de l'enlèvement du cône égalisateur du modèle Monte Carlo du linac. Nous avons prouvé que la suppression du cône égalisateur permet d'augmenter la dose délivrée de plus de 40 % de la dose délivrée par la configuration du linac avec le cône égalisateur avec un entassement de la dose dans la zone de build-up. Ce résultat est en consistance avec des travaux précédents de Asghar M. et al. [9], de Pearson D. et al. [12] et de Vassiliev O. N. et al. [10,11].

Nous avons fait des études énergétiques de photons et de particules de contamination (électrons et positrons) pour les configurations du linac avec et sans le cône égalisateur pour l'objectif d'évaluer les effets de l'enlèvement du cône sur les fluences et les énergies de photons et de particules de contamination. Nous avons démontré que la suppression du cône égalisateur de la tête permet d'augmenter les fluences de l'ensemble de particules (photons, électrons et positrons) contenues dans le faisceau de photons mais elle favorise l'augmentation d'électrons de contaminations en nombre et en énergie par rapport aux photons. Donc l'enlèvement du cône égalisateur rend le faisceau de photons plus contaminé par les électrons, ces derniers ont des effets néfastes sur les cellules saines dans le cas du traitement de tumeurs profondes en particulier pour les structures critiques (yeux, testicules, ...) car les électrons ont un faible parcours dans la matière, ce qui explique l'entassement de la dose dans la zone de build-up.

Nous avons étudiés les photons secondaires émergents de modificateur du faisceau. C'est une étude comparative entre les modificateurs du faisceau de photons. Nous avons évalué le nombre de photons secondaires qui contribuent dans la dose délivrée au fantôme d'eau. Nous avons trouvé que la majorité des photons secondaire sont originaires de collimateur primaire. Ce dernier est une source importante de photons secondaires (photons diffusés) à la surface du fantôme qu'il faut le prendre en considération pour toute augmentation de la dose délivrée.

Nous avons évalué les photons secondaires en provenance de collimateur primaire supprimés par le cône égalisateur, et nous avons trouvé que plus de 70 % de photons secondaires sont supprimé à la surface du fantôme. Dans le cas d'enlèvement du cône égalisateur, les photons supprimés ont une contribution dosimétrique qui s'ajoute aux contributions de particules de contamination dans la dose délivrée ce qui donne un entassement de la dose dans la zone de build-up. Ces photons ont aussi des effets néfastes sur les cellules saines dans le traitement de la tumeur profonde. Finalement, nous avons prouvé que l'entassement de la dose dans la zone de build-up est dû à la contribution dosimétrique des électrons de contamination et de photons de faible énergie.

En vu des avantages dosimétriques de l'enlèvement du cône égalisateur prouvés par nos travaux et les travaux précédents [9-22], l'adoption de la configuration du linac sans le cône égalisateur est dépendante à :

- La réduction de photons secondaires et de photons primaires de faible énergie à la surface du fantôme.
- La réduction ou la suppression d'électrons de contamination à la surface du fantôme.

En perspective, nous proposons d'approfondir les recherches en se focalisant sur la réduction de photons primaires et de photons secondaires émergents de collimateur primaire de faible énergie et la réduction aussi des électrons de contamination du faisceau à la peau du patient lors de traitement du cancer par la radiothérapie.

Pour ces objectifs, nous avons proposé à réduire le volume du cône égalisateur dans le model Monte Carlo du linac et/ou de construire le cône égalisateur à base d'un matériau de numéro atomique faible comme l'aluminium. Ces améliorations de la géométrie et/ou les matériaux constituant le cône visent à augmenter les photons énergétiques (les photons primaires et secondaires) avec une réduction maximale des électrons de contamination en tout respect de recommandations de l'AIEA. Ces derniers incitent les radio-oncologues et les physiciens médicaux de faire accroître les photons cliniques en minimisant le maximum possible les électrons de contamination et les photons de faible énergie [104,105].

Dans le chapitre 5, nous aborderons des études Monte Carlo sur la principale fonction du cône égalisateur, c'est l'adoucissement du faisceau de photons à la surface du fantôme. Nous investiguerons et nous évaluerons les coefficients d'adoucissement du faisceau de photons de 6 MV en fonction de taux de la réduction du volume du cône égalisateur et aussi en fonction de l'épaisseur d'une dalle de matériau pour l'aluminium (Al) et le cuivre (Cu).

Chapitre 5 : Étude et évaluation de coefficients d'adoucissement du faisceau de photons

5.1 Introduction

La configuration du linac sans le cône égalisateur a montré ses inconvénients par la production massive de photons secondaires de faible énergie et d'électrons de contamination. En effet les études énergétiques de particules contenues dans le faisceau de photons produit par cette configuration du linac ont dévoilé cette faiblesse. Nous avons prouvé que l'enlèvement du cône égalisateur favorise la production des électrons de contamination et laisse passer les photons secondaires originaux de collimateur primaire et les photons primaires de faible énergie. La configuration du linac sans le cône égalisateur a des inconvénients majeurs sur le faisceau clinique malgré ses bénéfices dosimétriques montrés dans plusieurs études précédentes [9-12] et prouvés dans nos travaux dosimétriques traités dans le chapitre précédent.

La contribution dosimétrique d'électrons de contamination et de photons secondaires est suspectée et prouvée dans la zone de build-up de la dose par les études énergétiques. Cette contribution est traduite par l'entassement de la dose dans cette zone en plus de la contribution de photons secondaires et de photons primaires de faible énergie. Maintenant, il est important de penser à un système de filtration du faisceau de photons plus sophistiqué et plus développé pour une augmentation optimale de la dose délivrée en tout respect de recommandations de l'AIEA.

Les modificateurs du faisceau sont généralement des matériaux qui ont des actions sur le faisceau pour des exigences radiothérapeutiques et de radioprotection. Nous nous sommes intéressés aux études de système de filtration du faisceau de photons par l'étude de la forme géométrique du cône égalisateur actuel, nous avons travaillé sur la réduction du volume du cône et par l'étude de matériaux à base desquels ce système peut être fabriqué.

Le matériau et la géométrie du cône égalisateur sont choisis suivant l'énergie nominale du faisceau de photons. Ils sont déterminés de telle sorte que le cône égalisateur a pour fonction d'aplatir (en anglais *flatten*) et d'adoucir (en anglais *soften*) le faisceau de photons. Dans ce chapitre, l'accent est mis sur l'étude et l'évaluation de l'adoucissement du faisceau (en anglais *beam softening*) avec la réduction du volume du cône égalisateur en se basant sur

les données du constructeur et aussi avec l'épaisseur de dalles de matériaux d'aluminium (Al) et de cuivre (Cu). L'adoucissement du faisceau de photons consiste à supprimer les photons de faible énergie par un matériau, il s'agit d'un adoucissement du spectre d'énergie du faisceau de photons [116]. L'adoucissement du faisceau est une caractéristique intrinsèque d'un matériau face aux rayons X. Dans les travaux précédents, l'adoucissement est étudié en fonction de l'angle du filtre coin [117] et en fonction de la distance à l'axe [119-121].

Tout d'abord, nous avons investigué et évalué les coefficients d'adoucissement du faisceau de photons avec la réduction du volume du cône égalisateur et par la suite, nous avons remplacé le cône égalisateur, dans le model Monte Carlo de Varian Clinac 2100 validé, par une dalle de matériau d'aluminium ou de cuivre. Ces travaux présentent d'une part l'étude de matériau de point de vue d'adoucissement du faisceau et d'autre part la recherche d'un système de filtration à base d'un matériau ou des matériaux pour une production de faisceau clinique de qualité avec une dose optimale élevée.

5.2 Adoucissement du faisceau de photons

Après la validation de la simulation Monte Carlo de Varian Clinac 2100 en utilisant les codes BEAMnrc et DOSXYZnrc, le volume du cône égalisateur est réduit de son volume initial par un pourcentage et la simulation Monte Carlo est lancée pour chaque pourcentage de réduction du volume. Pour l'étude de l'adoucissement du faisceau avec l'épaisseur de la dalle de matériau, le cône égalisateur est retiré du model Monte Carlo du linac est remplacé par une dalle de matériau.

L'adoucissement du faisceau est étudié et évalué en termes de deux coefficients a_1 et a_2 comme l'équation (5-1) le montre [116-118] :

$$\mu(r) = \mu(0)(1 + a_1 r + a_2 r^2) \quad (5-1)$$

où;

r est la distance à l'axe, et $\mu(0)$ et $\mu(r)$ sont coefficients d'atténuation sur l'axe central du faisceau et à une distance à l'axe r respectivement.

5.3 Adoucissement du faisceau en fonction de la réduction du volume du cône égalisateur

5.3.1 Matériels et méthodes

Les recherches sur les linacs visent à améliorer la dosimétrie délivrée et par conséquent la réduction du temps d'irradiation de la tumeur, l'augmentation de l'efficacité radiothérapeutique et l'amélioration de la qualité de vie du patient. Ce sont des enjeux posés par les chercheurs dans la radiothérapie et la physique des linacs. Comme nous avons montré que la suppression du cône égalisateur permet d'augmenter la dose délivrée dans le fantôme d'eau mais avec certains inconvénients majeurs sur la distribution de la dose : l'entassement de la dose dans la zone de build-up, la contamination du faisceau par les électrons et les photons de faible énergie [chapitre 4].

Dans ce travail, nous avons gardé le cône égalisateur mais son volume est réduit en se basant sur les données du fabricant (Varian Medical Systems). La réduction du volume du cône égalisateur conduit sans doute à l'augmentation du nombre de photons énergétiques cliniques et par conséquent l'augmentation de la dose délivrée dans le fantôme. Les coefficients d'adoucissement sont calculés en utilisant l'équation (5-1). Le volume du cône égalisateur est réduit par les pourcentages de 10 %, 20 % et 30 % de son volume initial. Les coefficients d'atténuation sont calculés selon l'équation (5-2) à partir de fluences de photons extraites par le code BEAMDP en se basant sur les fichiers PSF généré par le code BEAMnrc. En générale, le coefficient d'atténuation est calculé selon l'équation (5-2) :

$$\mu(r) = \frac{-\ln \left(\frac{\phi_t(r)}{\phi_0(r)} \right)}{SSD} \quad (5-2)$$

où ;

$\phi_t(r)$: la fluence de photons en fonction de la distance à l'axe r et pour une épaisseur t de matériau.

$\phi_0(r)$: la fluence de photons en fonction de la distance à l'axe r sans le cône égalisateur (sans matériau).

SSD : la distance source surface du fantôme d'eau (elle vaut 100 cm)

Nous avons introduit et calculé le coefficient d'atténuation relatif. Nous avons défini ce paramètre comme une déviation d'atténuation due à la réduction du volume par rapport à l'atténuation du faisceau par le cône avec son volume initial (la réduction du volume est de 0 %). Soit α le pourcentage de la réduction du volume du cône égalisateur, soit μ_α le coefficient d'atténuation de la réduction du volume associé à α et $\mu_{0\%}$ est le coefficient d'atténuation du cône égalisateur avec son volume initiale, donc :

$$\mu_{0\%}(r) = \frac{-\ln\left(\frac{\phi_{0\%}(r)}{\phi_0(r)}\right)}{SSD} \quad (5-3)$$

$$\mu_\alpha(r) = \frac{-\ln\left(\frac{\phi_\alpha(r)}{\phi_0(r)}\right)}{SSD} \quad (5-4)$$

De la formule (5-3) et la formule (5-4), le coefficient d'atténuation relatif est déterminé selon la formule (5-5) :

$$\mu_{Relatif}(r) = \mu_\alpha(r) - \mu_{0\%}(r) = \frac{-\ln\left(\frac{\phi_\alpha(r)}{\phi_{0\%}(r)}\right)}{SSD} \quad (5-5)$$

Le coefficient d'atténuation relatif est calculé en fonction de la distance à l'axe pour l'ensemble de pourcentage de 10 %, 20 % et 30 %. Les fluences de photons sont déterminées à la surface du fantôme (Figure 3-1).

Pourquoi SSD dans les formules (5-2), (5-3), (5-4) et (5-5)?

