

Résumé

Il est bien connu dans le domaine de la radiothérapie que les algorithmes conventionnels de calcul de dose ne prennent pas correctement en compte le transport latéral d'électrons lorsqu'un faisceau de particules affecte l'interface entre un milieu matériel de faible densité et un autre de densité élevée. En outre, la présence d'hétérogénéités dans ces milieux matériels peut entraîner des prédictions de doses erronées en raison de la forte dispersion d'électrons entre eux. Il est toutefois prévu que la méthode Monte-Carlo sera bientôt viable dans la planification des traitements cliniques de routine, car les processeurs CPU des ordinateurs sont de plus en plus rapides et accessibles et les algorithmes de calcul de plus en plus précis.

L'un des principaux objectifs de ce travail consiste à évaluer la distribution de dose par la plateforme GEANT4/GATE dans des milieux de différentes densités et différentes tailles de champs spécialement les petites tailles par rapport au récent algorithme utilisé dans la plupart des centres d'oncologie au Maroc. Pour cela la première partie de cette étude a été menée en simulant la tête d'accélérateur Varian Clinac IX avec GATE dans un milieu homogène et en comparant les fonctions dosimétriques à savoir le rendement en profondeur (PDD) et le profil de dose (DP) avec celles mesurées pour les tailles de champ en appliquant la méthode de la différence de la dose relative (RDD). L'application des méthodes de réduction de la variance et l'utilisation de l'espace de phase ont minimisé le temps de calcul et les résultats ont montré une concordance de 99%.

Ces résultats nous ont mené à utiliser ce modèle pour une étude dans des milieux hétérogènes à savoir le milieu pulmonaire et osseux en comparant les fonctions dosimétriques calculés par GATE avec celles calculées par l'algorithme nommé AAA pour les petites et grandes tailles de champ. Les premières simulations ont montré un surdosage significatif dans les interfaces qui séparent les milieux aquatique et pulmonaire, d'où la nécessité du paramètre « setMaxStepSizeInRegion » implémenté dans GATE pour réduire au maximum ce phénomène connu sous le nom d'artefacts dans les interfaces. En appliquant la méthode RDD, une erreur entre les PDDs calculés par GATE et AAA allant à 8% a été remarquée pour les petites tailles de champs pour un milieu pulmonaire. Ces résultats ont montré une mauvaise estimation de AAA par rapport à GATE avec des erreurs significatives ce qui nous indique que GATE est d'une grande utilité pour des applications cliniques en prenant en considération un temps de calcul raisonnable.

Zakaria AITELCADI

Evaluation de la dose en radiothérapie externe à l'aide de la plateforme GATE/GEANT4 : Application aux milieux homogènes et hétérogènes

2021, PSI



Université Hassan 1^{er}
Centre d'Études Doctorales en Sciences
et Techniques & Sciences Médicales

المعهد العالي للعلوم الصحية
INSTITUT SUPÉRIEUR
DES SCIENCES DE LA SANTÉ



Institut Supérieur des Sciences de la Santé
Settat

THÈSE DE DOCTORAT

Pour l'obtention de grade de Docteur en Physique

Formation Doctorale : Physique et Sciences de l'Ingénieur

Spécialité : Physique Médicale

Sous le thème

Evaluation de la dose en radiothérapie externe à l'aide de la plate-forme GATE/GEANT4 : Application aux milieux homogènes et hétérogènes

Présentée par :

Zakaria AITELCADI

Soutenue le : 17 Novembre 2021

A l'Institut Supérieur des Sciences de la Santé de Settat devant le jury composé de :

Pr. Ahmed FAHLI	PES	Université Hassan I, Settat	Président
Pr. Abdellatif ELANIQUE	PES	Université Ibn Zohr, Agadir	Rapporteur
Pr. Lhoucine OUFNI	PES	Université Moulay Slimane, Beni-Mellal	Rapporteur
Pr. Elhassane ABDELMOUNIM	PES	Université Hassan I, Settat	Rapporteur
Pr. Mustapha BOUGTEB	PES	Université Hassan I, Settat	Examineur
Pr. Mourad RATTAL	PH	Université Hassan I, Settat	Examineur
Pr. Redouane EL BAYDAOUI	PH	Université Hassan I, Settat	Co-Directeur de thèse
Pr. Mohamed Reda MESRADI	PH	Université Hassan I, Settat	Directeur de thèse

Année Universitaire : 2020/2021

Remerciements

Tout d'abord, je remercie Allah le tout puissant de m'avoir donné le courage et la patience nécessaires à mener ce travail à son terme.

Je remercie mon directeur de thèse, **Pr. MESRADI MOHAMED REDA**. Son énorme capacité de travail, ses vastes connaissances, ses talents méthodologiques, sa capacité incroyable à expliquer les problèmes de la façon la plus pittoresque ont été des sources inestimables de mes inspirations pour ce travail. Son intuition scientifique et ses sages conseils ont également été des facteurs clés pour le travail présenté ici.

Je tiens à remercier également mon co-directeur de thèse **Pr. EL BAYDAOUI REDA** pour son aide immense, la qualité de son suivi ainsi que pour tous les conseils et les informations qu'il m'a prodigués avec un degré de patience et de professionnalisme sans égal.

Je désire remercier également **Pr. ELMADANI SAAD** Directeur du laboratoire "SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LA SANTE" et **Pr. HILALI ABDERRAOUF** directeur de l'Institut Supérieur des Sciences de la Santé pour les renseignements précieux qu'ils m'ont fournis ainsi que pour leurs encouragements.

Je remercie **Pr. FAHLI Ahmed** pour l'honneur qu'il me fait d'être le président de mon jury de thèse.

Les professeurs **ELANIQUE Abdellatif**, **OUFNI Lhoucine** et **ABDELMOUNIM Elhassane** m'ont fait l'honneur d'être rapporteurs de ma thèse, ils ont pris le temps de m'écouter et de discuter avec moi. Leurs remarques m'ont permis d'envisager mon travail sous un autre angle. Pour tout cela je les remercie.

Je tiens à remercier **Pr BOUGTEB Mustapha** et **Pr RATTAL Mourad** pour avoir accepté d'être examinateurs de ma thèse et pour leur participation scientifique ainsi que le temps qu'ils ont consacré à ma recherche.

Je souhaite aussi remercier l'équipe pédagogique et administrative de l'Institut Supérieur des Sciences de la Santé pour leurs efforts dans le but de nous offrir une excellente formation.

Enfin je dédie ce travail à mes parents ainsi que mon grand frère, sans qui je ne serais là aujourd'hui. Merci d'avoir cru à mes choix et de m'avoir donné l'envie d'accomplir ce travail.

Résumé

Il est bien connu dans le domaine de la radiothérapie que les algorithmes conventionnels de calcul de dose ne prennent pas correctement en compte le transport latéral d'électrons lorsqu'un faisceau de particules affecte l'interface entre un milieu matériel de faible densité et un autre de densité élevée. En outre, la présence d'hétérogénéités dans ces milieux matériels peut entraîner des prédictions de doses erronées en raison de la forte dispersion d'électrons entre eux. Il est toutefois prévu que la méthode Monte-Carlo sera bientôt viable dans la planification des traitements cliniques de routine, car les processeurs CPU des ordinateurs sont de plus en plus rapides et accessibles et les algorithmes de calcul de plus en plus précis.

L'un des principaux objectifs de ce travail consiste à évaluer la distribution de dose par la plateforme GEANT4/GATE dans des milieux de différentes densités et différentes tailles de champs spécialement les petites tailles par rapport au récent algorithme utilisé dans la plupart des centres d'oncologie au Maroc. Pour cela la première partie de cette étude a été menée en simulant la tête d'accélérateur Varian Clinac IX avec GATE dans un milieu homogène et en comparant les fonctions dosimétriques à savoir le rendement en profondeur (PDD) et le profil de dose (DP) avec celles mesurées pour les tailles de champ en appliquant la méthode de la différence de la dose relative (RDD). L'application des méthodes de réduction de la variance et l'utilisation de l'espace de phase ont minimisé le temps de calcul et les résultats ont montré une concordance de 99%.

Ces résultats nous ont mené à utiliser ce modèle pour une étude dans des milieux hétérogènes à savoir le milieu pulmonaire et osseux en comparant les fonctions dosimétriques calculés par GATE avec celles calculées par l'algorithme nommé AAA pour les petites et grandes tailles de champ. Les premières simulations ont montré un surdosage significatif dans les interfaces qui séparent les milieux aquatique et pulmonaire, d'où la nécessité du paramètre « setMaxStepSizeInRegion » implémenté dans GATE pour réduire au maximum ce phénomène connu sous le nom d'artefacts dans les interfaces. En appliquant la méthode RDD, une erreur entre les PDDs calculés par GATE et AAA allant à 8% a été remarquée pour les petites tailles de champs pour un milieu pulmonaire. Ces résultats ont montré une mauvaise estimation de AAA par rapport à GATE avec des erreurs significatives ce qui nous indique que GATE est d'une grande utilité pour des applications cliniques en prenant en considération un temps de calcul raisonnable.

Mots clés : Monte-Carlo, GATE, AAA, OTP, GEANT4, CPU, Artefacts, Eclipse, PDD, DP, RDD, FOC.

Abstract

It is well known in the field of radiotherapy that conventional dose calculation algorithms do not properly account for lateral electron transport when a particle beam affects the interface between a low density material medium and another with a high density. In addition, the presence of heterogeneity in these material media can lead to erroneous dose predictions due to the high dispersion of electrons between them. It is expected, however, that the Monte-Carlo method will soon be viable in routine clinical treatment planning, as computer CPU processors are becoming faster and more accessible and computational algorithms more and more accurate.

One of the main objectives of this work is to evaluate the dose distribution by the GEANT4/GATE platform in environments of different densities and field sizes, especially small sizes, compared to the recent algorithm used in most oncology center in Morocco. For this purpose, the first part of this study was carried out by simulating the Varian Clinac IX accelerator head with GATE in a homogeneous environment and comparing the dosimetric functions of Percentage Depth Dose (PDD) and Dose Profile (DP) with that measured for several field sizes by applying the Relative Dose Difference (RDD) method. The application of variance reduction methods and the use of phase space minimize the calculation time with a gain factor of 160. The calculated and measured dosimetric functions showed an agreement of 99%.

These results led us to use this model for a study in heterogeneous media namely lung and bone media by comparing the dosimetric functions calculated by GATE with that calculated by the algorithm named AAA for small and large field sizes. We observed in the first simulation a significant over dosage was observed in the interfaces between the aquatic and pulmonary environments, hence the need for the parameter "setMaxStepSizeInRegion" implemented in GATE to minimize this phenomenon known as interface artifacts. Applying the RDD method we received an error between the PDDs calculated by GATE and AAA going to 8% for small field sizes for a lung medium. These results showed a poor estimate of AAA compared to GATE with significant errors which show us that GATE is of useful for clinical applications taking into consideration a reasonable calculation time.

Keywords : MC, GATE, AAA, OTP, GEANT4, CPU, Artefacts, Eclipse, PDD, DP, RDD, FOC.

Table des matières

Remerciements	I
Résumé	II
Abstract	III
Introduction générale	1
Chapitre 1 Notions de base physique et dosimétrie de la radiothérapie	4
1.1 Introduction	5
1.2 Présentation et définition de la radiothérapie externe	5
1.3 Interaction des rayonnements avec des tissus biologiques	6
1.3.1 Interaction des photons avec la matière	7
1.3.1.1 Sections efficaces pour les interactions des photons avec la matière	8
1.3.1.2 La diffusion Rayleigh	8
1.3.1.3 L'Effet photoélectrique	9
1.3.1.4 Interaction Compton et Processus de Dispersion	11
1.3.1.4.1 Dispersion incohérente - Compton par électrons libres	11
1.3.1.4.2 Dispersion cohérente	12
1.3.1.5 Production des paires	13
1.3.2 Interaction des électrons avec la matière	13
1.3.2.1 Dispersion inélastique des électrons atomiques (collisions douces)	14
1.3.2.2 Dispersion avec les électrons atomiques (collisions fortes)	14
1.3.2.3 Effet Bemsstrahlung	15
1.3.2.4 Annihilation électron-positron	15
1.4 Dosimétrie d'un faisceau de photon de haute énergie	16
1.4.1 Caractéristiques dosimétriques d'un faisceau de photons	16
1.4.1.1 KERMA	17
1.4.1.2 Dose Absorbée	17
1.4.1.3 Relation entre le KERMA et la dose absorbée	18
1.4.1.4 Loi d'inverse carré	20
1.4.1.5 Facteur d'ouverture du collimateur (FOC)	20
1.4.2 Distribution de la dose en profondeur sur l'axe du faisceau	21
1.4.2.1 La diffusion dans le milieu	21
1.4.2.2 La rétrodiffusion	21
1.4.2.3 L'équilibre électronique	21

1.4.2.4	La dose à l'entrée	22
1.4.2.5	Rendement en profondeur (PDD)	22
1.4.3	Dose dans un plan perpendiculaire à l'axe du faisceau	24
1.4.3.1	Profil de dose	24
1.4.4	Formalisme de calcul des unités moniteurs (UM)	25
1.5	Détermination de la dose sur l'axe d'un faisceau de photon de haute énergie	26
1.5.1	Détermination de la dose sur l'axe pour les grandes tailles de champs	26
1.5.2	Détermination de la dose sur l'axe pour les petites tailles de champs	29
1.6	Effets du rayonnement sur les tissus biologiques	30
1.7	Conclusion	31

Chapitre 2 Description et enjeux du traitement des cancers en radio- thérapie externe 32

2.1	Introduction	33
2.2	Cancer et radiothérapie au Maroc : état des lieux	34
2.2.1	Epidémiologie	34
2.2.2	Stratégie thérapeutique	35
2.2.2.1	Chirurgie	35
2.2.2.2	Chimiothérapie	35
2.2.2.3	La radiothérapie	36
2.3	Accélérateur linéaire médical	36
2.3.1	Partie accélératrice	36
2.3.2	Tête d'accélérateur	38
2.4	Techniques de traitement en radiothérapie externe	40
2.4.1	Radiothérapie à modulation d'intensité	41
2.4.1.1	IMRT STEP & SHOOT	42
2.4.1.2	IMRT dynamique	42
2.4.2	Thérapie à l'arc modulée en intensité et thérapie à l'arc modulée volumétrique	43
2.4.3	Irradiation stéréotaxique du faisceau externe	44
2.4.3.1	Définition de la radiothérapie stéréotaxique	45
2.4.3.2	Complexités du SBRT pour le traitement dans un milieu hétérogène	46
2.4.4	Tomothérapie	47
2.5	Principaux algorithmes de calcul	48
2.5.1	Description des algorithmes de calcul de photons	49
2.5.1.1	Algorithmes de correction par hétérogénéité - Première génération. Voie radiologique équivalente « EPL » (Equi- valent Path Length)	49
2.5.1.2	Deuxième génération. Batho	50
2.5.1.3	Troisième génération : TAR-équivalent (ETAR)	51
2.5.2	Des algorithmes de convolution avec des noyaux Pencil Beam . . .	52
2.5.2.1	Algorithmes convolution/superposition basés sur le noyau ponctuel	53
2.5.3	La méthode Monte-Carlo de calcul de dose en radiothérapie	54
2.6	La méthode Monte Carlo en Radiothérapie	55
2.6.1	Le principe général de la méthode Monte Carlo	56

2.6.1.1	Simulation du transport de photons et d'électrons	58
2.6.1.1.1	Transport de photons	59
2.6.1.1.2	Transport d'électrons et de positrons	60
2.6.2	Principaux codes MC en radiothérapie	63
2.6.2.1	Plateforme GEANT4/GATE	64
2.6.2.1.1	Modèles physiques de Geant4	64
2.6.2.1.2	Terminologie de Geant4	65
2.6.2.1.3	Plateforme GATE	66
2.6.3	Cluster MARWAN	75
2.6.4	Calculs de Dose en Radiothérapie Basés sur GATE	76
2.6.4.1	Techniques de réduction de la variance	78
2.6.4.2	Optimisation du code GATE-MC	79
2.6.4.2.1	Énergie de coupure	80
2.6.4.2.2	Simulation condensée	80
2.6.4.2.3	Réduction de la variance	81
2.6.4.2.4	Pré-calcul du modèle de source. Espace de phases	82
2.6.4.2.5	Parallélisme et systèmes distribués	83
2.7	Procédure de traitement en radiothérapie externe	83
2.7.1	Préscription de la dose	84
2.7.2	Acquisition de données sur les patients	85
2.7.3	Définition du faisceau. Simulation virtuelle	87
2.8	Conclusion	89

Chapitre 3 Modélisation par Monte Carlo de la tête d'accélérateur Varian Clinac IX à l'aide de la plateforme GATE : Application dans un milieu homogène 90

3.1	Introduction	91
3.2	Modélisation de la tête d'accélérateur Varian Clinac IX	91
3.2.1	Éléments indépendants du patient	93
3.2.1.1	La cible	93
3.2.1.2	Le collimateur primaire	94
3.2.1.3	Le cône égalisateur	95
3.2.1.4	La chambre d'ionisation	95
3.2.1.5	Le Miroir	96
3.2.2	Éléments dépendants du patient	96
3.2.2.1	Collimateurs secondaire ou mâchoires amovible	96
3.2.2.2	Collimateurs multi-lames	97
3.3	Configurations expérimentales	99
3.3.1	Configurations expérimentales pour les petites tailles de champ	100
3.3.2	Configuration expérimentales pour les grandes tailles de champ	101
3.4	Simulation par Monte Carlo de la tête d'accélérateur du Varian Clinac IX dans un milieu homogène à l'aide de la plateforme GATE	103
3.4.1	Temps de calcul (CPU timing)	104
3.4.2	Détermination des paramètres du faisceau d'électron primaires	106
3.4.2.1	Méthode de Cho – Ecart relatif	106
3.4.2.2	Détermination de l'énergie moyenne	107
3.4.2.3	La largeur à mi-hauteur	109

3.4.2.4	Le choix du processus physique	111
3.4.3	Validation dosimétrique de la modélisation du Varian Clinac IX dans un milieu homogène	113
3.4.3.1	Les petites tailles de champs	113
3.4.3.1.1	Rendement en profondeur (PDD)	113
3.4.3.1.2	Profil de Dose (DP)	115
3.4.3.2	Les grandes tailles de champ	116
3.4.3.2.1	Rendement en profondeur	117
3.4.3.2.2	Profils de dose (DP)	118
3.4.3.3	Facteur d'ouverture du collimateur (FOC)	121
3.5	Conclusion	122
 Chapitre 4 Modélisation par Monte Carlo de la tête d'accélérateur Va- rian Clinac IX à l'aide de la plateforme GATE : Application dans des milieux hétérogènes 124		
4.1	Introduction	125
4.2	Les Objets-Tests Physiques	126
4.2.1	Simulation GATE	128
4.2.2	Simulation avec Le système de planification de traitement Eclipse- Algorithmes analytiques	130
4.3	Etude dosimétrique des faisceaux de photons pour les petites tailles de champ	131
4.3.1	Application dans un milieu pulmonaire	131
4.3.2	Application dans un milieu osseux	135
4.3.3	Application dans un milieu complexe : Osseux - pulmonaire	138
4.4	Etude dosimétrique des faisceaux de photons pour les grandes tailles de champ	144
4.4.1	Application dans un milieu pulmonaire	144
4.4.2	Application dans un milieu osseux	149
4.4.3	Application dans un milieu complexe : Osseux - pulmonaire	153
4.4.3.1	Rendements en profondeur	153
4.4.3.2	Profils de dose	159
4.5	Conclusion	162
 Conclusion générale		163
 Bibliographie		165
 Programme GATE		177
 Liste des publications		190
 Liste des communications orale		191

Table des figures

1.1	<i>Photographie d'un accélérateur linéaire Varian CLinac IX. La table du traitement peut être vu au premier plan au milieu de l'image, et la tête de traitement peut être vu au-dessus de cela.</i>	6
1.2	<i>Illustration de la diffusion Rayleigh.</i>	9
1.3	<i>Représentation schématique de l'effet photoélectrique.</i>	9
1.4	<i>Représentation schématique du cascade d'électrons.</i>	10
1.5	<i>Représentation schématique du phénomène de la diffusion Compton.</i>	11
1.6	<i>Représentation schématique du phénomène de production de paires.</i>	13
1.7	<i>Représentation schématique du phénomène de la dispersion inélastique des électrons.</i>	14
1.8	<i>Représentation schématique du phénomène de la collision élastique.</i>	15
1.9	<i>Représentation schématique du phénomène du rayonnement de freinage.</i>	15
1.10	<i>Représentation schématique du phénomène de l'annihilation électron-positron.</i>	15
1.11	<i>Relation entre le kerma et la dose absorbée sans atténuation significative du faisceau de photons dans la matière en fonction de la profondeur de la matière.</i>	19
1.12	<i>Relation entre le kerma et la dose absorbée avec atténuation significative du faisceau de photons dans la matière en fonction de la profondeur de la matière.</i>	19
1.13	<i>Schéma de la dose en rendement en profondeur (PDD). Le PDD au point P2 est définie comme le quotient de la dose absorbée au point P2 et de la dose absorbée au point P1.</i>	22
1.14	<i>Courbe PDD d'un faisceau photon.</i>	23
1.15	<i>Courbe du profil de dose pour un faisceau d'électron de 6 MeV.</i>	24
1.16	<i>Schéma d'une chambre d'ionisation émergée dans l'eau, qui illustre la situation dans une mesure de dose avec une chambre d'ionisation.</i>	26
1.17	<i>Le principe du rapport thérapeutique. La courbe A représente le TCP, la courbe B la probabilité de complications. La dose clinique totale est habituellement administrée en fractions de 2 Gy.</i>	31
2.1	<i>Illustration des éléments d'un accélérateur linéaire Varian Clinac en mode photon.</i>	37
2.2	<i>La section accélératrice d'un accélérateur linéaire en mode rayons X.</i>	37
2.3	<i>Les principaux éléments d'une tête d'accélérateur linéaire de type VARIAN.</i>	39
2.4	<i>Illustration de l'uniformité de la distribution de dose grâce au cône égalisateur.</i>	40
2.5	<i>Cône égalisateur du Varian CLinac IX pour une énergie photonique de 6MV.</i>	40
2.6	<i>Schéma des différents composant d'un accélérateur linéaire (partie accélératrice + tête d'accélérateur).</i>	41
2.7	<i>Collimateur multi-lame du Varian CLinac IX.</i>	41

2.8	<i>Plan de traitement pour IMRT à angle fixe (marge PTV de 5-7 mm).</i> . . .	42
2.9	<i>Illustration de la technique STEP & SHOOT.</i>	43
2.10	<i>Différence entre IMRT STEP & SHOOT et IMRT dynamique.</i>	43
2.11	<i>Exemples de distribution de dose d'un 3DCRT, IMRT ET VMAT calculés sur le même patient. La surface rouge représente les régions à forte dose, la surface jaune les régions à dose intermédiaire élevée, la surface bleue foncé les régions à faible dose et la surface bleu azur les régions à dose intermédiaire.</i>	44
2.12	<i>Exemple de plan de traitement SBRT de stade I dans la région du poumon. La figure de gauche montre une chute de la dose (la ligne rouge représente 95 % de l'isodose, la ligne bleue représente 50 % de l'isodose) et la figure de droite montre la disposition typique des poutres du plan consistant en des poutres coplanaires et non coplanaires.</i>	46
2.13	<i>La tomothérapie hélicoïdale.</i>	48
2.14	<i>Illustration d'une simulation MC de classe II.</i>	62
2.15	<i>Le volume mère (WORLD) crée sur GATE.</i>	69
2.16	<i>Fenêtre d'ouverture d'un fichier Root avec les propriétés de la particule.</i> . .	73
2.17	<i>Le numériseur (Digitizer) est organisé comme une chaîne de plusieurs modules qui traitent les coups pour produire un seul, ce qui représente un physique observable.</i>	74
2.18	<i>Le répartiteur de tâches (split) est utilisé pour générer des macro-fichiers non paramétrés et entièrement résolus, ainsi qu'un fichier de soumission spécifique à la plateforme et un fichier fractionné pour le traitement des erreurs à l'étape de fusion.</i>	75
2.19	<i>La fusion de sortie est utilisée pour fusionner les données de sortie ROOT dans un seul fichier de sortie.</i>	76
2.20	<i>Schématisation de la tête d'accélérateur du Varian Clinac IX avec la présence de l'espace de phase au-dessus du cône égalisateur et du MLC.</i>	77
2.21	<i>Cordonnés de l'espace de phase.</i>	82
2.22	<i>Les principaux volumes définis par ICRU.</i>	85
2.23	<i>Technique BEV du faisceau montrant le façonnage du champ tangentiel à l'aide de collimateurs multi-lames avec une marge de 1 cm sur le volume cible de planification du sein.</i>	88
3.1	<i>Illustration de la tête du Varian Clinac incluant l'espace de phase qui sépare la partie indépendante du fantôme avec la partie dépendante.</i>	94
3.2	<i>La cible en Tungstène avec une feuille de cuivre au-dessous modélisé dans GATE.</i>	94
3.3	<i>Modélisation GATE du collimateur primaire.</i>	95
3.4	<i>Cône égalisateur pour une énergie photonique de 6MV.</i>	95
3.5	<i>Illustration des chambres d'ionisations modélisés par GATE.</i>	96
3.6	<i>Illustration du miroir modélisé par GATE.</i>	96
3.7	<i>Mâchoires amovibles X et Y avec une taille de champs de 10x10 cm² modélisés par GATE.</i>	97
3.8	<i>Triangle formés par l'ouvertures des mâchoires amovibles pour une taille de champ de 10x10 cm².</i>	97

3.9	<i>L'intérêt de la pente pour minimiser la fuite du faisceau formé par les mâchoires.</i>	98
3.10	<i>Les cordonnées nécessaire pour calculer l'inclinaison nécessaire pour forme le champ carré correspondant selon l'équation 3.1.</i>	98
3.11	<i>Illustration des mâchoires mutilâmes de Varian.</i>	99
3.12	<i>Quart et demi lames modélisés par GATE.</i>	99
3.13	<i>Présentation schématique des MLC-120-HD, quart et demi lames, avec ses deux types (Une partie vers l'isocentre et l'autre vers la cible).</i>	100
3.14	<i>Géométrie du Varian Clinac IX modélisé sur GATE.</i>	100
3.15	<i>La diode micro-Silicon de PTW.</i>	101
3.16	<i>La chambre d'ionisation cylindrique Exradin A28.</i>	102
3.17	<i>La cuve motorisée DoseView 3D.</i>	103
3.18	<i>Le modèle du fantôme modélisé sur GATE avec une dimension de 50x50x50 cm³.</i>	104
3.19	<i>Géométrie du Varian Clinac IX et du Fantôme utilisé par la simulation du faisceau d'électron.</i>	105
3.20	<i>Rendements en profondeur simulés par GATE pour différentes énergies de l'électron source en comparaison avec les mesures de référence pour une taille de champ de 10x10 cm².</i>	108
3.21	<i>Les valeurs de la différence de la dose relative pour différentes valeurs de l'énergie moyenne de l'électron source.</i>	109
3.22	<i>Profils de dose simulés pour différentes valeurs de FWHM allant de 1mm à 4mm pour une taille de champs de 10x10 cm² comparés avec les mesures de références.</i>	110
3.23	<i>Les valeurs de la différence de la dose relative entre les profils de dose simulés pour différents valeur de FWHM et les mesures de référence.</i>	110
3.24	<i>Les rendements en profondeurs et les profils de dose simulés et mesurés pour différents modèles électromagnétiques pour une taille de de champs de 10x10 cm².</i>	112
3.25	<i>Les PDD simulés en comparaison avec celle mesurés en absence des MLCs pour différentes tailles de champ (0.5x0.5, 1x1, 2x2 et 3x3).</i>	114
3.26	<i>Les PDD simulés en comparaison avec ceux mesurés à la présence des MLCs pour différentes tailles de champ (0.5x0.5, 1x1, 2x2 et 3x3).</i>	114
3.27	<i>Les DP simulés en comparaison avec celle mesurés en absence des MLCs pour différentes tailles de champ (0.5x0.5, 1x1, 2x2 et 3x3).</i>	116
3.28	<i>Les DP simulés en comparaison avec celle mesurés à la présence des MLCs pour différentes tailles de champ (0.5x0.5, 1x1, 2x2 et 3x3).</i>	116
3.29	<i>Les rendements en profondeur simulés et mesurés pour différentes tailles de champ en absence des MLCs (4x4, 6x6, 8x8, 10x10, 12x12, 15x15 et 20x20 cm²).</i>	117
3.30	<i>Les rendements en profondeur simulés et mesurés pour différentes tailles de champ à la présence des MLCs (4x4, 6x6, 8x8, 10x10, 12x12, 15x15 et 20x20 cm²).</i>	118
3.31	<i>Les profils de dose simulés en comparaison avec celle mesurés à une profondeur de 1.5 cm pour différentes tailles de champ en absence des MLCs (4x4, 6x6, 8x8, 10x10, 12x12, 15x15 et 20x20 cm²).</i>	119

3.32	<i>Les profils de dose simulés en comparaison avec celle mesurés à une profondeur de 1.5 cm pour différentes tailles de champ à la présence des MLCs (4x4, 6x6, 8x8, 10x10, 12x12, 15x15 et 20x20 cm²).</i>	120
3.33	<i>La courbe de Facteur d'Ouverture de Collimation FOC sans MLC pour les petits et grandes tailles de champ avec 10x10 cm² comme champ de référence.</i>	121
3.34	<i>La courbe de Facteur d'Ouverture de Collimation FOC avec MLC pour les petits et grandes tailles de champ avec 10x10 cm² comme champ de référence.</i>	122
4.1	<i>Géométrie des trois fantômes hétérogènes utilisés pour le calcul des PDDs caractérisés par les deux OTP (dalle équivalente-poumon et dalle équivalente-os).</i>	127
4.2	<i>Géométrie des trois fantômes hétérogènes utilisés pour le calcul des DP's caractérisés par les deux OTP (dalle équivalente-poumon et dalle équivalente-os).</i>	128
4.3	<i>Illustration GATE de la partie dépendante du Varian Clinac IX avec les trois fantômes hétérogènes :fantôme 1 qui se compose d'une dalle équivalente poumon, fantôme 2 se compose d'une dalle équivalente os, et enfin le troisième fantôme avec la présence des deux dalles équivalents os et poumon.</i>	128
4.4	<i>Le phénomène d'artefacts dans les interfaces apparue dans le PDD calculé par GATE dans le fantôme 1 caractérisé par la dalle équivalent poumon situé après 5cm de l'entrée du fantôme pour une taille de champ de 10x10 cm².</i>	129
4.5	<i>Comparaison des PDDs calculés par GATE et AAA pour une dalle équivalente poumon en état d'inspiration et celui de l'eau (homogène) pour les tailles de champ 0.5x0.5, 1x1, 2x2 et 3x3 cm².</i>	131
4.6	<i>Comparaison des PDDs calculés par GATE et AAA pour une dalle équivalente poumon en état de repos et celui de l'eau (homogène) pour les tailles de champ 0.5x0.5, 1x1, 2x2 et 3x3 cm².</i>	132
4.7	<i>Comparaison des PDDs calculés par GATE et AAA pour une dalle équivalente poumon en état d'expiration et celui de l'eau (homogène) pour les tailles de champ 0.5x0.5, 1x1, 2x2 et 3x3 cm².</i>	132
4.8	<i>Comparaison des PDDs calculés par GATE et AAA pour une dalle d'os interne et celui de l'eau (homogène) pour les tailles de champ 0.5x0.5, 1x1, 2x2 et 3x3 cm².</i>	135
4.9	<i>Comparaison des PDDs calculés par GATE et AAA pour une dalle d'os cortical et celui de l'eau (homogène) pour les tailles de champ 0.5x0.5, 1x1, 2x2 et 3x3 cm².</i>	135
4.10	<i>Comparaison des PDDs calculés par GATE et AAA pour une dalle d'os plat et celui de l'eau (homogène) pour les tailles de champ 0.5x0.5, 1x1, 2x2 et 3x3 cm².</i>	136
4.11	<i>Comparaison des PDDs calculés par GATE et AAA pour une dalle d'os interne et de la dalle pulmonaire en état d'inspiration, et celui de l'eau (homogène) pour les tailles de champ 0.5x0.5, 1x1, 2x2 et 3x3 cm².</i>	138
4.12	<i>Comparaison des PDDs calculés par GATE et AAA pour une dalle d'os interne et de la dalle pulmonaire en état de repos, et celui de l'eau (homogène) pour les tailles de champ 0.5x0.5, 1x1, 2x2 et 3x3 cm².</i>	139

4.13	<i>Comparaison des PDDs calculés par GATE et AAA pour une dalle d'os interne et de la dalle pulmonaire en état d'expiration, et celui de l'eau (homogène) pour les tailles de champ 0.5x0.5, 1x1, 2x2 et 3x3 cm².</i>	139
4.14	<i>Comparaison des PDDs calculés par GATE et AAA pour une dalle d'os cortical et de la dalle pulmonaire en état d'inspiration, et celui de l'eau (homogène) pour les tailles de champ 0.5x0.5, 1x1, 2x2 et 3x3 cm².</i>	140
4.15	<i>Comparaison des PDDs calculés par GATE et AAA pour une dalle d'os cortical et de la dalle pulmonaire en état de repos, et celui de l'eau (homogène) pour les tailles de champ 0.5x0.5, 1x1, 2x2 et 3x3 cm².</i>	140
4.16	<i>Comparaison des PDDs calculés par GATE et AAA pour une dalle d'os cortical et de la dalle pulmonaire en état d'expiration, et celui de l'eau (homogène) pour les tailles de champ 0.5x0.5, 1x1, 2x2 et 3x3 cm².</i>	141
4.17	<i>Comparaison des PDDs calculés par GATE et AAA pour une dalle d'os plat et de la dalle pulmonaire en état d'inspiration, et celui de l'eau (homogène) pour les tailles de champ 0.5x0.5, 1x1, 2x2 et 3x3 cm².</i>	141
4.18	<i>Comparaison des PDDs calculés par GATE et AAA pour une dalle d'os plat et de la dalle pulmonaire en état de repos, et celui de l'eau (homogène) pour les tailles de champ 0.5x0.5, 1x1, 2x2 et 3x3 cm².</i>	142
4.19	<i>Comparaison des PDDs calculés par GATE et AAA pour une dalle d'os plat et de la dalle pulmonaire en état d'expiration, et celui de l'eau (homogène) pour les tailles de champ 0.5x0.5, 1x1, 2x2 et 3x3 cm².</i>	142
4.20	<i>Comparaison des PDDs calculés par GATE et AAA pour une dalle pulmonaire en état d'inspiration et celui de l'eau (homogène) pour les tailles de champ 10x10, 15x15 et 20x20 cm².</i>	144
4.21	<i>Comparaison des PDDs calculés par GATE et AAA pour une dalle pulmonaire en état de repos et celui de l'eau (homogène) pour les tailles de champ 10x10, 15x15 et 20x20 cm².</i>	144
4.22	<i>Comparaison des PDDs calculés par GATE et AAA pour une dalle pulmonaire en état d'expiration et celui de l'eau (homogène) pour les tailles de champ 10x10, 15x15 et 20x20 cm².</i>	145
4.23	<i>Comparaison des DPs calculés par GATE et AAA pour une dalle pulmonaire en état d'inspiration pour la taille de champ 15x15 cm².</i>	147
4.24	<i>Comparaison des DPs calculés par GATE et AAA pour une dalle pulmonaire en état de repos pour la taille de champ 15x15 cm².</i>	148
4.25	<i>Comparaison des DPs calculés par GATE et AAA pour une dalle pulmonaire en état d'expiration pour la taille de champ 15x15 cm².</i>	148
4.26	<i>Comparaison des PDDs calculés par GATE et AAA pour une dalle d'os interne et celui de l'eau (homogène) pour les tailles de champ 10x10, 15x15 et 20x20 cm².</i>	149
4.27	<i>Comparaison des PDDs calculés par GATE et AAA pour une dalle d'os cortical et celui de l'eau (homogène) pour les tailles de champ 10x10, 15x15 et 20x20 cm².</i>	149
4.28	<i>Comparaison des PDDs calculés par GATE et AAA pour une dalle d'os plat et celui de l'eau (homogène) pour les tailles de champ 10x10, 15x15 et 20x20 cm².</i>	150
4.29	<i>Comparaison des DPs calculés par GATE et AAA pour une dalle d'os interne pour la taille de champ 10x10 cm².</i>	152

4.30	<i>Comparaison des DP's calculés par GATE et AAA pour une dalle d'os cortical pour la taille de champ 10x10 cm².</i>	152
4.31	<i>Comparaison des DP's calculés par GATE et AAA pour une dalle d'os plat pour la taille de champ 10x10 cm².</i>	152
4.32	<i>Comparaison des PDDs calculés par GATE et AAA pour une dalle d'os interne et de la dalle pulmonaire en état d'inspiration, et celui de l'eau (homogène) pour les tailles de champ 10x10, 15x15 et 20x20 cm².</i>	154
4.33	<i>Comparaison des PDDs calculés par GATE et AAA pour une dalle d'os interne et de la dalle pulmonaire en état de repos, et celui de l'eau (homogène) pour les tailles de champ 10x10, 15x15 et 20x20 cm².</i>	154
4.34	<i>Comparaison des PDDs calculés par GATE et AAA pour une dalle d'os interne et de la dalle pulmonaire en état d'expiration, et celui de l'eau (homogène) pour les tailles de champ 10x10, 15x15 et 20x20 cm².</i>	155
4.35	<i>Comparaison des PDDs calculés par GATE et AAA pour une dalle d'os cortical et de la dalle pulmonaire en état d'inspiration, et celui de l'eau (homogène) pour les tailles de champ 10x10, 15x15 et 20x20 cm².</i>	155
4.36	<i>Comparaison des PDDs calculés par GATE et AAA pour une dalle d'os cortical et de la dalle pulmonaire en état de repos, et celui de l'eau (homogène) pour les tailles de champ 10x10, 15x15 et 20x20 cm².</i>	156
4.37	<i>Comparaison des PDDs calculés par GATE et AAA pour une dalle d'os cortical et de la dalle pulmonaire en état d'expiration, et celui de l'eau (homogène) pour les tailles de champ 10x10, 15x15 et 20x20 cm².</i>	156
4.38	<i>Comparaison des PDDs calculés par GATE et AAA pour une dalle d'os plat et de la dalle pulmonaire en état d'inspiration, et celui de l'eau (homogène) pour les tailles de champ 10x10, 15x15 et 20x20 cm².</i>	157
4.39	<i>Comparaison des PDDs calculés par GATE et AAA pour une dalle d'os plat et de la dalle pulmonaire en état de repos, et celui de l'eau (homogène) pour les tailles de champ 10x10, 15x15 et 20x20 cm².</i>	157
4.40	<i>Comparaison des PDDs calculés par GATE et AAA pour une dalle d'os plat et de la dalle pulmonaire en état d'expiration, et celui de l'eau (homogène) pour les tailles de champ 10x10, 15x15 et 20x20 cm².</i>	158
4.41	<i>Comparaison des DP's calculés par GATE et AAA pour une dalle d'os interne et une dalle pulmonaire en état (a)inspiration, (b)repos et (c)expiration pour la taille de champ 25x25 cm².</i>	160
4.42	<i>Comparaison des DP's calculés par GATE et AAA pour une dalle d'os cortical et et une dalle pulmonaire en état (a)inspiration, (b)repos et (c)expiration pour la taille de champ 25x25 cm².</i>	160
4.43	<i>Comparaison des DP's calculés par GATE et AAA pour une dalle d'os plat et et une dalle pulmonaire en état (a)inspiration, (b)repos et (c)expiration pour la taille de champ 25x25 cm².</i>	161

Liste des tableaux

3.1	<i>Temps de calcul pour différents simulation du Varian Clinac IX, en utilisant toute la géométrie, intégration des techniques des réductions de variance et du script de parallélisation, et enfin l'utilisation du PhS comme source.</i>	106
3.2	<i>Temps de calcul pour différentes valeurs du paramètre « setMaxStepSizeInRegion ».</i>	106
3.3	<i>Les valeurs de σ et σ_{max} et temps de calcul en fonction de l'énergie moyenne du faisceau d'électron.</i>	108
3.4	<i>Les valeurs de σ et σ_{max} des DP simulés pour différentes valeurs de FWHM en comparaison avec les DP mesurés.</i>	110
3.5	<i>Les valeurs de σ (%) et σ_{max} (%) pour les PDDs et les DP des différents modèles électromagnétiques en comparaison avec les mesures de référence, ainsi que le temps de calcul requis pour chaque modèle.</i>	113
3.6	<i>Les valeurs de σ (%) et σ_{max} (%) représentant les critères de la méthode de la différence de la dose relative pour les rendements en profondeur simulés en comparaison avec celle mesurées pour les tailles de champs (0.5x0.5, 1x1, 2x2 et 3x3cm²).</i>	114
3.7	<i>Les valeurs de σ (%) et σ_{max} (%) représentant les critères de la méthode de la différence de la dose relative pour les profils de dose simulés en comparaison avec celle mesurés pour les tailles de champs (0.5x0.5, 1x1, 2x2 et 3x3cm²).</i>	115
3.8	<i>Les valeurs de σ (%) et σ_{max} (%) représentant les critères de la méthode de la différence de la dose relative pour les rendements en profondeur simulés en comparaison avec celle mesurés pour les tailles de champs (4x4, 6x6, 8x8, 10x10, 12x12, 15x15 et 20x20 cm²).</i>	118
3.9	<i>Les valeurs de σ (%) et σ_{max} (%) représentant les critères de la méthode de la différence de la dose relative pour profils de dose simulés en comparaison avec celle mesurés pour les tailles de champs (3x3, 4x4, 6x6, 8x8, 10x10, 12x12, 15x15 et 20x20 cm²).</i>	120
3.10	<i>L'erreur moyenne entre le facteur d'ouverture de collimateur simulé et calculé sans et avec MLC pour les tailles de champ (0.5x0.5, 1x1, 2x2, 3x3, 4x4, 6x6, 8x8, 10x10, 12x12, 15x15 et 20x20 cm²).</i>	122
4.1	<i>Caractéristiques des dalles équivalents poumon (état normal, inspiration et expiration) et os (plat, cortical et interne).</i>	127
4.2	<i>Temps de calcul pour différentes valeurs du paramètre « setMaxStepSizeInRegion ».</i>	130
4.3	<i>Temps de calcul pour la simulation de chaque fantôme pour 10 μm comme valeur du paramètre « setMaxStepSizeInRegion ».</i>	130
4.4	<i>Les valeurs de la différence de la dose relative entre les PDDs calculés par GATE et AAA dans le fantôme 1 représentant les trois états de la dalle pulmonaire pour les tailles de champ 0.5x0.5, 1x1, 2x2 et 3x3 cm².</i>	134

4.5	<i>Les valeurs de la différence de la dose relative entre les PDDs calculés par GATE et AAA dans le fantôme 1 représentant les trois dalles osseuses pour les tailles de champ 0.5x0.5, 1x1, 2x2 et 3x3 cm².</i>	137
4.6	<i>Les valeurs de la différence de la dose relative entre les PDDs calculés par GATE et AAA dans le fantôme 3 pour une d'os interne et une dalle pulmonaire représentant les trois états pour les tailles de champ 0.5x0.5, 1x1, 2x2 et 3x3 cm².</i>	143
4.7	<i>Les valeurs de la différence de la dose relative entre les PDDs calculés par GATE et AAA dans le fantôme 3 pour une dalle d'os cortical et une dalle pulmonaire représentant les trois états pour les tailles de champ 0.5x0.5, 1x1, 2x2 et 3x3 cm².</i>	143
4.8	<i>Les valeurs de la différence de la dose relative entre les PDDs calculés par GATE et AAA dans le fantôme 3 pour une dalle d'os plat et une dalle pulmonaire représentant les trois états pour les tailles de champ 0.5x0.5, 1x1, 2x2 et 3x3 cm².</i>	143
4.9	<i>Les valeurs de la différence de la dose relative entre les PDDs calculés par GATE et AAA dans le fantôme 1 pour une dalle pulmonaire représentant les trois états pour les tailles de champ 10x10, 15x15 et 20x20 cm².</i>	147
4.10	<i>Les valeurs de la différence de la dose relative entre les DP's calculés par GATE et AAA dans le fantôme 1 pour une dalle pulmonaire représentant les trois états pour une taille de champ unique de 15x15 cm².</i>	148
4.11	<i>Les valeurs de la différence de la dose relative entre les PDDs calculés par GATE et AAA dans le fantôme 2 représentant les trois dalles osseuses pour les tailles de champ 10x10, 15x15 et 20x20 cm².</i>	151
4.12	<i>Les valeurs de la différence de la dose relative entre les DP's calculés par GATE et AAA dans le fantôme 2 pour les trois dalles osseuses, pour une taille de champ unique de 10x10 cm².</i>	153
4.13	<i>Les valeurs de la différence de la dose relative entre les PDDs calculés par GATE et AAA dans le fantôme 3 pour une dalle d'os interne et une dalle pulmonaire représentant les trois états pour les tailles de champ 10x10, 15x15 et 20x20 cm².</i>	158
4.14	<i>Les valeurs de la différence de la dose relative entre les PDDs calculés par GATE et AAA dans le fantôme 3 pour une dalle d'os cortical et une dalle pulmonaire représentant les trois états pour les tailles de champ 10x10, 15x15 et 20x20 cm².</i>	159
4.15	<i>Les valeurs de la différence de la dose relative entre les PDDs calculés par GATE et AAA dans le fantôme 3 pour une dalle d'os plat et une dalle pulmonaire représentant les trois états pour les tailles de champ 10x10, 15x15 et 20x20 cm².</i>	159
4.16	<i>Les valeurs de la différence de la dose relative entre les DP's calculés par GATE et AAA dans le fantôme 3 pour une dalle d'os interne et pulmonaire représentant les trois états pour une taille de champ unique de 25x25 cm².</i>	161
4.17	<i>Les valeurs de la différence de la dose relative entre les DP's calculés par GATE et AAA dans le fantôme 3 pour une dalle d'os cortical et pulmonaire représentant les trois états pour une taille de champ unique de 25x25 cm².</i>	161

- 4.18 *Les valeurs de la différence de la dose relative entre les DPs calculés par GATE et AAA dans le fantôme 3 pour une dalle d'os plat et pulmonaire représentant les trois états pour une taille de champ unique de 25x25 cm².* 161

Liste des sigles et acronymes

AAA	<i>Anisotropic Analytic Algorithm</i>
AAPM	<i>American Association of Physicists in Medicine</i>
ADN	<i>Acide DésoxyriboNucléique</i>
ARN	<i>Acide RiboNucléique</i>
BEV	<i>Beam's EyeView</i>
BED	<i>Biological Effective Dose</i>
CNRST	<i>Centre National pour la Recherche Scientifique et Technique</i>
CAX	<i>Central Axis</i>
CPE	<i>Charged Particle Equilibrium</i>
CPU	<i>Central Processing Unit</i>
CT	<i>Computed Tomography</i>
CTV	<i>Clinical Target Volume</i>
DAWN	<i>Data Analysis WorkbeNch</i>
DP	<i>Dose Profile</i>
EGS	<i>Electron Gamma Shower</i>
ETAR	<i>Equivalent Tissue Air Ratio (method)</i>
ETRAN	<i>Electron TRANsport</i>
FDP	<i>Fonction de Densité de Probabilité</i>
FEE	<i>Front End Electronics</i>

FFT	<i>Fast Fourier Transformation</i>
FLUKA	<i>FLUktuierende KAskade</i>
FOC	<i>Facteur d'Ouverture du Collimateur</i>
FWHM	<i>Full Width Half Maximum</i>
GATE	<i>Geant4 Applied Tomography Emission</i>
GEANT4	<i>GEometry And Tracking 4</i>
GNP	<i>Gold Nano Particle</i>
GTV	<i>Gross Tumor Volume</i>
HDV	<i>Histogram Dose Volume</i>
HPC	<i>High Performance Computer</i>
HU	<i>Hounsfield Unit</i>
IAEA	<i>International Atomic Energy Agency</i>
ICRU	<i>International Commission on Radiation Units and Measurements</i>
IMAT	<i>Intensity-Modulated Arc Therapy</i>
IMRT	<i>Intensity-Modulated Radiation Therapy</i>
IRM	<i>Imagerie par Résonance Magnétique</i>
KERMA	<i>Kinetic Energy Released per unit MAss</i>
LEE	<i>Lateral Equilibrium of Electron</i>
LEP	<i>Large Electron-Positron</i>
LINAC	<i>LINear ACcelerator</i>
MAV	<i>Malformation Artério-Veineuse cérébrale</i>
MC	<i>Monte-Carlo</i>
MCNP	<i>Monte-Carlo N-Particle Transport Code</i>

MCNPX	<i>Monte Carlo N-Particle eXtended</i>
MLC	<i>MultiLeaf Collimator</i>
NTCP	<i>Normal Tissue Complicated Probability</i>
OAR	<i>Organes A Risque</i>
OPA	<i>Omni-Path Architecture</i>
OpenGL	<i>OPEN Graphics Library</i>
OTP	<i>Objet Test Physique</i>
PBC	<i>Pencil Beam Convolution</i>
PDD	<i>Percentage Depth Dose</i>
PENELOPE	<i>Penetration and Energy Loss of Positrons and Electrons</i>
PhS	<i>Phase Space</i>
PTV	<i>Planification Target Volume</i>
RS	<i>Rayonnement Synchrotron</i>
RM	<i>Résonance Magnétique</i>
RNG	<i>Random Number Generator</i>
SBRT	<i>Stereotactic Body Radiation Therapy</i>
SDE	<i>Section Différentielle Efficace</i>
SRS	<i>Stereotactic Radiosurgery</i>
SRT	<i>Stereotactic RadioTherapy</i>
SSD	<i>Source Surface Distance</i>
TAR	<i>Tissue-Air Ratio</i>
TBI	<i>Taux Brut d'Incidence</i>
TCPE	<i>Transient Charged-Particle Equilibrium</i>

TEP	<i>Tomographie par Emission de Positron</i>
TPS	<i>Treatment Planning System</i>
UM	<i>Unité Moniteur</i>
VMAT	<i>Volumetric Modulated Arc Therapy</i>
VRML	<i>Virtual Reality Modeling Language</i>

Introduction générale

La radiothérapie externe est actuellement la technique la plus utilisée pour le traitement de nombreux types de cancer. L'objectif principal de la radiothérapie consiste à administrer une dose très précise à un volume cible bien défini avec une dose absorbée minimale aux tissus normaux environnants, en particulier aux organes hautement radiosensibles. Pour atteindre cet objectif, l'une des principales exigences consiste à s'assurer que les traitements sont administrés conformément aux intentions dosimétriques. Il a été clairement démontré que, un surdosage de rayonnement peut entraîner des effets secondaires graves, tandis qu'une sous-dose peut réduire significativement la probabilité d'un remède du patient [1].

Le calcul de la distribution des doses de rayonnement joue un rôle important dans le traitement des patients nécessitant une radiothérapie externe. L'exactitude des calculs de dose est essentielle à la qualité de la planification du traitement et, par conséquent, à l'efficacité du traitement de radiothérapie. La plupart des algorithmes conventionnels de calcul de la dose mis en œuvre dans la majorité des systèmes de planification du traitement dans les services de radiothérapie sont connus pour être imprécis lorsque des conditions de déséquilibre du rayonnement existent, telles que les inhomogénéités près des tissus, pour les petits champs de rayonnement ou pour les régions de gradient de dose (p. ex., régions superficielles). Des exemples de ces algorithmes ceux du crayon-faisceau et de la superposition-convolution [2].

La validation de ces algorithmes de calcul de dose est généralement effectuée par comparaison avec les données mesurées. La fiabilité des ensembles de données mesurées est cependant très dépendante de plusieurs aspects, tels que la stabilité de l'accélérateur (énergie, sortie, planéité et symétrie) ou du choix du détecteur et de l'installation expérimentale. Ces limites peuvent ainsi limiter le nombre de points de comparaison et introduire des problèmes dosimétriques dans la vérification. Toutes les limites mentionnées ci-dessus des algorithmes et des mesures classiques sont devenues encore plus importantes depuis la mise en œuvre de nouvelles techniques de radiothérapie avancées, telles que les techniques 3D - conforme et de radiothérapie à modulation d'intensité (IMRT).

Ces techniques impliquent une plus grande complexité dans la planification et la validation des traitements en raison de l'utilisation de régions de gradients à forte dose, de petits champs et de l'incorporation de nouveaux dispositifs de collimation dynamique tels que le collimateur multi lames (MLC), ce qui peut avoir des effets importants sur la dose de sortie finale. Dans ces circonstances, les exigences de haute précision pour le calcul des doses jouent un rôle très important.

Ces dernières années, les algorithmes de calcul de dose basés sur la méthode de Monte

Carlo (MC) se sont révélés être un outil puissant pour surmonter les limites existantes, non seulement des algorithmes conventionnels, mais aussi des procédures expérimentales. Ces algorithmes sont actuellement reconnus comme la méthode la plus précise pour calculer la dose, puisque les historiques de particules sont simulés explicitement en fonction des probabilités d'interaction physique à l'intérieur d'un milieu arbitraire pour un large éventail de conditions de radiothérapie complexes [3].

En raison de la capacité de la méthode MC à calculer avec précision la dose pour des scénarios de livraison complexes ainsi que les améliorations de la technologie informatique, cette méthode a désormais le potentiel de remplacer les algorithmes conventionnels de calcul de la dose dans les systèmes de planification du traitement par radiothérapie et d'être également utilisée comme méthode alternative aux mesures pour l'assurance de la qualité des traitements, spécialement pour les traitements livrés avec des techniques avancées. Actuellement, les systèmes de planification du traitement MC deviennent rapidement une possibilité réelle dans les contextes cliniques.

La présente thèse utilise la méthode MC pour la vérification de la dose calculée dans deux situations homogène et hétérogène. Il vise, d'une part, à contourner les problèmes liés aux procédures conventionnelles de vérification dosimétrique des traitements de radiothérapie et, de l'autre côté, permet d'étudier des caractéristiques dosimétriques et physiques difficiles ou impossibles à évaluer à partir de données mesurées ou d'algorithmes de calcul de dose conventionnels. Dans le cadre de la thèse, une caractérisation détaillée des faisceaux de photons de différentes configurations d'énergie et de champ a également été réalisée à l'aide de simulations Monte Carlo. La caractérisation adéquate du faisceau représente un élément essentiel de la précision du calcul de la dose et elle est devenue encore plus importante avec la mise en œuvre de techniques de radiothérapie plus conformes et avancées. L'introduction de dispositifs de conformation dynamique, tels que les collimateurs multi lames, dans les têtes d'accélérateur pour fournir des distributions de dose plus conformes et modulées peut introduire des changements dans les caractéristiques des faisceaux incidents, exigeant ainsi une meilleure connaissance des caractéristiques du faisceau. Le présent travail vise également à introduire une évaluation détaillée des caractéristiques de Varian Millenium à 120 lame de haute définition.

Cette thèse est organisée en quatre parties. La première partie présente une introduction générale à la radiothérapie en mettant l'accent sur la radiothérapie externe en passant par l'état du cancer au MAROC et les dernières techniques utilisés pour les traitements des différents cancers (chapitre 1). Dans le deuxième chapitre la physique du transport des rayonnements, y compris les processus élémentaires d'interaction des particules dans la matière et la définition de quantités élémentaires décrivant les effets de ces interactions ont été présenté ainsi que les concepts de base de la dosimétrie sont aussi décrits. Cette deuxième partie se termine par une description générale de la simulation Monte Carlo du transport des rayonnements, en particulier le code Monte Carlo GATE, qui est le code utilisé pour le calcul des doses dans ce travail.

Les troisièmes et quatrièmes parties contiennent le corps principal de la thèse, Le chapitre 3 présente la modélisation MC de l'accélérateur linéaire Varian Clinac IC ainsi que la validation dans un milieu homogène de ce modèle par comparaison avec des mesures expérimentales. Une description détaillée du modèle Monte Carlo utilisé pour le collima-

teur multi lames (MLC) intégré dans l'accélérateur précédent est présentée. Ce chapitre comprend également la vérification dosimétrique du modèle MLC à l'aide de mesures de chambre d'ionisation. L'influence du MLC sur la dose superficielle pour les faisceaux de photons a été aussi évaluée à l'aide de simulations MC et de mesures effectuées avec plusieurs types de chambres d'ionisation pour plusieurs tailles de champ. Et enfin le quatrième chapitre comprendra une étude complète du Varian Clinac IX dans un milieu hétérogène qui présente trois cas clinique importantes à savoir poumon, eau et os.

Chapitre 1

Notions de base physique et dosimétrique de la radiothérapie

1.1 Introduction

Il existe plus de 200 types de cancer, chacun ayant des causes, des symptômes et des traitements différents. Le terme « cancer » désigne diverses maladies caractérisées par deux symptômes : la prolifération non réglementée des cellules et la propagation de ces cellules dans l'organisme par l'invasion et la métastase. La prolifération cellulaire entraîne généralement le développement de tumeurs. Le cancer se développe à la suite d'anomalies génétiques dans les proto-oncogènes et les gènes suppresseurs de tumeurs qui traduisent le code génétique en protéines qui favorisent et suppriment respectivement la croissance cellulaire. Ces anomalies peuvent être le résultat d'un mutagène modifiant l'information génétique ou d'une erreur spontanée dans la réplication de l'ADN. Les substances responsables de ces mutations sont appelées cancérogènes. L'emplacement et le stade d'une tumeur détermine les options de traitement disponibles : l'ablation chirurgicale, la chimiothérapie, l'hormonothérapie, l'immunothérapie et la radiothérapie. Les traitements peuvent également être dispensés dans le cadre des soins palliatifs, où l'objectif est d'améliorer la qualité de vie du patient.

1.2 Présentation et définition de la radiothérapie externe

La radiothérapie est apparue peu après la découverte des rayons X par Röntgen en 1895 (Röntgen, 1895), lorsque le rayonnement ionisant a été établi comme un puissant agent thérapeutique. L'objectif de la radiothérapie est d'administrer une dose à la tumeur tout en limitant les dommages causés par les rayonnements aux tissus sains. Les mécanismes détaillés par lesquels le rayonnement affecte les cellules tumorales sont encore largement inconnus. Actuellement, on suppose que le rayonnement agit en endommageant l'ADN à l'intérieur des cellules, les rendant ainsi incapables de se diviser et de se reproduire. Les cellules cancéreuses anormales sont plus sensibles aux rayonnements parce qu'elles se divisent plus rapidement que les cellules normales. Avec le temps, les cellules anormales meurent et la tumeur rétrécit. Les cellules normales peuvent aussi être endommagées par le rayonnement, mais elles peuvent se réparer plus efficacement.

Au cours des cinquante premières années qui ont suivi la découverte de la radiothérapie, les progrès technologiques ont été relativement lents et se sont principalement fondés sur les tubes à rayons X (Johns, 1983). L'avènement de l'unité de télé-thérapie ^{60}Co par H.E. Johns au Canada au début des années 1950 a fourni des efforts supplémentaires dans la longue recherche d'énergies photoniques supérieures, et a placé l'unité de Cobalt à l'avant-plan de la radiothérapie pendant un certain nombre d'années. L'introduction simultanée de Linacs médicaux est devenu la source de rayonnement le plus largement utilisé dans la radiothérapie moderne [4]. Grâce à sa conception compacte et efficace (figure 1.1), le Linac offre une excellente polyvalence pour une utilisation en radiothérapie par montage isocentrique et fournit une thérapie par rayons X à électron ou à méga-tension avec une large gamme d'énergies.

En plus des Linacs, la radiothérapie électronique et par rayons X est également réalisée avec d'autres types d'accélérateurs tels que les cyclotrons. D'autres particules, comme les



FIG. 1.1 : Photographie d'un accélérateur linéaire Varian CLinac IX. La table du traitement peut être vu au premier plan au milieu de l'image, et la tête de traitement peut être vu au-dessus de cela.

protons, les neutrons, les ions lourds et les mésons négatifs, tous produits par des accélérateurs spéciaux, sont aussi parfois utilisées pour la radiothérapie. L'avènement des sources de rayonnement synchrotron (RS) a ouvert de nouvelles perspectives sur l'utilisation des rayons X pour améliorer l'efficacité de la radiothérapie, même si ces technologies n'ont pas encore été introduites dans l'environnement clinique.

1.3 Interaction des rayonnements avec des tissus biologiques

L'interaction rayonnement matière est l'élément de base de la dosimétrie en radiothérapie et également l'élément majeur dans la compréhension de l'aspect thérapeutique et toxique des rayonnements ionisants. L'interaction des rayonnements avec la matière produit des excitations et des ionisations sur les atomes et les molécules, ainsi qu'une grande quantité d'électrons secondaires qui peuvent produire des ionisations supplémentaires.

Étant donné que les systèmes biologiques sont essentiellement constitués d'eau, la plupart des ionisations produites par irradiation se produisent dans les molécules de ce milieu. La molécule d'eau qui a perdu un électron se transforme en un ion positif hautement réactif, de courte durée de vie moyenne, qui se désengage rapidement pour produire un ion d'hydrogène (H^+) et un radical OH sans charge.



Le radical OH , qui a un électron non identifié, est très réactif, il aura donc une portée de quelques millimètres. Les radicaux libres, qui ne sont que des fragments de molécules cassées, sont des espèces extrêmement instables et auront donc une demi-vie courte [5,6].

En ce qui concerne les effets biologiques, il a été déterminé que la principale cible du rayonnement est l'acide désoxyribonucléique (ADN), qui est organisé en chromosomes au sein du noyau de la cellule [7]. La réaction la plus importante de ces radicaux est celle qui se produit avec la molécule d'ADN. Les dommages peuvent être directs (lorsque le rayonnement ionisant est directement lié à la molécule d'ADN) et indirects (en raison de l'effet des radicaux libres) et dépendent du type de rayonnement incident et de la structure et de l'organisation des chromosomes.

Les dommages causés par les rayonnements incidents sont de plusieurs degrés de gravité, en fonction de la capacité de réparation de la cellule. Un dommage majeur est la rupture de la double hélice de l'ADN qui est très difficile à réparer pour la cellule. Des dommages de cette ampleur auront des conséquences biologiques significatives, telles que l'aberration chromosomique, les mutations et la mort cellulaire [8,9].

La résistance aux radiations des cellules dépend fortement du stade du cycle cellulaire dans lequel elles se trouvent. Lorsque celle-ci est divisée, toutes les molécules d'ADN sont déployées dans le noyau, ce qui fait que la section efficace sera beaucoup plus grande en augmentant la sensibilité aux rayonnements. Étant donné que les cellules cancéreuses ont une forte activité reproductive, la plupart d'entre elles sont plus sensibles aux rayonnements que les tissus sains [10]. Cet avantage thérapeutique constitue la raison pour laquelle la radiothérapie représente, dans la plupart des cas, une part essentielle du traitement du cancer [9,11].

1.3.1 Interaction des photons avec la matière

Le rayonnement électromagnétique est constitué d'ondes électromagnétiques qui se propagent avec leurs vecteurs de champ électrique et magnétique perpendiculaires l'un à l'autre et à la direction de propagation. Une onde électromagnétique se caractérise par sa longueur d'onde λ , et se déplace dans le vide à la vitesse de la lumière c . Ainsi, le nombre d'oscillations par unité de temps, la fréquence ν , est donnée par $\nu = c/\lambda$. Le rayonnement électromagnétique est considéré comme ionisant lorsqu'il est capable d'ioniser des atomes ou des molécules. Dans ce cas, il est plus approprié de décrire les interactions avec la matière en considérant l'onde électromagnétique comme un flux de particules : les photons. Chaque photon a une énergie $h\nu$, où h est la constante de Planck.

Les interactions photoniques sont stochastiques par nature. Contrairement aux électrons, ils peuvent éprouver peu, une ou aucune interaction dans leur passage à travers la matière. Chaque interaction crée des particules ionisantes secondaires. Il peut s'agir de particules chargées (généralement des électrons) ou de particules non chargées (généralement des photons). Les particules chargées déposent leurs énergies près du lieu d'interaction et contribuent au dépôt d'énergie locale, tandis que les photons secondaires peuvent être transportés à une certaine distance avant d'interagir à nouveau. Le transfert d'énergie vers des particules chargées est vraiment important en dosimétrie. Les photons secondaires sont importants car ils contribuent à la circulation photonique à l'intérieur et autour du corps irradié, et à la dose quand ils produisent des électrons secondaires. L'importance relative des photons secondaires dépend des énergies des photons primaires [9,11].

1.3.1.1 Sections efficaces pour les interactions des photons avec la matière

La section efficace pour un certain type d'événement dans une collision donnée est définie comme le nombre d'événements de ce type par unité de temps et par unité dispersée, et le flux de particules incidents par rapport à la cible. Les particules interagissent avec les atomes ou les molécules du milieu à travers plusieurs processus, chacun caractérisé par une section différentielle efficace (SDE). Par simplicité, ils sont considérés comme des mécanismes d'interaction dans lesquels les particules sont défectées et perdent de l'énergie, par exemple, le rétrodiffusion Compton des photons et les collisions électroniques inélastiques.

Un faisceau parallèle mono-énergétique de particules, à énergie E et direction de mouvement $\vec{d}$, touche un atome T , situé à l'origine du système de référence. Elle est supposée au faisceau latéralement homogène et de plus grande extension que les dimensions de l'atome et caractérisée par la densité de courant J parallèle à $\vec{d}$.

La particule est considérée comme interagissant en un seul mécanisme à la fois, perdant une énergie W et étant défléchie. Un détecteur situé dans la direction $(\theta; \Phi)$ et couvrant un petit angle solide $d\Omega$ détecte et compte toutes les particules qui arrivent avec de l'énergie dans l'intervalle $(E - W - dW; E - W)$. Le détecteur est blindé par le faisceau incident, de sorte que seules les particules qui ont subi une interaction sont comptées. Si N est le nombre de coups par unité de temps, la section efficace double différentielle (par unité d'angle solide et énergie perdue) est définie comme :

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dW} = \frac{N}{|J|d\Omega dW} \quad (1.2)$$

En intégrant l'équation (1.2), on calcule la section effective totale σ :

$$\sigma = \int_0^E \frac{d\sigma}{dW} dW = \int_0^E \left(\int \frac{d^2\sigma}{d\Omega dW} d\Omega \right) dW \quad (1.3)$$

1.3.1.2 La diffusion Rayleigh

La rétrodiffusion cohérente est un phénomène coopératif impliquant plusieurs électrons dans un atome. Les photons sont dispersés par les électrons liés dans un processus où l'atome n'est ni excité ni ionisé. Ce processus est une collision élastique, de sorte que les énergies des photons incidents et dispersés sont les mêmes. La rétrodiffusion provenant de différentes parties du nuage électronique se combine pour créer une rétrodiffusion cohérente, également appelé Rayleigh.

Ce processus mineur en radiothérapie en terme de dosimétrie se déroule principalement à faible énergie (inférieure à 10 keV) pour des matériaux de nombre atomique Z élevés. Celui-ci peut être décrit en termes de paramètre $x = \frac{\sin \frac{\theta}{2}}{\lambda}$.

La section efficace différentielle s'écrit sous la forme :

$$\frac{d\sigma_{coh}}{d\theta} = \frac{r_0^2}{2} (1 + \cos^2 \theta) [F(x, Z)]^2 2\pi \sin \theta \quad (1.4)$$

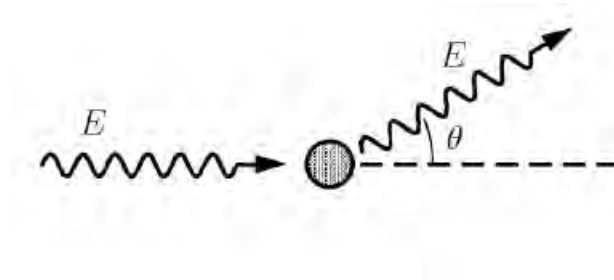


FIG. 1.2 : *Illustration de la diffusion Rayleigh.*

Où θ est l'angle formant le photon dispersé (voir Figure 1.2). $F(x;Z)$ est le facteur de forme atomique, qui varie en fonction de Z (pour $\theta = 0$) à 0 (pour $\theta \geq \pi$).

1.3.1.3 L'Effet photoélectrique

Dans le processus d'absorption photoélectrique, qui contribue significativement dans la dose absorbée en radiothérapie, un photon incident est absorbé par un atome. De l'un des orbitaux atomiques sort un électron avec une énergie cinétique T .

$$T = h\nu - E_b \quad (1.5)$$

$h\nu$ est l'énergie du photon incident et E_b est l'énergie de liaison de l'électron atomique. Le processus ne peut pas être trouvé avec un électron libre, l'atome est nécessaire pour conserver la quantité de mouvement. La masse de l'atome étant relativement lourde, l'énergie transférée à l'atome est négligeable (Figure 1.3).

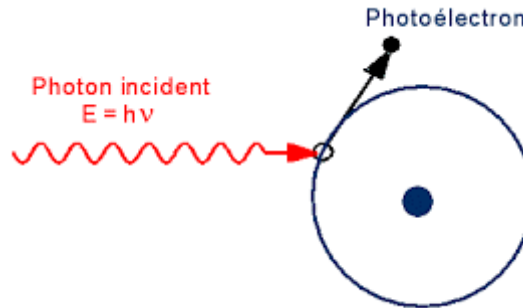


FIG. 1.3 : *Représentation schématique de l'effet photoélectrique.*

La section efficace d'absorption photoélectrique augmente significativement au fur et à mesure que l'énergie du photon diminue. Le graphique de la section efficace montre une série de discontinuités pour des énergies correspondant aux énergies de liaison des électrons dans les orbitales atomiques. Ces discontinuités sont connues comme des pics d'absorption, au-dessous desquels le photon n'a pas assez d'énergie pour libérer l'électron de son orbite.

A des énergies juste au-dessus du pic, le photon possède suffisamment d'énergie pour libérer l'électron, et donc la section efficace augmente brusquement puisque le nombre d'électrons qui peuvent prendre part au processus d'absorption augmente. Plus l'énergie

de liaison est importante, plus la section efficace des pics d'absorption augmente. Au-dessus du pic d'absorption K, la section efficace en fonction de l'énergie photonique et du nombre atomique est donnée approximativement par :

$$\sigma_{fe} = \frac{KZ^4}{(h\nu)^3} \quad (1.6)$$

L'équation(1.6) met en évidence le fort impact de ce processus à faible énergie photonique, en particulier sur les nombres atomiques élevés. C'est pourquoi les os provoquent une forte atténuation du faisceau sur les rayons X d'organe mou. Après l'absorption photoélectrique, un trou se produit dans l'orbite atomique. Ce trou est immédiatement occupé par un électron d'un orbital plus externe. L'énergie libérée équivaut à la différence des énergies de liaison d'un électron sur chaque orbite, et est produite par émission d'un photon ou d'un électron.

Le photon est connu sous le nom de rayons X caractéristiques, car son énergie est déterminée par le nombre atomique et les orbitaux impliqués dans le processus. Les rayons X sont émis sous forme d'isotropes, et à des énergies immédiatement supérieures au pic d'absorption peuvent porter une fraction significative de l'énergie du photon incident. Ils auront une section d'absorption efficace inférieure à celle du photon primaire, car leur énergie sera inférieure à celle du pic d'absorption. Les électrons émis après la réorganisation des électrons sont connus sous le nom d'électrons Auger, qui sont également émis sous forme isotrope. L'énergie cinétique d'un électron Auger est égale à l'énergie libérée dans la transition moins l'énergie de liaison. La probabilité d'émission de rayons X caractéristiques est connue comme performance de fluorescence, Ω , laissant ainsi une probabilité $1 - \Omega$ pour l'émission d'un électron Auger. Les performances en fluorescence sont élevées lorsqu'un vide dans l'orbital K est rempli d'un matériau ayant un nombre atomique élevé et décroît sensiblement au fur et à mesure que l'énergie de liaison des électrons diminue dans l'orbite où le creux est produit. Lorsque le vide est rempli, un ou deux trous supplémentaires sont créés dans des orbites externes, suivant ainsi une cascade d'événements qui peuvent laisser l'atome à un niveau d'ionisation élevé, en particulier après l'éjection d'un électron d'un orbital K dans un atome avec un nombre atomique élevé.

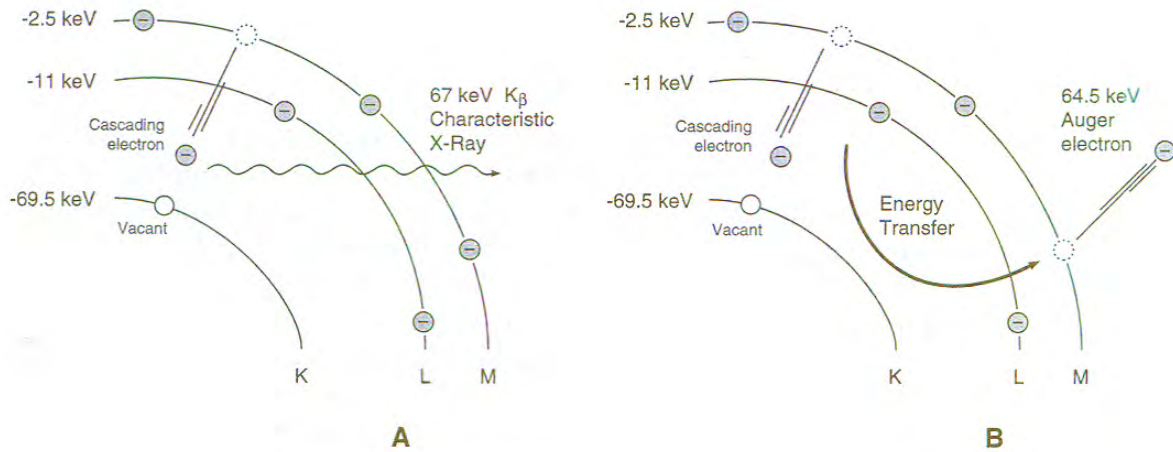


FIG. 1.4 : Représentation schématique du cascade d'électrons.

1.3.1.4 Interaction Compton et Processus de Dispersion

Dans un processus de dispersion, le photon change la direction de son mouvement. Si son énergie diminue, la dispersion est désignée comme incohérente. Celle-ci peut également être produite sans perte d'énergie et est alors appelée dispersion cohérente. Les termes de dispersion élastique ou Rayleigh sont également utilisés pour désigner ce procédé. Pour les énergies photoniques qui dépassent considérablement les énergies de liaison des électrons atomiques, on décrit généralement la cinétique du processus de dispersion en considérant l'électron cible comme un électron libre et au repos au moment de la collision. Dans ce cas, la dispersion est incohérente car le photon perd de l'énergie lorsqu'il est dispersé. Le photon peut alors être dispersé par des électrons attachés (dispersion incohérente) ou par tous les électrons liés ensemble (dispersion cohérente). Dans ce dernier cas, tout l'atome prend part au processus de dispersion en ce qui concerne la conservation de la quantité de mouvement (Figure 1.5).

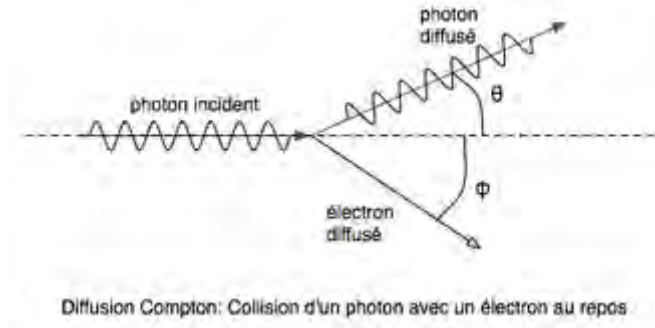


FIG. 1.5 : Représentation schématique du phénomène de la diffusion Compton.

1.3.1.4.1 Dispersion incohérente - Compton par électrons libres Dans la dispersion incohérente, le photon transfère une partie de son énergie à l'électron atomique qui est expulsé de l'orbite. Le processus a été décrit pour la première fois par Compton, qui a considéré l'électron comme libre et au repos au moment de la collision. Le processus décrit par cette approche est appelé la dispersion Compton. Le photon incident avec énergie ($h\nu$) est dispersé avec un angle θ (angle de dispersion). L'énergie ($h\nu'$) du photon dispersé est donnée par l'équation Compton :

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \beta(1 - \cos \theta)} \quad (1.7)$$

Où $\beta = (h\nu)/(m_0c^2)$ et m_0 est la masse au repos de l'électron. L'équation (1.7) montre que le photon ne perd pas d'énergie lorsqu'il est dispersé dans la même direction ($\theta = 0$). Pour une dispersion avec un angle de 180° (dispersion vers l'arrière), le photon perd la plus grande fraction de son énergie. Cette fraction augmente à mesure que l'énergie du photon augmente. Pour les photons à faible énergie, l'énergie transférée est faible, mais des chutes à haute énergie produisent un transfert presque complet. L'angle entre les directions du photon incident et de l'électron est donné par :

$$\cot \Phi = (1 + \beta) \tan \frac{\theta}{2} \quad (1.8)$$

La section efficace pour l'effet Compton porte le nom de Klein et Nishina, qui ont été les premiers à formuler une expression pour en déterminer la valeur. La section efficace différentiel Klein-Nishina par électron est donnée, après une série de combinaisons et d'approximations, par :

$$\sigma_S = \pi r_e^2 \left[\frac{\ln 1 + 2\alpha}{\alpha^3} + \frac{2(2\alpha^3 - 3\alpha - 1)}{\alpha^2(1 + 2\alpha)^2} + \frac{8\alpha^2}{3(1 + 2\alpha)^3} \right] \quad (1.9)$$

Pour les photons à faible énergies la distribution angulaire de la dispersion Compton est pratiquement symétrique sur $\theta = 0$. À mesure que l'énergie augmente, les photons sont de plus en plus dispersés dans la direction initiale et une fraction croissante de l'énergie est transférée à l'électron Compton. A 0,01 MeV seulement 1,87% de l'énergie du photon est converti en énergie cinétique de l'électron. Cette fraction passe à 50% à 1,7 MeV et atteint 79,4% à 100 MeV. Ce Processus est l'effet le plus dominant dans la dosimétrie en radiothérapie d'où son influence sur la difficulté de calcul de la dose en radiothérapie.

1.3.1.4.2 Dispersion cohérente Dans la dispersion cohérente, le photon est dispersé collectivement par tous les électrons de l'atome. Essentiellement, il n'y a pas de perte d'énergie de sa part en transférant la quantité de mouvements x à l'atome dans sa dispersion avec un angle θ . La dispersion de différents électrons se produit en phase et la réfraction angulaire résultante est déterminée par un schéma d'interférence caractéristique du nombre atomique de l'atome. La section efficace différentielle pour une dispersion cohérente est obtenue comme produit de la section efficace différentielle de dispersion Thompson et du facteur de forme atomique élevé au carré :

$$\frac{d\sigma_{coh}(\theta)}{d\Omega} = \frac{d\sigma_{Th}(\theta)}{d\Omega} F^2(x, Z) \quad (1.10)$$

Le facteur de forme augmente à mesure que x décroît. En conséquence, la fonction de dispersion incohérente S diminue et compense-en quelque sorte l'augmentation de F . Dans l'hydrogène par un seul électron atomique, la compensation est exacte, et $S(x, 1) + F^2(x, 1) = 1$ pour toutes les valeurs de x . Dans les milieux avec un nombre atomique plus élevé, pour de petites valeurs de x , la dispersion cohérente compense plus que de loin la faible dispersion incohérente. A faibles énergies photoniques, x se rapproche de zéro dans tous les angles de dispersion, et la section efficace totale pour une dispersion cohérente est :

$$\sigma_{coh} \cong e\sigma_{Th}Z^2 \quad (1.11)$$

A des énergies élevées, x augmente et F est petit pour une grande partie de la gamme énergétique. La section efficace diminue alors au fur et à mesure que l'énergie augmente, approximativement comme suit :

$$\sigma_{coh} \equiv (h\nu)^2 \quad (1.12)$$

1.3.1.5 Production des paires

Si un photon ayant une énergie supérieure à un seuil de 1.022 MeV, soit deux fois la masse au repos d'un électron, traverse le champ d'un noyau atomique, il peut être absorbé pour créer un couple électron-positron (Figure 1.6).