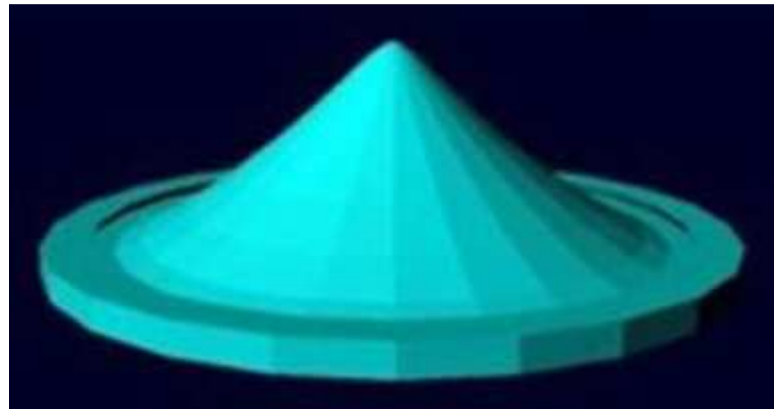


Figure 5-1 : Dalle construite par le cône égalisateur (couleur turquoise) et l'aire (couleur bleu foncé)

L'épaisseur de la dalle de la figure 5-1 est constante mais l'épaisseur du cône égalisateur varie en fonction de rayon R de sa base et l'épaisseur de l'aire à l'entourage du cône varie aussi en fonction du rayon R de la base du cône. Le volume du cône égalisateur

diminue le volume de l'aire en fonction du rayon R de la base du cône. Les photons parcourent la SSD de la cible (la source) à la surface du fantôme. Sur la distance SSD, Le poids relatif de matériau du cône égalisateur diminue avec le rayon R de sa base et le poids relatif de l'aire augmente avec le rayon R de la base du cône par contre les poids relatifs des autres matériaux dans le chemin de photons restent invariables. L'équation (5-6) définit le coefficient d'atténuation pour un ensemble de matériaux dans le parcours du faisceau de photons

$$\mu = \sum \mu_i \omega_i \quad (5-6)$$

où

μ_i : le coefficient d'atténuation massique de i^{eme} élément dans le parcours de photon;

ω_i : la fraction de poids de i^{eme} élément.

5.3.2 Résultats et discussion

5.3.2.1 Profil de la fluence de photons

La fluence de photon est déterminée en utilisant le code BEAMDP. La figure 5-2 présente la fluence de photons en fonction de la distance à l'axe.

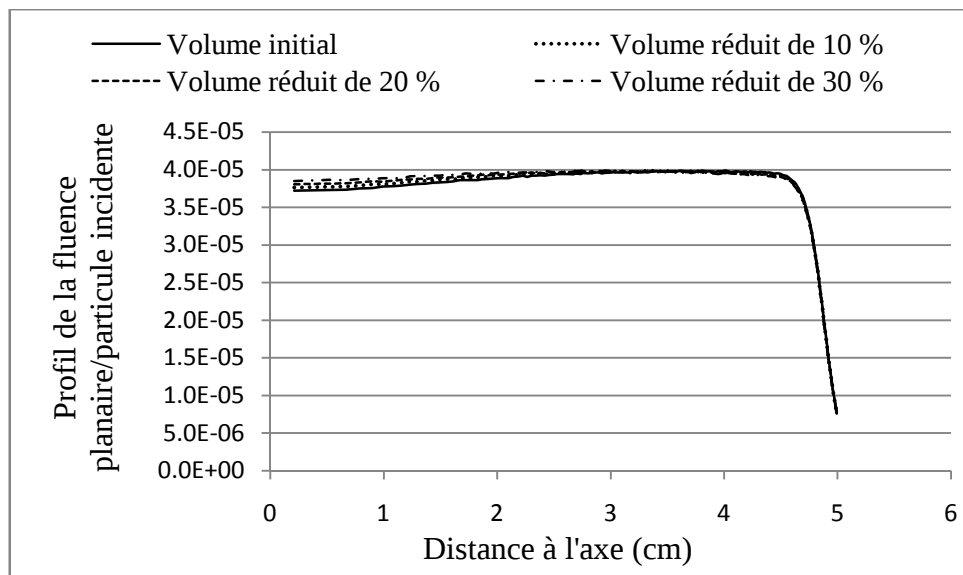


Figure 5-2 : Profils de la fluence de photons en fonction de la distance à l'axe

Pour les différents pourcentages de réduction du volume du cône égalisateur, le profil de la fluence de photons augmente avec la distance à l'axe et les profils se chevauchent et chutent vers zéro au bord du faisceau (la distance à l'axe est de 5cm). Pour bien monter les

effets de la réduction du volume sur la fluence de photons, nous avons changé l'échelle sur l'axe de la fluence sur la figure 5-3. Ce dernier présente les profils de la fluence de photons en fonction de la distance à l'axe à l'intérieur du champ d'irradiation (la distance à l'axe est inférieure à 5 cm).

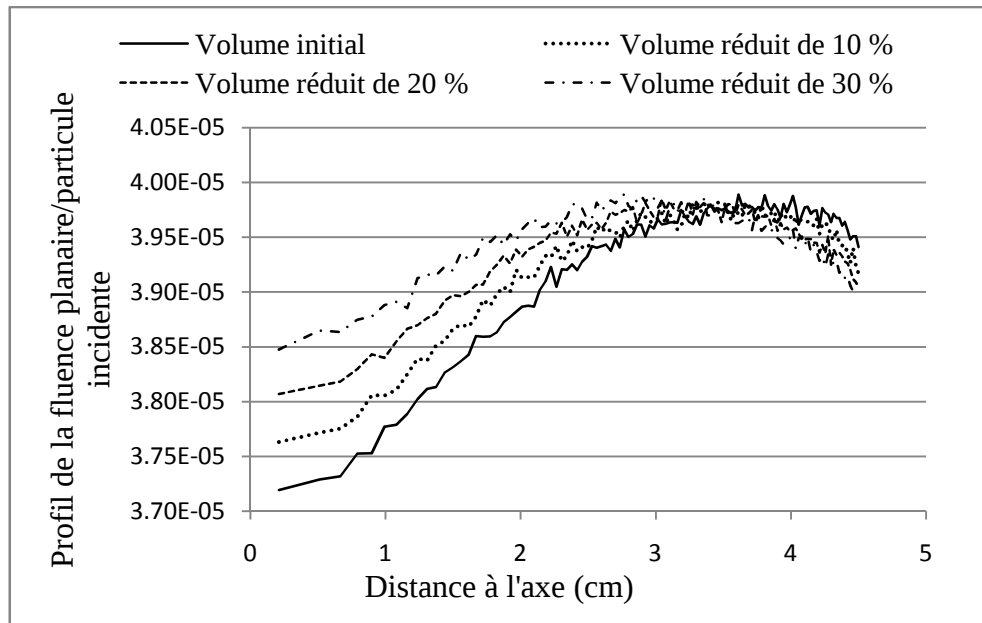


Figure 5-3 : Profils de la fluence de photons en fonction de la distance à l'axe à l'intérieur du champ d'irradiation

Il est évident de la figure 5-3 que la fluence augmente avec la réduction du volume du cône égalisateur dans la région près de l'axe central du faisceau (région épaisse du cône) et l'écart entre les profils de la fluence diminue avec la distance à l'axe jusqu'à ce que ces profils se chevauchent entre eux dans la région près du bord du faisceau et ils atteignent un maximum de $3.97 \cdot 10^{-5}$ photon/particule incidente (Figure 5-3).

5.3.2.2 Atténuation du faisceau de photons

5.3.2.2.1 Atténuation relative du faisceau de photons avec la réduction du volume du cône égalisateur

Nous avons calculé les coefficients d'atténuation relatifs au coefficient d'atténuation de photons dû au volume initial du cône pour l'ensemble de pourcentages de la réduction du volume du cône égalisateur selon la formule (5-5). Ces résultats servent à estimer les avantages de la réduction du volume sur l'atténuation du faisceau de photons. Pour mettre en évidence l'effet de la réduction du volume du cône égalisateur sur le coefficient d'atténuation,

nous avons présenté sur la figure 5-4, la variation du coefficient d'atténuation relatif en fonction de la distance à l'axe.

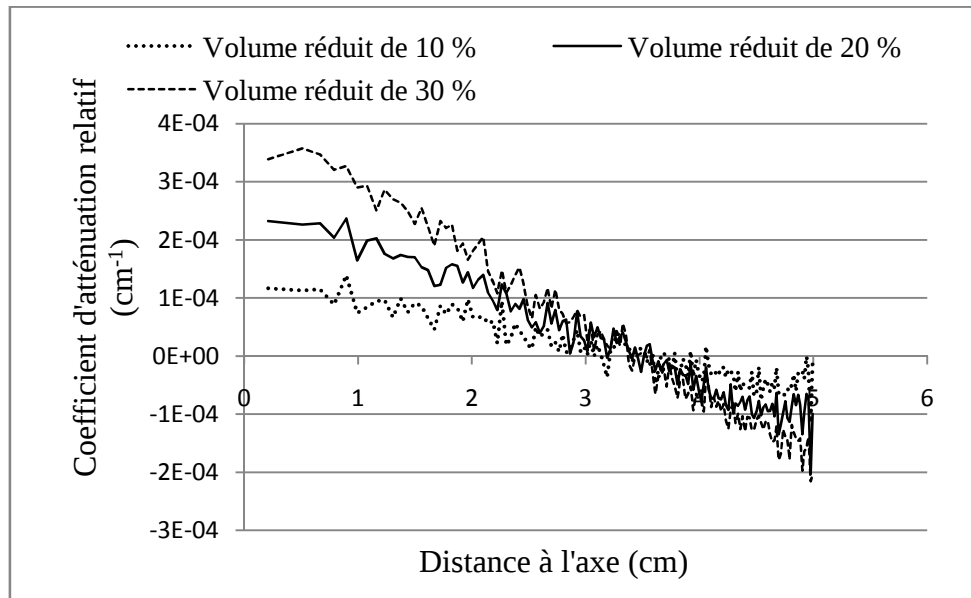


Figure 5-4 : Variation du coefficient d'atténuation relatif en fonction de la distance à l'axe

De la figure 5-4, on constate que la réduction du volume du cône égalisateur diminue le coefficient d'atténuation et par conséquent augmente la fluence de photons à la surface du fantôme. On conclut qu'il y a une possibilité de réduire le volume du cône égalisateur en vue d'augmenter la fluence de photons énergétiques.

5.3.2.2.2 Coefficient d'atténuation du faisceau de photons avec la réduction du volume du cône égalisateur

Comme nous avons montré précédemment que la réduction du volume du cône égalisateur affecte les coefficients d'atténuation différemment en fonction de la distance à l'axe. Donc il y aurait une possibilité de réduire le volume du cône égalisateur tout en augmentant le nombre de photons énergétiques et par conséquent la dose délivrée serait améliorée sans laisser passer les photons de faible énergie au fantôme et le nombre des électrons de contamination serait faible aussi.

Pour mettre en évidence les avantages de la réduction du volume du cône, nous avons déterminé les coefficients d'atténuation pour la réduction du volume du cône égalisateur selon la formule (5-2). Nous avons fait une comparaison du coefficient d'atténuation de chaque pourcentage de la réduction du cône avec le coefficient d'atténuation du cône égalisateur avec son volume initial.

La figure 5-5 présente la variation du coefficient d'atténuation en fonction de la distance à l'axe et avec la réduction du volume du cône égalisateur.

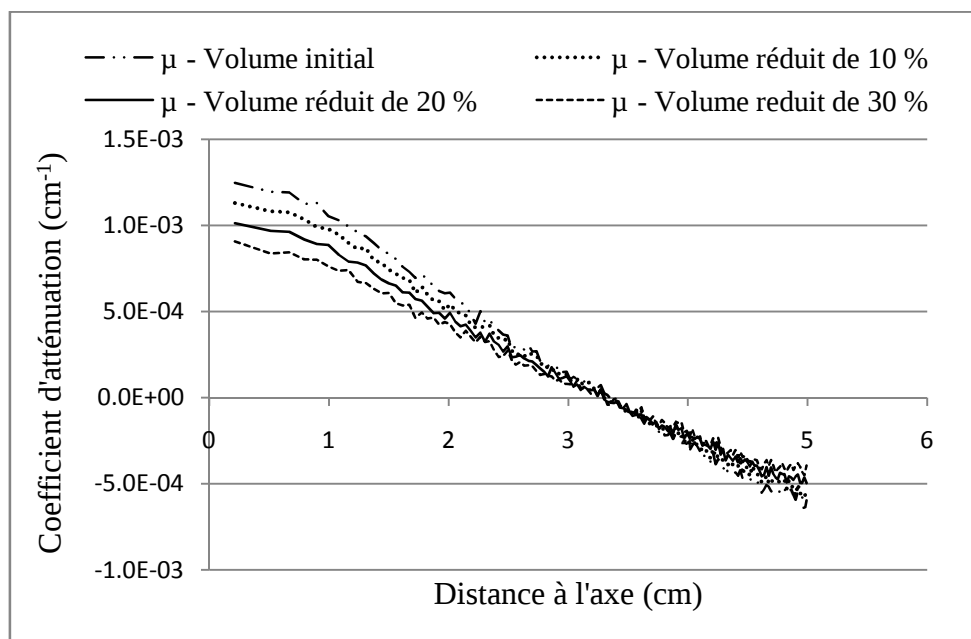


Figure 5-5 : Coefficients d'atténuation de photons en fonction de la distance à l'axe

Le coefficient d'atténuation diminue avec la distance à l'axe pour chacune des pourcentages de la réduction du volume du cône. Nous remarquons aussi que le coefficient d'atténuation diminue avec la réduction du volume du cône à proximité de l'axe central du faisceau et l'écart entre les allures des coefficients d'atténuation diminue avec la distance à l'axe (Figure 5-5).

La réduction du volume du cône égalisateur permet d'augmenter le nombre de photons à la surface du fantôme. Mais lors de cette réduction, le cône égalisateur garde-t-il sa principale fonction d'adoucissement du faisceau de photons ?

5.3.2.3 Adoucissement du faisceau de photons

L'adoucissement du faisceau de photons est une fonction du matériau traversé face aux rayons X, il définit l'aptitude d'un matériau de supprimer les photons de faible énergie. En tenant compte des avantages de la réduction du volume du cône égalisateur sur l'augmentation de nombre de photons à la surface du fantôme, nous avons investigué l'adoucissement avec la réduction du volume du cône. L'adoucissement du faisceau est étudié et évalué en termes de deux coefficients a_1 et a_2 selon la formule (5-1).

La figure 5-6 présente la variation du coefficient d'adoucissement du faisceau a_1 en fonction de la distance à l'axe pour chaque pourcentage de la réduction du volume du cône égalisateur.

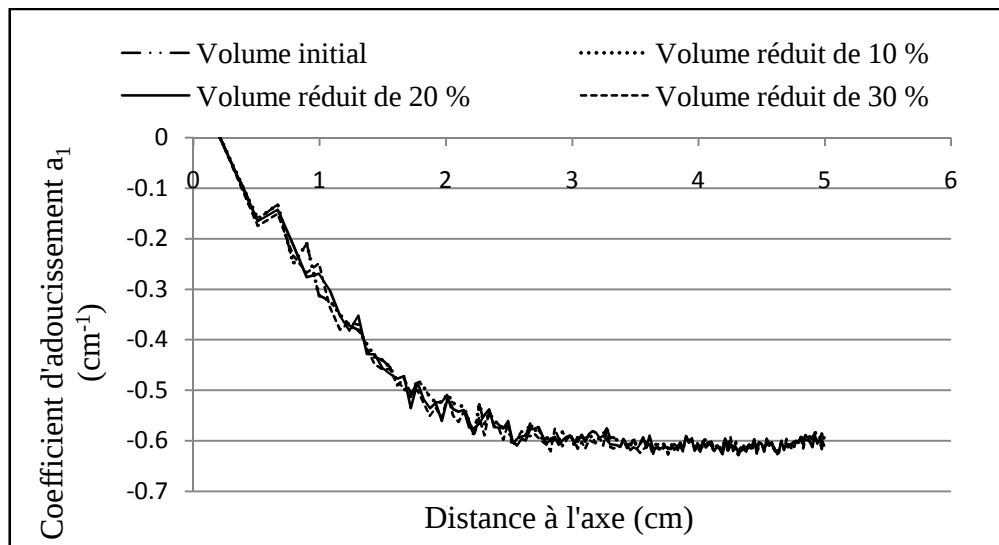


Figure 5-6: Coefficients d'adoucissement a_1 en fonction de la distance à l'axe.

Le premier coefficient d'adoucissement a_1 diminue avec la distance à l'axe pour l'ensemble de pourcentages de la réduction du volume du cône égalisateur d'une manière similaire entre eux. Le coefficient d'adoucissement a_1 parte du zéro et il atteint un minimum de -0.6 cm^{-1} pour l'ensemble de pourcentages de la réduction du volume du cône égalisateur (Figure 5-6).

Ces résultats montrent que le coefficient d'adoucissement a_1 est apparemment indépendant de la réduction du volume du cône, donc on peut réduire ce dernier sans faire changer le coefficient d'adoucissement du faisceau a_1 . Dans la partie qui suit, nous avons étudié le second coefficient d'adoucissement a_2 . La figure 5-7 présente la variation du coefficient d'adoucissement a_2 en fonction de la distance à l'axe pour l'ensemble de pourcentages de la réduction du volume du cône.

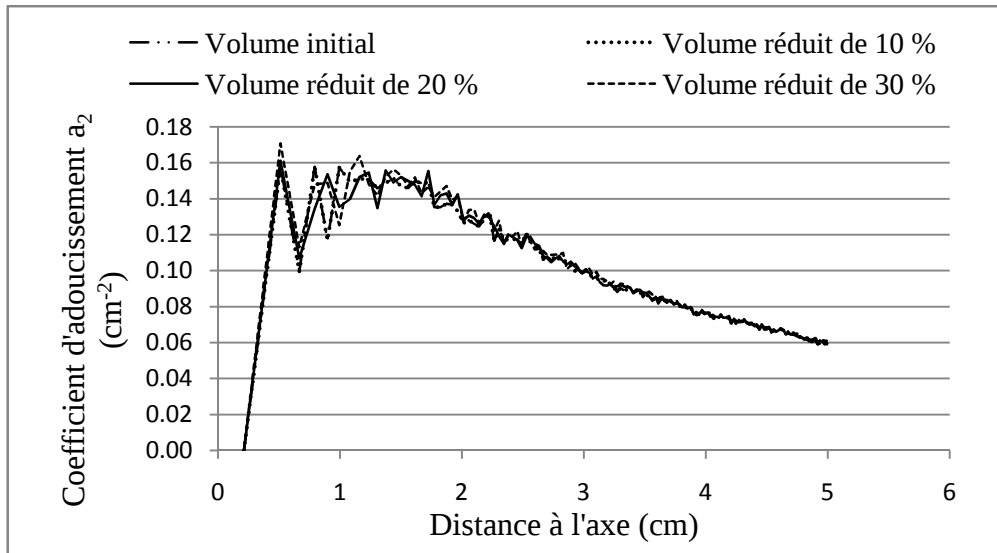


Figure 5-7: Coefficient d'adoucissement a_2 en fonction de la distance à l'axe.

Le coefficient d'adoucissement a_2 augmente avec la distance à l'axe après qu'il atteigne un maximum, il diminue lentement avec la distance à l'axe (Figure 5-7). Le coefficient a_2 est aussi apparemment indépendant de la réduction du volume du cône égalisateur sauf au voisinage du maximum où les courbes se séparent légèrement. Le maximum est approximativement de 0.16 cm^2 à la distance à l'axe de 0.512 cm pour l'ensemble de pourcentages de la réduction du volume du cône égalisateur.

Remarque 5 – 1:

Dans ce cas d'étude, les coefficients d'adoucissement a_1 et a_2 varient explicitement en fonction de la distance à l'axe et ils varient implicitement en fonction de l'épaisseur du matériau constituant le cône égalisateur.

Pour mettre en évidence la différence entre les deux coefficients d'adoucissement a_1 et a_2 , la figure 5-8 présente la variation des coefficients d'adoucissement a_1 et a_2 en fonction de la distance à l'axe pour la réduction du volume du cône de 20 %.

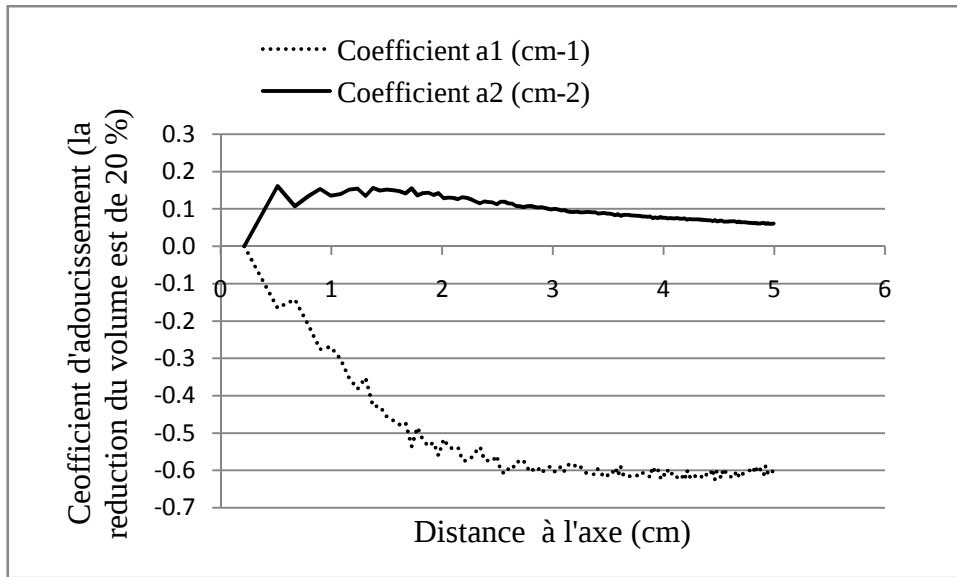


Figure 5-8: Coefficient d'adoucissement a_1 et a_2 en fonction de la distance à l'axe

On constate que le coefficient d'adoucissement a_1 est négatif et le coefficient d'adoucissement a_2 est positif (Figure 5-8). La variation du coefficient a_2 compense la variation du coefficient a_1 dans le comportement de la fonction d'adoucissement du cône égalisateur avec la distance à l'axe mais l'amplitude de la variation du coefficient d'adoucissement a_1 est plus grande par rapport à l'amplitude de la variation du coefficient d'adoucissement a_2 . Donc la variation d'adoucissement du faisceau est emportée par la variation du coefficient a_1 .

5.3.3 Interprétations et recommandations

Dans ces travaux de recherche, nous avons montré et prouvé qu'il y a une possibilité de réduire le volume du cône égalisateur. La réduction du volume du cône permet d'augmenter la fluence de photons énergétiques (cliniques) à la surface du fantôme car la fonction d'adoucissement du faisceau de photons est indépendante de taux de la réduction du volume du cône égalisateur. Finalement on peut réduire le cône égalisateur sans introduire une altération de sa fonction d'adoucissement du faisceau de photons.

Afin d'assurer une faible contribution dosimétrique d'électrons de contamination et de photons de faible énergie (les photons diffusées sur le collimateur primaire et les photons primaires de faible énergie), nous avons divisé le volume du cône égalisateur en trois parties. Pour chaque partie du volume du cône égalisateur un taux de réduction est associé. Nous proposons de réduire le volume du cône égalisateur par 30 % dans la partie haute (la zone la plus épaisse (de sommet jusqu'à la base) du cône), par 20 % dans la partie milieu et par 10 %

dans la partie basse. La figure 5-8 montre les trois parties du cône égalisateur avec le pourcentage de la réduction proposé qui correspond à chaque partie :

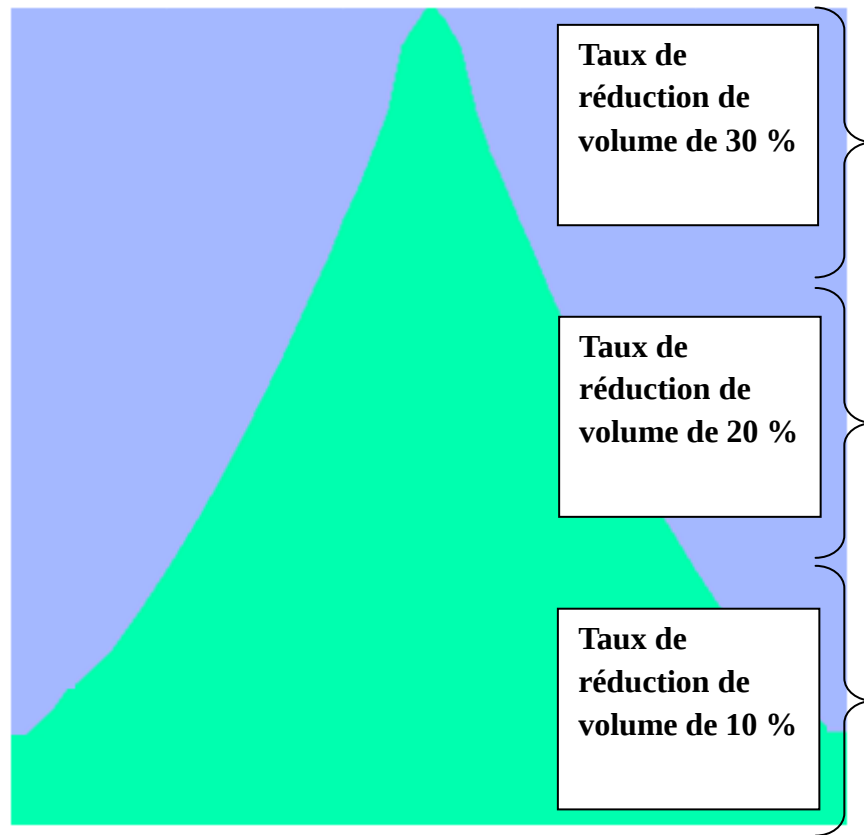


Figure 5-9 : Taux de la réduction de chaque partie du volume du cône égalisateur (couleur verte) en se basant sur les données du constructeur

Nous recommandons d'approfondir la recherche pour trouver la réduction optimale du volume du cône égalisateur à base de cette combinaison proposée pour un faisceau de photons de qualité avec une dose optimale élevée et par conséquent de gagner les enjeux posés par les chercheurs dans la radiothérapie. La recherche d'un volume optimal pour le cône égalisateur est essentielle pour l'amélioration et le développement de la technologie de linac pour une dosimétrie délivrée optimale élevée.

Dans le reste de ce chapitre, nous étudions le coefficient d'atténuation et les coefficients d'adoucissement du faisceau de photons en fonction de l'épaisseur d'une dalle de matériau pour l'aluminium et de cuivre.