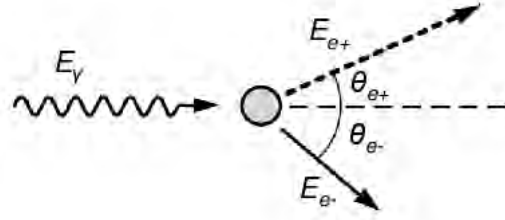


FIG. 1.6 : Représentation schématique du phénomène de production de paires.

Ce processus est connu sous le nom de production de paires, et qui a un effet mineur en dosimétrie radio thérapeutique à cause de l'énergie de seuil. Si ce photon dépasse le seuil, l'excès d'énergie sera réparti entre le couple de particules comme énergie cinétique.

$$h\nu - 1.022 = E_{e+} + E_{e-} \quad (1.13)$$

Le positron créé à la suite de ce processus perdra son énergie en se déplaçant dans le milieu de la même manière que les particules chargées, augmentant leur section efficace d'interaction. Enfin, celui-ci sera combiné avec un électron libre en orbite autour d'un centre de masse commun pendant un court laps de temps (positronium) et finira par s'annihiler dans un processus connu sous le nom d'annihilation de paires. Il en résultera deux photons de 0.511 MeV chacun, qui sortiront dans des directions opposées en raison de la conservation de la quantité de mouvement. Parce que la production de paires résulte de l'interaction d'un photon avec le champ du noyau, la probabilité de ce processus augmente rapidement avec le nombre atomique. Le coefficient d'atténuation varie en Z^2 par atome ou en Z par électron.

1.3.2 Interaction des électrons avec la matière

Les électrons interagissent avec les autres électrons du milieu, et avec les noyaux atomiques, principalement à travers le champ électrostatique. En raison de ce type d'interaction, qui se produit en continu, les électrons perdent progressivement leur énergie (un électron de 1 MeV d'énergie peut interagir 10^5 fois avant de perdre toute son énergie). Lorsque les électrons interagissent avec d'autres électrons, produisent des ionisations et des excitations. En interagissant avec le champ coulombien des noyaux atomiques, ils produisent des collisions radiatives. Dans ces processus, ils subissent de brusques changements de trajectoires. Les principales interactions en dosimétrie des particules chargées sont décrites ci-après. Regroupées en quatre catégories [12,13] : "Dispersion inélastique", "Dispersion avec les électrons atomiques", "Dispersion élastique", "Émission de Bremsstrahlung".

1.3.2.1 Dispersion inélastique des électrons atomiques (collisions douces)

Lorsque les électrons passent relativement près d'un atome, ils peuvent interagir avec celui-ci de manière à provoquer des excitations aux niveaux électroniques et parfois aussi des ionisations.

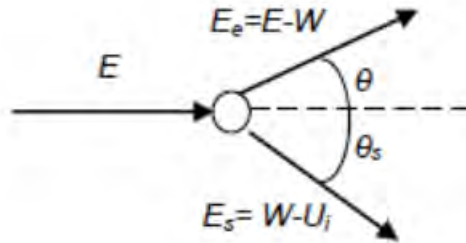


FIG. 1.7 : Représentation schématique du phénomène de la dispersion inélastique des électrons.

Dans ce processus, la fraction d'énergie perdue par l'électron incident est généralement très faible. C'est le type d'interaction le plus probable, ce qui fait qu'environ la moitié de l'énergie déposée par l'électron est par des collisions douces. Les dispersions inélastiques se produisent lorsque la trajectoire des électrons est relativement éloignée de l'atome et l'interaction se produit il réalise tout l'atome comme un ensemble (Figure 1.7). Un électron à haut énergie interagit avec un électron d'un atome et l'éjecte de son orbite (ionisation), réduisant ainsi l'énergie du premier électron et la cédant au second électron. Les deux électrons peuvent répéter le processus jusqu'à ce que la quantité d'énergie pour chaque électron soit inférieure au seuil fixé dans la simulation.

Ces électrons à faible énergie (ions négatifs) réagiront éventuellement avec des atomes produisant ce qu'on appelle une ionisation secondaire. Dans ce cas, les atomes ne sont pas ionisés, mais les électrons orbitaux sont fournis avec un petit excès d'énergie qui finit par céder sous une forme de rayonnement électromagnétique à très faible énergie. Pour des énergies basses et intermédiaires (énergies non relativistes) les mécanismes dominants pour la perte d'énergie des particules chargées incidents, en particulier électrons (ou positrons), sont les collisions inélastiques, qui peuvent être de type excitations électroniques ou des ionisations dans le milieu.

1.3.2.2 Dispersion avec les électrons atomiques (collisions fortes)

La collision élastique est une dispersion de l'électron incident due au champ électrostatique du noyau de la cible (Figure 1.8).

Lorsqu'un électron entre en collision élastiquement, il ne se produit aucune perte d'énergie, ni émission de rayons X, ni excitation de l'atome. L'électron est simplement brusquement dévié de sa trajectoire initiale, ce qui fait que les électrons ont généralement une trajectoire aussi discontinue.

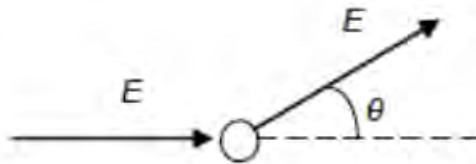


FIG. 1.8 : Représentation schématique du phénomène de la collision élastique.

1.3.2.3 Effet Bemsstrahlung

Lorsque les trajectoires sont plus proches du noyau, les particules incidentes subissent de forts changements de direction lors de l'interaction du champ électrostatique (la charge positive du noyau agit sur la charge négative d'électron).

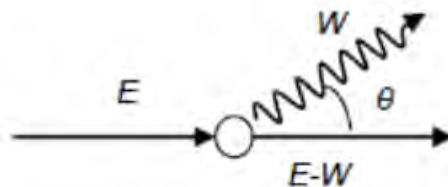


FIG. 1.9 : Représentation schématique du phénomène du rayonnement de freinage.

L'électron est attiré vers le noyau en déviant de sa trajectoire initiale, qui émet à l'origine de l'énergie par rayonnement électromagnétique (photons) appelé rayonnement de freinage ou Bemsstrahlung (Figure 1.9). (Accélération, décélération, déflexions) de particules qui interagissent électrostatiquement avec le champ Coulombien, émet des radiations de freinage ou Bemsstrahlung. Dans ce type d'événement, la particule chargée incidente avec énergie cinétique E produit même photon avec énergie W , qui peut varier entre 0 et une valeur maximale E_{max} .

1.3.2.4 Annihilation électron-positron

Le processus d'annihilation implique la conversion de l'énergie totale d'un positron et d'un électron en deux photons gamma.

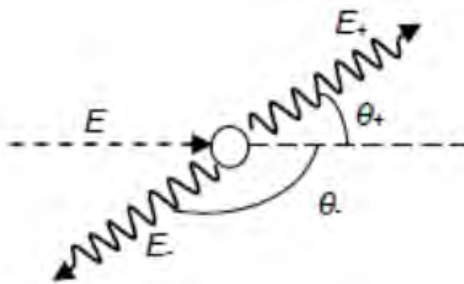


FIG. 1.10 : Représentation schématique du phénomène de l'annihilation électron-positron.

Il s'agit d'un processus très improbable (moins de 1 %). En raison de la conservation de l'énergie, les photons émis par la désintégration ont une énergie d'environ 0.511 MeV.

1.4 Dosimétrie d'un faisceau de photon de haute énergie

Toute planification de traitement nécessite certaines caractéristiques basées essentiellement sur le faisceau et la dosimétrie. Cette dosimétrie est caractérisée par certaines entités pour mettre en pratique ce TPS que ça soit en terme de dosimétrie absolue ou relative. La dosimétrie de rayonnement est la science de la mesure de l'effet du rayonnement ionisant sur la matière. Elle comprend le développement et la mise en œuvre d'instruments et de méthodes de mesure, y compris les codes de simulation Monte-Carlo, qui peuvent être utilisés pour une détermination quantitative de l'énergie déposée dans un milieu donné par rayonnement ionisant directement ou indirectement.

1.4.1 Caractéristiques dosimétriques d'un faisceau de photons

Les effets du rayonnement sur la matière dépendent de la nature du rayonnement, de son énergie, de son intensité et de la nature du milieu dans lequel le rayonnement interagit. Les quantités dosimétriques ont été définies pour fournir une mesure physique pouvant être corrélée avec les effets réels ou potentiels du rayonnement. Les quantités dosimétriques les plus couramment utilisées pour les applications sur la santé, le kerma dans l'air et la dose absorbée dans l'eau, sont décrites dans les sous-sections suivantes. En général, elles peuvent être exprimés comme le produit d'une quantité radiométrique multipliée par un coefficient d'interaction.

La première unité utilisée pour la mesure des doses était le Roentgen (R), créé en 1928, qui est une unité d'exposition (X). L'exposition est une mesure de l'ionisation produite par les photons dans l'air et est définie comme le rapport entre la valeur absolue de la charge totale des ions du même signe produit dans l'air (dQ) lorsque les électrons libérés par ionisation dans une masse d'air dm sont complètement arrêtés. Il s'agit d'une unité d'exposition [14].

$$X = \frac{dQ}{dm} \quad (1.14)$$

Cette unité ne pouvait être définie que pour les rayons X, mais elle devait être corrigée en fonction de l'énergie et du milieu à irradier pour les photons à haute énergie, les électrons et d'autres particules, ce qui l'a rapidement remplacée. La dose absorbée sert à mesurer les effets biologiques produits par tous les types de rayonnements ionisants, y compris les particules chargées, non chargées, en tous les matériaux et les énergies. Il est défini comme le rapport entre l'énergie moyenne $\Delta\bar{E}$ déposée par les rayonnements ionisants dans une matière de masse $\rho\Delta V$, où ΔV est très faible, c'est-à-dire :

$$\lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\Delta\bar{E}}{\rho\Delta V} \quad (1.15)$$

1.4.1.1 KERMA

La quantité de « KERMA » (acronyme de Kinetic Energy Released per unit MAss), K , caractérise l'énergie transférée à un matériau donné par un faisceau de rayonnement indirectement ionisant (photons ou neutrons). C'est le quotient de la somme des énergies cinétiques initiales, dE_{tr} , de toutes les particules chargées libérées par des particules non chargées (photons dans notre cas) dans une masse de matière, dm , (air dans notre cas, et donc vient le nom, KERMA de l'air, K_{air}). L'unité de KERMA est $J.kg^{-1}$, appelé gray (Gy), où 1 Gy est égal à 1 $J.kg^{-1}$.

$$K = \frac{dE_{tr}}{dm} \quad (1.16)$$

Le KERMA peut être dépensé de deux façons distinctes. Le premier est le KERMA de collision, K_{col} , qui correspond à la partie de l'énergie initiale des particules chargées libérées qui est passée par des interactions Coulomb avec les électrons atomiques du milieu, conduisant à des ionisations et des excitations le long de leur trajectoire. Le second est appelé KERMA radiatif, K_{rad} , qui correspond à la partie de l'énergie initiale des particules chargées libérées qui est dépensée par la production de photons radiatifs, qui transportent l'énergie loin de leur piste. Ces photons peuvent être des photons Bemsstrahlung, des photons de fluorescence, émis après des collisions dures (knock-on), ou, après un transfert d'énergie de photon par la production de pair, la partie de l'annihilation-énergie photonique qui correspond à l'énergie cinétique du positron lorsqu'il est annihilé. Le KERMA total est donc égal à la somme de ces deux composants ($K = K_{col} + K_{rad}$). Pour un faisceau de photons qui traverse un milieu, la KERMA en un point est directement proportionnelle au flux d'énergie des photons, et est donnée par :

$$K = \Psi \left(\frac{\bar{\mu}_{tr}}{\rho} \right) \quad (1.17)$$

Où $\frac{\bar{\mu}_{tr}}{\rho}$ est le coefficient massique d'énergie transférée dans un milieu, en moyenne sur le spectre de fluence d'énergie.

1.4.1.2 Dose Absorbée

En 1950, la Commission internationale des unités et mesures de rayonnement (ICRU) a formalisé la définition de la dose absorbée (D) en termes de quantité d'énergie par unité de masse de matière irradiée au point d'intérêt. La dose absorbée est définie pour tous les types de rayonnements ionisants, y compris les particules chargées et non chargées, comme l'énergie moyenne $d\bar{\epsilon}$ transmise par unité de masse dm

$$D = \frac{d\bar{\epsilon}}{dm} \quad (1.18)$$

Pour les photons, les particules chargées secondaires libérées déposent une partie de leur énergie cinétique le long de leur trajectoire dans le volume. Ce dépôt d'énergie n'a pas lieu au même endroit que le transfert d'énergie décrit par le kerma. Cependant, à un moment donné dans le milieu, le kerma pourrait être utilisé comme approximation de la dose absorbée. À ce stade, la valeur du kerma approche celle de la dose absorbée,

à condition que l'équilibre des particules chargées (expliqué dans la section suivante) existe et que les pertes radiatives sont négligeables, c.-à-d. que le kerma et le kerma de collision peuvent être considérés comme égaux. Pour les applications cliniques (radiologie et radiothérapie), la dose de référence est évaluée dans l'eau, car il existe une connaissance précise du transport du rayonnement dans ce matériau qui permet d'obtenir des résultats précis. En outre, le corps humain, constitué à 70 % d'eau et d'une densité moyenne proche de $1.g.cm^{-3}$, présente des coefficients d'interaction de rayonnement massique similaires à ceux de l'eau, la dose à ces deux matériaux étant étroitement liée.

1.4.1.3 Relation entre le KERMA et la dose absorbée

En général, le transfert d'énergie (kerma) du faisceau de photons aux particules chargées à un endroit particulier ne conduit pas à l'absorption d'énergie par le milieu (dose absorbée) au même endroit. Ceci est dû à la plage non nulle (finie) des électrons secondaires libérés par les interactions de photons. Étant donné que les photons radiatifs s'échappent principalement du volume d'intérêt, on relie la dose absorbée habituellement au kerma de collision. En général, toutefois, le rapport entre la dose et le kerma de collision est souvent indiqué comme suit :

$$\beta = \frac{D}{K_{col}} \quad (1.19)$$

Si les photons radiatifs échappent au volume d'intérêt, on suppose que $\beta \approx 1$. La Figure 1.11 illustre la relation entre le kerma de collision et la dose absorbée dans des conditions d'équilibre des particules chargées (CPE). Comme un faisceau de photons de haute énergie pénètre dans le milieu, le kerma de collision est maximal à la surface du matériau irradié parce que la fluence de photons est la plus élevée à la surface. Initialement, la fluence des particules chargées, et donc la dose absorbée, augmente en fonction de la profondeur jusqu'à ce que la profondeur de la dose maximum Z_{max} soit atteinte. S'il n'y avait pas d'atténuation de photons ou de diffusion dans le milieu, mais pourtant la production d'électrons, une situation hypothétique, comme illustré à la figure 1.11, se produirait : la région d'accumulation (avec $\beta < 1$) est suivie d'une région de complète du CPE où $D = K_{col}.g$

Dans la situation plus réaliste, cependant, en raison de l'atténuation des photons et de la diffusion dans le milieu, une région d'équilibre des particules chargées transitoires TCPE se produit (Figure 1.12) où il existe une relation essentiellement constante entre le kerma de collision et la dose absorbée. Cette relation est pratiquement constante puisque, dans les faisceaux de photons de haute énergie, l'énergie moyenne des électrons générés ne change pas sensiblement avec la profondeur du milieu.

Dans le cas particulier où il existe un CPE vrai (à la profondeur de la dose maximale dans le milieu), la relation entre la dose absorbée D et le kerma total K est donnée par :

$$D = K_{col} = K(1 - \bar{g}) \quad (1.20)$$

Où $\bar{g}$ est la fraction radiative, en fonction de l'énergie cinétique de l'électron ; plus l'énergie est élevée, plus la fraction radiative $\bar{g}$ est grande. La fraction radiative dépend également du matériau considéré, avec des valeurs plus élevées de $\bar{g}$ pour les matériaux Z

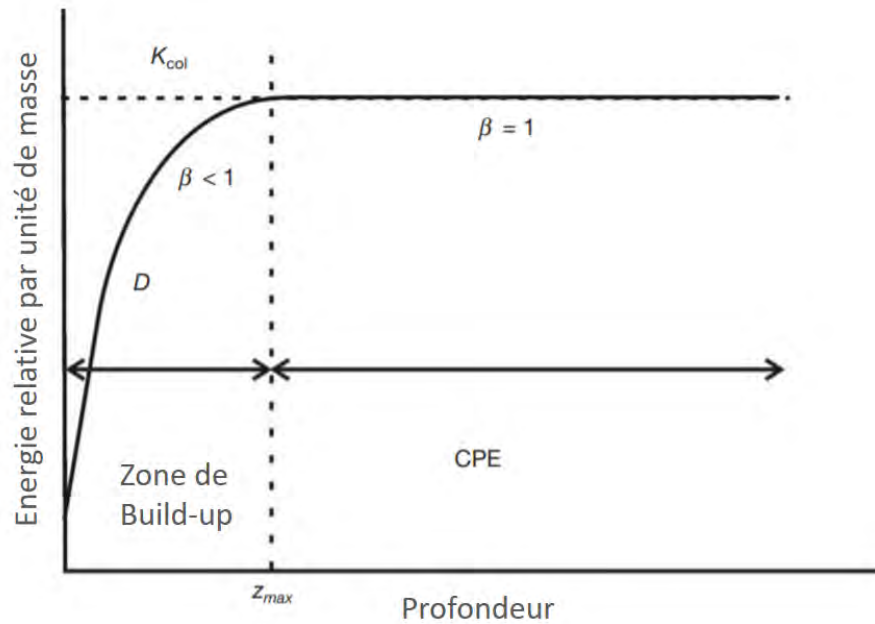


FIG. 1.11 : Relation entre le kerma et la dose absorbée sans atténuation significative du faisceau de photons dans la matière en fonction de la profondeur de la matière.

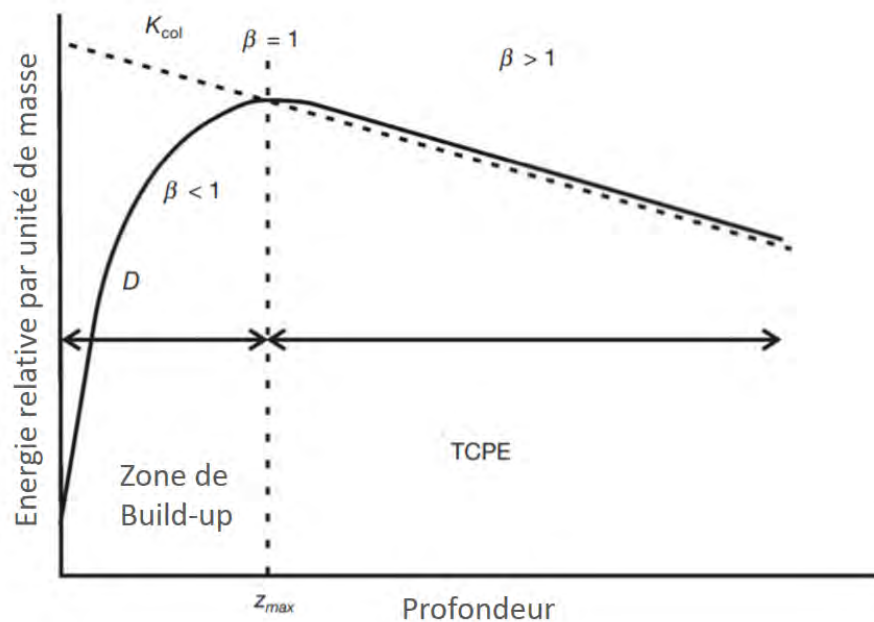


FIG. 1.12 : Relation entre le kerma et la dose absorbée avec atténuation significative du faisceau de photons dans la matière en fonction de la profondeur de la matière.

plus élevés. Pour les électrons produits par les rayons ^{60}Co dans l'air, la fraction radiative est égale à 0,0032. L'accumulation de la dose absorbée est responsable de l'effet d'épargne de la peau dans le cas de faisceaux de photons de haute énergie. Toutefois, dans la pratique, la dose à la surface est faible, mais elle n'est pas nulle en raison de la contamination des électrons dans le faisceau due aux interactions des photons dans le milieu en amont du

fantôme ou en raison des particules chargées générées dans la tête de l'accélérateur et les dispositifs de modification du faisceau.

1.4.1.4 Loi d'inverse carré

En radiothérapie externe par faisceau de photons, comme décrit précédemment la source de photons primaire est située à la cible d'un nombre atomique élevé, où les électrons incidents, entraînant l'émission de photons Bremsstrahlung. On suppose souvent que cette source est une source ponctuelle, irradiant dans toutes les directions vers le bas à partir de la cible, mais avec une distribution directionnelle dirigée vers l'avant. Le système de collimation incorporé dans la tête de traitement forme ensuite le rayonnement en un faisceau divergent avec une forme transversale bien définie, mais éventuellement irrégulière. Une section transversale avec la zone A à distance f_a de la source ponctuelle est géométriquement liée à une zone B à distance f_b comme suit :

$$\frac{A}{B} = \frac{f_b^2}{f_a^2} \quad (1.21)$$

Le nombre de photons émis par la source de photons qui traversent la zone A, c.-à-d. la fluence de photons, est indiquée par ϕ_a . Si aucune interaction ne se produit dans l'air entre les plans situés à f_a et f_b , le même nombre de photons traversent les deux zones. Par conséquent, l'égalité suivante s'applique :

$$\frac{\phi_A}{\phi_B} = \frac{f_a^2}{f_b^2} \quad (1.22)$$

L'équation (1.22) implique qu'en l'absence d'atténuation, la fluence des photons est inversement proportionnelle au carré de la distance par rapport à la source. La même relation s'applique également pour la fluence d'énergie ψ . Cette loi carrée inverse est largement utilisée dans les calculs de dose, lorsque la distance du point de calcul de la source est modifiée.

1.4.1.5 Facteur d'ouverture du collimateur (FOC)

La forme des faisceaux de rayonnement utilisés en radiothérapie est classée en quatre groupes : carrés, rectangulaires, circulaires et irréguliers. Les deux premiers types sont produits en utilisant les mâchoires qui se trouvent sur la tête du Linac, les champs circulaires sont générés avec des collimateurs spéciaux qui sont assemblés à la tête du Linac et les champs irréguliers sont formés avec des blocs (ou aussi appelés protections) personnalisés pour chaque patient ou avec des collimateurs multi lames (MLC). Pour tout champ arbitraire de rayonnement on peut trouver son champ carré équivalent, de sorte que le champ arbitraire peut être caractérisé avec les mêmes paramètres dosimétriques que son champ équivalent. Un champ rectangulaire arbitraire de côtés a et b peut être équivalent à un champ carré de côté a_{eq} , s'ils ont la même surface ou le même périmètre [15] :

$$a_{eq} = \frac{2ab}{a+b} \quad (1.23)$$

Parce que dans de nombreuses situations cliniques la taille de champ, carré, utilisé dans l'étalonnage du Linac ne correspond pas à celui utilisé dans le traitement, le facteur d'ouverture du collimateur FOC est défini comme le quotient de la dose absorbée en Z_{max} pour la taille de champ A utilisée dans le traitement, $D(Z_{max}, A)$, et la dose absorbée en Z_{max} pour la taille de champ de référence, $D(Z_{max}, 10 \times 10)$, normalement 10 cm x 10 cm :

$$FOC = \frac{D(Z_{max}, A)}{D(Z_{max}, 10 \times 10)} \quad (1.24)$$

1.4.2 Distribution de la dose en profondeur sur l'axe du faisceau

Il est nécessaire d'introduire les notions de diffusion, de rétrodiffusion, d'équilibre électronique, de dose à l'entrée, de rendement en profondeur et de profil de dose, Pour comprendre la distribution de la dose dans un milieu et sa variation en fonction de l'énergie des photons et de la taille du champ d'irradiation.

1.4.2.1 La diffusion dans le milieu

L'interaction des photons incidents ou primaires avec le milieu irradié génère par effet Compton la diffusion des photons ou photons secondaires. La diffusion est liée à l'énergie du faisceau de photons, aux dimensions du volume diffusant et à la profondeur étudiée. La diffusion diminue lorsque l'énergie des photons primaires augmente. Le nombre de photons diffusés croît avec le volume irradié donc avec les dimensions du champ d'irradiation. Avec la profondeur le nombre de photons diffusés augmente jusqu'à un maximum puis décroît. La proportion des photons diffusés par rapport aux photons primaires augmente avec la profondeur.

1.4.2.2 La rétrodiffusion

La rétrodiffusion correspond aux photons rétrodiffusés, c'est à dire aux photons secondaires dont la direction de propagation est opposée à celle des photons primaires. A la surface d'entrée d'un milieu, le nombre de photons rétrodiffusés est plus important que le nombre de photons diffusés. En revanche, en profondeur la diffusion est bien plus importante que la rétrodiffusion. De manière similaire à la diffusion, la rétrodiffusion augmente avec la taille du champ d'irradiation et l'épaisseur du milieu, et elle diminue quand l'énergie augmente.

1.4.2.3 L'équilibre électronique

En chaque point de milieu, 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 et la dose déposée est maximale. Après ce maximum, la dose décroît car le flux des électrons secondaires diminue parallèlement au flux des photons qui s'atténue en profondeur. La profondeur à laquelle l'équilibre électronique est atteint augmente avec l'énergie du faisceau de photons car plus ils sont énergétiques, plus le parcours des électrons secondaires est grand.

1.4.2.4 La dose à l'entrée

La dose à l'entrée est la dose absorbée dans les premiers millimètres de milieu traversés par le faisceau de photons. Elle dépend en grande partie du flux d'électrons secondaires provenant du collimateur et des accessoires. Ce flux est d'autant plus important que la distance du collimateur à la peau est faible et que l'ouverture du collimateur est grande. La dose à l'entrée est due également à la diffusion des photons dans l'air et par le collimateur.

1.4.2.5 Rendement en profondeur (PDD)

La dose absorbée dans le corps du patient (ou dans un fantôme) varie avec la profondeur. Cette variation dépend de plusieurs facteurs, tels que l'énergie du faisceau, la taille du champ à la surface du fantôme et la distance entre la source de rayonnement et le point de mesure (SSD). Une étape essentielle dans le commissionnement des faisceaux de traitement est de trouver la variation de la dose à différentes profondeurs le long de l'axe du faisceau. Une façon de caractériser cette variation est de normaliser la dose absorbée à une certaine profondeur Z par rapport à la dose maximale qui se produit à une profondeur Z_{max} . Le rendement en profondeur (PDD) est alors défini comme le rapport, exprimé en pourcentage, de la dose absorbée, D_z , à un point P_2 à une certaine profondeur, Z , et la dose maximale absorbée D_{max} qui se produit à un point P_1 à une profondeur, Z_{max} , comme le montre l'équation (1.25). La Figure 1.13 montre la géométrie mentionnée dans la définition des PDD.

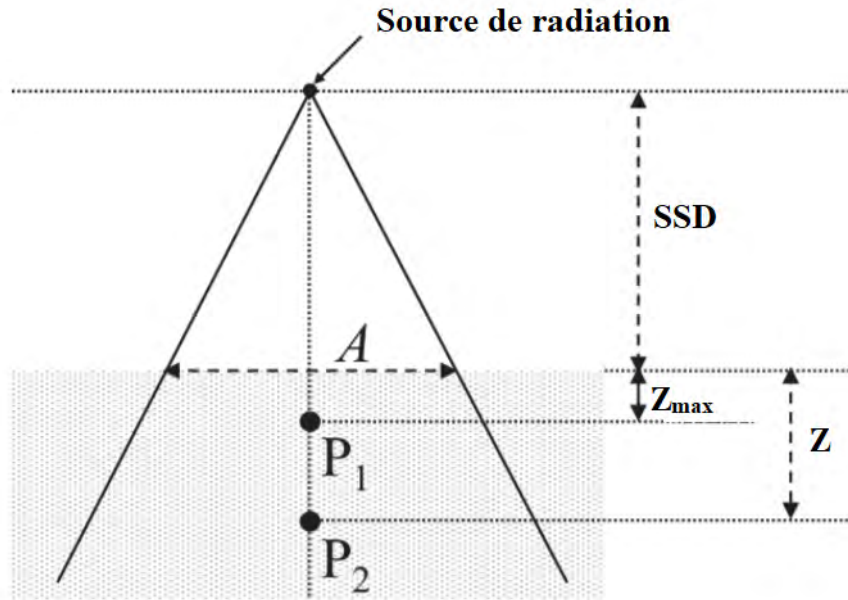


FIG. 1.13 : Schéma de la dose en rendement en profondeur (PDD). Le PDD au point P_2 est définie comme le quotient de la dose absorbée au point P_2 et de la dose absorbée au point P_1 .

$$PDD = \left(\frac{D_z}{D_{z_{max}}} \right) 100\% \quad (1.25)$$

Quand on affiche la dose relative en fonction de la profondeur du fantôme, on dit qu'on obtient une courbe de PDD. La Figure 1.14 montre une courbe typique de PDD d'un faisceau de photons et d'un faisceau d'électrons.

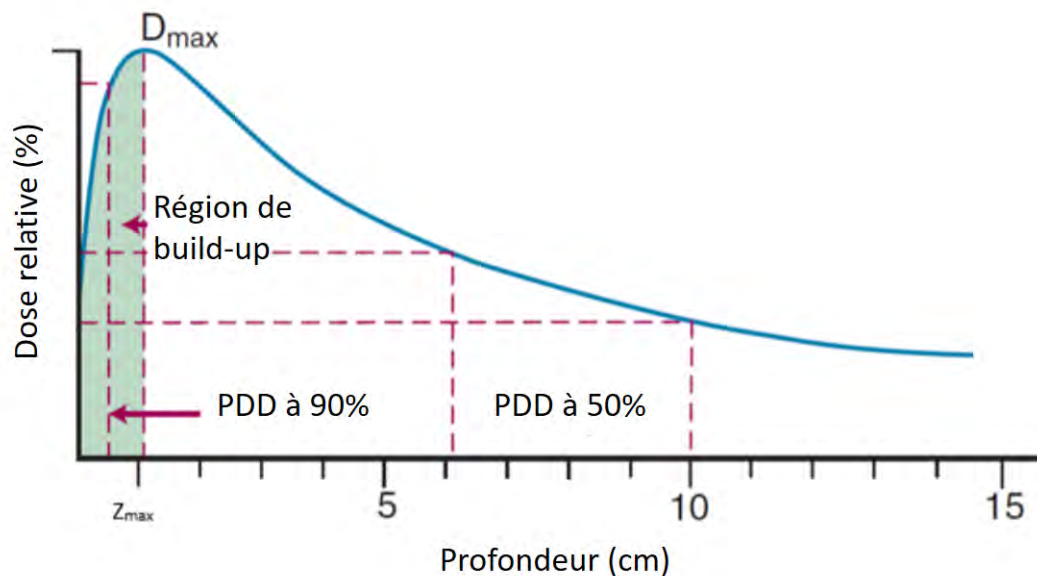


FIG. 1.14 : Courbe PDD d'un faisceau photon.

Les régions caractéristiques d'une courbe de PDD d'un faisceau de photons sont [16] :
 Dose superficielle : La dose absorbée à la surface ($Z=0\text{cm}$) du fantôme (ou patient) est différente de zéro. Point de la dose maximale absorbée (D_{max}) : C'est le point à une profondeur Z_{max} dans l'axe du faisceau où se produit la dose maximale absorbée. Il est utilisé en clinique comme dose de référence. Région d'accumulation (ou de build-up en anglais) : Les faisceaux de photons (et d'électrons), de méga-voltage, utilisés en radiothérapie présentent un phénomène dans lequel la dose est relativement faible en surface, du milieu avec lequel il interagit, mais augmente rapidement, en augmentant la profondeur, jusqu'à atteindre un maximum, puis commence à décroître de façon exponentielle. La région d'augmentation rapide de la dose sur la courbe de PDD, qui va de la surface à la profondeur Z_{max} , où se produit le maximum de dose, est appelée région d'accumulation (ou de build-up en anglais). L'effet de build-up est dû au fait que dans les premiers millimètres de profondeur le nombre total d'électrons secondaires produits, par l'interaction du rayonnement ionisant avec la matière et par l'interaction des mêmes électrons secondaires avec d'autres électrons, est supérieur au nombre total d'électrons atteignant le repos, en raison des effets d'atténuation, de dispersion et d'interaction avec d'autres électrons ou noyaux atomiques. Ensuite, le point d'ionisation maximale (ou maximum de dose D_{max}) se produit quand un nombre d'électrons secondaires produits sont en équilibre et du nombre d'électrons atteignant le repos. Après le point D_{max} commence le déclin exponentiel de l'ionisation, parce que maintenant le nombre d'électrons qui atteignent le repos est supérieur au nombre d'électrons secondaires produits.

La largeur de la région de build-up dépend de l'énergie du faisceau de rayonnement ionisant, qui dans le cas des photons régit également le type d'interactions, et la portée maximale des électrons secondaires. À plus grande énergie du faisceau plus large de la région du build-up, parce que la portée des électrons secondaires est plus grande.

1.4.3 Dose dans un plan perpendiculaire à l'axe du faisceau

La distribution de dose absorbée sur l'axe du faisceau de traitement ne fournit qu'une partie des informations nécessaires pour garantir une exactitude suffisante au moment de l'administration de la dose prescrite par le médecin traitant. L'autre partie de l'information est fournie par la distribution de la dose en dehors de l'axe du faisceau.

1.4.3.1 Profil de dose

La distribution de la dose en dehors de l'axe du faisceau est obtenue en mesurant l'ionisation (ou dose absorbée) le long d'une ligne perpendiculaire à l'axe du faisceau, généralement à une profondeur de 10 cm et à la profondeur Z_{max} . Ensuite, les mesures sont normalisées à D_{10cm} ou à D_{max} , exprimées en pourcentage et affichées en fonction de la distance entre l'axe du faisceau et le point de mesure. La Figure 1.15 montre une courbe typique de la distribution de l'ionisation (ou dose absorbée) en dehors de l'axe du faisceau, qui, comme une courbe de PDD, est obtenue à partir de mesures effectuées à l'aide d'une chambre d'ionisation.

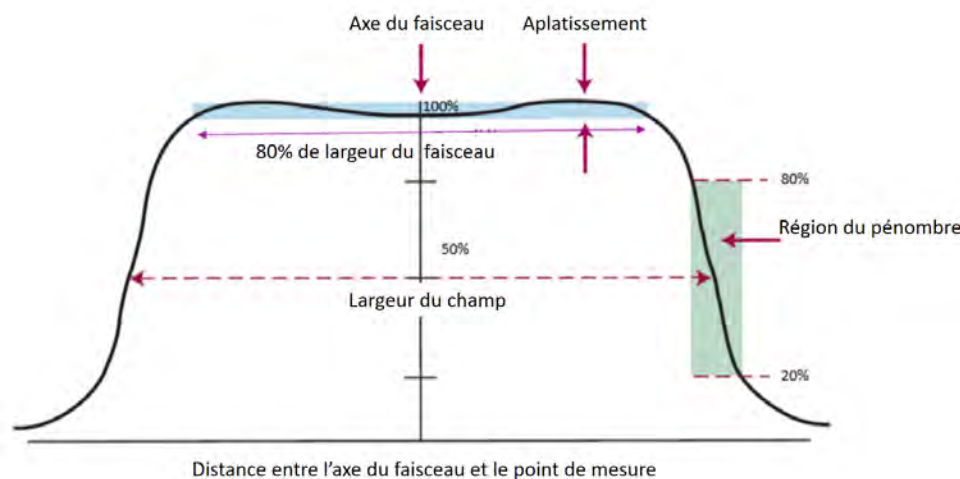


FIG. 1.15 : Courbe du profil de dose pour un faisceau d'électron de 6 MeV.

Sur une courbe typique de la distribution de la dose absorbée en dehors de l'axe du faisceau, pour les faisceaux de photons et d'électrons, on distingue les régions caractéristiques suivantes : Région centrale : Représente la partie de la courbe qui est affectée par l'énergie du faisceau de traitement, le numéro atomique et la forme du cône égalisateur.

Région pénombre : c'est la zone où la dose décroît rapidement comprise entre 80 % et 20 %. Aussi appelé bord du faisceau, parce que la largeur du champ est définie comme la distance entre les points où le pourcentage de dose tombe à 50 %.

Les paramètres qui quantifient l'uniformité du faisceau de traitement sont l'aplatissement et la symétrie, qui sont obtenus à partir d'une courbe de distribution de la dose en dehors de l'axe du faisceau. L'aplatissement, F , du faisceau est défini comme la variation de la dose absorbée, dans la région centrale, dans une plage de 80 % de la largeur de champ, comme le montre la Figure 1.15. Pour calculer F on a besoin de la dose absorbée

maximal D_{max} , et minimal D_{min} [15,17]

$$F = \frac{D_{max} - D_{min}}{D_{max} + D_{min}} 100\% \quad (1.26)$$

Dans le cas de faisceaux de traitement d'électrons et de photons générés avec Linac, il est spécifié que le faisceau, F, doit être inférieur à 3 %, mesuré avec un SSD=100cm et à la profondeur de 10 cm ou de Z_{max} [15,17]. La symétrie S du faisceau est définie comme la variation de la dose en deux points, dans la région centrale, situés symétriquement par rapport à l'axe du faisceau. Cette variation doit être inférieure à 2 %, mesurée avec un SSD=100 cm et à la profondeur de Z_{max} [15,17]. Si un système de coordination d'origine est placé dans l'isocentre, dans lequel l'axe du faisceau est situé dans la direction Z. Il est nécessaire d'obtenir des courbes de distribution de dose en dehors de l'axe du faisceau dans la direction X (appelée par convention crossline) comme dans la direction Y (appelée par convention inline) dans le but de connaître la symétrie et l'aplatissement dans les deux directions.

1.4.4 Formalisme de calcul des unités moniteurs (UM)

Pour contrôler la dose administrée pendant le traitement de radiothérapie, il est nécessaire d'utiliser le concept d'unités monitrices (UM). Comme indiqué précédemment, il n'existe pas nécessairement de correspondance un à un entre l'unité de surveillance et la dose absorbée, mais il est courant d'étalonner le Linac, à condition qu'un UM corresponde à 1 cGy, dans les conditions de référence mais en obtenant la dose absorbée à la profondeur Z_{max} .

Cependant, les conditions de traitement diffèrent de celles d'étalonnage en ce qui concerne la géométrie, l'inhomogénéité des tissus, la distance, la profondeur et la taille du champ de traitement, Il est donc nécessaire de calculer les UM nécessaire pour administrer la dose prescrite, par le médecin traitant, dans les conditions spécifiques de traitement. Toute erreurs dans la mesures de ces entités entraînera des erreurs en terme de la dose que ça soit un surdosage ou un sous-dosage. Le nombre d'unités moniteur, UM, est alors défini comme le rapport entre la dose prescrite, D_p en cGy, et la performance du Linac dans les conditions de traitement, D_{trait} en cGy/UM, comme le montre l'équation (1.27) [18].

$$UM = \frac{D_p}{D_{trait}} \quad (1.27)$$

En général, D_{trait} est égal au produit du facteur d'étalonnage du Linac, D_r , et un certain nombre de facteurs de correction qui tiennent compte des différences existant entre les conditions de référence et de traitement. Par conséquent, lorsque l'on a un seul faisceau de traitement avec un SSD = 100 cm, l'équation (1.28) est prise en compte dans le calcul des UM [15].

$$UM = \frac{D_p}{D_r \cdot FOC \cdot PDD} \quad (1.28)$$

Où : D_p C'est la dose prescrite en cGy. D_r Facteur d'étalonnage : Comme mentionné ci-dessus, il est égal à 1 cGy/MU. FOC est le facteur d'ouverture du collimateur : Ce facteur tient compte de la différence entre la taille du champ carré utilisé pour l'étalonnage et celle utilisée pour le traitement. Il contient également des informations sur la dispersion du collimateur et du fantôme d'eau. PDD c'est le pourcentage minimal de dose, recommandé par l'ICRU, qui vise à couvrir le volume tumoral.

1.5 Détermination de la dose sur l'axe d'un faisceau de photon de haute énergie

Dans le cadre de la présente thèse, il a été nécessaire d'effectuer certaines validations expérimentales de distributions de dose préalablement calculées à l'aide des méthodes de Monte Carlo. Les mesures de la dose absorbée ont été effectuées à l'aide des dosimètres. Il s'agit de dispositifs dans lesquels la dose absorbée, exprimée en son volume sensible par rayonnement ionisant, produit un changement mesurable de ses propriétés, comme par exemple une modification de la charge mesurée (chambres d'ionisation), de la puissance lumineuse mesurée (DTL) ou d'une réaction chimique visible (film photographique), entre autres. Deux types de dosimètres différents ont été utilisés pour effectuer les mesures dans les présentes études. Les caractéristiques et l'utilisation de ces dosimètres sont brièvement décrites ci-dessous.

1.5.1 Détermination de la dose sur l'axe pour les grandes tailles de champs

Les chambres d'ionisation sont devenues le dosimètre standard pour la dosimétrie clinique en raison de leur stabilité à long terme, de leur grande précision, de leur affichage direct et de leur relative facilité d'utilisation. En règle générale, une chambre d'ionisation utilisée pour la dosimétrie clinique consiste en une mince paroi de matière telle que le graphite entourant un petit volume d'air bien connu (Figure 1.16).

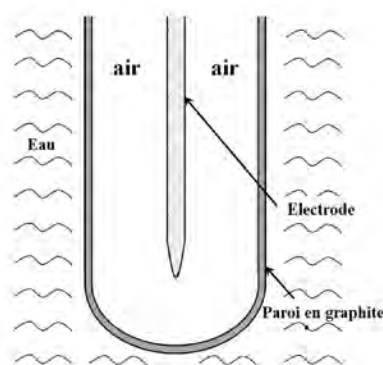


FIG. 1.16 : Schéma d'une chambre d'ionisation émergée dans l'eau, qui illustre la situation dans une mesure de dose avec une chambre d'ionisation.

Le passage du rayonnement dans l'air provoque l'ionisation, résultant en paires d'ions, généralement des ions positifs et des électrons libres. Une haute tension est appliquée

à travers les chambres, entre la paroi et l'électrode, pour diviser et recueillir les paires d'ions produites par le rayonnement ionisant. Le courant obtenu est ensuite mesuré par un électromètre et peut être converti en dose absorbée après application de plusieurs facteurs de correction. La tension appliquée est suffisamment élevée pour recueillir la charge environnante, mais pas au point d'induire des électrons secondaires à partir des électrons initialement accélérés. L'une des principales limitations des chambres d'ionisation est qu'elles n'ont pas une résolution spatiale suffisante en raison de leur taille.

En outre, les chambres d'ionisation permettent simplement de mesurer la dose autour d'un point ou en 1D. Cependant, des mesures 2D ou 3D des champs de rayonnement statique sont également possibles en traduisant la chambre d'ionisation en utilisant des fantômes d'eau motorisés ou en utilisant un réseau de chambres d'ionisation. Les chambres d'ionisation sont disponibles commercialement dans une variété de modèles et de tailles, correspondant à la sensibilité désirée. En règle générale, les deux modèles les plus utilisés en dosimétrie clinique sont la géométrie parallèle et la géométrie cylindrique. Une chambre plane parallèle se compose de deux électrodes séparées parallèles l'une à l'autre et perpendiculaires à la direction du faisceau primaire, laissant un espace rempli d'air entre les deux, qui sert de volume sensible. Ce type de chambre est habituellement recommandé pour la dosimétrie électronique à haute énergie. En revanche, les chambres d'ionisation cylindriques (également connues sous le nom de cosse ou chambres compactes) sont les plus couramment utilisées pour la dosimétrie photonique. Ce type de chambre se compose d'un volume d'air cylindrique avec une électrode centrale à l'intérieur et une paroi cylindrique environnante perpendiculaire à la direction du faisceau primaire (Figure 1.16)

Lors de la mesure de la dose absorbée avec une chambre d'ionisation, plusieurs corrections doivent être apportées pour garantir que la mesure de la dose absorbée donne le même résultat, indépendamment des conditions opérationnelles telles que la qualité et le débit de dose. L'Agence internationale de l'énergie atomique (AIEA) et d'autres institutions comme l'American Association of Physicist in Medicine (AAPM) ont publié des protocoles de dosimétrie à utiliser pour la détermination de la dose en radiothérapie externe. Ces protocoles définissent tous les différents facteurs de correction nécessaires pour obtenir une précision cliniquement pertinente des mesures de la dose absorbée. Le code de pratique TRS-398 de l'AIEA [19] a été utilisé comme référence pour les mesures dosimétriques effectuées dans le cadre des travaux actuels. Une brève description de la méthodologie et les recommandations données par ce protocole sont données ensuite.

Les chambres d'ionisation pour la dosimétrie absolue sont généralement étalonnées dans les laboratoires d'étalonnages secondaires par les autorités nationales de radioprotection en utilisant des conditions de référence dans un champ de rayonnement connu, généralement un faisceau de ^{60}Co . L'étalonnage est basé sur la dose absorbée déterminée dans l'eau par les laboratoires internationaux de l'étalon primaire dans des conditions dites standard de pression 101.3 kPa et de température 20°C. Afin d'utiliser les chambres d'ionisation dans d'autres conditions que celles des étalonnages de chambre, il est essentiel d'examiner de nombreuses questions concernant la chambre ou les circonstances de mesure et de corriger le signal mesuré pour les conditions spécifiques. Le code de pratique TRS-398 de l'AIEA est basé sur un facteur d'étalonnage N_{D,w,Q_0} en termes de dose absorbée à l'eau pour un faisceau de référence de qualité Q0 (habituellement un faisceau de ^{60}Co) et est appliqué aux faisceaux de photons générés par des électrons dont les énergies

sont comprises entre 1 MeV et 50 MeV. Selon ce code, la dose absorbée dans l'eau pour un faisceau méga-voltage est donnée par :

$$D_{W,Q_0} = M_{Q_0} \cdot N_{D,W,Q_0} \quad (1.29)$$

Où le coefficient d'étalonnage N_{D,w,Q_0} a été traçable à partir du laboratoire d'étalonnages et relie la lecture du dosimètre M_{Q_0} , formé par la chambre d'ionisation et l'électromètre, à la dose à l'eau D, w, Q_0 dans un champ de référence dans des conditions de référence. Ces conditions de référence sont la pression atmosphérique, la température, la taille du champ, la profondeur de mesure, la taille du fantôme et l'indice de qualité Q directement liés à l'énergie du faisceau d'irradiation.

En général, lorsqu'une chambre d'ionisation est utilisée pour la dosimétrie clinique, seules quelques-unes des conditions de référence définies peuvent être reproduites. Ainsi, les écarts dus à plusieurs grandeurs d'influence doivent être pris en compte par l'application d'un produit de facteurs multiplicatifs de deux classes. La première catégorie de corrections tient compte des changements dans la qualité du faisceau par rapport à la qualité du faisceau de référence Q_0 . Ces corrections sont représentées par le facteur de correction de la qualité du faisceau qui est indiqué k_{Q,Q_0} . Ce facteur corrige tous les écarts par rapport aux conditions idéales de la théorie de la cavité Bragg-Gray et comprend les paramètres suivants :

- p_{wall} : correction de l'équivalence non métallique de la paroi de la chambre et de l'eau environnante où la chambre est placée.
- p_{cav} : correction des différences de dispersion entre la cavité d'air et le matériau environnant, habituellement l'eau.
- p_{cel} : correction de la perturbation de l'électrode centrale pour tenir compte de l'électrode centrale dans une chambre d'ionisation à dés.
- p_{dis} : facteur tenant compte du fait que la cavité d'air d'une chambre cylindrique provoque moins d'atténuation ou d'accumulation que l'eau déplacée par elle et provoque le déplacement en amont du point de mesure effectif. Le point effectif d'une chambre est habituellement décalé de la position du centre vers la source par une distance qui dépend du type de faisceau et de chambre.
- $s_{w,a}^{\Delta}$: Rapport de puissance d'arrêt restreint de l'eau à l'air, compte tenu de la fraction de la puissance d'arrêt totale de collision qui comprend toutes les collisions douces et les collisions dures entraînant des rayons σ dont l'énergie est inférieure à une valeur de coupure Δ .

L'extension de ces corrections à une fonction de la qualité du faisceau conduit à :

$$k_{Q,Q_0} = \frac{N_{D,W,Q}}{N_{D,W,Q_0}} = \frac{(s_{w,a}^{\Delta}, p_{cel}, p_{wall}, p_{cav}, p_{dis})_Q}{(s_{w,a}^{\Delta}, p_{cel}, p_{wall}, p_{cav}, p_{dis})_{Q_0}} \quad (1.30)$$

Le deuxième type de correction concerne la lecture de l'électromètre et comprend :

- k_{elec} : Facteur d'étalonnage d'un électromètre.
- $k_{P,T}$: Correction de la température et de la pression en fonction de la densité et de l'humidité variables de l'air dans l'installation utilisateur, compte tenu des conditions spécifiées par le laboratoire de normalisation.
- k_{pol} : correction de polarité pour modifier la charge mesurée.
- k_s : correction de recombinaison pour les ions qui se recombinaient avant qu'ils n'atteignent les électrodes, ce qui entraîne une collecte incomplète de la charge dans la chambre.

En résumé, la dose absorbée dans l'eau $D_{W,Q}$ dans le faisceau d'un utilisateur, mesurée à l'aide d'un dosimètre à chambre d'ionisation, est déterminée par :

$$D_{W,Q_0} = M_C \cdot N_{D,W,Q_0} \cdot k_{Q,Q_0} \quad (1.31)$$

Où M_C est la lecture de l'électromètre corrigée pour les différents facteurs d'influence précédemment mentionnés. Le facteur N_{D,W,Q_0} est un facteur d'étalonnage valable dans des conditions de référence pour la qualité Q_0 et il est obtenu dans un laboratoire de dosimétrie de référence de normes dans un ensemble de conditions de référence bien établies. Tous ces facteurs sont généralement fournis par le protocole ou le fabricant de la chambre pour les différentes chambres d'ionisation et qualités du faisceau, nécessitant de maintenir les conditions géométriques de référence.

1.5.2 Détermination de la dose sur l'axe pour les petites tailles de champs

Bien qu'il n'existe pas de consensus sur la définition des petits champs, il est admis que les champs de moins de 3 cm x 3 cm présentent un ensemble de propriétés dosimétriques qui doivent être spécifiquement prises en compte [20]. Ces propriétés sont la perte de l'équilibre des particules chargées latérales (ECP) et l'occlusion partielle possible de la source primaire de rayonnement. La taille de champ à laquelle elles deviennent significatives dépend de l'énergie du faisceau, de la taille du foyer et de la conception de la mâchoire. Une caractérisation appropriée du faisceau et une modélisation correcte du système de planification ont un effet majeur sur les petits champs, et la nature du détecteur, la géométrie et la taille doivent être prises en compte pour ces champs [20].

L'équilibre des électrons latéraux (LEE) est compromis lorsque l'énergie des rayons X est si élevée ou que le rayon du faisceau est si petit que ce dernier devient comparable à la plage d'électrons maximale [21]. Cela a des effets sur les profils de faisceaux et la dose absorbée sur l'axe central et était l'une des raisons pour lesquelles principalement les faisceaux de 4MV et 6MV ont été utilisés à l'origine pour les petits champs dans la pratique clinique [22]. En 1990, [23] il a été montré comment les doses sur l'axe central des champs photoniques 6MV de petite taille sont affectées par l'équilibre électronique latéral incomplet. Ils ont utilisé des simulations Monte Carlo (MC) et ont souligné que le rapport entre la dose absorbée et le kerma caractérise le degré d'équilibre des électrons.

LEE dépend de l'énergie du faisceau et de la densité du milieu (densité électronique). L'occlusion partielle fait référence au problème géométrique présenté lorsqu'une source finie collimatée en dessous d'une certaine taille de champ ne sera pas complètement vue depuis des points de l'axe central à une certaine distance de la source. Ce phénomène aura une influence sur le facteur de sortie déterminé pour cette taille de champ. En même temps, les pénombres de faisceau seront également affectées.

En 2008, un nouveau formalisme [24] a été conçu comme une extension des codes de dosimétrie en raison de l'expansion de nouvelles unités de traitement et de nouvelles techniques qui mènent à des situations où les codes basés sur la conversion de l'ionisation à la dose absorbée dans les chambres d'ionisation n'étaient pas exacts [25]. Le nouveau formalisme introduit un nouveau facteur de correction $(k(Q_{msr}, Q_{ref})^{(f_{msr}, f_{ref})})$. La dose absorbée dans l'eau, $D(w, Q_{msr})^{(f_{msr})}$, à la profondeur de référence dans l'eau, dans un champ de qualité faisceau Q_{msr} et machine de référence f_{msr} et en l'absence de la chambre est donnée par

$$D_{W, Q_{msr}}^{f_{msr}} = M_{Q_{msr}}^{f_{msr}} \cdot N_{D, W, Q_0} \cdot k_{Q, Q_0} \cdot k_{Q_{msr}, Q_{ref}}^{f_{msr}, f_{ref}} \quad (1.32)$$

Où, f_{ref}, f_{msr} , se réfère au champ de référence conventionnel et à la taille du champ de référence spécifique $M_{Q_{msr}}^{f_{msr}}$ sont les quantités d'influence (pression, température, polarité et saturation) et $k_{Q_{msr}, Q_{ref}}^{f_{msr}, f_{ref}}$ est le facteur de correction correspondant. Pour les machines pour lesquelles le champ de référence peut être établi comme un champ de machine conventionnel ($f_{msr} = f_{ref}$), la dose absorbée dans l'eau $D_{W, Q_{clin}}^{f_{clin}}$, à la profondeur de référence dans l'eau pour une taille de champ f_{clin} , est donnée par

$$D_{W, Q_{clin}}^{f_{clin}} = M_{Q_{clin}}^{f_{clin}} \cdot N_{D, W, Q_0} \cdot k_{Q, Q_0} \cdot k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}} \quad (1.33)$$

En pratique, $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ peut être obtenu en comparant deux champs avec un étalon primaire ou en utilisant l'alanine ou le film radio-chromique comme détecteur de référence [25]. Il peut également être calculé par des simulations Monte Carlo (MC).

1.6 Effets du rayonnement sur les tissus biologiques

Pour fournir la bonne quantité de dose de rayonnement, l'oncologue doit considérer non seulement les effets du traitement sur la tumeur, mais aussi les conséquences sur les tissus normaux. Ces deux objectifs ne peuvent pas être pleinement atteints simultanément, car la probabilité d'effets indésirables de la radiothérapie sur les tissus normaux et la probabilité de contrôle des tumeurs augmentent avec la dose administrée. Cela est représenté graphiquement à la figure 1.17. Les deux courbes sigmoïdes se réfèrent respectivement à la probabilité de contrôle tumoral (TCP, courbe A) et à la probabilité normale de complication tissulaire (NTCP, courbe B). Dans les applications cliniques, l'efficacité de la radiothérapie est mesurée par le rapport thérapeutique (TCP/NTCP) qui devrait idéalement être le plus élevé possible. Le choix optimal de la technique d'administration de la dose de rayonnement dans le traitement d'une tumeur donnée est tel qu'elle maximise le TCP et minimise simultanément le NTCP. Pour un bon traitement de radiothérapie typique, TCP 0.5 et NTCP 0.05.

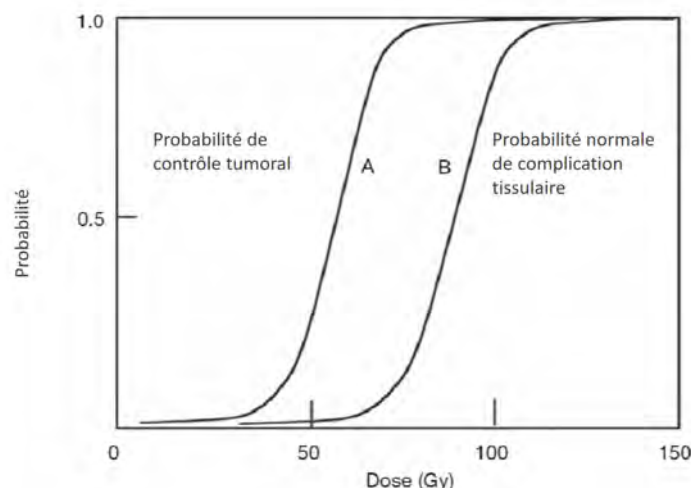


FIG. 1.17 : Le principe du rapport thérapeutique. La courbe A représente le TCP, la courbe B la probabilité de complications. La dose clinique totale est habituellement administrée en fractions de 2 Gy.

En se référant à la figure 1.17, la courbe B (NTCP) se trouve à droite de la courbe A (TCP), ce qui facilite l'atteinte de l'objectif radiothérapeutique, car des rapports très élevés peuvent être obtenus pour une plus large gamme de doses. La figure 1.17 présente une situation idéale. En réalité, la courbe TCP est souvent plus faible que la courbe NTCP, en partie parce que les tumeurs sont plus hétérogènes que les tissus normaux. Dans certains cas, où la courbe NTCP se trouve à gauche de la courbe TCP, le rapport thérapeutique est inférieur à un, de sorte que la radiothérapie n'est pas une option viable. La position relative des deux courbes, et par conséquent le rapport thérapeutique, varie selon de nombreux facteurs, tels que le débit de dose, la présence de radio-sensibilisateurs ou de radio-protecteurs, la conception et la mise en œuvre précise du plan de traitement.

1.7 Conclusion

Nous avons abordé dans ce chapitre les interactions ionisantes qui se produisent chez le patient, la dosimétrie d'un faisceau de photon de haute énergie, les protocoles nécessaires pour déterminer la dose pour un faisceau de photon pour les petites tailles de champs et les champs standard, et comment estimer l'effet biologique possible des rayonnements ionisants. Cette estimation a pour but de maximiser la probabilité de contrôle de la tumeur tout en minimisant la probabilité de complication normale des tissus. Le rapport no 85 [26] de l'AAPM suggère qu'une variation de dose de 5 % peut entraîner un changement de 10 % à 20 % de la probabilité du contrôle de la tumeur et un impact de 20 % à 30 % sur les taux de complication dans les tissus normaux. Cela indique que l'incertitude de la dose peut compromettre les résultats cliniques et souligne l'importance de calculs précis de la dose.

Chapitre 2

Description et enjeux du traitement des cancers en radiothérapie externe

2.1 Introduction

Le cancer cause plus de décès que toutes les maladies cardiovasculaires [27]. Par conséquent, le cancer est devenu un problème de santé publique majeur dans le monde [28,29]. Les tumeurs les plus courantes dans le monde étaient le cancer du poumon avec 1,8 million de cas (13,0 % du total), le cancer du sein avec 1,7 million de cas (11,9 % du total) et le cancer colorectal avec 1,4 million de cas (9,7 % du total). De même, les cancers qui causent le plus de décès sont les cancers du poumon (1,6 million de décès, 19,4 % du total), du foie (0,8 million de décès, 9,1 % du total) et de l'estomac (0,7 million de décès, ou 8,8 % du total) [27]. Au Maroc, le cancer est un problème de santé majeur et c'est la deuxième cause de mortalité après les maladies cardiovasculaires avec 10,7% de tous les décès [30]. Pour cela il existe plusieurs traitements tel que la chirurgie, chimiothérapie et la radiothérapie, cette dernière qui est la plus utilisée au Maroc, s'applique dans différents centres d'oncologie dans différentes villes marocaines.

La connaissance de la distribution des doses chez un patient est très importante pour déterminer l'efficacité d'un traitement par radiothérapie et pour évaluer les effets des rayonnements sur la matière. Toute tentative de mesure de la dose implique d'une manière ou d'une autre un changement de niveau, car, par définition, celle-ci dépend du milieu dans lequel elle est déposée. En introduisant un dispositif de mesure, on modifie ce moyen, ce qui signifie que toute mesure de la dose est une estimation. Cette estimation peut être réalisée par des techniques de dosimétrie (chambres à ionisation, diodes, semi-conducteurs, etc.), et par des programmes de calcul mettant en œuvre différents modèles d'interaction rayonnement-matière. L'utilisation d'un programme de calcul en dosimétrie permet d'estimer la distribution de doses absorbées dans un volume donné, en particulier dans les tissus humains, ce qui démontre l'importance de ces programmes de calcul dans la chaîne radio thérapeutique.

En général, le problème de la détermination de la dose par un programme de calcul est basé sur des modèles de transport de rayonnement. Ces modèles présentent une série d'équations mathématiques décrivant les mécanismes qui dirigent le transport des particules et leur interaction avec la matière. Parmi les méthodes qui traitent plus en détail du transport des particules, il existe deux courants principaux qui reposent sur des stratégies différentes pour le calcul de l'énergie absorbée : l'une est une stratégie de détermination basée sur l'équation de Boltzmann et l'autre est basée sur la simulation du problème par la méthode de Monte Carlo (MC). L'approche déterministe construit le modèle par un système couplé d'équations linéaires (connues sous le nom de lois de Boltzmann) décrivant le transport des particules dans un milieu donné. Cette technique fonctionne bien dans des milieux homogènes mais présente des inconvénients dans les milieux hétérogènes [31]. Ces erreurs qui ne doivent pas dépasser 2 à 3% selon IAEA dans tels milieux peut dégrader largement l'efficacité de la radiothérapie. Une source majeure de ces erreurs vient de certaines grandeurs dosimétriques (dosimétrie absolue et notamment la dosimétrie relative mesurée avec l'accélérateur Varian CLinac IX. Ces mesures sont indispensables pour construire le modèle sur lequel basé les algorithmes de calcul de la dose.

Ces dernières années, les méthodes de Monte Carlo ont été explorées comme alternative aux méthodes déterministes. L'application de la méthode de Monte Carlo pour le problème du transport des radiations consiste à simuler le comportement des particules et leur

interaction avec la matière au niveau microscopique. Ces méthodes sont plus précises que les méthodes déterministes, mais il est important de savoir dans quelle mesure leur durée d'application est beaucoup plus longue. Contrairement aux méthodes déterministes, les méthodes de Monte Carlo sont adaptées au traitement des milieux hétérogènes [32-35].

Ce chapitre traite les méthodes analytiques utilisées dans différents systèmes de planification de traitement (TPS) et MC pour le calcul de la dose absorbée en passant par les différentes interactions rayonnement matière. Nous décrirons également brièvement l'algorithme utilisé par notre Varian Clinac IX ainsi les principaux codes MC utilisés pour la simulation du transport de rayonnements et nous nous concentrerons principalement sur GATE.

2.2 Cancer et radiothérapie au Maroc : état des lieux

Le cancer est l'un des principaux problèmes de santé dans le monde [36,37]. Par conséquent, il est très important de mener des études épidémiologiques pour déterminer les facteurs de risque et d'élaborer des programmes de lutte contre le cancer. Dans les pays occidentaux, le risque de cancer augmente avec l'âge et, par conséquent, les personnes âgées de 65 ans et plus ont les taux d'incidence les plus élevés [38]. De plus, en raison du diagnostic précoce et des traitements plus efficaces, des améliorations notables de la survie pour la plupart des cancers ont été observés [38]. Par conséquent, il est très important de mener des études épidémiologiques pour déterminer les facteurs de risque et d'élaborer des programmes de lutte contre le cancer

2.2.1 Epidémiologie

Au Maroc les études épidémiologiques montrent que l'âge moyen des patients ayant reçu un diagnostic de cancer était plus élevé chez les hommes que chez les femmes (58 ans contre 52 ans). Cela indique que les femmes sont touchées par le cancer à un âge plus jeune que les hommes [39]. De plus, l'incidence brute observée en 2014 était plus élevée chez les femmes que chez les hommes (80,3 pour 100000 femmes contre 42,6 pour 100000 hommes). Ces données suggèrent qu'au Maroc, les femmes sont plus touchées par le cancer que les hommes. Cette grande différence d'incidence entre les hommes et les femmes peut s'expliquer par les différences de mode de vie et/ou la volonté de traiter le cancer entre les hommes et les femmes.

Pour les deux sexes combinés et pour tous les sièges de cancer, le cancer du sein est le plus courant suivi par les cancers du col de l'utérus, du côlon-rectum, du poumon, du nasopharynx et de l'estomac. Chez les hommes, le cancer du poumon se classe au premier rang, suivi respectivement par les cancers du côlon-rectum, du nasopharynx, de la prostate et de l'estomac. Chez les femmes, le cancer du sein était le plus fréquent, suivi respectivement de l'utérus du col de l'utérus, du côlon-rectum, de l'ovaire et de l'estomac.

Le cancer du sein était le cancer le plus courant au Maroc, avec un âge moyen de 48,7 ans. Cette tendance à la hausse peut s'expliquer par le programme national de dépistage du cancer du sein qui a été adopté au Maroc pour la période 2008-2014 dans le cadre du Plan national de prévention et de contrôle du cancer [40].

Le cancer du côlon et du rectum était le deuxième cancer le plus fréquent chez les hommes et le troisième chez les femmes dans notre pays. Le taux brut d'incidence (TBI) du cancer du côlon et du rectum a augmenté de 2008 à 2014 chez les deux sexes. Cette tendance à la hausse de l'incidence du cancer du côlon et du rectum peut être liée à des changements dans les habitudes alimentaires.

Le cancer du poumon et de la prostate sont les cancers les plus fréquents chez les hommes au Maroc. L'incidence du cancer du poumon chez les hommes a augmenté de 2008 à 2014 (5,3 à 8,9 pour 100000). Il s'agit également de la principale cause de décès par cancer [41]. L'association entre le cancer du poumon et le tabagisme est bien établie [42,43].

Les cancers sont causés par plusieurs facteurs, notamment génétiques, géographiques, socioéconomiques et culturels [44]. Ainsi, les caractéristiques épidémiologiques du cancer varient d'une région à l'autre, et même à l'intérieur d'un même pays. Le faible statut socioéconomique pourrait en partie expliquer l'augmentation générale de l'incidence du cancer dans la plupart des principaux sites du Maroc. En effet, 79 % des cas de cancer signalés au Centre régional d'oncologie provenaient de régions urbaines et 21 % de régions rurales (p 0,001). De plus, 83% des patients étaient au chômage et 85% n'ont pas d'assurance maladie. Bien que les différences professionnelles puissent expliquer une partie de la différence de sexe, d'autres facteurs tels que le régime alimentaire et les différences hormonales doivent être considérés.

2.2.2 Stratégie thérapeutique

Les données épidémiologiques au Maroc renseignent sur le fait que les cancers les plus traités dans les centres d'oncologie au Maroc sont le cancer des seins chez les femmes, et le cancer du poumon et de la prostate et certaines tumeurs de la sphère ORL chez les hommes. Contre ces cancers au Maroc trois grandes stratégies thérapeutiques sont utilisées d'une manière seule ou combinatoire à savoir, la chirurgie, la chimiothérapie, l'hormonothérapie et la radiothérapie. Ces traitements se sont rendu accessibles grâce au plan cancer adopté par le Maroc, et qui a été initié par la fondation lala Salma. Depuis cette date il y a eu un développement considérable en matière de moyen utilisés notamment en radiothérapie externe.

2.2.2.1 Chirurgie

La chirurgie, la résection ou l'opération est considérée comme l'un des traitements les plus prometteurs et conventionnels de nombreuses tumeurs bénignes et malignes car elle assure le moins de dommages aux tissus environnants par rapport à la chimiothérapie et la radiothérapie. Une autre raison de considérer la chirurgie comme l'option de traitement préférée est que la tumeur peut être retirée sans risque inutile de dommages tissulaires.

2.2.2.2 Chimiothérapie

La chimiothérapie peut être administrée, individuellement ou en combinaison, dans le but de guérir, de prolonger la vie ou de pallier [45,46] . La synthèse et la fonction

de l'acide désoxyribonucléique (ADN) sont altérées par l'administration de médicaments chimiothérapeutiques [47], qui peuvent être administrés par voie intraveineuse, orale ou par injection, par cycles, souvent sur plusieurs mois.

2.2.2.3 La radiothérapie

En radiothérapie, le rayonnement ionisant, généralement des photons ou des électrons de haute énergie, est utilisé pour traiter une région cible, habituellement une tumeur solide et la propagation microscopique environnante. Les deux types de radiothérapie les plus courants – la curiethérapie et la radiothérapie à faisceau externe – reposent sur les mêmes principes de base. En curiethérapie, une source de rayonnement scellée est placée à l'intérieur du patient, traitant la cible en interne [48].

2.3 Accélérateur linéaire médical

En 1927, Rolf Wideroe a conçu et testé le premier accélérateur linéaire par radio-fréquence en Allemagne pour accélérer les ions lourds. Toutefois, ce concept n'était pas utile pour accélérer les protons et les électrons à haute énergie, qui présentaient un grand intérêt pour la physique. Ce n'est qu'à la fin des années 40, après la Seconde Guerre mondiale, que Fry, Ginzton et Chodorow ont développé l'accélérateur linéaire d'électrons [49,50]. Bien que de nombreux types d'accélérateurs linéaires soient disponibles à des fins médicales tel que Varian, Siemens, etc ..., ils se composent généralement tous d'un sous-ensemble standard de composants, comme le montre le schéma fonctionnel de la figure 2.1 ci-dessous.

Pour Varian le premier accélérateur linéaire a été utilisé afin d'examiner l'intégrité structurelle de moteurs de fusées, alors que le premier accélérateur linéaire appelé médical Clinac 6 commercial pour la radiothérapie a été introduit en 1960. En 2004, Varian a présenté l'accélérateur linéaire Clinac iX, la plate-forme technologique la plus ergonomique et personnalisable de Varian pour le traitement du cancer par radiothérapie guidée par l'image. Conçu pour aider les cliniques à maximiser leur investissement technologique, chaque Clinac iX est facilement installé, personnalisé, configuré et mis à niveau pour prendre en charge tous les types de processus de traitement de radiothérapie, des traitements 2D et 3D conventionnels aux formes les plus sophistiquées de radiothérapie à modulation d'intensité (IMRT) et radiothérapie guidée par l'image (IGRT). Au Maroc l'utilisation du Varian Clinac IX a commencé en 2010, et valable dans différents centres d'oncologie partout dans le pays. Les énergies disponibles pour un traitement Varian Clinac dans ces centres sont 6 et 18 MV.

Les éléments de formation de la poutre principale d'un Linac moderne peuvent être regroupés en sept catégories [15] :

2.3.1 Partie accélératrice

Les ondes électromagnétiques se déplacent à la vitesse de la lumière dans l'air libre, mais lorsqu'elles sont confinées dans un guide d'ondes convenablement conçu, cette vi-

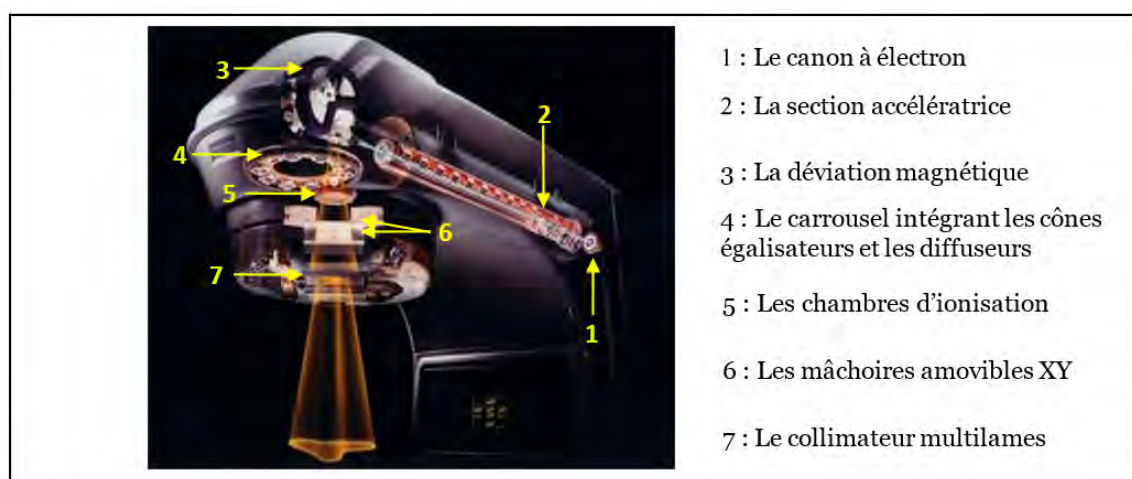


FIG. 2.1 : Illustration des éléments d'un accélérateur linéaire Varian Clinac en mode photon.

tesse peut être réduite. Un champ peut donc être utilisé pour accélérer les électrons à condition que le guide d'ondes soit conçu de telle sorte qu'à chaque point de sa longueur, la vitesse de propagation corresponde à celle des électrons. (FIG 2.2) Le guide d'ondes lui-même est un tube cylindrique avec une série de cavités circulaires conçues de sorte que la vitesse de propagation des micro-ondes utilisées pour l'accélération augmente dans la première partie de la structure et atteint presque la vitesse de la lumière pour le reste. Des grappes d'électrons du pistolet sont injectées dans le guide d'ondes pour coïncider avec les impulsions de la source de micro-onde, et sont accélérées vers le bas.

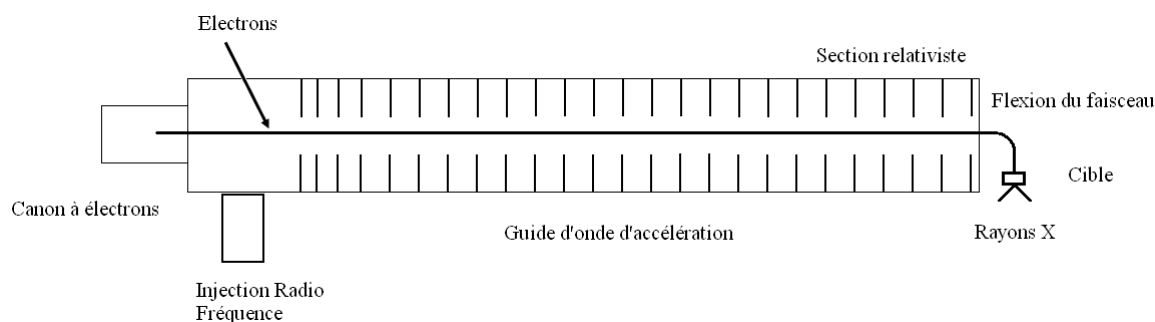


FIG. 2.2 : La section accélératrice d'un accélérateur linéaire en mode rayons X.

La source de puissance pour la génération de micro-ondes est soit un magnétron (un oscillateur) ou klystron (un amplificateur) fonctionnant dans la gamme 2-10 MW, avec la puissance de la source définissant l'énergie maximale de l'accélérateur. L'alimentation est fournie à la source de micro-onde par des impulsions haute tension d'un modulateur. Les micro-ondes sont ensuite transportées vers l'accélérateur par des guides d'ondes rectangulaires pour éviter les pannes électriques. Le système de contrôle automatique de fréquence surveille en permanence la fréquence dans l'accélérateur pour une sortie optimale.

Il existe deux types distincts de guides d'ondes d'accélération : l'onde de déplacement (l'onde est propagée le long de l'axe de l'accélérateur, utilisé par Elekta) et l'onde stationnaire (où l'onde est stationnaire, utilisé par Varian, Siemens). Les deux systèmes injectent des électrons dans le guide d'ondes de l'accélérateur. Les électrons entrent dans une section initiale de brumisateur (généralement de 30 cm de long) où ils augmentent de vitesse

jusqu'à près de la vitesse de la lumière. Après cette section, les iris ont un espacement constant et les gains d'énergie entraînent une augmentation de masse relativiste.

Puisque la répulsion mutuelle des électrons dans le guide provoque la divergence du faisceau, un système de focalisation et des bobines de direction sont utilisés le long du guide d'ondes pour focaliser et centrer le faisceau. La plupart de ces courants sont réglés lors de l'installation, mais un jeu de bobines montées près de l'extrémité de la structure sont sous servocommande pour régler la direction du faisceau pendant le fonctionnement. Les structures d'accélération ont tendance à être trop longues pour être montées verticalement sur le statif de l'accélérateur, il est donc nécessaire de plier le faisceau à environ 90° vers le patient. Ceci est réalisé à l'aide d'un aimant de cintrage. Pour un faisceau clinique utilisable, il est nécessaire que le faisceau d'électrons pénètre dans la tête de traitement à l'angle et à l'énergie appropriés et fournisse un petit foyer, tâche assez simple si le faisceau est mono-énergétique. Comme il est difficile de contrôler la propagation de l'énergie, un système de flexion achromatique est généralement utilisé, qui garantira que les électrons de différentes énergies sortent du système de flexion au même point et dans la même direction indépendamment de leur énergie initiale.

2.3.2 Tête d'accélérateur

Les rayons X sont générés par des électrons à haute énergie frappant une cible métallique Z élevée (FIG 2.3). Ces électrons subissent une décélération rapide qui entraîne la formation de rayons X.

La production de rayons X à haute énergie tend à être le long de la direction de déplacement des électrons incidents de sorte que les rayons X passent à travers la cible. Les accélérateurs de méga-tension utilisent donc des cibles de transmission. Comme l'efficacité de la production de Bemsstrahlung est faible, la cible doit être refroidie à l'eau. Le système de refroidissement agit à la fois pour éliminer la chaleur des composants de l'accélérateur et pour maintenir une température de fonctionnement uniforme afin de maintenir la stabilité de tous les composants sensibles aux changements de température. Le faisceau de photons passe ensuite à travers un collimateur primaire qui a une ouverture circulaire et fixe une limitation initiale sur la taille et la forme du faisceau.

Le problème avec la production de rayons X à haute énergie par les procédés Bemsstrahlung est que les photons sont émis dans un cône relativement étroit (FIG 2.4), et ce cône devient plus étroit avec l'augmentation de l'énergie. La répartition des rayons X à la sortie de la cible est une intensité uniforme répartie sur la largeur du faisceau, ce qui entraîne l'irradiation uniforme d'un volume cible chez un patient. Étant donné que la production de rayons X est principalement orientée vers l'avant, il en résulte un lobe d'intensité de rayons X afin d'éviter de délivrer une dose plus élevée sur l'axe central.

Le cône égalisateur lui-même est une pièce de métal conique spécifique à l'énergie (FIG 2.5). Ceci absorbe de préférence les rayons X sur l'axe central (CAX), ce qui fournit une intensité plus uniforme à travers le faisceau.

À mesure que le faisceau passe, il y a un changement inévitable dans le spectre énergétique. Les matériaux utilisés pour fabriquer le cône égalisateur varient, mais en général, un nombre atomique élevé comme le plomb est évité et des métaux comme l'aluminium, le

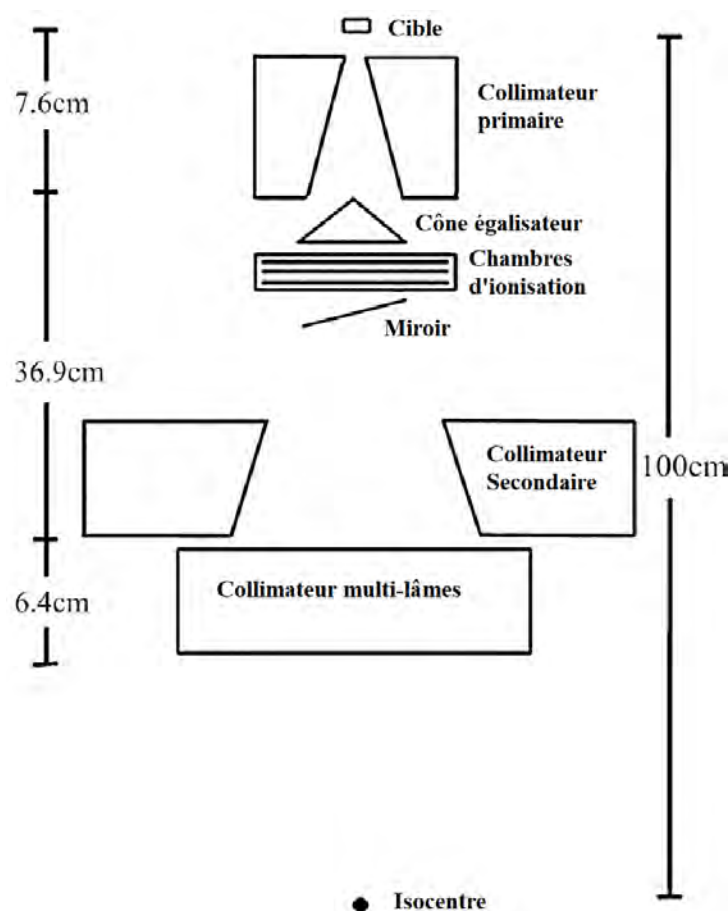


FIG. 2.3 : Les principaux éléments d'une tête d'accélérateur linéaire de type VARIAN.

cuivre et l'acier sont utilisés. Comme la forme du pic dépend de l'énergie, un cône égalisateur différent (ou une combinaison de cônes) est nécessaire pour chaque énergie photonique utilisée. Les accélérateurs modernes sont généralement capables de fonctionner à plusieurs énergies de rayons X et d'électrons, de sorte que divers cônes sont nécessaires, et sont situés sur une plate-forme rotative (le carrousel) dans la tête de traitement.

Une chambre d'ionisation de transmission est montée dans la tête de traitement juste en dessous du cône égalisateur pour surveiller et contrôler l'administration de la dose. L'unité se compose d'une série de chambres à plaques parallèles, divisées en zones séparées. L'utilisation de deux chambres assure une double dosimétrie en cas de défaillance dans l'une des unités. Les informations de la chambre sont utilisées pour réguler la position du foyer qui doit être étroitement surveillé pour maintenir un faisceau plat et uniforme. Les chambres surveillent l'énergie, le débit de dose et l'uniformité, la symétrie et la planéité du faisceau. Un déséquilibre dans l'un des signaux des chambres jumelées peut être utilisé pour actionner activement le canon à électrons et les aimants de direction du faisceau pour maintenir des conditions de fonctionnement correctes.

La tête de traitement et le statif eux-mêmes peuvent effectuer des rotations de 360° autour d'un seul point de référence. L'interception de l'axe central du faisceau avec le statif, le collimateur et les axes de rotation de la table est appelée isocentre (FIG 2.6). Idéalement, il s'agit d'un point unique dans l'espace, mais en raison du poids du bras du statif et du couple exercé par la tête de traitement, l'isocentre est confiné de façon réaliste

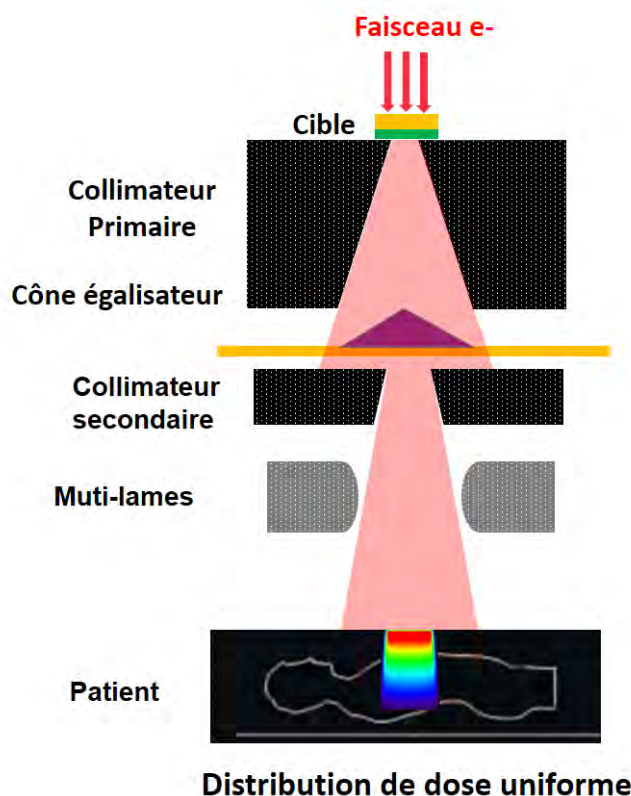


FIG. 2.4 : Illustration de l'uniformité de la distribution de dose grâce au cône égalisateur.



FIG. 2.5 : Cône égalisateur du Varian CLinac IX pour une énergie photonique de 6MV.

à une sphère de diamètre approximatif à 1mm.

L'idée est alors de placer la tumeur en position isocentre afin que les faisceaux puissent être dirigés vers le patient sous différents angles sans avoir à entrer dans la salle ou à déplacer le patient entre les champs. Un ensemble de collimateurs secondaires (mâchoires) existe alors pour façonner le rayonnement à la taille de champ souhaitée (rectangulaire). Une collimation supplémentaire peut être fournie soit par des blocs de dérivation, soit par des collimateurs à lames multiples (MLC), soit par des blocs de dérivation montés sur un plateau fantôme (FIG 1.7).

2.4 Techniques de traitement en radiothérapie externe

Dans la radiothérapie traditionnelle à faisceaux de photons externes, l'administration de la dose est effectuée avec des faisceaux de rayonnement dont l'intensité est uniforme

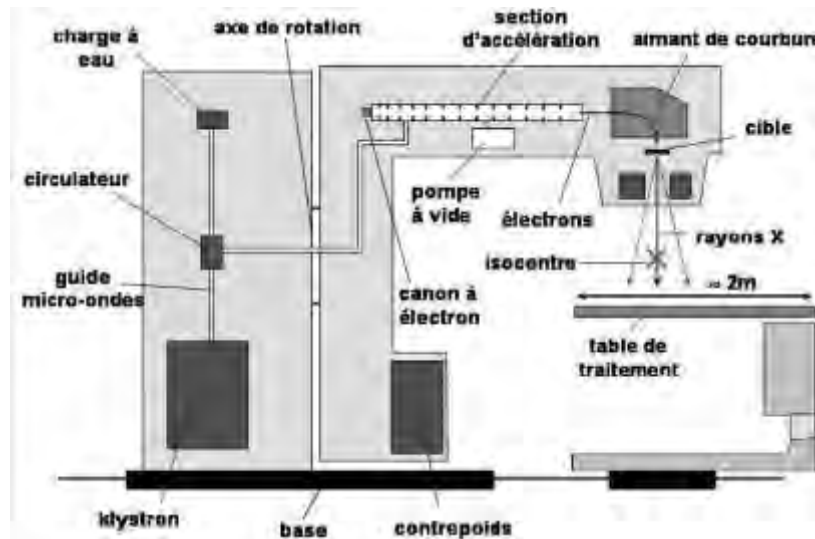


FIG. 2.6 : Schéma des différents composants d'un accélérateur linéaire (partie accélératrice + tête d'accélérateur).



FIG. 2.7 : Collimateur multi-lame du Varian CLinac IX.

sur tout le champ. Au cours des deux dernières décennies, les techniques de radiothérapie ont évolué pour utiliser diverses formes de champs de rayonnement, ce qui a modifié l'intensité du photon incident pour le patient en continu pendant le traitement [51]. Le développement des techniques de radiothérapie permet une meilleure couverture du volume cible et une dose plus faible aux structures normales à proximité du volume cible. Cette section présente brièvement les techniques de radiothérapie modernes représentatives qui sont largement utilisées dans les cliniques de radiothérapie actuelles.

2.4.1 Radiothérapie à modulation d'intensité

La radiothérapie tridimensionnelle conforme (3DCRT) est une modalité de traitement dans laquelle la forme du champ de rayonnement est ajustée au contour défini par la projection du volume cible de planification (PTV) [52] dans le plan du champ. En d'autres termes, il est ajusté au contour du PTV tel que vu par un observateur situé à la source de rayonnement, une perspective connue sous le nom de vue du faisceau (BEV). La forme du champ est définie avec le MLC. La technique de radiothérapie à modulation d'intensité (IMRT) représente un pas en avant en termes de qualité de plan réalisable par rapport au

3DCRT. La radiothérapie à modulation d'intensité (IMRT) fait référence à une technique de radiothérapie dans laquelle des intensités de faisceaux de photons non uniformes sont utilisées pour établir une distribution de dose optimisée dans un volume cible tridimensionnel (3D) [53]. L'IMRT est constitué de champs composites non uniformes provenant de différentes directions, et de sous-champs multiples. La forme de chaque sous-champ est réalisée à l'aide d'un collimateur multi lames (MLC) installé à l'intérieur de la tête d'un accélérateur linéaire (FIG 2.8).

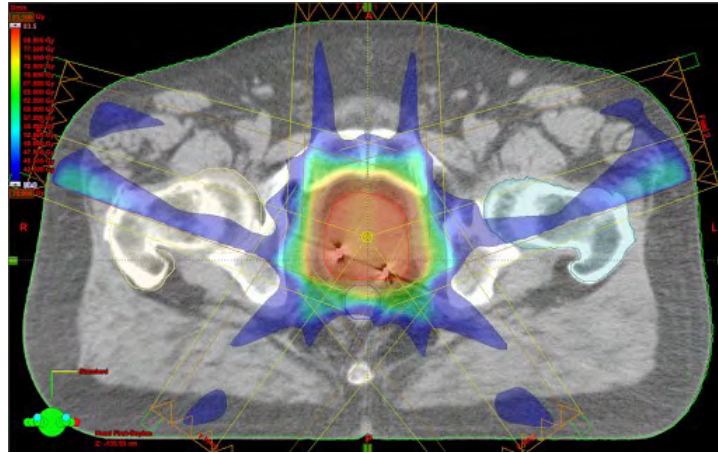


FIG. 2.8 : Plan de traitement pour IMRT à angle fixe (marge PTV de 5-7 mm).

Par conséquent, le MLC agit comme un modulateur d'intensité qui modifie l'intensité du photon pendant l'administration de la dose avec l'IMRT. La position de chaque lame MLC pendant le traitement est contrôlée à l'aide d'un logiciel connecté à l'accélérateur linéaire. L'IMRT peut être catégorisé en deux techniques différentes en fonction du mouvement de la lame MLC pendant le traitement : l'IMRT STEP & SHOOT et l'IMRT dynamique.

2.4.1.1 IMRT STEP & SHOOT

L'IMRT par pas et par tir (STEP & SHOOT) produit une modulation d'intensité à un angle de tête fixe par une série de sous-champs multiples, qui sont façonnés par des lames MLC traversant le volume cible. Le rayonnement est activé uniquement lorsque les lames MLC sont arrêtées pour former chaque position de sous-champ prescrite. Pendant que le MLC quitte le champ secondaire suivant, le rayonnement est éteint (FIG 2.9).

2.4.1.2 IMRT dynamique

Pour l'IMRT dynamique, à un angle de tête fixe, chaque paire de lames MLC opposées est balayée à travers le volume cible pendant que le faisceau de rayonnement est allumé pour obtenir la modulation d'intensité désirée. Les méthodes de contrôle des séquences lames MLC pendant la livraison de l'IMRT dynamique sont spécifiées dans d'autres références [54,55]. La Figure 2.10 montre les différences entre le mouvement des lames du MLC et l'intensité des photons entre les livraisons de l'IMRT par pas et par tir et L'IMRT dynamique. La position des lames et l'intensité correspondante des photons à un point de

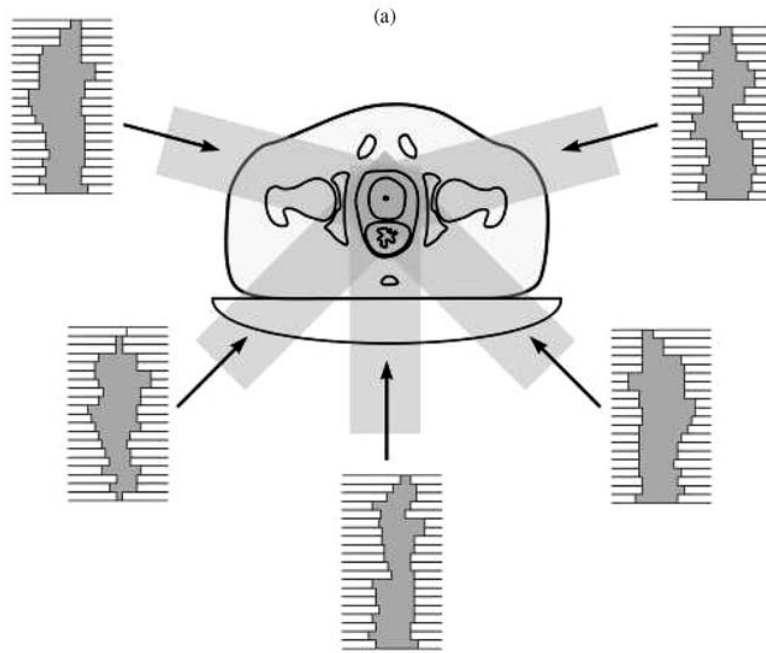


FIG. 2.9 : Illustration de la technique STEP & SHOOT.

mesure sont discrètes dans la livraison de l'IMRT STEP & SHOOT, tandis qu'elles sont continuées dans la livraison dynamique de l'IMRT.

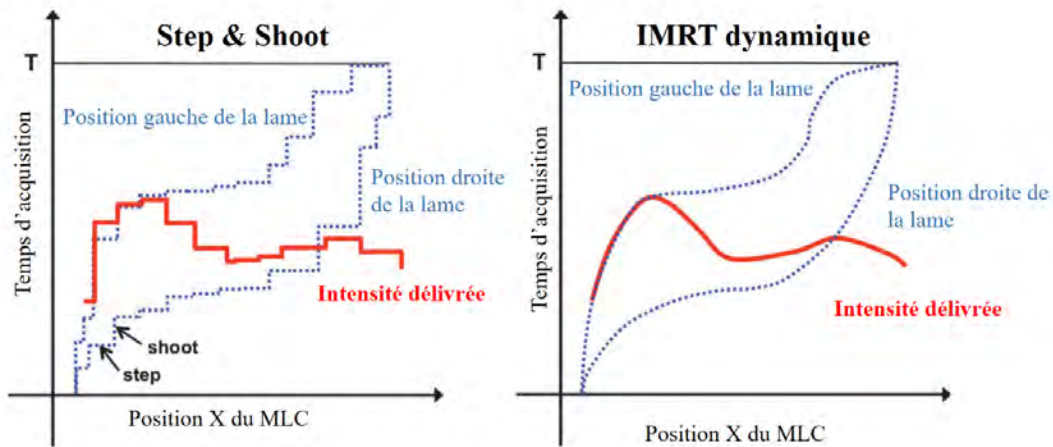


FIG. 2.10 : Différence entre IMRT STEP & SHOOT et IMRT dynamique.

2.4.2 Thérapie à l'arc modulée en intensité et thérapie à l'arc modulée volumétrique

Yu [56] a développé une thérapie à l'arc modulée en intensité (IMAT) qui utilise plusieurs sous-champs établis à l'aide des lames MLC avec rotation de la tête d'un accélérateur linéaire conventionnel. IMAT se compose d'une série de champs d'arc, qui sont positionnés tous les 5 à 10 intervalles. Étant donné que les changements de position des lames MLC entre les positions consécutives de la tête sont limités, IMAT utilise plusieurs arcs superposés pour obtenir la distribution de dose souhaitée au volume cible ainsi

qu'aux structures normales environnantes. [56-58] Dans chaque champ d'arc, la forme du MLC est continuellement modifiée en fonction de l'angle de la tête et le rayonnement est allumé en permanence. Cette première version de L'IMAT, cependant, n'a pas été largement utilisé dans les cliniques de radiothérapie puisque l'utilisation d'arcs superposés entraîne un temps de traitement beaucoup plus long que le IMRT STEP & SHOOT et les techniques IMRT dynamiques [59]. Avec les développements technologiques dans la conception des accélérateurs linéaires et la planification du traitement sur plus d'une décennie, le concept d'IMAT a évolué. Récemment, Yu et Tang [60] ont étendu la définition de l'IMAT à l'administration modulée en intensité à l'aide d'un seul arc.

La thérapie à l'arc modulée volumétrique (VMAT), qui a été introduite par Otto [61], est un type avancé d'IMAT et utilise un arc complet de 360 ou une multiplication d'arcs réduits. L'arc utilisé dans VMAT est beaucoup plus grand que celui utilisé dans le premier format d'IMAT. La VMAT est similaire à la tomothérapie en raison du fait que l'administration de la dose est effectuée en faisant tourner la tête d'un accélérateur linéaire en continu. Cependant, La VMAT est différente en ce sens que la dose entière peut être administrée en une seule rotation de source, tandis que la tomothérapie utilise généralement la technique d'administration de dose hélicoïdale.

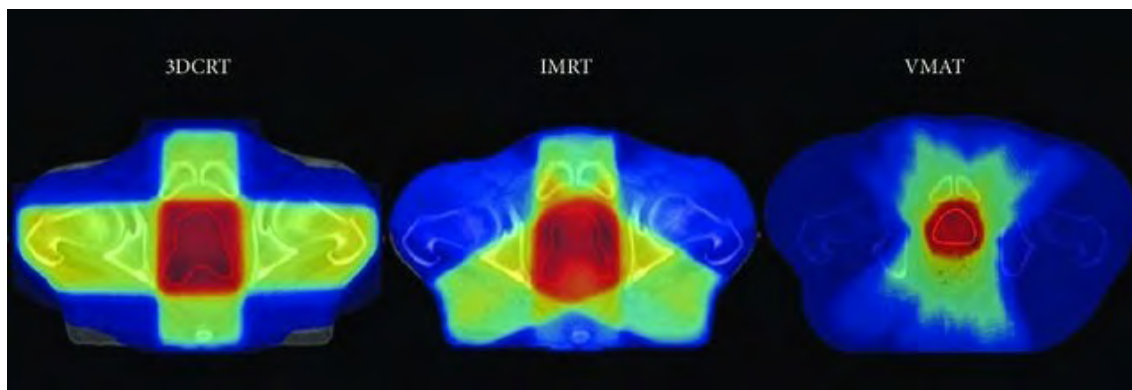


FIG. 2.11 : Exemples de distribution de dose d'un 3DCRT, IMRT ET VMAT calculés sur le même patient. La surface rouge représente les régions à forte dose, la surface jaune les régions à dose intermédiaire élevée, la surface bleu foncé les régions à faible dose et la surface bleu azur les régions à dose intermédiaire.

Par rapport à l'IMRT classique, il a été signalé que VMAT fournit la même distribution de dose ou meilleure à un volume cible défini et épargne plus de tissus normaux près du volume cible, tandis que le temps de livraison ainsi que la fluence totale de photons sont beaucoup plus faibles [61].

2.4.3 Irradiation stéréotaxique du faisceau externe

L'augmentation de la dose peut améliorer le faible taux de survie de la radiothérapie conventionnelle pour le traitement du cancer du poumon. L'objectif principal est d'améliorer le contrôle local des tumeurs en fournissant une dose biologiquement plus élevée (Biological effective dose) (BED) au volume de la tumeur. Une augmentation de la dose de 1 Gy pourrait se traduire par une amélioration du contrôle des tumeurs sur cinq ans de 1 % [62]. Bien que l'augmentation de la dose puisse être effectuée en utilisant le schéma

de fractionnement conventionnel, les conséquences d'un traitement prolongé peuvent inclure une repopulation rapide des clonogènes tumoraux, réduisant ainsi le contrôle de la tumeur. La repopulation accélérée des cellules tumorales se produit habituellement cinq à sept semaines après la première fraction de traitement [63]. Comme alternative, raccourcir la durée du traitement éviterait cet effet. La combinaison d'une forte dose par fraction et d'un temps de traitement global court est une approche pour augmenter la BED à la tumeur, car la BED est une fonction de la taille de la fraction [64]. Par conséquent, l'adoption du traitement SBRT qui délivre une dose de rayonnement plus élevée en moins de fractions dans un cours de deux semaines peut être utilisée pour atteindre un ratio thérapeutique plus élevé.

Toutefois, selon la théorie de la radiobiologie de base, l'augmentation de la dose augmenterait également la complication des tissus normaux entourant la cible, en particulier les tissus normaux à réponse latérale [65]. Ce problème est devenu la principale préoccupation dans la mise en œuvre de SBRT pour le traitement pulmonaire, dans lequel le mouvement respiratoire pourrait causer l'absence géographique de la dose de rayonnement, ce qui entraîne des toxicités de rayonnement aux tissus normaux adjacents et ARO. La présente section traite brièvement du traitement SBRT, de ses complexités et de l'importance de la précision du calcul de la dose dans le traitement SBRT

2.4.3.1 Définition de la radiothérapie stéréotaxique

L'irradiation stéréotaxique fait référence aux techniques d'irradiation focale qui délivrent une dose de rayonnement ionisant aux lésions présélectionnées et stéréotaxiquement localisées [66]. La taille d'un volume cible généralement traité lors d'une irradiation stéréotaxique est de 1 à 35 cm^3 [67], ce qui est plus petit que le volume cible typique de planification (PTV) en radiothérapie standard. L'irradiation stéréotaxique consiste donc en une multitude de très petits sous-champs. L'irradiation stéréotaxique par faisceau externe peut être classée comme radiochirurgie stéréotaxique (SRS) ou radiothérapie stéréotaxique (SRT). SRS délivre une dose totale prescrite à un volume cible défini en une seule fraction, tandis que SRT délivre la dose totale en plusieurs fractions. En particulier, la radiothérapie stéréotaxique du corps (SBRT) fait référence à la SRT pour traiter les tumeurs situées à l'extérieur du cerveau et de la moelle épinière.

Le nombre de fractions stéréotaxiques d'irradiation par faisceau externe est déterminé en fonction du site de traitement. Par exemple, les malformations artério-veineuses cérébrales (MAV), les tumeurs bénignes, les troubles cérébraux et les métastases sont généralement traités en une seule fraction, tandis que les tumeurs malignes primaires dans le cerveau ou les poumons sont traitées sur une base fractionnée [67]. Une dose prescrite par fraction de SRS ou de SRT est au moins deux fois supérieure à celle des techniques de radiothérapie conventionnelles [67]. L'irradiation stéréotaxique par faisceau externe peut être établie à l'aide d'accélérateurs linéaires conventionnels, de machines Tomothérapie ou de machines de radiothérapie spécialisées en SRS et SRT comme Gamma Knife (Elekta, Stockholm, Suède) et CyberKnife (Accuray, Sunnyvale, CA, USA). Lors de l'utilisation d'accélérateurs linéaires classiques, un MLC ou un collimateur supplémentaire installé sur la tête est utilisé pour obtenir les champs stéréotaxiques souhaités. Pendant le traitement, le patient est positionné sur la table de traitement avec un équipement d'immobilisation

pour une localisation et une irradiation précises du volume cible.

2.4.3.2 Complexités du SBRT pour le traitement dans un milieu hétérogène

Les complexités du SBRT dépendent de la participation de nombreuses technologies pendant le traitement pour assurer l'administration sûre et précise de la dose de rayonnement. L'utilisation de petits champs de rayonnement (habituellement de moins de 5 cm x 5 cm) pour traiter le petit volume de lésions au stade précoce rend également difficile la mesure précise de la dose, en raison des limites des dosimètres disponibles [68]. La distribution de la dose du traitement SBRT est caractérisée par sa chute rapide au bord de la tumeur et dans les tissus adjacents, comme le montre la figure 2.12. Des inhomogénéités pulmonaires ajoutent à la complexité, ce qui rend difficiles les calculs de dose exacts.

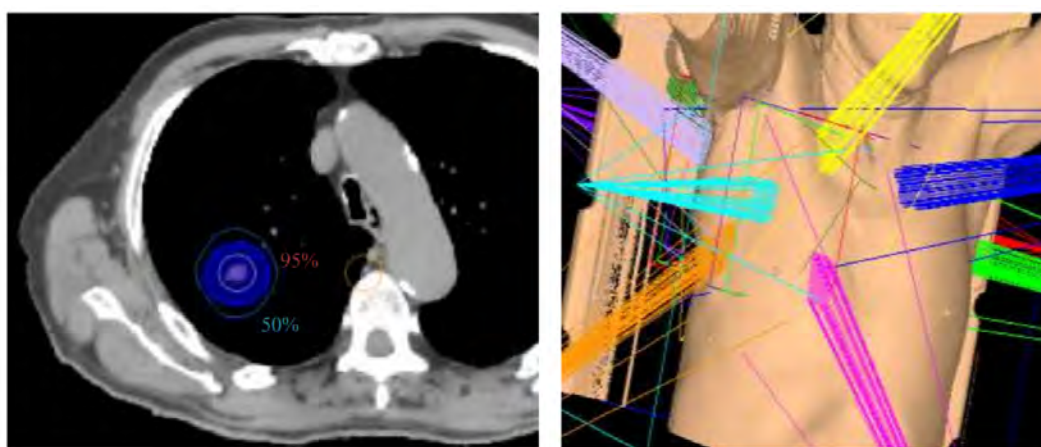


FIG. 2.12 : Exemple de plan de traitement SBRT de stade I dans la région du poumon. La figure de gauche montre une chute de la dose (la ligne rouge représente 95 % de l'isodose, la ligne bleue représente 50 % de l'isodose) et la figure de droite montre la disposition typique des poutres du plan consistant en des poutres coplanaires et non coplanaires.

Le SBRT diffère des autres techniques d'administration du rayonnement sous trois aspects : ciblage précis, émission précise du faisceau de rayonnement et fractionnement de la dose [62]. L'utilisation d'une dose importante par fraction nécessite l'administration précise d'une dose hautement conforme au patient, avec un positionnement précis de la tumeur cible pour minimiser les toxicités tissulaires normales. Pour minimiser les complications dans les tissus normaux environnants, le SBRT utilise généralement de petites marges de l'ordre de mm, tandis que la radiothérapie conventionnelle peut utiliser une marge plus grande de l'ordre de cm [68].

L'immobilisation du patient, l'évaluation des mouvements tumoraux et l'acquisition d'images pour la planification du traitement sont trois aspects importants pour le ciblage précis de la dose de rayonnement [69]. Les dispositifs d'immobilisation, tels que les berceaux en mousse personnalisés, sont couramment utilisés dans le traitement SBRT pour le positionnement précis du patient pour chaque fraction de traitement. Le concept de « cadre » est introduit pour le positionnement précis de la cible tumorale pendant la simulation et le traitement réel. Un ciblage précis peut être réalisé en suivant la tumeur pendant le traitement à l'aide de dispositifs d'imagerie embarqués [69].

Différentes approches de gestion des mouvements respiratoires sont utilisées pour gérer les mouvements tumoraux, qui sont classés en imagerie et en intervention [70]. La tomодensitométrie quadridimensionnelle est couramment utilisée pour examiner le changement de position des tumeurs à différentes phases du cycle respiratoire afin de définir avec précision le volume de la tumeur [71]. En outre, l'imagerie par résonance magnétique et la tomographie par émission de positrons peuvent être utilisées pour une meilleure imagerie. Plusieurs techniques, comme la compression abdominale, les techniques d'apnée, les techniques de synchronisation par respiration libre et le suivi des tumeurs pour compenser l'émission de rayonnement pour les mouvements respiratoires, sont catégorisées comme des interventions.

Le choix du Varian Clinac IX s'est dû essentiellement aux thérapies ultra précises comme la radiochirurgie stéréotaxique fournie par cet accélérateur. Il incorpore les meilleurs techniques de Varian pour générer, façonner, contrôler et fournir des faisceaux de rayonnement étroitement focalisés, offrant un alignement étroit de tous les composants d'imagerie et d'administration de traitement. Le Clinac ix intègre également les commandes de table de traitements très précis de Varian et les spécifications de distribution de faisceaux serrés, de sorte que les cliniciens peuvent orienter soigneusement les faisceaux de rayonnement pour traiter les petites lésions rapidement et précisément. Cette précision joue un rôle majeur dans l'étalonnage du système de planification de traitement associé à cette machine dont l'efficacité des techniques précédentes en dépend largement. Ces techniques se compliquent avec les traitements où la contrainte d'hétérogénéité est maximale notamment traitement du cancer du poumon et l'os.

2.4.4 Tomothérapie

La tomothérapie [72] est une technique avancée d'administration de l'IMRT dynamique dans laquelle la tête, la table de traitement et les lames MLC sont toutes en mouvement pendant le traitement. Il existe deux types de techniques de tomothérapie : la tomothérapie en série et la tomothérapie hélicoïdale. La tomothérapie en série utilise un faisceau rotatif étroit de rayonnement modulé par deux ensembles de collimateurs binaires, par conséquent, les coupes jumelles peuvent être irradiées en même temps. [73] Alors que la table de traitement est déplacée uniquement entre la série d'irradiation à deux coupes en tomothérapie série, la tomothérapie hélicoïdale traduit en continu la table de traitement avec rotation de la tête. [73] La figure 2.13 montre l'image d'une unité tomothérapie hélicoïdale. Un accéléromètre linéaire générant un faisceau de photons de 6 MV est monté sur une tête annulaire comme un scanner CT.

La tomothérapie utilise la configuration SAD, où une distance entre la source de rayonnement et l'isocentre, c'est-à-dire SAD, est de 85 cm. La taille du champ dans la direction latérale est définie par des mâchoires et est prolongée jusqu'à 40 cm à l'isocentre. Dans la direction longitudinale, les unités tomothérapie utilisent trois largeurs de champ différentes dans les cliniques : 1 cm, 2,5 cm et 5 cm. Pendant le traitement, l'accélérateur linéaire de la tête annulaire tourne continuellement dans le sens des aiguilles d'une montre, comme le montre la Figure 2.13 avec des champs de rayonnement modulants à l'aide d'un collimateur binaire à 64 lames multiples (MLC). Simultanément, le patient sur la table de traitement se déplace en continu dans une direction longitudinale, établissant

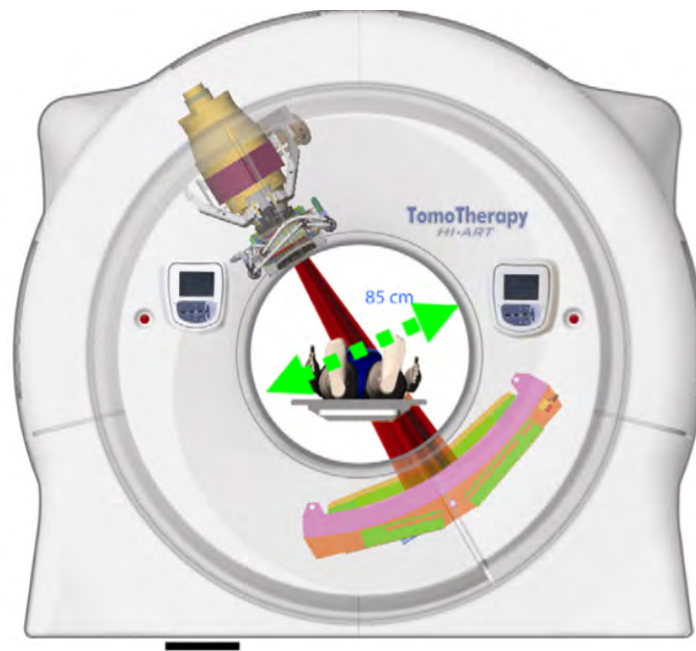


FIG. 2.13 : La tomothérapie hélicoïdale.

ainsi l'administration de la dose hélicoïdale. Cette technique d'administration hélicoïdale permet une administration de dose très conforme à un volume cible défini [74]. De plus, contrairement aux accélérateurs linéaires conventionnels, les unités tomothérapies n'ont pas de cône égalisateur. Cela conduit à une intensité de faisceau de photons incidents beaucoup plus élevée sur l'axe central du faisceau que celle générée par les accélérateurs linéaires conventionnels. Par conséquent, le réglage du débit de dose dans le mode de traitement de la tomothérapie (900 MU/min) est généralement supérieur à celui des accélérateurs linéaires conventionnels (100 à 600 MU/min) [53,72-74]. Le concept de UM (unité moniteur) sera expliqué dans le deuxième chapitre.

2.5 Principaux algorithmes de calcul

Les exigences générales d'un algorithme de calcul sont fondamentalement liées dans son intégration et son utilisation clinique dans un système informatisé de planification des traitements de radiothérapie. D'une part, l'algorithme doit être mis en œuvre de manière à avoir le coût de calcul le plus bas possible, la plus grande précision possible et les meilleures conditions d'intégration dans le système de planification. On pourrait parler d'une facilité d'utilisation de l'algorithme.

En général, la précision et le coût du calcul sont inversement proportionnels, de sorte qu'un algorithme plus rapide est souvent moins précis, même si ce n'est pas toujours le cas. Étant donné que les systèmes de planification sont interactifs, il serait souhaitable d'avoir un algorithme suffisamment rapide pour donner presque instantanément une distribution grossière de dose, dans laquelle n'est calculé qu'en des points déterminés, ou dans une région et n'est pas nécessaire pour avoir la dose en un point donné, le calcul en trois dimensions complet car cela réduit l'efficacité du calcul. Cela affecte bien sûr la conception de l'algorithme. En tout état de cause, cette évaluation, bien que générale, avec

l'évolution vertigineuse des ordinateurs et l'application des techniques de calcul en parallèle, ne tardera pas à devenir insignifiant car les temps de calcul même dans la situation la plus complexe seront totalement supportables même si certainement l'amélioration du calcul est accompagnée par des implémentations d'algorithmes de plus en plus complexes et coûteux avec une conception algorithmique optimisée sur la base d'un coût de calcul minimal reste encore importante pour le moment.

Sur les exigences de précision, il existe une abondante littérature, principalement condensée dans des protocoles de vérification comme celui de l'association américaine de physique médicale [75,76]. Les exigences de précision doivent être basées sur son application ultime qui est le traitement des patients, de sorte que, étant donné que le processus radiothérapeutique est complexe, Il faudra étudier les incertitudes associées à chaque partie de celui-ci et évaluer dans quelle mesure il est dans l'intérêt d'améliorer l'une d'entre elles car, comme dans tout système, l'amélioration a un coût et doit être justifiée par une amélioration globale du processus. Dans une tentative de connaître la précision qui serait actuellement recommandée dans le processus radiothérapeutique, des recherches ont été menées [77] sur l'étude de l'influence de l'incertitude globale d'administration de la dose sur le contrôle tumoral et ont conclu qu'une amélioration de 1% de la précision entraînerait une augmentation de 2% du contrôle tumoral à un stade précoce.

Plusieurs auteurs et entités ont formulé des recommandations générales concernant la précision de l'administration de la dose allant de 5% [78] jusqu'à 3% [79]. Elles montrent qu'à l'heure actuelle l'objectif de précision dans le calcul serait de 2 à 3 % et qu'il pourrait être utile à l'avenir d'atteindre 1 %. Les protocoles ainsi que les recommandations les plus répandues [80] sont dans cette ligne, de l'ordre de 2% pour les situations de faible complexité dosimétrique et de 3% à 4% dans les situations les plus complexes.

2.5.1 Description des algorithmes de calcul de photons

Certains des principaux algorithmes de calcul de photons mis en œuvre dans les systèmes de planification de la radiothérapie externe seront décrits ici. Bien sûr, nous ne décrirons pas tous les détails de la mise en œuvre dans chaque équipe de planification, car ce n'est pas l'objectif de ce travail.

2.5.1.1 Algorithmes de correction par hétérogénéité - Première génération. Voie radiologique équivalente « EPL » (Equivalent Path Length)

Jusqu'à l'incorporation des algorithmes de convolution/superposition, trois générations de modèles de correction par hétérogénéité ont été développées. Dans la première, les changements induits par l'hétérogénéité sont considérés uniquement pour le rayonnement primaire, en ignorant totalement les changements induits dans le composant dispersé. Ces algorithmes sont basés, comme nous l'avons déjà mentionné, sur le calcul d'une voie radiologique équivalente. Ce calcul dans sa forme la plus générale sera donné comme suit :

$$d' = \frac{1}{\rho_w} \int_0^z \rho(x) dx \quad (2.1)$$

Où ρ_w est la densité électronique de l'eau et $\rho(x)$ est la densité à chaque point, estimée à partir d'assignations à un contour. Une fois d' est calculée, la correction peut être effectuée de plusieurs façons. La première méthode est celle de l'atténuation linéaire effective, la seconde celle du déplacement isodose [81], la troisième celle du rapport TAR [78] et la quatrième celle du SSD effectif [82]. Ces méthodes modélisent correctement le rayonnement primaire sauf dans les situations où il existe un fort déséquilibre électronique, comme par exemple un faisceau de haute énergie frappant le poumon [83]. Dans d'autres situations complexes mais cliniquement réalistes, ces algorithmes peuvent entraîner des erreurs cliniquement [84].

2.5.1.2 Deuxième génération. Batho

La deuxième [85] est basée sur des méthodes qui prennent en compte des changements dans la composante primaire et indirectement des changements dans la composante dispersée par rapport à la densité électronique de l'hétérogénéité. Il prend également en considération la position du point d'intérêt sur l'hétérogénéité. Toutefois, comme pour les méthodes de la première génération, la dimension latérale de l'hétérogénéité n'est pas prise en compte (elles sont considérées comme des lames infinies) et seules les hétérogénéités entre le foyer du faisceau et le point de calcul sont prises en compte. La déduction de l'expression originale est simple [86], elle est basée sur la multiplicité des TAR. Par exemple, un matériau à double densité électronique d'un autre atténue et disperse deux fois plus que le premier, de sorte que la dose à un point P situé à une profondeur d dans le premier matériau serait $D = D_{air} * TAR(d, A)$ et à la même profondeur d dans le second matériau

$$D = D_{air} \cdot TAR(d, A) \cdot TAR(d, A) \quad (2.2)$$

Dans le cas général d'un matériau de densité électronique ρ :

$$D = D_{air} \cdot (TAR(d, A))^\rho \quad (2.3)$$

À partir de ce postulat, il est facile de déduire que le coefficient de correction est, dans le cas général d'un point P se trouvant en dessous de deux hétérogénéités plates avec des densités électroniques relatives p_1 et p_2 et des distances de leur limite antérieure au point P, d_1 et d_2 :

$$CF = \frac{TAR(d_1, A)^{\rho_1 - \rho_2}}{TAR(d_2, A)^{1 - \rho_2}} \quad (2.4)$$

Les restrictions à l'utilisation de ces méthodes reposent sur leurs simplifications qui sont essentiellement :

- Seule la géométrie au-dessus du point en question est examinée.
- L'effet d'une hétérogénéité dans la dose à un point ne dépend pas de l'épaisseur du tissu au-dessous du point.
- Il y a équilibre électronique.

- Les dimensions latérales de toutes les régions sont au moins celles du champ de rayonnement.

Différentes études [84] ont démontré les principales limites de cette méthode et de ses modifications sur la base d'une analyse théorique des interactions du composant primaire et dispersé, en validant ses déductions par des vérifications expérimentales. Selon ces auteurs, la méthode de Batho généralisée donne de bons résultats pour un point en dessous d'une hétérogénéité plane plus vaste que le champ et avec une densité inférieure à l'eau. Dans des situations extrêmes de grandes hétérogénéités avec des densités plus grandes que le tissu la méthode donne des résultats avec des erreurs supérieures à 10%. Le modèle surestime toujours la dose lorsque nous traitons des hétérogénéités avec des densités plus élevées que l'eau. En outre, il est clair que la méthode ne sert pas à des situations de perte d'équilibre électronique, ni à des hétérogénéités où sa tridimensionnalité ne peut être simplifiée.

2.5.1.3 Troisième génération : TAR-équivalent (ETAR)

La troisième génération de méthodes classiques de correction par hétérogénéité prend en compte la taille, la forme et la position de l'hétérogénéité. Bien qu'il y ait eu d'autres tentatives [87] l'algorithme de troisième génération le plus répandu et le plus intéressant est celui de TAR équivalent ou ETAR. Cette méthode, a été la première à tenter de calculer des corrections pour hétérogénéité du composant dispersé en utilisant plusieurs coupes TAC pour connaître la densité électronique pixel par pixel.

Cette idée n'était cependant pas nouvelle mais avait une base solide sur le théorème énoncé [88] et qui dit en substance que le rapport du fluage des photons secondaires dispersés et du fluage des photons primaires est constant dans deux milieux de densité et de composition atomique différentes lorsqu'ils sont irradiés par un même faisceau de photons, augmentant toutes les distances, y compris les tailles de champ, inversement à leur densité. Ainsi le facteur de correction sera donné par :

$$CF = \frac{TAR_{heterogene}(d', fs')}{TAR_{homogene}(d, fs)} \quad (2.5)$$

Où d' et fs' se réfèrent à la profondeur et à la taille de champ effectives. La profondeur d' correspond à la voie radiologique décrite ci-dessus et la taille de champ effective fs' est calculée à partir d'un rayon effectif $r' = r * \rho'$ où r est le rayon du champ circulaire équivalent et ρ' est la densité électronique effective.

La formulation d'ETAR est 3D cependant le calcul de l'équation (2.5) était trop cher pour le matériel de l'époque donc une formulation 2.5D est effectuée par la méthode décrite au paragraphe précédent. Cette simplification entraînait que la méthode n'était pas facilement applicable dans des domaines irréguliers et Yu [89] appliquait ensuite des techniques de transformation rapide de Fourier (FFT) pour pouvoir effectuer le calcul original tridimensionnel (équation (2.5)) sans besoin d'approximations (en évitant la coalescence) et avec un coût de calcul raisonnable.

La méthode ETAR et 3D ETAR a représenté jusqu'à la récente entrée des algorithmes de convolution/superposition l'état de l'art en termes de calcul des hétérogénéités. Cette

méthode a également été la plus populaire pour être celle qui offre le meilleur rapport précision/coût de calcul. L'ETAR donne généralement de bons résultats pour les grands champs, dans les zones où il y a équilibre électronique. L'un de ses principaux problèmes est la prise en compte de l'atténuation des rayonnements dispersés. Implicitement la méthode considère cette atténuation comme un milieu équivalent à de l'eau, puisque les valeurs de poids ne tiennent pas compte de cet effet. Cela signifie que, par exemple, pour les radiations dispersées par le poumon, le modèle considère qu'elle est atténuée comme si le milieu était équivalent à de l'eau. Il en résulte une surestimation de la densité effective et conséquemment de la taille de champ effectif.

Une autre idéalisation de la méthode est que l'absence de dispersion dans un milieu est modélisée comme une réduction de la taille de champ effective sans calcul explicite de celle-ci. Cette simplification est correcte pour un milieu entouré d'un autre moins dense mais sans changements brusques. Dans les situations où ce problème se produit (par exemple l'irradiation avec des champs tangentiels d'un sein, où une partie du champ est à l'air), la méthode peut sous-estimer le manque de dispersion par manque de matériel.

2.5.2 Des algorithmes de convolution avec des noyaux Pencil Beam

Au début des années 90, et bien que le support théorique des modèles de convolution/superposition ait été développé, les exigences très élevées en matière de calcul ont conduit au développement d'algorithmes qui, basés sur les mêmes principes, n'utilisaient pas le noyau ponctuel mais celui à faisceau étroit appelé Pencil beam. D'où le nom général pour ce type d'algorithmes qui couvrent de nombreuses implémentations différentes mais avec un principe général commun : calculent la dose par convolution bidimensionnelle du fluage primaire avec des noyaux Pencil beam à différentes profondeurs selon l'expression générale [90] :

$$D(r) = \iint_S \int_E \int_\Omega \sum_m \frac{PB^m(E, \Omega, r, s)}{\rho} * \Psi_{E, \Omega}^m(s) d^2\Omega dE d^2S \quad (2.6)$$

Où $\frac{PB^m(E, \Omega, r, s)}{\rho}$ est le noyau Pencil Beam pour le dépôt d'énergie par unité de masse au point r en raison de l'interaction du rayonnement primaire non chargé de type m (photons, pions neutres ou neutrons) sur la surface d'entrée s , dépendant de l'énergie et de l'angle d'incidence Ω . $\Psi(s)$ est le flux d'énergie incidente du rayonnement primaire de type m différentiel en énergie et en angle. Cette intégrale n'est pas évaluée de manière générale mais les différentes dépendances s'isolent pour finalement réussir à passer à une intégration de surface bidimensionnelle que dans le cas de PB invariants on peut traiter comme une convolution. Les noyaux Pencil beam peuvent être calculés à partir de simulations de Monte Carlo [91], de modèles analytiques [92] et même extraits de données mesurées [93].

Le premier modèle Pencil beam implémenté dans un planificateur est appelé par les auteurs « differential Pencil Beam » (*DPB*). Le *DPB* est la fraction des photons qui ont leur première collision dans un petit volume autour d'un point donné. Comme cette quantité n'est pas mesurable, les *DPB* sont calculés par simulation MC sous forme de

tableau et dans un système de coordonnées polaires ayant une origine correspondant à la position de la première collision du photon.

En cas de milieux hétérogènes les auteurs considèrent comme pas tout à fait approprié de réécrire les noyaux, surtout à hautes énergies où, dans des milieux de type os la création de paires est important. Ils proposent comme solution d'utiliser le rapport entre le coefficient d'atténuation linéaire entre os et eau. Cet algorithme modélise correctement l'interaction sur un mannequin plat ou avec une surface incurvée et des champs de forme très variée. En ce qui concerne les hétérogénéités, le modèle fonctionne correctement sauf en présence de cavités aériennes où l'approche de rééchelonnement de la distance entre l'élément disperseur et le point de calcul par la densité électronique sont une approximation. En outre, les doses dans la zone d'accumulation ne sont pas correctement calculées car aucune forme de contamination électronique n'est modélisée.

Les algorithmes PB sont basés sur l'intégration bidimensionnelle du noyau Pencil Beam. En général, le principal avantage de ces algorithmes est leur capacité intrinsèque à calculer rapidement des champs irréguliers à fluence variable, très utile en planification inverse et IMRT. En général, ses principales limites sont de deux ordres : le calcul en milieu hétérogène et pour petits mannequins avec de grands champs puisque les PB sont pré-calculés pour milieux semi-infinis.

2.5.2.1 Algorithmes convolution/superposition basés sur le noyau ponctuel

Les algorithmes de convolution/superposition basés sur des noyaux de dépôt d'énergie ponctuels représentent actuellement l'état de l'art de la planification clinique. Ces algorithmes représentent le TPS de notre Varian Clinac IX de type ECLIPSE étudié dans le cadre de notre thèse. Ils sont mis en œuvre avec de légères modifications dans plusieurs des planificateurs commerciaux les plus répandus et à l'exception des conditions cliniques les plus extrêmes présentent une précision de calcul similaire aux codes Monte-Carlo [94].

L'équation générale de calcul de dose en un point est la convolution de l'énergie totale libérée par toutes les particules chargées et non chargées, produites par les particules ionisantes non chargés par unité de masse du matériau dans lequel se produit l'interaction et comprend l'énergie retenue par le photon de l'interaction « TERMA » avec le noyau ponctuel de dépôt d'énergie :

$$D(\vec{r}) = \iiint_V \int T(\vec{r}, E) * \frac{\rho(\vec{r}')}{\rho(\vec{r})} H(\vec{r}, \vec{r}', E) d^3\vec{r}' dE \quad (2.7)$$

La dose est calculée par noyaux de dépôt d'énergie à partir d'une convolution de TERMA, $T(r)$, à chaque point d'interaction et du noyau de dépôt d'énergie, $H(r)$. Où r se réfère à la position du point de calcul et r' aux points d'interaction. Les hétérogénéités tissulaires sont à l'origine de la plus grande erreur dans les distributions de dose calculées lorsque celles-ci ne sont pas prises en compte. Les modèles de convolution/chevauchement ont deux effets fondamentaux sur les hétérogénéités, le premier se produit lorsque l'hétérogénéité se situe entre la source et le point de dépôt le long du faisceau primaire et le second lorsque l'hétérogénéité se situe entre le point d'interaction et le point de dépôt. Le premier concerne le TERMA à chacun des points qui sont entre la source et l'hétérogénéité

en suivant les faisceaux primaires et est calculé avec peu de coût de calcul en atténuant le TERMA selon les densités électroniques de chacune des hétérogénéités. Cette correction est similaire à celles de voie radiologique équivalente mentionnées ci-dessus, et que dans de nombreuses situations cliniques courantes donnent des résultats inacceptables [94].

Le second effet est corrigé à l'aide de ce qu'on appelle le recadrage des noyaux. Lorsqu'un photon primaire interagit dans une hétérogénéité, le dépôt d'énergie varie en fonction de la nature et de la densité électronique de l'hétérogénéité. Dans les énergies de thérapie où fondamentalement l'interaction prédominante est Compton, le dépôt sera fonction de la densité électronique. En ce qui concerne le calcul, ce serait comme :

$$D(\vec{r}) = \iiint_V T_\rho(\vec{r}) * \frac{\rho(\vec{r}')}{\bar{\rho}} \bar{H}_\rho(\bar{\rho}|\vec{r}-\vec{r}'|, (\vec{r}-\vec{r}')) d^3\vec{r}' + \iiint_V T_s(\vec{r}) * \frac{\rho(\vec{r}')}{\bar{\rho}} \bar{H}_s(\bar{\rho}|\vec{r}-\vec{r}'|, (\vec{r}-\vec{r}')) d^3\vec{r}' \quad (2.8)$$

Où les noyaux sont rééchelonnés en fonction de la densité électronique moyenne ρ calculée le long du rayon reliant le point d'interaction et le point de dépôt et $\rho(r')$ est la densité du point d'interaction. Dans cette expression, qui est la plus complète dans ce type d'algorithmes, les noyaux ne sont plus invariants mais sont fonction de la combinaison point d'interaction-point de dépôt donc l'intégrale n'est plus une convolution mais une superposition et le temps de calcul de la formule est considérablement allongé.

Les algorithmes convolution/superposition basés sur un noyau ponctuel utilisent la physique fondamentale pour décrire l'interaction et le transport des photons et des électrons. Par conséquent, ces algorithmes fournissent en principe de meilleurs résultats dans des situations complexes que les algorithmes basés sur des mesures. Dans des situations simples, les résultats sont tout à fait comparables. Les limites de ces algorithmes sont essentiellement les situations les plus extrêmes, comme les cavités aériennes dans les petits champs et les hautes énergies, où il n'y a pas d'équilibre électronique et le rééquilibrage des noyaux échoue. Dans certains cas également, les distances étendues font que la dose dans la zone d'accumulation peut être surestimée jusqu'à 10% en raison de l'échec de l'approche exponentielle de la contamination électronique. Cependant en général ces algorithmes calculent dans la tolérance générale de 3%/3mm, dans la plupart des situations [83,95], et représentent sans aucun doute l'antichambre des algorithmes de Monte-Carlo étant dans la pratique et dans de nombreux cas compétitifs avec eux en termes de précision.

2.5.3 La méthode Monte-Carlo de calcul de dose en radiothérapie

La méthode Monte-Carlo fournit le moyen le plus précis de déterminer les calculs dosimétriques pour la planification des traitements de radiothérapie, en particulier en présence d'hétérogénéités telles que les os ou les poumons. Cette méthode est également utile pour déterminer avec précision les estimations de dose absolue dans les régions où le dépôt de dose est très variable, telles que les régions de pénombre ou les régions de dépôt de dose « Build-up », c'est-à-dire avec accumulation, ou « Build-down », de particules chargées. L'adoption de cette méthode dans la radiothérapie est actuellement entravée

par la quantité de temps de calcul nécessaire pour effectuer des calculs fiables avec une statistique acceptable.

Dans une simulation MC, les grandeurs d'intérêt peuvent être calculées par la médiation d'une série donnée de particules (également appelées "histoires", "cas", "trajectoires" ou "tracks"). Il est possible de calculer à la fois les grandeurs observables (mesurables), telles que la dose, et les grandeurs qui ne peuvent pas être mesurées aussi facilement, ainsi que la fraction de particules provenant d'un certain composant de la tête de traitement, la fraction de dose due à la dispersion de photons, etc. Bien qu'il existe des techniques de stockage des grandeurs en un point lors d'une simulation MC, dans les applications de planification de traitement, il est plus fréquent de stocker des grandeurs (généralement des doses) mesurées sur un volume fini. En augmentant la taille du vortex, compte tenu de l'incertitude statistique, le temps total de calcul diminuera, mais la résolution spatiale sera réduite. Autre aspect important du calcul Monte-Carlo est la présence d'incertitudes dues à la nature statistique de la méthode. Les algorithmes des systèmes de planification de traitement doivent être capables de prédire la dose à n'importe quel moment au sein du patient afin de pouvoir décider d'accepter ou non un traitement et/ou de choisir un autre plan de traitement. Ce chapitre a mis en évidence la difficulté de calcul, des distributions de dose, quand il y a de grandes différences de densité électronique dans le milieu traversant le faisceau de rayonnement, le calcul de Monte-Carlo étant celui qui reproduit de façon plus précise les calculs dosimétriques avec la contrepartie du temps de calcul requis pour obtenir la distribution de dose calculée.

2.6 La méthode Monte Carlo en Radiothérapie

Au cours des dernières années, l'utilisation de la méthode Monte Carlo a été largement augmentée et, actuellement, elle montre de nombreuses applications dans le domaine de la physique médicale, à savoir la simulation de détecteurs de médecine nucléaire, le calcul de la dose absorbée en radiothérapie ou la modélisation de l'interaction des particules ionisantes avec les structures telles que la molécule d'ADN en micro ou nano-dosimétrie. En ce qui concerne le cas particulier des problèmes de radiothérapie, la question des temps de calcul élevés a traditionnellement conduit à considérer la méthode MC comme une approche cliniquement irréalisable. Toutefois, en raison de l'amélioration la plus récente de la technologie informatique et du développement de codes plus rapides optimisés pour les calculs de radiothérapie, la méthode est devenue une excellente alternative à la résolution analytique d'équations de transport complexes ou à l'utilisation généralisée d'algorithmes macroscopiques bruts. En fait, des systèmes de planification du traitement clinique (TPS) basés sur la méthode MC sont récemment mis en œuvre pour le calcul des doses dans de nombreux services de radiothérapie.

Dans le contexte de la modélisation du transport du rayonnement, Monte Carlo est une méthode stochastique qui simule des trajectoires individuelles dans une géométrie arbitraire employant une séquence de nombres aléatoires dans un processus d'échantillonnage basé sur les distributions de probabilité régissant tout le processus physique impliqué dans les interactions de rayonnement avec la matière. Dans l'approche MC, le transport d'une particule incidente et de toutes les particules de sa descendance mises en mouvement par la suite est appelé « historique des particules ». En simulant un grand nombre

de N historiques, on peut obtenir des valeurs moyennes fiables de différentes quantités macroscopiques d'intérêt (dose absorbée, fluence, etc.). Puisque le résultat est une valeur moyenne, il est associé à un écart-type qui exprime l'incertitude due au fait que le nombre simulé d'histoires n'est pas infini. En fait, l'incertitude statistique d'une simulation dépend du nombre N d'historiques considérés et diminue habituellement comme $N^{-1/2}$.

Comme indiqué précédemment, pour toute simulation MC, il est nécessaire de pouvoir reproduire le caractère aléatoire. La première et principale essence de toute simulation de Monte Carlo est donc une séquence infinie de nombres aléatoires. Un nombre aléatoire est une valeur particulière d'une variable continue distribuée uniformément sur l'intervalle unitaire $[0, 1]$. Une séquence de nombres aléatoires de hautes qualités est un long flux de nombres avec la caractéristique que l'occurrence de chaque nombre dans la séquence est imprévisible. Bien que des bases de données de nombres aléatoires réels puissent être trouvées, leur utilisation est limitée en raison de leur grande taille, ce qui rend le processus de simulation très lent. Ainsi, des algorithmes mathématiques pour la génération de nombres pseudo-aléatoires ont été introduits, nommé le générateur de nombres aléatoires (RNG). Les sorties du RNG ne peuvent pas être considérées comme exactement aléatoires ; elles se rapprochent seulement de certaines des propriétés des nombres aléatoires. Par conséquent, une analyse mathématique minutieuse est nécessaire pour s'assurer que les nombres générés sont suffisamment « aléatoires » pour la simulation en question. La durée de la période d'un RNG doit être suffisamment longue pour éviter les répétitions dans la séquence des nombres utilisée pendant le processus de simulation, car autrement des corrélations peuvent être produites.

La sélection d'une valeur aléatoire d'une quantité spécifique, à partir d'une fonction de densité de probabilité continue est réalisée dans la simulation MC par des méthodes d'échantillonnage. La base générale de l'échantillonnage n'est pas une tâche facile. Cependant, un grand nombre de travaux ont été réalisés sur ce sujet et aujourd'hui des algorithmes précis et efficaces existent pour l'échantillonnage à partir de toutes les distributions fréquemment utilisées.

2.6.1 Le principe général de la méthode Monte Carlo

Tous les processus physiques impliquant le transport et l'interaction du rayonnement avec la matière ont une nature aléatoire, où la distribution de probabilité régissant l'événement est connue. En raison de ce comportement stochastique du rayonnement, la méthode MC représente un excellent outil non seulement pour la modélisation de ces processus, mais aussi pour être utilisée dans des applications pratiques en radiothérapie. En particulier, la méthode MC est devenue une alternative précise aux algorithmes analytiques (conventionnels) qui sont largement mis en œuvre dans la majorité des TPS pour le calcul de la dose dans des géométries arbitraires, p.ex. faisceau crayon et algorithmes de superposition/convolution.

Contrairement aux méthodes analytiques qui appliquent des formules de calcul explicite du dépôt d'énergie macroscopique dans le matériau, l'algorithme MC agit à un niveau microscopique et considère la trajectoire de chaque particule composant le faisceau d'irradiation. Le long de leurs trajectoires dans la matière, les particules perdent de l'énergie

ou subissent des interactions qui donnent lieu à des particules secondaires, qui à leur tour déposent également de l'énergie dans le matériau. La somme de l'énergie microscopique se desserre dans une petite unité de volume donne la dose macroscopique.

La plupart des algorithmes conventionnels ont été développés sur la base de l'hypothèse que le corps humain est composé de tissus équivalents à l'eau. Cette hypothèse est à peu près valide puisque 50 à 80 % du corps humain est constitué d'eau. Cependant, le corps présente des régions hétérogènes contenant des cavités d'air, des os ou des tissus pulmonaires. Comme il a été largement étudié, l'effet causé par ces inhomogénéités peut conduire à des changements significatifs sur le rendement dosimétrique des traitements de radiothérapie [96,97] et ils doivent être pris en compte. En général, il a été constaté que la plupart des algorithmes de calcul de dose classiques sont capables de prédire la dose avec une précision acceptable dans les fantômes d'eau homogènes, mais ils échouent à proximité des inhomogénéités tissulaires. Afin de tenir compte de l'influence des inhomogénéités, tel que les tumeurs pulmonaires et osseuses de petites tailles, les algorithmes conventionnels introduisent certaines méthodes de correction pour tenir compte des changements de fluence et de gamme de particules liés à la densité causés par les inhomogénéités. En règle générale, la procédure pour obtenir la distribution de la dose dans une géométrie non homogène est basée sur la modification de la dose calculée dans un milieu d'eau homogène par l'application d'un facteur, le « facteur de correction de l'inhomogénéité ».

Plusieurs méthodes ont été mises au point pour déterminer ce facteur, notamment la loi sur le faible rapport tissu-air (Batho), la loi modifiée sur le pouvoir batho, le rapport tissu-air équivalent (ETAR). Bien que toutes ces méthodes soient capables de calculer l'effet des inhomogénéités sur la fluence des photons, elles ont encore quelques limites pour calculer la perturbation de la fluence des électrons. En fait, la plupart de ces méthodes ne permettent pas de calculer la dose avec la précision requise dans tous les cas.

Comme indiqué au chapitre 1, il est recommandé que le degré de précision de l'administration de la dose dans les traitements de radiothérapie soit inférieur à 5 % [98]. Pour satisfaire à cette exigence, une précision et une qualité plus élevées (2 - 3 %) sont requises pour le calcul des distributions de doses afin d'augmenter la probabilité de succès du traitement et d'éviter les effets cliniques. Les limites susmentionnées des algorithmes conventionnels en présence de régions non homogènes peuvent entraîner une augmentation de l'incertitude dans le calcul de la dose et donc affecter la précision du traitement. Seuls les algorithmes de Monte Carlo qui utilisent les probabilités d'interaction des photons et ont le potentiel de modéliser le transport d'électrons peuvent expliquer explicitement les inhomogénéités de densité. Cette méthode a montré un potentiel élevé dans ces situations, permettant de répondre à l'exigence de 3 % pour une radiothérapie précise [98]. Il y a aussi un autre aspect dans lequel l'application de la méthode Monte Carlo à la radiothérapie a montré plus d'avantages par rapport, non seulement aux algorithmes analytiques, mais aussi aux mesures.

Récemment, des techniques de radiothérapie plus sophistiquées telles que 3D-conformal ou IMRT sont mises en œuvre dans plus de centres de radiothérapie. Comme mentionné précédemment, ces techniques consistent en l'administration de doses croissantes aux cellules tumorales en conformant les distributions de doses à la forme tridimensionnelle du volume de la tumeur. Afin d'obtenir la conformité et la modulation souhaitables du faisceau, l'utilisation de plans plus complexes utilisant, par exemple, des faisceaux non

oplanaires ou des dispositifs de conformation auxiliaires tels qu'un collimateur multi lames peut être impliquée. Étant donné la complexité des plans, le potentiel de contrôle local est accru, ce qui augmente la nécessité d'augmenter la précision des algorithmes de calcul de la dose. En général, la connaissance précise des caractéristiques du champ de rayonnement est une condition préalable essentielle à la précision de la dose élevée. L'introduction de collimateurs multi lames dans ces techniques entraîne également des défis majeurs pour les mesures de dose dans les faisceaux de photons.

Encore une fois, la méthode MC apparaît comme la méthode la plus précise pour traiter ces situations, car elle permet une modélisation précise de la géométrie des linacs individuels et des dispositifs de façonnage de faisceau. À l'heure actuelle, plusieurs codes généraux de Monte Carlo sont largement utilisés pour la simulation du transport de rayonnement, comme le programme MCNP (Monte Carlo N-particle) [99,100], Penelope (Barcelone, Espagne) [101] et EGSnrc (Conseil national de recherches du Canada) [102].

2.6.1.1 Simulation du transport de photons et d'électrons

Les processus physiques des interactions des électrons et des photons avec la matière sont bien établis, comme le décrit le chapitre précédent. Bien que ce processus puisse être décrit mathématiquement par un ensemble couplé d'équations de transport intégral-différentielles, les équations sont si compliquées qu'il est très difficile de développer des expressions analytiques, sauf sous des approximations sévères. Cette difficulté est principalement due à la modélisation complexe du processus d'interaction qui implique la génération de particules secondaires, telles que les photons γ -ray et bremsstrahlung, et le processus de diffusion.

Comme mentionné précédemment, pour la modélisation MC du transport du rayonnement, les nombres aléatoires et les distributions de probabilité sont deux éléments essentiels utilisés pour simuler chaque étape de la trajectoire des particules. Fondamentalement, le choix du type d'interaction à chaque étape de transport et la détermination de l'état des particules (énergie et direction) sont effectués en utilisant les deux éléments. D'une manière générale, la simulation MC du transport du rayonnement peut être résumée comme un processus composé de quatre étapes principales :

- Sélection de la distance à l'interaction suivante.
- Transport de la particule jusqu'au lieu d'interaction en tenant compte des contraintes géométriques.
- Choix du type d'interaction.
- Simulation de l'interaction sélectionnée.

Les étapes de 1 à 4 sont répétées jusqu'à ce que la particule d'origine et toutes les particules secondaires quittent la géométrie ou soient absorbées localement. On considère qu'une particule est absorbée localement lorsque son énergie tombe en dessous de l'énergie

seuil spécifiée. L'étape 1 est basée sur la probabilité, $p(r)dr$, qu'une particule interagisse dans un intervalle dr à une distance r de sa position initiale :

$$\rho(r)dr = r^{-\mu} \mu dr \quad (2.9)$$

Où μ est le coefficient d'atténuation linéaire (nombre d'interactions par unité de longueur). Une distance aléatoire r distribuée selon $p(r)$ peut être échantillonnée en utilisant la méthode dite de la transformation inverse, qui assimile la probabilité cumulative de $p(r)$ à un nombre aléatoire Ψ uniformément réparti entre zéro et 1 :

$$\int_0^r \rho(r')dr' = \Psi \Rightarrow -\frac{\ln(1 - \Psi)}{\mu} \quad (2.10)$$

L'étape 2 implique un tracé de base, ce qui nécessite un modèle géométrique capable de fournir le milieu et la densité massique de la région, ainsi que le calcul de la distance jusqu'à la frontière géométrique suivante sur la trajectoire de la particule. L'étape 3 est similaire à l'étape 1, à l'exception du fait que la fonction de distribution des probabilités est maintenant discrète, ceci implique un nombre fixe d'états finaux i , correspondant au type d'interaction i . En supposant que la section efficace pour une interaction de type i soit désignée σ_i et la section efficace totale σ une application directe de la méthode de transformation inverse pour n types d'interaction donne lieu à l'interaction 1 si $\Psi = \frac{\sigma_1}{\sigma}$, ou à l'interaction 2 si $\Psi = \frac{\sigma_1 + \sigma_2}{\sigma}$, ou à l'interaction n si : $\Psi \leq \frac{(\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3 + \dots + \sigma_n)}{\sigma}$. La partie la plus difficile est peut-être l'étape 4, dans laquelle les changements d'énergie et de direction doivent être mesurés à partir de la section efficace différentielle du processus choisi. Les manuels des codes d'application générale fournissent des détails sur les méthodes utilisées pour les interactions photoniques les plus pertinentes.

2.6.1.1.1 Transport de photons En raison de leur caractéristiques neutres, les photons subissent, en moyenne, un faible nombre d'interactions lorsqu'ils voyagent dans un milieu. Il est suffisant que la simulation Monte Carlo du transport de photons inclue toutes les interactions avec la matière environnante. Cette méthodologie de simulation est souvent analogue de Monte Carlo ou technique « événement par événement » qui est caractérisée par la simulation explicite de toutes les interactions de particules avec le matériau environnant, y compris les particules secondaires créées lors des collisions. Les simulations analogiques sont adaptées au transport de particules neutres (photons ou neutrons) et d'autres particules avec une faible section et une longueur moyenne de trajet libre élevée.

La première étape du processus de transport de photons est basée sur la connaissance de la longueur moyenne du trajet libre, λ , qui caractérise la distribution de densité de probabilité de la distance t parcourue par la particule entre deux interactions consécutives et elle est donnée par :

$$P = \exp\left(-\frac{t}{\lambda}\right) \quad (2.11)$$

Avec :

$$\lambda = \frac{A}{N_a \cdot \rho \cdot \sigma_{total}} \quad (2.12)$$

Où A , N_a et ρ sont respectivement le nombre de masse atomique, le nombre d'Avogadro et la densité de matière, et σ_{total} est la section transversale totale qui est proportionnelle à la probabilité d'interaction. Sur la base de la distribution de probabilité de l'équation (2.12), la distance t peut être déterminée par $t = \lambda \ln(\xi)$, ξ étant un nombre pseudo-aléatoire échantillonné dans l'intervalle $]0, 1]$. Ensuite, la simulation suit avec le transport du photon jusqu'au prochain point d'interaction, en tenant compte des différents matériaux trouvés. Une fois que le photon atteint ce point, le type d'interaction est échantillonné en utilisant un deuxième nombre ξ_2 généré aléatoirement. En particulier, le choix du type d'interaction est choisi par échantillonnage des probabilités relatives de chaque mécanisme d'interaction, i , par rapport à la section transversale totale ($\sigma_{total} = \sum \sigma_i$) comme suit :

$$\left(\frac{\sigma_i}{\sigma_{total}} \right) \quad (2.13)$$

Dans la gamme d'intérêt de la radiothérapie par faisceau externe, les photons interagissent avec la matière par quatre processus principaux : effet photoélectrique, diffusion incohérente (Compton), production de paires et diffusion cohérente (Rayleigh). La section transversale totale prend ainsi en compte l'ensemble de ces processus. Si une particule secondaire est générée par diffusion inélastique, les caractéristiques cinématiques de la nouvelle particule sont obtenues dans le vertex en échantillonnant la section transversale différentielle respective en énergie et en angle. Ensuite, le transport de la particule secondaire est effectué indépendamment de la particule primaire, dont l'énergie et l'angle sont ensuite réajustés. La procédure entière est répétée jusqu'à ce que le photon atteigne son destin final, habituellement une limite d'énergie (coupure) ou une limite de rejet, étant alors absorbé dans le milieu.

2.6.1.1.2 Transport d'électrons et de positrons La simulation du transport de particules chargées par des techniques Monte Carlo analogiques est incompatible pour la plupart des applications. Contrairement aux photons, qui déposent leur énergie à des points discrets le long de leur trajectoire, les électrons perdent leur énergie dans un ensemble presque continu d'interactions. Comme on le sait, ils ont une longueur moyenne de trajet libre considérablement plus petite et subissent un nombre énorme d'interactions avec les électrons et les noyaux atomiques dans le milieu jusqu'à ce qu'ils soient absorbés localement. Par exemple, un électron relativiste peut typiquement subir environ 10^4 à 10^5 interactions élastiques et 10^5 à 10^6 collisions inélastiques. Par conséquent, une simulation événement par événement du transport d'électrons n'est pas une technique appropriée, car elle conduirait à des temps de simulation trop longs et inacceptables pour atteindre une incertitude statistique acceptable des quantités calculées. Pour résoudre cette difficulté, une technique de modélisation plus élaborée du transport des électrons a été développée.

La technique des histoires condensées a été décrite pour la première fois dans le travail de Berger (1963) [103]. Celle-ci se fonde sur l'observation selon laquelle la grande majorité

des interactions électroniques entraînent des changements très mineurs dans l'énergie de l'électron. Ces interactions ont un effet minime et beaucoup d'entre elles peuvent donc être regroupées en quelques étapes de "histoire condensée" [104-106]. Son effet cumulatif peut être pris en compte en échantillonnant les changements d'énergie, de direction et de position à partir des distributions appropriées d'interactions simples groupées, par exemple dispersion multiple, pouvoir de freinage, etc.

Chacune de ces étapes condensées tient compte des effets combinés des interactions individuelles survenant au cours de l'étape, y compris la dispersion angulaire due aux interactions élastiques et la perte d'énergie associée aux interactions inélastiques. Plus précisément, ces interactions, parfois appelées collisions douces, comprennent la diffusion élastique de Coulomb, l'excitation atomique et, enfin, la production des rayons δ (diffusion Muller) et de photons bremsstrahlung avec une énergie inférieure à un certain seuil défini. La perte d'énergie cumulée et la déviation angulaire sont échantillonnées une fois par étape condensée à partir des distributions appropriées. Toutes les interactions restantes, y compris la production de rayons δ et de faisceaux à haute énergie, impliquant la production de particules secondaires au-dessus d'une certaine énergie seuil définie, sont considérées comme des interactions catastrophiques. Ces interactions sont modélisées de manière discrète et indépendantes de la simulation de la particule primaire. Cette approche pour le transport d'électrons augmente l'efficacité de la simulation d'un facteur de trois ou quatre par rapport à la simulation analogique.

Berger a défini deux formes principales d'implémentation d'histoires condensées. Dans un schéma de classe I, toutes les collisions sont sujettes à regroupement. L'effet de la création de particules secondaires au-dessus de l'énergie seuil spécifiée est pris en considération après l'événement (c'est-à-dire indépendamment de l'énergie perdue au passage), en créant et en transportant le nombre approprié de particules secondaires. La corrélation entre de grandes pertes d'énergie et la création de particules secondaires est ainsi perdue. Dans un schéma de classe II, les interactions sont divisées en "dures" (parfois appelées "catastrophiques") et "douces". Les collisions douces sont soumises à des regroupements tels que ceux de la classe I. Les collisions dures sont à peine simulées de manière analogue [107].

Dans les modèles de classe I, la distribution pour l'échantillonnage de la perte d'énergie des particules primaires comprend la perte d'énergie causée par la production d'électrons secondaires, puisque les événements catastrophiques sont regroupés dans l'étape d'histoire condensée. Les distributions de probabilité sont donc des valeurs de perte d'énergie totale de collision incorporant des fluctuations statistiques (énergie en décalage) décrites par des théories telles que la distribution de Landau ou gaussienne. A la fin de chaque étape, s, l'énergie de la particule primaire est donnée par :

$$E_{final} = E_{initial} - \Delta E(s) \quad (2.14)$$

$E(s)$ étant la perte d'énergie le long de l'étape causée par des événements continus et catastrophiques. Dans cette classe, la simulation d'un rayon n'implique pas le changement d'énergie de la particule primaire et l'état final de cette particule n'est pas directement lié à la particule générée, qui peut être émise à n'importe quel point le long de l'étape.

Un schéma de classe II peut être décrit avec les mêmes quatre étapes de base qui constituent une simulation analogue [103,108,109]. Les deux principales différences sont

que seules les collisions dures sont incluses et que l'étape 2 est beaucoup plus difficile puisque les particules ne se déplacent pas en ligne droite et qu'elle implique une sélection de changements énergétiques, direction et position à partir de distributions à dispersion multiple. Il est aussi souvent nécessaire de diviser la distance entre les interactions catastrophiques en passages d'histoires condensées plus courtes pour garantir la précision de la simulation. Il existe un seuil d'énergie de transport comme dans la simulation analogue. Les seuils de transport des particules sont généralement les mêmes que les seuils de création des particules en divisant les collisions douces et dures, mais ce n'est pas une condition nécessaire.

La Figure 2.14 illustre une simulation MC de classe II. La partie supérieure montre une trajectoire complète d'électron comprenant des électrons et des photons secondaires (représentés par les lignes discontinues sans inclure leurs interactions) avec des énergies au-dessus des seuils de choc durs. La partie inférieure est la vision augmentée de la boîte ombrée. Le parcours courbe réel a été simulé en utilisant quatre passages d'histoires condensées. Les cercles et flèches remplis indiquent les positions et les directions au début des étapes. La zone ombrée autour de la trajectoire de l'électron indique la région dans laquelle l'énergie sous-seuil des particules secondaires est effectivement déposée. Si ce volume est faible par rapport à la résolution de calcul (p. ex. la taille de la voltige dans le cas de la radiothérapie), le dépôt d'énergie peut être considéré comme local et modélisé en utilisant une puissance de freinage restrictive le long de la trajectoire électronique. Il convient de noter que les positions initiales et finales d'une étape ne sont pas reliées à la figure afin de souligner le fait que la mise en œuvre d'une histoire condensée ne fournit pas d'informations sur la façon dont la particule se déplace de A à B. Cela coûte importance lorsque le maillage de stockage ne coïncide pas avec le maillage de la géométrie sous-jacente ou lorsqu'une seule étape d'histoire condensée traverse plus d'une région géométrique comme c'est le cas dans certains codes MC spécialisés en radiothérapie. Cette considération souligne un autre aspect important de la simulation d'histoires condensées, à savoir la façon dont le transport est effectué à proximité ou à travers les frontières entre différentes régions.

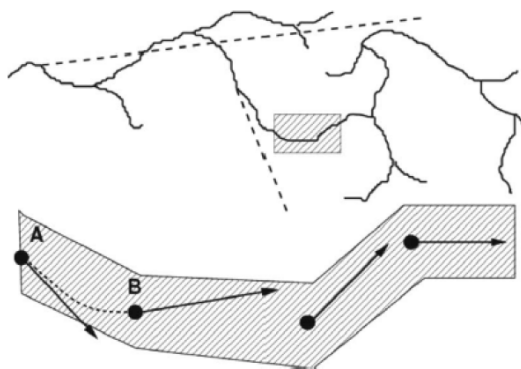


FIG. 2.14 : *Illustration d'une simulation MC de classe II.*

Bien que la technique des histoires condensées permette l'utilisation pratique de simulations MC, elle introduit un paramètre artificiel qui est la taille du passage. Grâce aux développements réalisés dans les années 90, la technique des histoires condensées est parfaitement connue. Cela a conduit à l'implémentation d'histoires condensées de haute

précision et à des codes MC plus rapides qui permettent de calculer des distributions de doses avec une précision comparable aux paquets traditionnels de MC en très petites fractions de temps.

Dans le transport de particules chargées, on arrête de suivre la trajectoire de la particule après être tombé en dessous d'un seuil d'énergie ou « low-energy cutoff ». Plus la valeur du cutoff est élevée, plus les calculs sont rapides, ce qui peut améliorer considérablement la vitesse de calcul. D'un autre côté, si l'on ne prend pas grand soin de terminer l'histoire de la particule sur un cutoff trop haut, cela peut fausser la distribution des doses, car la particule terminée peut avoir déposé de l'énergie à une certaine distance après l'arrêt de sa trajectoire. Il faut donc être prudent dans le choix de l'énergie de coupure.

2.6.2 Principaux codes MC en radiothérapie

Nous citerons quelques-uns des codes Monte Carlo les plus populaires en ce qui concerne le transport des radiations, en en présentant très brièvement les principales caractéristiques.

ETRAN(ElectronTRANsport) : C'est le premier code Monte Carlo créé pour simuler le transport d'électrons et de photons à travers des géométries simples [110]. Sa plage de validité est comprise entre 1 keV et 100 GeV.

EGS (Electron Gamma Shower) : Simule le transport d'électrons, photons et positrons considérant seulement les interactions électromagnétiques. Sa plage de validité est comprise entre 1 keV et 10 GeV. La géométrie peut être construite à l'aide d'un code utilisateur dénommé BEAMnrc [111,35] qui comprend des modules géométriques spécialement conçus pour les problèmes de physique médicale. En outre, en incorporant des techniques de réduction de variance et ayant été largement validé, c'est un code Monte Carlo très populaire en physique médicale. Ce n'est pas un code ouvert et l'utilisateur peut avoir besoin de développer une partie du code en langage MORTRAN pour définir des géométries complexes.

FLUKA (FLUktuierende KAskade) : C'est un code à usage général qui reproduit la propagation dans la matière jusqu'à 60 particules différentes, incluant des électrons et des photons (de 1 KeV à 1000 TeV), hadrons (jusqu'à 20 TeV), neutrons (y compris thermiques) et ions lourds. Il permet de reproduire des géométries complexes. Son code source, développé en FORTRAN, n'est pas accessible.

GEANT4(Geometry ANd Tracking) : Est un code capable de simuler le transport de toutes sortes de particules dans une plage de validité énergétique comprise entre 250 eV et 10 TeV [100]. Il est particulièrement puissant dans la reproduction de géométries complexes et peut être utilisé dans des applications d'intérêt tant en physique de haute énergie qu'en physique médicale. L'utilisateur doit développer une partie du code en C++. Contrairement à la plupart des codes précédentes, leur code source est entièrement public et il n'est pas nécessaire de s'enregistrer pour l'utiliser.