5.4 Adoucissement du faisceau en fonction de l'épaisseur de la dalle

Nous avons étudié l'adoucissement du faisceau de photons avec l'épaisseur d'une dalle de matériau. Après la validation de la simulation Monte Carlo de Varian Clinac 2100, le cône égalisateur est retiré du model Monte Carlo du linac et remplacé par une dalle de matériau d'épaisseur variable. Les matériaux étudiés sont l'aluminium, car il est abondant et moins chère en plus de son numéro atomique faible, et le cuivre, car il est généralement utilisé comme un modificateur du faisceau de photons dans la plupart de technologies des linacs, il est pris dans cette étude comme un matériau de référence. L'adoucissement du faisceau est investigué et évalué en termes de deux coefficients a_1 et a_2 selon l'équation (5-1).

5.4.1 Matériels et méthodes

Dans le paragraphe 5-3, nous avons montré que la réduction du volume du cône égalisateur permet d'augmenter la fluence de photons énergétiques à la surface du fantôme. Nous avons investigué l'adoucissement du faisceau de photons avec la réduction du volume du cône égalisateur, nous avons trouvé que les coefficients d'adoucissement du faisceau sont apparemment indépendants de la réduction du volume du cône et par la suite, on peut réduire le cône égalisateur sans introduire des altérations dans sa fonction d'adoucissement du faisceau.

Dans ce paragraphe, nous étudions la possibilité et la faisabilité de construire un cône égalisateur à base d'aluminium, ce dernier fait partie des matériaux du numéro atomique faible par rapport au cuivre. Nous avons étudiés l'adoucissement du faisceau de photons pour les matériaux d'aluminium et de cuivre, ce dernier est pris comme un matériau de référence. Une dalle de matériau est positionnée à la place du cône égalisateur dans le model Monte Carlo de la tête de Varian Clinac 2100. La dalle est insérée avec différentes épaisseurs de 2.5 mm, 5 mm, 7.5 mm et 10 mm. Nous avons calculé les coefficients d'adoucissement a_1 et a_2 selon la formule (5-1). Ces coefficients sont évalués en fonction de la distance à l'axe et en fonction de l'épaisseur pour les deux matériaux aluminium et cuivre. Ce travail est le sujet d'une de nos publications scientifiques [102].

Les flux ou les fluences de photons sont déterminés à la surface du fantôme par le code BEAMDP (Figure 3-1). Nous avons calculé le coefficient d'atténuation selon la formule

(5-6), et par la suite nous avons déterminé les coefficients d'adoucissement du faisceau de photons selon la formule (5-1).

Le coefficient d'atténuation est calculé selon l'équation (5-7) :

$$\mu(r) = \frac{-\ln \left(\frac{\phi_t(r)}{\phi_0(r)} \right)}{SSD} \quad (5-7)$$

où ;

$\phi_t(r)$: la fluence de photons en fonction de la distance à l'axe r pour une dalle d'épaisseur t

$\phi_0(r)$: la fluence de photons en fonction de la distance à l'axe r sans la dalle de matériau.

SSD : la distance source surface, elle est de 100 cm

Pourquoi le terme SSD dans la formule (5-7) dans ce cas d'étude ?



Figure 5-10 : Dalle construite de deux dalles de l'air (couleur jaune) et une dalle de matériau (couleur bleu).

De la figure (5-10), le volume de la dalle d'épaisseur t insérée à la place du cône égalisateur occupe un volume de l'air de l'épaisseur t sans changer la distance de la cible (la source) à la surface du fantôme d'eau (sans changer la SSD). Le poids relatif de matériau inséré augmente avec l'épaisseur t de la dalle insérée et le poids relatifs de l'air diminue avec l'épaisseur t de la dalle insérée. Les poids relatifs des autres matériaux rencontrés dans le chemin de photons restent constants.

5.4.2 Résultats et discussion

5.4.2.1 Profil de la fluence de photons

Comme dans le cas de la réduction du volume du cône égalisateur, le profil de la fluence de photons est déterminé en utilisant le code BEAMDP. La figure 5-11 présente les profils de la fluence de photons en fonction de la distance à l'axe pour les épaisseurs de la dalle de 2.5 mm, 5 mm, 7.5 mm et 10 mm pour l'aluminium (Al) et le cuivre (Cu).

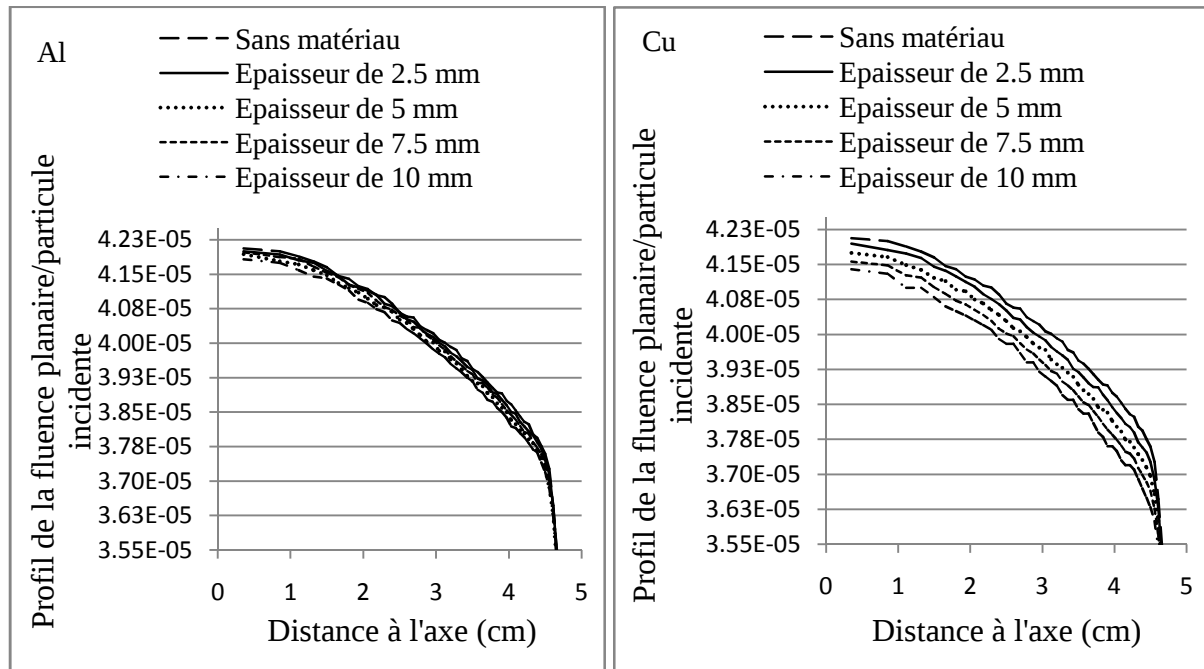


Figure 5-11: Profils de la fluence de photons en fonction de la distance à l'axe pour l'aluminium (Al) et le cuivre (Cu)

Les profils de la fluence de photons diminuent avec la distance à l'axe et avec l'épaisseur de la dalle pour les deux matériaux l'aluminium et le cuivre. Il est évident que la fluence de photons diminue beaucoup plus avec l'épaisseur pour la dalle de cuivre que pour la dalle d'aluminium car le numéro atomique du cuivre ($Z=29$) est plus grand que le numéro atomique d'aluminium ($Z=13$). Au bord du faisceau, les profils de fluences de photons ont la même forme de chute avec la distance à l'axe et pour l'ensemble des épaisseurs pour les deux matériaux étudiés. La fluence de photons est indépendante de l'épaisseur de la dalle au bord du faisceau, pour les deux matériaux et elle vaut $3.7 \cdot 10^{-5}$ photons/particule incidente.

5.4.2.2 Atténuation du faisceau de photons

Le coefficient d'atténuation est évalué avec la distance à l'axe et en fonction de l'épaisseur de la dalle insérée pour les deux matériaux. Le coefficient d'atténuation est déterminé selon la formule (5-7). La figure 5-12 présente la variation du coefficient d'atténuation en fonction de la distance à l'axe pour l'ensemble des épaisseurs de 2.5 mm, 5 mm, 7.5 mm et 10 mm pour l'aluminium (Al) et le cuivre (Cu).

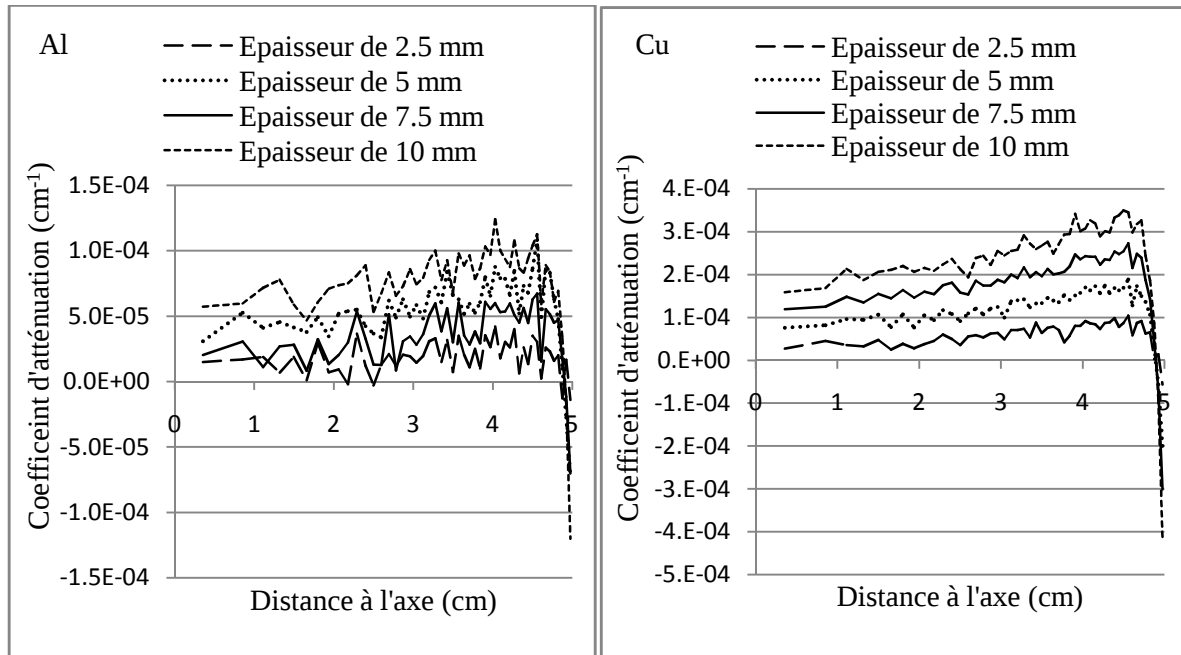


Figure 5-12: Coefficient d'atténuation de photons en fonction de la distance à l'axe pour l'aluminium (Al) et le cuivre (Cu).

Le coefficient d'atténuation augmente avec la distance à l'axe pour les deux matériaux aluminium et cuivre. Naturellement, le coefficient d'atténuation de l'aluminium est très faible par rapport au coefficient d'atténuation de cuivre. On constate que la variation du coefficient d'atténuation d'aluminium est très fluctuante avec la distance à l'axe par contre la variation de ce coefficient pour le cuivre est plus stable (fluctuation est très faible) avec la distance à l'axe et les allures sont plus lisses que celles d'aluminium (Figure 5-12).

5.4.2.3 Adoucissement du faisceau de photons

L'adoucissement du faisceau de photons est évalué avec l'épaisseur de la dalle insérée en fonction de la distance à l'axe pour les deux matériaux. Les coefficients d'adoucissement a_1 et a_2 sont évalués pour l'ensemble des épaisseurs de la dalle insérée selon la formule (5-1). La figure 5-13 présente la variation du coefficient d'adoucissement a_1 en fonction de la

distance à l'axe pour les épaisseurs de la dalle de 2.5 mm, 5 mm, 7.5 mm et 10 mm d'aluminium (Al) et de cuivre (Cu).