MCNP (Monte Carlo N-Particle) : C'est un code général pour le transport de neutrons, photons et électrons [99]. Par sa validation, il est considéré comme le code le plus fiable

pour le transport de neutrons. Il intègre des techniques de réduction de variance. Son code source n'est pas accessible et un registre de paiement est nécessaire pour l'utiliser.

MCNPX (Monte Carlo N-Particle eXtended) : étend l'application du code MCNP 4 à presque tous les types de particules dans une large gamme d'énergies. Le code source, développé dans FORTRAN90, n'est disponible que sous une forme restreinte par accord préalable avec les développeurs. PENELOPE (Pénétration and EnergyLOss of Positrons and Electrons) : C'est un code ouvert d'usage général pour le transport d'électrons, photons et positrons, sans considération de réactions photo-nucléaires, dans une gamme d'énergies comprise entre 50 eV et 1 GeV ; pour cette raison, son principal champ d'application est la physique médicale. La géométrie est construite à partir de surfaces quadriques et comprend des techniques de réduction de variance [112].

2.6.2.1 Plateforme GEANT4/GATE

Le terme général "méthode Monte-Carlo" fait référence à la solution d'un problème numérique utilisant des statistiques de probabilité et des nombres aléatoires. Dans le cas de Geant4, il est utilisé pour déterminer différentes interactions de particules chargées et de photons, avec différentes probabilités d'interaction, qui permettent de déterminer jusqu'à quelle distance une particule peut voyager dans un matériau hétérogène avant qu'une interaction ne se produise. La distance parcourue est appelée "étape". Parce que certains types d'interactions se produisent très souvent, ils se condensent en processus "continus" pour éviter d'imposer des limitations considérables à la portée des applications possibles dans les ressources informatiques données. Ces processus modifient continuellement l'énergie de la particule, et donc la section transversale pendant chaque étape.

Il convient donc d'introduire une limitation de la taille du passage. La limite doit être suffisamment petite pour que toutes les sections transversales pertinentes soient à peu près constantes pendant le passage, mais pas si petites que le temps de calcul augmente considérablement. Les géométries dans lesquelles les particules se propagent dans Geant4 sont construites en plaçant des géométries primitives, telles que des boîtes ou des cylindres, avec des informations associées au matériau. Le résultat est un arbre de géométrie dont l'origine est établie par un volume "monde". Les géométries primitives peuvent être combinées avec des opérations booléennes pour générer des géométries plus complexes, on peut aussi utiliser des géométries construites à partir de surfaces limite ou importer directement des géométries de modèles CAD. Le mouvement logique d'une particule dans la simulation d'un volume à l'autre nécessite l'évaluation de la trajectoire de la particule si elle traverse un autre volume ; une opération informatique complexe est effectuée de manière inadéquate. En général, plusieurs techniques d'optimisation sont utilisées. Geant4 utilise un algorithme de modélisation qui lui permet de bien fonctionner, même avec un arbre à géométrie plate (c'est-à-dire non hiérarchique).

2.6.2.1.1 Modèles physiques de Geant4 Pour une flexibilité maximale, Geant4 permet à l'utilisateur d'effectuer une sélection de modèles d'interactions particulières pertinents pour l'étude à réaliser. Geant4 s'agit d'un ensemble d'outils de transport de particules qui utilise des méthodes Monte-Carlo bien établies. Il est développé par un grand nombre de partenaires internationaux comme par exemple l'ESA, le CERN, et de

nombreux autres instituts et universités. Dans la dernière version du logiciel de transport de particules Geant, de nouveaux modèles de physique à haute énergie ont été mis en œuvre autour du laboratoire CERN. L'outil précédent de Geant3 [113] a été utilisé avec succès et de longue date, par exemple, lors des expériences du Grand collisionneur Electron-Positron (LEP) au CERN.

Les applications de Geant4 vont de la physique spatiale à la physique à haute énergie et à la physique médicale. Le nom Geant4 signifie "Geometry AND Tracking", deux pierres angulaires du calcul de transport de rayonnement. En plus de pouvoir suivre des particules individuelles dans une géométrie 3-D avancée, il est également nécessaire de calculer leurs probabilités d'interaction avec les atomes et les noyaux constituants du milieu géométrique. Des installations sont disponibles pour gérer les réponses du détecteur et l'évaluation des propriétés de simulation telles que l'énergie totale déposée, ainsi que l'affichage et les interfaces de l'utilisateur. Parce qu'il s'agit d'un code libre, gratuit, largement supporté et facile à intégrer avec des programmes d'analyse de données statistiques tels que ROOT C++ et Gnuplot.

Cette configuration de processus physiques est réalisée avec le code C++ par l'utilisation de classes de programmation orientée objet, en particulier on utilise la classe dite "liste de physique". Ou les processus peuvent être affectés à des particules et des modèles jusqu'à ce que toutes les interactions pertinentes pour toutes les particules pertinentes dans la simulation aient été définies. Cette approche permet, par exemple, de nombreux modèles d'interaction qui existent dans Geant4 et qui sont facilement remplaçables dans le code d'utilisateur en fonction de l'application souhaitée. Le logiciel Geant4 offre une grande flexibilité et chacun de ses composants peut être redéfini si nécessaire, car un open source et peut être édité par l'utilisateur final. Ce logiciel offre la possibilité de suivre des particules jusqu'à 250 eV. Les processus physiques qui sont implémentés dans GEANT4 pour des simulations à basse énergie et qui sont utilisés dans ce travail sont l'effet Rayleigh, l'effet photoélectrique, l'effet Compton, la production de paires, l'effet Auger, l'ionisation, Remsstrahlung, destruction de positrons et dispersion multiple. Les processus hadroniques peuvent également être simulés.

2.6.2.1.2 Terminologie de Geant4 Dans l'environnement de Geant4, on utilise un langage en C++ dans la programmation spécifique orientée objet, chaque objet est défini par une classe. Plusieurs processus sont définis ci-dessous à l'aide de classes déjà définies dans les bibliothèques de Geant4.

Event : L'unité qui définit un événement généré soit par une particule primaire ou une particule secondaire sur le nombre total d'histoires définies par l'utilisateur. En fonction des paramètres définis dans la simulation, les événements peuvent enregistrer des informations sur les différentes particules lors de l'interaction avec le média.

Run : C'est le nombre de fois qu'un Event est répété pour une particule, au début d'un RUN, la géométrie est optimisée pour la navigation et les tables de section transversales calculent en fonction des matériaux qui apparaissent dans la géométrie et les valeurs de coupure définies.

Track : Il décrit la trajectoire de différentes particules, ce qui permet d'enregistrer des

informations sur la direction, le moment, l'énergie et la dispersion.

Step : C'est ce qu'on appelle la taille du passage. Elle détermine la distance minimale d'interaction entre un point et un autre point sur le trajet de la particule.

Physics List : Ou aussi liste des processus physiques. Il détermine les processus physiques à prendre en compte pour les différentes interactions que peut avoir la particule, il établit également la valeur de coupure dans l'énergie de la particule primaire.

Les classes mentionnées ci-dessus seront présentes dans toutes les simulations, car elles sont considérées comme des fonctions de base dans le noyau de Geant4. Cependant, il est nécessaire de définir les classes de base qui doivent être programmées directement par l'utilisateur.

Géométrie : Définit les géométries à utiliser dans la simulation. Dans cette classe, il est obligatoire de définir le volume monde dans lequel l'interaction des particules avec le milieu sera calculée, ou même avec d'autres géométries définies par l'utilisateur dans la même classe.

Processus : Définit les interactions à prendre en compte dans la simulation tant pour les particules chargées que pour les particules non chargées. Bien que Geant4 puisse utiliser des processus par défaut, il est recommandé que le même utilisateur définisse ces processus en fonction de la simulation à réaliser.

Matériaux : Ils définissent la structure atomique de chaque géométrie établie dans la classe « Geometry ». Il y a deux méthodes pour définir la composition des volumes définis, l'une est d'utiliser une table de matériaux déjà définie par défaut dans Geant4. L'autre méthode consiste à définir toute la structure atomique, physique et moléculaire du matériau, c'est-à-dire que l'utilisateur définit le nombre atomique, la densité, la pression, la température, le nombre de moles, etc.

Particules : Définit les particules primaires qui seront utilisées dans la simulation et les pro-pierres avec lesquelles elles seront simulées, c'est-à-dire la distribution énergétique, la distribution angulaire, le moment, etc.

Global : Définit toutes les unités qui seront utilisées dans la simulation, contient également des informations de constantes physiques qui peuvent être utilisées dans la simulation.

2.6.2.1.3 Plateforme GATE GATE, est un simulateur de Monte Carlo qui utilise les bibliothèques de GEANT4 qui a été adapté pour son déploiement facile dans le domaine de la médecine nucléaire. Il a la capacité de modéliser des phénomènes dépendants du temps tels que les détecteurs et les phénomènes de décroissance de la source, ce qui permet d'obtenir des simulations en temps réel. Combinant les avantages offerts par GEANT4 (processus physiques validés, géométries bien définies et puissants outils de visualisation) et l'utilisation de nouveaux outils développés pour l'analyse de Fantôme et la représentation d'images de patients en conditions réelles (sources et Fantômes voxélisés) GATE permet à l'utilisateur de réaliser des simulations d'équipements précises et réelles.

En plus de sa capacité à synchroniser tous les composants dépendants du temps, en fonction de l'évolution de l'activité de la source, en subdivisant l'acquisition en pas de temps, où est stockée la cinématique de décroissance du radio-isotope, il permet de modéliser correctement des processus tels que taux de comptage, temps mort et coïncidences aléatoires. GATE a été développé en 2001 par un consortium d'instituts internationaux/laboratoires et a été publié en 2004. Ce Code peut être téléchargé à l'adresse suivante : <http://www.opengatecollaboration.org>. La plateforme GATE, est la structure de simulation constituant la base des études menées à travers cette thèse. La recherche présentée dans ce travail a développé la version de GATE 8.1, qui comprend des outils spécifiques pour la radiothérapie.

Caractéristiques générales Le code GATE est écrit en C++. Sa conception est une structure modulaire construite sur trois couches fondamentales :

1. la couche de base définit les mécanismes de base disponibles dans GATE pour la définition de la géométrie, la gestion du temps, la définition de la source, la numérisation et la production de données.
2. la couche d'application est composée de classes dérivées des classes de base pour modéliser des objets ou des processus spécifiques.
3. et la couche utilisateur qui permet à l'utilisateur de simuler une configuration à l'aide du script.

Chacune de ces fonctionnalités à son propre messenger qui traduit la commande en une instruction simple. En conséquence, une expérience complète de médecine nucléaire, y compris la géométrie de la caméra, la géométrie du fantôme, l'électronique du détecteur, le passage du temps et les paramètres cinématiques, le format de sortie, les processus physiques et les sources radioactives, peut être défini en utilisant ce langage de script particulier. La couche développeur GATE se compose de la couche de base et de la couche application. Il est construit à partir des différentes classes qui fournissent les caractéristiques les plus générales de GATE. Ces classes définissent les outils disponibles, ce que les développeurs peuvent faire et comment ils peuvent le faire. La couche de base comprend certaines classes de base qui sont communes ou même obligatoires dans toutes les simulations basées sur Geant4, telles que celles impliquées dans la construction de la géométrie, la physique des interactions, la génération d'événements et la gestion de la visualisation.

De plus, la couche de base comprend des classes spécifiques aux simulations GATE, telles que l'horloge virtuelle GATE pour la gestion du temps. Ainsi, la couche de base définit les mécanismes de base disponibles dans GATE pour la définition de la géométrie, la gestion du temps, la définition de la source, la modélisation électronique du détecteur et la sortie de données. La couche d'application est composée de classes dérivées des classes de base de la couche de base pour modéliser des objets ou des processus spécifiques. Ainsi, la gamme de fonctionnalités disponibles dans GATE peut augmenter à mesure que de nouvelles classes d'applications sont développées, tandis que la structure générale reste inchangée [114,115].

Architecture du logiciel Une simulation est généralement divisée en 7 étapes :

- Visualisation et niveau de détail.
- Géométrie du scanner et du fantôme.
- Choix des processus physiques.
- Détermination du type source.
- Choix des paramètres de numérisation.
- Obtention de données à jour.
- Expérimentation.

Les quatre premiers points sont ceux qui définissent le système, c'est-à-dire les commandes d'initialisation de la simulation, les trois dernières étapes finissent par donner la forme à la simulation, mais ils ne peuvent pas modifier les paramètres d'initialisation de la simulation.

Visualisation Plusieurs outils de visualisation en ligne (OpenGL, VRML, DAWN) sont disponibles et peuvent être activés en fonction des options d'affichage sélectionnées par l'utilisateur. La visualisation en ligne est un outil utile pour le développement de nouvelles géométries, permettant de vérifier visuellement la géométrie du scanner (positions, superpositions de volumes physiques, etc.). Une fois que la géométrie est contrôlée et que vous voulez exécuter une simulation complète, il est recommandé de désactiver l'affichage en ligne afin de ne pas surcharger le processeur.

Détail Pour chaque module de simulation, on peut établir un niveau de détail compris entre 0 et 2. Plus le niveau de détail est élevé, plus le niveau d'information renvoyé par GATE est élevé. Par défaut, le niveau de détail est fixé à 0, mais si vous voulez suivre en détail chaque étape de la simulation, vous pouvez définir une valeur plus élevée.

Géométrie Tous les volumes sont reliés entre eux en suivant une structure en arbre, où chaque branche représente un volume. La base de l'arbre est représentée par le volume mère (The world) Figure 2.15, qui établit le cadre expérimental de la simulation. Le « WORLD » est une boîte centrée sur l'origine et de taille variable, qui définit les limites de la simulation, puisque le suivi d'une particule s'arrête, quand il est en dehors de son volume. Il contient plusieurs sous-volumes appelés volume fille (Daughter). Chaque volume se caractérise par sa forme, sa taille, sa position et son matériau.

Détecteurs sensibles Les détecteurs sensibles, sont utilisés pour stocker des informations sur les interactions d'une particule avec la matière, « hits », en utilisant des informations sur les passages le long de la trajectoire d'une particule. Un hit est une photo d'une interaction physique d'une trajectoire d'une particule dans une région sensible d'un détecteur. GATE enregistre et stocke uniquement les informations relatives aux hits des volumes qui sont connectés à un détecteur sensible. Toutes les informations sur les interactions qui se produisent dans les volumes non sensibles sont perdues. Deux détecteurs

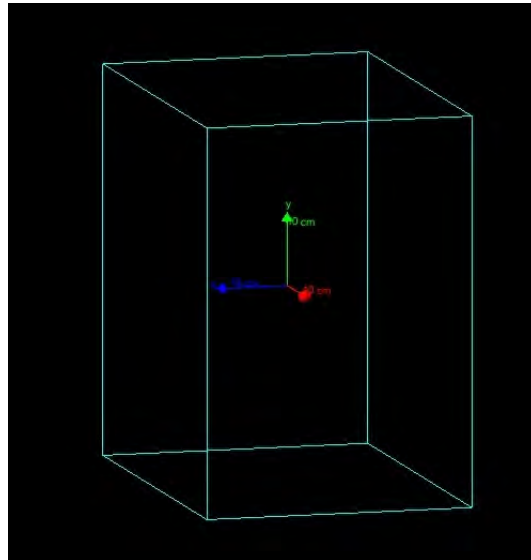


FIG. 2.15 : Le volume mère (WORLD) créé sur GATE.

sensibles sont définis dans GATE : Le Crystal SD permet d'enregistrer des informations sur les interactions à l'intérieur des volumes appartenant à un scanner, par exemple les cristaux ou collimateurs. Le fantôme SD, peut être utilisé pour enregistrer des informations sur les interactions Compton et Rayleigh qui ont lieu dans le champ de vision du scanner.

Processus physiques Toutes les interactions électromagnétiques utilisées dans GATE proviennent de GEANT4 [100]. Il existe trois modèles disponibles pour simuler ces processus : Les processus d'alimentation standard-Std (Plage effective 1 keV-100 TeV). Processus à faible énergie –LoweE (Plage effective 250 eV-100 GeV). Processus basés sur Pénélope (Plage effective 250 eV-1 GeV). Tous ces modèles peuvent manipuler des électrons, positrons, rayons gamma, rayons X, photons optiques, muons, hadrons et ions. Les différents processus physiques disponibles pour les différents modèles sont :

- Effet photoélectrique
- Compton
- Dispersion Rayleigh
- Bremsstrahlung
- Production de Paires.
- Ionisation (électron -positron, hadrons-ions, ions)
- Dispersions simples et multiples
- Annihilation

Production de coupures GATE possède des fonctions de coupe qui limitent la production de particules secondaires. Les coupes peuvent être de deux types, par plage ou par énergie. Les coupes par plage, définissent une distance minimale dans laquelle la production de particules est autorisée. Ce type de coupe ne s'applique pas aux limites de volume fermées, ni à certaines particules. Les coupures d'énergie, définissent une énergie minimale dans laquelle la production de particules est autorisée.

Sources Pour définir une source dans GATE, il est nécessaire de définir le type de particule à utiliser (radionucléide, positrons, gamma) et ses caractéristiques (la position, la distribution angulaire d'irradiation, le spectre énergétique et la distribution d'activité). À chaque nouvel événement, la source principale décide au hasard de la décroissance à suivre et génère pour cela une ou plusieurs particules primaires. Les données de la voxelisation du patient ou du fantôme peuvent être utilisées comme sources pour reproduire des acquisitions réalistes.

Voxelisation des sources et des Fantômes GATE propose deux méthodes pour décrire plusieurs copies d'un volume dans le volume mère : création de répliques et de paramétrages de retour. Le paramétrage des volumes offre de grands avantages par rapport à la méthode de création de répliques, en permettant la définition de la taille, de la forme et du matériau du Voxel, C'est donc la méthode recommandée par GATE. Pour le paramétrage des volumes il est nécessaire d'introduire les images tomographies dans le programme, la première définira l'anatomie du patient et la seconde la répartition de l'activité. La lecture de l'image, requiert ses données sans signe de 16 bits et qui se trouve en format ASCII ou Interfile. Dans le premier mode, il est nécessaire de déclarer (au moyen de scripts) que le fantôme voxelisé sera introduit à partir de données ASCII, avant d'insérer le fichier ASCII contenant les nombres nécessaires pour tous les pixels (en utilisant l'option `imageReader`). En outre, il est nécessaire de spécifier les matériaux d'atténuation en utilisant un traducteur tabulaire, qui interprète les matériaux de la table des données. Le fantôme devient alors une définition des matériaux.

L'entrée Interfile est plus facile à utiliser. Dans ce cas, vous devez utiliser la commande `InterfileReader` pour lire le fichier de données Interfile. De la même manière que le format ASCII, avec le lecteur Interfile, les utilisateurs doivent spécifier les matières du fantôme, dans ce cas, en utilisant un traducteur de rang. Dans le traducteur de rang, les documents provenant des bibliothèques de Geant4 et la plage de Voxel, dans laquelle se trouvent les structures anatomiques à définir, sont spécifiques. La base de données peut être mise à jour avec les matériaux du fantôme ou avec de nouveaux matériaux liés à la géométrie du scanner utilisé (`GateMaterials.db`, est le fichier contenant tous les paramètres des matériaux requis par Geant4 pour calculer l'interaction de la section efficace).

Gestion du temps et des mouvements L'une des caractéristiques les plus distinctives de GATE est sa capacité à gérer des phénomènes liés au temps [116,117]. La synchronisation de la cinétique de la source avec les mouvements de la géométrie permet de simuler d'une façon réaliste les conditions d'acquisition, y compris les mouvements du patient (respiration et mouvements cardiaques) la rotation du scanner et les

changements dans la répartition de l'activité dans le temps. Traiter avec le temps dans GATE comprend :

- Décrire les mouvements associés aux volumes physiques décrits par le détecteur et le fantôme.
- Description de la source radioactive.
- Spécification des temps de début et de fin d'acquisition, qui sont équivalents aux temps de début et de fin de l'expérience réelle.

Tous les mouvements sont synchronisés avec l'évolution des activités de la source par la subdivision du temps d'acquisition en temps plus petits (généralement de l'ordre des minutes ou des heures). Dans chacune de ces étapes, la source commence à décliner exponentiellement d'un pas de temps à l'autre.

Calcul de dose Dans les simulations MC, l'énergie déposée dans un volume E_{dep} est habituellement exprimée en eV ($1eV = 1.60217646 \cdot 10^{19} J$). Il peut être converti en Gy en tenant compte du volume d'intérêt et de la densité :

$$D = \frac{E_{dep}[eV]}{\frac{\rho[Kg/cm^3]}{V[cm^3]}} \quad (2.15)$$

La dose absorbée est une quantité physique et ne reflète pas les effets biologiques de l'irradiation. Toutefois, il s'agit de la première étape vers l'évaluation de l'impact biologique des rayonnements, tant pour les effets stochastiques que pour les effets déterministes. GATE est fourni avec un mécanisme, nommé « DoseActor », qui stocke la dose absorbée dans un volume donné dans une matrice 3D. Parmi les macros GATE, l'acteur de dose doit battre le volume d'intérêt. L'utilisateur peut fournir la taille de la matrice et la position de la matrice est définie dans le système de coordonnées du volume surveillé. Notez que si l'utilisateur définit une taille plus grande que le volume attaché, la dose absorbée se produisant en dehors du volume mais à l'intérieur de la matrice ne sera pas enregistrée. L'acteur calcule l'énergie déposée en MeV (E_{dep}), la dose absorbée en Gy, le nombre de coups (un « coup » se produit chaque fois qu'une particule primaire ou secondaire effectue une étape dans un volume, avec ou sans dépôt d'énergie). L'équation (2.16) présente l'incertitude statique s_k , avec N le nombre d'évènement primaire, $d_{k,i}$ l'énergie déposé dans un pixel k . La dose absorbée peut être calculée comme dose-à-l'eau, normalement réalisée en RT, et dose-à-milieu comme dans les simulations conventionnelles MC [118,119].

La conversion est effectuée à la volée en tenant compte de la puissance d'arrêt relative et de l'énergie transférée par les interactions nucléaires dans le milieu spécifique. Notez que cette méthode de conversion peut ne pas être appropriée pour certaines situations de curiethérapie.

$$s_k = \sqrt{\frac{1}{N-1} \left(\frac{D_k^2}{N} - \left(\frac{D_k}{N} \right)^2 \right)} Avec D_k = \sum_i^N d_{k,i} \quad (2.16)$$

Pendant le suivi des particules, l'énergie déposée est additionnée dans la matrice pour chaque étape se produisant dans le volume attaché. Les deux extrémités d'une étape sont appelées le point PreStep et le point PostStep. Pour une particule chargée, une position est aléatoire le long de l'étape et les valeurs sont stockées dans la matrice à cette position. Pour un photon, lorsque des particules secondaires ne sont pas créées parce que l'énergie est inférieure au seuil de production, l'énergie est déposée à la position PostStep. L'utilisateur doit s'assurer que la longueur du pas n'est pas trop grande par rapport à l'échantillonnage matriciel. La sortie peut être au format mhd, composé d'un fichier d'en-tête et d'un fichier de données raw. Elle permet donc de positionner la matrice absorbante par rapport au volume attaché à des fins de visualisation. D'autres formats de fichiers, tels que hdr (Analyze), txt, et root, sont également pris en charge. L'influence de l'étalonnage des unités de Hounsfield (HU) dans le matériau et la densité a également été rapportée. Dans GATE, l'utilisateur peut attribuer manuellement un matériau à n'importe quel gamme HU ou utiliser la méthode Schneider sur la base d'un groupe prédéfini de matériaux. Deux mélanges avec la même composition élémentaire mais des densités différentes sont considérés comme deux matériaux distincts. Chacun d'eux nécessite le calcul de la section transversale, de la puissance d'arrêt et d'autres tableaux, ce qui peut poser problème si trop de matériaux sont utilisés.

Paramètres du Digitizer et Readout L'objectif du module de numérisation est de simuler le comportement des détecteurs du scanner et de la chaîne de traitement du signal. Cela implique la conversion des interactions des particules chargées et des photons en cellules d'énergie, positions de détection et coïncidences [120]. Pour ce faire, des parties de la géométrie du scanner sont désignées comme des détecteurs sensibles, qui enregistrent les interactions dans ces régions. La chaîne de numérisation traite ensuite ces interactions enregistrées et produit des comptages et des coïncidences. Les détecteurs sensibles sont utilisés pour stocker des informations sur les interactions de particules (ci-après dénommés hits) dans les volumes. GATE stocke uniquement les résultats pour les volumes équipés d'un détecteur sensible.

GATE utilise Geant4 pour générer des particules et les transporter à travers les différents matériaux. Cela imite les interactions physiques entre les particules et la matière. Les informations générées au cours de ce processus sont utilisées par GATE pour simuler les impulsions du détecteur, qui correspondent aux données observées. Le numériseur représente la série d'étapes et de filtres qui composent ce processus. Le flux de données typique d'un événement se compose comme suit :

1. Une particule est générée, avec ses paramètres, tels que le type initial, le temps, l'impulsion et l'énergie.
2. Une étape de trajectoire élémentaire (appelée simplement étape dans Geant4) est appliquée. Une étape correspond à la trajectoire d'une particule entre des interactions discrètes (i.e. photoélectrique, Compton, production de paires, etc.). Au cours d'une étape, les changements de l'énergie et de l'impulsion des particules sont calculés. La longueur d'une étape dépend de la nature de l'interaction, du type de particule et de matériau, etc. Le calcul de la longueur d'étape est complexe et n'est mentionné ici que brièvement.
3. Si une étape se produit dans un volume correspondant à un détecteur sensible, les in-

formations d'interaction entre la particule et le matériau sont stockées. Par exemple, cette information peut inclure l'énergie déposée, l'impulsion avant et après l'interaction, le nom du volume où l'interaction s'est produite, et ainsi de suite. Cet ensemble d'informations est appelé un hit.

4. Les étapes 2 et 3 sont répétées jusqu'à ce que l'énergie de la particule soit inférieure à une valeur prédéfinie, ou que la position de la particule dépasse les limites prédéfinies. Toute la série d'étapes forme une trajectoire simulée d'une particule, appelée piste (track) dans Geant4.

5. La quantité d'énergie déposée est filtrée par le module de numérisation. La sortie du numériseur correspond au signal après qu'il a été traité par le Front End Electronics (FEE). En général, les FEE sont constituées de plusieurs unités de traitement, travaillant en série et/ou en parallèle. Ce processus de transformation de l'énergie d'un hit en valeur numérique finale est appelé numérisation, et est fait par la partie numériseur de l'architecture GATE. Chaque unité de traitement de la FEE est représentée dans GATE par un module de numérisation correspondant. La valeur finale obtenue après filtrage par un ensemble de ces modules est appelée un single. Chaque valeur transitoire, entre deux modules, est appelée une impulsion.

Ce processus est répété pour chaque événement de la simulation afin de produire un ou plusieurs ensembles de simples. Ces singles peuvent être stockés dans un fichier de sortie (Figure 2.16) (comme une arborescence ROOT, par exemple). Une fois cette liste créée, une deuxième étape de traitement peut être insérée pour trier la liste des éléments uniques pour les coïncidences. Pour ce faire, l'algorithme recherche dans cette liste un ensemble de singles, qui sont détectés dans un intervalle de temps donné. Enfin, les données de coïncidences peuvent être filtrées (si nécessaire) pour imiter toute perte de données possible qui pourrait se produire dans le circuit logique de coïncidence ou pendant le transport des données. Comme pour les données simples, le traitement se fait en spécifiant une liste de modules génériques à appliquer au flux de données de coïncidence.

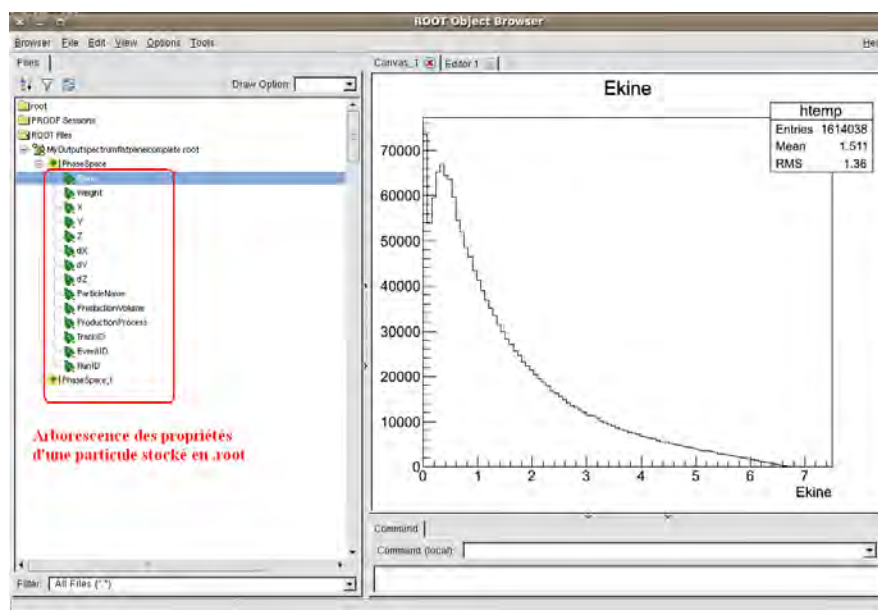


FIG. 2.16 : Fenêtre d'ouverture d'un fichier Root avec les propriétés de la particule.

Les informations contenues dans le hit ne correspondent pas à ce qui est accessible par un véritable détecteur. Pour simuler les valeurs numériques (impulsions) qui résultent de la sortie de la FEE, les méthodes d'échantillonnage du signal doivent être spécifiées. Pour ce faire, un certain nombre de modules de numérisation sont disponibles. De plus, la logique de déclenchement est basée sur une ou plusieurs décisions définies par l'utilisateur qui dépendent de quantités physiquement observables telles que les seuils d'énergie et les temps de coïncidence. Le rôle du numériseur est de construire, à partir de l'information de coups, les observables physiques, qui comprennent l'énergie, la position, et le temps de détection pour chaque particule. De plus, le numériseur doit mettre en œuvre la logique requise pour simuler les coïncidences pendant les simulations. L'utilisation typique du module numériseur comprend les actions suivantes : simuler la réponse du détecteur, simuler le schéma de lecture et simuler la logique de déclenchement. La numérisation consiste en une série de processeurs de signaux, Figure 2.17. La sortie à chaque étape de la série est définie comme une impulsion.

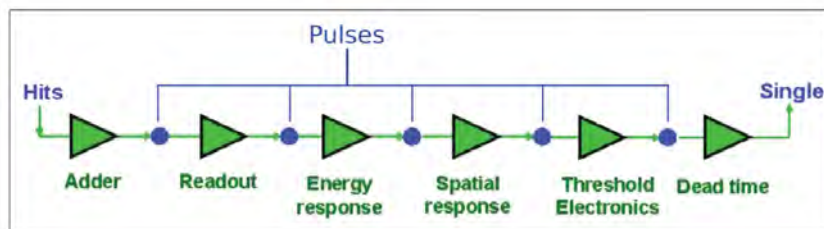


FIG. 2.17 : Le numériseur (*Digitizer*) est organisé comme une chaîne de plusieurs modules qui traitent les coups pour produire un seul, ce qui représente un physique observable.

Après l'ajout de touches et le lecteur d'impulsions, qui regroupent les touches en impulsions puis additionnent les impulsions, les modules restants de la chaîne de numérisation transforment ces impulsions en observables physiques du scanner : les « singles ». Ces singles simulent de manière réaliste les observables physiques de la réponse d'un détecteur à une particule interagissant avec elle. En mode de fonctionnement standard GATE, les particules primaires sont générées par le gestionnaire de source, puis propagées à travers la géométrie d'atténuation avant de générer des impacts dans les détecteurs, qui alimentent la chaîne de numérisation. Bien que ce mode de fonctionnement soit adapté aux simulations de production, il est inefficace lorsqu'il s'agit d'optimiser les paramètres de la chaîne de numérisation. Dans ce cas, l'utilisateur doit comparer les résultats obtenus pour de nombreux ensembles différents de paramètres de numérisation qui sont basés sur la même série de coups. Ainsi, répéter les étapes de génération et de propagation de particules d'une simulation est inutile. L'optimisation des paramètres de la chaîne de numérisation prend beaucoup de temps. Pour ce faire, il est préférable de comparer les résultats de différents ensembles de paramètres du numériseur en utilisant la même série de résultats. Pour effectuer cette tâche spécifique, GATE propose un mode de fonctionnement nommé DigiGATE. Dans ce mode, les résultats sont lus à partir d'un fichier de données généré par GATE et sont directement introduits dans la chaîne de numérisation. Toutes les conditions sont maintenues identiques dans les simulations, y compris les dépendances temporelles.

2.6.3 Cluster MARWAN

Au Centre National pour la Recherche Scientifique et technique (CNRST) de Rabat, le HPC MARWAN est l'un des plus grands clusters nationaux en termes de puissance de traitement (jusqu'à 60 TFlops), de capacité de mémoire (5.2 TBytes) et de capacité des disques locaux (108 TBytes).

MARWAN dispose de 19 nœuds qui sont interconnectés par un réseau de très faible latence (OPA) à 100 Gbps ce qui permet d'optimiser les performances pour les calculs parallèles. Cette infrastructure est connectée au réseau MARWAN par un lien de 5 Gbps ce qui assure une fluidité dans l'utilisation et les transferts des données depuis les Universités. Une approche de calcul distribué pour exécuter les expériences GATE hautement évolutives dans un groupe d'ordinateurs est une solution appropriée pour réduire le temps de calcul global. L'approche est indépendante de la plateforme dans le sens que les simulations sont partitionnées en tranches de temps virtuelles de sorte que l'utilisateur obtienne un certain nombre de macros indépendantes d'exécution de tâches entièrement résolues accompagnées d'un fichier de soumission spécifique à la plateforme. Les simulations parallélisées se composent de 3 étapes : le découpage des tâches, les simulations réelles (sur un certain nombre de processeurs) et la fusion des fichiers. Le schéma le plus naturel, simple et général des simulations de fractionnement est l'approche de décomposition du domaine temporel, dans laquelle le temps d'acquisition de l'expérience est divisé en un certain nombre d'expériences plus petites de la même durée. Comme le montre la Figure 2.18, les entrées du répartiteur de tâches sont les scripts GATE, les paramètres et les options de ligne de commande qui spécifient principalement la plate-forme du cluster, le nombre de tâches et les répertoires de sortie. Le résultat est un ensemble de fichiers macro non paramétrés.

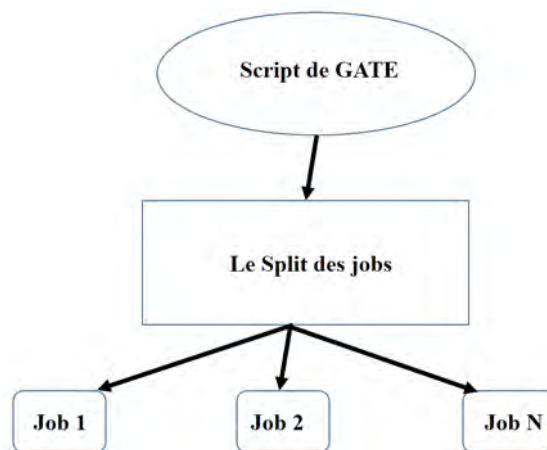


FIG. 2.18 : Le répartiteur de tâches (*split*) est utilisé pour générer des macro-fichiers non paramétrés et entièrement résolus, ainsi qu'un fichier de soumission spécifique à la plateforme et un fichier fractionné pour le traitement des erreurs à l'étape de fusion.

Enfin, un fichier divisé est généré qui contient toutes les informations sur la simulation partitionnée pour faciliter la fusion des fichiers de sortie et la gestion des erreurs. GATE ne permet aucun mouvement de volume pendant l'acquisition des données et ne met à jour la géométrie qu'au début de chaque image (l'équivalent d'une analyse Geant4). Chaque image est définie par sa durée. Si la décomposition basée sur le domaine temporel était

limitée au nombre d'images, cela limiterait le nombre maximum de CPU pouvant être utilisés. Afin de permettre un partitionnement basé sur le domaine temporel indépendant, des tranches de temps virtuelles ont été introduites qui peuvent s'étendre sur une durée plus courte ou plus longue que celle d'une seule analyse dans la simulation originale, tandis que les mises à jour géométriques originales restent en place.

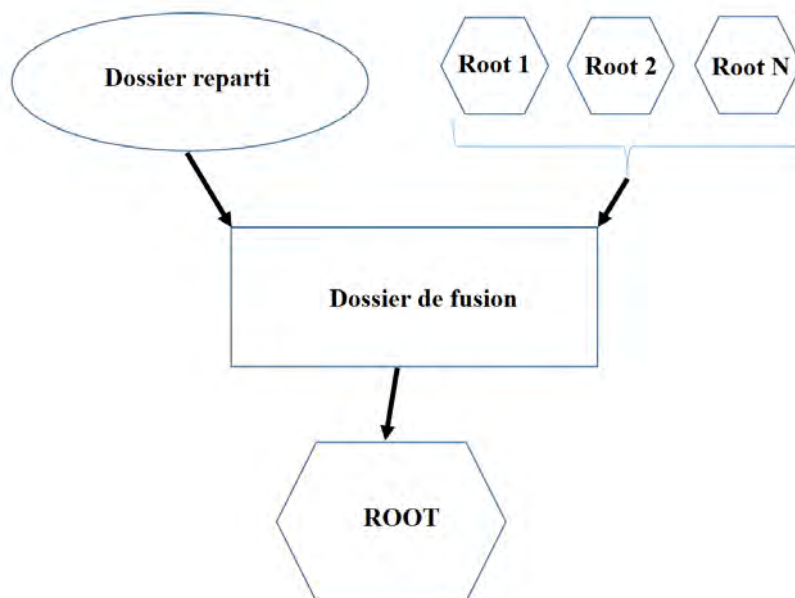


FIG. 2.19 : La fusion de sortie est utilisée pour fusionner les données de sortie ROOT dans un seul fichier de sortie.

Comme le montre la Figure 2.19, la fusion de sortie prend comme entrée les fichiers de sortie ROOT des simulations parallélisées et utilise les informations du fichier partagé pour les fusionner.

2.6.4 Calculs de Dose en Radiothérapie Basés sur GATE

Il est possible de réaliser une simulation MC unique, en commençant par les électrons qui quittent la structure de l'accélérateur, suivent leur trajectoire et celle de leurs descendants (p. ex. photons Bremsstrahlung ou électrons projetés après une collision) à travers les éléments fixes de la tête (collimateurs primaires, chambres d'ionisations, filtres, etc.), les différents dispositifs de modulation du faisceau spécifiques au patient (mâchoires amovibles, collimateur multi lames (MLC), applicateurs, etc.) et enfin du patient tel que spécifié dans l'image CT. Le suivi de la particule initiale et de tous ses descendants est connu sous le nom d'histoire. Il est important d'inclure toutes les particules associées à un seul électron initial dans la même histoire. En raison des améliorations importantes dans l'efficacité des simulations de têtes de traitement par faisceau de photons, la vitesse de la simulation intégrale est telle qu'il est possible d'effectuer le calcul complet pour chaque patient de manière réaliste, en termes d'application clinique. Toutefois, plusieurs stratégies ont été suivies pour diviser les calculs en différentes étapes. La première étape, le transport des particules à travers les éléments indépendants du patient, peut être inefficace sans l'utilisation de techniques avancées de réduction de la variance. Ceci est

particulièrement important dans les faisceaux photoniques, étant donné que de nombreux photons générés comme Bremsstrahlung entrent en collision avec le collimateur primaire et ne contribuent pas au faisceau qui atteint le patient.

Une technique utilisée pour améliorer l'efficacité de la simulation consiste à procéder d'abord à la simulation des structures indépendantes du patient et à stocker ce qu'on appelle un fichier d'espace de phase sous forme d'un plan situé juste après les éléments fixes de la tête de l'accélérateur. Le fichier d'espace de phase contient les paramètres d'espace de phase de toutes les particules qui traversent le plan de stockage. Les paramètres d'espace de phase consistent en énergie, position, direction, charge et autres informations telles que les régions de création ou d'interaction de particule. L'avantage de cette technique est que la première partie du calcul peut être réutilisée autant de fois que nécessaire. On simule alors le transport des particules à travers le système de collimation spécifique au patient et, soit elles sont stockées dans un autre fichier d'espace de phase à la base de l'accélérateur, soit elles sont suivies par le patient dans la même simulation. Le stockage d'un second fichier d'espace de phase peut être plus efficace en cas d'utilisation de champs ouverts. Toutefois, la dernière approche est généralement plus efficace lorsque l'on utilise des MLCs pour moduler le faisceau.

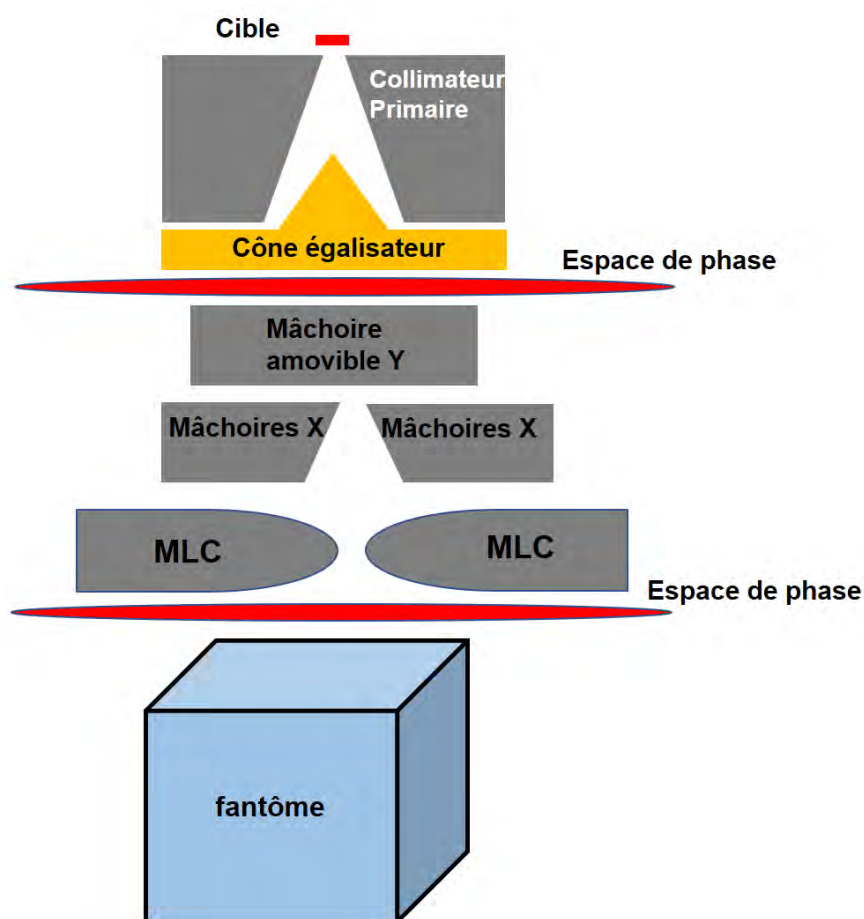


FIG. 2.20 : Schématisation de la tête d'accélérateur du Varian Clinac IX avec la présence de l'espace de phase au-dessus du cône égalisateur et du MLC.

Toutes les informations du fichier espace phase de l'accélérateur peuvent également être générées en utilisant des techniques de modélisation du faisceau qui ne nécessitent pas

la simulation MC directe de l'accélérateur pour chaque traitement. Le type de modèle virtuel de la source est basé sur la caractérisation des résultats d'une simulation MC de la tête de l'accélérateur et l'autre sur les données des mesures expérimentales du faisceau telles que les courbes de dose en profondeur, profils, etc. En tout état de cause, les composants dépendant du patient (p. ex. le MLC) sont simulés au moyen de méthodes de transport explicites ou de modes de transport approximatifs, avant le transport plus détaillé chez le patient. Comme le cas pour les méthodes de planification classiques, la vérification expérimentale fait partie intégrante de la mise en œuvre clinique d'un algorithme de calcul de dose MC. Les algorithmes MC bénéficient de procédures de vérification expérimentale similaires aux systèmes conventionnels et doivent donc suivre les procédures de commissions détaillées dans le rapport AAPM TG-53 ou d'autres publications pertinentes. La vérification expérimentale dans des domaines plus complexes et/ou dans des géométries hétérogènes est utile pour vérifier la précision attendue associée aux calculs MC dans de telles situations [107].

2.6.4.1 Techniques de réduction de la variance

L'efficacité ϵ , dans un calcul MC, est définie comme suit : $\epsilon = 1/s^2T$, où s^2 est l'estimation de la variance réelle (σ^2) du montant d'intérêt et T est le temps CPU requis pour obtenir cette variance. Étant donné que tant que Ns^2 et T/N sont à peu près constants, l'efficacité est à peine indépendante de N . Il y a deux façons d'améliorer l'efficacité dans un calcul : soit on diminue s^2 pour une T donnée, soit on diminue la T pour une N donnée, sans changer la variance. Les techniques visant à améliorer l'efficacité en changeant la variance pour une N donnée sans fausser le résultat (p. ex. sans modifier la valeur d'espoir, qui est la valeur attendue dans une simulation infiniment longue), sont appelées techniques de réduction de variance. Les techniques de réduction de la variance augmentent généralement le temps de simulation d'une histoire et ne sont utiles que lorsqu'elles améliorent l'efficacité globale. Une technique spécifique peut améliorer l'efficacité dans certains domaines et la détériorer dans d'autres. Contrairement aux techniques de réduction de la variance, il existe une grande variété de moyens d'accélérer la vitesse d'un calcul en faisant une approximation qui pourrait ne pas affecter le résultat final de manière significative.

Les techniques de réduction de variance pour les particules secondaires par doublement Bremsstrahlung (Bremsstrahlung splitting) et la roulette russe sont particulièrement utiles pour la simulation de la tête d'un accélérateur linéaire médical [121]. Dans les différentes formes de Bremsstrahlung splitting, chaque fois qu'un électron va produire un Bremsstrahlung, un grand nombre de photons secondaires avec des poids plus faibles sont créés, nombre qui peut dépendre de différents facteurs liés à la probabilité qu'ils se trouvent dans le champ. Si le nombre de photons créé est sélectionné pour minimiser ceux qui ne sont pas dirigés vers le plan du patient, cela permet de gagner du temps. La roulette russe peut être mise en jeu lorsqu'il y a peu d'intérêt à ce qu'une particule résulte d'un certain type d'événement. Les particules à faible intérêt sont éliminées avec une probabilité donnée, mais pour assurer un résultat sans biais, les poids des particules survivantes augmentent proportionnellement à l'inverse de cette probabilité. Un exemple courant est de mettre en jeu la roulette russe avec les électrons secondaires créés à partir d'interactions photoniques dans les structures de la tête de l'accélérateur. Une autre méthode de réduction de la variance est le forçage de photons, qui peut parfois être utilisé

pour améliorer la production d'électrons dans l'espace d'air entre le patient et l'accélérateur. Dans un schéma à photons forcés, le photon parent est contraint d'interagir dans une région géométrique donnée et les poids des particules qui en résultent sont ajustés de manière à maintenir le résultat sans biais.

Le rejet du parcours et l'augmentation de l'énergie à laquelle les histoires d'électrons (énergie de coupure) sont terminées, sont des exemples de méthodes qui, utilisées correctement, ils peuvent améliorer l'efficacité en diminuant le temps par histoire sans changer significativement les résultats. Dans le refus de voyage, l'histoire d'un électron se termine quand son parcours résiduel est si petit qu'il ne peut pas échapper à la région actuelle ou atteindre la région d'intérêt. Dans la plupart des applications, cette technique ignore la possibilité de créer des photons Bremsstrahlung lorsque l'électron perd de l'énergie, ce qui signifie que c'est en fait une technique approximative. Lorsqu'il est appliqué aux électrons en dessous d'un certain seuil d'énergie, cette forme de rejet de parcours produit les mêmes résultats dans un temps de calcul plus réduit. Il est également possible d'implémenter le rejet de parcours d'une manière qui tienne compte de la production de Bremsstrahlung et qui se développe donc dans une technique de réduction de variance sans biais. On peut améliorer l'efficacité en cessant de suivre les électrons à haute énergie, mais cela peut affecter la distribution des doses si l'on utilise un seuil trop élevé. Une technique de réduction de variance comparable pour réduire le temps de simulation est la roulette russe avec des particules dans des énergies inférieures à un cutoff de transport relativement élevé ou avec des particules dont le parcours a été rejeté. Toutefois, sa mise en œuvre est beaucoup plus difficile et c'est pourquoi le rejet de parcours et les cutoffs de transport élevés sont utilisés le plus souvent dans des situations où il est facile de démontrer que l'erreur qui en résulte est suffisamment petite. Les techniques de réduction de variance et d'amélioration de l'efficacité ont permis une augmentation substantielle de la vitesse de calcul. Il s'agit notamment du rejet du suivi des particules et d'autres adaptations du rejet de suivi, telles que l'approche de Kawrakow pour le transport simultané d'ensembles de particules [122]. En général, les techniques de réduction de la variance sont une exigence importante pour l'utilisation de calculs MC dans le domaine clinique. Sans elles, les délais de calcul seraient trop longs pour une utilisation pratique dans de nombreuses situations. Toutefois, l'utilisation incorrecte d'une technique de réduction de variance peut réduire l'efficacité de calcul, augmentant ainsi le temps de calcul. Dans un premier temps, les techniques de réduction de variance, correctement mises en œuvre, ne doivent pas altérer la physique du processus et produire ainsi des résultats biaisés. En tout état de cause, une mise en œuvre incorrecte peut conduire à des résultats imprévisibles. Il appartient donc au radio physicien de comprendre au moins, les techniques que l'utilisateur peut ajuster dans un algorithme MC à usage clinique. En outre, des tests doivent être effectués pour démontrer la bonne application de ces techniques dans un large éventail de situations cliniques.

2.6.4.2 Optimisation du code GATE-MC

L'utilisation des systèmes de calcul de la distribution des doses dans la pratique médicale impose un compromis entre les deux objectifs fondamentaux : la précision des résultats et le temps de calcul raisonnable. Les méthodes MC permettent d'ajuster la précision des résultats en fonction du nombre d'histoires simulées. Toutefois, l'amélioration de la

précision entraîne une augmentation du temps de calcul, c'est pourquoi des efforts ont été faits pour réduire le temps de calcul par différents mécanismes comprenant un large éventail de possibilités. Voici un aperçu des solutions d'optimisation les plus courantes pour les méthodes de calcul basées sur Monte Carlo. Certaines d'entre elles entraînent une certaine perte de qualité des résultats obtenus du fait qu'elles utilisent des simplifications dans le modèle physique sous-jacent, dans les données d'entrée du problème ; ou intègrent des stratégies dans l'algorithme MC ou réduire le nombre de simulations nécessaires sans tenir compte de leur impact sur les résultats. Certains programmes effectuent des simplifications d'ordre physique pour réduire le nombre de simulations et ainsi réduire le temps de calcul [97]. Ces simplifications sont généralement celles qui sont les plus faciles à mettre en œuvre et de nombreux programmes peuvent être configurés en fonction de leur mise en œuvre. Cela est dû au fait qu'ils gardent généralement le modèle physique du problème inchangé et se concentrent sur le système de calcul, soit sur les caractéristiques internes de l'algorithme, soit sur la planification de l'utilisation du système.

2.6.4.2.1 Énergie de coupure Le chemin libre moyen que les particules parcourent dépend de leur énergie. De plus, les particules transfèrent leur énergie vers le milieu et son énergie diminue jusqu'à ce que la particule soit absorbée par un atome du milieu. Certains programmes exploitent ce phénomène pour introduire une option d'optimisation de calcul connue sous le nom d'énergie de coupure. On fixe simplement un seuil qui représente l'énergie en dessous de laquelle le suivi de cette particule n'est pas effectué. On considère alors que la particule s'y absorbe parce qu'elle ne dispose pas d'énergie suffisante pour se déplacer davantage. Il existe généralement une valeur d'énergie de coupure pour chaque type de particule concernée (photon, électron, positron, etc.) et pour chaque type d'interaction. Analysant soigneusement la technique de mise en œuvre d'une énergie de coupure, il s'avère que d'autres questions telles que la taille des voxels et la composition du milieu doivent être examinées pour s'assurer qu'une particule est absorbée à une certaine distance.

2.6.4.2.2 Simulation condensée Une autre technique d'optimisation des codes de simulation MC basée sur le modèle physique du problème : simulation des histoires condensées [103,105]. Il s'agit de remplacer le calcul d'un certain nombre d'interactions (de l'ordre de plusieurs milliers) par une seule interaction ayant pour effet la somme des effets remplacés. Dans une simulation détaillée, la trajectoire de chaque particule est définie par une série de sauts entre les points où la particule interagit avec le milieu. La distance entre deux collisions successives est indiquée en fonction de :

$$S = -\lambda \cdot \ln \xi \quad (2.17)$$

Où ξ est un nombre aléatoire uniformément réparti entre 0 et 1 et λ est le parcours libre moyen. Le type d'interaction, perte d'énergie et déflexion angulaire sont échantillonnés en utilisant les fonctions de distribution de probabilité qui caractérisent les différents processus atomiques d'interaction dans le matériau. La trajectoire entre deux interactions successives est censée être une ligne droite. Cette hypothèse est valable en l'absence de champs électromagnétiques externes ou lorsque la longueur d'onde de la particule est beaucoup plus petite que les distances interatomiques. La trajectoire se termine lorsque

l'énergie de la particule est inférieure à une valeur de coupure défini par l'utilisateur, appelé, comme nous l'avons vu, énergie de coupure ou d'absorption. Ce schéma de simulation détaillé, c.-à-d., collision par collision, est généralement utilisé pour simuler le transport de photons parce que ces particules ont une voie libre moyenne relativement longue (14 cm pour les photons de 1 MeV dans l'eau). Cependant, la simulation d'électrons est une tâche complexe en raison du grand nombre d'interactions qu'ils subissent au cours du processus de ralentissement (de l'ordre de 10^6 collisions avec des atomes du milieu) et donc une simulation individuelle de chaque événement, serait extrêmement lente. Dans le cas des particules chargées, la valeur de λ est généralement microscopique ($0,3 \mu m$ pour les électrons de 1 MeV dans l'eau), de sorte que la simulation de chaque collision individuelle peut devenir inabordable. Cela a motivé la création de la technique de simulation condensée. Dans cette technique, un grand nombre de collisions sont condensées en un seul électron, en utilisant ce passage pour montrer l'effet cumulatif de la perte d'énergie et les changements dans la direction et la position de plusieurs distributions de dispersion. La technique des histoires condensées repose sur le fait que la plupart des interactions n'entraînent que des changements mineurs d'énergie et de direction. L'énergie des quantités d'intérêt, par exemple, l'énergie déposée, la dose absorbée ou la fluctuation, est donnée comme la quantité moyenne sur un grand nombre d'histoires simulées.

L'un des défauts de cette stratégie est que les théories de la dispersion multiple supposent que les particules se déplacent dans des milieux hétérogènes et la distance qu'elles parcourent est beaucoup plus grande que leur chemin libre moyen. En conséquence, la simulation condensée peut produire des engins dans les zones proches des interfaces et en général, sur tout objet dont la taille est comparable à la voie libre moyenne des particules. Une autre limitation de la simulation condensée est qu'elle peut ne pas prendre en compte correctement l'effet catastrophique des événements, c'est-à-dire, des interactions individuelles qui modifient significativement l'énergie ou la direction des particules. Ces limitations peuvent être surmontées en appliquant un modèle de simulation mixte dans lequel la simulation condensée est utilisée pour reproduire les contributions des interactions qui changent l'énergie ou la direction des particules en dessous d'un certain seuil défini par l'utilisateur (c'est ce qui est connu sous le nom d'interactions douces) et les autres interactions (connues sous le nom d'interactions dures) [103] sont simulées de manière détaillée.

2.6.4.2.3 Réduction de la variance Les techniques connues sous le nom de réduction de variance visent à accroître l'efficacité du programme en réduisant l'incertitude statistique de l'ampleur à calculer [123]. Ces techniques sont extrêmement dépendantes du problème et la mise en œuvre de ces techniques doit être évaluée par rapport à l'avantage obtenu dans les cas généraux d'utilisation, parce qu'il faut beaucoup de temps pour mettre en œuvre le programme et cela suppose d'accroître la complexité du programme. Il est important de considérer qu'une méthode de réduction de la variance réduit l'erreur statistique d'une certaine ampleur au détriment de l'incertitude d'autres grandeurs. On trouvera ci-après quelques techniques de réduction des variantes mises en œuvre par les programmes les plus utilisés dans le calcul des doses. La technique de l'interaction forcée est utile, car souvent, une variance élevée provient d'une faible probabilité d'interaction. Par exemple, dans la simulation du spectre énergétique des photons émis par l'effet Bremsstrahlung, la quantité de photons émis par cet effet est artificiellement augmentée

en raison de leur faible probabilité comparée à d'autres événements tels que l'interaction élastique et inélastique. D'autres techniques de réduction de variances connues comme la roulette est utilisé généralement sur des problèmes où l'intérêt est concentré sur une région spatiale. L'idée de base de ces méthodes est de favoriser le flux de radiations vers la région concernée et d'exclure le rayonnement quittant la région. Spécifiquement, le partitionnement consiste à transformer une particule en un ensemble de particules identiques ; cela se fait lorsque la particule entre dans la zone d'intérêt. La technique de la roulette russe est d'éliminer, avec une certaine probabilité, une particule qui sort du volume d'intérêt. De toute évidence, ces techniques faussent les résultats de la simulation en modifiant les fonctions de densité de probabilité des interactions impliquées. Afin de ne pas trop altérer les résultats, les paramètres impliqués dans l'application de ces techniques doivent être correctement sélectionnés, comme par exemple la probabilité de "tuer (kill)" une particule dans la technique de roulette russe. Voici quelques-unes des techniques qui permettent de réduire le temps de calcul sans altérer la qualité des résultats.

2.6.4.2.4 Pré-calcul du modèle de source. Espace de phases Avant l'impact sur le milieu à irradier, les particules se produisent à la source et interagissent avec le système de formage du faisceau qui, comme le montre le chapitre précédent, comprend entre autres les collimateurs et les filtres. Les interactions du rayonnement avec ce système doivent être modélisées car elles modifient les conditions dans lesquelles les particules ont une incidence sur le milieu. Le système de formage du faisceau possède une certaine quantité d'éléments, qui sont généralement fixes tout au long du processus d'irradiation. Profitant de cette propriété, certains programmes ont mis au point une stratégie consistant à simuler les interactions qui se produisent de la source au plan d'incidence du rayonnement avec le milieu, c'est-à-dire la fin du système de collimation, et générer un ensemble de données connu comme espace de phases. L'espace de phase est un fichier qui contient les informations nécessaires pour simuler toutes les particules qui traversent le plan d'incidence du rayonnement avec le milieu. Cette information comprend l'énergie de la particule, position X, Y dans le plan, angles polaires et azimutaux décrivant la direction et le type de particule. La mise en œuvre d'une stratégie d'espace de phase permet d'économiser la simulation des interactions du rayonnement avec la tête de l'accélérateur et système de collimation. Toutefois, il convient de noter que, bien que l'on économise un temps considérable de simulation, il est nécessaire de tenir compte de la grande taille du fichier d'espace de phases, puisque cela dépend du nombre d'histoires à simuler [124].

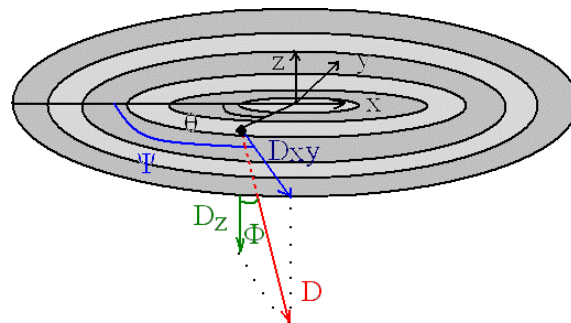


FIG. 2.21 : Cordonnés de l'espace de phase.

2.6.4.2.5 Parallélisme et systèmes distribués Le calcul parallèle consiste à utiliser un ensemble de ressources informatiques pour résoudre un problème donné, qui peut être divisé en une série de sous-problèmes. Du point de vue du logiciel, la parallélisation peut être réalisée en divisant le programme en une série de fragments de code qui exécutent des unités de traitement des données en blocs. Dans notre cas, la parallélisation est donnée par la répartition des histoires à simuler entre les processeurs disponibles. Au niveau matériel, la parallélisation peut être effectuée sur : noyaux multiples (lorsqu'elle est effectuée sur un ordinateur avec plus d'un noyau par processeur), processeurs multiples (lorsqu'il existe plus d'un processeur) ou systèmes distribués (lorsque le calcul est effectué sur différentes unités connectées par un réseau). Par nature, les méthodes basées sur Monte Carlo ont la particularité d'être des additifs. Cela ressort clairement des algorithmes de calcul des doses, puisque les résultats sont obtenus par la somme des doses déposées par les histoires simulées successives. Cette caractéristique d'addition simplifie le processus d'application des approches parallèles ou des systèmes distribués. Pour mettre en œuvre l'une des deux approches dans un système Monte-Carlo, il est nécessaire de développer une stratégie qui doit tenir compte entre les éléments suivants :

Stratégie de division du nombre de calculs à effectuer, c'est-à-dire générer un ensemble de simulations à réaliser par les différentes unités disponibles (qu'il s'agisse de ces processeurs ou systèmes indépendants).

Système de gestion des simulations pour les différentes unités de calcul, cela implique de disposer d'un générateur de nombres aléatoires qui a la capacité de fournir un ensemble de nombres aléatoires à chaque simulation afin qu'il n'y ait pas de calculs répétés pour les histoires.

Programme intégrant les résultats de toutes les unités de calcul dans un ensemble centralisé de manière à pouvoir analyser les résultats.

Dans le cadre de notre thèse, l'utilisation du plateforme GATE s'est basée essentiellement sur la modélisation de la géométrie de la tête du Varian Clinac IX, en appliquant les techniques de réduction de variance, les simulations, détaillés dans le prochain chapitre, ont été effectués sur le cluster MARWAN, l'analyse de données a été effectuée avec le DOSE ACTOR de GATE sous format d'image HDR pour différents JOBs lancés en parallèle, qui sont rassemblés et analysés par un code MATLAB pour présenter les fonctions dosimétriques (PDD, DP, etc ...) pour différents cas et tailles de champs.

2.7 Procédure de traitement en radiothérapie externe

Avant d'orienter les faisceaux de particules produits par les accélérateurs linéaires sur le patient il faut préalablement passer par un ensemble d'étapes qui forme ce qu'on appelle la chaîne de traitement en radiothérapie. Il s'agit d'une combinaison des six étapes suivantes : 1.Déterminer un positionnement approprié du patient et une méthode d'immobilisation afin que les traitements puissent être reproductibles. 2.Identifier la forme et l'emplacement de la tumeur (à savoir la cible) et des organes à risque voisins. 3.Prescription clinique. 4.Déterminer une disposition du faisceau ou faire une disposition appropriée. 5.Évaluer la distribution de doses qui en résulte. 6.Calculer et déterminer les ajustements de l'unité de traitement nécessaires pour donner la dose absolue requise.

Avant de commencer le traitement, il est nécessaire de déterminer la nature et la portée de la tumeur en utilisant différentes techniques de diagnostic [125]. Il est parfois possible d'effectuer la recherche sur la base du diagnostic de manière à fournir les données nécessaires pour le traitement sans procédures supplémentaires, mais une étude d'image indépendante doit normalement être effectuée. En effet, les exigences en matière d'imagerie et de traitement sont souvent incompatibles. La priorité dans le diagnostic est d'obtenir des images indépendantes des dispositifs d'irradiation avec une bonne résolution de la tumeur. La planification requiert un modèle géométrique tridimensionnel très précis du patient dans la position de traitement exacte, ainsi qu'un moyen de transférer les coordonnées du patient vers celles de la machine. Il faut également connaître la répartition de la densité électronique chez le patient pour pouvoir appliquer les corrections d'inhomogénéité des organes dans le calcul des doses. Dans des situations normales, les réglages du faisceau sont établis comme solution de départ et la planification consiste principalement à établir la géométrie correcte du faisceau suivie d'un calcul de dose afin de déterminer les réglages des unités de moniteur requises. Il convient également de tenir compte du fait que la position relative des faisceaux, entre autres, peut avoir un effet significatif sur le gradient de dose produit dans les limites de volume de l'objectif. Si le contour du volume de l'objectif est déterminé par la pénombre d'un seul faisceau, le gradient de dose sera plus faible que si l'on utilise plus de faisceaux. Pour cette raison, il ne suffit pas de tenir compte uniquement des aspects géométriques. Lors de la détermination des marges du champ à appliquer géométriquement dans des traitements non standards, il convient d'examiner en détail la relation entre le contour du volume de l'objectif et la forme de la distribution des doses.

2.7.1 Prescription de la dose

La définition de la tumeur, des organes adjacents à risque (OAR) et d'autres structures anatomiques est donc un élément essentiel du processus de planification pour assurer que la taille, le nombre, la trajectoire et la pesée des faisceaux qui sont optimales par rapport à ces structures. Cela assurera en outre que la dose de rayonnement prescrite est donnée au volume approprié de l'organe porteur de la tumeur. Le rapport 53 de la ICRU (International Commission on Radiation Units and Measurements (1993-1999)) établit les protocoles standards pour les rapports sur les traitements de radiothérapie de toute complexité. Ils reprennent la terminologie standard pour décrire les volumes pertinents dans la planification des traitements de radiothérapie. Parmi les termes employés dans ce rapport, on trouve :

- Volume macroscopique du tumeur (GTV), c'est l'étendue palpable, visible et démontrable, la localisation de la formation maligne. (FIG 2.22)
- Volume Objectif clinique (CTV), est le volume de tissu comprenant le GTV plus une marge qui prend en compte toute extension microscopique de la tumeur primaire ou l'expansion de nœuds lymphatiques dans la région. (FIG 2.22)
- Volume Objectif de la planification (PTV), est généralement le volume géométrique défini au cours du processus de planification de manière à couvrir les incertitudes de mouvement de l'organe ou de la tumeur et mécaniques de la machine, comprenant à la fois le GTV et le CTV. (FIG 2.22)

- Volume Traité(TV), est le volume de tissu compris dans une surface d'isodose sélectionnée et spécifiée par le médecin de manière à atteindre l'objectif du traitement. (FIG 2.22)
- Volume irradié(IV), est le volume de tissu qui reçoit la dose absorbée considérée comme significative par rapport à la tolérance normale des tissus organes à risque (OAR), sont les organes adjacents au PTV qui ne sont pas ciblés puisqu'ils ne contiennent pas de cellules malignes.

L'objectif devrait donc être de minimiser l'irradiation des OARs car ils sont généralement relativement sensibles aux effets des rayonnements ionisants et leur lésion peut entraîner une morbidité importante. L'acquisition d'images de haute qualité et la définition des volumes de l'ICRU 50 font partie de la planification du traitement. La définition des contours de ces volumes (segmentation) est un processus fastidieux qui prend beaucoup de temps et qui est donc sujet à des erreurs aléatoires et à des incertitudes. La sophistication croissante des plans de radiothérapie a permis d'optimiser la capacité de délimiter les volumes définis par l'ICRU avec précision et cohérence.

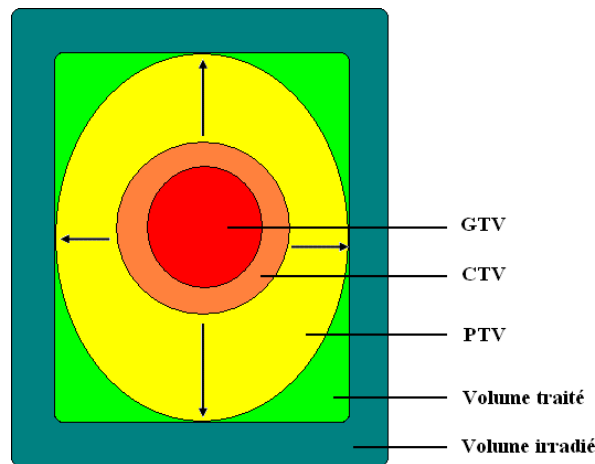


FIG. 2.22 : Les principaux volumes définis par ICRU.

2.7.2 Acquisition de données sur les patients

L'acquisition de données sur les patients est la première étape du processus de planification des traitements. Elle est nécessaire pour trois raisons principales : 1) pour évaluer la position et l'étendue du volume cible par rapport aux autres structures anatomiques, en particulier les organes à risque. 2) Pour obtenir les données nécessaires pour assurer une distribution précise de la dose. 3) Pour acquérir les informations nécessaires pour préparer une disposition précise du patient.

En tout état de cause, il est essentiel que la position du patient soit définie au début et maintenue tout au long du processus de planification de traitement. Les données sur le patient sont généralement obtenues à l'aide d'un seul mode d'imagerie afin d'atteindre les objectifs énumérés ci-dessus. Les méthodes les plus courantes sont la tomographie assistée par ordinateur (CT), la résonance magnétique (RM), de plus en plus importante pour la planification, et la tomographie par émission de positrons (TEP), qui, n'enregistrant

pas d'informations sur la densité électronique, nécessite une utilisation conjointe avec des images CT. Une question importante dans le processus de radiothérapie est la capacité de reproduire avec précision la position du patient tout au long du processus de traitement et de maintenir le patient immobile à chaque étape du processus. La position doit permettre des directions optimales du faisceau pour irradier le PTV sans entrer en collision avec la machine de traitement ou l'un de ses accessoires. Un certain nombre de points de référence fixes (anatomiques ou fiduciaires) qui peuvent être vus systématiquement à chaque étape du processus sont également utilisés pour obtenir une plus grande précision. Ces images sont comparées à une image de référence afin de pouvoir ajuster les paramètres du faisceau ou la position du patient. Pour revenir aux différentes techniques d'imagerie, il convient de mentionner certains aspects de la tomodensitométrie, qui est la plus utilisée dans la planification des traitements en raison de sa précision géométrique. Les débuts de son usage clinique remontent à la fin des années 70. elle est aujourd'hui utilisée dans tous les centres d'étude et de traitement du cancer et dans la plupart des centres cliniques locaux. Les images CT sont obtenues de manière relativement rapide et simple. La résolution des images de la tumeur peut être améliorée par l'injection d'un milieu de contraste iodé-opaque, ce qui est particulièrement utile pour les tumeurs situées dans le système nerveux central. Le CT fournit une série de données d'image 3D faciles à importer et à utiliser dans tout système de planification de traitement commercial. La haute résolution est essentielle lorsque les points de référence sont de petites surfaces. L'un des avantages particuliers du CT est que les images sont une représentation indirecte des différentes densités électroniques des tissus formant l'image [126].

Étant donné que le rayonnement de l'ordre du mégavoltage interagit avec les tissus en fonction de la densité électronique, les données du CT peuvent être utilisées directement pour les calculs de dose absorbée, à condition qu'un facteur de correction tenant compte de l'énergie photonique de l'ordre du kilovoltage utilisé pour l'acquisition des images soit appliqué. Cela est particulièrement important lorsque les faisceaux traversent des zones inhomogènes des tissus, telles que les poumons ou les os, où l'atténuation est très différente de celle d'un volume de tissus mous homogène. En outre, le CT est particulièrement utile pour la détermination du contour 3D externe du patient, tâche qu'il deviendra véritablement nécessaire de réaliser manuellement. Le contour externe s'avère essentiel dans la planification car il définit l'interface entre l'air et les tissus et permet donc au planificateur de tenir compte des variations de l'atténuation du faisceau et de l'obliquité de l'incidence à l'heure de calcul des distributions de doses. Heureusement, il existe des algorithmes de segmentation automatique qui permettent de définir le contour externe des images 3D sur chaque image transversale. Les données 3D sont généralement acquises en séquence d'images transversales pour lesquelles la résolution est limitée par l'espace entre les tranches. Toutefois, les scanners les plus modernes ont la capacité d'utiliser un mode d'acquisition hélicoïdal plus rapide. Le volume de l'image à prendre est déterminé par la région anatomique occupée par la tumeur, l'étendue de l'éventuel PTV et les trajectoires possibles des faisceaux qui seront utilisés pour la couvrir. Tout organe à risque potentiel doit être saisi par l'ensemble des images si l'on doit calculer des histogrammes de doses de volume (HDV) ou une limite biologique telle que la probabilité de complication d'un tissu normal (NTCP). Le protocole d'imagerie requiert la capture d'images transversales contiguës de manière à obtenir une estimation 3D complète de l'anatomie. En règle générale, la distance entre chaque coupe ne doit pas dépasser 10 mm, étant généralement

de 5 mm ou moins. L'inconvénient de capturer des images espacées de moins de 5 mm est la nécessité de disposer d'un plus grand espace pour les archiver dans l'ordinateur et, partant, de tracer les contours d'un grand nombre d'images individuelles, il faut donc parvenir à un compromis.

2.7.3 Définition du faisceau. Simulation virtuelle

Le volume cible de la planification (PTV) doit recevoir une dose suffisamment élevée pour atteindre l'objectif thérapeutique. Il doit donc être entièrement couvert par les faisceaux utilisés pour traiter ce volume. Pour les tumeurs cutanées, la définition du faisceau est simple : un faisceau unique est utilisé et sa forme reflète directement la lésion tumorale plus une certaine marge. Pour traiter des tumeurs qui ne sont pas visibles de l'extérieur, il faut utiliser un appareil à rayons X ou d'autres appareils d'imagerie médicale pour définir la localisation du PTV. Les simulateurs de traitement sont équipés d'un tube à rayons X, construit selon la même géométrie isocentrique que la machine de traitement. Lorsqu'un simulateur est utilisé, il est facile d'identifier l'anatomie osseuse et la définition du faisceau peut être effectuée par rapport à celle-ci. Toutefois, pour superposer avec précision la forme du champ et la forme du PTV, il faut projeter le PTV sur un plan perpendiculaire à la direction du faisceau. Cela peut se faire de trois manières différentes :

- Le PTV peut être estimé implicitement ou dessiné explicitement sur des images radiographiques prises à partir de la direction appropriée du faisceau dans le simulateur. Cette procédure est connue sous le nom d'approche anatomique.
- La planification peut se fonder sur quelques sections transversales marquant le PTV souhaité. Les informations relatives à la position du PTV peuvent provenir de différentes sources (y compris des radiographies plates). Cette procédure est connue sous le nom d'approche traditionnelle.
- La simulation peut être effectuée sur un ordinateur à l'aide des informations 3D complètes normalement obtenues à partir d'un scanner.

Le positionnement des faisceaux est calculé par simulation du patient sur l'ordinateur, et cette procédure est appelée simulation virtuelle. Les informations du CT fournissent la carte de base de la densité électronique et de la densité physique, qui permet d'effectuer les corrections correspondantes d'hétérogénéités dans les tissus pour le calcul des doses. Dans les systèmes de planification 3D, les données du CT peuvent être vues non seulement de manière transversale, mais aussi dans leurs vues sagittales et coronales. Généralement, les vues sagittale et coronale offrent une résolution plus grossière dans le sens crânien-caudal, tout en permettant une meilleure appréciation de l'anatomie de base. Les objectifs et les OAR doivent être définis au minimum pour chaque coupe. Les projections de ces profils sont présentées sur les plans transversaux ainsi que sur les plans sagittal et coronal. La possibilité offerte par de nombreux planificateurs de mettre en évidence ou de faire disparaître les structures qui les intéressent est utile, car le chevauchement de certaines structures peut rendre difficile leur identification dans certains cas. Outre pour les plans 2D, il est également utile de disposer de la surface 3D de chaque structure, de sorte que

l'on puisse voir, sous différents angles, la direction et l'incidence des faisceaux sur l'anatomie. Généralement, la principale source d'information sur les paramètres du faisceau provient du système de planification du traitement et il est préférable de transférer ces données, y compris les unités de surveillance, au système d'enregistrement et de vérification de l'accélérateur linéaire. Dans certains cas, les adresses des faisceaux standards peuvent être utilisées, mais dans d'autres, les directions des incidents des faisceaux sont sélectionnées différemment pour chaque patient au moyen du système de planification. Le planificateur permet de définir, par différentes visualisations, la direction du faisceau traitant le PTV, de manière à éviter au mieux l'irradiation des OARs. Une représentation très utile, complémentaire aux sections transversales, est la Beam's Eye View (BEV) ou Vision Focal del Haze, qui est généré en prenant un plan perpendiculaire à la direction du faisceau et en montrant sa projection du PTV et des OAR par rapport aux marges du faisceau. (FIG 2.23)

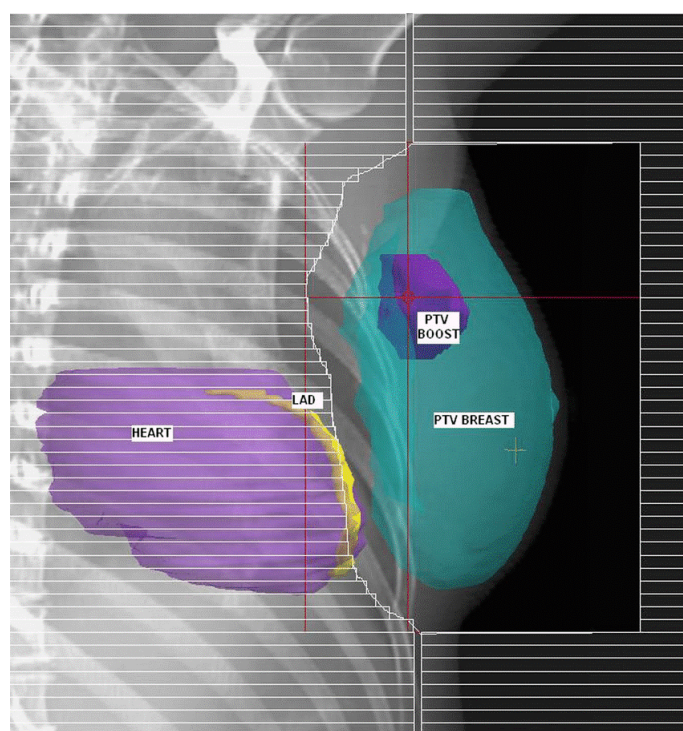


FIG. 2.23 : *Technique BEV du faisceau montrant le façonnage du champ tangentiel à l'aide de collimateurs multi-lames avec une marge de 1 cm sur le volume cible de planification du sein.*

Certains centres de recherche ont amélioré leurs outils pour optimiser de manière semi-automatique la direction du faisceau, mais cette optimisation est jugée limitée. Une fois déterminés les axes du faisceau, un BEV est généré qui affiche l'extension projetée du PTV et des OARs dans un plan perpendiculaire à l'axe du faisceau. La forme du faisceau est alors générée à partir de la projection du PTV, en ajoutant une marge qui, dans le cas d'un faisceau, prend en compte la pénombre dans le cas de deux faisceaux ou plus, la pénombre dépend de sa configuration et parfois il n'est pas nécessaire. La largeur idéale de la marge dépend de la taille et de la profondeur du faisceau et de la question de savoir si les champs sont coplanaires ou non. S'ils sont coplanaires, la marge doit être comprise entre 4 et 6 mm dans les directions où les bords des faisceaux coïncident. Le blindage peut être réalisé au moyen de blocs d'alliage spécialement conçus ou d'un collimateur mutilâmes

[127]. La projection géométrique des lames du MLC définit approximativement l'isodose de 50 %, il convient donc d'appliquer au PTV une marge (environ 6 mm) tenant compte de la pénombre pour établir la forme de champ requise. C'est cette forme de champ qui doit être ajustée au MLC en utilisant l'un des nombreux algorithmes de réglage géométrique. Dans la pratique, on peut considérer que les coins des lames du MLC sont sculptés, ce qui donne un bon ajustement à 50 % de la courbe d'isodose. La largeur de feuille MLC la plus courante est de 10 mm dans l'isocentre. Mais il existe aussi des micro-MLCs avec des largeurs moindres, conçus pour traiter les tumeurs du cerveau. En tout état de cause, le principal critère pour déterminer les positions optimales des lames est la conformité de la distribution de dose avec le PTV.

2.8 Conclusion

Dans la première partie de ce chapitre nous avons abordé les types de cancer les plus traités au Maroc ainsi que les différentes stratégies thérapeutiques suivies pour la lutte contre le cancer, d'où l'efficacité de la radiothérapie par rapport aux autres techniques. L'utilisation du Varian Clinac IX comme version récente pour un traitement radio thérapeutique a été choisi vue la précision de la chaîne de traitement au niveau homogène ainsi qu'au niveau hétérogène. En ce qui concerne la deuxième partie nous avons traité de la méthode Monte Carlo (MC) d'échantillonnage statistique en dressant un historique sur les principaux algorithmes utilisés dans les traitements radiothérapeutiques, de l'échantillonnage des interactions de transport de particules de rayonnement, de l'utilisation de MC dans la modélisation des traitements de radiothérapie, de la mise en service de modèles d'accélérateur linéaire, les codes MC disponibles, les techniques de réduction de la variance, le calcul parallèle et le processus d'étalonnage de la dose absolue. Les méthodes MC ont le potentiel d'améliorer la précision des calculs de dose de plus en plus difficiles pour prédire le dépôt de dose chez le patient. Les problèmes rencontrés par les algorithmes commerciaux d'étalonnage de la dose TPS ont été abordés à la cinquième section. Les algorithmes basés sur la correction n'ont pas réussi à modéliser correctement l'effet des hétérogénéités de densité, en particulier la diffusion électronique latérale. Les algorithmes de superposition de convolution, bien qu'une amélioration significative par rapport aux algorithmes basés sur la correction, ont eu des problèmes pour prédire la dose à des interfaces hétérogènes et au-delà des cavités d'air. Les logiciels MC, comme Geant4/GATE, ont non seulement le potentiel de fournir des calculs précis de distribution de dose, mais aussi de fournir des informations sur les processus physiques survenant chez le patient. Les chapitres suivants traiteront le développement et l'application du plateau GEANT4/GATE des traitements de radiothérapie clinique qui nous permettront d'évaluer la précision de l'administration de la dose en présence d'hétérogénéités et la performance des différents algorithmes de correction d'hétérogénéité dans le calcul de la dose de traitement du patient.

Chapitre 3

**Modélisation par Monte Carlo de la
tête d'accélérateur Varian Clinac IX
à l'aide de la plateforme GATE :
Application dans un milieu
homogène**

3.1 Introduction

Les fondements théoriques et la revue bibliographique du chapitre précédent ont servi à replacer ce travail dans son contexte en présentant plusieurs études publiées impliquant l'élaboration de modèles informatiques de Linacs et de leurs applications en physique médicale. En outre, il a été utile d'identifier les possibilités d'études pour ce travail. Le présent chapitre a pour but de présenter les méthodes employées lors des différentes étapes de simulation de la tête d'accélérateur du Varian Clinac IX pour une énergie photonique de 6MV. La première partie de ce chapitre s'appuiera sur la modélisation de la géométrie du Varian Clinac IX qui est une des générations récentes du Varian Clinac utilisé dans la plupart des centres d'oncologie au Maroc en utilisant GATE pour une énergie photonique de 6MV basé sur les caractéristiques physiques et géométriques fournies par le constructeur de la machine contre un accord de confidentialité. La deuxième partie va traiter la modélisation du faisceau photonique d'énergie 6MV en prenant plusieurs facteurs en considération et en se basant sur la modélisation de la géométrie. Finalement la troisième partie discutera la validation du Varian Clinac IX en présentant une comparaison des fonctions dosimétriques simulées avec celle mesurées cliniquement.

3.2 Modélisation de la tête d'accélérateur Varian Clinac IX

La modélisation d'un accélérateur linéaire a été un sujet de recherche important au cours des dernières années. La connaissance des caractéristiques cliniques des faisceaux de photons s'est avérée une condition préalable importante pour la planification de calcul de dose de haute précision de tout traitement de radiothérapie. Des informations détaillées incluant l'énergie, les distributions angulaires et spatiales des particules faisant partie du faisceau (photons et contamination électronique) sont très importantes pour sa caractérisation. En effet toute variation de ces distributions est reflétée par un changement dans les distributions de doses subséquentes obtenues chez le patient [128]. De plus, la connaissance de cette information spectrale peut également améliorer la planification du traitement par radiothérapie et contribuer au développement de nouveaux systèmes de planification du traitement précis. Plusieurs études expérimentales pour obtenir des spectres d'énergie de photon ont été rapportées [129-131]. Cependant, les faisceaux de photons de haute intensité utilisés à des fins thérapeutiques rendent très difficile la mesure directe des spectres d'énergie, par exemple en raison de la saturation du détecteur sous un champ de rayonnement si intense. Pour surmonter ces limites, certaines méthodes basées sur la reconstruction à partir de données de transmission de faisceaux mesurés ou la spectroscopie de photons dispersés Compton ont été décrites dans la littérature [130,131]. Cependant, les résultats de ces études ne sont pas entièrement fiables. Par ailleurs, une autre approche, largement adoptée ces dernières années pour caractériser les faisceaux de photons cliniques, a été de réaliser une simulation GATE complète à travers la tête du Linac. Après la modélisation, il est également nécessaire d'effectuer un ajustement de certains paramètres critiques des modules composants (p.ex. dimensions, matériaux et densités de la cible de bremsstrahlung et filtre d'aplatissement) et le faisceau d'électrons incident jusqu'à ce qu'une correspondance suffisante avec les données expérimentales soit

obtenue. La construction d'un modèle complet d'une tête de Linac n'est pas une tâche facile en raison de sa complexité et de la nécessité d'une approche de modélisation détaillée pour obtenir un calcul précis de la dose. Bien que le processus de simulation requiert beaucoup de temps et comporte des essais et des erreurs, l'effort en vaut la peine car, une fois la simulation GATE validée, elle fournira la prévision de dose la plus précise possible, en particulier dans les situations qui ont l'inhomogénéité matérielle et la géométrie irrégulière, tels que les patients. En outre, les simulations GATE peuvent également être utilisées pour obtenir des distributions angulaires et énergétiques ou même d'autres quantités qui ne peuvent pas être mesurées expérimentalement. En outre, le spectre peut être généré, non seulement pour les photons primaires du faisceau, mais aussi pour les photons et électrons dispersés produits par les interactions des photons avec les différents composants de la tête de traitement. L'évaluation de la contribution de la diffusion de chaque partie du Linac est essentielle pour évaluer la qualité spectrale du faisceau, en particulier dans le cas de techniques de radiothérapie complexes comme radiothérapie à modulation d'intensité (IMRT), où l'ajout de nouveaux dispositifs dynamiques pour la conformation et la modulation du faisceau (par ex. collimateurs multi lames) peut introduire des changements dans les caractéristiques des faisceaux de photons incidents. Avec les améliorations les plus récentes de la technologie informatique, les simulations GATE se sont avérées être une approche appropriée pour la modélisation de faisceaux de photons et d'électrons réalistes à partir d'accélérateurs linéaires médicaux et, actuellement, la méthode MC est reconnue comme la méthode la plus précise de modélisation des faisceaux de radiothérapie. La modélisation des faisceaux de photons de radiothérapie externe utilisant la technique de Monte Carlo a été largement rapportée en détail dans la littérature ces dernières années [132]. La précision des simulations dépend fortement d'une sélection appropriée de certains paramètres concernant la géométrie ou la composition des composants Linac et les paramètres définissant la source de rayonnement. Ce n'est que très rarement que l'utilisateur du Linac peut obtenir une description très détaillée de la géométrie de la tête du Linac et même des paramètres du faisceau d'électrons initial sortant de l'accélérateur (spectre énergétique et distributions radiales). Même lorsque toutes les spécifications de la géométrie et du faisceau d'électrons initial sont connues, ces informations peuvent être sujettes à des interprétations erronées de l'utilisateur ou ne pas documenter la version la plus récente de la géométrie de l'accélérateur. Pour cette raison, il devient essentiel de simuler chaque tête d'accélérateur spécifique mise en œuvre dans chaque service particulier, en validant par la suite l'exactitude du modèle proposé par rapport aux données expérimentales. Un grand nombre d'études MC modélisant les chefs de traitement clinique produits par les trois principaux fabricants (Varian, Elekta et Siemens) ont été réalisées [133-135]. Certains de ces travaux étaient axés sur la caractérisation du faisceau produit, évaluant un ensemble de distributions spectrales pour différentes énergies du faisceau. D'autres études [134] visaient à analyser la sensibilité des simulations MC aux caractéristiques de l'incident du faisceau d'électrons sur la cible (énergie et rayon), ainsi qu'à d'autres paramètres de la tête de traitement (caractéristiques du filtre aplatisant et du collimateur primaire). Même si certains travaux antérieurs ont été réalisés en utilisant la même tête d'accélérateur que celle considérée pour cette thèse, les différences rapportées entre ces travaux en termes, par exemple, d'énergie et de rayon du faisceau d'électrons primaires, conduire à la nécessité de modéliser explicitement la géométrie de notre Linac spécifique ainsi que la détermination explicite des paramètres pour notre faisceau d'électrons primaire particulier. Comme indiqué ci-dessus, un modèle

de faisceau précis de l'accélérateur nous permettra de garantir un calcul précis de la dose dans des milieux non homogènes où des simulations GATE sont effectuées (chapitre 4). Dans ce travail de thèse, toutes les études dosimétriques réalisées à l'aide du faisceau de photons ont été développées dans l'accélérateur linéaire Varian Clinac IX installé au Centre d'oncologie Menara à Marrakech. La simulation d'un Linac peut être divisée en deux parties : la simulation des composants Linac situés en amont des mâchoires amovibles (partie supérieure), et la simulation des collimateurs secondaires eux-mêmes et de tous les autres composants Linac situés en aval (partie inférieure). La partie supérieure dépend uniquement du mode d'irradiation (photon ou électron) et de l'énergie nominale choisie, tandis que la partie inférieure change avec chaque champ de rayonnement. Car, on dit que la partie supérieure est indépendante du patient, tandis que la partie inférieure est dépendante du patient. Cette division sera utile pour la minimisation du temps de calcul important en introduisant un fichier d'espace de phase (PhS) qui sera utilisé comme source pour différentes études de notre thèse. Le fichier PhS contient des informations sur toutes les particules, y compris les particules qui n'atteignent pas le patient en raison de l'absorption ou de la diffusion au niveau des modificateurs de faisceau, ou qui ont une direction spatiale qui les retirera du faisceau dans les prochaines étapes de la simulation. Un autre aspect important à prendre en compte concernant les simulations MC complètes est que la mise en service de la tête d'accélérateur est lourde. Il s'appuie sur une approche par essais et erreurs qui implique des changements répétés des paramètres initiaux du faisceau d'électrons et la collecte des données de PhS calculées à la sortie de la tête de l'accélérateur avec le calcul ultérieur de la distribution de dose. Si le calcul de la dose n'est pas conforme aux mesures de mise en service dans le cadre de certains critères d'acceptation, l'ensemble du processus doit être répété avec des paramètres ajustés. Le processus de mise en service de la tête d'accélérateur peut donc prendre des jours ou des semaines en fonction de la précision requise. Parce que chaque accélérateur a des propriétés de faisceau individuelles, il doit être mis en service individuellement. Les coordonnées cartésiennes sont les coordonnées de l'accélérateur et l'axe (Oz) est l'axe d'irradiation qui est situé au-dessus de la cible.

3.2.1 Éléments indépendants du patient

La première étape de notre étude de ce chapitre est de modéliser avec GATE les composants du Varian Clinac IX avec ses deux parties (indépendante et dépendante), chaque partie de l'accélérateur est considérée comme un composant distinct qui peut être composé d'éléments distincts définis par des informations géométriques et de composition obtenues auprès du Varian. Les composantes de la partie indépendante du Varian Clinac IX sont : la cible, le collimateur primaire, la chambre d'ionisation et le miroir détaillés ci-dessous

3.2.1.1 La cible

Placé dans la trajectoire du faisceau, la cible se compose de tungstène (W) qui est normalement utilisé pour ce composant en raison de sa résistance élevée à la déformation thermique (Figure 3.2). La capacité à résister à la déformation thermique est importante puisque dans une cible en tungstène typique seulement 1% de l'énergie électronique in-

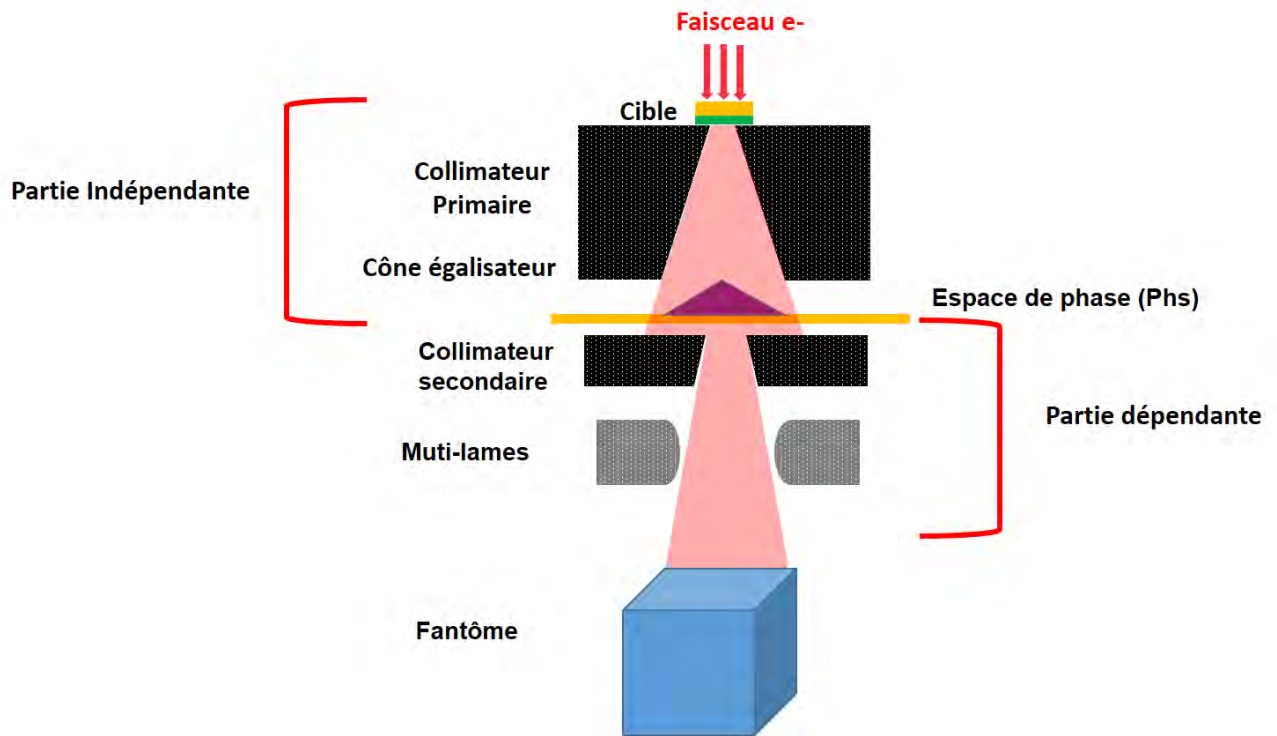


FIG. 3.1 : Illustration de la tête du Varian Clinac incluant l'espace de phase qui sépare la partie indépendante du fantôme avec la partie dépendante.

cidente émerge comme photons bremsstrahlung. L'énergie restante est perdue en chaleur dans la cible. Cette chaleur est dissipée par le système de refroidissement de l'accélérateur. Dans GATE nous avons modélisé une feuille de cuivre (en vert) qui récupère la face aval de la dalle de tungstène qui est en contact thermique avec le système de refroidissement de l'accélérateur pour dissiper la chaleur et réduire la production d'électrons secondaires.

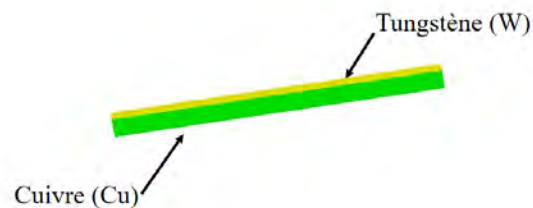


FIG. 3.2 : La cible en Tungstène avec une feuille de cuivre au-dessous modélisé dans GATE.

3.2.1.2 Le collimateur primaire

La collimation primaire des photons émergeant de la cible bremsstrahlung est effectuée en utilisant un collimateur de tungstène avec une ouverture conique définissant un angle de 15° de la surface cible. Le faisceau conique sortant du collimateur primaire est cylindriquement symétrique par rapport à l'axe central du faisceau (Figure 3.3). Ce colli-

mateur est fixé immédiatement après la cible et élimine les photons voyageant en dehors d'une divergence définie par rapport à l'axe du faisceau central. L'ouverture conique du collimateur primaire définit la taille maximale du champ de rayonnement qui peut être définie à une distance de la source (SSD) de 100 cm. Cette taille de champ maximale est ensuite tronquée avec des mâchoires de collimateur rectangulaires réglables.

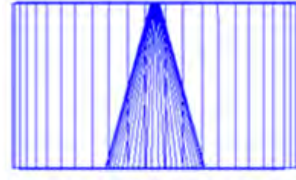


FIG. 3.3 : *Modélisation GATE du collimateur primaire.*

3.2.1.3 Le cône égalisateur

Le cône égalisateur comme défini dans le chapitre précédent est utilisé pour les faisceaux de photons afin de rendre l'intensité de photon en uniforme biaisée vers l'avant. Un tel filtre atténue le faisceau de photons plus fortement dans les parties centrales et élimine principalement les photons de faible énergie sans changer la forme spectrale des énergies supérieures. Le cône égalisateur du Varian Clinac IX est modélisé en superposant 8 cylindres aplatis (Figure 3.4) fabriqués en Chrome, Nickel et Fer pour constituer une forme conique

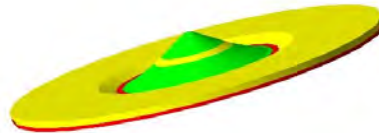


FIG. 3.4 : *Cône égalisateur pour une énergie photonique de 6MV.*

3.2.1.4 La chambre d'ionisation

L'émission du rayonnement par un accélérateur médical est surveillée par un système spécial de chambre d'ionisation. Ce système se compose de plusieurs chambres d'ionisation ou d'une seule chambre à plaques multiples (Figure 3.5). Les chambres d'ionisation sont utilisées pour mesurer l'uniformité et l'intensité du faisceau et fournir une mesure relative de la puissance de rayonnement. Cette chambre de surveillance est étalonnée en termes d'unités de surveillance ou bien d'unités moniteurs (UM), où 100 UM définissent 1 Gray (Gy) dans des conditions de référence (profondeur de dose maximale, D_{max} , dans un fantôme d'eau irradié avec une taille de champ de 10 x 10 cm² à SSD de 100 cm). Étant donné que les chambres sont dans un champ de rayonnement de haute intensité et que le faisceau est pulsé, il est important de s'assurer que l'efficacité de la collecte d'ions des chambres reste inchangée avec les changements du débit de dose. Contrairement aux chambres d'étalonnage du faisceau, les chambres de contrôle de la tête de traitement sont généralement scellées, de sorte que leur réponse n'est pas influencée par la température et la pression de l'air extérieur.

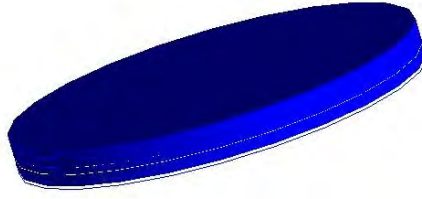


FIG. 3.5 : *Illustration des chambres d'ionisations modélisés par GATE.*

3.2.1.5 Le Miroir

Le Miroir se compose du Mylar, il reflète la lumière pour le but de projeter un champ lumineux de la configuration du faisceau sur la surface du patient, avec quelques centimètre d'épaisseur, il forme une inclinaison d'environ 14° par rapport à l'axe du faisceau (Figure 3.6).



FIG. 3.6 : *Illustration du miroir modélisé par GATE.*

3.2.2 Eléments dépendants du patient

La partie dépendante du patient (inférieure) qui prend en compte les modificateurs de forme du faisceau se compose des mâchoires amovibles et les mâchoires multi lames.

3.2.2.1 Collimateurs secondaire ou mâchoires amovible

Les collimateurs secondaires ou mâchoires amovible se constituent de deux paire de blocs, chaque bloc (ou mâchoire) peut être déplacé indépendamment par rapport à l'axe central du faisceau pour créer un champ rectangulaire avec des tailles allant jusqu'à $40 \times 40 \text{ cm}^2$ à l'isocentre, qui est habituellement placé à 100 cm (Figure 3.7). Les deux paires de mâchoires sont appelées X et Y, avec la position de chaque mâchoire (X1, X2, Y1, Y2) indiquant le bord du champ à l'isocentre. Les mâchoires Y qui sont les plus proches de la source se déplacent selon un arc alors que les mâchoires X se déplacent d'une façon droite en effectuant une rotation pour limiter la divergence du faisceau. Les mâchoires amovibles visent à façonner la forme et la taille du champ dans l'accélérateur isocentrique de l'accélérateur linéaire. La tête d'accélérateur crée un champ dimensionnel spécifiquement pour la surface de l'accélérateur. Il ne suffit pas de placer les mâchoires parallèlement à la surface du fantôme, mais sous une pente de sorte qu'on aura un triangle formé par la cible aux deux extrémités du champ, alors les sièges des mâchoires seront les côtés tangents du

triangle (Figure 3.8). La raison pour laquelle cette pente est nécessaire est la minimisation des fuites par les mâchoires. La Figure 3.9 montre schématiquement cette fuite pour les deux positions différentes par rapport à la taille du champ. Ainsi, la position relative des mâchoires (c'est-à-dire la hauteur à laquelle ils se trouvent) indique une position différente à ce niveau. La pente change si la hauteur change, car plus les mâchoires sont proches de la cible, plus l'ouverture sera projetée dans le champ isocentrique correspondant. Plus précisément, le calcul complet des coordonnées des centres des mâchoires de direction et de leur inclinaison est calculé pour chaque champ en fonction de leurs dimensions (Figure 3.10).

$$\text{On a } x = x_1 + x_2, \text{ Avec } x_1 = \tan(\theta) \cdot SSD \text{ et } x_2 = \cos(\theta) \cdot \frac{\text{taille de champ}}{2} \quad (3.1)$$

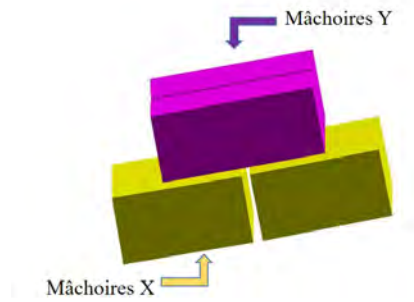


FIG. 3.7 : Mâchoires amovibles X et Y avec une taille de champs de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ modélisés par GATE.

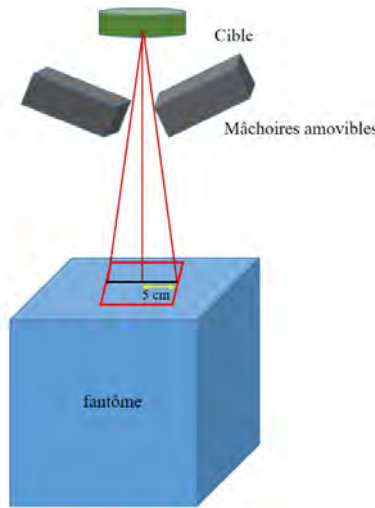


FIG. 3.8 : Triangle formés par l'ouvertures des mâchoires amovibles pour une taille de champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$.

3.2.2.2 Collimateurs multi-lames

Le dernier composant important du Linac inclus dans notre modèle est le collimateur multilames (MLC). Ce dispositif est composé d'un ensemble de feuilles mobiles de tungstène qui permettent de créer des formes de champ irrégulières. Plusieurs chercheurs ont

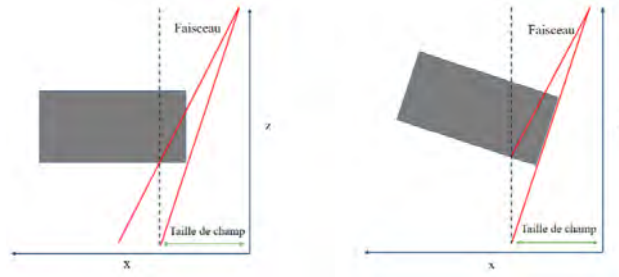


FIG. 3.9 : L'intérêt de la pente pour minimiser la fuite du faisceau formé par les mâchoires.

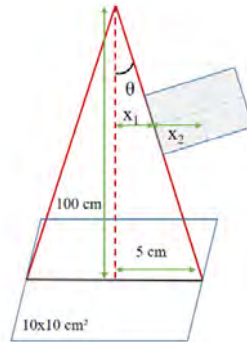


FIG. 3.10 : Les coordonnées nécessaires pour calculer l'inclinaison nécessaire pour former le champ carré correspondant selon l'équation 3.1.

reconnu l'importance de modéliser les détails du MLC afin de calculer avec précision les distributions de dose pour les patients et de tenir compte de l'impact des fuites et des effets de dispersion causés par les lames de ce dispositif sur les distributions de dose [136,137]. Le MLC-120-HD est composé de deux bancs A et B avec 60 paires de lames chacun (Figure 3.11), entraînés par des moteurs indépendants, commandés par ordinateur à partir d'un emplacement éloigné. Ce MLC spécifique a deux différents types de feuilles de tungstène : 32 feuilles centrales de 2.5 mm de largeur (quarts-lames) et les 28 feuilles extérieures de 5.0 mm de largeur (demi-lames) (Figure 3.12). Toutes les dimensions signalées sont projetées à l'isocentre. En outre, ces deux types de feuilles sont disposées de manière alternée, où les feuilles de l'isocentre (l'extrémité plus épaisse de la feuille est vers l'isocentre) et les feuilles cibles (l'extrémité plus épaisse de la feuille est vers la cible) sont intercalées présentant une forme tenon-mortaise selon l'axe des X et une extrémité arrondie selon Y. Le matériau des lames est un alliage de tungstène dont la densité peut varier, en fonction de la composition de l'alliage et la fabrication des lames. La géométrie et les matériaux constitutifs du MLC-120-HD ont été mis en œuvre selon les données des fabricants. Le bord supérieur du MLC, Z_{min} , devait se trouver à 47 cm au-dessous de la cible ; et pour éviter la friction entre les lames l'espacement entre eux était fixé à 0.0047 cm (Figure 3.13). Les extrémités des lames sont arrondies avec un rayon de courbure de 16 cm avec une épaisseur de 6.9 cm. Divers modèles MLC ont été proposés dans différents codes MC pour simuler la géométrie détaillée de différentes conceptions du MLC [135,136]. Récemment, le collimateur à lames Millennium 120 (MLC-120) de Varian a été introduit avec des largeurs de lames plus petites afin de fournir une résolution plus élevée pour la livraison de champs plus petits. La conception compliquée des lames pour ce collimateur et la géométrie variable lame à lame ont rendu très difficile le modèle de ce MLC en utilisant la

géométrie simplifiée proposée dans différentes expériences réalisées précédemment. Pour surmonter ces problèmes, nous avons choisi de modéliser le MLC-120-HD en utilisant les données fournies par Varian. Dans GATE, les détails des lames tels que les dimensions de la languette, la rainure, les trous de vis et les rails ont été spécifiés suivant l'axe des Z. Les dimensions d'ouverture maximales de ce MLC, projetées à l'isocentre sont de 22 cm sur 40 cm, dans le plan intérieur (Y) et dans le plan transversal (X), respectivement. Les lames de ce MLC peuvent être réglées en se déplaçant le long de la direction X, de différentes formes et de garantir la conformité aux volumes à traiter, Figure 3.14 présente la Géométrie du VARIAN CLINAX IX simulée par GATE.

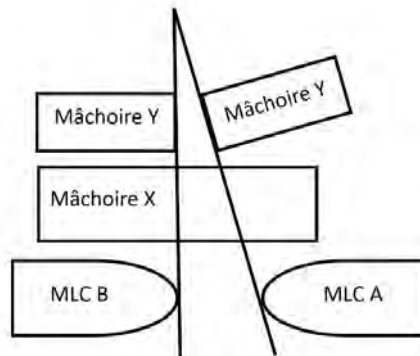


FIG. 3.11 : Illustration des mâchoires multilames de Varian.

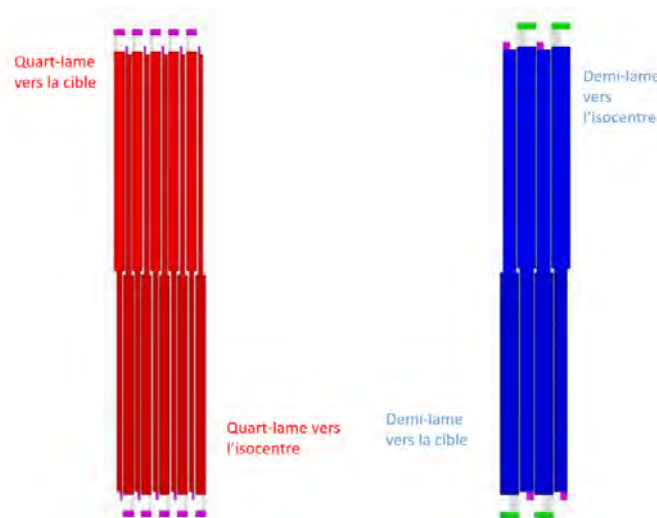


FIG. 3.12 : Quart et demi lames modélisés par GATE.

3.3 Configurations expérimentales

Dans le cadre de notre thèse, les mesures expérimentales ont été réalisées à l'aide Varian Clinac IX au centre d'oncologie Menara à Marrakech, les équipements dosimétriques ainsi que les données mesurées sont présentées dans les paragraphes qui suivent. Pour les petites et grandes tailles de champs. Ces mesures qui seront références pour le paramétrage de l'électron source et la validation du Varian Clinac IX simulé par GATE.

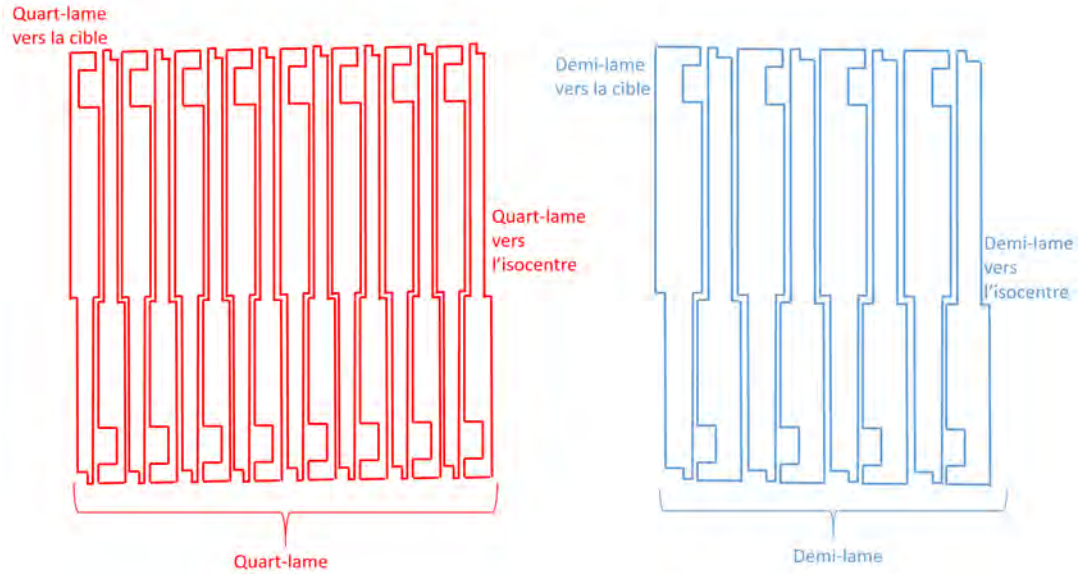


FIG. 3.13 : Présentation schématique des MLC-120-HD, quart et demi lames, avec ses deux types (Une partie vers l'isocentre et l'autre vers la cible).

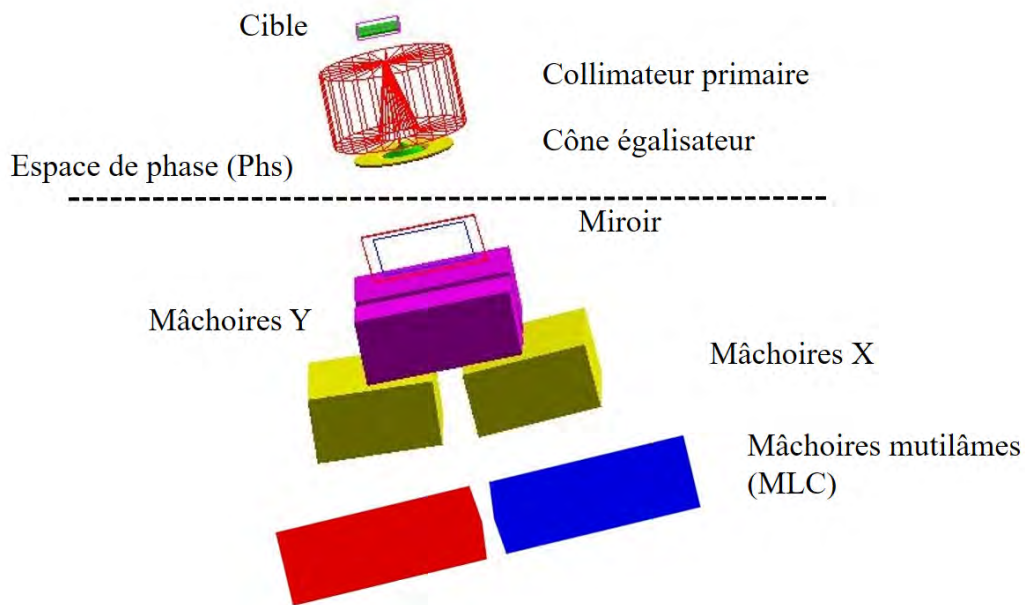


FIG. 3.14 : Géométrie du Varian Clinac IX modélisé sur GATE.

3.3.1 Configurations expérimentales pour les petites tailles de champ

Les données mesurées pour les comparaisons de la dose en profondeur relative et du profil de dose ont été prises à l'aide du diode (micro-Silicon de PTW, Germany) avec un volume sensible de 0.03 cm^3 de modèle 60008 qui est un détecteur de diamètre de 1mm. Cette diode est spécialement conçue pour les mesures de profil de faisceau relatif ainsi que pour la caractérisation des champs de rayonnement où une résolution spatiale supérieure est souhaitée, comme dans les régions de l'équilibre électronique (Build-up).



FIG. 3.15 : La diode micro-Silicon de PTW.

De plus, cette chambre est un détecteur optimal pour mesurer le facteur d'ouverture du collimateur (FOC) et champs inférieur à $4 \times 4 \text{ cm}^2$. La chambre peut être positionnée dans 2 directions pour une résolution spatiale optimale, mais la direction préférable est perpendiculaire à l'axe de la chambre [138]. Le fantôme utilisé dans ce travail est la cuve motorisée DoseView 3D de Standard Imaging rempli d'eau distillée. Elle permet de scanner un champ maximal de $50 \times 50 \text{ cm}^2$ et une profondeur de 41 cm avec une précision de 0.1 mm dans toutes les directions. La position 0 est choisie à la surface d'entrer de l'eau à une distance source surface (SSD) égale à 100cm. Les rendements en profondeurs (PDD) ont été obtenus pour les tailles de champs 0.5×0.5 , 1×1 , 2×2 , 3×3 . Les PDDs couvraient une profondeur de 50 cm, avec une résolution de 0.03 cm^3 pour les champs inférieur, normalisée par rapport à la dose maximale. Les profils de dose ont été fournis pour une profondeur de 1.5 cm en utilisant une résolution de 0.03 cm^3 pour les tailles de champ 0.5×0.5 , 1×1 , 2×2 et $3 \times 3 \text{ cm}^2$. Bien que la majorité des mesures de validation présentées ici soient relatives, elles dépendent en définitive de l'accord entre les facteurs de dose relatifs simulés et les mesures. Cet accord teste les performances globales de la simulation Monte Carlo, ainsi que l'utilisation d'un seul facteur de normalisation pour convertir la sortie simulée : dose par particule, en dose. Dans le cas de petits champs, ces facteurs de sortie testent également la caractérisation de la source. Les facteurs de dose relatifs sont mesurés avec la chambre d'ionisation positionnée à 1,45 cm de profondeur le long de l'axe central du faisceau. Les mâchoires et le MLC ont défini les champs et sont configurés pour correspondre à une configuration de mesure. Pour les petites tailles de champs, le MLC a défini la taille du champ, avec les mâchoires derrière 1 mm de chaque côté. Par exemple, si le MLC définissait un champ de $3 \times 3 \text{ cm}^2$, les mâchoires étaient réglées à $3,2 \times 3,2 \text{ cm}^2$. De plus, pour chaque taille de mâchoire, toutes les tailles de MLC inférieures aux tailles de mâchoire ont été mesurées, mais l'inverse n'a pas été mesuré, car l'extension de la MLC au-delà des mâchoires ne devrait avoir aucun effet sur la dose administrée.

3.3.2 Configuration expérimentales pour les grandes tailles de champ

Les données mesurées pour les comparaisons de la dose en profondeur relative et du profil de dose ont été prises à l'aide d'une chambre d'ionisation cylindrique (Exradin A28 de Standard Imaging, USA) de volume sensible 0.125 cm^3 . C'est une chambre conçue pour la dosimétrie thérapeutique, principalement pour les mesures de distribution de dose dans des fantômes d'eau motorisés. Cette chambre est le compromis idéal entre une petite taille pour une résolution spatiale raisonnable et un grand volume sensible pour des mesures de dose précises.

De plus, cette chambre fournit suffisamment de signal pour être utilisée pour des mesures de dose absolue de haute précision. Ce type de chambre ne présente pas de débit



FIG. 3.16 : La chambre d'ionisation cylindrique Exradin A28.

de dose significatif ni de dépendance énergétique. En raison de ses dimensions, la taille du champ est limitée aux champs de plus de $3 \times 3 \text{ cm}^2$. Les rendements en profondeurs (PDD) ont été obtenus pour les tailles de champs 4×4 , 6×6 , 8×8 , 10×10 (référence), 12×12 , 15×15 et $20 \times 20 \text{ cm}^2$. Les PDDs couvraient une profondeur de 50 cm, avec une résolution de 0.125 cm^3 normalisée par rapport à la dose maximale. Les profils de dose ont été fournis pour une profondeur de 1.5 cm en utilisant une résolution de 0.125 cm^3 , normalisée par rapport à la dose de l'axe central, pour les tailles de champ 4×4 , 6×6 , 8×8 , 10×10 (référence), 12×12 , 15×15 et $20 \times 20 \text{ cm}^2$. Les Facteurs de dose relatifs sont mesurés pour les champs standards avec la chambre d'ionisation positionnée à 1,45 cm de profondeur le long de l'axe central du faisceau. Les mâchoires et le MLC ont défini les champs et sont configurés pour correspondre à une configuration de mesure conçue. Pour les champs carrés inférieurs à $6 \times 6 \text{ cm}^2$, le MLC a défini la taille du champ, avec les mâchoires derrière 1 mm de chaque côté. Par exemple, si le MLC définissait un champ de $4 \times 4 \text{ cm}^2$, les mâchoires étaient réglées à $4,2 \times 4,2 \text{ cm}^2$. Pour les champs carrés de plus de 6 cm, le MLC et les mâchoires ont défini la même taille de champ. De plus, pour chaque taille de mâchoire, toutes les tailles de MLC inférieures aux tailles de mâchoire ont été mesurées, mais l'inverse n'a pas été mesuré, car l'extension de la MLC au-delà des mâchoires ne devrait avoir aucun effet sur la dose administrée. Par exemple, pour une mâchoire de $6 \times 6 \text{ cm}^2$, les tailles MLC mesurées étaient : $6 \times 6 \text{ cm}^2$, $4 \times 4 \text{ cm}^2$, $3 \times 3 \text{ cm}^2$, $2 \times 2 \text{ cm}^2$, $1 \times 1 \text{ cm}^2$ et $0,5 \times 0,5 \text{ cm}^2$. La taille des MLCs variait de $0,5 \times 0,5 \text{ cm}^2$ à $20 \times 20 \text{ cm}^2$. La taille des mâchoires variait de $0,5 \times 0,5 \text{ cm}^2$ à $40 \times 40 \text{ cm}^2$.

La dose absorbée mesurée à l'aide des deux détecteurs et conformément aux recommandations du code pratique TRS-398 de l'AIEA [19] peut-être dérivée de l'affichage d'ionisation de la chambre corrigé en utilisant le facteur d'étalonnage et plusieurs facteurs de correction pour différentes quantités d'influence. Sur la base de ce qui précède, la lecture d'ionisation obtenue pour les présentes mesures a été d'abord corrigée pour tenir compte de l'influence des changements de température ambiante et de pression de l'air $k_{P,T}$, effets dus à la polarité appliquée de la chambre k_{pol} et également due à la recombinaison ionique sur la chambre k_s . Le facteur d'étalonnage de l'électromètre, k_{elec} , a également été pris en compte. La correction du point de mesure effectif a été envisagée avant l'acquisition des profils et, par conséquent, elle a déjà été inclus dans les profils d'ionisation (voir chapitre 1).



FIG. 3.17 : *La cuve motorisée DoseView 3D.*

3.4 Simulation par Monte Carlo de la tête d'accélérateur du Varian Clinac IX dans un milieu homogène à l'aide de la plateforme GATE

Comme il a été mentionné ci-dessus, la modélisation précise de la tête de l'accélérateur est essentielle dans le calcul des distributions de dose pour la radiothérapie. L'un des facteurs influençant la modélisation GATE d'un accélérateur linéaire est l'information sur certains composants particuliers incorporés dans la tête de traitement à savoir les dimensions, matériaux et densités). Plusieurs auteurs [134,139] ont souligné que de petits changements dans l'ouverture en amont du collimateur primaire, ainsi que le matériau du cône égalisateur et la densité peuvent modifier considérablement les résultats des simulations. Par exemple, l'utilisation de cuivre (Cu) au lieu de tungstène (W) dans le cône égalisateur pour un faisceau de photons de 15 MV peut réduire les rapports hors axe dans l'air (un rapport de dose-air à une certaine distance latérale de la dose-air sur l'axe central) jusqu'à 50 %. Bien que les résultats calculés par GATE se soient révélés sensibles à certains détails géométriques du Linac, ces détails sont principalement fournis par les fabricants.

En général, les paramètres les moins connus sont les propriétés de la source de rayonnement, c.-à-d. l'énergie et le rayon du faisceau d'électron incident sur la cible. Les fabricants précisent habituellement l'énergie nominale du faisceau d'électrons, mais, dans la plupart des cas, cette valeur nominale ne peut être prise comme première estimation et elle doit être ajustée dans les simulations [107,134]. En ce qui concerne le rayon du faisceau d'électrons, la plupart des fabricants ne fournissent pas une description précise de ce paramètre. Ces paramètres [139] peuvent avoir une grande influence sur les distributions de doses GATE et leur détermination est donc cruciale pour un modèle précis du Linac utilisant les méthodes de Monte-Carlo.

Dans les sous-sections suivantes on définira les paramètres correspondants de notre

électron source en se basant sur les données expérimentales pour le champ de référence $10 \times 10 \text{ cm}^2$ fourni qui seront comparés avec les données simulées en appliquant une méthode de comparaison pour avoir meilleur accord entre les mesures et les calculs de GATE, en prenant en considération le temps de calcul raisonnable. Ensuite on déterminera le processus physique idéal de notre Varian Clinac modélisé ainsi que l'électron source défini et un temps de calcul raisonnable. Et enfin on présentera les distributions de dose calculées tel que les rendements en profondeur (PDD) et profils de dose (DP) avec des mesures expérimentales pour différentes tailles de champ comme résultat de la validation final du Varian Clinac IX.

3.4.1 Temps de calcul (CPU timing)

Le besoin d'un temps de calcul énorme par les méthodes MC pousse fortement à utiliser de nombreux outils pour réduire autant que possible le temps de calcul sans biaiser le résultat final. Pour cela nombreux simulations ont été réalisés en prenant compte des techniques de réduction de la variance, un facteur de division de 100 a été sélectionné, et 1 mm a été attribué à la coupe d'énergie (correspond à $1/5$ de la dimension du voxel). Le paramètre « Stepfunction » [140] a été fixé à 0.1 mm. En outre, les énergies de coupure ont été fixées respectivement à 350 keV pour les positrons d'électrons et à 5 keV pour les photons. Dans le cadre de ce processus, les simulations GATE ont comporté deux étapes. D'abord la simulation de la tête d'accélérateur linéaire à l'aide de GATE, et ensuite le calcul de la dose dans le fantôme d'eau homogène. Premièrement la tête de l'accélérateur complet a été simulée en une seule étape, c'est-à-dire que les particules voyageant par la tête de l'accélérateur et interagissant avec les différents composants de l'accélérateur ont été simulées jusqu'à ce qu'elles atteignent le fantôme situé à 100 cm de la cible. Le fantôme simulé est basé sur le fantôme utilisé dans les mesures, avec une dimension de $50 \times 50 \times 50 \text{ cm}^3$ et une taille de voxel de $5 \times 5 \times 5 \text{ mm}^3$ qui résultent un volume de 0.125 cm^3 qui égal au volume actif de la chambre d'ionisation pour les champs supérieurs à $3 \times 3 \text{ cm}^2$ ou bien un volume de 0.03 cm^3 pour les petites tailles de champ (Figure 3.18).

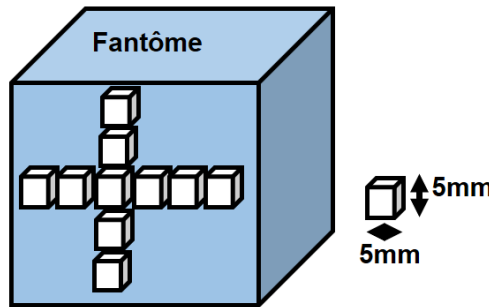


FIG. 3.18 : Le modèle du fantôme modélisé sur GATE avec une dimension de $50 \times 50 \times 50 \text{ cm}^3$.

9.10^9 de particules ont été lancées pour toute la géométrie du Linac (Figure 3.19), avec une énergie d'électron initial de 6 MeV et pour une taille de champ de référence de $10 \times 10 \text{ cm}^2$. Le nombre de particules recueillies dans le détecteur au sein du fantôme (SSD = 100 cm) est de 1.410^7 , les photons représentent environ 99.98 % du nombre total de particules atteignant le fantôme, tandis que les particules restantes sont des électrons et

des positrons. Pour accélérer les simulations, un script de parallélisation a été introduit pour diviser la simulation en 1000 tâches exécutées en parallèle. Le temps de calcul a été réduit d'un facteur de 50 % passant de 3200 heures sans fractionnement à 1600 heures après fractionnement. Deuxièmement et pour réduire le temps de calcul, la technique de l'espace de phase (PhS) a été utilisée pour diviser la géométrie en deux parties, une partie dépendante (module 2) et une partie indépendante (module 1) (Figure 3.19). Dans ce travail, l'espace de phase a été modélisé comme un cylindre avec 10 cm de diamètre et une épaisseur de 1 nm dans la direction z qui est situé à 7 cm au-dessus du collimateur secondaire ou mâchoires Y. Les simulations ont été simplifiées en considérant uniquement la partie dépendante et en prenant le PhS comme source de faisceau. Le temps de calcul a été réduit avec un facteur de gain de 160 (45h pour le module 1 et 20h pour le module 2). Le tableau 3.1 résume les résultats de notre étude sur la réduction du temps de calcul consommé. De plus, GATE fournit un paramètre appelé « setMaxStepSizeInRegion » pour les électrons qui permet de limiter l'étape maximale pour une particule dans une région. Pour cette raison, nous avons examiné différentes valeurs de ce paramètre en le variant de 10 à 50 m avec un pas de 10 m pour avoir une valeur assignée avec la valeur recommandée d'énergie de coupure et en prenant en considération un temps de calcul raisonnable [141]. Le tableau 3.2 montre le temps de calcul pour chaque valeur (PhS comme source).

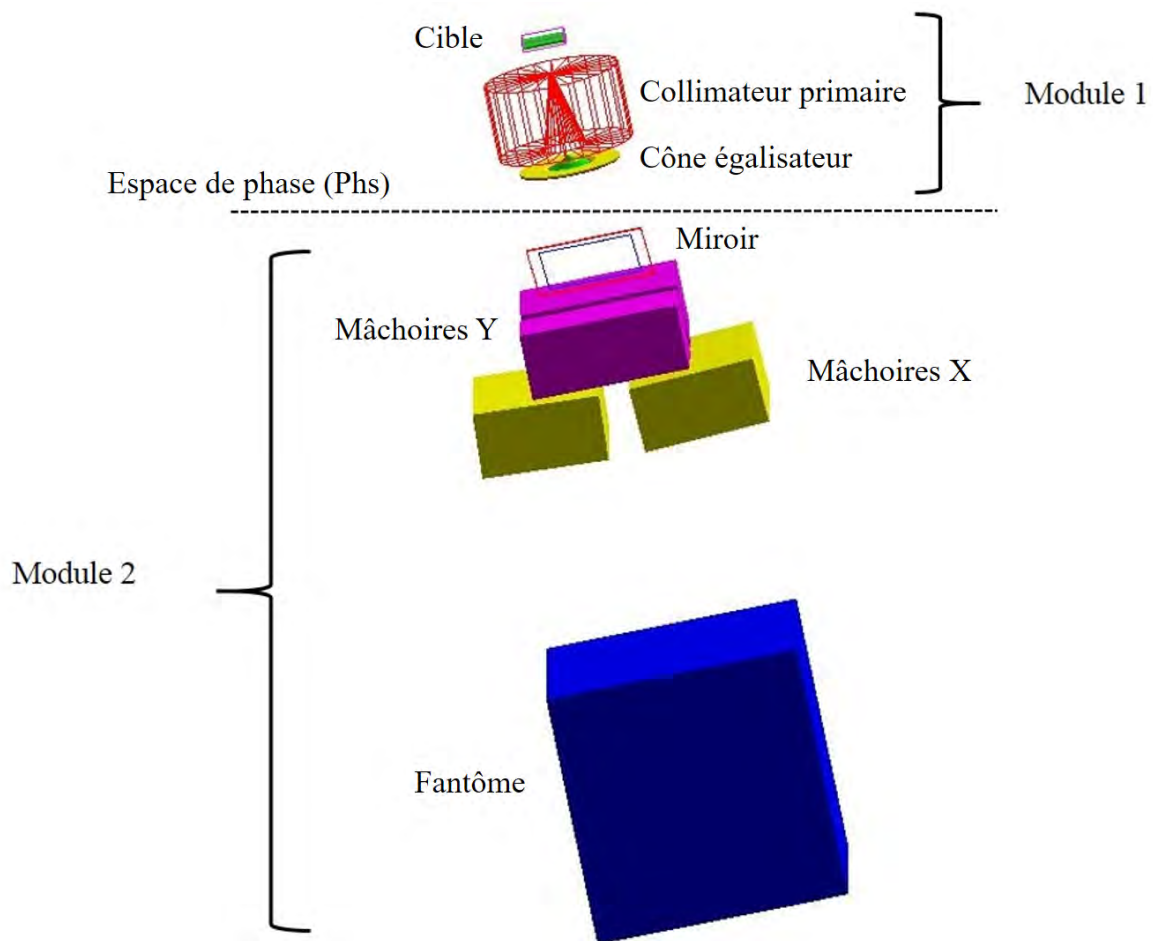


FIG. 3.19 : Géométrie du Varian Clinac IX et du Fantôme utilisé par la simulation du faisceau d'électron.

Géométrie du Varian Clinac IX	Temps de calcul (h)
Toute la géométrie (Module 1 + Module 2)	3200
Script de fractionnement (1000 jobs)	1600
Espace de phase utilisé (Module 1)	45
Espace de phase utilisé (Module 2)	20

TAB. 3.1 : *Temps de calcul pour différents simulation du Varian Clinac IX, en utilisant toute la géométrie, intégration des techniques des réductions de variance et du script de parallélisation, et enfin l’utilisation du PhS comme source.*

Valeur de “setMaxStepSizeInRegion” (μm)	Temps de calcul (h)
10	10
20	20
30	48
40	53
50	59

TAB. 3.2 : *Temps de calcul pour différentes valeurs du paramètre « setMaxStepSizeInRegion ».*

3.4.2 Détermination des paramètres du faisceau d’électron primaires

Comme mentionné précédemment, la source de rayonnement primaire pour produire un faisceau de photons par un Linac médical est un faisceau d’électrons qui impacte une cible par effet bremsstrahlung (Figure 3.1). Les caractéristiques exactes de ce faisceau d’électrons primaires (c.-à-d. énergie et rayon) sont rarement connues et il est très difficile de les déterminer expérimentalement. Toutefois, la détermination de ces paramètres est essentielle à l’élaboration future d’un calcul MC précis [107,139]. Plusieurs études ont été mené sur la sensibilité des simulations de faisceaux de photons aux paramètres initiaux de fluence électroniques [107,139]. ils ont conclu que l’énergie moyenne et la taille de la tache focale du faisceau d’électrons incident étaient les deux paramètres les plus importants pour simuler les faisceaux de radiothérapie photonique. D’une part, ils ont constaté que la distribution de l’intensité radiale du faisceau d’électrons a eu une influence sur les rapports hors axe dans une grande mesure ; plus la largeur de la distribution de l’intensité radiale du faisceau d’électrons est grande, plus le faisceau de photons est intense sur l’axe central. Les rendements en profondeur calculés sont très sensibles à l’énergie électronique [107,139]. Cependant, les courbes de profils de dose sont très insensibles à la variation de la distribution d’intensité radiale du faisceau d’électrons frappant la cible, car la dose le long de l’axe central est principalement déposée par des particules à proximité de l’axe central [107,139].

3.4.2.1 Méthode de Cho – Ecart relatif

La méthode pour la détermination des paramètres caractérisant le faisceau d’électron (E, FWHM) commence par la détermination de l’énergie électronique en observant

l'accord de la distribution de dose calculée par GATE en comparant les rendements en profondeur (PDD) avec celles mesurées en appliquant la méthode de comparaison de Cho et al. [142]. Cette méthode consiste à évaluer la différence de dose relative entre une valeur expérimentale et une valeur de référence théorique selon l'équation 3.2, où D_c représente la dose absorbée calculée et D_m la valeur mesurée (référence). Dans ces conditions, la différence de dose doit être inférieure à 3% dans la zone d'équilibre électronique et la différence doit être inférieure à 1% pour la majorité des profondeurs allant de la profondeur correspondant à la dose maximale (D_{max}) à 30 cm. ce qui peut être traduit en calculant σ et σ_{max} qui représentent respectivement la moyenne des différences et la différence maximale absolue et qui doivent répondre aux critères donnés par la méthode de Cho et al [142], avec σ entre -1 % et 1 %, σ_{max} est d'environ 1.5 %. La configuration appropriée du faisceau d'électrons incident qui donne les meilleurs résultats sera utilisée plus tard comme configuration de départ dans la prochaine étude. Il est nécessaire de noter que les distributions d'énergie et d'espace du faisceau d'électrons incident sont supposées être gaussiennes.

$$Difference\ de\ dose\ relative(\%) = 100 \cdot \frac{D_c - D_m}{D_m} \quad (3.2)$$

3.4.2.2 Détermination de l'énergie moyenne

Dans la première étude, nous avons effectué sept simulations avec GATE ; la configuration correspondant à une énergie moyenne de 5 MeV a été prise comme configuration de départ. Les six autres configurations ont été obtenues en incrémentant simultanément l'énergie moyenne avec des pas de 0.2 MeV allant à 6.0 MeV. Il convient de noter ici que pour toutes les simulations Monte Carlo considérées dans ce travail, les valeurs calculées associés aux fonctions dosimétriques ont été obtenus avec des incertitudes statistiques toutes inférieures à 1 %. La figure 3.20 représente les PDDs des différentes énergies en comparaison avec celle mesurées pour une taille de champs de référence de 10x10 cm². Comme le montre la figure 3.21, l'influence de l'énergie électronique sur le PDD est plus importante dans les positions plus profondes ($z > 150$ mm), où des différences allant jusqu'à 1.5 % sont observées entre les deux courbes. Notons que toutes les courbes ont été normalisées à la valeur de dose maximale, qui est d'environ 1.5 cm pour le faisceau de photons 6 MV avec une taille de champ de 10 x 10 cm². Le tableau 3.4 présente l'influence de la variation de l'énergie moyenne sur les différences entre les valeurs simulées et mesurées de la PDD, en calculant σ et σ_{max} qui représentent respectivement la moyenne des différences et la différence maximale absolue. De plus, la Figure 3.21 montre que les valeurs de dose ont augmenté en moyenne de 5 %, en augmentant l'énergie moyenne de 5 à 6 MeV. En effet, dans la région d'équilibre électronique, les plus grandes différences de dose relatives sont trouvées pour des profondeurs d'eau inférieures ou égales à 0.5 cm. Ces différences de dose sont dues à la contamination des électrons constitue la composante principale de la dose d'entrée [143,144].

Cette dose d'entrée se compose d'électrons secondaires résultant des interactions des photons de haute énergie avec les éléments de tête d'accélérateur, et d'électrons secondaires générés par les interactions dans l'air (entre la sortie de la tête d'accélérateur et l'entrée du fantôme d'eau) à basse énergie. L'origine de ces différences est due d'une part aux électrons de contamination biaisés par l'imprécision de la collimation secondaire mo-

délinée et d'autre part à une incertitude de mesure de la dose la plus élevée dans la région d'équilibre électronique [141], causée par les gradients de dose élevée et les dimensions de la chambre d'ionisation. À des profondeurs supérieures à D_{max} , la PDD augmentait lorsque l'énergie moyenne des électrons augmentait. L'énergie moyenne plus élevée de l'électron initial génère une énergie photonique plus élevée dans la cible, ce qui permet aux photons de produire des électrons secondaires qui pénètrent dans l'eau plus efficacement et peuvent livrer leur énergie à des endroits plus profonds dans la direction du faisceau. A partir du tableau 3.4 Les valeurs de σ et de σ_{max} , indiquaient que l'énergie moyenne de 5.6 et 5.8 MeV, répondent mieux aux critères donnés par la méthode de Cho et al [142], avec σ entre -1 % et 1 %, σ_{max} est d'environ 1.5 % avec un temps de calcul de 2h de différence en faveur de 5.8 MeV.

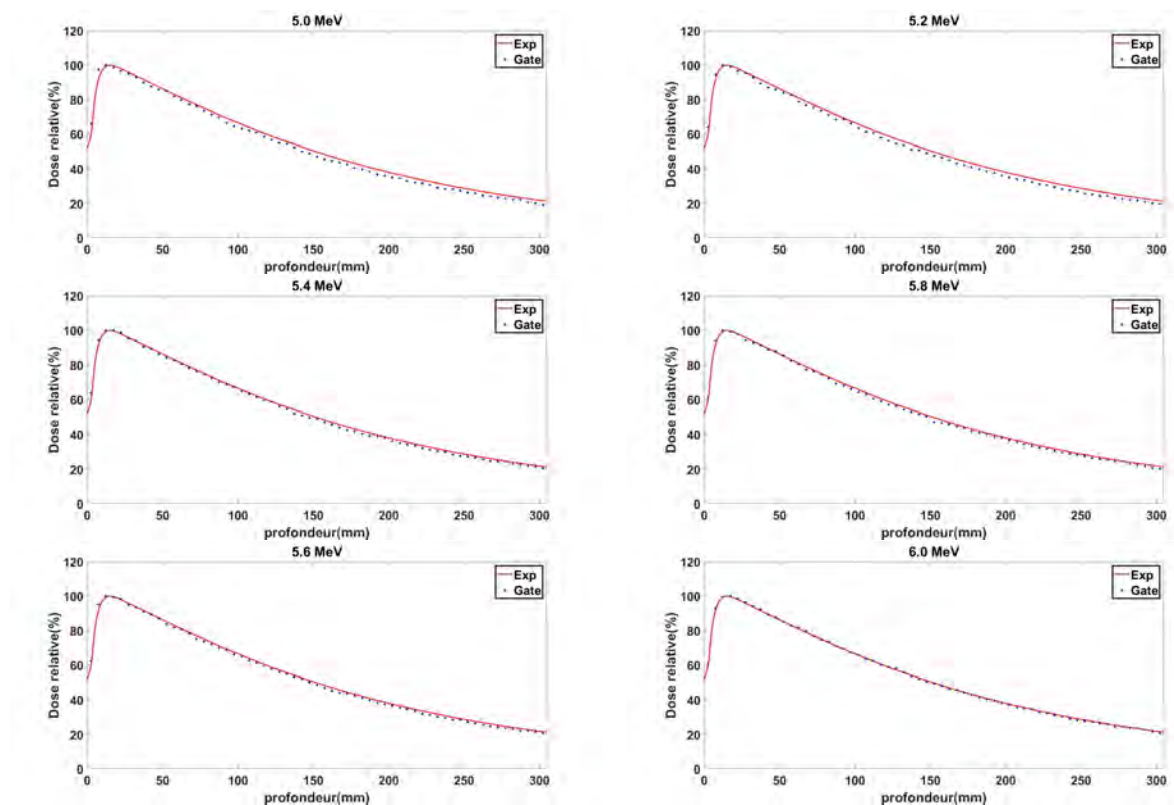


FIG. 3.20 : Rendements en profondeur simulés par GATE pour différentes énergies de l'électron source en comparaison avec les mesures de référence pour une taille de champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$.

Energie moyenne (MeV)	σ	σ_{max}	Temps de calcul (h)
5.0	-0.8	2.78	22
5.2	-0.51	1.88	23
5.4	-0.33	1.85	26
5.6	-0.2	1.43	22
5.8	0.04	1.22	20
6.0	0.18	1.98	27

TAB. 3.3 : Les valeurs de σ et σ_{max} et temps de calcul en fonction de l'énergie moyenne du faisceau d'électron.

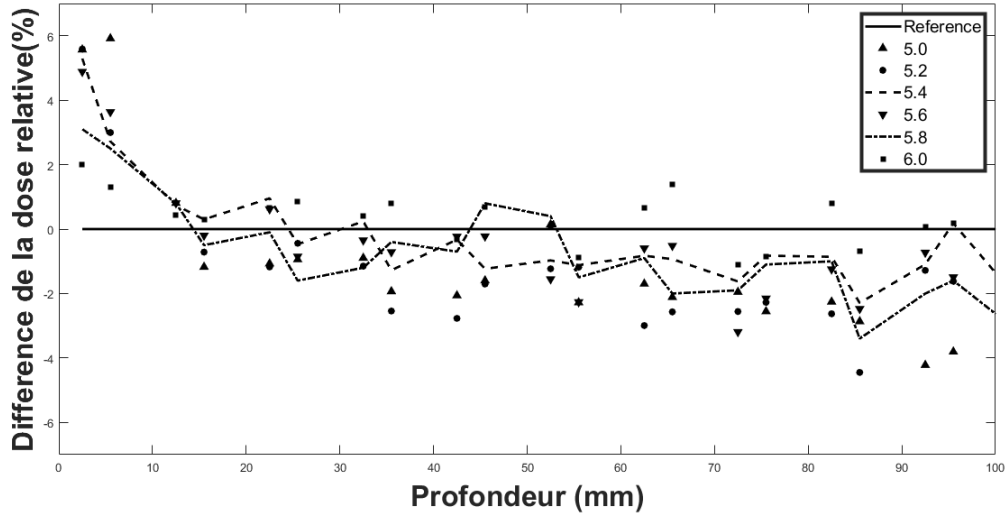


FIG. 3.21 : Les valeurs de la différence de la dose relative pour différentes valeurs de l'énergie moyenne de l'électron source.

3.4.2.3 La largeur à mi-hauteur

Dans un LINAC, le faisceau d'électrons initial à une distribution d'intensité radiale et une distribution angulaire en raison de l'aimant de flexion, des bobines de direction et des bobines de focalisation dans le système de transport d'électrons. Comme nous avons supposé que la distribution des électrons est gaussienne, les distributions des électrons initiaux générant le photon bremsstrahlung dans la cible ont été définies [145]. L'angle des électrons varie de 0.06 à 0.3 degré pour le transport initial du faisceau d'électrons, qui est proche de zéro. Par conséquent, nous avons supposé que le faisceau était parallèle à l'axe du faisceau et ne variait la largeur totale qu'à une largeur à mi-hauteur (FWHM) de la distribution radiale (FWHM = 1mm, 2mm, 3mm et 4mm) avec une énergie moyenne de 5.8MeV et une écart type de 0.168 MeV qui représente 3 % de l'énergie moyenne [142,143,146].

Tous les profils ont été normalisés à la valeur de D_{max} à une profondeur de 1.5 cm. Les valeurs obtenues de σ et σ_{max} présentées dans le tableau 3.6 montrent que la source d'électrons avec une valeur FWHM de 1 mm satisfait aux critères de comparaison avec des valeurs de σ inférieures à 1 % et celles de σ_{max} inférieures à 2.5 %. De plus, la Figure 3.22 montre que la distribution radiale initiale du faisceau d'électrons est inversement proportionnelle aux valeurs du profil de dose. Par rapport au faisceau de référence, la différence de dose moyenne dans la région du plateau a augmenté de 1.3 % à 16.3 % pour des FWHM de 1 et 4 mm respectivement. Les différences maximales et minimales dans le plateau ont été estimées respectivement à 33.7 % lorsque le FWHM est égal à 4 mm et à 2.28 % dans le cas du FWHM est égal à 1mm. Nous avons constaté aussi qu'avec la même énergie moyenne de 5.8 MeV le changement du FWHM augmente le temps de calcul allant de 20 pour 1mm à 38 pour 4mm. nous constatons finalement qu'avec un FWHM = 1mm nous avons dans la région du plateau un écart entre la dose calculés et mesurés <1% et un écart maximal < 2% qui représentent des résultats acceptable en comparant avec les critères de Cho et al qui exigent que l'écart dans la région du plateau doit être < 2%. En conclusion, les paramètres d'électrons incidents finaux dérivés de ce processus de

commission étaient de 5.8 MeV d'énergie moyenne et 1mm de taille de tache focal.

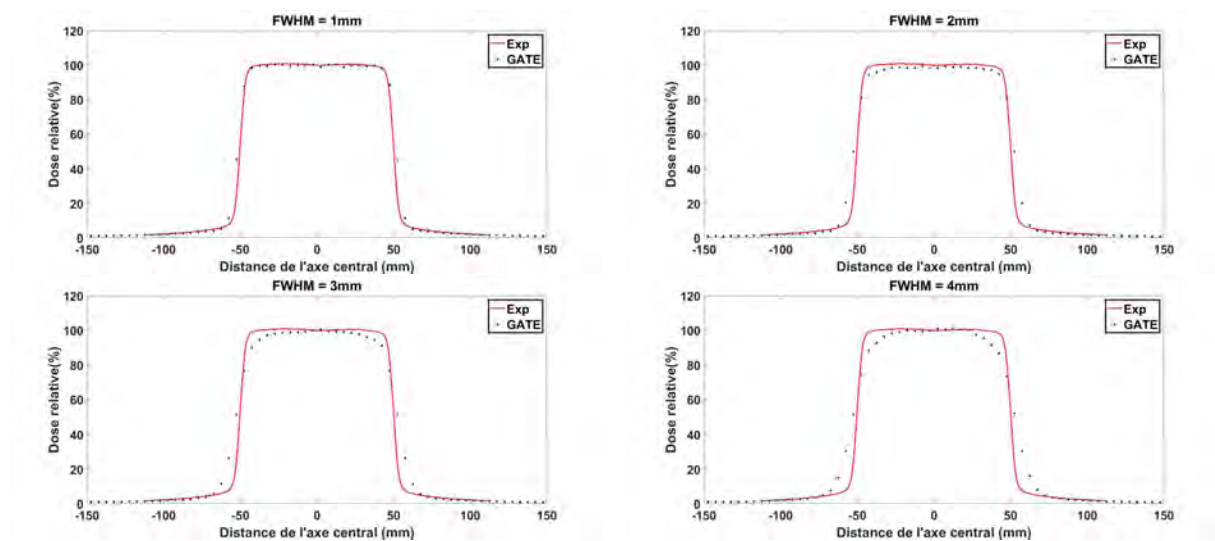


FIG. 3.22 : Profils de dose simulés pour différentes valeurs de FWHM allant de 1mm à 4mm pour une taille de champs de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ comparés avec les mesures de références.

FWHM (mm)	σ	σ_{max}	Temps de calcul (h)
1	0.33	1.02	20
2	1.38	2.52	28
3	2.74	2.96	35
4	3.79	3.38	38

TAB. 3.4 : Les valeurs de σ et σ_{max} des DP simulés pour différentes valeurs de FWHM en comparaison avec les DP mesurés.

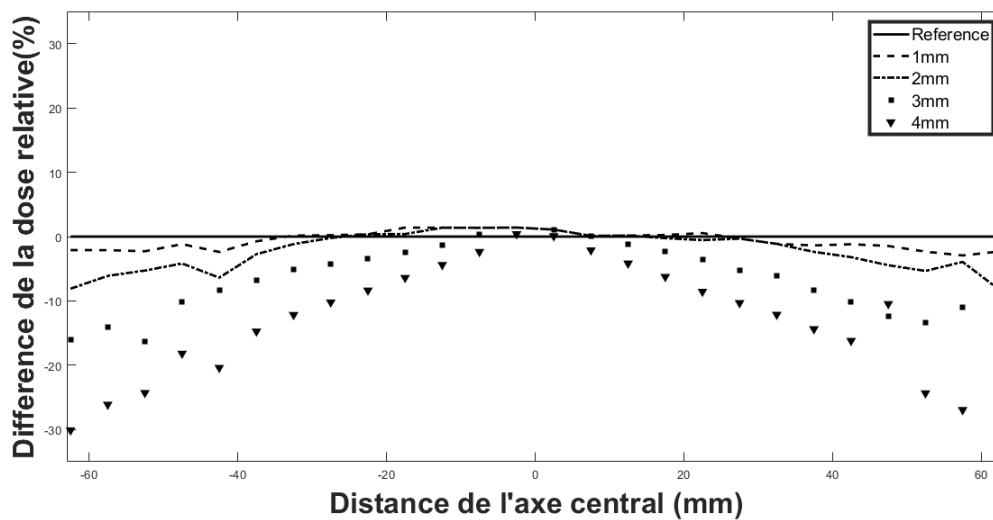


FIG. 3.23 : Les valeurs de la différence de la dose relative entre les profils de dose simulés pour différents valeur de FWHM et les mesures de référence.

3.4.2.4 Le choix du processus physique

Une fois les paramètres du faisceau d'électrons sont déterminés, le bon choix du processus physique est primordiale. Pour simuler les processus physiques, les modèles Standard, Livermore et Penelope ont été utilisés, qui sont disponibles pour les interactions électromagnétiques (EM) des photons et des électrons. En général, les modèles utilisés pour créer des ensembles de données utiles effectuent la sélection, la renormalisation, les processus de comparaison et la moyenne des données expérimentales disponibles. Pour toutes les interactions majeures de photons et d'électrons. Le modèle standard est approprié pour des énergies jusqu'à 10 TeV, la diffusion Rayleigh et la relaxation atomique ne sont pas incluses dans ce modèle. En comparaison avec les autres modèles, le modèle Standard fonctionne avec des algorithmes de transport plus simples qui sont plus rapide et plus efficace en calcul. Il utilise des schémas de paramétrage pour les sections transversales. Il comprend des descriptions précises de l'ionisation, bremsstrahlung, la production de paires, et d'autres particules chargées et les interactions gamma avec les milieux. Les modèles supposent que les électrons atomiques sont quasi libres, ce qui signifie que l'énergie de liaison électronique est négligée, sauf pour l'effet photoélectrique. [147] Les modèles Livermore et Penelope prennent plus de temps CPU et incluent des interactions EM à des énergies inférieures à celles couvertes par le modèle Standard. Le modèle Livermore est un paquet électromagnétique de faible énergie adapté aux photons. Il s'ajoute à l'option G4 Standard 3 par substitution de différents modèles de photons et d'électrons [147]. L'ensemble de modèles basés sur une approche paramétrée exploite les bibliothèques de données évaluées [148], qui sont utilisées pour calculer les sections transversales et échantillonner l'état final [149]. Le modèle Penelope (PENetration and Energy LOss of Positrons and Electrons) combine des bases de données numériques et des modèles analytiques pour différents mécanismes d'interaction. Il a été spécialement développé pour les simulations de Monte Carlo. La liste physique est faite sur le dessus de l'option électromagnétique 3 par substitution de modèles de Penelope-2008 ensemble de modèles [150]. L'implémentation actuelle de Livermore et Penelope peut gérer des énergies jusqu'à 250 eV. La principale différence entre les modèles Standard et Livermore est la définition de la diffusion Compton. La diffusion de Livermore Compton est basée sur le cadre théorique de Ribbenfors [151]. Dans leur génération finale, les modèles basés sur Livermore décrivent la distribution de photons dispersés à l'aide d'une fonction de diffusion donnée par Cullen [152]. Tous les paquets de physique utilisent une définition similaire pour la production de paires. La physique est basée sur la formulation de Bethe-Heitler [153]. Dans le modèle de Livermore, la section totale du processus de production de paires est déterminée à partir des données EPDL97 [154]. En utilisant les sections transversales de Bethe-Heitler et la correction de Coulomb, les énergies des particules secondaires sont échantillonnées. La fraction de l'énergie photonique transportée par une particule de la paire est déterminée en utilisant les méthodes de Monte Carlo de composition et de rejet. Les angles polaires et le momentum sont définis en supposant que l'électron et le positron ont une distribution angulaire symétrique. Pour prouver notre choix du modèle physique durant notre travail, différentes simulations ont été effectuée en utilisant la source d'électrons configurée et en appliquant la méthode de la différence de dose relative pour comparer les distributions de dose calculées et mesurées (PDD et DP). Le modèle approprié pour notre application, était celui correspondant à une différence relative minimale et un temps de calcul raisonnable. La figure (3.24) présente les PDDs et DP des trois modèles EM simulé par GATE pour une taille de champ

de $10 \times 10 \text{ cm}^2$. Les résultats de l'utilisation de différents modèles physiques (Figure 3.24) montrent que la valeur minimale de σ_{max} de 1.22% est observée lors de l'application du modèle standard, contrairement au modèle de Penelope ou une valeur maximal de 2.92% de σ_{max} a été observé. En outre, nous observons que les modèles Penelope et Livermore consomment plus de temps CPU par rapport au modèle Standard qui en raison de la gamme d'énergie de chaque modèle. L'application du modèle Standard accélère la simulation, passant de 38 heures dans le cas de Livermore à 20 heures. Nous avons constaté (Figure 3.24) un bon accord entre les PDDs calculés et mesurés, à l'exception du modèle de Penelope, qui sous-estime la dose dans la région de l'équilibre électronique. Près de l'axe central, le modèle de Penelope a plus d'énergie moyenne que les autres modèles. L'énergie moyenne plus élevée entraîne une augmentation de la profondeur de pénétration, semblable à la courbe de PDD, qui est déplacée vers la droite. Les courbes DP sont sous-estimées dans le modèle Penelope. Comme le montre la Figure 3.24. Le spectre énergétique et la distribution radiale du faisceau d'électrons primaires affectent les profils de dose et cet effet est diminué avec la profondeur. [132,139]. Le modèle de Penelope a une énergie moyenne plus élevée que les autres modèles, de sorte que la distance par rapport à l'axe central diminue et que l'énergie moyenne augmente. Cela entraîne une réduction du dépôt de dose en augmentant la distance par rapport à l'axe central, c.-à-d. des doses plus élevées devraient être déposées près de l'axe central.

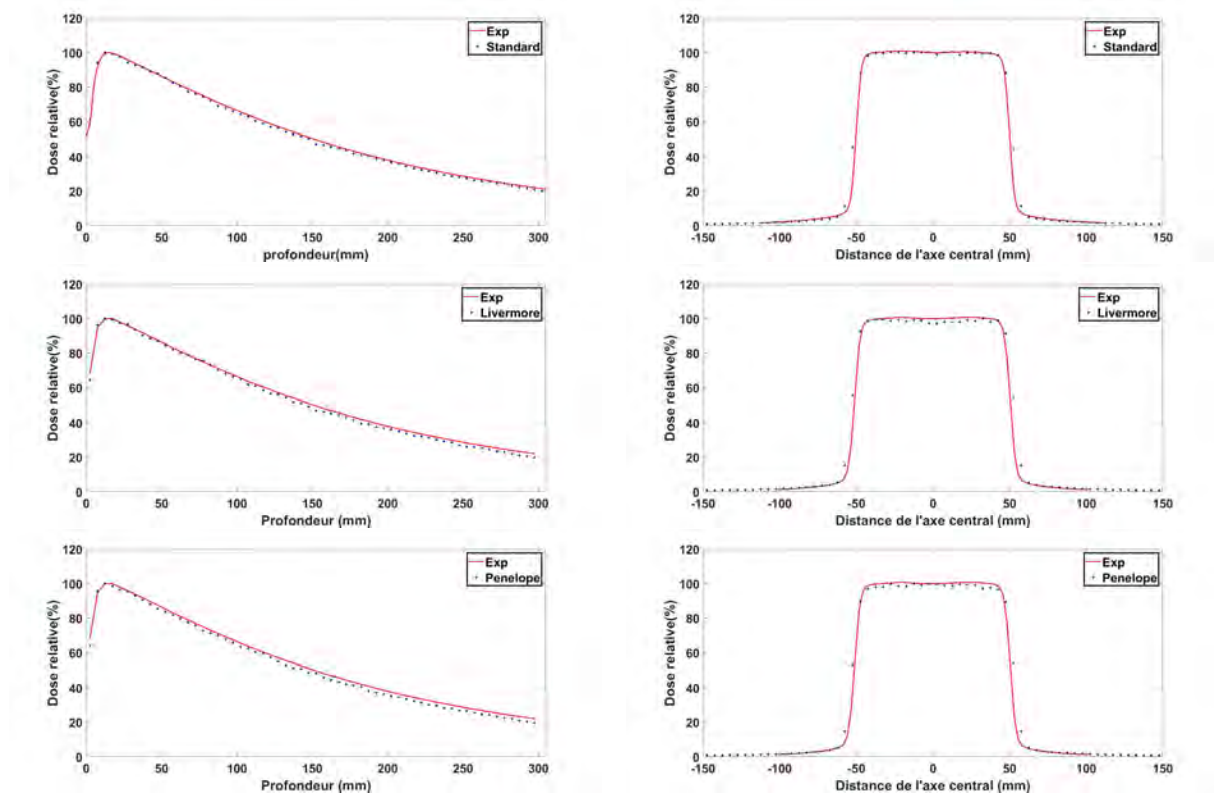


FIG. 3.24 : Les rendements en profondeurs et les profils de dose simulés et mesurés pour différents modèles électromagnétiques pour une taille de de champs de $10 \times 10 \text{ cm}^2$.