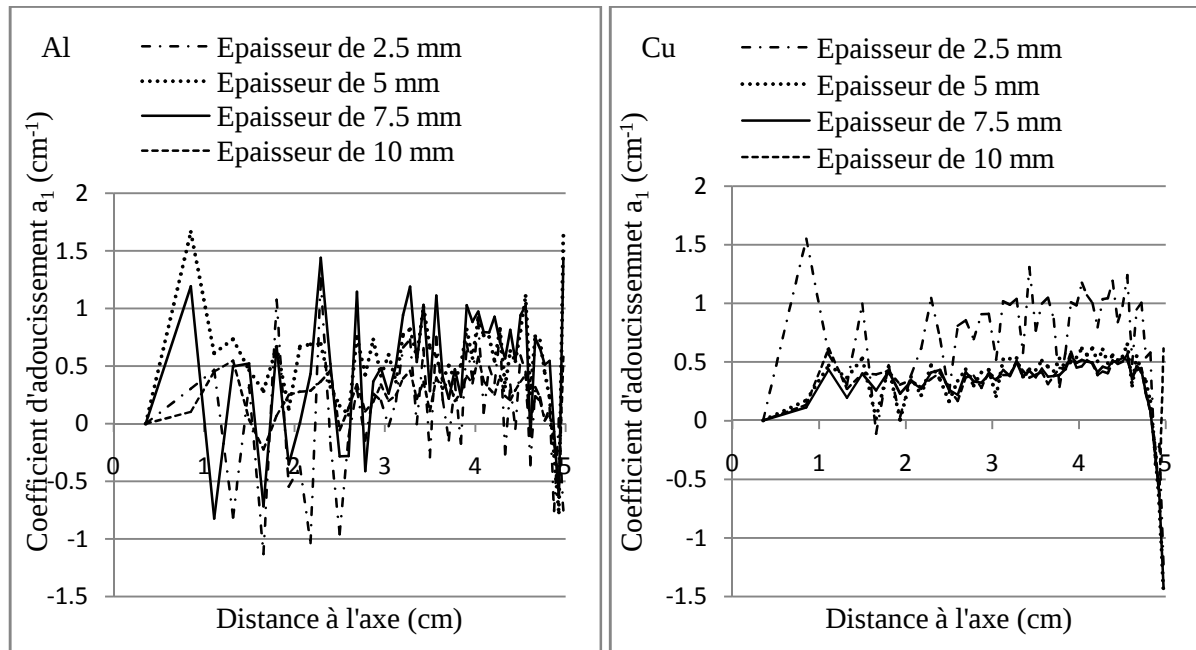


Figure 5-13: Coefficient d'adoucissement a_1 en fonction de la distance à l'axe pour l'aluminium (Al) et le cuivre (Cu).

De la figure 5-13, le coefficient d'adoucissement du faisceau a_1 varie avec la distance à l'axe et aussi avec l'épaisseur de la dalle insérée pour les deux matériaux. Pour l'aluminium, le coefficient a_1 est tantôt négatif et tantôt positif et la variation de ce coefficient a des grandes fluctuations avec la distance à l'axe. Pour le cuivre, le coefficient a_1 est positif et les fluctuations de la variation de ce coefficient sont très petites. Pour l'aluminium, à l'intérieur du champ d'irradiation, la variation du coefficient d'adoucissement a_1 est dans l'intervalle de -1.2 cm^{-1} à 1.7 cm^{-1} . Pour le cuivre, la variation de ce coefficient est dans l'intervalle de 0 cm^{-1} à 1.5 cm^{-1} . Le coefficient d'adoucissement a_1 diminue avec l'épaisseur de la dalle insérée pour le cuivre, mais la variation de coefficient a_1 n'est pas bien claire pour la discuter en fonction de l'épaisseur pour l'aluminium car les variations de ce coefficient ont des grandes fluctuations avec l'épaisseur et avec la distance à l'axe (Figure 5-13).

La figure 5-14 présente la variation du coefficient d'adoucissement a_2 avec la distance à l'axe pour l'ensemble des épaisseurs de la dalle insérée de 2.5 mm, 5 mm, 7.5 mm et 10 mm pour l'aluminium et le cuivre.

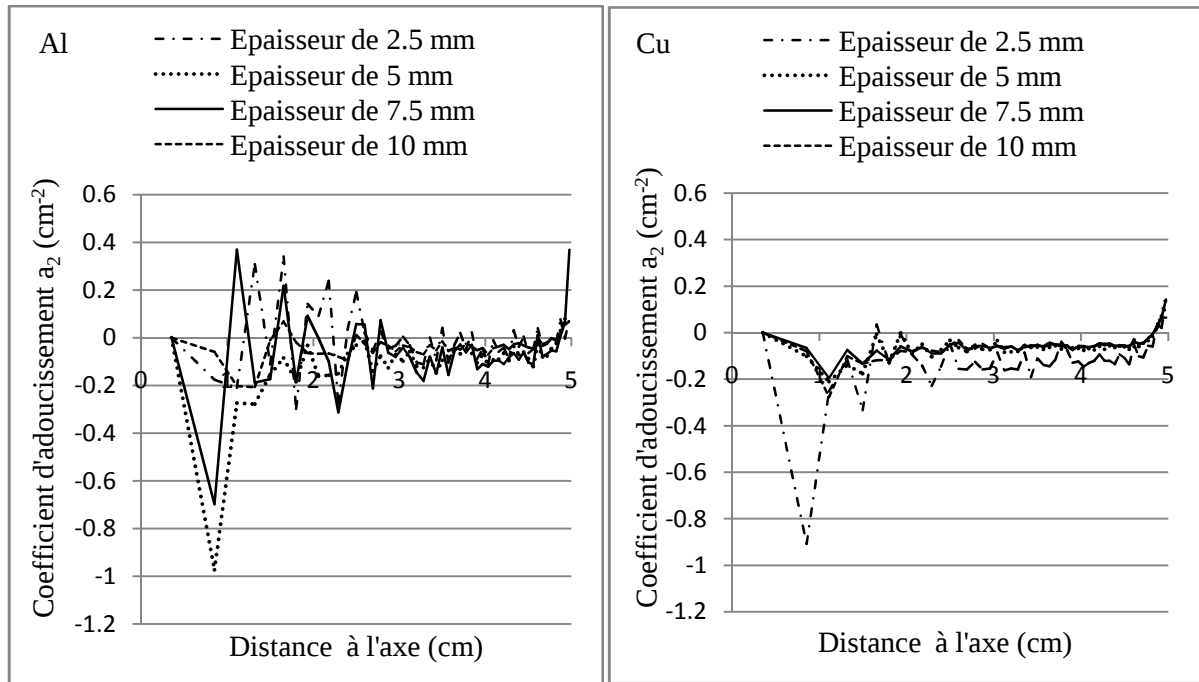


Figure 5-14: Coefficient d'adoucissement a_2 en fonction de la distance à l'axe pour l'aluminium (Al) et le cuivre (Cu).

De la figure 5-14, le coefficient d'adoucissement a_2 varie avec la distance à l'axe pour les deux matériaux. Pour le cuivre, le coefficient d'adoucissement a_2 est négatif et la variation de ce coefficient ne présente que des très petites fluctuations avec la distance à l'axe. Pour l'aluminium, le coefficient a_2 est tantôt négatif et tantôt positif et la variation de ce coefficient a des grandes fluctuations avec la distance à l'axe comme le coefficient a_1 . Le coefficient d'adoucissement a_2 augmente avec l'épaisseur de la dalle pour le cuivre, et pour l'aluminium, la variation du coefficient a_2 n'est pas bien claire pour la discuter en fonction de l'épaisseur de la dalle à cause des grandes fluctuations de la variation (Figure 5-14).

Remarque 5 – 2:

Dans ce cas, les coefficients d'adoucissement a_1 et a_2 varient explicitement en fonction de la distance à l'axe mais l'épaisseur de la dalle insérée de matériau est constante à l'inverse de la variation des coefficients d'adoucissement avec la réduction du volume du cône égalisateur, l'épaisseur de matériau pour le cône est variable avec la distance à l'axe.

5.4.3 Interprétations et recommandations

L'adoucissement du faisceau de photons est une caractéristique spécifique et intrinsèque d'un matériau face aux photons. Les études de matériaux menées dans cette thèse nous poussent à approfondir les recherches pour trouver un matériau plus adéquat à

l'adoucissement du faisceau de photons pour une bonne filtration avec des avantages dosimétriques meilleurs en radiothérapie. Nos travaux de recherche de ce chapitre entrent dans le cadre de la physique de matériaux pour le développement des nouveaux modificateurs du faisceau de photons à base des matériaux de faible numéro atomique pour les futures générations de linac et ils entrent aussi dans le cadre de la physique des linacs et de la radiothérapie. L'investigation et l'évaluation des coefficients d'adoucissement a_1 et a_2 pour les deux matériaux aluminium et cuivre nous ont donné une base de recherche dans la physique des modificateurs du faisceau de photons en spectre d'énergie.

Les fluences de photons à la surface du fantôme est plus grandes pour les dalles d'aluminium. L'utilisation de matériaux de numéro atomique faible permet d'augmenter le nombre de photons énergétiques par particule incidente, donc on peut construire un système de filtration à base d'aluminium. Cependant, l'adoucissement du faisceau de photons pour ce type de matériau n'est pas stable avec la distance à l'axe et sa variation présente des grandes fluctuations. Pour le matériau de référence (le cuivre), nous avons montré que l'adoucissement du faisceau est plus stable et la variation de ses coefficients est moins fluctuante.

Pour construire un système de filtration à base d'aluminium, nous devons penser à réduire les fluctuations de la variation d'adoucissement avec la distance à l'axe tout en gardant la fluence de photons énergétiques élevée. En approfondissant les recherches, on peut trouver une géométrie optimale pour le système de filtration à base d'aluminium.

Le cuivre est plus stable dans sa fonction d'adoucissement par rapport l'aluminium, c'est la raison pour laquelle le cuivre est utilisé comme un modificateur du faisceau de photons dans des linacs récents, malgré qu'il très cher par rapport à l'aluminium !

5.5 Conclusion

Malgré ses avantages dosimétriques, la configuration du linac sans le cône égalisateur a montré ses inconvénients comme nous avons vu dans le chapitre 4. Dans ce chapitre, nous avons étudié l'adoucissement du faisceau de photons dans l'objectif d'investiguer et d'évaluer cette fonction du cône égalisateur sur le spectre du faisceau de photons et d'augmenter les photons énergétiques à la surface du fantôme. Nous avons pensé à réduire le volume du cône égalisateur et/ou d'utiliser un matériau de numéro atomique faible. Pour ces deux propositions, la fluence de photons est augmentée à la surface du fantôme.

L'adoucissement du faisceau de photons est évalué via deux coefficients a_1 et a_2 . Premièrement, les coefficients d'adoucissement sont investigués et évalués avec la réduction du volume du cône égalisateur. Nous avons prouvé la possibilité de réduire le cône égalisateur sans induire des altérations à sa fonction d'adoucissement du faisceau car les coefficients d'adoucissement sont apparemment indépendants de la réduction du volume du cône égalisateur avec la distance à l'axe. Deuxièmement, les coefficients d'adoucissement sont investigués et évalués avec l'épaisseur de la dalle insérée d'aluminium (Al) et du cuivre (Cu). Malgré leurs avantages sur l'augmentation de la fluence de photons à la surface du fantôme, l'adoucissement du faisceau pour les matériaux de faible numéro atomique (par exemple : aluminium) présente des fluctuations plus grandes avec la distance à l'axe en comparaison avec le cuivre.

Les matériaux de numéro atomique faible peuvent être une source éventuelle de particules de contamination (électrons Compton) dans la gamme d'énergie du faisceau de photons étudié dans cette thèse. En perspective, nous devons approfondir les recherches pour assurer et minimiser le maximum possible les particules de contamination d'une part et pour assurer une stabilité d'adoucissement du faisceau de photons avec la distance à l'axe d'autre part. Ces recherches se focaliseront sur la modification en spectre d'énergie du faisceau de photons produit pour trouver un optimum entre la géométrie et le matériau du cône égalisateur pour relever les challenges posés par les chercheurs et les physiciens médicaux pour :

- Augmenter la dose délivrée,
- Réduire le temps d'irradiation,
- Améliorer l'efficacité radiothérapeutique,
- Améliorer la qualité de vie de patient.

Aujourd'hui, ces challenges sont les principaux axes de recherche dans la physique de la radiothérapie et aussi pour toutes les facultés de recherche connexes comme la médecine ... etc.

Conclusion générale

Les travaux de cette thèse s'inscrivent dans le cadre de recherches sur les accélérateurs linéaires médicaux. Nos travaux de recherches consistent à étudier la géométrie et les matériaux des modificateurs du faisceau de photons et leur impacte sur les distributions de la dose pour développer les technologies associées et ainsi d'optimiser la dosimétrie délivrée en radiothérapie. Cette thèse présente des analyses expérimentales sur les distributions dosimétriques spatiales et des études théoriques sur les distributions dosimétriques et énergétiques du faisceau de photons produit par l'accélérateur linéaire Varian Clinac 2100.

Dans les études expérimentales (chapitre 3), nous avons examiné les PDDs en fonction de la profondeur et en fonction de la taille du champ d'irradiation. Nous avons trouvé que les écarts entre les PDDs de deux tailles du champ d'irradiation augmentent avec la profondeur dans la zone de décroissance exponentielle. Les effets de déplacement des mâchoires sur les profils de la dose sont aussi estimés en fonction de la taille du champ d'irradiation. Pour les petites tailles du champ, les mâchoires produisent une densité importante des électrons de contamination et des photons secondaires de faible énergie, ce qui est expliqué par les grandes valeurs de la largeur normalisée. Par contre la densité des électrons de contamination et des photons secondaires de faible énergie est faible pour les grandes tailles du champ, ce qui est expliqué par les petites valeurs de largeur normalisée.

La symétrie de profils de la dose est aussi examinée en fonction de la profondeur, nous avons montré que les profils de la dose ne sont pas symétriques qu'à certaines profondeurs même si les champs d'irradiation sont symétriques et centrés sur l'axe central du faisceau. La différence entre la largeur à gauche et la largeur à droite du profil de la dose se propagent sur l'axe central du faisceau d'une manière ondulatoire et dans un intervalle de -2 mm à 1.5 mm. Ces résultats doivent être pris en considération par les radio-oncologues lors de traitement du cancer.

Dans les études théoriques, nous avons utilisé la méthode Monte Carlo pour effectuer les études dosimétriques et énergétiques du faisceau de photons de 6 MV produit par Varian Clinac 2100 avec une distance SSD de 100 cm. La simulation Monte Carlo de Varian Clinac 2100 est validée par le calcul de taux de la vérification de critères de gamma index de 3%/3mm. Pour la taille du champ d'irradiation de $10 \times 10 \text{ cm}^2$, le taux est de 98.35 % pour le PDD et de 98.62 % pour le profil de la dose à la profondeur de 10 cm. Après la validation de

la simulation, nous avons envisagé les études théoriques en dosimétrie et en énergie du faisceau de photons produit à la surface du fantôme.

Nous avons enlevé le cône égalisateur du model Monte Carlo de Varian Clinac 2100. Nous avons mis en évidence les effets de la suppression du cône égalisateur sur la détérioration de la qualité du faisceau de photons qui diminue avec la taille du champ. Le gain dosimétrique de la configuration du linac sans le cône égalisateur est évalué et nous avons trouvé que l'enlèvement du cône égalisateur conduit à l'augmentation de la dose de plus de 40 % de celle produite par la configuration du linac avec le cône égalisateur. Nos résultats sont en consistance avec les résultats des études précédentes sur l'enlèvement du cône égalisateur [9-12]. La nouveauté de nos études est la description qualitative et quantitative de l'augmentation de la dose et la mise en question de la qualité du faisceau qui expliqué par la déviation locale qui change de signe et par l'entassement de la dose dans la zone de build-up due à la suppression du cône égalisateur.

Pour une explication physique de cet entassement de la dose dans la zone de build-up, nous avons envisagé des études énergétiques sur le faisceau produit à la surface du fantôme. Nous avons trouvé que l'absence du cône égalisateur favorise l'augmentation des électrons de contamination en nombre et en énergie par rapport aux photons. En expliquant d'avantage en ce qui concerne la suppression du cône égalisateur, les électrons de contamination augmentent presque quatre fois (300 % pour la différence locale) en nombre et en énergie en comparaison avec les électrons de contamination de la configuration du linac avec le cône par contre les photons n'atteignent pas même le double (la différence locale est inférieur à 100 %) en nombre et en énergie en comparaison avec les photons produits par de la configuration du linac avec le cône. Dans cette dernière, le faisceau de photons serait plus contaminé à la surface du fantôme en opposition des protocoles de l'AIEA.

Une étude comparative sur la production de photons secondaires (photons diffusés) est réalisée entre les modificateurs du faisceau de photons produit par Varian Clinac 2100. A la surface du fantôme, nous avons trouvé que plus de 83 % de photons secondaires sont originaires de collimateur primaire, ils sont plus énergétiques par rapport aux photons secondaires originaires de cône égalisateur et de collimateurs secondaires. Ces résultats sont en faveur du cône égalisateur car le faisceau de photons n'est filtré que par le cône et les photons secondaires en provenance de cône sont minimisés en nombre et en énergie. Nous avons évalué le taux de photons secondaires émergents de collimateur primaire supprimés par le cône égalisateur et nous avons trouvé que plus de 70 % de photons sont supprimés à la

surface du fantôme d'eau. Cette quantité de photons secondaires contribuerait dans le traitement radiothérapeutique si le cône égalisateur est enlevé de la tête du linac.

Après la mise en étude de la configuration du linac sans le cône égalisateur recommandée par plusieurs études précédentes. Nous avons prouvé que l'adoption de cette configuration du linac dépend de:

- La réduction ou la suppression des électrons de contamination
- La réduction de photons secondaires et la suppression de photons primaires de faible énergie.

En approfondissant les recherches sur la présence du cône égalisateur. Nous avons d'abord pensé à réduire le volume du cône égalisateur au lieu de le supprimer. La réduction du volume du cône égalisateur a permis d'augmenter les photons à usage clinique à la surface du fantôme. Nous avons évalué l'adoucissement du faisceau de photons avec la réduction du volume du cône égalisateur, nous avons réduit le volume du cône par les pourcentages de 10 %, 20 % et 30 % du volume initial (données du constructeur). Nous avons trouvé que le cône égalisateur réduit permet d'augmenter beaucoup plus le nombre de photons énergétiques et sa fonction d'adoucissement du faisceau reste apparemment invariable avec la réduction du volume. Pour que le nombre de photons de faible énergie et le nombre de particules de contamination soient minimal, nous avons divisé le volume du cône égalisateur en trois parties et à chaque partie un pourcentage de la réduction du volume est associé. Pour la partie haute du cône égalisateur (zone épaisse) le taux de la réduction est de 30 %, pour la partie milieu du cône le taux de la réduction est de 20 % et pour la partie basse le taux de la réduction est de 10 %. Nous devons approfondir les recherches pour trouver la réduction optimale en se base sur cette combinaison proposée dans notre thèse de recherche pour une dose optimale élevée par un faisceau de photons de qualité.

Ensuite, nous avons pensé aussi à l'utilisation de matériaux de numéro atomique faible pour augmenter le nombre de photons à usage clinique. Nous avons investigué et évalué l'adoucissement du faisceau avec l'épaisseur d'une dalle de matériau. Elle est insérée à la place du cône égalisateur dans le model Monte Carlo de Varian Clinac 2100. Les matériaux étudiés sont l'aluminium (Al) (nombre atomique faible, cout faible) et le cuivre (Cu) (nombre atomique majeur, matériau de référence). A la surface du fantôme, l'aluminium n'atténue pas massivement les photons par rapport au cuivre, cela veut dire que son utilisation permet d'augmenter les photons en nombre mais le cuivre est plus stable en variation

d'adoucissement du faisceau de photons (fluctuations faibles) avec la distance à l'axe que l'aluminium.

Pour une bonne utilisation de matériau de numéro atomique faible, nous devons chercher à stabiliser son adoucissement du faisceau avec la distance à l'axe tout en minimisant les électrons de contamination car l'effet photoélectrique et l'effet Compton sont plus favorisés pour ce type de matériaux dans cette gamme d'énergie de photons.

En perspective, nous allons approfondir les recherches sur la technologie du cône égalisateur en cherchant la réduction optimale du volume du cône égalisateur par l'investigation et l'évaluation des électrons de contamination et des photons primaires et secondaires de faible énergie supprimés par le cône réduit ainsi nous devons évaluer les photons diffusés sur le cône égalisateur réduit. Nous devons aussi chercher une géométrie optimale pour un matériau de numéro atomique faible avec une stabilité au maximum possible de l'adoucissement de photons avec la distance à l'axe central du faisceau.

Dans la lumière des résultats de recherches de cette thèse et pour passer de la théorie à la pratique, plusieurs études théoriques avec d'autres codes Monte Carlo et plusieurs expériences devraient être faites en dosimétrie et en énergie pour un faisceau de photons de qualité avec une dose optimale élevée. Les résultats obtenus incitent les chercheurs de se focaliser sur l'amélioration du cône égalisateur en géométrie et en matériau et nous déconseillons de le supprimer de la tête de l'accélérateur linéaire sauf si les électrons de contamination, les photons secondaires et les photons primaires de faible énergie sont minimisés ou supprimés. Finalement, des multitudes d'expérimentations se focalisant sur nos résultats de thèse seront déterminantes pour une dose optimale élevée.

Références

- [1].Zoubair M., (2012), Thèse de doctorat : Analyse Monte Carlo de la qualité des faisceaux des accélérateurs linéaires médicaux pour la planification du traitement en radiothérapie, Faculté des sciences de Tétouan.
- [2].Badel J-N., Thèse de doctorat, (2009), Contrôle dosimétrique des traitements de radiothérapie par simulation Monte Carlo de l'image de la dose portale transmise, Institut National des Sciences Appliquees de Lyon, France.
- [3].Benhalouche S., Thèse de doctorat, (2014), Simulation Monte Carlo GATE en radiothérapie pour des faisceaux complexes et dynamiques en IMRT, Université de Bretagne Occidentale.
- [4].Hissoiny S., Thèse de doctorat, (2011), Calculs Monte Carlo en transport d'énergie pour le calcul de la dose en radiothérapie sur plateforme graphique hautement parallèle, Université de Montréal, Canada.
- [5].Sheikh-Bagheri D. et Rogers D. W., (2002), Monte Carlo calculation of ninemegavoltage photon beam spectra using the BEAM code," Med. Phys. 29, pp 391–402.
- [6].EL Bakkali J. et EL Bardouni T., (2016), Validation of Monte Carlo Geant4 code for a 6 MV Varian linac, Journal of King Saud University – Science.
- [7].Tayalati Y., Didi S., Zerfaoui M. et Moussaa A., (2013), Monte Carlo simulation of 6MV Elekta synergy platform Linac photon beam using Gate/Geant4, J. Med. Phys., arXiv: 13090758
- [8].Didi S., Moussa A., Tayalati Y. et Zerfaoui M., (2015), Simulation of the 6 MV Elekta Synergy Platform linac photon beam using Geant4 Application for Tomographic Emission, Journal of Medical Physics, vol. 40, Issue 3 , pp : 136-143
- [9].Asghar M., Parinaz M., Ahmad K. et Alireza F., (2007), Dosimetric properties of a flattening filter-free 6-MV photon beam: a Monte Carlo study, Radiat Med 25 pp 315–324.

- [10]. Vassiliev O. N., Titt U., Kry S. F., Pönisch F., Gillin M. et Mohan R., (2006), Monte Carlo study of photon fields from a flattening filter-free clinical accelerator. *Med Phys*; 33 pp 820–827.
- [11]. Vassiliev O. N., Titt U, Kry SF, Poenisch F, Gillin M et Mohan R.,(2006), Dosimetric properties of photon beams from a flattening filter free clinical accelerator. *Phys Med Biol*;51 pp 1907–1917.
- [12]. Pearson D., Parsai E. et Fledmeier J., (2006) Evaluation of dosimetric properties of 6 and 10 MV photon beams from a linear accelerator with no flattening filter. *Med Phys*; 33: 2099.
- [13]. Samy H., (2012), *RF Linear Accelerators for Medical and Industrial Applications*, Artech House, British Library pp 15-40
- [14]. Satherberg A., Andrea P. et Karlsson M.,(1996), Bremsstrahlung production at 30 MeV in different target materials and configurations, *Med. Phys.*, 23 pp 495 - 303.
- [15]. Mayles P., Nahum A. et Rosenwald J. C., (2007), *Handbook of Radiotherapy Physics Theory and Practice*, Taylor & Francis group, LCC, Unite State of America, pp 452 – 480
- [16]. Podgorsak E.B., (2005), *Radiation Oncology Physics: A Handbook For Teachers And Students*, IAEA , Vienna, pp 161 – 216.
- [17]. Metivier H., (2006), *Radioprotection et ingénierie nucléaire*, collection génie atomique, EDP science, France, pp 51-74
- [18]. Gambini D. ,1999. *Cours de dosimétrie Radiobiologie et radioprotection*, Université Paris V.
- [19]. Baird L. C., (1981), X-ray spectra vs attenuation data: A theoretical analysis,. *Medical Physics*, 8, pp 319 – 323
- [20]. Collot J., (2001), *Cours de physique expérimentale des hautes énergies du DEA de Physique Théorique Rhône–Alpin*.
- [21]. McGinnis R., (2011), *Shielding equation and build-up factor explained*.

- [22]. Rodolphe A et Laurent B., (2013), Physique appliquée à l'exposition externe : Dosimétrie et radioprotection, Springer, Paris, pp 1-33 et pp 43-89
- [23]. Jayaraman S. et Lanzl L. H., (2004), Clinical Radiotherapy Physics, Springer, Berlin, pp 189 – 229.
- [24]. Khan F., Part II: Classical radiation therapy.
- [25]. Mesbahi A., FixM., Allahverdi M., Grein E. et Garaati H., (2005), Monte Carlo Calculation of Varian 2300 C/D Linac Photon Beam Characteristics: a Comparison Between MCNP4C, GEANT3 and Measurements, Applied Radiation and Isotopes, pp 469–477.
- [26]. Michael K. F., Paul J. K. et Jeffrey V. S., (2005), Photon-beam subsource sensitivity to the initial electron-beam parameters, Med. Phys. 32 (4), pp 1164 – 1175
- [27]. Aljarrah K., Sharp G.C., Neicu T. et Jiang S.B., (2006), Determination of the initial beam parameters in Monte Carlo linac simulation. Med Phys, 33 (4), pp 850-858.
- [28]. Mesbahi A., (2006), Development a simple point source model for Elekta SL-25 linear accelerator using MCNP4C Monte Carlo code, Iran. J. Radiat. Res.; Vol. 4, No. 1, pp 7-14.
- [29]. Oprea M., Constantin C., Mihailescu D. et Borcia C., (2012), A Monte Carlo investigation of the influence of initial electron beam characteristics on the absorbed dose distributions obtained with a 9 MeV IORT accelerator, U.P.B. Sci. Bull., Series A, Vol. 74, Iss. 4, pp 153 – 166.
- [30]. Verhaegen, F. et Seuntjens, J., (2003), Monte Carlo modelling of external radiotherapy photon beams. Phys Med Biol, 48 (21), pp 3401-3458.
- [31]. Lovelock D. M., Chui C. S. et Mohan R., (1995), A Monte Carlo model of photon beams used in radiation therapy, Med. Phys. 22, pp 1387–1394
- [32]. Libby B., Siebers J. et Mohan R., (1999), Validation of Monte Carlo generated phase-space descriptions of medical linear accelerators, Med. Phys. 26, pp 1476–1483.