Modèles électromagnétiques	σ (%)		σ_{max} (%)		Temps de calcul (h)
	PDD	DP	PDD	DP	
Standard	0.04	0.33	1.22	1.02	20
Penelope	1.33	1.99	2.92	3.55	29
Livermore	1.08	1.53	1.82	2.63	38

TAB. 3.5 : Les valeurs de σ (%) et σ_{max} (%) pour les PDDs et les DP des différents modèles électromagnétiques en comparaison avec les mesures de référence, ainsi que le temps de calcul requis pour chaque modèle.

3.4.3 Validation dosimétrique de la modélisation du Varian Clinac IX dans un milieu homogène

La dernière étape de ce chapitre consiste à valider le Varian Clinac IX en comparant les fonctions dosimétriques calculées par GATE en se basant sur la configuration finale de l'électron source étudié précédemment avec celle mesurée cliniquement pour les petites tailles de champs (0.5x0.5, 1x1, 2x2 et 3x3 cm²) et les grandes tailles de champs (4x4, 6x6, 8x8, 10x10, 12x12, 15x15 et 20x20 cm²).

3.4.3.1 Les petites tailles de champs

Nous présentons la validation du modèle de faisceau Monte Carlo pour les tailles de champs 0.5x0.5, 1x1, 2x2 et 3x3 cm² en absence des MLCs en premier temps, ensuite en leur présence sous forme des fonctions dosimétriques (PDD et DP) simulés par GATE et mesurés (section) en appliquant la méthode de la différence de la dose relative. Les résultats sont comparés pour déterminer si le modèle à petits champs de Monte Carlo convient pour prédire les propriétés dosimétriques des petits champs de photons.

3.4.3.1.1 Rendement en profondeur (PDD) Les simulations des PDDs ont été effectuées en utilisant la configuration de la source d'électron étudiée précédemment avec une moyenne d'énergie de 5.8 MeV, un écart type de 0.168 MeV (3% de 5.8 MeV) et 1mm de sa distribution spatiale. Les PDDs ont été comparées en utilisant la méthode de la différence de la dose relative [142] et normalisée par rapport à la dose maximale pour différentes tailles de champ en absence (Figure 3.25) et en présence du MLC (Figure 3.26). Un bon accord a été observé entre les données mesurées et les valeurs simulés avec une erreur inférieur a 1% à l'exception pour la taille de champs 0.5x0.5 cm² (tableau 3.8).

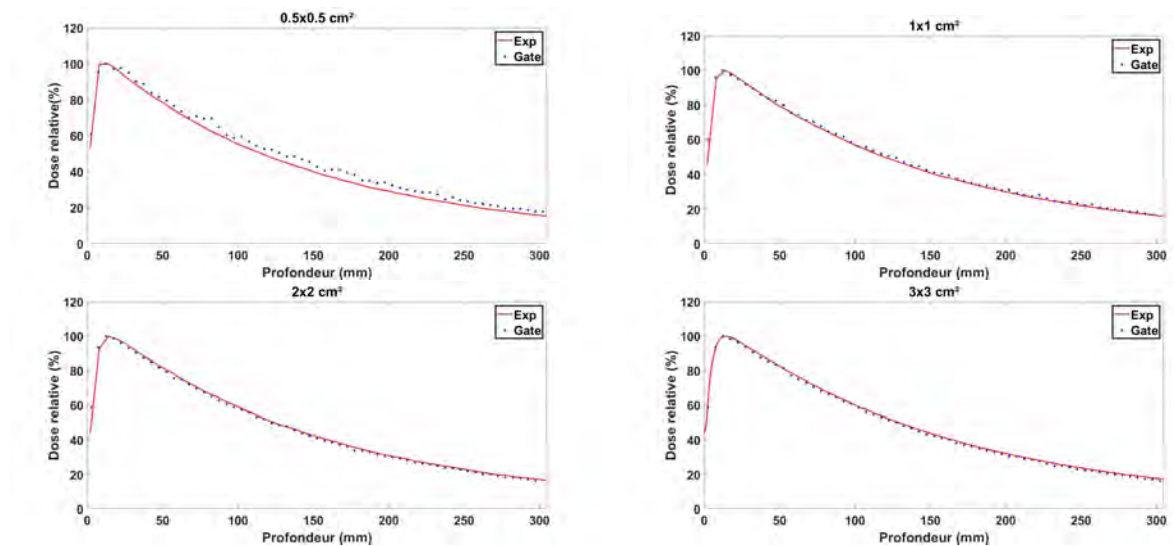


FIG. 3.25 : Les PDD simulés en comparaison avec celle mesurés en absence des MLCs pour différentes tailles de champ (0.5x0.5, 1x1, 2x2 et 3x3).

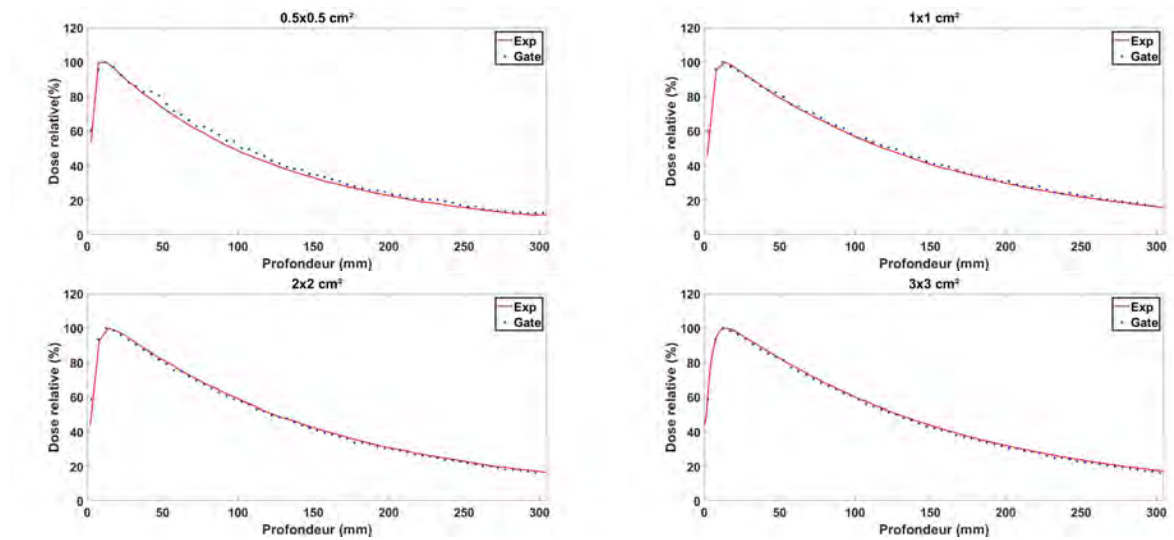


FIG. 3.26 : Les PDD simulés en comparaison avec ceux mesurés à la présence des MLCs pour différentes tailles de champ (0.5x0.5, 1x1, 2x2 et 3x3).

Tailles de champ (cm ²)	Sans MLC		Avec MLC	
	σ (%)	σ_{max} (%)	σ (%)	σ_{max} (%)
0.5x0.5	1.05	1.98	1.01	1.98
1x1	0.98	1.77	0.90	1.77
2x2	0.85	1.70	0.79	1.70
3x3	0.75	1.66	0.6	1.66

TAB. 3.6 : Les valeurs de σ (%) et σ_{max} (%) représentant les critères de la méthode de la différence de la dose relative pour les rendements en profondeur simulés en comparaison avec celle mesurées pour les tailles de champs (0.5x0.5, 1x1, 2x2 et 3x3cm²).

Nous constatons premièrement qu'en terme du PDD la présence du MLC ne change pas d'autant l'erreur calculée entre les PDDs simulés et mesurés pour tous les tailles du champ.

Ces résultats nous montrent qu'une moyenne d'erreur supérieur à 1% a été observée pour la taille de champ 0.5x0.5 cm² spécialement dans la région d'équilibre électronique avec et sans MLC. Alors que pour les tailles 1x1, 2x2 et 3x3 cm², les résultats ont montré quelques écarts dans la région d'équilibre électronique et la région de queue du PDD. La région d'équilibre électronique (la région de zéro profondeur à 15mm) d'un PDD est problématique à mesurer en raison de l'absence d'équilibre électronique entraînant des inexactitudes dans l'hypothèse utilisée pour calculer la dose. Sachant cela, le modèle GATE a été ajusté pour correspondre uniquement à la région de la queue du PDD. En outre, la dosimétrie sur petit champ pose deux problèmes principaux : la taille du détecteur par rapport au champ de rayonnement et l'absence d'équilibre électronique. L'écart dans la région d'accumulation est prévu en raison de la taille de la chambre d'ionisation par rapport à la taille du champ de rayonnement, ce qui provoque un effet de moyenne de volume où la lecture à n'importe quel point moyenne la dose reçue sur le volume actif. La taille du volume actif est de 6 mm de large pour la chambre d'ionisation, qui est de la même taille que le plus petit champ. Lorsqu'il n'y a pas d'équilibre électronique, les hypothèses de la théorie de la cavité ne tiennent plus et la mesure de la chambre d'ionisation devient moins précise en reliant les ionisations mesurées à la dose dans le milieu.

3.4.3.1.2 Profil de Dose (DP) Les profils de dose ont ensuite été examinés pour les mêmes tailles de champ (0.5x0.5, 1x1, 2x2 et 3x3 cm²) avec (Figure 3.28) et sans MLC (Figure 3.27) en utilisant la même configuration de l'électron source. Un bon accord a été observé entre les données mesurées et simulées par GATE avec une erreur inférieure à 1% pour toutes les tailles de champ (tableau 3.9), nous constatons une minimisation d'erreur à la présence du MLC par rapport à l'utilisation des mâchoires amovibles sans MLC de plus de 0.1% pour la taille de champ 0.5x0.5 cm². L'erreur augmentée en absence du MLC peut s'expliquer d'une part, par la présence d'un gradient de dose élevé dans la pénombre géométrique qui conduit à des erreurs relatives plus élevées entre les courbes expérimentales et simulées (tableau 3.9). D'autre part, Une autre raison pourrait être l'approximation concernant la modélisation des mâchoires, qui revient à modifier les bords des champs dans les profils transversaux ainsi que la pente dans la pénombre géométrique.

Tailles de champ (cm ²)	Sans MLC		Avec MLC	
	σ (%)	σ_{max} (%)	σ (%)	σ_{max} (%)
0.5x0.5	0.31	0.49	0.22	0.44
1x1	0.20	0.44	0.15	0.40
2x2	0.22	0.56	0.18	0.43
3x3	0.19	0.42	0.19	0.42

TAB. 3.7 : Les valeurs de σ (%) et σ_{max} (%) représentant les critères de la méthode de la différence de la dose relative pour les profils de dose simulés en comparaison avec celle mesurés pour les tailles de champs (0.5x0.5, 1x1, 2x2 et 3x3cm²).

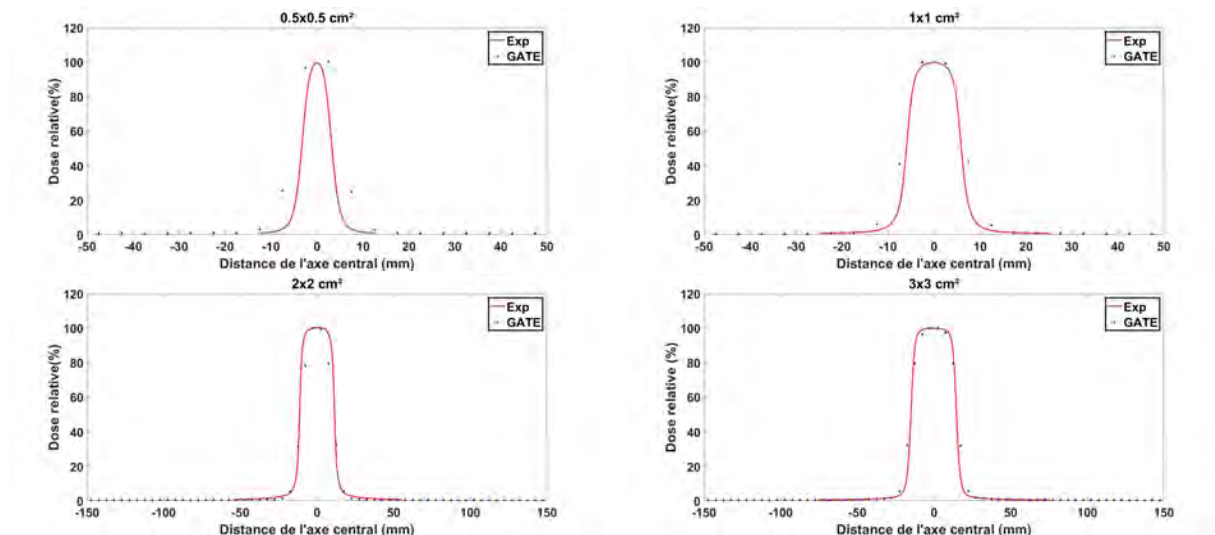


FIG. 3.27 : Les DP simulés en comparaison avec celle mesurés en absence des MLCs pour différentes tailles de champ (0.5x0.5, 1x1, 2x2 et 3x3).

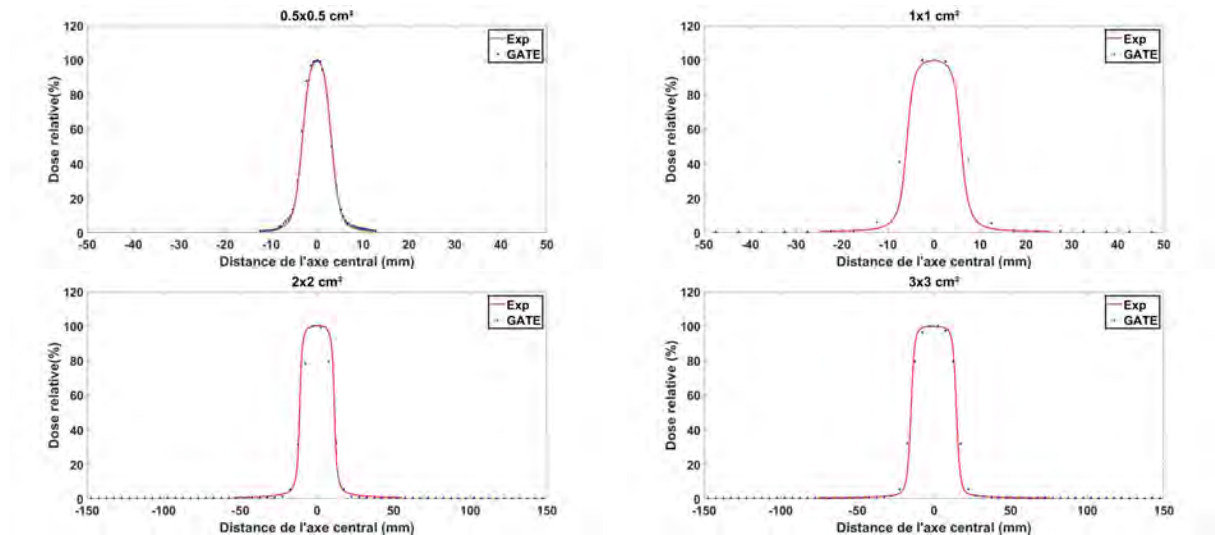


FIG. 3.28 : Les DP simulés en comparaison avec celle mesurés à la présence des MLCs pour différentes tailles de champ (0.5x0.5, 1x1, 2x2 et 3x3).

Les écarts significatifs se situent dans les régions de pénombre des trois champs, mais ils ne sont jamais supérieurs à 0.7 mm ce qui montre une amélioration à la présence des MLCs (tableau 3.9). Ces écarts sont dus à la fluctuation statistique de moins de photons de notation de dose atteignant la région d'intérêt. Soit l'exécution d'un plus grand nombre d'historiques, la réduction de la variance, ou les deux, peuvent réduire cette fluctuation statistique.

3.4.3.2 Les grandes tailles de champ

Nous présentons la validation du modèle de faisceau Monte Carlo pour les tailles de champs 4x4, 6x6, 8x8, 10x10, 12x12, 15x15 et 20x20 cm² sans (Figure 3.29) et avec les MLCs (Figure 3.30) sous forme des fonctions dosimétriques (PDD et DP) simulées par GATE et mesurées (section) en appliquant la méthode de la différence de la dose relative.

3.4.3.2.1 Rendement en profondeur Les PDDs ont été comparées en utilisant la méthode de la différence de dose [142] pour différentes tailles de champ (4×4 , 6×6 , 8×8 , 10×10 , 12×12 , 15×15 et 20×20 cm²) en absence et en présence des mâchoires multi-lames. Un bon accord a été observé entre les données mesurées et les valeurs simulées avec un critère de 2 % pour les deux cas. Si l'on regarde la comparaison (tableau 3.10), toutes les tailles de champs ont une erreur inférieure à 1% à l'exception de la taille de champ de 20×20 cm², alors que le pourcentage le plus faible de points est observé pour la taille de champ 4×4 cm² avec une erreur de 0.11 ce qui montre une amélioration par rapport à la validation sans MLC. Une différence de dose supérieure à 2 % a été observée dans la région d'équilibre électronique pour taille de champs de 20×20 cm². Cela est dû à la perte d'équilibre des particules chargées (CPE) dans la région, ce qui entraîne de grandes incertitudes dans les mesures avec la chambre d'ionisation.

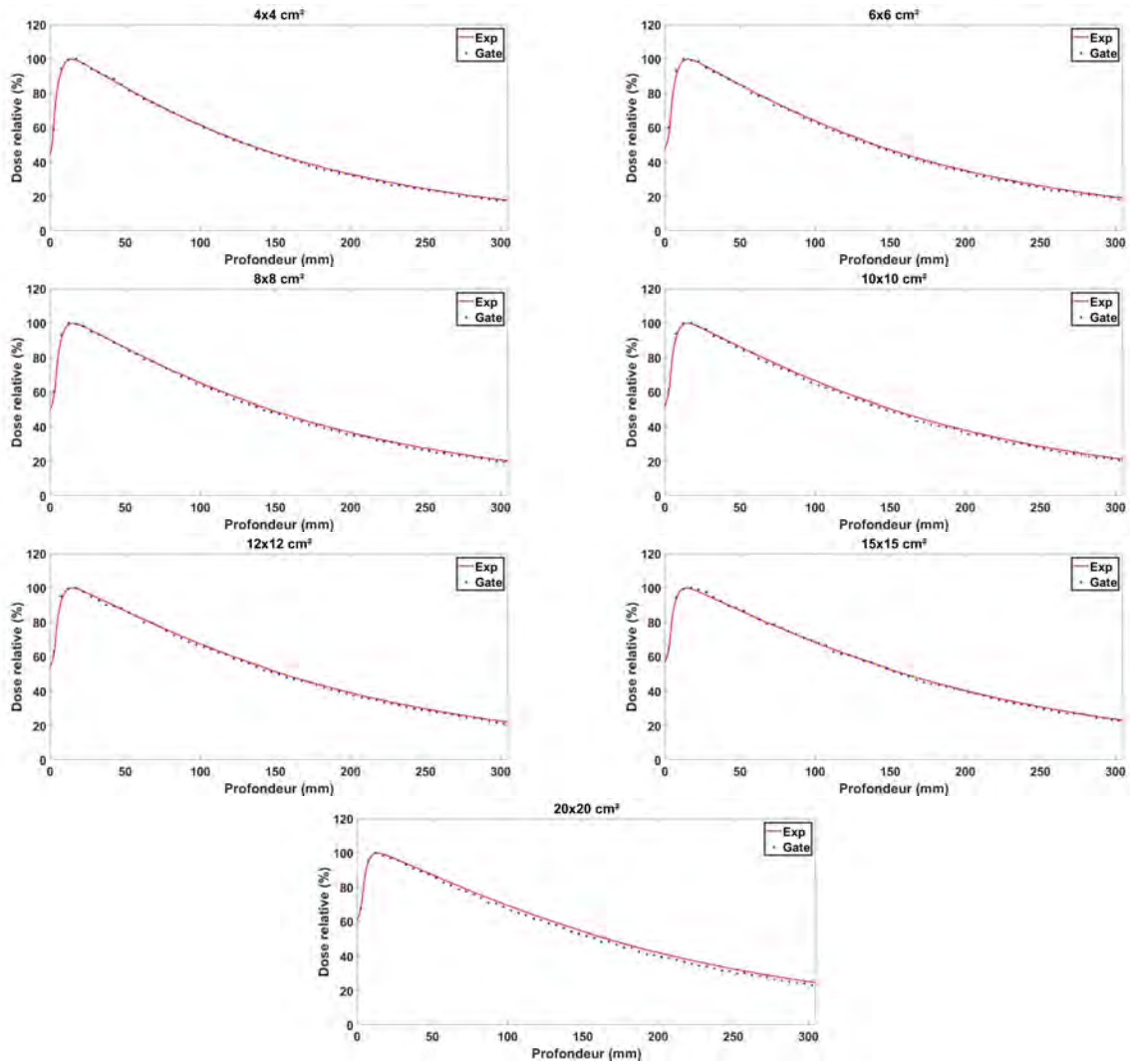


FIG. 3.29 : Les rendements en profondeur simulés et mesurés pour différentes tailles de champ en absence des MLCs (4×4 , 6×6 , 8×8 , 10×10 , 12×12 , 15×15 et 20×20 cm²).

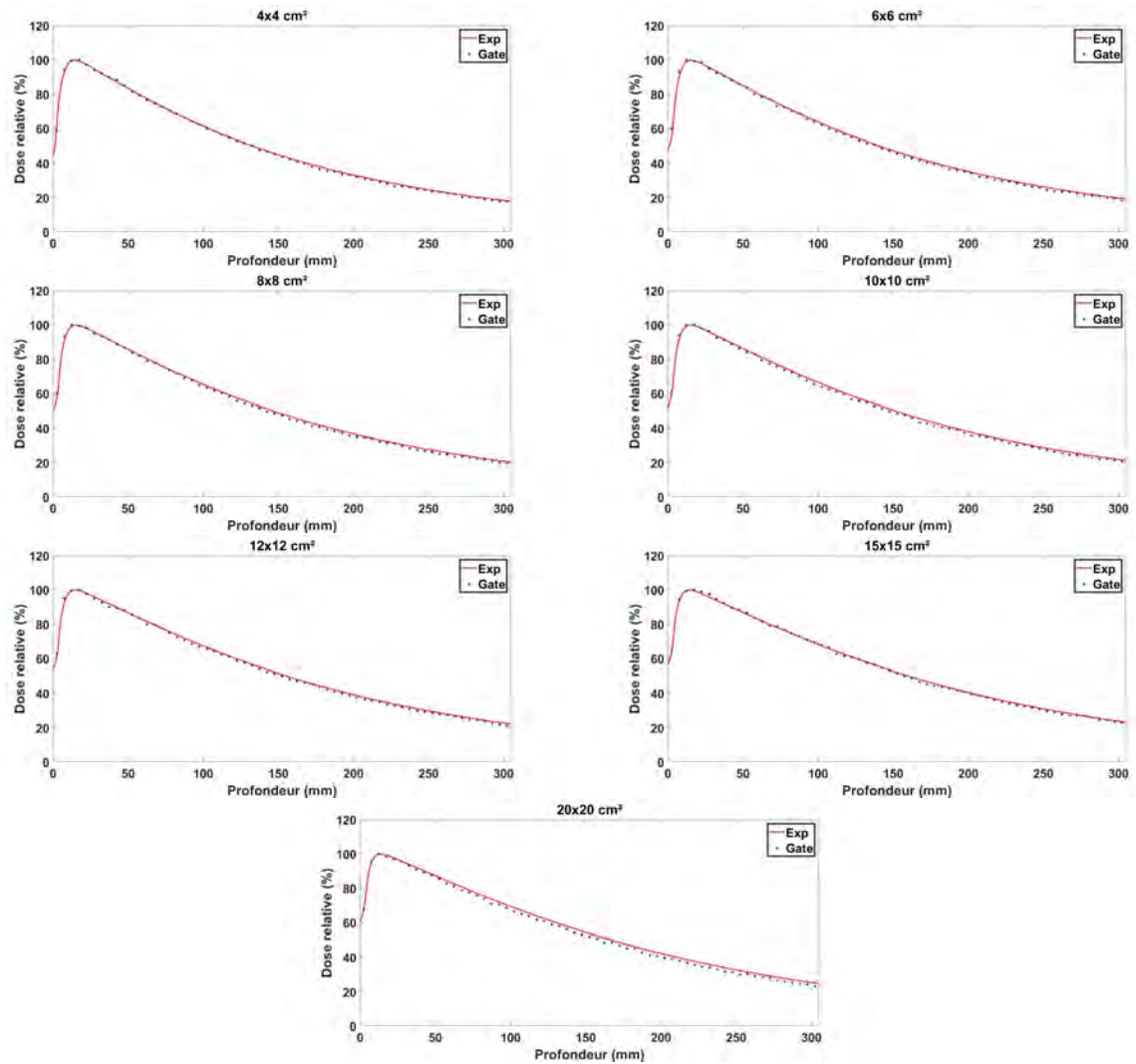


FIG. 3.30 : Les rendements en profondeur simulés et mesurés pour différentes tailles de champ à la présence des MLCs (4×4 , 6×6 , 8×8 , 10×10 , 12×12 , 15×15 et 20×20 cm^2).

Tailles de champ (cm^2)	Sans MLC		Avec MLC	
	σ (%)	σ_{max} (%)	σ (%)	σ_{max} (%)
4x4	0.14	1.28	0.12	1.22
6x6	0.12	1.12	0.12	1.05
8x8	0.17	1.33	0.17	1.09
10x10	0.24	1.28	0.22	1.0
12x12	0.19	1.66	0.19	1.56
15x15	0.21	1.58	0.20	1.55
20x20	0.33	2.81	0.29	2.80

TAB. 3.8 : Les valeurs de σ (%) et σ_{max} (%) représentant les critères de la méthode de la différence de la dose relative pour les rendements en profondeur simulés en comparaison avec celle mesurés pour les tailles de champs (4×4 , 6×6 , 8×8 , 10×10 , 12×12 , 15×15 et 20×20 cm^2).

3.4.3.2.2 Profils de dose (DP) Les profils de dose ont ensuite été examinés pour les mêmes tailles de champ (4×4 , 6×6 , 8×8 , 10×10 , 12×12 , 15×15 et 20×20 cm^2) avec et

sans MLC en utilisant la même configuration de l'électron source. Les résultats de cette simulation sont présentés dans la Figure 3.31 sans MLC et Figure 3.32 avec la présence du MLC. Un bon accord a été observé entre les données mesurées et les données GATE avec une erreur inférieure à 1% pour toutes les tailles de champ (tableau 3.11) ainsi qu'une minimisation en présence des MLCs, à l'exception des deux grandes tailles de champ (15x15 et 20x20 cm²) qui peut s'expliquer d'une part, par la présence d'un gradient de dose élevé dans la pénombre géométrique qui conduit à des erreurs relatives plus élevées entre les courbes expérimentales et simulées (tableau 3.11).

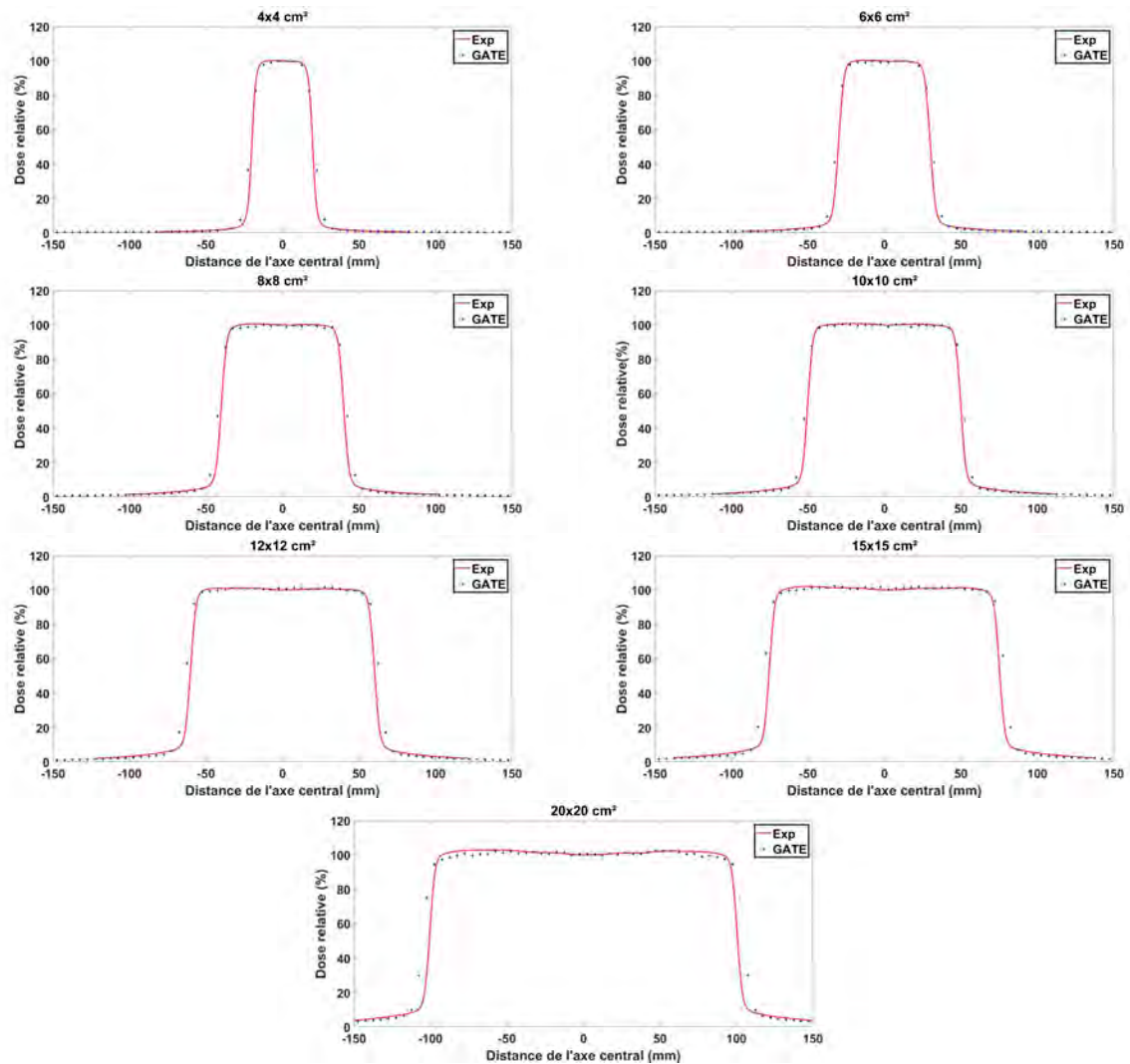


FIG. 3.31 : Les profils de dose simulés en comparaison avec celle mesurés à une profondeur de 1.5 cm pour différentes tailles de champ en absence des MLCs (4x4, 6x6, 8x8, 10x10, 12x12, 15x15 et 20x20 cm²).

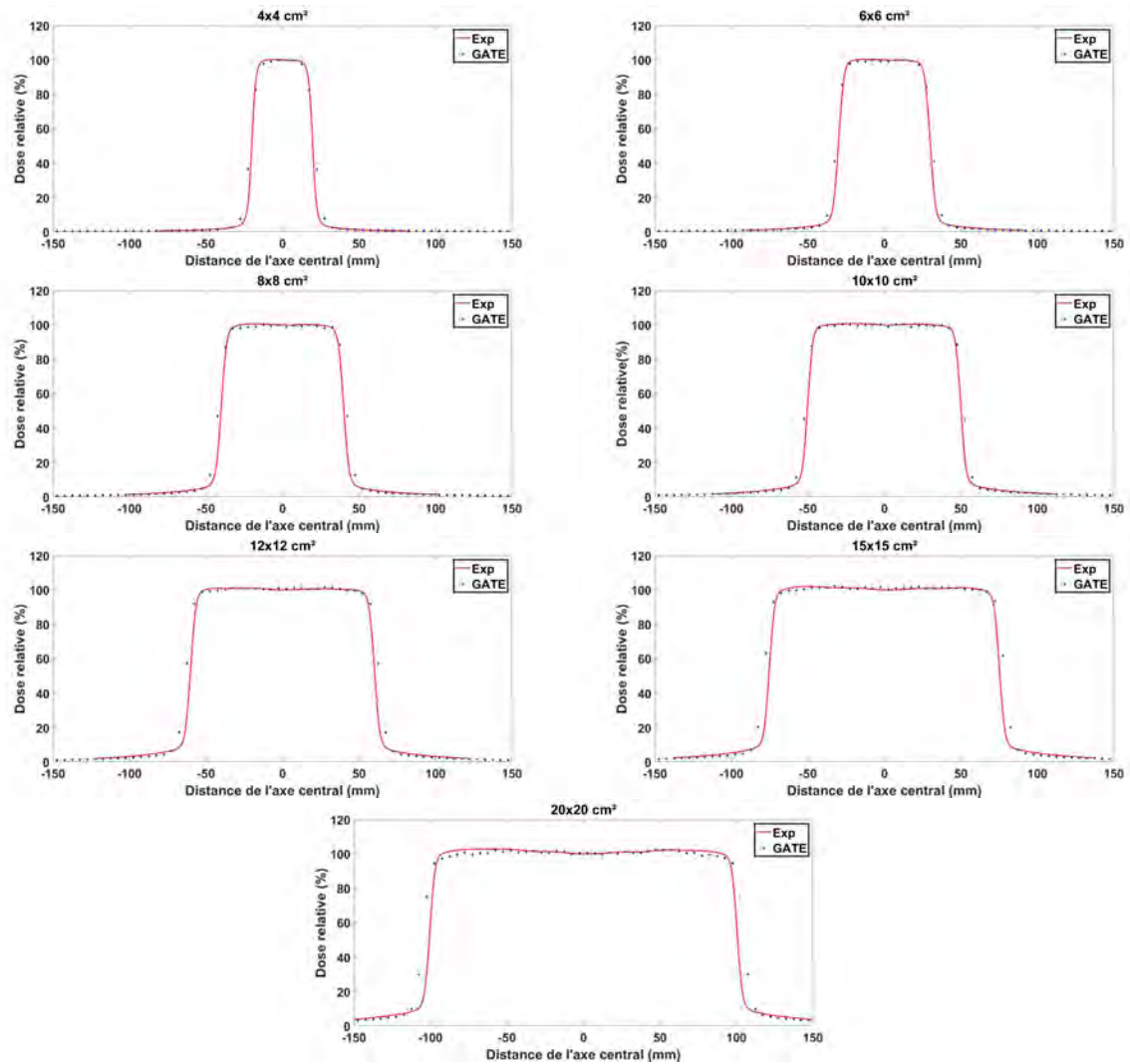


FIG. 3.32 : Les profils de dose simulés en comparaison avec celle mesurés à une profondeur de 1.5 cm pour différentes tailles de champ à la présence des MLCs (4x4, 6x6, 8x8, 10x10, 12x12, 15x15 et 20x20 cm²).

Tailles de champ (cm ²)	Sans MLC		Avec MLC	
	σ (%)	σ_{max} (%)	σ (%)	σ_{max} (%)
4x4	0.19	0.51	0.17	0.5
6x6	0.25	0.66	0.23	0.64
8x8	0.29	0.89	0.25	0.84
10x10	0.33	1.02	0.31	0.97
12x12	0.98	2.88	0.95	2.72
15x15	1.02	3.01	0.99	2.85
20x20	1.92	4.66	1.91	4.28

TAB. 3.9 : Les valeurs de σ (%) et σ_{max} (%) représentant les critères de la méthode de la différence de la dose relative pour profils de dose simulés en comparaison avec celle mesurés pour les tailles de champs (3x3, 4x4, 6x6, 8x8, 10x10, 12x12, 15x15 et 20x20 cm²).

3.4.3.3 Facteur d'ouverture du collimateur (FOC)

Le facteur d'ouverture du collimateur (FOC) est défini comme le rapport de mesures dans l'air :

$$S_c = \frac{D(\text{air}, \text{Taille de champ})}{D(\text{air}, \text{Taille de champ de référence})} \quad (3.3)$$

Où D est la dose pour un nombre fixe des Unités Moniteur (UM). La taille du champ de référence est fixée à $10 \times 10 \text{ cm}^2$ dans le travail en cours. La mesure dans l'air suppose l'équilibre transitoire des électrons et l'élimination de la contamination électronique à l'aide de dispositifs d'accumulation avec des épaisseurs latérales et longitudinales adéquates. Dans les travaux en cours, le rapport des lectures du détecteur a été utilisé. Les calculs des FOCs ont été effectués avec les mêmes paramètres utilisés dans les mesures expérimentales pour toutes les tailles de champs allant de $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$ jusqu'à $20 \times 20 \text{ cm}^2$ avec $10 \times 10 \text{ cm}^2$ comme champ de référence à une profondeur de 10 cm en absence et en présence des MLCs. Les figures 3.33 et 3.34 présentent respectivement les FOCs mesurés et simulés en absence et en présence du MLC.

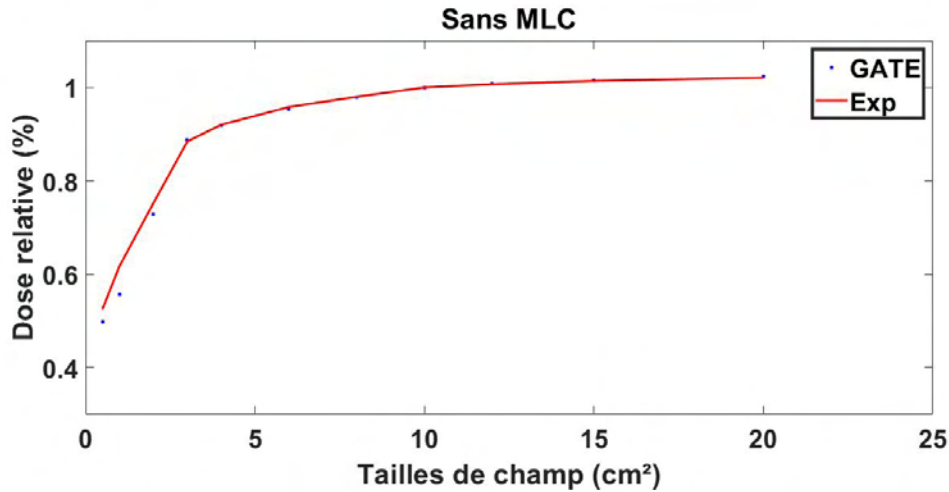


FIG. 3.33 : La courbe de Facteur d'Ouverture de Collimation FOC sans MLC pour les petits et grandes tailles de champ avec $10 \times 10 \text{ cm}^2$ comme champ de référence.

Ces résultats indiquent qu'il y a un écart important pour les deux plus petites tailles de champ, soit environ 3 % pour le champ de $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$ sans MLC avec une réduction d'erreur à 1.92% en utilisant des mâchoires multi lames. L'écart moyen pour les champs de plus de $2 \times 2 \text{ cm}^2$ est inférieur à 1% pour les deux cas. Deux autres contributions possibles aux écarts observés pour les tailles de champs 0.5×0.5 et 1×1 sont la présence d'un effet de volume dans les mesures de la chambre et la dose due aux électrons contaminants. Les mesures effectuées pour les petites tailles de champs pourraient sous-estimer la dose réelle qui est due à une perte de l'équilibre des particules de charge latérale. Cet effet de volume est généralement observé à des champs de plus petite taille que ceux vus ici (par exemple, dans la radiochirurgie stéréotaxique). La contamination des électrons pourrait avoir une incidence sur la dose à D_{max} , mais la contribution de la dose des électrons contaminants diminue avec la diminution de la taille du champ. On observe pour la taille de champ 20×20 avec une erreur maximale de 0.78%, une erreur qui est dû à l'ouverture

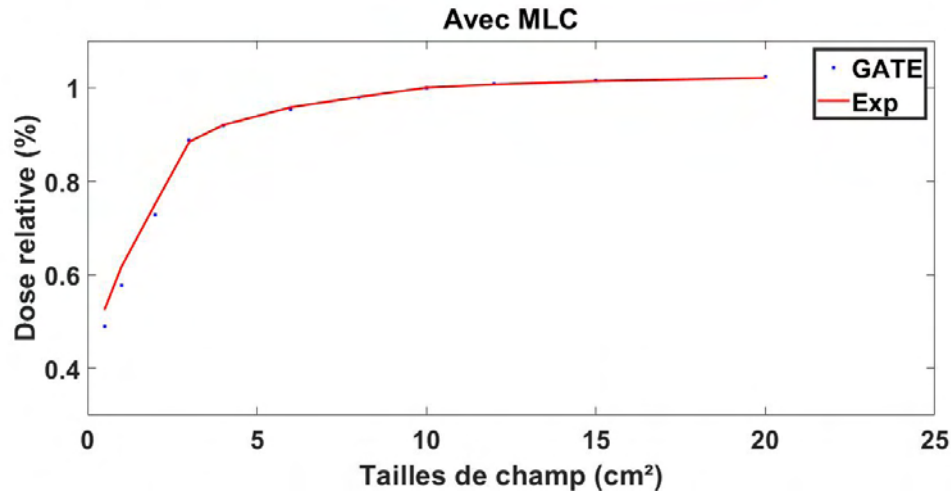


FIG. 3.34 : La courbe de Facteur d'Ouverture de Collimation FOC avec MLC pour les petits et grandes tailles de champ avec $10 \times 10 \text{ cm}^2$ comme champ de référence.

des collimateurs secondaires qui influent sur la collection des particules émises en sortie du faisceau (tableau 3.12).

Tailles de champ (cm ²)	$\sigma(\%)$	
	Sans MLC	Avec MLC
0.5x0.5	3.09	1.92
1x1	2.02	0.94
2x2	1.58	0.77
3x3	0.21	0.21
4x4	0.12	0.12
6x6	0.18	0.18
8x8	0.23	0.23
10x10	0	0
12x12	0.33	0.33
15x15	0.48	0.48
20x20	0.78	0.78

TAB. 3.10 : L'erreur moyenne entre le facteur d'ouverture de collimateur simulé et calculé sans et avec MLC pour les tailles de champ (0.5×0.5 , 1×1 , 2×2 , 3×3 , 4×4 , 6×6 , 8×8 , 10×10 , 12×12 , 15×15 et $20 \times 20 \text{ cm}^2$).

3.5 Conclusion

Dans le présent chapitre, nous avons les résultats de la simulation et la caractérisation du faisceau de photons 6 MV de l'accélérateur Varian Clinac IX installé au centre d'oncologie MENARA à Marrakech. L'accélérateur a été entièrement modélisé avec GATE pour les tailles de champ allant de $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$ à $20 \times 20 \text{ cm}^2$ à un SSD de 100 cm. La précision de l'accélérateur modélisé a ensuite été validée par rapport aux mesures expérimentales effectuées avec une chambre d'ionisation. En outre, en comparant les mesures et les simu-

lations de plusieurs combinaisons énergie/rayon du faisceau d'électrons initial, nous avons déterminé les valeurs qui donnent la meilleure correspondance, qui sont l'énergie de 5,8 MeV et une tache focal de 1 mm. Les fichiers phase-espace notés à partir des simulations précédentes ont été utilisés comme source pour les calculs de GATE dans un fantôme d'eau homogène pour valider notre modèle du Varian Clinac IX en comparant les fonctions dosimétriques mesurées et simulées par GATE pour les petites et grandes tailles de champ en appliquant la méthode de Cho. Nous avons observé que, pour un champ de $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$ sans l'utilisation du MLC, une erreur supérieure à 1% entre les PDDs calculés et mesurés est observée à cause du déséquilibre électronique caractérisé dans les petites tailles de champ, cette erreur qui sera minimisée avec l'utilisation du MLC pour les DPs en modifiant les bords des champs dans les profils transversaux ainsi que la pente dans la pénombre géométrique causé par les mâchoires amovibles. L'étude de la source d'électron et la validation de la source photonique de 6 MV nous sera utile pour des applications ultérieures, telles que les simulations dans des milieux hétérogènes (chapitre 4).

Chapitre 4

Modélisation par Monte Carlo de la
tête d'accélérateur Varian Clinac IX
à l'aide de la plateforme GATE :
Application dans des milieux
hétérogènes

4.1 Introduction

La radiothérapie à modulation d'intensité exige un degré élevé de précision dans le calcul de la dose pour les systèmes de planification de radiothérapie, en particulier en présence d'hétérogénéités [155,156]. Toutefois, les prédictions des algorithmes de calcul de dose peuvent s'écarter considérablement de la mesure dans des milieux hétérogènes ou de leur proximité [157,158]. Dans ces algorithmes, Les distributions de dose sont généralement calculées à l'aide d'une échelle de densité pour corriger les changements de dose en présence d'hétérogénéités. Les images CT des patients fournissent la densité tissulaire nécessaire à cette mise à l'échelle [159].

Il n'est pas pratique d'utiliser les algorithmes MC dans des situations cliniquement réalistes en raison des longs temps de calcul [160]. Pour cette raison, les algorithmes de superposition/convolution ont été préférés dans de nombreux systèmes commerciaux de planification de radiothérapie. Dans ces algorithmes de superposition de convolution, les calculs de dose sont effectués dans des milieux hétérogènes en transformant le noyau de dépôt d'énergie à l'aide de l'échelle de densité dérivée des distributions de densité d'électrons obtenues à partir d'images CT.

De nombreuses études ont évalué la précision des calculs de dose à l'aide d'algorithmes de superposition/convolution dans des milieux de faible densité semblables aux poumons. Un rapport indique une différence de calcul de dose par rapport à la valeur mesurée inférieure à 2 % en présence d'hétérogénéités de faible densité [161]. Toutefois, les prédictions de dose de l'algorithme de superposition/convolution peuvent être moins précises dans les régions à haute densité composées de matériaux à nombre atomique élevé semblables aux os. Aucune de ces études n'a comparé les simulations de Monte Carlo (GATE) et les calculs du système de planification du traitement en tenant compte de l'hétérogénéité pulmonaire que ça soit en état d'inspiration, de repos ou d'expiration, et de l'hétérogénéité osseuse que ça soit pour l'os interne, cortical ou plat pour des petites et grandes tailles de champ pour un faisceau de photons de 6 MV.

L'algorithme d'analyse anisotropique (AAA), qui est un algorithme de superposition/convolution, est l'algorithme de calcul de la dose photonique le plus récent mis en œuvre dans le système commercial de planification du traitement Eclipse. Plusieurs études ont évalué l'exactitude des calculs de dose à l'aide de l'AAA en présence d'hétérogénéités [162,163]. Dans le chapitre précédent, nous avons réussi à ajuster et valider les paramètres de simulation GATE du Varian Clinac IX en présentant les calculs des distributions de dose dans un fantôme d'eau homogène irradié par un faisceau de photons de 6 MV. L'ajustement et les tâches de validation ont été effectués en comparant les fonctions dosimétriques calculées avec celles mesurées, grâce à la méthode de comparaison de la différence de la dose relative [162]. Grâce à notre modèle GATE précis, nous avons pu reproduire les fonctions dosimétriques avec une erreur inférieure à 1%. Le succès de notre modèle GATE, qui a été utilisé pour calculer les fonctions dosimétriques dans un fantôme d'eau homogène, nous a mené à étudier des situations plus complexes, qui sont générées dans les cas d'introduction d'une sorte d'hétérogénéité (poumon et os) dans un fantôme d'eau homogène. Dans l'étude, notre sujet principal est d'évaluer les capacités du code Monte-Carlo GATE à modéliser de manière curative le transport des photons et des électrons secondaires à travers des supports hétérogènes (qui sont remplis de matériaux différents et ayant des densités différentes) et d'identifier toute limitation de l'algorithme

de calcul de dose implémentée dans GATE.

Dans ce chapitre, nous avons développé un modèle GATE pour calculer le PDD et DP dans un fantôme caractérisé par une dalle équivalente-poumon en état d'inspiration, repos et expiration, une dalle équivalente-os (os interne, os cortical et os plat) et une dalle équivalente-os-poumon, qui imitent trois sites cliniques importants. Lors de notre première tentative de calcul d'une fonction dosimétrique PDD dans le fantôme qui comprend une dalle équivalente au poumon, nous avons observé des valeurs de dose non logiques dans des régions proches de la frontière entre deux matériaux distincts. Ce phénomène numérique est connu sous le nom d'artefacts aux interfaces. Il a été observé précédemment par de nombreux chercheurs scientifiques [161], mais les résultats de leurs études ont minimisé cet effet à cause du temps de calcul énorme qui caractérise les codes Monte Carlo. Pour traiter cette question, la sélection des processus physique et des paramètres de transport doit être appliquée indissociablement. Il est bien connu que dans la philosophie de GATE, l'étape à deux points distincts, à savoir : le point avant l'étape « Pre-step point » et le point après l'étape « Post-step point ». Supposons, un électron est situé près de l'interface entre deux régions rempli avec des matériaux différents, le « Pre-step point » et « Post-step point » peut être situé simultanément dans différents matériaux. Ceci peut conduire à une trajectoire d'électron simulée plus ou moins différente de celle réelle en fonction de la taille du pas d'électron. Du fait qu'un calcul précis de l'énergie perdue lorsque l'électron traverse un milieu donné, exige que, la puissance d'arrêt le long d'une étape donnée doit être constante, la précision liée à la modélisation d'un transport d'électrons dans un tel cas est primordiale pour assurer un calcul exact des répartitions de dose dans un milieu qui comprend une sorte d'hétérogénéité. Cette précision ne sera pas garantie tant que la taille des pas ne sera pas sélectionnée ; par conséquent, un temps CPU énorme est nécessaire pour répondre à cette demande.

4.2 Les Objets-Tests Physiques

Les objets tests physiques (OTP) sont généralement utilisés pour reproduire la majorité des interfaces rencontrées pendant le traitement de radiothérapie, à savoir les interfaces eau, os et poumon. Son utilisation permet de vérifier le calcul des doses en hétérogénéités et à proximité de la frontière entre différents matériaux. Les géométries des plaques d'équivalents poumon et os ont été utilisées pour vérifier les algorithmes de calcul de dose le long de l'axe z. Les trois fantômes OTP modélisés sont : Pour les PDDs, le fantôme 1 se constitue d'une dalle équivalent poumon placé à 5cm de l'entrée du fantôme. Le fantôme 2 caractérisé par une dalle équivalent os située à 5cm de l'entrée du fantôme. Et le fantôme 3 qui se compose d'une dalle équivalent os, placée à 5cm de l'entrée du fantôme et une dalle équivalent poumon placée à 10cm de l'entrée du fantôme (figure 4.1). Alors que pour les DPs le fantôme 1 se constitue d'une dalle équivalent poumon latéralement au centre du fantôme de la sorte que le centre de la dalle est identique au centre du fantôme. Le fantôme 2 caractérisé par une dalle équivalent os placée aussi au centre du fantôme. Et le fantôme 3 qui se compose de deux dalles équivalentes os et poumon placées de la sorte que l'interface qui les sépare se situe au centre du fantôme (figure 4.2). Les données sur les matériaux (compositions chimiques et densités) relatifs aux plaques d'équivalent osseux (Os plat, Os cortical et Os interne) et d'équivalent pulmonaire dans son état de repos,

respiration et expiration ont été fournies par le constructeur, et sont présentées dans le tableau 4.1.

Dalle équivalente	Densité (g/cm^3)	Epaisseur (cm)
Poumon (état normal)	0.31	10
Poumon (Inspiration)	0.205	
Poumon (expiration)	0.507	
Os plat	1.91	5
Os cortical	1.819	
Os interne	1.133	

TAB. 4.1 : Caractéristiques des dalles équivalents poumon (état normal, inspiration et expiration) et os (plat, cortical et interne).

La géométrie des trois fantômes hétérogènes étudiées dans ce travail pour les mesures des PDDs et DP sont montrées respectivement dans les figures 4.1 et 4.2. En ce qui concerne les fantômes 1 et 3, la dalle équivalente pulmonaire a une dimension de $30 \times 30 \times 10 \text{ cm}^3$, alors que les fantômes 2 et 3, comprenant une dalle équivalent en os d'une dimension de $30 \times 30 \times 5 \text{ cm}^3$.

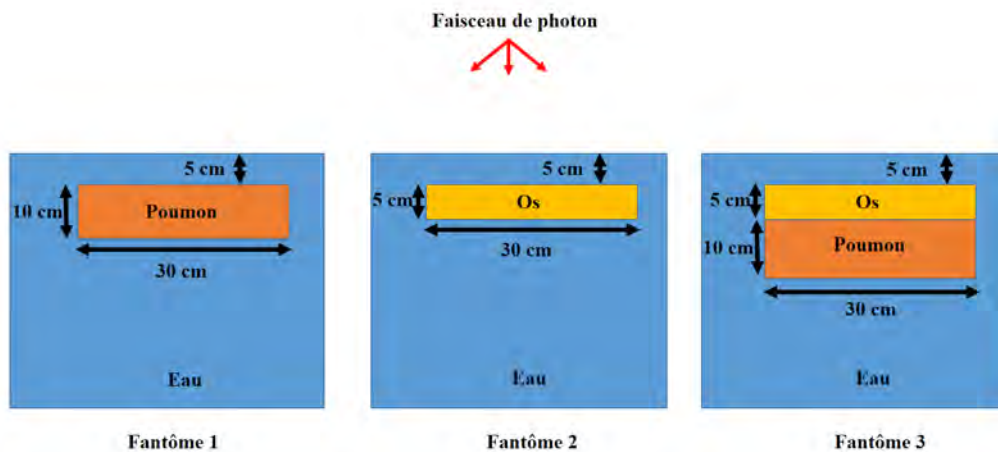


FIG. 4.1 : Géométrie des trois fantômes hétérogènes utilisés pour le calcul des PDDs caractérisés par les deux OTP (dalle équivalente-poumon et dalle équivalente-os).

L'espace de phase contenant environ $1,410^7$ de photons bremsstrahlung 6MV et qui a été précédemment utilisé comme source pour la validation complète du Varian Clinac IX est considéré comme une source primaire pour le calcul des distributions de dose dans les trois fantômes OTP considérés dans cette étude. Nous avons considéré 910^9 événements à générer à partir du Phs, dans le but d'obtenir les rendements en profondeur pour les petites (0.5×0.5 , 1×1 , 2×2 et 3×3) et grandes (10×10 , 15×15 et $20 \times 20 \text{ cm}^2$) tailles de champ dans les trois situations cliniques, à savoir les interfaces eau-os, eau-poumon et eau-os-poumon, et les profils de dose pour une taille de champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ pour le fantôme 2, $15 \times 15 \text{ cm}^2$ pour le fantôme 1 et $25 \times 25 \text{ cm}^2$ pour le fantôme 3. En se basant sur les paramètres physiques choisis précédemment dans la partie de validation dans un milieu homogène (les énergies de coupure ont été fixées respectivement à 350 keV pour les positrons et électrons et à 5 keV pour les photons, processus physique choisi est *emstandard₃*), les

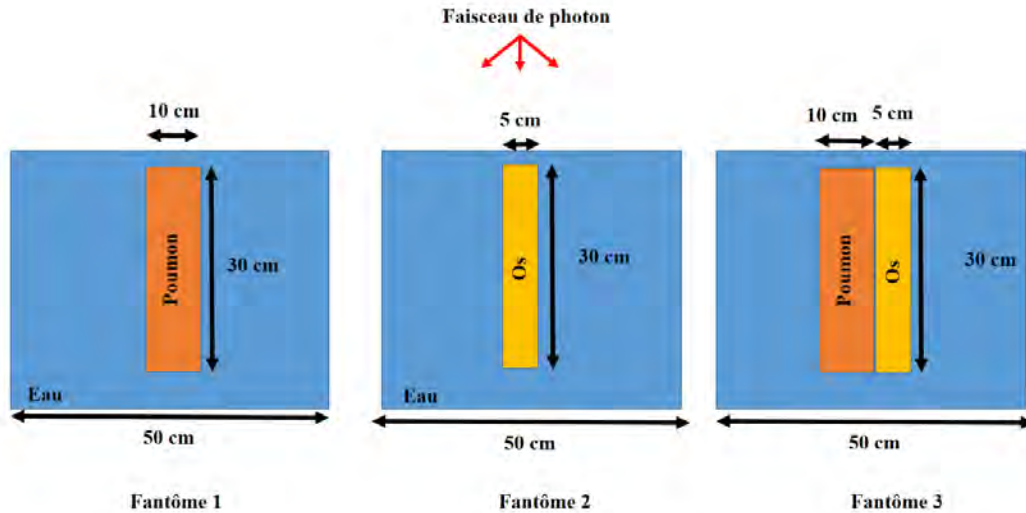


FIG. 4.2 : Géométrie des trois fantômes hétérogènes utilisés pour le calcul des DP caractérisés par les deux OTP (dalle équivalente-poumon et dalle équivalente-os).

simulations ont été effectuées sur les 3 fantômes avec une taille de voxel de $5 \times 5 \times 5 \text{ mm}^3$ qui résultent un volume de 0.125 cm^3 pour les tailles de champ 10×10 , 15×15 et $20 \times 20 \text{ cm}^2$, et un volume de 0.03 cm^3 pour les tailles de champ 0.5×0.5 , 1×1 , 2×2 et $3 \times 3 \text{ cm}^2$.

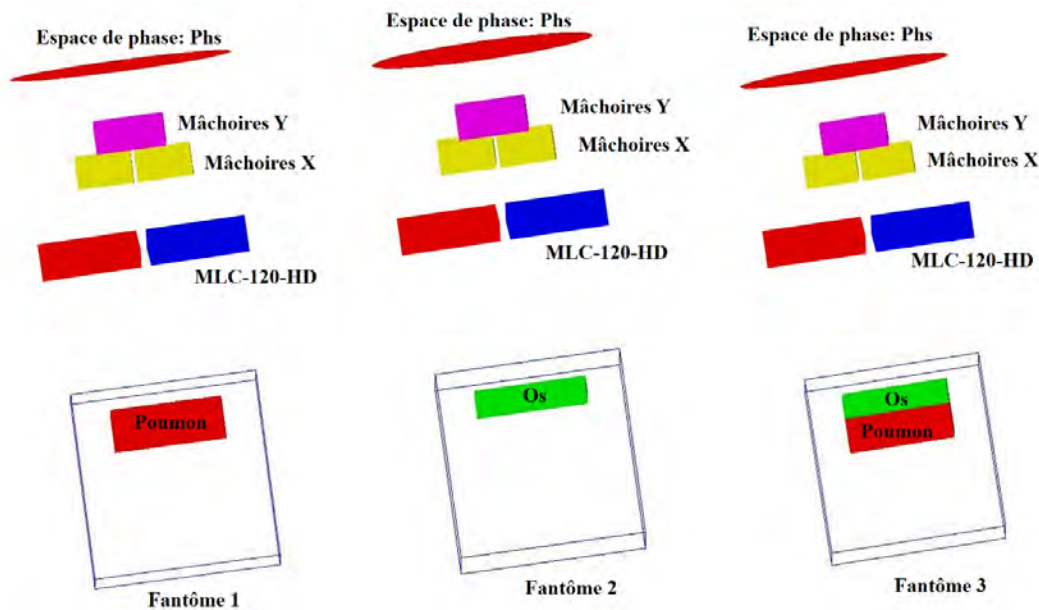


FIG. 4.3 : Illustration GATE de la partie dépendante du Varian Clinac IX avec les trois fantômes hétérogènes : fantôme 1 qui se compose d'une dalle équivalente poumon, fantôme 2 se compose d'une dalle équivalente os, et enfin le troisième fantôme avec la présence des deux dalles équivalents os et poumon.

4.2.1 Simulation GATE

Lors de notre première tentative de calcul du PDD dans le premier fantôme caractérisé par la présence de la dalle équivalente poumon pour une taille de champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$,

nous avons découvert un problème potentiel dans les calculs de dose près de la frontière entre deux matériaux différents. En effet, une inspection visuelle des résultats montrés à la Figure 4.4, indique que, certainement, les points de dose calculés ont une divergence significative dans les régions qui sont situées près des limites en fonction de la composition des matériaux.

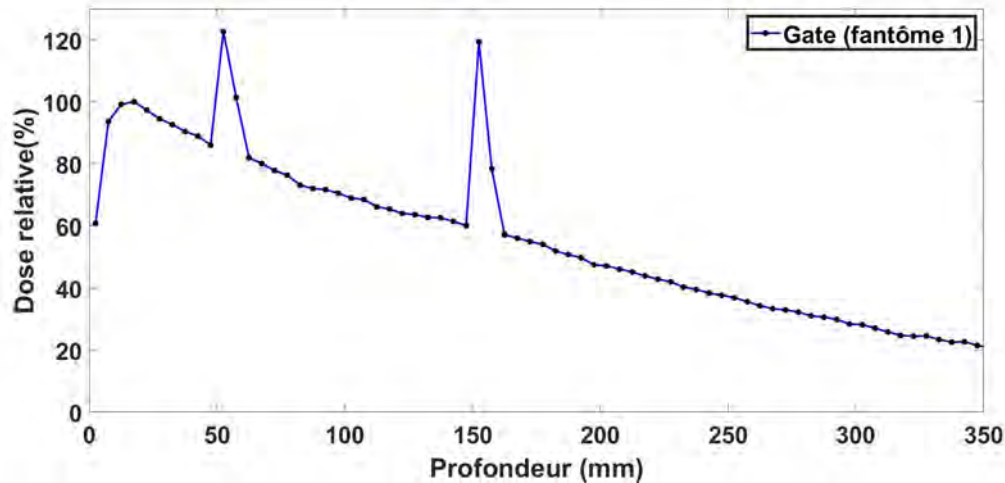


FIG. 4.4 : Le phénomène d'artefacts dans les interfaces apparue dans le PDD calculé par GATE dans le fantôme 1 caractérisé par la dalle équivalent poumon situé après 5cm de l'entrée du fantôme pour une taille de champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$.

Ce phénomène est bien connu sous le nom d'artefacts aux interfaces. L'origine de ce phénomène est l'algorithme de l'historique condensé utilisé dans le code GATE pour simuler l'émergence de particules chargées à travers les frontières. L'optimisation des paramètres de transport d'électrons peut résoudre complètement ou au moins diminuer l'apparition de ce phénomène et peut rendre les algorithmes d'histoires condensées bien adaptés pour un milieu hétérogène. Ensuite, nous essayons d'accorder un paramètre important qui affecte le transport d'électrons ; il s'agit du paramètre « setMaxStepSizeInRegion » qui nous permet de définir la taille du pas maximale associée à la particule chargée. Dans cette étude, plusieurs valeurs de ce paramètre ont été examinées avec soin, variant de $10 \text{ }\mu\text{m}$ à $50 \text{ }\mu\text{m}$ avec un pas de $10 \text{ }\mu\text{m}$. Après tout, nous avons constaté que, lorsque la valeur recommandée du paramètre de l'énergie de coupure a été attribuée au paramètre « setMaxStepSizeInRegion », avec un temps de calcul raisonnable, le phénomène d'artefacts dans les interfaces a évidemment disparu pour une valeur de $10 \text{ }\mu\text{m}$ (Tableau 4.2). Nous constatons aussi que l'augmentation de cette valeur cause une augmentation du temps de calcul et cela est dû premièrement aux discordance de ces valeurs avec l'énergie de coupure et deuxièmement tant que la taille du pas maximal de la particule chargée que GATE doit enregistrer est importante, le temps de calcul augmentera. Pour éviter complètement ce phénomène, nous devons probablement lui attribuer une valeur fine de quelques nanomètres, mais le fait est, le temps CPU impliqué sera énorme et non-raisonnable dans tous les cas.

Valeur de "setMaxStepSizeInRegion" (μm)	Temps de calcul (h)
10	20
20	30
30	48
40	53
50	59

TAB. 4.2 : Temps de calcul pour différentes valeurs du paramètre « setMaxStepSizeInRegion ».

Il convient de noter ici que la courbe PDD dans un fantôme d'eau homogène a été obtenue après la simulation de 910^9 évènements, et le temps CPU passé par cette simulation Monte Carlo était d'environ de 20 heures. Dans le tableau 4.3, nous avons résumé tous les paramètres considérés (après l'étape d'optimisation du transport d'électrons) pour la simulation GATE de la dose de profondeur pour les trois fantômes et le temps CPU passé par chaque simulation.

Fantôme	Temps de calcul (h)
1	20
2	18
3	25

TAB. 4.3 : Temps de calcul pour la simulation de chaque fantôme pour $10 \mu\text{m}$ comme valeur du paramètre « setMaxStepSizeInRegion ».

4.2.2 Simulation avec Le système de planification de traitement Eclipse- Algorithmes analytiques

L'Algorithme analytique anisotrope ou bien « Anisotropic Analytic Algorithm » (AAA) est un nouvel algorithme de calcul de la dose de photons mis en œuvre dans le TPS Varian Eclipse. Il s'agit d'un algorithme de convolution-superposition basé sur un modèle de noyau de photons triple gaussien [164,165]. Dans ce modèle, la source de rayonnement est classée en trois sous-sources : les photons primaires, les photons extra-focaux dispersés et les électrons dispersés des dispositifs de limitation du faisceau, qui sont utilisés pour calculer la dose par ESG basé sur MC [166]. Un Varian Clinac IX (Varian Medical Systems) est utilisé comme accélérateur de référence. Le AAA tient compte des hétérogénéités par correction du noyau de diffusion de photons en fonction des changements anisotropes tridimensionnels de la densité des électrons dans le voisinage d'un point d'interaction. La convolution est d'abord effectuée sur un faisceau pour chacune des trois sous-sources, puis la distribution de dose finale est obtenue par superposition de la contribution de dose de tous les faisceaux individuels. Les corrections de quasi-interfaces entre différents supports, de build-up et de build-down sont calculées à l'aide d'un noyau séparé qui est une double fonction exponentielle décrivant les changements de l'équilibre électronique entre les interfaces des différentes hétérogénéités et de l'eau. Dans cette étude, des calculs de dose ont été effectués avec le AAA sur les trois fantômes à la présence des OTP simulés avec cet algorithme pour différentes tailles de champ (0.5×0.5 , 1×1 , 2×2 , 3×3 , 10×10 , 15×15 et

20x20 cm²) pour les PDDs et les tailles de champ selon les fantôme correspondant (10x10, 15x15 et 25x25 cm²) pour les DP. L'objectif de cette étude est de comparer les courbes PDD et DP obtenues avec le code GATE avec ceux calculés par AAA pour un faisceau de photons de 6 MV. Les informations obtenues à partir de simulations Monte Carlo ont permis d'évaluer la précision de l'administration de la dose en présence d'hétérogénéités et la performance des différents algorithmes de correction d'hétérogénéité Eclipse dans le calcul de la dose de traitement du patient.

4.3 Etude dosimétrique des faisceaux de photons pour les petites tailles de champ

4.3.1 Application dans un milieu pulmonaire

La première étude du fantôme 1 est illustrée dans les figures 4.5 qui représente les PDDs du fantôme homogène (GATE W) et du fantôme 1 simulés par GATE (GATE Ph1) et AAA pour une dalle pulmonaire en état d'inspiration, figure 4.6 avec une dalle pulmonaire en état de repos et figure 4.7 avec une dalle pulmonaire en état d'expiration, pour les petites tailles de champ 0.5x0.5, 1x1, 2x2 et 3x3 cm². Après un examen visuel approfondi on peut dire que la comparaison entre les courbes PDD doit prendre en compte les trois régions. La première région présente un milieu homogène compris entre l'entrée du fantôme 1 et 5cm de la profondeur, la deuxième région qui se caractérise par la présence de la dalle équivalente poumon avec une épaisseur de 10 cm alors que la troisième région commence à une profondeur de 15 cm.

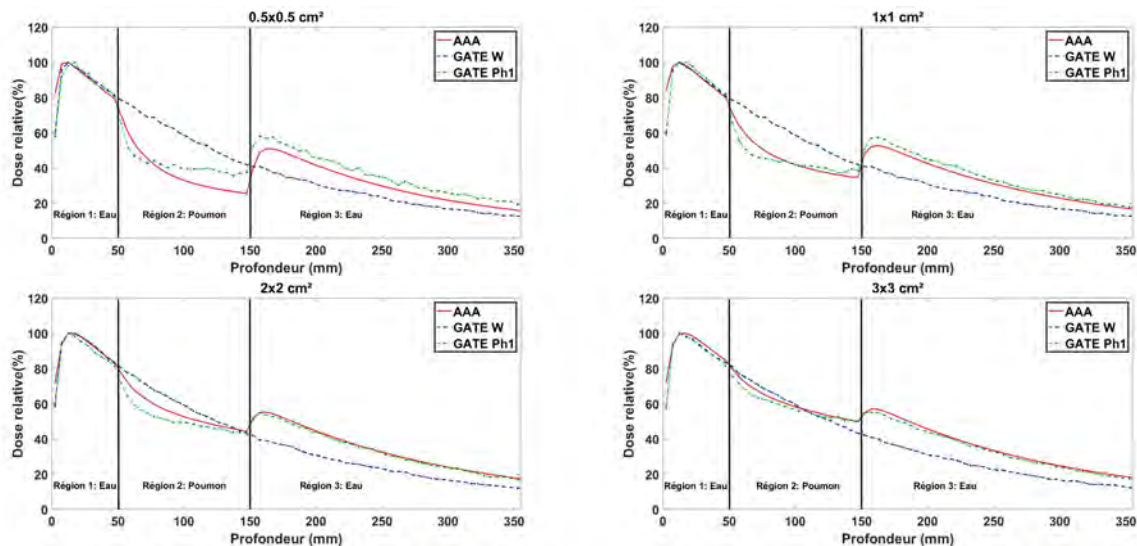


FIG. 4.5 : Comparaison des PDDs calculés par GATE et AAA pour une dalle équivalente poumon en état d'inspiration et celui de l'eau (homogène) pour les tailles de champ 0.5x0.5, 1x1, 2x2 et 3x3 cm².

Pour les trois figures, on remarque une légère différence dans la première région entre les valeurs des points PDD calculés par GATE à l'intérieur du fantôme 1 et celle du fantôme homogène pour toutes les tailles de champ. Ces figures nous montrent une moyenne d'erreur de 1.8% entre les PDDs dans un milieu homogène et celle du fantôme 1 calculés

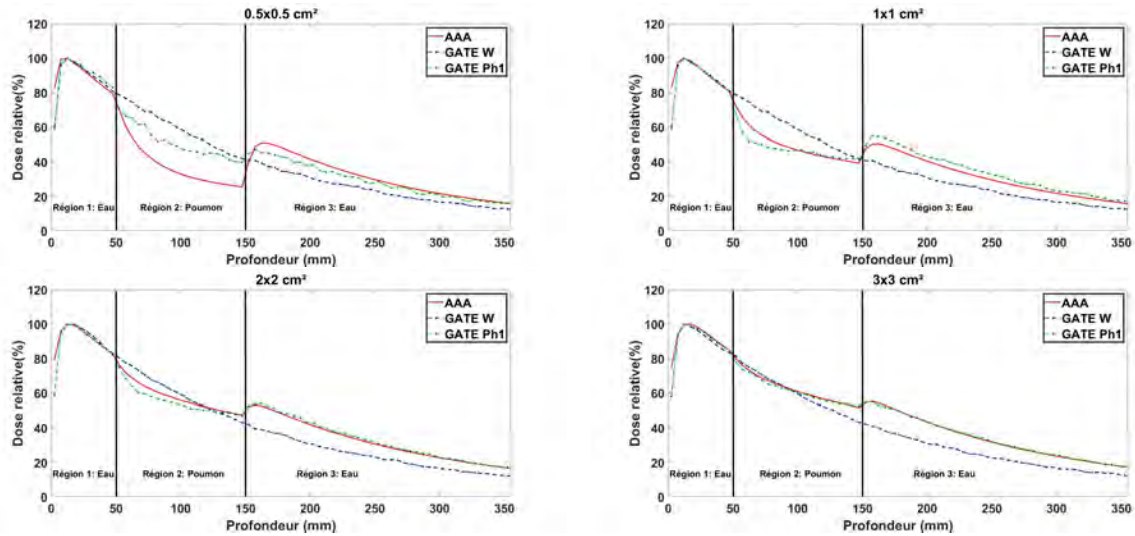


FIG. 4.6 : Comparaison des PDDs calculés par GATE et AAA pour une dalle équivalente poumon en état de repos et celui de l'eau (homogène) pour les tailles de champ 0.5×0.5 , 1×1 , 2×2 et 3×3 cm².

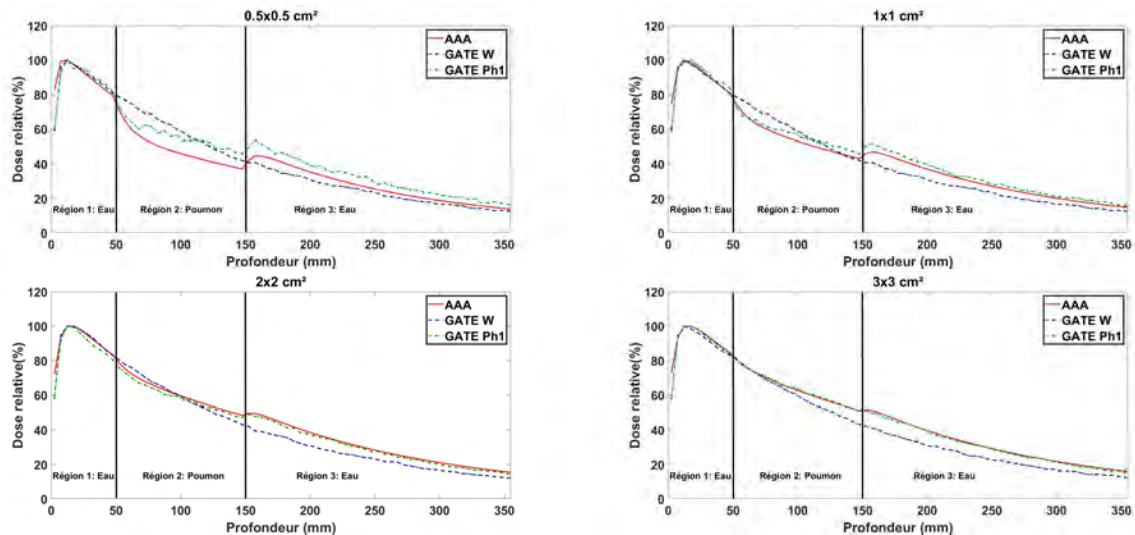


FIG. 4.7 : Comparaison des PDDs calculés par GATE et AAA pour une dalle équivalente poumon en état d'expiration et celui de l'eau (homogène) pour les tailles de champ 0.5×0.5 , 1×1 , 2×2 et 3×3 cm².

par GATE et AAA pour le cas d'inspiration, 1.2% pour le cas de repos et 0.88% dans le cas d'expiration pour une taille de champ 0.5×0.5 cm², 1.55% pour le cas d'inspiration, 1.08% pour le cas de repos et 0.72% dans le cas d'expiration pour une taille de champ 1×1 cm², 1.33% pour le cas d'inspiration, 0.86% pour le cas de repos et 0.51% dans le cas d'expiration pour une taille de champ 2×2 cm², 1.02% pour le cas d'inspiration, 0.57% pour le cas de repos et 0.21% dans le cas d'expiration pour une taille de champ 3×3 cm², cette diminution d'erreur dans ces trois cas est dû totalement à la densité pulmonaire pour chaque cas. On remarque aussi que l'erreur entre les points PDDs calculés par GATE et celui par AAA dans la figure 4.5 est de 1.96% pour la taille de champ 0.5×0.5 cm², 1.32% pour la taille de champ 1×1 cm², 1.1% pour la taille de champ 2×2 cm², et 0.87% pour la taille 3×3 cm². Pour une dalle pulmonaire en cas de repos, 1.76% pour la taille de

champ $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$, 1.12% pour la taille de champ $1 \times 1 \text{ cm}^2$, 1.02% pour la taille de champ $2 \times 2 \text{ cm}^2$, et 0.65% pour la taille $3 \times 3 \text{ cm}^2$. Et enfin pour l'état d'expiration du poumon qui se caractérise par une densité plus grande que celle des deux états précédents 1.51% pour la taille de champ $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$, 0.92% pour la taille de champ $1 \times 1 \text{ cm}^2$, 0.74% pour la taille de champ $2 \times 2 \text{ cm}^2$, et 0.31% pour la taille $3 \times 3 \text{ cm}^2$. On remarque que l'erreur est importante pour le cas d'une petite taille de champ lié à une faible densité et moins important si la densité et la taille de champ augmentent, cette faible densité de la dalle équivalente pulmonaire pour les états qui la caractérise (inspiration, repos et expiration) dans la deuxième région du fantôme 1, rend le nombre de particules chargées rétrodiffusées dans la première région négligeable. Pour ce qui est de la région 2, les points de dose PDD ont été calculés dans différents matériaux (équivalent eau et poumon), et le phénomène physique impliqué dans la région du fantôme 1 sont difficile à être interpréter d'une façon exacte. On remarque un sous dosage important des point PDDs calculés par GATE en les comparant avec ceux calculés par un milieu homogène, avec une moyenne de différence de 14.8% pour une dalle pulmonaire en état d'inspiration, 12.5% pour une dalle en état de repos et 10.88% pour une dalle pulmonaire en état d'expiration pour la taille de champ de $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$, 13.7% pour une dalle pulmonaire en état d'inspiration, 11.8% pour une dalle en état de repos et 10.12% pour une dalle pulmonaire en état d'expiration pour la taille de champ de $1 \times 1 \text{ cm}^2$, pour la taille de champ $2 \times 2 \text{ cm}^2$ on remarque une erreur de 12.8% pour une dalle pulmonaire en état d'inspiration, 10.5% pour une dalle en état de repos et 9.48% pour une dalle pulmonaire en état d'expiration, et finalement 11.74% pour une dalle pulmonaire en état d'inspiration, 9.78% pour une dalle en état de repos et 7.10% pour une dalle pulmonaire en état d'expiration pour la taille de champ de $3 \times 3 \text{ cm}^2$. En ce qui concerne la différence entre les points PDDs calculés par GATE et celui par AAA, elles montrent que AAA ne peut pas prédire avec précision les valeurs PDD dans la deuxième région avec la présence de la dalle équivalente poumon pour les petites tailles de champ 0.5×0.5 , 1×1 et $2 \times 2 \text{ cm}^2$, alors que pour $3 \times 3 \text{ cm}^2$ on constate une concordance entre ces deux codes, et on constate que le système de planification prévoit un surdosage avec une moyenne d'erreur de 12.5% pour une dalle pulmonaire en état d'inspiration, 11.2% pour une dalle en état de repos et 10.44% pour une dalle pulmonaire en état d'expiration pour la taille de champ de $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$, 11.7% pour une dalle pulmonaire en état d'inspiration, 10.8% pour une dalle en état de repos et 9.12% pour une dalle pulmonaire en état d'expiration pour la taille de champ de $1 \times 1 \text{ cm}^2$, pour la taille de champ $2 \times 2 \text{ cm}^2$ on remarque une erreur de 10.8% pour une dalle pulmonaire en état d'inspiration, 9.5% pour une dalle en état de repos et 8.98% pour une dalle pulmonaire en état d'expiration, et finalement 7.74% pour une dalle pulmonaire en état d'inspiration, 4.08% pour une dalle en état de repos et 2.02% pour une dalle pulmonaire en état d'expiration pour la taille de champ de $3 \times 3 \text{ cm}^2$. Ce sous-dosage dans cette région pour les tailles de champ 0.5×0.5 , 1×1 et $2 \times 2 \text{ cm}^2$ pour les 3 états du poumon peut être expliqué à partir de l'effet de déséquilibre électronique latéral qui est plus important pour les petits champs. Les courbes PDD déterminées par le système de planification Eclipse diffèrent des courbes PDD de GATE, parce que les algorithmes de correction d'hétérogénéité considérés dans ce travail ne tiennent pas compte du transport des électrons et ne sont donc pas en mesure d'évaluer le déséquilibre électronique latéral. Ils admettent que le dépôt d'énergie dans le chemin est local, ou soit, toute l'énergie transférée par les photons aux électrons à l'intérieur du champ d'irradiation sera déposée à l'intérieur du champ d'irradiation. Lorsque la distance entre un point d'intérêt dans un champ et le bord du champ est égale ou inférieure à la plage de

Compton pour une énergie donnée, l'interaction de Compton produit un électron qui peut transférer son énergie à un point en dehors du champ de rayonnement. Lorsque la gamme des électrons de Compton produits est la moitié de la taille du champ d'irradiation, toute interaction produira un électron qui peut transférer son énergie à un point en dehors du champ de rayonnement. Par conséquent, même les interactions qui se produisent sur l'axe du faisceau central génèrent des électrons qui ne sont pas remplacés par d'autres électrons générés ailleurs dans le champ et, par conséquent, l'équilibre électronique est perdu.