- [33]. Siebers J. V., Keall P. J., Libby B. et Mohan R., (1999), Comparison of EGS4 and MCNP4b Monte Carlo codes for generation of photon phase space distributions for a Varian 2100C, *Phys. Med. Biol.* 44, pp 3009–3026.
- [34]. Ma C. M., (1998), Characterization of computer simulated radiotherapy beams for Monte-Carlo treatment planning, *Radiat. Phys. Chem.* 53, pp 329–344
- [35]. Van der Zee W. et Welleweerd J., (1999), Calculating photon beam characteristics with Monte Carlo techniques, *Med. Phys.* 26, pp 1883–1892
- [36]. Ma C. M., (1998), Characterization of computer simulated radiotherapy beams for Monte-Carlo treatment planning, *Radiat. Phys. Chem.* 53, pp 329–344
- [37]. Fix M. K., Keller H., Ruegsegger P. et Born E. J., (2000), Simple beam models for Monte Carlo photon beam dose calculations in radiotherapy, *Med. Phys.* 27, pp 2739–2747
- [38]. Fix M. K., Stampanoni M., Manser P., Born E. J., Mini R., et Ruegsegger P., (2001), A multiple source model for 6 MV photon beam dose calculations using Monte Carlo,” *Phys. Med. Biol.* 46, pp 1407–1427
- [39]. Fix M. K., Manser P., Born E. J., Mini R., et Ruegsegger P., (2001), Monte Carlo simulation of a dynamic MLC based on a multiple source model,” *Phys. Med. Biol.* 46, pp 3241–3257.
- [40]. Fix M. K., Keall P. J., Dawson K. et Siebers, J. V., (2004), Monte Carlo source model for photon beam radiotherapy: Photon source characteristics, *Med. Phys.* 31, pp 3106–3121.
- [41]. Sichani B. T. et Sohrabpour M., (2004), Monte Carlo dose calculations for radiotherapy machines: Theratron 780-C teletherapy case study, *Phys. Med. Biol.* 49, pp 807–818.
- [42]. Mesbahi A., Mehnati P., et Keshtkar A., (2007), A Comparative Monte Carlo Study on 6 MV Photon Beam Characteristics of VARIAN 21EX and ELEKTA SL-25 Linacs, *Iran. J. Radiat. Res.*, pp 23–30.

- [43]. Titt U., Vassiliev O. N., Ponisch F., Dong L., Liu H. et Mohan R.,(2006), A flattening filter free photon treatment concept evaluation with Monte Carlo, *Med Phys*;33 pp 1595–1602.
- [44]. Grevillot L, Frisson T, Maneval D, Zahra N, Badel J-N et Sarrut D., (2011), Simulation of a 6 MV Elekta Precise Linac photon beam using GATE/GEANT4, *Phys. Med. Biol.* 56, pp 903–918
- [45]. Satherberg A. et Karlsson M., (1998), Calculation of photon energy and dose distributions in a 50 MV scanned photon beam for different target configurations and scan patterns, *Med. Phys.* 25 pp 236–240.
- [46]. Martin J. B., Tsang C. et Peter K.N. Y., (2002) ,Calculation of electron contamination doses produced using blocking trays for 6 MV X-rays, *Radiation Measurements* 35, pp 99–102.
- [47]. Oborn B. M., Metcalfe P. E., Butson M. J., Rosenfeld A. B. et Keall P. J., (2012) Electron contamination modeling and skin dose in 6 MV longitudinal field MRIGRT: Impact of the MRI and MRI fringe field, *Medical Physics*, Vol. 39, No. 2, pp 874 – 890.
- [48]. Petti P. L., Goodman M. S., Gabriel T. A. et Mohan R., (1983), Investigation of buildup dose from electron contamination of clinical photon beams, *Medical Physics* 10 (1), pp 18- 24.
- [49]. Parsai E., Shvydka D., Pearson D., Gopalakrishnan M. et Feldmeier J. J., (2008), Surface and build-up region dose analysis for clinical radiotherapy photon beams. *Applied Radiation and Isotopes*, 10, pp 1438-1442
- [50]. G. Buffon., (1777), *Essai d’arithmétique Supplément à la naturelle*.
- [51]. N. Metropolis, A. W. Rosenbluth, M. N. Rosenbluth, A. H. Teller, E. Teller. Equation of state calculations by fast computing machines. *Journal of Chemical Physics* 21 (1953).
- [52]. G. Leslie., (1962), *Now it can be told: the story of the Manhattan project*. Edition Harper, New York.
- [53]. Hammersley J.M. et Handscomb D. C., (1967), *Les methods de Monte Carlo*, Dunod, Paris.

- [54]. Ghidaglia J. M. et Guyon X., (1998), Les méthodes de Monte-Carlo pour les équations de transport et de diffusion, Springer Berlin.
- [55]. Chang D. S., Lasley F. D., DAS I. J., Mendonca M. S. et Dynlacht J. R., (2014), Basic Radiotherapy Physics and Biology, Springer, New York, pp 77 – 92.
- [56]. Podgorsak E.B., (2010), Radiation Physics for Medical Physicists, Springer, Heidelberg, pp 277 – 374.
- [57]. Hugo, B, 2010. Thèse de doctorat : Étude des facteurs de perturbation de chambres d'ionisation sous conditions non standard. Université de Montréal
- [58]. Herve M., (2006), Thèse de doctorat : Dosimétrie d'accident en champ mixte (neutrons, photons) utilisant la spectrométrie par résonance paramagnétique électronique (RPE). Université Paris XI, faculté de Médecine Paris Sud
- [59]. Furstoss C.,(2006), Thèse de doctorat : conception et développement d'un fantôme anthropomorphe équipée de détecteurs dans le but d'évaluer la dose efficace à un poste de travail : Etude de faisabilité. Université Paris XI UFR Scientifique d'Orsay
- [60]. Pareja. S.G, Vilches et Lallena M. A.M.,(2007).Ant colony method to control variance reduction techniques in the Monte Carlo simulation of clinical electron linear accelerators, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 580 pp 510–513
- [61]. Richard H. O., (2006), A practical look at Monte Carlo variance reduction methods in radiation shielding. Health Physics Measurements Group, Los Alamos National Laboratory pp 77- 94
- [62]. Rogers D.W.O., Kawrakow I., Seuntjens J.P., Walters B. et Mainegra H. E., (2013), NRC User Codes for EGSnrc, NRCC Report, Ottawa, pp 6-83.
- [63]. Wulff J., Zink, K. et Kawrakow I., (2008), Efficiency improvements for ion chamber calculations in high energy photon beams. Medical Physics, 35 (4), pp 1328–1336
- [64]. Jayaraman S. et Lanzl L. H., (2004), Clinical Radiotherapy Physics, Springer, Berlin, pp 189 – 229.

- [65]. Walters B., Kawrakow I. et Rogers D.W.O., 2013, DOSXYZnrc Users Manual, NRCC Report, Ottawa, pp 9-103.
- [66]. Mazurier J., (1999), Rapport CEA : Adaptation du code Monte Carlo PENELOPE pour la métrologie de la dose absorbée: caractérisation des faisceaux de photons X de haute énergie et calcul de facteurs de correction de dosimètres de référence. CEA / Saclay
- [67]. Franchisseur E., (2007), Thèse de doctorat: Modélisation et validation de l'accélérateur PRIMUS de SIEMENS par le code Monte Carlo PENELOPE dans le cadre de la Radiothérapie du Cancer. Université Nice-Sophia Antipolis
- [68]. Barthe J., Gouriou J., Daures J., Ostrowsky A. et Bordy J-M., Utilisation de codes de Monte Carlo en métrologie des rayonnements ionisants. CEA/DRT/DIMRI - LNHB, CEA - Saclay, 91191 Gif-Sur-Yvette Cedex
- [69]. Philippe B.,(2010), Cours sur Les bases techniques de la scintigraphie. FRV Sciences www.frvsciences.fr
- [70]. D. W. O. Rogers, Monte Carlo techniques in radiotherapy, Medical Physics, 29 (3), p. 1–15, 2002.
- [71]. Francescon P., Cavedon C., Reccanello S. et Cora S., (2000), Photon dose calculation of a three dimensional treatment planning system compared to the monte carlo code BEAM. Medical Physics, 27 (7), pp 1579–1587
- [72]. Rogers D. W. O., Faddegon B. A., Ding G. X., Ma C.-M., We J. et Mackie T. R., (1995), BEAM: a monte carlo code to simulate radiotherapy treatment units. Medical Physics, 22 (5), pp 503–524
- [73]. Sheikh-Bagheri D., Rogers D. W. O., Ross C. K. et Seuntjens J. P., (2000), Comparison of measured and monte carlo calculated dose distributions from the NRC linac. Medical Physics, 27 (10), po 2256–2266
- [74]. Sheikh-Bagheri D. et Rogers D. W. O., (2002), Sensitivity of megavoltage photon beam monte carlo simulations to electron beam and other parameters. Medical physics, 29 (3), pp 379– 390

- [75]. Kawrakow I. et Walters B. R. B., (2006), Efficient photon beam dose calculations using DOSXYZnrc with BEAMnrc. *Medical Physics*, 33 (8), pp 3046–3056
- [76]. Ma C.M. and Rogers D.W.O., (2013), BEAMDP Users Manual, National Research Council of Canada, NRCC Report, Ottawa, pp 3-24.
- [77]. McGowan H. C. E., Faddegon B. A. et C. M. Ma, (2013), STATDOSE for 3D dose distributions, National Research Council of Canada, Ottawa, pp 5-10
- [78]. Stock M., Kroupa B. et Georg D. (2005), Interpretation and evaluation of the γ index and the γ index angle for the verification of IMRT hybrid plans, *Phys. Med. Biol.* (50), pp 399-411.
- [79]. Verhaegen F. et Seuntjens J., (2003), Monte Carlo modelling of external radiotherapy photon beams. *Physics in Medicine and Biology*, 48 (21), pp 107–164
- [80]. Low D. A., Harms W. B., Mutic S. et Purdy J. A., (1998), A technique for the quantitative evaluation of dose distributions, *Medical physics*, 25, pp 656 – 661.
- [81]. Low D. A. et Dempsey J. F., (2003), Evaluation of the gamma dose distribution comparison method, *Medical Physics*, Vol. 30, No. 9, pp 2455 – 2464
- [82]. Rapport SFPM N° 26, Juillet 2010, Contrôles de qualité en radiothérapie conformationnelle avec modulation d'intensité, Société Française de Physique Médicale, pp 42 – 44
- [83]. Bencheikh M., Maghnouj A., Tajmouati J. et Benkhrouya Y., (2016), Study of 6 MV Photon Beam Dose Profiles and Investigation of Jaw Motion Effects on the Beam Dose Profiles and Dose Delivered in a Water Phantom, *Mor. J. Chem.* Vol. 4 N°4, pp 996-1003
- [84]. Bencheikh M., Lamrabet A., Didi A., Maghnouj A. et Tajmouati J, (2016), Percentage Depth Dose Comparative Study of 6 MV Photon Beam of Both Linear Accelerators Varian Clinac 2100 and Varian Clinac 2300 Using Gamma Index Method and Investigation of the Varian Technology, *Mor. J. Chem.* Vol. 4 N°3, pp 722-730
- [85]. Bencheikh M., Maghnouj A. et Tajmouati J, (2017), Study of flattening filter effects on the axis ratio and dose delivered by 6 MV photon beam produced by Varian Clinac 2100 in a water phantom, *Appl. J. Envir. Eng. Sci.*, Vol. 3 N°1, pp 23-29

- [86]. Didi A., Dadouch A., Bencheikh M., Tajmouati J. et Jai O., (2016), Monte Carlo simulation of thermal neutron flux of Americium Beryllium source is used in neutron activation analysis, Moscow University Physics Bulletin (in print).
- [87]. Rafaravavy R., Raoelina A. and Bridier A., Study of dose distribution in high energy photon beam used in radiotherapy, HEP MAD' 07 International Conference, Antananarivo, Madagascar, 10 - 15 September 2007.
- [88]. Bryan B. and George X X.,(2009), Monte Carlo modeling of a 6 and 18 MV Varian Clinac medical accelerator for in-field and out-of-field dose calculations: development and validation, Phys Med Biol. 2009 February 21; 54(4): N43–N57.
- [89]. Lonski P., Taylor M. L., Franich R. D. and Kron T., (2014), A collimated detection system for assessing leakage dose from medical linear accelerators at the patient plane, Australas Phys Eng Sci Med 37, pp 15–23.
- [90]. Yang J., Li J. S., Qin L., Xiong W. and Ma C. M., (2004), Modelling of electron contamination in clinical photon beams for Monte Carlo dose calculation, Phys. Med. Biol. 49 , pp 2657–2673.
- [91]. Antonio L. M. , Antonio T., Juan G. and Jorge E., (2015), Characterization of electron contamination in megavoltage photon beams, Med. Phys. 32 (5), pp 1281-1292.
- [92]. Allahverdi M., Zabihzadeh M., Ay M.R., Mahdavi S.R., Shahriari M., Mesbahi A., Alijanzadeh H. , 2011, Monte Carlo estimation of electron contamination in a 18 MV clinical photon beam, Iran. J. Radiat. Res., Vol. 9 No. 1, pp 15 – 28.
- [93]. Bencheikh M., Maghnouj A., Tajmouati J., Didi A., Lamrabet A. and Benkhouya Y., (2017), Study of 6 MV Photon Beam Dose Profiles, Investigation and Evaluation of Scattered photons and Electrons Contamination Effects on Beam Dose Profiles, Bulgarian Journal of Physics Vol. 44 N°3
- [94]. IAEA-TECDOC-1603, The Role of PET/CT in Radiation Treatment Planning for Cancer Patient Treatment, IAEA, VIENNA, 2008
- [95]. Lee P. C., (1997), Monte Carlo simulation of the differential beam hardening effect of a flattening filter on a therapeutic X-ray beam. Med Phys;24 pp 1485–1489.

- [96]. Apipunyasopon L., Srisatit S. et Phaisangittisakul N., (2013), An investigation of the depth dose in the build-up region, and surface dose for a 6-MV therapeutic photon beam: Monte Carlo simulation and measurements, *Journal of Radiation Research*, pp 374–382.
- [97]. TG-21, (1983), A protocol for the determination of absorbed dose from high-energy photon and electron beams *Med. Phys.* 10, pp 741–71.
- [98]. Ma C. M., Mok E., Kapur A., Pawlicki T., Findley D., Brain S., Forster K. et Boyer A. L., (1999), Clinical implementation of a Monte Carlo treatment planning system, *Med. Phys.* 26, pp 2133–2143.
- [99]. Jiang S. B., Kapur A., J. Li, Pawlicki T. et Ma C. M., (2000), Photon beam characterization and modelling for Monte Carlo treatment planning, *Phys. Med. Biol.* 45, pp 411–427.
- [100]. Francescon P., Cavedon C., Reccanello S. et Cora S., (2000), Photon dose calculation of a three-dimensional treatment planning system compared to the Monte Carlo code BEAM, *Med. Phys.* 27, pp 1579–1587.
- [101]. Bencheikh M., Maghnouj A., Tajmouati J., Didi A. et Ezzati A. O. , (2017), Validation of Monte Carlo simulation of 6 MV photon beam produced by Varian Clinac 2100 linear accelerator using BEAMnrc code and DOSXYZnrc code, *PEPAN Letters*, Vol. 14 No. 5 pp 780–787
- [102]. Bencheikh M., Maghnouj A. et Tajmouati J., (2017), Photon beam softening coefficients evaluation for a 6 MV photon beam for an aluminum slab: Monte Carlo study using BEAMnrc code, DOSXYZnrc code and BEAMDP code, *Moscow University Physics Bulletin*, Vol. 72 N° 3
- [103]. Poppe B., Ruehmann A., Willborn K. , Allgaier B. et Harder D., (2009), Three Dimensional Gamma-Index Analysis and Considerations of the Reference Level Definition for Dosimetric IMRT Plan Verification with 2D Ionisation Chamber Arrays, O. Dössel and W C. Schlegel. (Eds.): WC 2009, IFMBE Proceedings 25/.I, pp 248–249.
- [104]. Technical Reports Series No.430, (2004), Commissioning and Quality Assurance of Computerized Planning Systems for Radiation Treatment of Cancer, International Atomic Energy Agency, Vienna.

- [105]. IAEA-TECDOC-1540, (2007), Specification and Acceptance Testing of Radiotherapy Treatment Planning Systems, International Atomic Energy Agency, Vienna.
- [106]. George X D., (2002), Energy spectra, angular spread, fluence profiles and dose distributions of 6 and 18 MV photon beams: results of Monte Carlo simulations for a Varian 2100EX accelerator, *Phys. Med. Biol.* 47, pp 1025–1046
- [107]. Keall P. J., Siebers J. V., Libby B. et Mohan R., (2003), Determining the incident electron fluence for Monte Carlo-based photon treatment planning using a standard measured data set, *Med. Phys.* 30, pp 574–582.
- [108]. Lewis R. D., Ryde S. J., Hancock D. A. et Evans C. J., (1999), An MCNP-based model of a linear accelerator x-ray beam,” *Phys. Med. Biol.* 44, 1219– 1230 !1999".
- [109]. Kadman B., Chawapun N., Ua-apisitwong S., Asakit T., Chumpu N. et Rueansri J., (2016), Consistency check of photon beam physical data after recommissioning process, *Journal of Physics: Conference Series* 694, 012023, IOP Publishing.
- [110]. Aljamal M. and Zakaria A., (2013), Monte Carlo Modeling of a Siemens Primus 6 MV Photon Beam Linear Accelerator, *Australian Journal of Basic and Applied Sciences*, 7(10), pp 340-346
- [111]. Technical reports series no. 398, (2000), Absorbed dose determination in external beam radiotherapy, International Atomic Energy Agency, Vienna, pp 110 -133.
- [112]. Bencheikh M., Maghnouj A. et Tajmouati J, (2017), Energetic properties’ investigation of removing flattening filter at phantom surface: Monte Carlo study using BEAMnrc code, DOSXYZnrc code and BEAMDP code, *PEPAN Letters*, Vol. 14 No. 6, pp 921–930
- [113]. Chibani O., Moftah B. et Ma C. M., (2011), On Monte Carlo modeling of megavoltage photon beams: a revisited study on the sensitivity of beam parameters. *Med Phys*, 38 (1), pp 188-201.
- [114]. Mohan R., Chui C. et Lidofsky L., (1985) , Energy and angular distributions of photons from medical linear accelerators, *Med. Phys.* 12, pp 592–590.

- [115]. Liu H. H., Mackie T. R. et McCullough E. C., (1997), A dual source photon beam model used in convolution/superposition dose calculations for clinical megavoltage x-ray beams, *Med. Phys.* 24, pp 1960–1974.
- [116]. Olivia A. G. G., Miguel Á. C., José M. L. G., Sergio M. J., Arnulfo M. D. et Mercedes R. V., (2008), Radiation transmission, leakage and beam penumbra measurements of a micro-multileaf collimator using GafChromic EBT film, *Journal of applied clinical medical physics*, Volume 9, Number 3, pp 90-98.
- [117]. Muhammad M., Wazir M., Muhammad S., Misbah A., Matiullah M., (2010), Accuracy checks of physical beam modifier factors algorithm used in computerized treatment planning system for a 15MeV photon beam, *reports of practical oncology and radiotherapy* 14, pp 214–220.
- [118]. Simon Péloquin, *Mémoire*, (2015), Radiothérapie asservie à la respiration en combinaison avec l'utilisation d'un faisceau sans filtre égalisateur, Université de Montréal.
- [119]. Cygler J. E., Lochrin C., Daskalov G. M., Howard M., Zohr R., and Esche B., (2005), Clinical use of a commercial Monte Carlo treatment planning system for electron beams. *Phys Med Biol.* 50, pp 1029–1034.
- [120]. Palta J., Kim S., Li J., and Liu C. In, (2003), Tolerance limits and action levels for planning and delivery of IMRT: Intensity-Modulated Radiation Therapy: The state of the art, Editor AAPM.
- [121]. Doswell G., Cunningham J., (2000), Modeling à l'axe beam-softening to improve 3D dose-calculation accuracy for wedged photon beams. In: *Proceedings of the 22nd Annual EMBS International Conference*.

Annexe : Liste de publications scientifiques

Liste des articles :

Journaux internationaux

- [1].Dosimetry investigation and evaluation for removing flattening filter configuration of linac : Monte Carlo study**

Mohamed Bencheikh, Abdelmajid Maghnouj, Jaouad Tajmouati et Abdessamad DIDI

Soumis et accepté pour la publication dans le journal scientifique *Moscow University Physics Bulletin*

- [2].Photon beam softening coefficient determination with slab thickness in small filed size: Monte Carlo study.**

Mohamed Bencheikh, Abdelmajid Maghnouj et Jaouad Tajmouati

Publié dans le journal scientifique *Physics of Particles and Nuclei Letters (PEPAN Letters)* Vol 14 N° 6 (2017)

- [3].Energetic properties' investigation of removing flattening filter at phantom surface: Monte Carlo study using BEAMnrc code, DOSXYZnrc code and BEAMDP code**

Mohamed Bencheikh, Abdelmajid Maghnouj et Jaouad Tajmouati

Publié dans le journal scientifique *Physics of Particles and Nuclei Letters (PEPAN Letters)* Vol 14 N° 6 (2017)

- [4].Photon beam softening coefficients evaluation for a 6 MV photon beam for an aluminum slab: Monte Carlo study using BEAMnrc code, DOSXYZnrc code and BEAMDP code**

Mohamed Bencheikh, Abdelmajid Maghnouj et Jaouad Tajmouati

Publié dans le journal scientifique *Moscow University Physics Bulletin* Vol. 72 N° 3 (2017)

[5]. Validation of Monte Carlo simulation of 6 MV photon beam produced by Varian Clinac 2100 linear accelerator using BEAMnrc code and DOSXYZnrc code

Mohamed Bencheikh, Abdelmajid Maghnouj, Jaouad Tajmouati et Abdessamad Didi et Ahad Ollah Ezzati

Publié dans le journal scientifique *Physics of Particles and Nuclei Letters (PEPAN Letters)* Vol 14 N° 5 (2017)

[6]. Photon beam fluence and energy at the phantom surface as a function of primary electron energy: Monte Carlo study using BEAMnrc code, DOSXYZnrc and BEAMDP code.

Mohamed Bencheikh, Abdelmajid Maghnouj et Jaouad Tajmouati

Soumis et accepté pour la publication dans le journal scientifique *Bulgarian Journal of Physics (Bulg. J. Phys.)*

[7]. Study of 6 MV Photon Beam Dose Profiles, Investigation and Evaluation of Scattered photons and Electrons Contamination Effects on Beam Dose Profiles.

Mohamed Bencheikh, Abdelmajid Maghnouj et Jaouad Tajmouati, Abdessamad Didi, Abdesslam Lamrabet et Yassine Benkhrouya

Soumis et accepté pour la publication dans le journal scientifique *Bulgarian Journal of Physics (Bulg. J. Phys.)*

Journaux nationaux

[8]. Study of Flattening Filter Effects on the Axis Ratio and the Dose Delivered by 6MV Photon Beam Produced by Varian Clinac 2100 in a Water Phantom

Mohamed Bencheikh, Abdelmajid Maghnouj et Jaouad Tajmouati.

Publié dans le journal scientifique *Applied Journal of Environmental Engineering Science (Appl. J. Envir. Eng. Sci.)* Vol 3 N°1 (2017)

[9]. Study of 6 MV Photon Beam Dose Profiles and Investigation of Jaw Motion Effects on the Beam Dose Profiles and the Dose Delivered in a Water Phantom

Mohamed Bencheikh, Abdelmajid Maghnouj, Jaouad Tajmouati et Yassine Benkhouya

Publié dans le journal scientifique *Moroccan Journal of Chemistry (Mor. J. Chem)* Vol 4 N° 4 (2016)

[10]. Percentage Depth Dose Comparative Study of 6 MV Photon Beam of Both Linear Accelerators Varian Clinac 2100 and Varian Clinac 2300 Using Gamma Index Method and Investigation of the Varian Technology

Mohamed Bencheikh, Abdesslam Lamrabet , Abdelmajid Maghnouj et Jaouad Tajmouati

Publié dans le journal scientifique *Moroccan Journal of Chemistry (Mor. J. Chem)* Vol 4 N° 3 (2016)

Liste de communications :

Communication internationale

Participation à la conférence Internationale « **Third International Conference on Physics and Technology of Reactors and Application - PHYTRA3** » à la faculté des sciences Tétouan – 12 – 14 Mai 2014.

Titre : X-ray tomography Mont Carlo simulation of x-ray photons transport in biological tissues

Auteurs : Mohamed Bencheikh, Abdelmajid Maghnouj et Jaouad Tajmouati

Communication nationale

Participation à la **6eme Journée Nationale de Physique des Réacteurs Nucléaires JNPR6** sous le thème « **Ingénierie Nucléaire: Impacts scientifiques, socioéconomiques et environnementaux** » à la faculté des sciences de Kenitra – 25 Février 2016.

Titre : Modélisation de l'accélérateur linéaire médical et l'investigation des effets du filtre d'aplatissement sur la dose délivrée dans un fantôme d'eau

Auteurs : Mohamed Bencheikh, Abdesslam Lamrabet , Abdelmajid Maghnouj, Jaouad Tajmouati et Otman EL Hajjaj