Tailles de champ (cm ²)	Différence de la dose relative (%)		
	Inspiration	Repos	Expiration
0.5x0.5	7.88	7.21	6.51
1x1	5.02	4.98	4.01
2x2	3.83	3.21	2.85
3x3	1.27	1.03	0.74

TAB. 4.4 : Les valeurs de la différence de la dose relative entre les PDDs calculés par GATE et AAA dans le fantôme 1 représentant les trois états de la dalle pulmonaire pour les tailles de champ 0.5x0.5, 1x1, 2x2 et 3x3 cm².

En ce qui concerne la région 3, qui correspond à la région de dose de sortie, nous remarquons que tous les points de dose calculés dans la région du fantôme 1 sont toujours plus élevés que ceux calculés dans la même région dans un fantôme d'eau homogène, et cela est dû au fait que les photons ont été atténués dans la première région, traversée de manière transparente par la seconde région (faible densité). Cette région est également affectée par les électrons secondaires de méga tension qui ont été créés par le faisceaux de photon dans la première région et sont arrivés dans la troisième région après avoir traversé un milieu de densité inférieure (région 2). Après tout, nous pouvons dire que nos résultats prouvent les comportements physiques prédits impliqués dans l'irradiation d'un fantôme avec l'inclusion de dalle équivalent poumon par un faisceau de photons de méga tension. On remarque aussi une différence entre AAA et GATE dans la troisième région de 6.8% pour une dalle pulmonaire en état d'inspiration , 3.5% pour une dalle en état de repos et 2.88% pour une dalle pulmonaire en état d'expiration pour la taille de champ de 0.5x0.5 cm², 4.7% pour une dalle pulmonaire en état d'inspiration , 2.8% pour une dalle en état de repos et 1.12% pour une dalle pulmonaire en état d'expiration pour la taille de champ de 1x1 cm², pour la taille de champ 2x2 cm² on remarque une erreur de 2.8% pour une dalle pulmonaire en état d'inspiration , 1.85% pour une dalle en état de repos et 1.48% pour une dalle pulmonaire en état d'expiration, et finalement 1.74% pour une dalle pulmonaire en état d'inspiration , 0.78% pour une dalle en état de repos et 0.10% pour une dalle pulmonaire en état d'expiration pour la taille de champ de 3x3cm². Ces erreurs sont dus à cause de l'effet de la dalle équivalente poumon dans la deuxième région et l'incapacité du AAA d'évaluer le déséquilibre électronique, plus la densité est faible plus l'erreur entre GATE et AAA est important pour les tailles de champ inférieur à 3x3 cm², dans le tableau 4.4 on présente la différence de la dose relative entre GATE et AAA pour les quatre tailles de champ étudié des trois états pulmonaire.

4.3.2 Application dans un milieu osseux

Afin de comparer avec précision les courbes PDD dans la figure 4.8, 4.9 et 4.10 produite dans un fantôme d'eau homogène avec celle produite dans le fantôme 2 pour les trois différentes densités respectivement l'os interne, cortical et plat pour les tailles de champ 0.5×0.5 , 1×1 , 2×2 et $3 \times 3 \text{ cm}^2$, il est important de considérer trois régions séparées comme suit : Région 1 : comprise entre 1 et 5 cm défini comme un milieu homogène. Région 2 : pour une profondeur allant de 5 à 10 cm caractérisée par une dalle équivalente os et la région 3 à partir 10 cm de profondeur caractérisée par un milieu homogène.

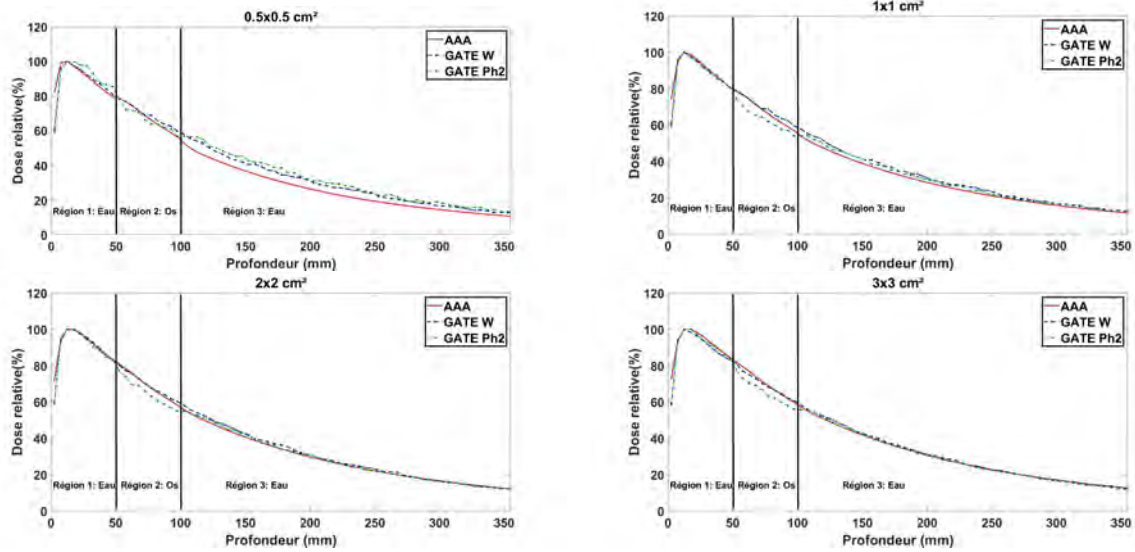


FIG. 4.8 : Comparaison des PDDs calculés par GATE et AAA pour une dalle d'os interne et celui de l'eau (homogène) pour les tailles de champ 0.5×0.5 , 1×1 , 2×2 et $3 \times 3 \text{ cm}^2$.

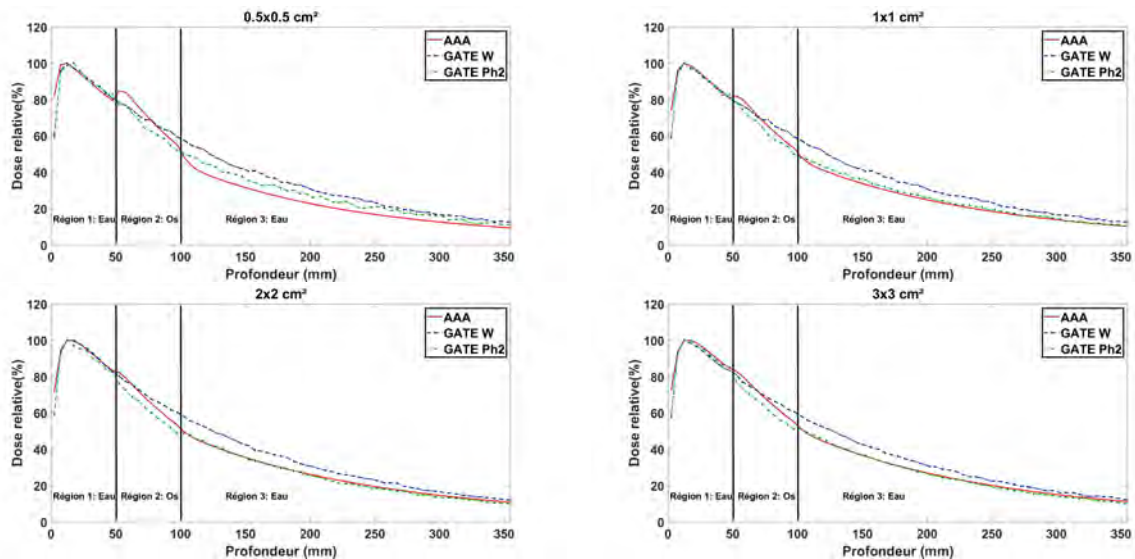


FIG. 4.9 : Comparaison des PDDs calculés par GATE et AAA pour une dalle d'os cortical et celui de l'eau (homogène) pour les tailles de champ 0.5×0.5 , 1×1 , 2×2 et $3 \times 3 \text{ cm}^2$.

Dans la région 1, les valeurs de dose relatives aux points PDD calculées par GATE à l'intérieur du fantôme 2 sont légèrement en désaccord avec celles associées à la même

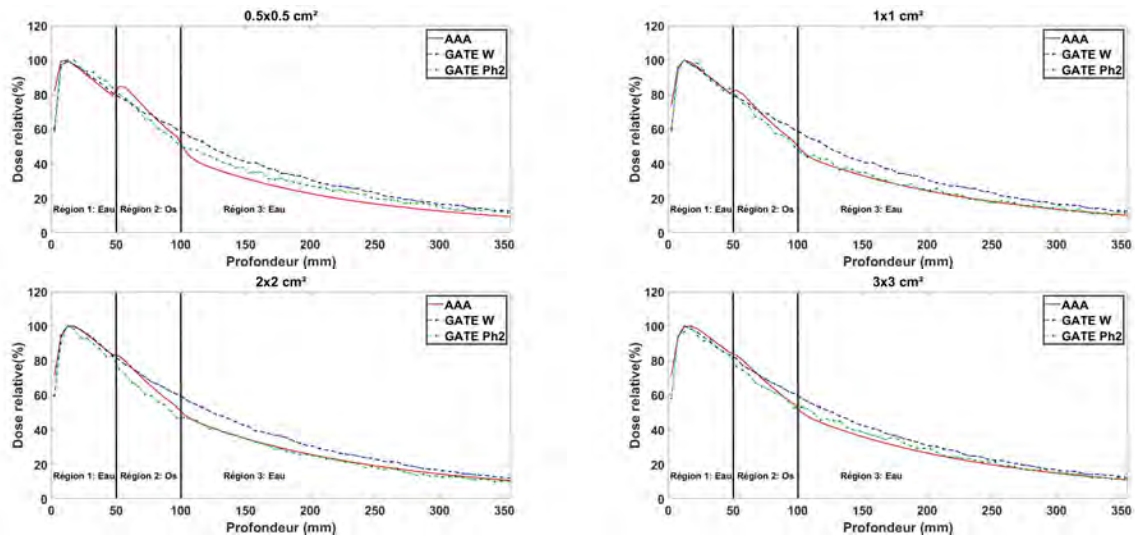


FIG. 4.10 : Comparaison des PDDs calculés par GATE et AAA pour une dalle d'os plat et celui de l'eau (homogène) pour les tailles de champ 0.5x0.5, 1x1, 2x2 et 3x3 cm².

région dans un fantôme d'eau homogène pour toutes les tailles de champ. On constate une moyenne d'erreur de 1.99% entre les PDDs dans un milieu homogène et celle du fantôme 1 calculés par GATE pour le l'os interne, 1.32% pour l'os cortical et 2.41% en cas de la présence d'une dalle d'os plat pour une taille de champ 0.5x0.5 cm², 0.5% pour le cas d'os interne, 0.98% pour le cas d'os cortical et 1.02% dans le cas d'os plat pour une taille de champ 1x1 cm², pour le champ 2x2 on remarque une différence de 0.33% pour le cas d'os interne, 0.86% pour le cas d'os cortical et 1.51% dans le cas d'os plat, et finalement nous avons 0.21% pour le cas d'os interne, 0.44% pour le cas d'os cortical et 0.74% dans le cas d'os plat pour une taille de champ de 3x3 cm². On remarque aussi que l'erreur entre les points PDDs calculés par GATE et celui par AAA dans la figure 4.8 est de 1.96% pour le cas d'os interne, 1.38% pour le cas d'os cortical et 1.32% dans le cas d'os plat pour une taille de champ 0.5x0.5 cm², pour le champ 1x1 on remarque une erreur de 0.33% pour le cas d'os interne, 0.46% pour le cas d'os cortical et 0.81% dans le cas d'os plat, on constate aussi une erreur de 0.21% pour le cas d'os interne, 0.74% pour le cas d'os cortical et 0.94% dans le cas d'os plat pour une taille de champ de 2x2 cm², alors pour le champ 3x3 cm² une erreur de 0.13% pour le cas d'os interne, 0.46% pour le cas d'os cortical et 0.98% dans le cas d'os plat a été remarquée. La signification de ces erreurs spécialement pour les tailles de champ 0.5x0.5 et 1x1 cm² est dû au fait que les électrons secondaires à haute énergie se sont rétrodiffusés dans une dalle équivalent os (Région 2) et ont déposé leurs énergies dans cette région. Étant donné que l'épaisseur de la dalle d'équivalent osseux est relativement faible, les écarts entre les points de dose calculés dans les deux matériaux distincts sont en fait plus faibles. En ce qui concerne la région 2, qui est caractérisée par une plaque d'équivalent osseuse, nous avons observé une légère diminution des valeurs de dose par rapport à celles de la même région dans un fantôme d'eau homogène. Cela peut s'expliquer par le fait que la dalle osseuse a un coefficient d'atténuation élevé et semble opaque au faisceau de photons en raison de ses propriétés chimiques ; par conséquent, les valeurs de dose ont rapidement diminué. On remarque aussi un build-up pour AAA pour toutes les tailles de champ avec une différence par rapport à GATE de 0.96% pour le cas d'os interne, 1.88% pour le cas d'os cortical et 2.32% dans le cas d'os plat pour une taille de champ 0.5x0.5 cm², pour le champ 1x1 on remarque une erreur de 0.83% pour le cas

d'os interne, 1.46% pour le cas d'os cortical et 1.81% dans le cas d'os plat, on constate aussi une erreur de 1.21% pour le cas d'os interne, 1.74% pour le cas d'os cortical et 2.24% dans le cas d'os plat pour une taille de champ de 2x2 cm², alors pour le champ 3x3 cm² une erreur de 1.13% pour le cas d'os interne, 1.46% pour le cas d'os cortical et 1.98% dans le cas d'os plat a été remarquée.

Tailles de champ (cm ²)	Différence de la dose relative (%)		
	Inspiration	Repos	Expiration
0.5x0.5	5.23	7.21	8.03
1x1	4.23	7.01	7.82
2x2	3.73	6.12	6.74
3x3	3.02	5.74	6.07

TAB. 4.5 : Les valeurs de la différence de la dose relative entre les PDDs calculés par GATE et AAA dans le fantôme 1 représentant les trois dalles osseuses pour les tailles de champ 0.5x0.5, 1x1, 2x2 et 3x3 cm².

Le décalage entre les résultats AAA et GATE à l'entrée et à la sortie du milieu osseux peut être attribué aux différences dans la modélisation de la rétrodiffusion reconstruite à l'interface eau-os ainsi que le changement spectral dans le faisceau après avoir traversé l'os [158]. Cela est dû à la diminution du nombre d'électrons générés par l'os et à l'augmentation des électrons provenant de l'eau. Puisque les électrons qui sont générés à partir de l'os auraient subi une diffusion plus grande dans un matériau de nombre atomique élevé et éjecté de l'os d'une manière isotrope résultant en une accumulation de dose. De plus, l'effet des changements spectraux du faisceau après l'hétérogénéité est également observé. Une autre source de divergence entre les calculs GATE et AAA est l'augmentation de la diffusion de faible énergie qui est incorporée par GATE, mais pas par AAA. Cette prévision de la dose accrue par AAA à proximité et autour de l'hétérogénéité résulte de la surestimation du build-up et du build-down pour AAA [167].

Pour la troisième région, la dose a diminué par rapport à celles obtenues dans la même région pour toutes les tailles de champ d'un fantôme d'eau homogène pour GATE et AAA en présence de l'os cortical et interne alors qu'on remarque une concordance entre GATE et AAA pour l'os interne d'une part et le fantôme homogène d'autre part qui se rapprochent en terme de densité. Ce sous dosage qui peut également s'expliquer par le fait que la dalle équivalent en os brise une petite partie d'un faisceau de photons méga-tension qui quitte la première région, une grande partie est atténuée dans la deuxième région, alors que le reste sera atténué dans la troisième région. Une légère différence entre GATE et AAA dans la troisième région a été remarquée pour les tailles de champ 1x1, 2x2 et 3x3 cm², alors qu'une différence importante pour le champ 0.5x0.5 cm² a été observé en ce qui concerne les trois cas d'os étudiés avec une erreur de 1.16% pour le cas d'os interne, 1.98% pour le cas d'os cortical et 2.29% dans le cas d'os plat, pour le champ 1x1 on remarque une erreur de 0.83% pour le cas d'os interne, 1.26% pour le cas d'os cortical et 1.71% dans le cas d'os plat, on constate aussi une erreur de 0.85 % pour le cas d'os interne, 1.04% pour le cas d'os cortical et 1.24% dans le cas d'os plat pour une taille de champ de 2x2 cm², alors pour le champ 3x3 cm² une erreur de 0.13% pour le cas d'os interne, 0.46% pour le cas d'os cortical et 0.98% dans le cas d'os plat a été remarquée. L'importante erreur observé pour la taille de champ 0.5x0.5 cm² est dû au déséquilibre électronique causé par

cette petite taille de champ dans la première région, dans le tableau 4.5 on présente la différence de la dose relative entre GATE et AAA pour les quatre tailles de champ étudié des trois dalles osseuses étudiés.

4.3.3 Application dans un milieu complexe : Osseux - pulmonaire

L'étude du fantôme 3 qui est caractérisé par une dalle osseuse et une dalle pulmonaire concerne la combinaison des trois états du poumon (inspiration, repos et expiration) avec chaque cas caractérisant la dalle osseuse (interne, cortical et plat). Le fantôme 3 se constitue pour la première partie de cette étude d'une dalle os interne suivi de la dalle pulmonaire caractérisée par ses trois situations nommées précédemment. Comme le montre les figures 4.11, 4.12 et 4.13.

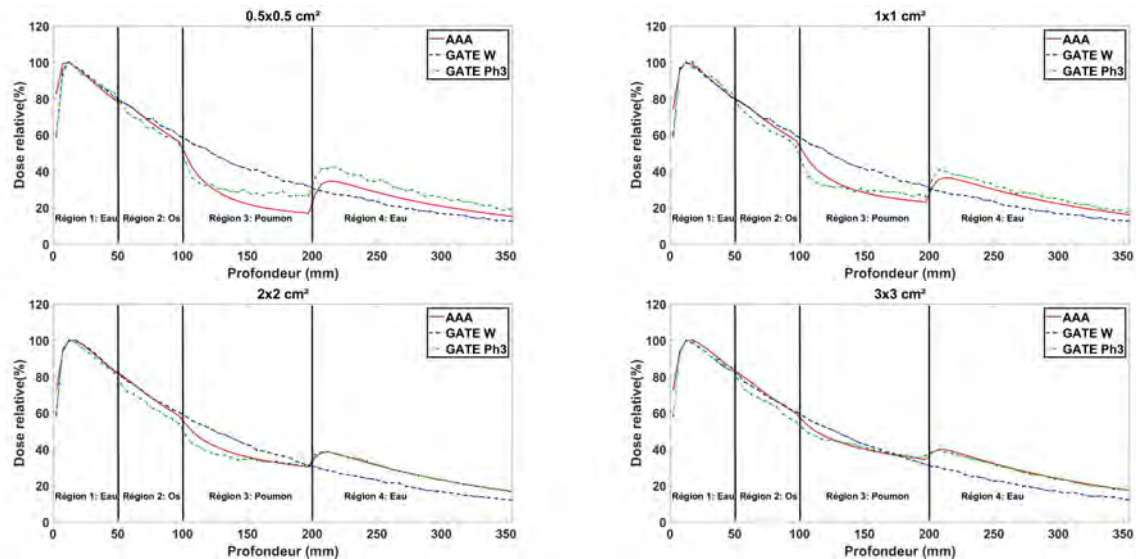


FIG. 4.11 : Comparaison des PDDs calculés par GATE et AAA pour une dalle d'os interne et de la dalle pulmonaire en état d'inspiration, et celui de l'eau (homogène) pour les tailles de champ 0.5x0.5, 1x1, 2x2 et 3x3 cm².

En deuxième partie, l'étude a été menée avec une dalle osseuse cortical d'une densité élevée (Tableau 4.1) les figures 4.14, 4.15 et 4.16 présentent les courbes PDD produites dans les fantômes, à savoir un fantôme d'eau homogène et le fantôme 3 par GATE et AAA caractérisé par la présence des deux dalles équivalentes os cortical et les trois états du poumon respectivement pour les tailles de champ 0.5x0.5, 1x1, 2x2 et 3x3 cm².

Alors qu'en dernière partie, l'étude du fantôme 3 s'est menée sur une dalle osseuse plat suivi des trois états caractérisant la dalle pulmonaire comme le montre les figures 4.17, 4.18 et 4.19.

On considère à partir de ces figures quatre régions distinctes, afin de comparer les courbes PDDs calculés par GATE et AAA dans chaque fantôme. A savoir la première région qui représente un milieu homogène pour une profondeur inférieure à 5cm. pour la deuxième région une présence de la dalle équivalente os (interne, cortical et plat) pour une profondeur comprise entre 5 et 10 cm, la troisième avec une dalle équivalente poumon

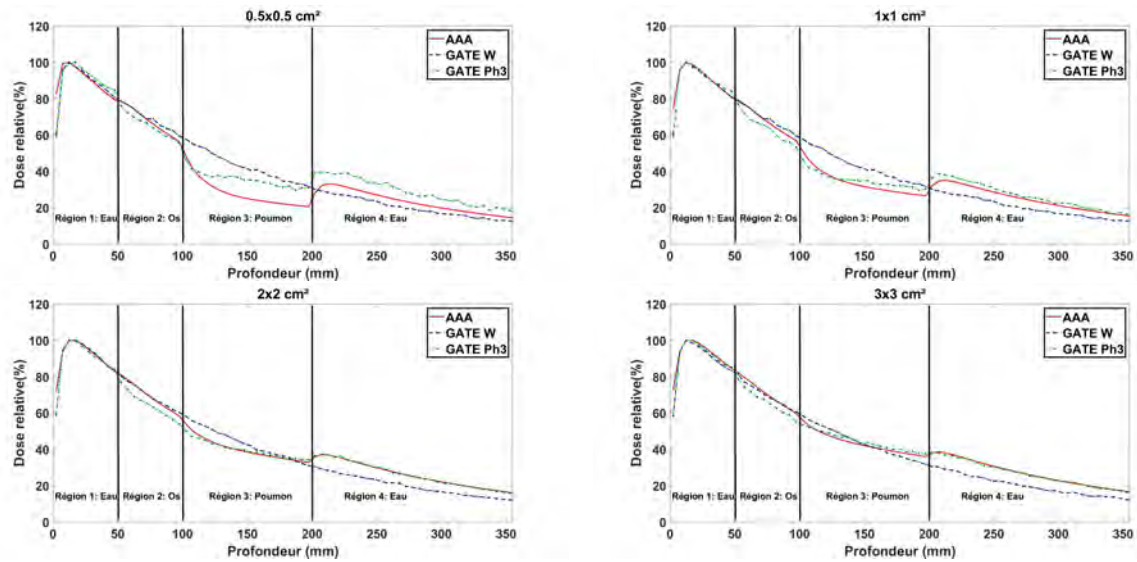


FIG. 4.12 : Comparaison des PDDs calculés par GATE et AAA pour une dalle d'os interne et de la dalle pulmonaire en état de repos, et celui de l'eau (homogène) pour les tailles de champ 0.5x0.5, 1x1, 2x2 et 3x3 cm².

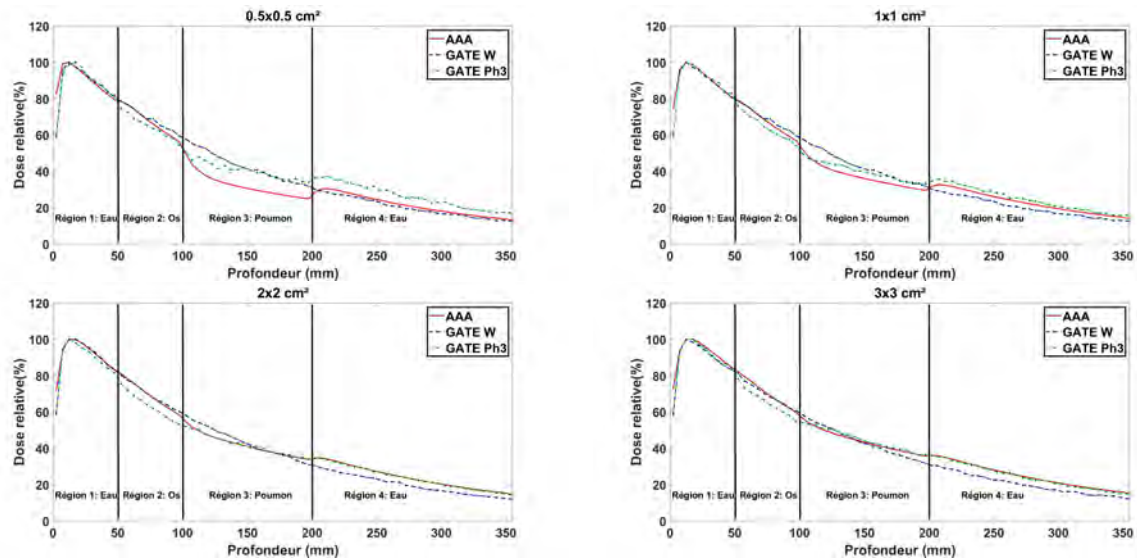


FIG. 4.13 : Comparaison des PDDs calculés par GATE et AAA pour une dalle d'os interne et de la dalle pulmonaire en état d'expiration, et celui de l'eau (homogène) pour les tailles de champ 0.5x0.5, 1x1, 2x2 et 3x3 cm².

pour une profondeur allant de 10 à 20 cm et la région 4 qui représente un milieu homogène pour une profondeur supérieure à 20 cm.

On constate d'après les résultats, que dans la région 1, un léger désaccord des valeurs de dose relatives aux points PDD calculés par GATE à l'intérieur du fantôme 3 avec celles associées à la même région dans un fantôme d'eau homogène pour toutes les tailles de champ. On constate une moyenne d'erreur similaire à celle calculée dans l'étude du fantôme 2. On remarque aussi que l'erreur entre les points PDDs calculés par GATE et celui par AAA pour la première région sont les mêmes que ceux calculés dans l'étude du fantôme 2 pour les tailles de champ 0.5x0.5, 1x1, 2x2 et 3x3 cm². Ce léger désaccord est dû aux électrons secondaires à haute énergie rétrodiffusé dans les dalles osseuses (Région

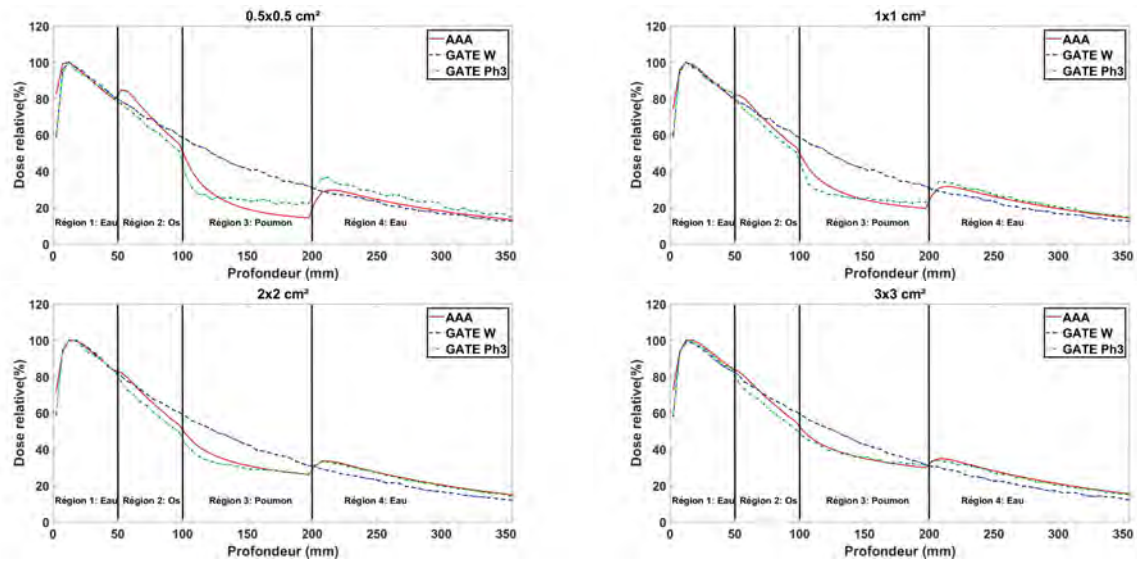


FIG. 4.14 : Comparaison des PDDs calculés par GATE et AAA pour une dalle d'os cortical et de la dalle pulmonaire en état d'inspiration, et celui de l'eau (homogène) pour les tailles de champ 0.5×0.5 , 1×1 , 2×2 et 3×3 cm².

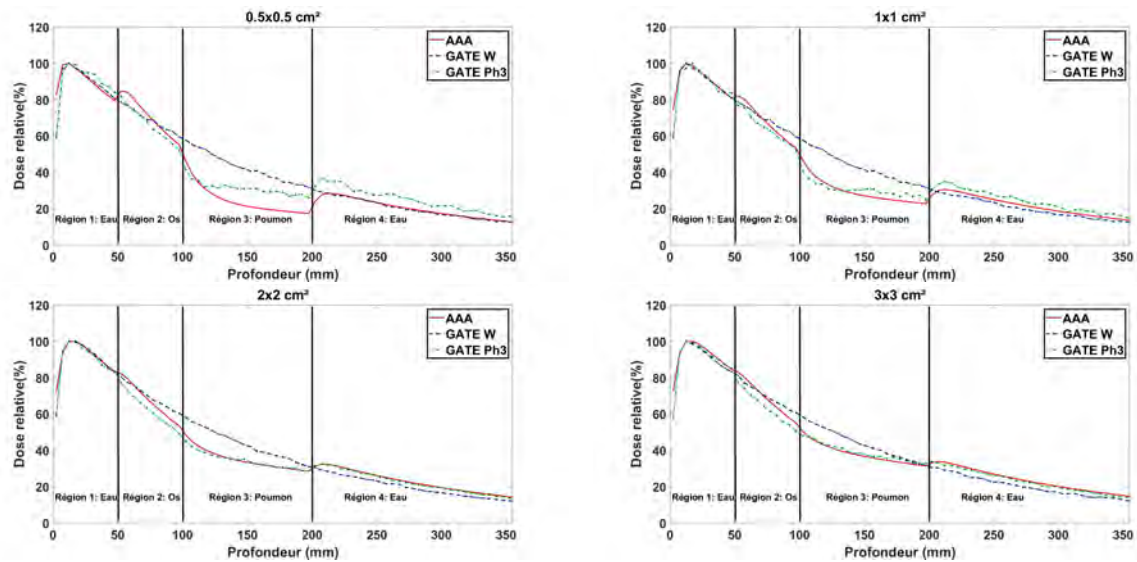


FIG. 4.15 : Comparaison des PDDs calculés par GATE et AAA pour une dalle d'os cortical et de la dalle pulmonaire en état de repos, et celui de l'eau (homogène) pour les tailles de champ 0.5×0.5 , 1×1 , 2×2 et 3×3 cm².

2) de faible épaisseur (5 cm) qui ont déposé leurs énergies dans cette région. En ce qui concerne la deuxième région, le sous-dosage de GATE et AAA est le même remarqué dans l'étude précédente avec les mêmes différences calculées entre les points des PDDs pour toutes les tailles de champ. On remarque aussi que le désaccord entre GATE et AAA est similaire à celui trouvé dans l'étude du fantôme 2 pour toutes les tailles de champ. Dans la troisième région, où une partie de l'eau est remplacée par une dalle équivalente au poumon pour les trois états qui la forme, comme dans le cas du fantôme 1, nous remarquons que les changements de dose présentent le même état que celui de la deuxième région de la première étude, mais la présence de la dalle osseuse dans la deuxième région, a réduit légèrement l'écart de dose dans la troisième région pour toutes

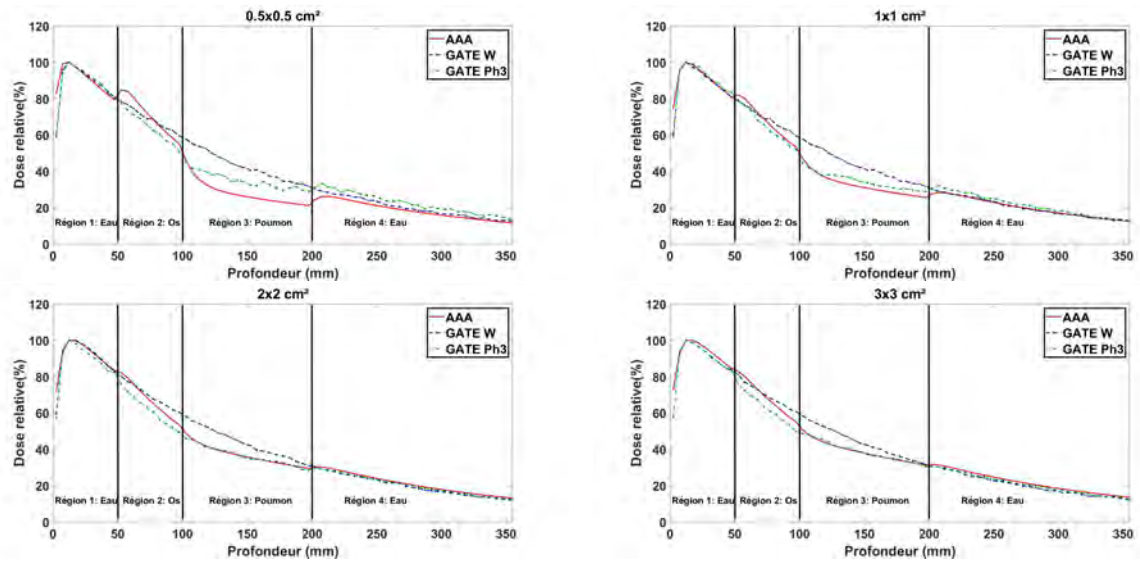


FIG. 4.16 : Comparaison des PDDs calculés par GATE et AAA pour une dalle d'os cortical et de la dalle pulmonaire en état d'expiration, et celui de l'eau (homogène) pour les tailles de champ 0.5×0.5 , 1×1 , 2×2 et 3×3 cm².

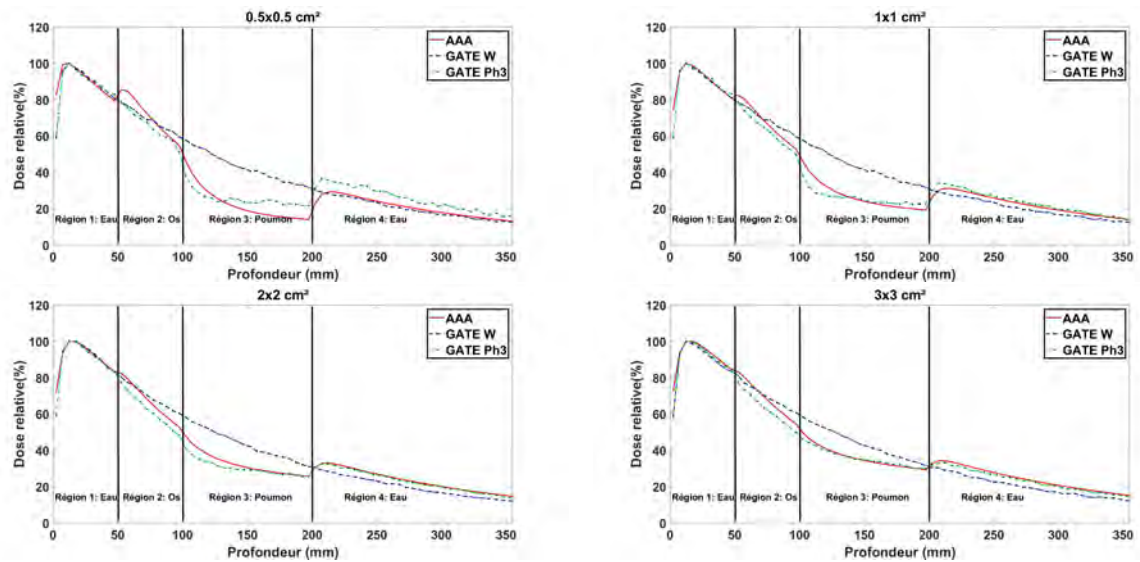


FIG. 4.17 : Comparaison des PDDs calculés par GATE et AAA pour une dalle d'os plat et de la dalle pulmonaire en état d'inspiration, et celui de l'eau (homogène) pour les tailles de champ 0.5×0.5 , 1×1 , 2×2 et 3×3 cm².

les tailles de champ. Le calcul d'erreur entre les PDDs calculés par GATE dans un fantôme homogène et celle pour le fantôme 3 a été optimisé avec 11.5 % pour une dalle pulmonaire en état d'inspiration , 9.5% pour une dalle en état de repos et 4.4% pour une dalle pulmonaire en état d'expiration pour la taille de champ de 0.5×0.5 cm², 10.17% pour une dalle pulmonaire en état d'inspiration , 6.8% pour une dalle en état de repos et 2.12% pour une dalle pulmonaire en état d'expiration pour la taille de champ de 1×1 cm², en ce qui concerne la taille de champ 2×2 cm² on remarque une erreur de 8.88% pour une dalle pulmonaire en état d'inspiration , 5.5% pour une dalle en état de repos et 1.48% pour une dalle pulmonaire en état d'expiration, et finalement nous avons 5.74% pour une dalle pulmonaire en état d'inspiration , 2.78% pour une dalle en état de repos et 0.98%

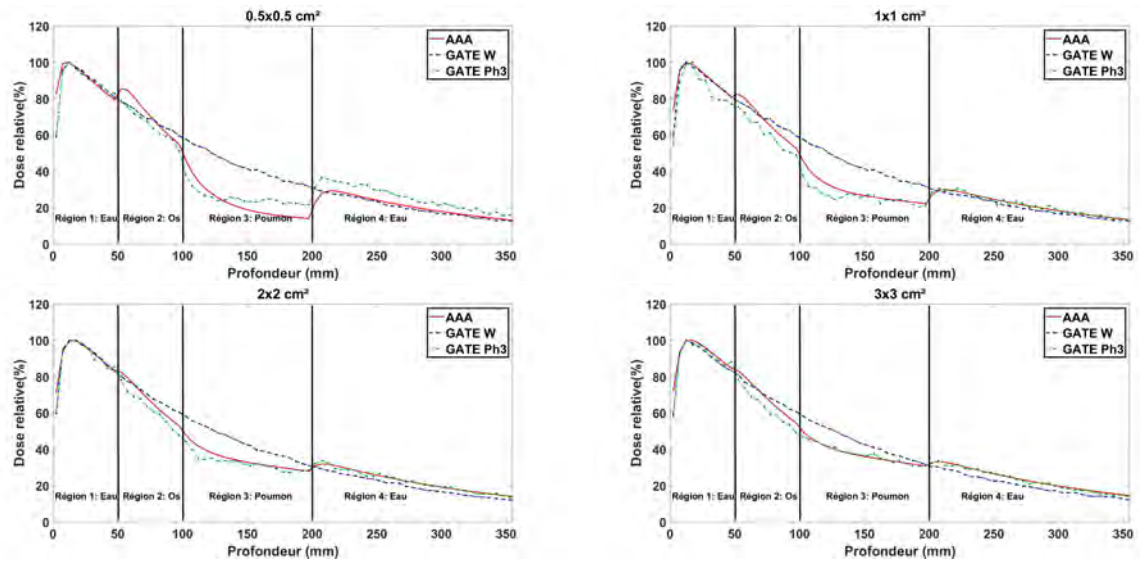


FIG. 4.18 : Comparaison des PDDs calculés par GATE et AAA pour une dalle d'os plat et de la dalle pulmonaire en état de repos, et celui de l'eau (homogène) pour les tailles de champ 0.5×0.5 , 1×1 , 2×2 et 3×3 cm².

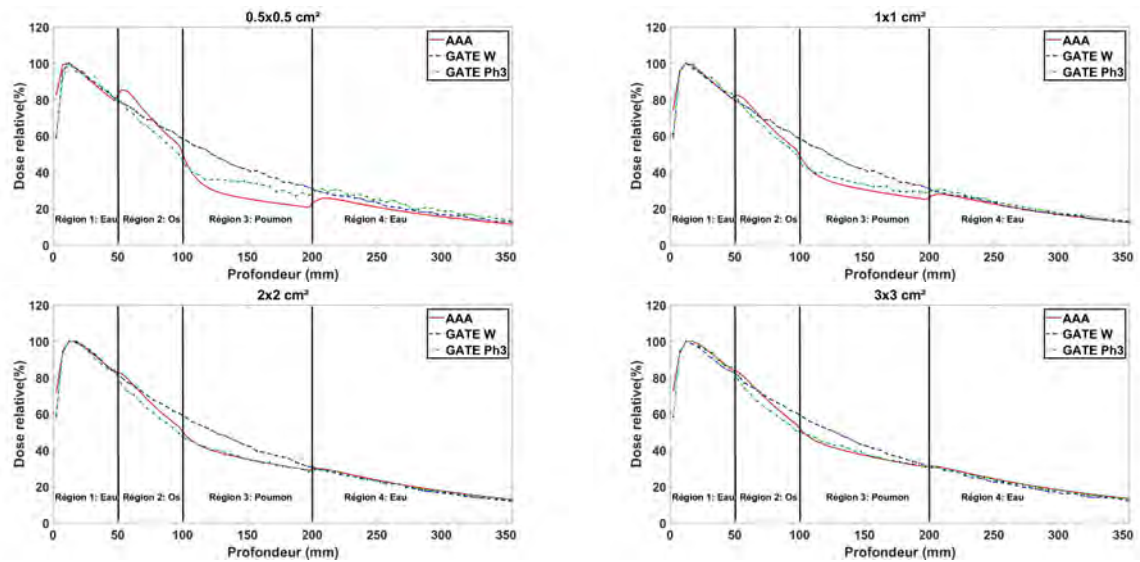


FIG. 4.19 : Comparaison des PDDs calculés par GATE et AAA pour une dalle d'os plat et de la dalle pulmonaire en état d'expiration, et celui de l'eau (homogène) pour les tailles de champ 0.5×0.5 , 1×1 , 2×2 et 3×3 cm².

pour une dalle pulmonaire en état d'expiration pour la taille de champ de 3×3 cm². En ce qui concerne la différence entre les points PDDs calculés par GATE et celui par AAA, les erreurs calculées sont les mêmes présentées dans l'étude du fantôme 1, avec une sous-estimation importante pour les tailles de champ 0.5×0.5 et 1×1 cm² pour les trois cas des dalles pulmonaires, ce problème est dû principalement à la mauvaise estimation de AAA par rapport à GATE de l'énergie déposée par les électrons secondaires dans la dalle équivalente os. Cette erreur varie en fonction de la densité du poumon, plus la densité est faible plus l'erreur est importante. En ce qui concerne la quatrième, elle présente presque le même comportement observé dans la troisième région de la première étude, mais la variation de dose dans cette région avec celle calculée dans la même région d'un fantôme

d'eau homogène est diminuée grâce à la dalle équivalente os située dans la deuxième région alors que l'erreur entre GATE et AAA reste le même et qui pourra être dû à l'augmentation de la diffusion de faible énergie [167]. Ces types de changements spectraux introduisent une incertitude dans les corrections pour la construction des build-up dans le cas du AAA, ce qui entraîne une erreur systématique qui peut être plus grande pour les taille des champs inférieur à $2 \times 2 \text{ cm}^2$ et lorsqu'il existe des différences significatives dans les densités [167]. Le tableau 4.6 on présente la différence de la dose relative entre GATE et AAA pour les quatre tailles de champ étudié d'une dalle d'os interne et les trois états de dalle pulmonaire.

Tailles de champ (cm^2)	Différence de la dose relative (%)		
	Inspiration	Repos	Expiration
0.5x0.5	8.59	7.85	7.02
1x1	5.87	5.44	4.45
2x2	4.15	3.87	3.41
3x3	1.87	1.44	0.97

TAB. 4.6 : Les valeurs de la différence de la dose relative entre les PDDs calculés par GATE et AAA dans le fantôme 3 pour une d'os interne et une dalle pulmonaire représentant les trois états pour les tailles de champ 0.5x0.5, 1x1, 2x2 et 3x3 cm^2 .

Tailles de champ (cm^2)	Différence de la dose relative (%)		
	Inspiration	Repos	Expiration
0.5x0.5	9.41	8.23	7.85
1x1	7.32	7.88	6.14
2x2	6.47	5.87	5.02
3x3	4.56	3.21	2.85

TAB. 4.7 : Les valeurs de la différence de la dose relative entre les PDDs calculés par GATE et AAA dans le fantôme 3 pour une dalle d'os cortical et une dalle pulmonaire représentant les trois états pour les tailles de champ 0.5x0.5, 1x1, 2x2 et 3x3 cm^2 .

Tailles de champ (cm^2)	Différence de la dose relative (%)		
	Inspiration	Repos	Expiration
0.5x0.5	9.84	8.57	7.98
1x1	7.65	8.07	6.54
2x2	7.01	6.13	5.64
3x3	4.87	3.65	3.01

TAB. 4.8 : Les valeurs de la différence de la dose relative entre les PDDs calculés par GATE et AAA dans le fantôme 3 pour une dalle d'os plat et une dalle pulmonaire représentant les trois états pour les tailles de champ 0.5x0.5, 1x1, 2x2 et 3x3 cm^2 .

4.4 Etude dosimétrique des faisceaux de photons pour les grandes tailles de champ

4.4.1 Application dans un milieu pulmonaire

Similairement aux études des petites tailles de champ, Les figures 4.20, 4.21 et 4.22 présentent les courbes PDDs produites dans le fantôme 1 caractérisé par la présence de la dalle pulmonaire dans ses trois états (inspiration, repos et expiration) par GATE et AAA ainsi que dans un fantôme homogène. Afin de comparer avec précision les courbes PDD pour les tailles de champ 10×10 , 15×15 et 20×20 cm².

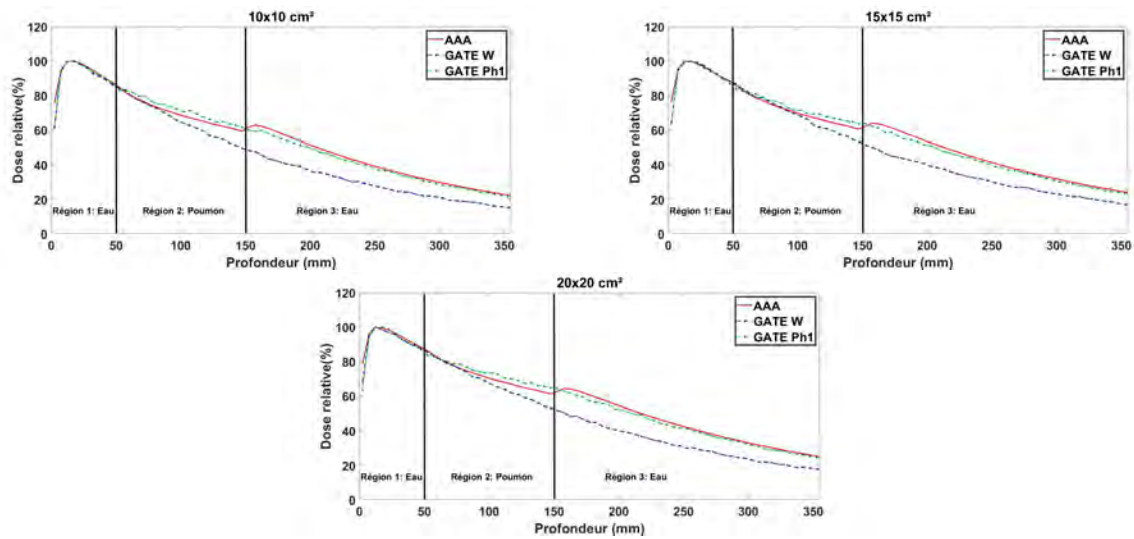


FIG. 4.20 : Comparaison des PDDs calculés par GATE et AAA pour une dalle pulmonaire en état d'inspiration et celui de l'eau (homogène) pour les tailles de champ 10×10 , 15×15 et 20×20 cm².

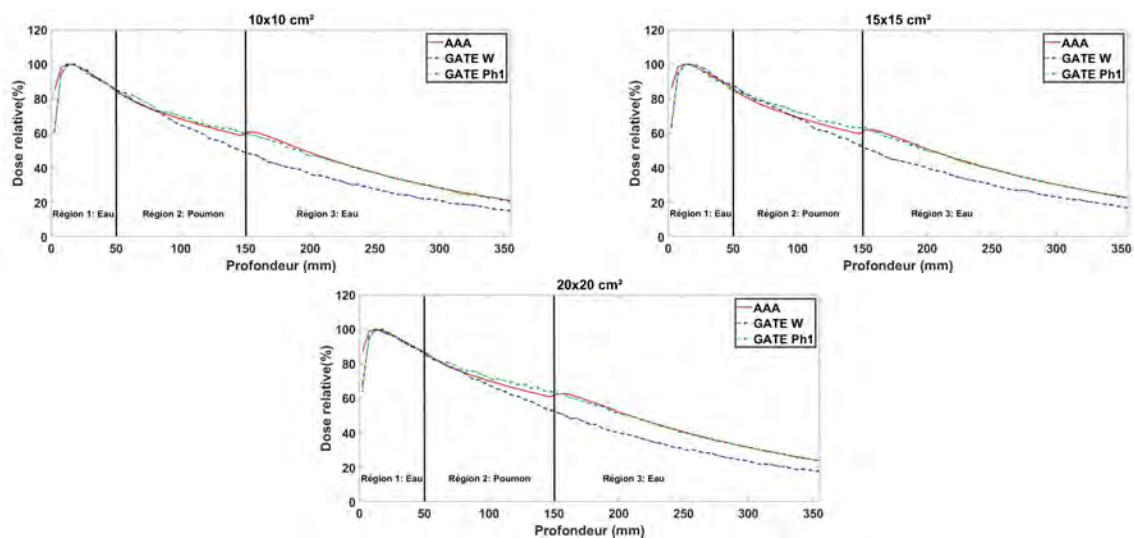


FIG. 4.21 : Comparaison des PDDs calculés par GATE et AAA pour une dalle pulmonaire en état de repos et celui de l'eau (homogène) pour les tailles de champ 10×10 , 15×15 et 20×20 cm².

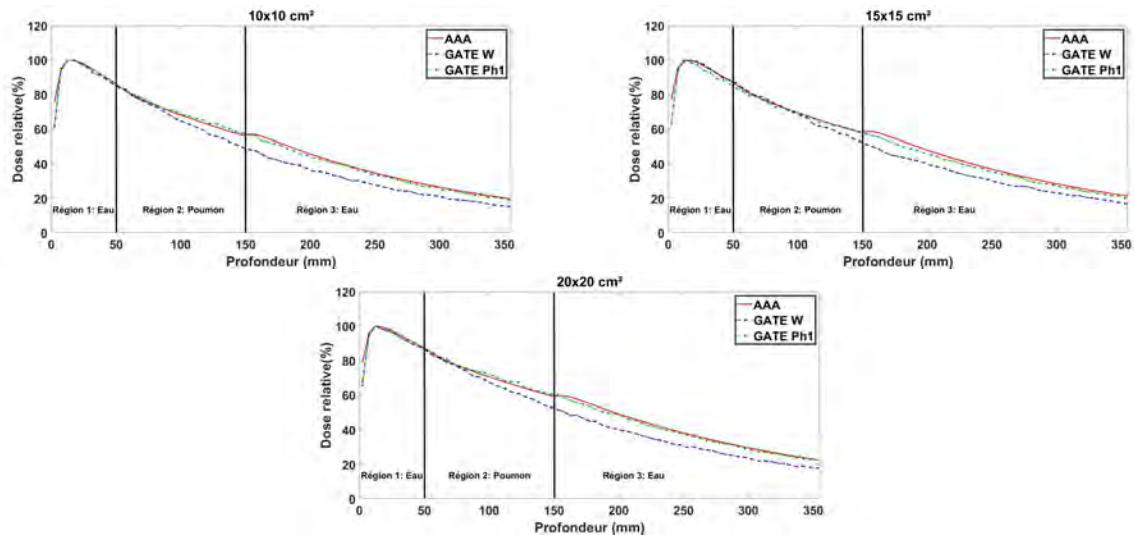


FIG. 4.22 : Comparaison des PDDs calculés par GATE et AAA pour une dalle pulmonaire en état d'expiration et celui de l'eau (homogène) pour les tailles de champ 10x10, 15x15 et 20x20 cm².

Pour les trois figures, on remarque une légère différence dans la première région entre les valeurs des points PDD calculés par GATE et AAA à l'intérieur du fantôme 1 et celle du fantôme homogène pour toutes les tailles de champ. Ces figures nous montrent une moyenne d'erreur de 0.8% entre les PDDs dans un milieu homogène et celle du fantôme 1 calculés par GATE et AAA pour le cas d'inspiration, 0.74% pour le cas de repos et 0.68% dans le cas d'expiration pour une taille de champ 10x10 cm², 0.75% pour le cas d'inspiration, 0.68% pour le cas de repos et 0.62% dans le cas d'expiration pour une taille de champ 15x15 cm², 0.73% pour le cas d'inspiration, 0.56% pour le cas de repos et 0.41% dans le cas d'expiration pour une taille de champ 20x20 cm, cette diminution d'erreur dans ces trois cas est dû totalement à la densité pulmonaire de chaque cas. On remarque aussi que l'erreur entre les points PDDs calculés par GATE et celui par AAA dans la figure 4.20 est de 0.76% pour la taille de champ 10x10 cm², 0.62% pour la taille de champ 15x15 cm² et 0.61% pour la taille de champ 20x20 cm pour une dalle pulmonaire en cas d'inspiration. Pour une dalle pulmonaire en cas de repos, 0.76% pour la taille de champ 10x10 cm², 0.72% pour la taille de champ 15x15 cm² et 0.71% pour la taille de champ 20x20 cm². Et enfin pour l'état d'expiration du poumon qui se caractérise par une densité plus grande que celle des deux états précédents 0.71% pour la taille de champ 10x10 cm², 0.72% pour la taille de champ 15x15 cm² et 0.71% pour la taille de champ 20x20 cm².

Pour ce qui est de la région 2, on remarque un sur dosage important des point PDDs calculés par GATE en les comparant avec ceux calculés par un milieu homogène, avec une moyenne de différence de 9.8% pour une dalle pulmonaire en état d'inspiration, 8.5% pour une dalle en état de repos et 6.88% pour une dalle pulmonaire en état d'expiration pour la taille de champ de 10x10 cm², 9.7% pour une dalle pulmonaire en état d'inspiration, 8.82% pour une dalle en état de repos et 6.12% pour une dalle pulmonaire en état d'expiration pour la taille de champ de 15x15 cm², pour la taille de champ 20x20 cm² on remarque une erreur de 9.8% pour une dalle pulmonaire en état d'inspiration, 7.5% pour une dalle en état de repos et 6.48% pour une dalle pulmonaire en état d'expiration. En ce qui concerne la différence entre les points PDDs calculés par GATE et celui par AAA, on

constate une légère différence entre ces deux codes pour les trois tailles de champ étudié des trois états du poumon étudiés, et on constate que le système de planification prévoit un sous-dosage avec une moyenne d'erreur de 3.5% pour une dalle pulmonaire en état d'inspiration, 2.2% pour une dalle en état de repos et 1.44% pour une dalle pulmonaire en état d'expiration pour la taille de champ de 10x10 cm², 2.7% pour une dalle pulmonaire en état d'inspiration, 1.8% pour une dalle en état de repos et 1.12% pour une dalle pulmonaire en état d'expiration pour la taille de champ de 15x15 cm², pour la taille de champ 20x20 cm² on remarque une erreur de 1.8% pour une dalle pulmonaire en état d'inspiration, 1.5% pour une dalle en état de repos et 0.98% pour une dalle pulmonaire en état d'expiration. En ce qui concerne la région 3, qui correspond à la région de dose de sortie, nous remarquons que tous les points de dose calculés dans la région du fantôme 1 sont toujours plus élevés que ceux calculés dans la même région dans un fantôme d'eau homogène qui correspond au même comportement pour les petites tailles de champ. On remarque aussi une très légère différence entre AAA et GATE dans la troisième région de 1.8% pour une dalle pulmonaire en état d'inspiration, 0.95% pour une dalle en état de repos et 0.88% pour une dalle pulmonaire en état d'expiration pour la taille de champ de 10x10 cm², 1.77% pour une dalle pulmonaire en état d'inspiration, 0.88% pour une dalle en état de repos et 0.52% pour une dalle pulmonaire en état d'expiration pour la taille de champ de 15x15 cm², pour la taille de champ 20x20 cm² on remarque une erreur de 1.58% pour une dalle pulmonaire en état d'inspiration, 0.85% pour une dalle en état de repos et 0.48% pour une dalle pulmonaire en état d'expiration. L'atténuation du faisceau clinique pour les tailles de champ 10x10, 15x15 et 20x20 cm² est régie par un certain nombre de coefficients d'atténuation qui dépendent fortement des caractéristiques du faisceau de photons et aussi de l'épaisseur du milieu absorbé. Comme la densité de l'équivalent pulmonaire est faible, la quasi-totalité des photons multi-énergétiques vont être atténués jusqu'à la troisième région. En outre, la deuxième région peut être subdivisée en deux sous-régions distinctes; la sous-région 1, où les points de dose ont des valeurs plus petites que celles obtenues dans le milieu aquatique, cela est dû principalement au fait que les électrons secondaires qui sont à l'origine créés par un faisceau de photons de 6 MV dans la région 1 arriveront à la région 2 afin de déposer leurs énergies, alors que les valeurs des points de dose dans la sous-région 2 sont supérieures à celles obtenues dans la même région en milieu homogène, ce qui en résulte principalement des électrons secondaires de haute énergie qui sont créés dans la région 3 et après cela sont rétrodiffusés dans la région 2. En ce qui concerne la région 3, qui correspond à la région de dose de sortie, nous remarquons que tous les points de dose calculés dans la région du fantôme 1 sont toujours plus élevés que ceux calculés dans la même région dans un fantôme d'eau homogène, et cela est dû au fait que les photons ont été atténués dans la première région, traversée de manière transparente par la seconde région (faible densité). Cette région est également affectée par les électrons secondaires de méga tension qui ont été créés par le faisceaux de photon dans la première région et sont arrivés dans la troisième région après avoir traversé un milieu de densité inférieure (région 2). Après tout, nous pouvons dire que nos résultats prouvent les comportements physiques prédits impliqués dans l'irradiation d'un fantôme avec l'inclusion de dalle équivalent poumon par un faisceau de photons de méga tension.

Tailles de champ (cm ²)	Différence de la dose relative (%)		
	Inspiration	Repos	Expiration
10x10	3.15	2.74	1.85
15x15	3.17	2.81	1.87
20x20	3.19	2.76	1.79

TAB. 4.9 : Les valeurs de la différence de la dose relative entre les PDDs calculés par GATE et AAA dans le fantôme 1 pour une dalle pulmonaire représentant les trois états pour les tailles de champ 10x10, 15x15 et 20x20 cm².

Les simulations du DP ont été menées pour une taille de champ unique de 15x15 cm² pour le fantôme 1, ce choix de champ est lié à l'épaisseur de la dalle pulmonaire (10cm), le but c'est d'étudier la distribution de dose dans différentes régions en terme latérale. Les figures 4.23, 4.24 et 4.25 présentent les profils de doses calculés au sein du fantôme 1 caractérisé par une dalle pulmonaire dans ses trois états respectivement, inspiration, repos et expiration pour un champ de 15x15 cm² et à une profondeur de 5cm. On distingue de ces figures trois régions à savoir : La première région qui présente un milieu homogène compris entre l'entrée du fantôme -150 et -50 mm du centre de l'axe central, la deuxième région qui se caractérise par la présence de la dalle équivalent poumon avec une épaisseur de 10cm alors que la troisième région commence à une distance de l'axe central de +50 mm.

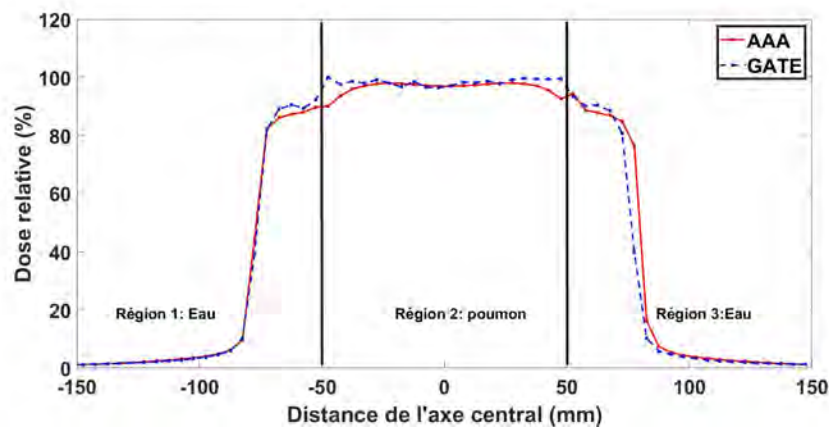


FIG. 4.23 : Comparaison des DP calculés par GATE et AAA pour une dalle pulmonaire en état d'inspiration pour la taille de champ 15x15 cm².

On constate dans la première région un accord entre les points PDD calculés par GATE et ceux du AAA avec une augmentation du dépôt de dose dans l'interface eau-poumon entre la première et la deuxième région, avec une sous-estimation de AAA par rapport à GATE, qui a un effet sur la moyenne d'erreur entre GATE et AAA de 1.88% pour une dalle pulmonaire en état d'inspiration, 1.33% en état de repos et 1.14% pour un état d'expiration, ces erreurs nous confirment la mauvaise estimation du AAA pour une densité faible. La deuxième région caractérisée par la présence de la dalle pulmonaire en état d'inspiration, l'augmentation du dépôt de dose se continue tout au long de la deuxième région, ce qui représente le même cas pour le PDD du champ 15x15 cm² ce qui en résulte principalement des électrons secondaires de haute énergie qui sont créés dans la région 3 et après cela, sont rétrodiffusés dans la région 2. La différence entre GATE et AAA est légère avec 1.99%

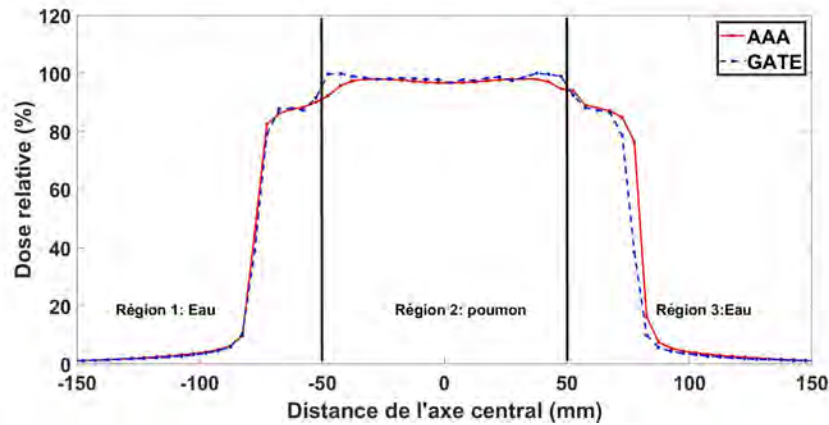


FIG. 4.24 : Comparaison des DP calculés par GATE et AAA pour une dalle pulmonaire en état de repos pour la taille de champ $15 \times 15 \text{ cm}^2$.

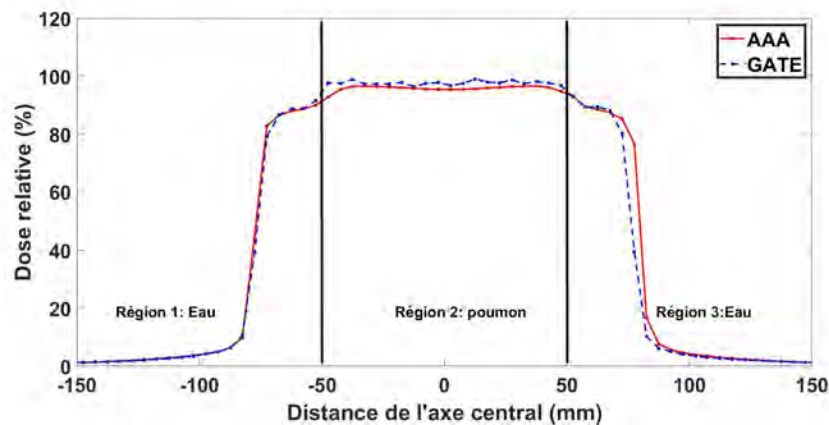


FIG. 4.25 : Comparaison des DP calculés par GATE et AAA pour une dalle pulmonaire en état d'expiration pour la taille de champ $15 \times 15 \text{ cm}^2$.

en état d'inspiration, 1.82% en état de repos et 1.52% en état d'expiration vu que la taille de champ est grande, alors que la majorité des erreurs se focalise dans les régions proches des frontières qui séparent la deuxième région avec la première et la troisième région. La troisième région où la présence du milieu homogène, le dépôt de dose diminue jusqu'au même niveau déposé dans la première région à la limite de la taille de champ, mais la mal estimation du AAA augmentent l'erreur avec GATE à 2.63% par rapport à la première région pour l'état d'inspiration, 2.52% pour l'état de repos et 2.31% en état d'expiration, et cela est dû au fait que les photons ont été atténués dans la première région, traversée de manière transparente par la seconde région (faible densité). Cette région est également affectée par les électrons secondaires

Tailles de champ (cm^2)	Différence de la dose relative (%)		
	Inspiration	Repos	Expiration
15x15	2.98	2.75	1.95

TAB. 4.10 : Les valeurs de la différence de la dose relative entre les DP calculés par GATE et AAA dans le fantôme 1 pour une dalle pulmonaire représentant les trois états pour une taille de champ unique de $15 \times 15 \text{ cm}^2$.

4.4.2 Application dans un milieu osseux

Afin de comparer avec précision les courbes PDD dans la figure 4.26, 4.27 et 4.28 produite dans un fantôme d'eau homogène avec celle produite dans le fantôme 2 pour les trois différentes densités respectivement l'os interne, cortical et plat pour les tailles de champ 10×10 , 15×15 et $20 \times 20 \text{ cm}^2$, il est important de considérer trois régions séparées comme suit : Région 1 : comprise entre 1 et 5 cm défini comme un milieu homogène. Région 2 : pour une profondeur allant de 5 à 10 cm caractérisée par une dalle équivalente Os et la région 3 à partir 10 cm de profondeur caractérisée par un milieu homogène.

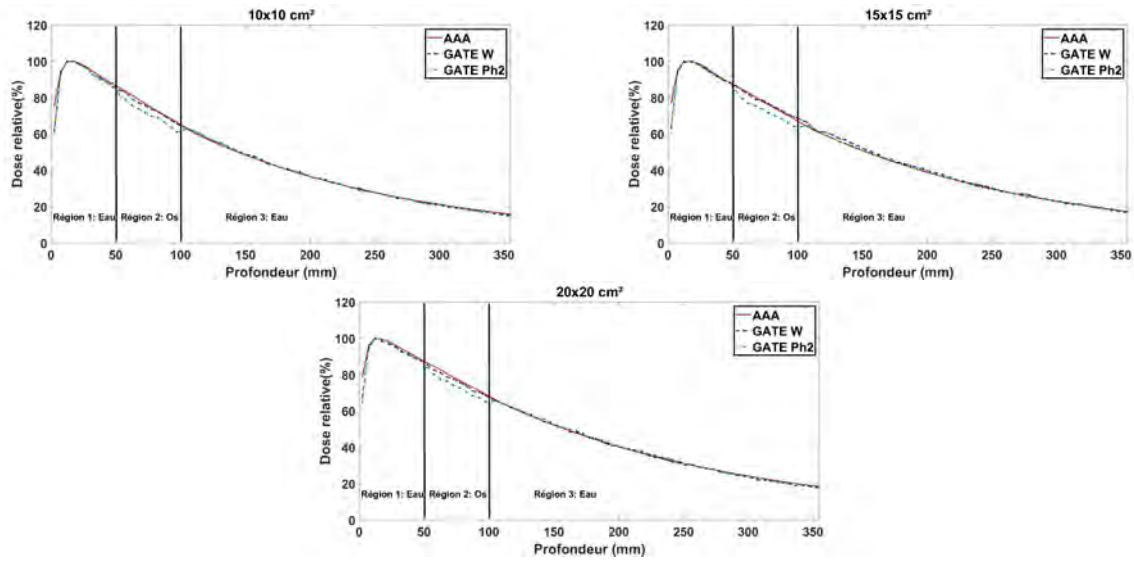


FIG. 4.26 : Comparaison des PDDs calculés par GATE et AAA pour une dalle d'os interne et celui de l'eau (homogène) pour les tailles de champ 10×10 , 15×15 et $20 \times 20 \text{ cm}^2$.

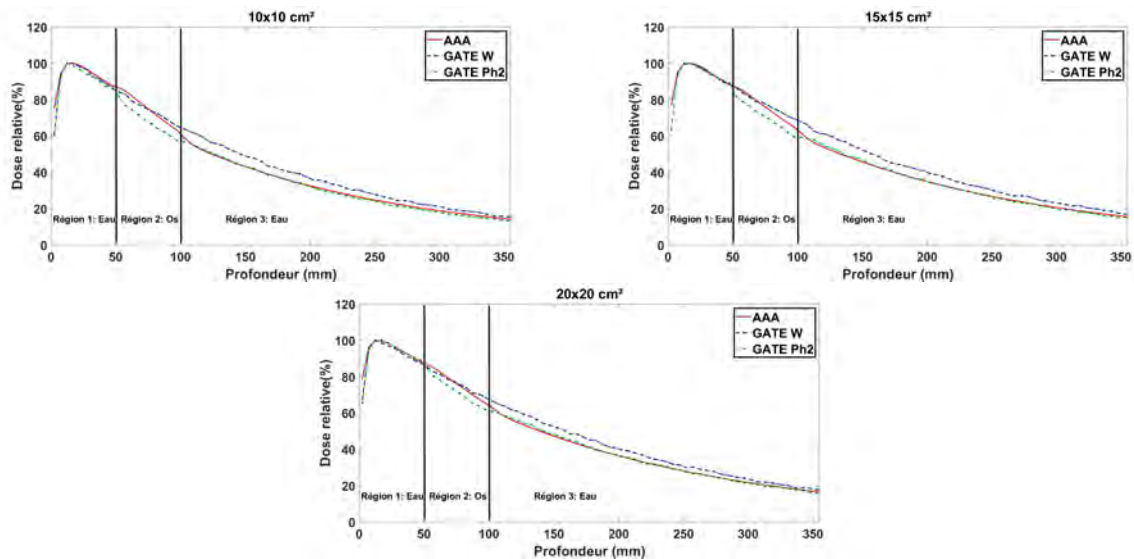


FIG. 4.27 : Comparaison des PDDs calculés par GATE et AAA pour une dalle d'os cortical et celui de l'eau (homogène) pour les tailles de champ 10×10 , 15×15 et $20 \times 20 \text{ cm}^2$.

Dans la première région, les valeurs de dose relatives aux points PDD calculés par GATE et AAA à l'intérieur du fantôme 2 sont légèrement en désaccord avec celles associées

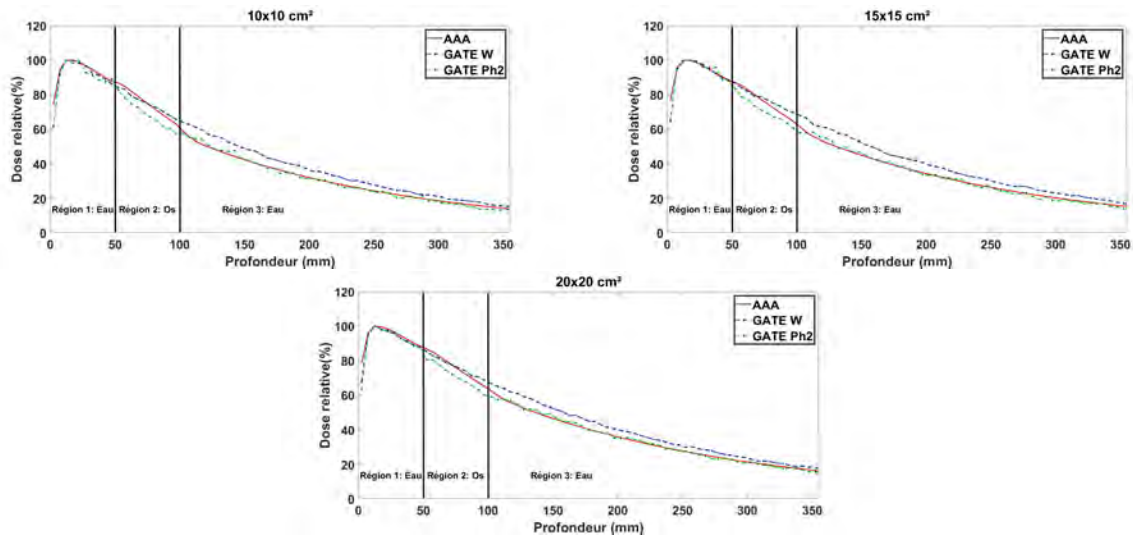


FIG. 4.28 : Comparaison des PDDs calculés par GATE et AAA pour une dalle d'os plat et celui de l'eau (homogène) pour les tailles de champ 10x10, 15x15 et 20x20 cm².

à la même région dans un fantôme d'eau homogène pour toutes les tailles de champ. On constate une moyenne d'erreur de 0.99% entre les PDDs dans un milieu homogène et celle du fantôme 1 calculés par GATE et AAA pour le l'os interne, 1.12% pour l'os cortical et 1.41% en cas de la présence d'une dalle d'os plat pour une taille de champ 10x10 cm², 0.98% pour le cas d'os interne, 1.13% pour le cas d'os cortical et 1.22% dans le cas d'os plat pour une taille de champ 15x15 cm², et pour le champ 20x20 on remarque une différence de 0.93% pour le cas d'os interne, 1.16% pour le cas d'os cortical et 1.21% dans le cas d'os plat. On remarque aussi que l'erreur entre les points PDDs calculés par GATE et celui par AAA dans la figure 4.26 est de 0.96% pour le cas d'os interne, 1.08% pour le cas d'os cortical et 1.22% dans le cas d'os plat pour une taille de champ 10x10 cm², pour le champ 15x15 on remarque une erreur de 0.93% pour le cas d'os interne, 1.16% pour le cas d'os cortical et 1.31% dans le cas d'os plat, on constate aussi une erreur de 0.91% pour le cas d'os interne, 1.14% pour le cas d'os cortical et 1.34% dans le cas d'os plat pour une taille de champ de 20x20 cm. La signification de ces erreurs est dû au fait que les électrons secondaires à haute énergie se sont rétrodiffusés dans une dalle équivalent os (Région 2) ont déposé leurs énergies dans cette région. Étant donné que l'épaisseur de la dalle d'équivalent osseux est relativement faible, les écarts entre les points de dose calculés dans les deux matériaux distincts sont en fait plus faibles. En ce qui concerne la région 2, qui est caractérisée par une plaque d'équivalent osseuse, nous avons observé un sous dosage des valeurs de dose calculés par GATE par rapport à celles de la même région dans un fantôme d'eau homogène. Cela peut s'expliquer par le fait que l'équivalent osseux à un coefficient d'atténuation élevé et semble opaque au faisceau de photons en raison de ses propriétés chimiques ; par conséquent, les valeurs de dose ont rapidement diminué. On remarque aussi un léger build-up pour AAA pour toutes les tailles de champ et aussi pour les trois plaques osseuses, ainsi qu'un sous-dosage plus important pour la plaque osseuse plat et un léger surdosage pour l'os interne, avec une différence par rapport à GATE de 0.96% pour le cas d'os interne, 1.08% pour le cas d'os cortical et 1.32% dans le cas d'os plat pour une taille de champ 10x10 cm², pour le champ 15x15 on remarque une erreur de 0.93% pour le cas d'os interne, 1.06% pour le cas d'os cortical et 1.41% dans le cas d'os plat, on constate aussi une erreur de 0.91% pour le cas d'os interne,

1.24% pour le cas d'os cortical et 1.74% dans le cas d'os plat pour une taille de champ de 20x20 cm. Le décalage entre les résultats AAA et GATE à l'entrée et à la sortie de l'hétérogénéité peut être attribué aux différences dans la modélisation de la rétrodiffusion, reconstruite à l'interface eau-os ainsi que le changement spectral dans le faisceau après avoir traversé l'os [167]. Cela est dû à la diminution du nombre d'électrons générés par l'os et à l'augmentation des électrons provenant de l'eau. Puisque les électrons qui sont générés à partir de l'os auraient subi une diffusion plus grande dans un matériau de nombre atomique élevé et éjecté de l'os d'une manière isotrope résultant en une accumulation de dose. De plus, l'effet des changements spectraux du faisceau après l'hétérogénéité est également observé. Une autre source de divergence entre les calculs GATE et AAA est l'augmentation de la diffusion de faible énergie qui est incorporée par GATE, mais pas par AAA. Cette prévision de la dose accrue par AAA à proximité et autour de l'hétérogénéité résulte de la surestimation du build-up et du build-down pour AAA [167]. Cette erreur systématique est plus grande dans le cas de champ de plus grande taille et s'il existe de grandes différences de densité.

Pour la troisième région, la dose a diminué par rapport à celles obtenues dans la même région pour toutes les tailles de champ d'un fantôme d'eau homogène pour GATE et AAA en présence de l'os cortical et plat alors qu'on remarque une concordance entre GATE et AAA pour l'os interne d'une part et le fantôme homogène d'autre part qui se rapprochent en terme de densité. Ce sous dosage qui peut également s'expliquer par le fait que la dalle équivalent en os brise une petite partie d'un faisceau de photons méga-tension qui quitte la première région, une grande partie est atténuée dans la deuxième région, alors que le reste sera atténué dans la troisième région. Une légère différence entre GATE et AAA dans la troisième région a été remarquée pour les tailles de champ avec une erreur de 0.26% pour le cas d'os interne, 0.48% pour le cas d'os cortical et 0.59% dans le cas d'os plat, pour le champ 10x10, on remarque une erreur de 0.33% pour le cas d'os interne, 0.46% pour le cas d'os cortical et 0.61% dans le cas d'os plat pour le champ 15x15 cm², on constate aussi une erreur de 0.35 % pour le cas d'os interne, 0.64% pour le cas d'os cortical et 0.79% dans le cas d'os plat pour une taille de champ de 20x20 cm.

Tailles de champ (cm ²)	Différence de la dose relative (%)		
	Interne	Cortical	plat
10x10	2.97	3.25	3.79
15x15	2.85	3.12	3.49
20x20	2.73	3.01	3.27

TAB. 4.11 : Les valeurs de la différence de la dose relative entre les PDDs calculés par GATE et AAA dans le fantôme 2 représentant les trois dalles osseuses pour les tailles de champ 10x10, 15x15 et 20x20 cm².

Les simulations du DP ont été menées pour une taille de champ unique de 10x10 cm² pour le fantôme 2 à une profondeur de 5cm, ce choix de champ est lié à l'épaisseur de la dalle osseuse (5cm). Les figures 4.29, 4.30 et 4.31 présentent les profils de doses calculés au sein du fantôme 2 caractérisé respectivement par les dalles osseuses interne, cortical et plat. On distingue de ces figures trois régions à savoir : La première région qui présente un milieu homogène compris entre l'entrée du fantôme -150 et -25 mm du centre de l'axe central, la deuxième région qui se caractérise par la présence de la dalle osseuse avec une

épaisseur de 5cm alors que la troisième région commence à une distance de l'axe central de +25 mm.

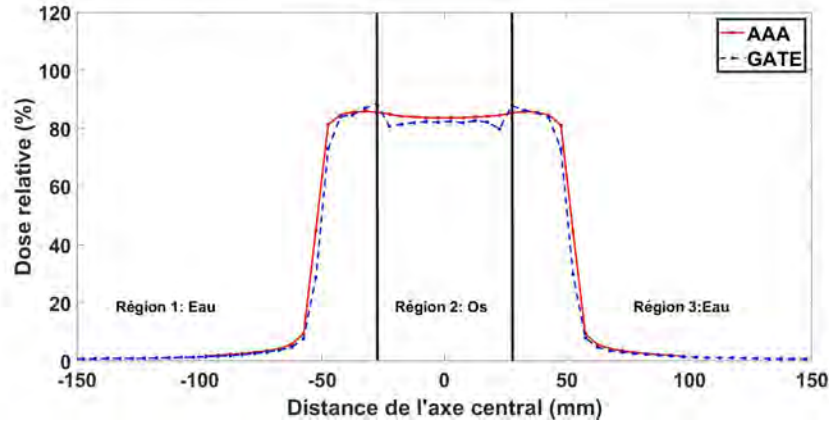


FIG. 4.29 : Comparaison des DPs calculés par GATE et AAA pour une dalle d'os interne pour la taille de champ $10 \times 10 \text{ cm}^2$.

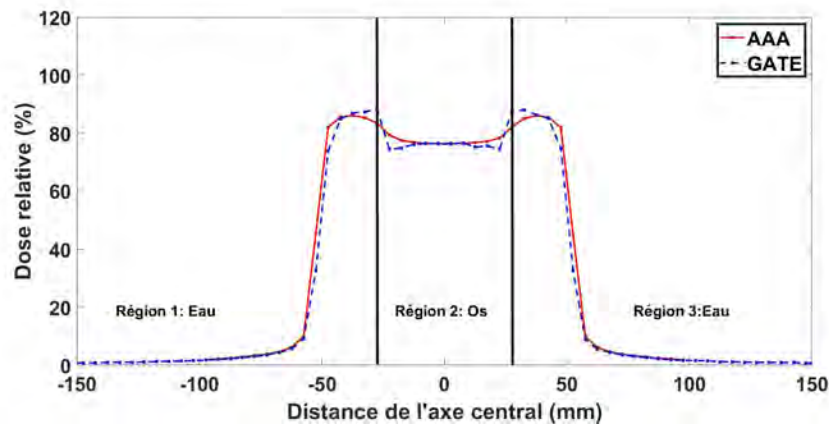


FIG. 4.30 : Comparaison des DPs calculés par GATE et AAA pour une dalle d'os cortical pour la taille de champ $10 \times 10 \text{ cm}^2$.

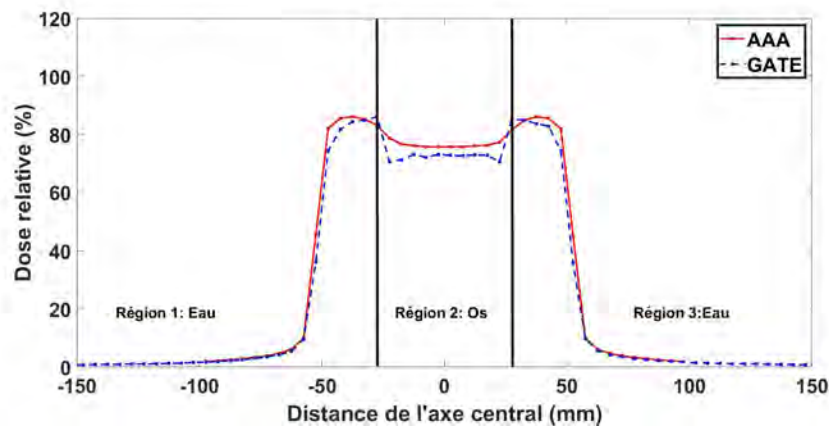


FIG. 4.31 : Comparaison des DPs calculés par GATE et AAA pour une dalle d'os plat pour la taille de champ $10 \times 10 \text{ cm}^2$.

On constate des trois figures un accord entre les points PDD calculés par GATE et celle du AAA, avec un léger désaccord dans l'interface eau-os entre la première et la deuxième région, avec une surestimation de AAA par rapport à GATE, qui a un effet sur la moyenne d'erreur entre GATE et AAA de 0.87% pour une dalle os interne, 1.43% pour l'os cortical et 1.84% pour l'os plat. La deuxième région caractérisée par la présence de dalle osseuse, où on constate une diminution remarquable du dépôt de dose tout au long de la deuxième région ce qui représente le même cas pour le PDD du champ 10x10 cm² ce qui en résulte principalement par le fait que la dalle osseuse a un coefficient d'atténuation élevé et semble opaque au faisceau de photons en raison de ses propriétés chimiques ; par conséquent, les valeurs de dose ont rapidement diminué. Alors qu'une augmentation est remarquée dans l'interface os-eau à un niveau similaire simulé dans la première région. La différence entre GATE et AAA est légère pour la dalle osseuse interne et cortical avec 2.79% et 3.12% respectivement, alors que l'erreur est importante pour l'os plat avec 4.52%. Le décalage entre les résultats AAA et GATE à l'entrée et à la sortie de l'hétérogénéité est attribué aux différences dans la modélisation de la rétrodiffusion, reconstruite à l'interface eau-os ainsi que le changement spectral dans le faisceau après avoir traversé l'os [167]. On remarque aussi que AAA ne prend pas en considération les propriétés chimiques de l'os interne vu que sa densité est proche de celle de l'eau ce qui prouve que l'augmentation de la diffusion de faible énergie qui est incorporée par GATE, mais pas par AAA. Dans la troisième région on constate un dépôt d'énergie similaire à celle de la première région avec les mêmes erreurs calculées entre GATE et AAA car une grande partie du faisceau de photons méga-tension est atténuée dans la deuxième région.

Tailles de champ (cm ²)	Différence de la dose relative (%)		
	Interne	Cortical	plat
10x10	2.23	3.89	4.28

TAB. 4.12 : Les valeurs de la différence de la dose relative entre les DP calculés par GATE et AAA dans le fantôme 2 pour les trois dalles osseuses, pour une taille de champ unique de 10x10 cm².

4.4.3 Application dans un milieu complexe : Osseux - pulmonaire

L'étude du fantôme 3 comprendra indépendamment les trois plaques osseuses qui leur correspond les trois situations de la plaque pulmonaire (inspiration, repos et expiration)

4.4.3.1 Rendements en profondeur

Le fantôme 3 se constitue pour la première partie de cette étude d'une dalle os interne suivi de la dalle pulmonaire caractérisée par ses trois situations nommées précédemment. Comme le montre les figures 4.32, 4.33 et 4.34.

On présente pour la deuxième parties, les figures 4.35, 4.36 et 4.37 qui représentent à la suite les courbes PDD produites dans les fantômes, à savoir un fantôme d'eau homogène et le fantôme 3 par GATE et AAA caractérisé par la présence des deux dalles équivalentes

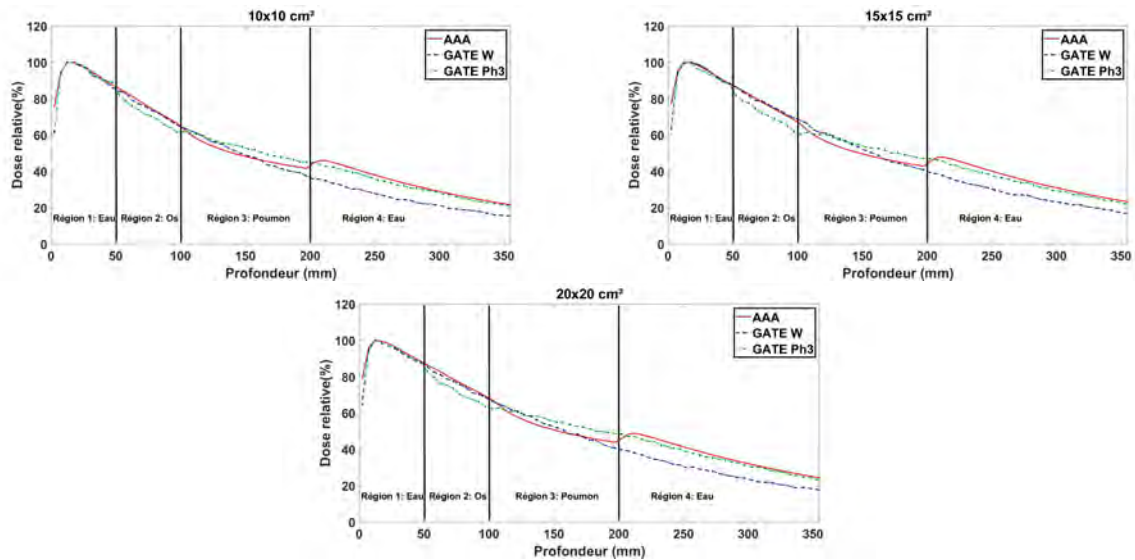


FIG. 4.32 : Comparaison des PDDs calculés par GATE et AAA pour une dalle d'os interne et de la dalle pulmonaire en état d'inspiration, et celui de l'eau (homogène) pour les tailles de champ 10×10 , 15×15 et 20×20 cm².

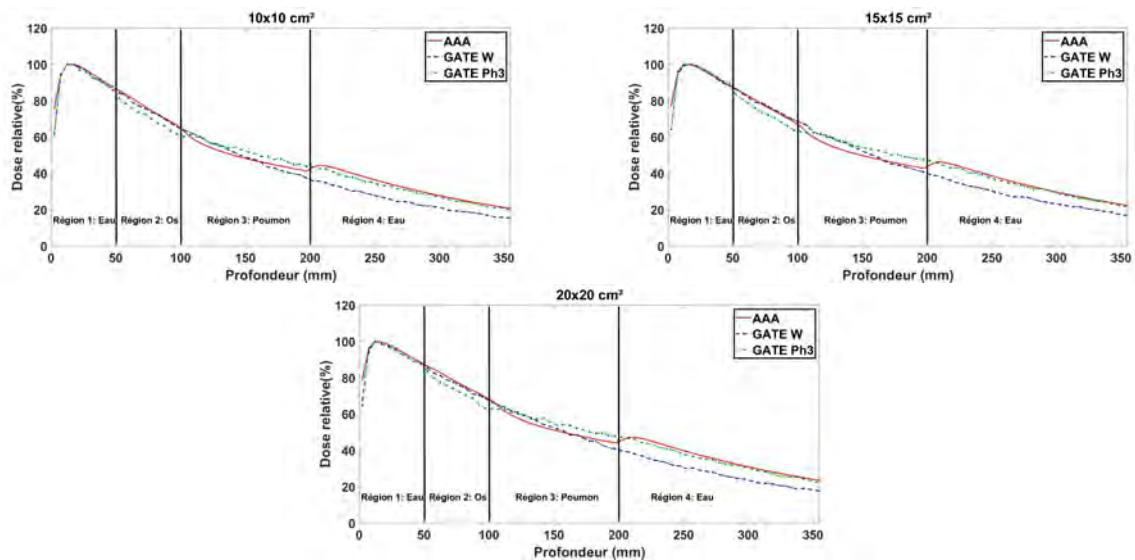


FIG. 4.33 : Comparaison des PDDs calculés par GATE et AAA pour une dalle d'os interne et de la dalle pulmonaire en état de repos, et celui de l'eau (homogène) pour les tailles de champ 10×10 , 15×15 et 20×20 cm².

os cortical et les trois états du poumon respectivement pour les tailles de champ 10×10 , 15×15 et 20×20 cm².

Alors que la dernière partie de notre étude du fantôme 3 comprendra une dalle osseuse plat avec une densité de 1.91 g/cm^3 . Les figures 4.38, 4.39 et 4.40 présentent les courbes PDD produites dans les fantômes, à savoir un fantôme d'eau homogène et le fantôme 3 par GATE et AAA caractérisé par la présence des deux dalles équivalentes os plat et les trois états du poumon respectivement pour les tailles de champ 0.5×0.5 , 1×1 , 2×2 et 3×3 cm².

On considère à partir de ces figures quatre régions distinctes, afin de comparer les

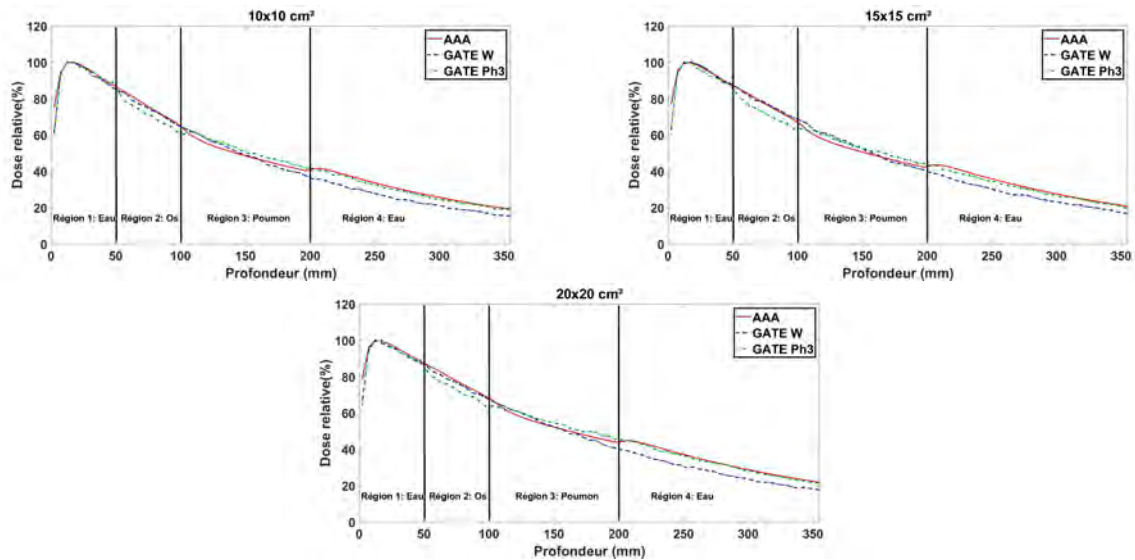


FIG. 4.34 : Comparaison des PDDs calculés par GATE et AAA pour une dalle d'os interne et de la dalle pulmonaire en état d'expiration, et celui de l'eau (homogène) pour les tailles de champ 10x10, 15x15 et 20x20 cm².

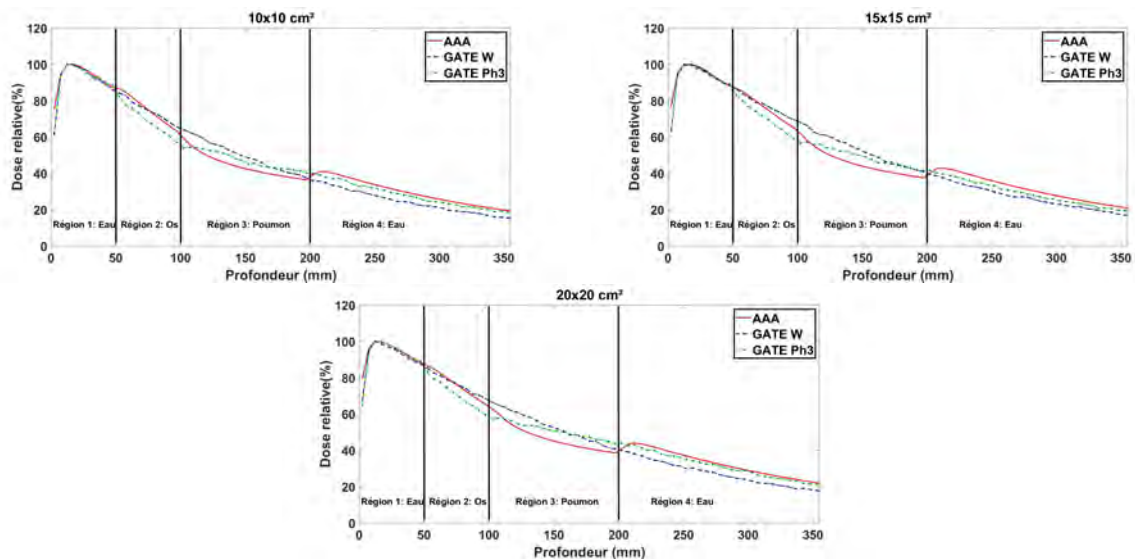


FIG. 4.35 : Comparaison des PDDs calculés par GATE et AAA pour une dalle d'os cortical et de la dalle pulmonaire en état d'inspiration, et celui de l'eau (homogène) pour les tailles de champ 10x10, 15x15 et 20x20 cm².

courbes PDDs calculées par GATE et AAA dans chaque fantôme. A savoir la première région qui représente un milieu homogène pour une profondeur inférieure a 5cm. pour la deuxième région une présence de la dalle équivalente os pour une profondeur comprise entre 5 et 10 cm, la troisième avec une dalle équivalente poumon pour une profondeur allant de 10 à 20 cm et la région 4 qui représente un milieu homogène pour une profondeur supérieure à 20 cm.

On constate dans la région 1 des figures 4.32, 4.33, 4.34, 4.35, 4.36, 4.37, 4.38, 4.39 et 4.40 un léger désaccord des valeurs de dose relatives aux points PDD calculés par GATE et AAA à l'intérieur du fantôme 3 avec celles associées à la même région dans un fantôme d'eau homogène pour toutes les tailles de champ. On constate une moyenne d'erreur

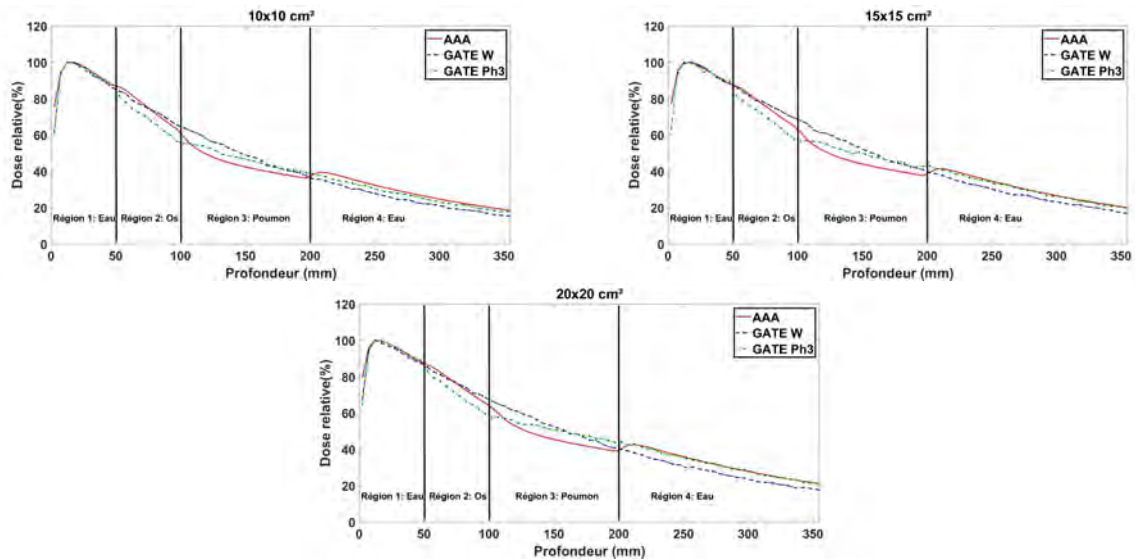


FIG. 4.36 : Comparaison des PDDs calculés par GATE et AAA pour une dalle d'os cortical et de la dalle pulmonaire en état de repos, et celui de l'eau (homogène) pour les tailles de champ 10x10, 15x15 et 20x20 cm².

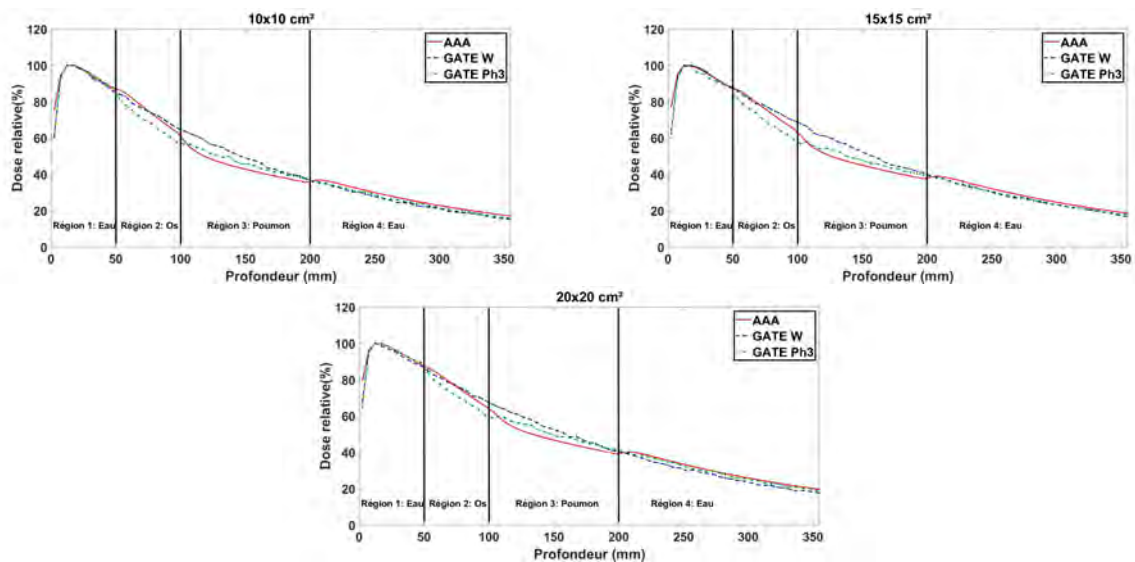


FIG. 4.37 : Comparaison des PDDs calculés par GATE et AAA pour une dalle d'os cortical et de la dalle pulmonaire en état d'expiration, et celui de l'eau (homogène) pour les tailles de champ 10x10, 15x15 et 20x20 cm².

similaire à celle calculée dans l'étude du fantôme 2. On remarque aussi que l'erreur entre les points PDDs calculés par GATE et ceux par AAA dans les trois figures sont les mêmes que ceux calculés dans l'étude du fantôme 2 pour les tailles de champ 10x10, 15x15 et 20x20 cm². Ce léger désaccord est dû aux électrons secondaires à haute énergie rétrodiffusé dans une dalle en équivalent os (Région 2) de faible épaisseur (5 cm) qui ont déposé leurs énergies dans cette région. En ce qui concerne la deuxième région où il y a présence de la dalle équivalent osseuse, le sous-dosage de GATE est le même remarqué dans l'étude précédente avec les mêmes différences calculées entre les points des PDDs pour toutes les tailles de champ. On remarque aussi que le désaccord entre GATE et AAA est similaire à celui trouvé dans l'étude du fantôme 2 pour toutes les tailles de champ. Dans la troisième

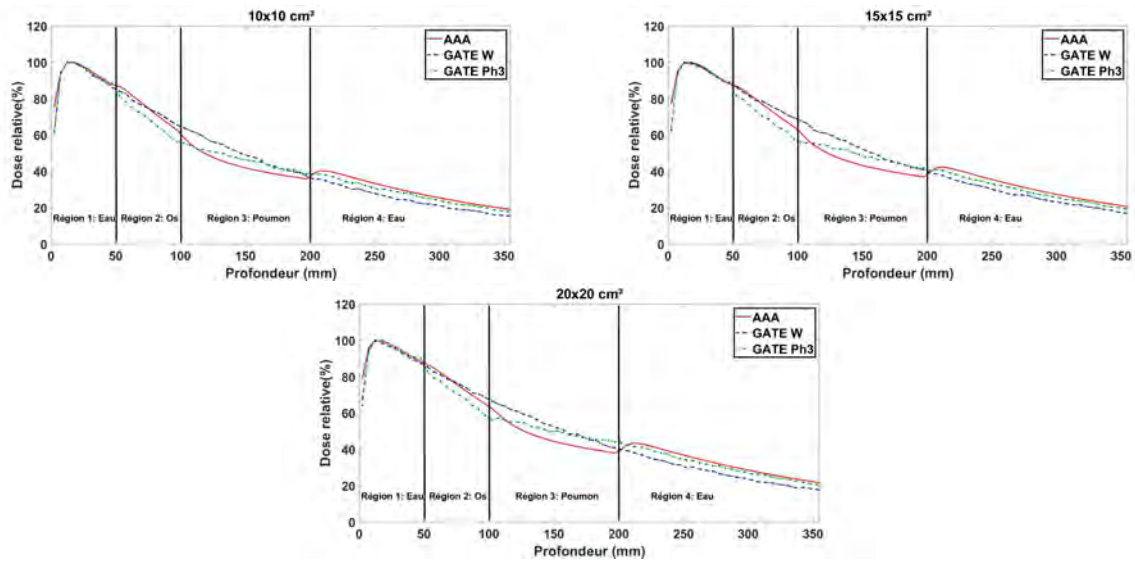


FIG. 4.38 : Comparaison des PDDs calculés par GATE et AAA pour une dalle d'os plat et de la dalle pulmonaire en état d'inspiration, et celui de l'eau (homogène) pour les tailles de champ 10x10, 15x15 et 20x20 cm².

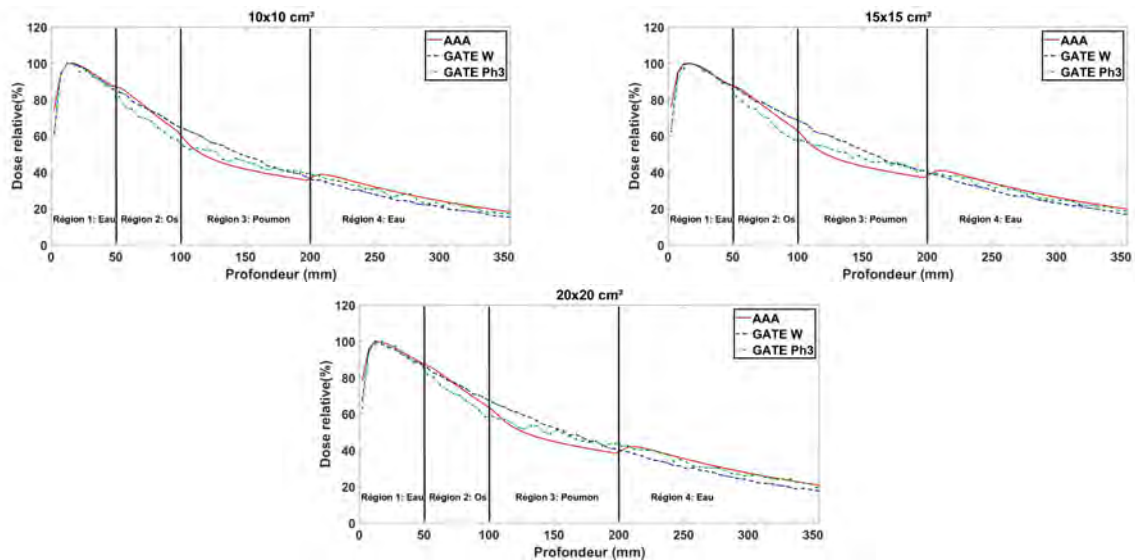


FIG. 4.39 : Comparaison des PDDs calculés par GATE et AAA pour une dalle d'os plat et de la dalle pulmonaire en état de repos, et celui de l'eau (homogène) pour les tailles de champ 10x10, 15x15 et 20x20 cm².

région, où une partie de l'eau est remplacée par une dalle équivalente au poumon pour les trois états qui la forme, comme dans le cas du fantôme 1, nous remarquons que les changements de dose présentent le même état que celui de la deuxième région de la première étude, mais la présence de la dalle équivalente os dans la deuxième région, a réduit légèrement l'écart de dose dans la troisième région pour toutes les tailles de champ. Le calcul d'erreur entre les PDDs calculés par GATE dans un fantôme homogène et celle pour le fantôme 3 a été optimisé avec 0.61% pour la taille de champ 10x10 cm², 0.52% pour la taille de champ 15x15 cm² et 0.49% pour la taille de champ 20x20 cm pour une dalle pulmonaire en cas d'inspiration. Pour une dalle pulmonaire en cas de repos, 0.66% pour la taille de champ 10x10 cm², 0.62% pour la taille de champ 15x15 cm² et 0.61%

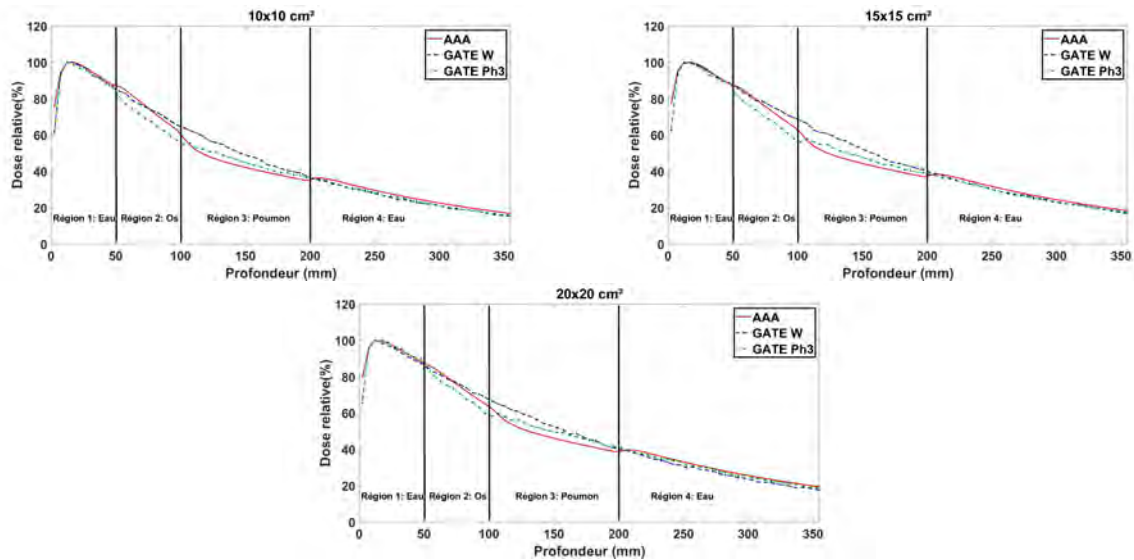


FIG. 4.40 : Comparaison des PDDs calculés par GATE et AAA pour une dalle d'os plat et de la dalle pulmonaire en état d'expiration, et celui de l'eau (homogène) pour les tailles de champ 10x10, 15x15 et 20x20 cm².

pour la taille de champ 20x20 cm². Et enfin pour l'état d'expiration du poumon qui se caractérise par une densité plus grande que celle des deux états précédents 0.61% pour la taille de champ 10x10 cm², 0.62% pour la taille de champ 15x15 cm² et 0.49% pour la taille de champ 20x20 cm². En ce qui concerne la différence entre les points PDDs calculés par GATE et celui par AAA, les erreurs calculés sont les mêmes présentés dans l'étude du fantôme 1, on constate aussi que pour AAA ce problème est dû principalement à sa mauvaise estimation par rapport à GATE de l'énergie déposée par les électrons secondaires dans la dalle osseuse interne qui pour AAA la considère comme une dalle homogène vu sa densité proche de l'eau mais en ne prenant pas la composition chimique en considération. Et cette erreur varie en fonction de la densité du poumon, plus la densité est faible, plus l'erreur est importante. En ce qui concerne la quatrième région, elle présente presque le même comportement observé dans la troisième région de la première étude, mais la variation de dose dans cette région avec celle calculée dans la même région d'un fantôme d'eau homogène est diminuée grâce à la dalle équivalente os située dans la deuxième région alors que l'erreur entre GATE et AAA reste le même et qui pourra être dû à l'augmentation de la diffusion de faible énergie [167].

Tailles de champ (cm ²)	Différence de la dose relative (%)		
	Inspiration	Repos	Expiration
10x10	6.17	6.97	7.88
15x15	6.13	6.47	7.67
20x20	5.99	6.35	7.44

TAB. 4.13 : Les valeurs de la différence de la dose relative entre les PDDs calculés par GATE et AAA dans le fantôme 3 pour une dalle d'os interne et une dalle pulmonaire représentant les trois états pour les tailles de champ 10x10, 15x15 et 20x20 cm².

Tailles de champ (cm ²)	Différence de la dose relative (%)		
	Inspiration	Repos	Expiration
10x10	8.47	8.01	7.42
15x15	8.12	7.85	6.98
20x20	7.85	7.44	6.18

TAB. 4.14 : Les valeurs de la différence de la dose relative entre les PDDs calculés par GATE et AAA dans le fantôme 3 pour une dalle d'os cortical et une dalle pulmonaire représentant les trois états pour les tailles de champ 10x10, 15x15 et 20x20 cm².

Tailles de champ (cm ²)	Différence de la dose relative (%)		
	Inspiration	Repos	Expiration
10x10	8.66	8.17	7.54
15x15	8.31	7.94	7.08
20x20	8.01	7.54	6.36

TAB. 4.15 : Les valeurs de la différence de la dose relative entre les PDDs calculés par GATE et AAA dans le fantôme 3 pour une dalle d'os plat et une dalle pulmonaire représentant les trois états pour les tailles de champ 10x10, 15x15 et 20x20 cm².

4.4.3.2 Profils de dose

Les simulations des profils de dose (DP) ont été menés pour une taille de champ unique de 25x25 cm² pour le fantôme 3 à une profondeur de 5cm, ce choix de champ et lié à l'épaisseur des deux dalles osseuse et pulmonaire (15cm). La figure 4.41 présente les profils de doses calculés au sein du fantôme 3 avec une dalle d'os interne et les trois états qui caractérise la dalle pulmonaire à savoir respectivement l'état d'inspiration, de repos et d'expiration, la figure 4.42 représente celle d'une dalle osseuse cortical alors que la figure 4.43 représente celle de l'os plat. La première région qui présente un milieu homogène est compris entre l'entrée du fantôme et -50 mm du centre de l'axe central, la deuxième région qui se caractérise par la présence de la dalle osseuse interne avec une épaisseur de 5cm, la troisième région du centre de l'axe central a +100mm qui représente la dalle pulmonaire, alors que la quatrième région commence à une distance de l'axe central de +100 mm.

La première région représente le même accord constaté dans la première région du deuxième fantôme entre GATE et AAA, alors que la deuxième sous-région représente un désaccord important de 1.78% pour la première figure, 1.70% pour la deuxième et 1.65% pour la troisième figure, ce désaccord et du principale au mauvais estimation de AAA des électrons secondaires à haute énergie rétrodiffusé dans une dalle osseuse (Région 2) de faible épaisseur (5 cm) qui ont déposé leurs énergies dans cette région. Le sous-dosage de GATE et AAA dans la deuxième région représente le même cas étudié dans le fantôme 2, l'erreur se focalise surtout dans les frontières qui sépare la deuxième région des régions a voisinage. Un surdosage important est remarqué dans la troisième région qui représente la région pulmonaire, ce surdosage est important en état d'inspiration, et qui est plus optimisé dans un état d'expiration, d'où une erreur importante entre AAA et GATE de 3.15% en inspiration, 2.88% en état de repos et 1.87% en état d'expiration. L'estimation

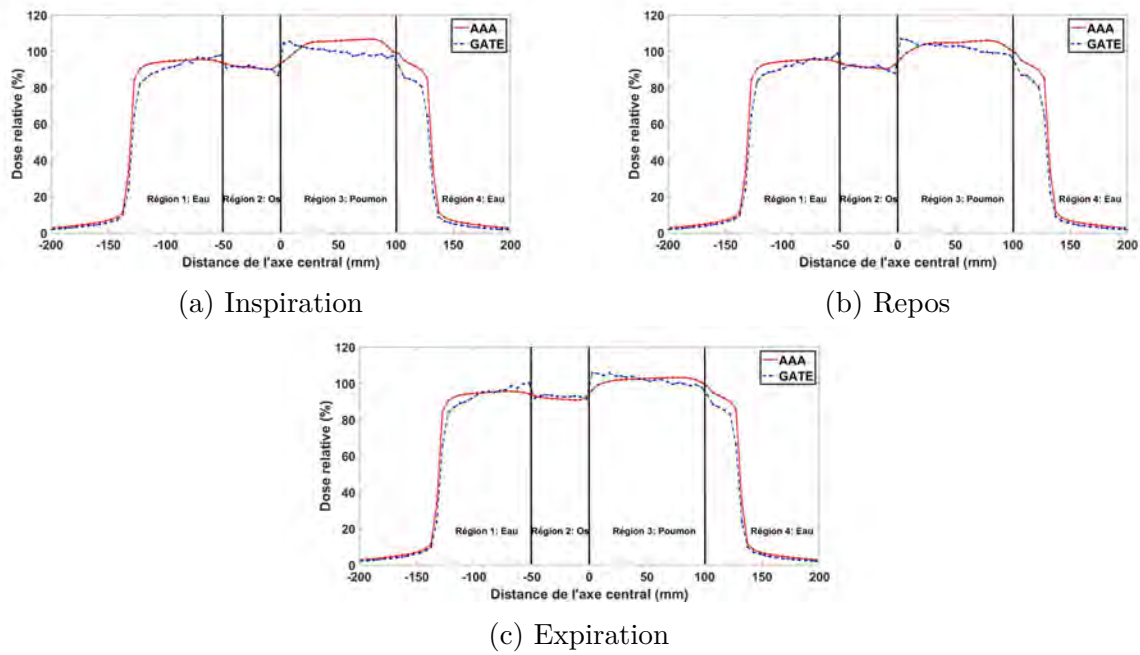


FIG. 4.41 : Comparaison des *DPs* calculés par GATE et AAA pour une dalle d'os interne et une dalle pulmonaire en état (a)inspiration, (b)repos et (c)expiration pour la taille de champ $25 \times 25 \text{ cm}^2$.

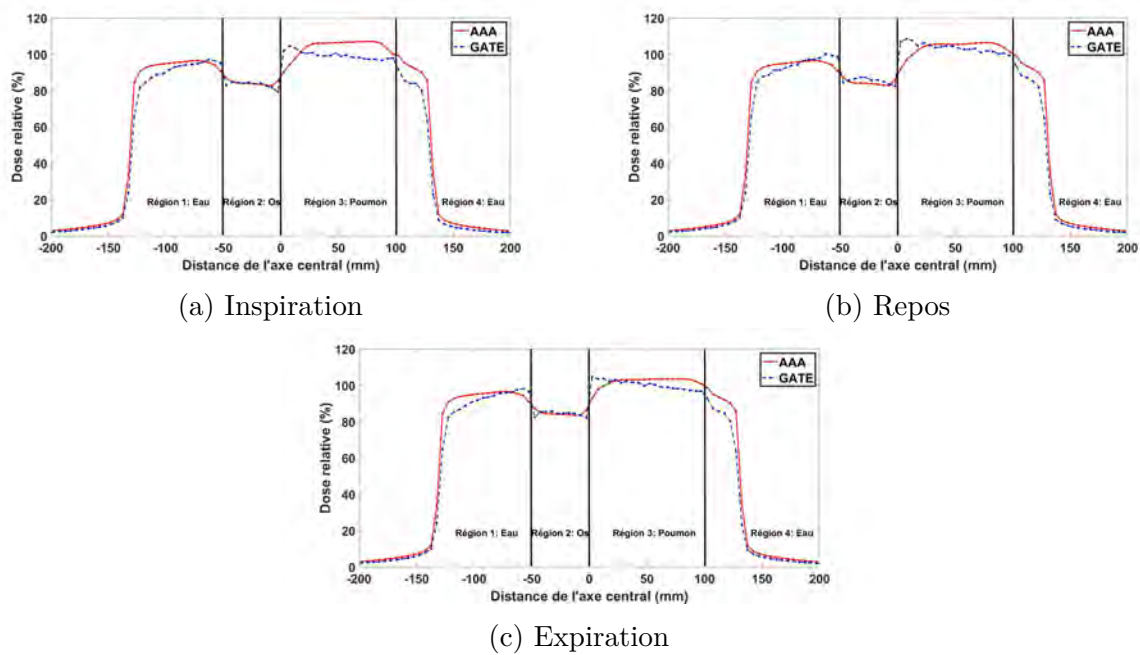


FIG. 4.42 : Comparaison des *DPs* calculés par GATE et AAA pour une dalle d'os cortical et une dalle pulmonaire en état (a)inspiration, (b)repos et (c)expiration pour la taille de champ $25 \times 25 \text{ cm}^2$.

erronée de AAA ne prend pas en considération les propriétés chimiques de la dalle osseuse interne, son calcul se base principalement sur la dalle qui est très proche à celle d'un milieu aquatique ce qui mène à cet important surdosage par rapport à GATE. L'effet de cette erreur est clair dans la quatrième région qui représente une diminution de dépôt dose mais avec une différence important entre les deux codes dans l'interface poumon-eau.

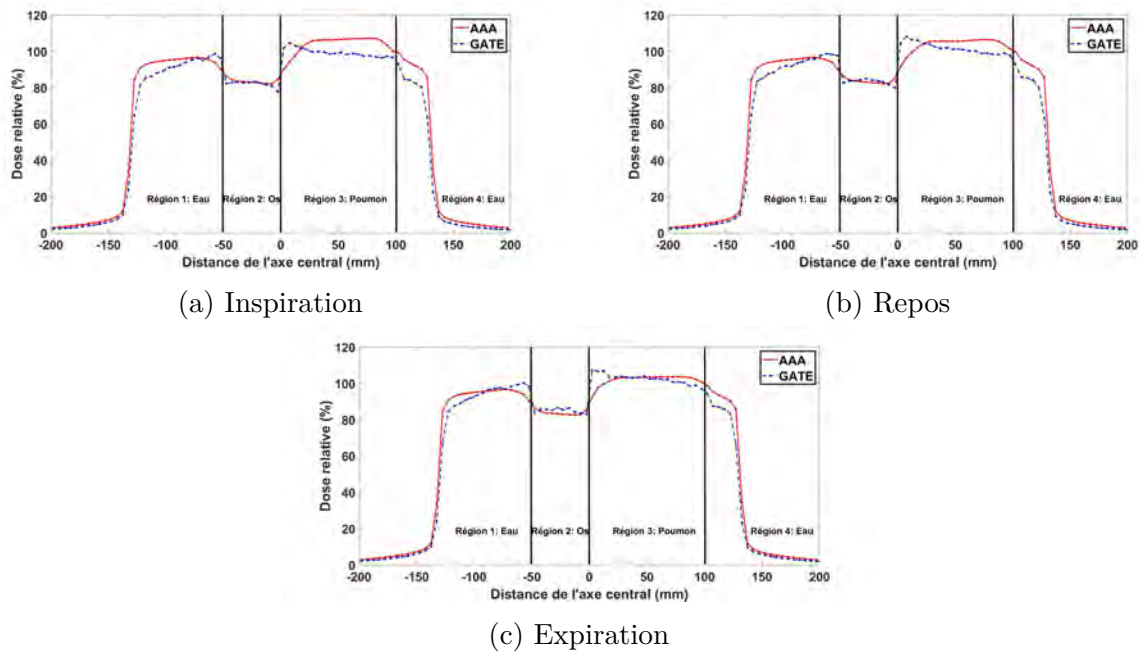


FIG. 4.43 : Comparaison des DP calculés par GATE et AAA pour une dalle d'os plat et une dalle pulmonaire en état (a)inspiration, (b)repos et (c)expiration pour la taille de champ $25 \times 25 \text{ cm}^2$.

Tailles de champ (cm^2)	Différence de la dose relative (%)		
	Inspiration	Repos	Expiration
25x25	5.88	4.44	3.87

TAB. 4.16 : Les valeurs de la différence de la dose relative entre les DP calculés par GATE et AAA dans le fantôme 3 pour une dalle d'os interne et pulmonaire représentant les trois états pour une taille de champ unique de $25 \times 25 \text{ cm}^2$.

Tailles de champ (cm^2)	Différence de la dose relative (%)		
	Inspiration	Repos	Expiration
25x25	8.97	8.45	6.88

TAB. 4.17 : Les valeurs de la différence de la dose relative entre les DP calculés par GATE et AAA dans le fantôme 3 pour une dalle d'os cortical et pulmonaire représentant les trois états pour une taille de champ unique de $25 \times 25 \text{ cm}^2$.

Tailles de champ (cm^2)	Différence de la dose relative (%)		
	Inspiration	Repos	Expiration
25x25	9.01	8.67	6.97

TAB. 4.18 : Les valeurs de la différence de la dose relative entre les DP calculés par GATE et AAA dans le fantôme 3 pour une dalle d'os plat et pulmonaire représentant les trois états pour une taille de champ unique de $25 \times 25 \text{ cm}^2$.

4.5 Conclusion

L'objectif de cette étude était d'évaluer les effets de différents ensembles d'hétérogénéités sur la distribution des doses et de déterminer le niveau de précision des algorithmes mis en œuvre en comparaison avec GATE dans ces trois situations cliniques. Dans notre première expérience de calcul de la fonction dosimétrique PDD dans le fantôme 1, nous avons reçu de nombreuses erreurs potentielles sur la forme de sa courbe, en particulier dans les régions proches des limites entre deux matériaux différents. Ceci est bien connu comme les artefacts au phénomène des interfaces. Nous avons ajouté et optimisé le paramètre StepMax au programme de simulation qui résout partiellement le problème, et nos résultats démontrent les capacités de niveau moyen du code GATE à modéliser la distribution de dose dans les objets OTP cliniques. Ces résultats appuient la compréhension des différences de distribution de dose dans les interfaces qui comprennent l'eau, les os et les poumons. Afin de mettre l'accent sur les résultats trouvés dans cette étude, nous avons envisagé une comparaison entre les codes GATE et AAA lors de la simulation de courbes PDD et DP dans un fantôme qui inclut un ensemble d'hétérogénéités, en tant qu'objets de notre étude venant en sens inverse. Nous avons constaté que les effets de perturbation de la dose dans les inhomogénéités dépendaient légèrement de la taille du champ. Cette étude a démontré les limites du calcul de la dose AAA en présence d'inhomogénéités rencontrées pendant la planification de la radiothérapie clinique. De plus, la précision de la prévision de la dose de GATE à l'intérieur et autour des inhomogénéités a été démontrée.

Conclusion générale

Une simulation MC complète de la tête d'accélérateur linéaire Varian Clinac IX en mode photon 6 MV a été réalisée. Les distributions de dose calculées dans les fantômes d'eau ont été comparées aux données expérimentales mesurées avec une chambre d'ionisation cylindrique de volume $0,125\text{ cm}^3$ pour les champs standard et 0.03 cm^3 pour les petites tailles de champ. La comparaison des distributions de dose calculées et mesurées a également permis de déterminer les valeurs optimales des paramètres caractérisant le faisceau d'électrons incident, à savoir l'énergie et la largeur à mi-hauteur. La géométrie du Millenium MLC a été modélisée avec précision et incorporée dans le modèle de l'accélérateur basé sur les données fournies par le constructeur. En résumé, les évaluations de référence de l'accélérateur Varian Clinac IX et des modèles Millenium MLC ont démontré la capacité de ces modèles à être utilisés comme données d'entrée des calculs de dose fantôme pour les faisceaux de photons de 6 MV. Les modèles ont été utilisés pour simuler deux études cliniques réellement complexes et les conclusions les plus importantes de ces études sont résumées ci-après. Les résultats de cette étude ont montré que plus de 98% des points dosimétriques mesurés sont en accord avec celles calculés par GATE pour toutes les tailles de champs en appliquant la méthode de la différence des doses relative. L'effet du MLC sur la dose de la région d'accumulation a été étudié à l'aide de la simulation MC ainsi que les mesures effectuées avec deux chambres d'ionisation différentes, les résultats ont montré que l'influence des MLC est pratiquement négligeable (moins de 1 %) pour les champs standards, dans une incertitude statistique de 1 % à la profondeur de la dose maximale. L'effet le plus important (environ 2 %) a été observé pour les petites tailles de champ. En utilisant le modèle validé Pour les comparaisons des courbes de dose en pourcentage de profondeur dans des fantômes de plaques hétérogènes entre GATE et l'algorithme AAA de Eclipse à savoir les plaques os et poumon, une étude large a été menée pour les petites et grandes tailles de champ pour différentes densités d'os à savoir l'os interne, cortical et plots et aussi pour les poumons en état d'inspiration repos et expiration. Les résultats ont montré des erreurs significatives entre GATE et AAA pour les petites tailles de champs 0.5×0.5 , 1×1 et $2 \times 2\text{ cm}^2$ allant jusqu'à 14% dans des régions à très faible densité et une erreur de 10% dans des régions à haute densité. Ces petites tailles de champ où il se produit le déséquilibre électronique latéral, n'est pas correctement modélisé par les algorithmes de correction utilisés par le système de planification. Cela s'explique par le fait que la gamme des électrons générés à l'intérieur du champ d'irradiation est supérieure à la taille du champ. Par conséquent, de nombreux électrons déposent leur énergie en dehors de la zone de champ, résultant de la réduction des PDD. Les futurs travaux comprendront les simulations GATE des cas réels en utilisant des images patients y compris l'analyse des histogrammes dose-volume de la tumeur et des organes à risque. Des plans réalistes tels que IMRT et Rapid Arc devraient être calculés. Il serait également

utile d'effectuer des calculs pour une variété de sites, de déterminer où des calculs de dose Monte Carlo sont nécessaires et où ils ne le sont pas. Des tests de fantôme plus complexes seraient également utiles pour approfondir les limites de GATE. En particulier, la taille des voxels pour le calcul de la dose pourrait être réduite pour produire des comparaisons plus détaillées aux limites entre les deux algorithmes de Monte Carlo dans ce travail. Ces travaux représentent une nouvelle méthode de validation d'un algorithme de calcul de la dose à utiliser dans la radiothérapie stéréotaxique du corps, étant donné la difficulté de prendre des mesures de petits champs dans des conditions d'hétérogénéité.

Bibliographie

[1] IAEA. TRS No. 430: Commissioning And Quality Assurance Of Computerized Planning Systems For Radiation Treatment Of Cancer. Vienna, International Atomic Energy Agency. (2004).

[2] Mayles, P, Nahum, A, Rosenwald, JC. Handbook of Radiotherapy Physics : Theory and Practice. Parties F (chapitre 26, p.549) et H (chapitre 37, p.793) : Taylor and Francis. (2007).

[3] Sheikh-Bagheri, D, Rogers, DW. Monte Carlo calculation of nine megavoltage photon beam spectra using the BEAM code. Med Phys 29:391-402;(2002).

[4] Thwaites, D. I. and J. B. Tuohy. "Back to the future : the history and development of the clinical linear accelerator." Physics in Medicine and Biology 56(13) : p. 10. (2006).

[5] Wright HA, Magee JL, Hamm RN, Chatterjee A, Turner JE and Klots CE. "Calculations of physical and chemical reactions produced in irradiated water containing DNA". Technical Report. Symposium on Micro dosimetry. (1985)

[6] P. Metcalfe, T. Kron, and P. Hoban. "The physics of Radiotherapy X-Rays and Electrons". Medical Physics Publishing. (2007).

[7] Olive PL. "The role of DNA single and double-strand breaks in cell killing by ionizing radiation". Radiation Research. 150 (5) : p. 42-51. (1998).

[8] Khan FM. "The Physics of Radiation Therapy", Lippincott Williams and Wilkins. (2010).

[9] United Nations Scientific Committee on the Effects of Atomic Radiation. Sources and Effects of Ionizing Radiation. (2000).

[10] Bergonié J and Tribondeau L. "Interpretation of Some Results of Radiotherapy and an Attempt at Determining a Logical Technique of Treatment. Radiation Research". 11(4) : p. 587-588. (1959).

[11] Bentel CG. "Radiation Therapy Planning" McGraw Hill. (1992).

[12] Attix F.H. "Introduction to Radiological Physics and a Radiation Dosimetry". Wiley, New York. (1986).

[13] Knoll, G. F. "Radiation detection and measurement", Glenn F. Knoll, New York, Wiley. (2000)

- [14] Thoraues R. “A study of the ionization method for measuring the intensity and absorption of x-rays and of different filters used in therapy”. *Acta Radiol.* 15. (1932)
- [15] E.B. Podgorsak, “Radiation oncology physics : A handbook for teachers and students” : p. 45-49. (2005).
- [16] L. L. Gunderson et al. “Clinical Radiation Oncology”. Third edition, Elsevier : p. 120-140. (2012).
- [17] F. M. Khan et al. “The physics of radiation therapy”. Fifth edition, Wolters Kluwer Health : p. 135-150. (2014)
- [18] G. C. Bentel et al. “Treatment planning and dose calculation in radiation oncology” Third edition, Pergamon Press. (1985).
- [19] Andreo P., Burns D.T., Hohlfield K., Hug M.S., Kanai T., Laitano F., Smyth V.G. and Vynckier S. “Absorbed dose determination in external beam radiotherapy : an international code of practice for dosimetry based on standards for absorbed dose to water”. Vol. 398 of Technical Report Series, IAEA. (2000)
- [20] I J Das, G X Ding, and A Ahnesjö. “Small fields : Non equilibrium radiation dosimetry”. *Med. Phys.* 35(1) : p. 206-215. (2008)
- [21] J Dutreix, A Dutreix, and M Tubiana. “Electronic equilibrium and transition stages”. *Phys. Med. Biol* : p. 177-190. (1965).
- [22] G Chierego, C Marchetti, R C Avanzo, F Pozza, and F Colombo. “Dosimetric considerations on multiple arc stereotaxic radiotherapy”. *Radiother. Oncol.* 12: p. 141-152. (1988).
- [23] B. E. Bjärngård. “Doses on the central axes of narrow 6-MV x-ray beams”. *Med. Phys.* 17(5) : p. 794-799. (1990).
- [24] R. Alfonso, P. Andreo, R. Capote, M. S. Huq, W. Kilby, P. Kjall, T. R. Mackie, H. Palmans, K. Rosser, J. Seuntjens, W. Ullrich, and S. Vatnitsky. “A new formalism for reference dosimetry of small and nonstandard fields”. *Med. Phys.* 35(11) : p. 5179-5186. (2008).
- [25] R. Capote, F. Sanchez-Doblado, A. Lagares, J.I. Arrans, R Hartmann, and H. Gunther. “An EGSnrc Monte Carlo study of the micro ionization chamber for reference dosimetry of narrow irregular IMRT beam lets”. *Med. Phys.* 31(9) : p. 2416. (2004).
- [26] N. Papanikolaou, J. Battista, A. Boyer, C. Kappas, E. Klein, T. Mackie, M. Sharpe, and J. van Dyk, “AAPM Report No. 85: Tissue inhomogeneity corrections for megavoltage photon beams”. *Medical Physics*, Madison, WI. (2004)
- [27] Ferlay J, Soerjomataram I, Dikshit R, Eser S, Mathers C, Rebelo M, et al. Cancer incidence and mortality worldwide : sources, methods and major patterns in GLOBOCAN 2012. *Int J Cancer.*136(5) :E359–E386;(2015).
- [28] Gulland A. Global cancer prevalence is growing at “alarming pace,” says WHO. *BMJ.* 348:g1338;(2014).

- [29] Ma X, Yu H. Global burden of cancer. *Yale J Biol Med.* 79(3–4) :85–94.(2006).
- [30] Sante en chiffres. Ed 2013. Maroc : Ministère de la Santé ; (2012).
- [31] Wang D, Schultz CJ, Jursinic PA, Bialkowski M, Zhu XR, Brown WD, Rand SD, Michel MA, Campbell BH, Wong S, Li XA, Wilson JF., “Initial experience of FDG-PET/CT guided IMRT of head-and-neck carcinoma” *Int J Radiat Oncol Biol Phys.* 65(1) : p. 143-151. (2006)
- [32] Capote R, Jeraj R, Ma C.-M., Rogers D.W.O., Sánchez-Doblado F, Sempau J., Seuntjens J. and Siebers J. V. “Phase-Space Database for External Beam Radiotherapy : Summary Report of a Consultants” IAEA. (2006).
- [33] Siebers JV, Keall PJ, Nahum AE, Mohan R. “Converting absorbed dose to medium to absorbed dose to water for Monte Carlo based photon beam dose calculations”. *Physics in medicine and biology.* 45: p. 983-95. (2000)
- [34] McDermott PN, He T, DeYoung A. “Dose calculation accuracy of lung planning with a commercial IMRT treatment planning system”. *Journal of Applied Clinical Medical Physics.* 4: p. 341-51. (2003).
- [35] Rogers DW. “Fifty years of Monte Carlo simulations for medical physics”. *Physics in Medicine and Biology.* 51: p. 287-301. (2006)
- [36] Ferlay J, Soerjomataram I, Dikshit R, Eser S, Mathers C, Rebelo M, et al. “Cancer incidence and mortality worldwide : sources, methods and major patterns in GLOBOCAN 2012”. *Int J Cancer.*136(5) : p. 359–386. (2015).
- [37] Bray F, Jemal A, Grey N, Ferlay J, Forman D. “Global cancer transitions according to the human development index (2008–2030) : a population-based study”. *Lancet Oncol.*13(8) : p. 790–801. (2012).
- [38] Belot A, Grosclaude P, Bossard N, Jouglu E, Benhamou E, Delafosse P, et al. “Cancer incidence and mortality in France over the period 1980–2005”. *Rev Epidemiologie Sante Publique.* 56(3) : p. 159–175. (2008).
- [39] Chbani L, Hafid I, Berraho M, Mesbahi O, Nejari C, Amarti A. “Epidemiological and pathological features of cancer in fez Boulemane region, Morocco”. *East Mediterr Health J.*19(3) : p. 263–270. (2013).
- [40] ALSLCC : “National Cancer Prevention and control plan 2008–2014”. (2009).
- [41] Fitzmaurice C, Dicker D, Pain A, Hamavid H, Moradi-Lakeh M, MacIntyre MF, et al. “The global burden of cancer 2013”. *JAMA Oncol.* 1(4) : p. 505–527. (2015).
- [42] John U, Hanke M. “Lung cancer mortality and years of potential life lost among males and females over six decades in a country with high smoking prevalence : an observational study”. *BMC Cancer.*15(1). (2015).
- [43] Chang CM, Corey CG, Rostron BL, Apelberg BJ. “Systematic review of cigar smoking and all cause and smoking related mortality”. *BMC Public Health.* 15(1). (2015).

- [44] Alderton GK. “Cancer risk : debating the odds”. *Nat Rev Cancer*. 16(2). (2016).
- [45] Wagner A et al. “Virtual image guided navigation in tumor surgery—Technical innovation”. *Journal of Cranio-Maxillofacial Surgery*. 23(5) : p. 271-273. (1995).
- [46] PETERSON, D. E. and LALLA, R. “Overview of complications of systematic chemotherapy”. DAVIES, A. and EPSTEIN, J. B. (eds.) *Oral complications of cancer and its management*. (2010).
- [47] BRATT-WYTON, R. *The Leukaemias. “Nursing in Hematological Oncology”*. Edinburgh : Harcourt Publishers Limited. (2000).
- [48] F.M. Khan, “The Physics of Radiation Therapy”, 3rd ed. (2003).
- [49] Wangler TP “RF Linear accelerators”, Wiley-VCH. (2008).
- [50] Chodorow M, Hansen WW, Kyhl RL, Neal RB, and Panofsky WKH. “Stanford high-energy linear electron accelerator”. *Rev Sci Instrum*. 26: p. 134-204. (1995).
- [51] F. A. Khan. “The Physics of Radiation Therapy”, 4th edition. Lippincott Williams and Wilkins, Philadelphia, PA, USA. (2009).
- [52] ICRU. “Prescribing, Recording, and Reporting Photon Beam Therapy”. International Commission on Radiation Units and Measurements. Report No. 50.
- [53] Intensity Modulated Radiation Therapy Collaborative Working Group. “Intensity-modulated radiotherapy : current status and issues of interest”. *International Journal of Radiation Oncology, Biology, Physics*, 51: p. 880–914. (2001).
- [54] S. V. Spirou and C. S. Chui. “Generation of arbitrary intensity profiles by dynamic jaws or multileaf collimators”. *Medical Physics*, 21: p.1031–1041. (1994).
- [55] M. L. Dirkx, B. J. Heijmen, and J. P. van Santvoort. “Leaf trajectory calculation for dynamic multileaf collimation to realize optimized fluence profiles”. *Physics in Medicine and Biology*. 43 :1171–1184. (1998).
- [56] C. X. Yu. “Intensity-modulated arc therapy with dynamic multileaf collimation : an alternative to tomotherapy”. *Physics in Medicine and Biology*, 40: p. 1435–1449. (1995).
- [57] M. A. Earl, D. M. Shepard, S. Naqvi, X. A. Li, and C. X. Yu. “Intensity-modulated arc therapy with dynamic multileaf collimation : an alternative to tomotherapy”. *Physics in Medicine and Biology*, 48: p. 1075–1089. (2003).
- [58] D. M. Shepard, D. Cao, M. K. Afghan, and M. A. Earl. “An arc-sequencing algorithm for intensity modulated arc therapy”. *Medical Physics*, 34: p. 464–470. (2007).
- [59] T. Bortfeld and S. Webb. “Single-arc IMRT”. *Physics in Medicine and Biology*, 54: p. 9–20. (2009).
- [60] C. X. Yu and G. Tang. “Intensity-modulated arc therapy : principles, technologies and clinical implementation”. *Physics in Medicine and Biology*, 56: p. 31–54. (2011).

- [61] K. Otto. "Volumetric modulated arc therapy : IMRT in a single gantry arc". *Medical Physics*, 35: p. 310–317. (2008).
- [62] Kong, F.-M., et al. "Cancers of Thorax". *Treatment Planning in Radiation Oncology* : p. 677-732. (2012).
- [63] Gomez, D., et al. "Radiation Time, Dose, and Fractionation in the Treatment of Lung Cancer". *Advances in Radiation Oncology in Lung Cancer* : p. 122. (2011).
- [64] Muriel, V.P. "Hypo fractionation in radiotherapy". *Clinical and translational oncology*. 9(1) : p. 21-27. (2007).
- [65] Joiner, M. and A.v.d. Kogel, "Basic clinical radiobiology". Hodder Education. (2009).
- [66] L. Leksell. "The stereotactic method and radiosurgery of the brain". *Acta Chirurgica Scandinavica*. 102: p. 316–319. (1951).
- [67] E. B. Podgorsak and M. B. Podgorsak. "Stereotactic irradiation". *The Modern Technology of Radiation Oncology* : p. 589–639. (1999)
- [68] Taylor, M.L., T. Kron, and R.D. Franich. "A contemporary review of stereotactic radiotherapy : inherent dosimetric complexities and the potential for detriment". *Acta oncologica*. 50(4) : p. 483-508. (2011).
- [69] Rule, W.G., S. Jain, and T.P. Boike, "Stereotactic Body Radiation Therapy". *Treatment Planning in Radiation Oncology* : p. 278-297. (2012).
- [70] Solberg, T.D., B. Kavanagh, and P.M. Medin. "Image-guided Stereotactic Radiosurgery and Stereotactic Body Radiation therapy" *Image-Guided and Adaptive Radiation Therapy* : p. 85-98. (2010).
- [71] Martel, M.K. "3D Radiation Treatment Planning and Execution". *Advances in Radiation Oncology in Lung Cancer* : p. 143-156. (2011).
- [72] T. R. Mackie, T. Holmes, S. Swerdloff, P. Reckwerdt, J. O. Deasy, J. Yang, B. Paliwal, and T. Kinsella. "Tomotherapy : a new concept for the delivery of dynamic conformal radiotherapy". *Medical Physics*, 20: p. 1709–1719. (1993).
- [73] T. R. Mackie. "History of tomotherapy". *Physics in Medicine and Biology*, 51: p. 427–453. (2006).
- [74] K. M. Langen, N. Papanikolaou, J. Balog, R. Crilly, D. Followill, S. M. Goddu, W. Grant, G. Olivera, C. R. Ramsey, and C. Shi. "QA for helical tomotherapy : Report of the AAPM Task Group 148". *Medical Physics*. 37: p. 4817–4853. (2010).
- [75] AAPM REPORT NO. 55. *Radiation Treatment Planning Dosimetry Verification*.
- [76] Netherlands Commission on Radiation Dosimetry. *Quality Assurance of treatment planning systems NCS Forthcoming report*. (2000).
- [77] Boyer, A.L., Schultheiss, T. "Effects of dosimetric and clinical uncertainty

- [78] ICRU Report. International Commission on Radiation Units and Measurements, Bethesda, Maryland. (1980-1998)
- [79] Brahme, A. "Optimization of stationary and moving beam radiation therapy techniques". *Radiother. Oncol.* 12: p. 129-140. (1988)
- [80] Van Dyk J, Barnett R B, Cygler JE, Shragge PC. "Commissioning and quality assurance of treatment planning computers". *Int J Radiat Oncol Biol Phys.* 26(2) : p. 261-273. (1993)
- [81] Greene D, Stewart JG. "Isodose curves in non-uniform phantoms". *Br J Radiol.* 38: p. 378-385. (1965)
- [82] Purdy J A and Prasad S C. "Current methods and algorithms in radiation absorbed dose calculation and the role of computed tomography : a review". *Computed Tomography in Radiation Therapy* : p. 187-197. (1983)
- [83] García-Vicente F, Minambres A, Jerez I, Modolell I, Perez L, Torres JJ. "Experimental validation tests of fast Fourier transform convolution and multigrid superposition algorithms for dose calculation in low-density media". *Radiother Oncol.* 67(2) : p. 239-49. (2003).
- [84] Wong, J.W., Purdy, J.A. "On methods of inhomogeneity corrections for photon transport". *Med Phys.* 17(5) : p. 807-814. (1990).
- [85] Thomas S J. "A modified power-law formula for inhomogeneity corrections in beams of high-energy X-rays" *Med.Phys.* 18: p. 719-723. (1993)
- [86] Batho H F. "Lung corrections in cobalt 60 beam therapy" *J Can Assoc Radiol.* Jun. 15: p. 79-83. (1964)
- [87] Cunningham J R and Beaudoin L. "Calculations for tissue in homogeneities with experimental verification". *Congress of Radiology (Madrid) XIII* : p. 653-657. (1973).
- [88] O'Connor J E. "The variation of scattered x-rays with density in an irradiated body" *Phys. Med. Biol* : p. 1352-1369. (1957).
- [89] Yu CX, Wong J W." Implementation of the ETAR method for 3D inhomogeneity correction using FF". *Med Phys.* 20(3) : p. 627-632. (1993)
- [90] Gustafsson A, Lind B K and Brahme A. "A generalized pencil beam algorithm for optimization of radiation therapy". *Med. Phys.* 21: p. 343-356. (1994).
- [91] Mohan R and Chui C S. "Use of fast Fourier transforms in calculating dose distributions for irregularly shaped fields for three dimensional treatment planning" *Med. Phys.* 14: p. 70-77. (1987).
- [92] Ahnesjö A, Saxner M, Trepp A. "A pencil beam model for photon dose calculation". *Med Phys.* 19(2) : p. 263-273. (1992)
- [93] Chui CS, Mohan R. "Extraction of pencil beam kernels by the deconvolution method". *Med Phys.* 15(2) : p. 138-144. (1988).

- [94] Miften M, Wiesmeyer M, Monthofer S, Krippner K. "Implementation of FFT convolution and multigrid superposition models in the FOCUS RTP system". *Phys Med Biol.* 45 (4) : p. 817-833. (2000).
- [95] Francescon P, Cavedon C, Reccanello S, Cora S. "Photon dose calculation of a three-dimensional treatment planning system compared to the Monte Carlo code BEAM". *Med Phys.* 27(7) : p. 1579-1587. (2000).
- [96] Seco J., Adams E., Bidmead M., Partridge M. and Verhaegen F. "Head and neck IMRT treatment assessed with a Monte Carlo dose calculation engine". *Phys. Med. Biol.* 50: p. 817 – 830. (2005).
- [97] Reynaert N et al. "Monte Carlo treatment planning for photon and electron beams". *Radiation Physics and Chemistry.* 76: p. 643 – 686. (2007).
- [98] ICRU. Determination of absorbed dose in a patient irradiated by beams of x- and gamma rays in radiotherapy procedures. ICRU Report 24, ICRU, Washington D.C. (1976).
- [99] Briesmeister J. "MCNP - a general monte carlo n-particle transport code". Technical report, Los Alamos National Laboratory. (2000).
- [100] Agostinelli S., et al. "G4 a simulation toolkit". *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research.* 506(3) : p. 250 – 303. (2003).
- [101] Fernández-Varea J. M., Baro J., Sempau J. and Salvat. F. "Penelope - an algorithm for Monte Carlo simulation of the penetration and energy-loss of electrons and positrons in matter". *Nucl. Instrum. Methods Phys.* 100: p. 31 – 46. (1995).
- [102] Siebers J. V., Keall P. J., Kim J. O. and Mohan R. "The EGSnrc Code System : Monte Carlo simulation of electron and photon transport". National Research Council of Canada Report No. 701. (2003)
- [103] Berger M. J., "Monte Carlo calculation of the penetration and diffusion of fast charged particles," *Methods in Computational Physics.* 1: p. 135-215 (1963).
- [104] Fernández-Varea JM, Mayol R, Baró J and Salvat F. "On the theory and simulation of multiple elastic scattering of electrons". *Nucl Instrum Meth B.* 73 (4) : p. 447-473. (1993).
- [105] Kawrakow I and Bielajew AF. "On the condensed history technique for electron transport". *Nucl Instrum.* 142 (3) : p. 253-280. (1998).
- [106] Salvat F. "Simulation of electron multiple elastic scattering". *Radiat Phys Chem.* 53 (3) : p. 247-256. (1998).
- [107] Indrin J. Chetty et al. "Report of the AAPM Task Group No. 105: Issues associated with clinical implementation of Monte Carlo-based photon and electron external beam treatment planning". *Medical Physics.* 34 (12) : p. 4818-4853. (2007).
- [108] Andreo P and Brahme A. "Restricted energy loss straggling and multiple scattering of electrons in mixed Monte Carlo procedures". *Radiat Res.* 100 (1) : p. 16-29. (1984).

- [109] Andreo P. “Monte Carlo techniques in medical radiation physics”. *Phys. Med. Biol.* 36: p. 861 – 920. (1991).
- [110] Seltzer S.M. “Electron – photon Monte Carlo calculations : The ETRAN code”. *International Journal of Radiation Applications and Instrumentation. Part A. Applied Radiation and Isotopes.* 42 (10), p. 917-941. (1991)
- [111] Rogers D W, Faddegon B A, Ding G X, Ma C-M, We J and Mackie T R. “A Monte Carlo code to simulate radiotherapy treatment units”. *Medical Physics.* 22: p. 507-524. (1995).
- [112] Salvat F, Fernández Varea J, Sempau J, “PENELOPE – A Code System for Monte Carlo Simulation of Electron and Photon Transport”, *Workshop Proceedings Barcelona, Spain.* (2006).
- [113] CERN. GEANT Detector Description and Simulation Tool. (1993).
- [114] Jan, Sebastien, Collot, Johann, Gallin-Martel, Marie-Laure, Martin, Philippe, Mayet, Frederic, and Tournefier, Edwige. “A geant4 monte carlo simulation package for positron emission tomography”. *Ieee transactions on nuclear science.* 52(1) : p. 1–5. (2003).
- [115] Archambault, L., Beaulieu, L., Carrier, J. F., Castrovillari, F., Chauvie, S., Foppiano, F., Ghiso, G., Guatelli, S., Incerti, S., Lamanna, E., Larsson, S., Lopes, M. C., Peralta, L., Pia, M. G., Rodrigues, P., Tremblay, V. H., and Trindade, A. “Overview of geant4 applications in medical physics”. *Ieee nuclear science symposium.* 3: p. 1743–1746. (2003).
- [116] Strul D., Santin G., Lazaro D., Breton V. and Morel C. “GATE (Geant4 Application for Tomographic Emission) : a PET/SPECT general-purpose simulation platform”. *Nuclear Physics B.* (2003).
- [117] Santin G., Strul D., Lazaro D., Simon L., Krieguer M., Vieira Martins M., Breton V. and Morel C. “GATE, a Geant4-based simulation platform for PET and SPECT integrating movement and time management”. *IEEE.* (2003).
- [118] H. Paganetti, “Dose to water versus dose to medium in proton beam therapy,” *Phys. Med. Biol.* 54: p. 4399–4421. (2009).
- [119] L. Grevillot, D. Bertrand, F. Dessy, N. Freud, and D. Sarrut, “Gate as a GEANT4-based Monte Carlo platform for the evaluation of proton pencil beam scanning treatment plans”. *Phys. Med. Biol.* 57 : p. 4223–4244. (2012).
- [120] Kerhoas-Cavata, Sophie, and Guez, David. “Modeling electronic processing in gate”. *Nuclear instruments and methods in physics research* : p. 330–334. (2006)
- [121] Kawrakow, I., D. W. O. Rogers, et al. “Large efficiency improvements in BEAMnrc using directional bremsstrahlung splitting”. *Med Phys.* 31(10) : p. 16. (2004).
- [122] I Kawrakow. “Electron and photon Monte Carlo calculations optimized for radiation treatment planning”. *Advanced Monte Carlo for Radiation Physics, Particle Transport Simulation and Applications* : p. 229-236. (2001).

- [123] Bielajew A F and Rogers D. "Variance-reduction techniques in Monte Carlo Transport of Electrons and Photons". *The Dosimetry of Ionizing Radiation* : p. 407-419. (1989).
- [124] Sempau, J, Sanchez-Reyes, A, Salvat, F, ben Tahar, HO, Jiang, SB, Fernandez-Varea, JM. "Monte Carlo simulation of electron beams from an accelerator head using PENELOPE". *Phys Med Biol.* 46: p. 1163-1186. (2001).
- [125] Price, R. A., S. Murphy, et al. "A method for increased dose conformity and segment reduction for SMLC delivered IMRT treatment of the prostate " *Int J Radiat Oncol Biol Phys.* 57(3) : p. 10. (2003).
- [126] Galvin, J. M., C. Sims, et al. "The use of digitally reconstructed radiographs for three dimensional treatment planning and CT simulation." *Int J Radiat Oncol Biol Phys.* 31: p. 8. (1995).
- [127] Heisig, S., G. S. Shentall, et al. "Application of the GE target planning computer to multi-leaf collimator treatments, *Proceedings of XI the International Conference on Computers in radiation Therapy.*" Medical Physics Publishing (1994). [128] Mora G. M., Maio A., and Rogers D. W. O. "Monte Carlo Simulation of a Typical ^{60}Co Therapy Source". *Med. Phys.* 26: p. 2494 – 2502. (1999).
- [129] Deasy J. O., Almond P. R., and McEllistrem M. T. "Measured electron energy and angular distributions from clinical accelerators". *Med. Phys.* 23: p. 675-704. (1996).
- [130] Jalbout W. T. and Spyrou N. M. "Spectral reconstruction by scatter analysis for a linear accelerator photon beam". *Phys. Med. Biol.* 51: p. 2211 – 2224. (2006).
- [131] Juste B., Miro R., Campayo J. M., Diez S. and Verdu G. "Photon Spectra calculation for an Elekta Linac beam using experimental scatter measurements and Monte Carlo techniques". *Proceedings of 30th Annual International IEEE EMBS Conference* : p. 32-89. (2008).
- [132] Verhaegen F. and Seuntjens J. "Monte Carlo modelling of external radiotherapy photon beams". *Phys. Med. Biol.* 48: p. 107-164. (2003).
- [133] Ding G. X., Duggan D. M., Coffey C. W., Shokrani P., and Cygler J. E. "First macro Monte Carlo based commercial dose calculation module for electron beam treatment planning - new issues for clinical consideration". *Phys. Med. Biol.* 51: p. 2781- 2799. (2006).
- [134] Pena J., Gonzalez-Castano D. M., Gomez F. "Automatic determination of primary electron beam parameters in Monte Carlo simulation". *Med. Phys.* 34: p. 1076 – 1084. (2007).
- [135] Van de Walle J, Martens C, Reynaert N, Palmans H, Coghe M, De Neve W, De Wagter C and Thierens H. "Monte Carlo model of the Elekta SLiplus accelerator : validation of a new MLC component module in BEAM for a 6 MV beam". *Phys. Med. Biol.* 48: p. 371 – 385. (2003).

[136] Jang S. Y., Vassiliev O. N., Liu H. H., Mohan R. and Siebers J. V. “Development and commissioning of a multileaf collimator model in Monte Carlo dose calculations for intensity modulated radiation therapy”. *Med. Phys.* 33 (3) : p. 770 – 781. (2006).

[137] Tyagi N., Moran J. M., Litzenberg D. W., Bielajew A. F., Fraass B. A., Chetty I. J. “Experimental verification of a Monte Carlo-based MLC simulation model for IMRT dose calculation”. *Med. Phys.* 34 (2) : p. 651 - 663. (2007).

[138] Cranmer-Sargison G. Liu P.Z.Y. Weston S. Suchowerska N. Thwaites D.I. “Small field dosimetric characterization of a new 160-leaf MLC”. *Phys Med Biol.* 58: p. 7343-7354. (2013).

[139] Sheikh-Bagheri D. and Rogers D. W. O. “Sensitivity of megavoltage photon beam Monte Carlo simulations to electron beam and other parameters”. *Med. Phys.* 29: p. 379-390. (2002).

[140] Apostolakis J et al. “Geometry and physics of the Geant4 toolkit for high and medium energy applications Workshop on Use of Monte Carlo Techniques for Design and Analysis of Radiation Detectors”. *Radiat. Phys. Chem.* 78: p. 859–873. (2009).

[141] Poon E, Verhaegen F. “Accuracy of the photon and electron physics in GEANT4 for radiotherapy applications”. *Journal of Medical Physics* 32: p. 1671-1696. (2005).

[142] Cho S.H., Vassiliev O.N., Lee S., Liu H.H., Ibbott G.S., and Mohan R. “Reference photon dosimetry data and reference phase space data for the 6 mv photon beam from varian clinac 2100 serie linear accelerators”. *Med. Phys.* 32: p. 137–148. (2005).

[143] DeMarco J.J., Solberg T.D., and Smathers J.B. “A ct-based monte carlo simulation tool for dosimetry planning and analysis”. *Med. Phys.* 25: p. 1–11. (1998).

[144] Libby B., Siebers J., and Mohan R. “Validation of monte carlo generated phase-space descriptions of medical linear accelerator”. *Med. Phys.* 26: p. 1476–1483. (1999).

[145] Keall P, Siebers JV, Libby B, Mohan R. “Determining the incident electron fluence for Monte Carlo-based photon treatment planning using a standard measured data set”. *Medical Physics.* 30(4) : p. 574-582. (2003).

[146] Fix M.K., Keall P.J., Dawson K., and Siebers J.V. “Monte carlo source model for photon beam radiotherapy : photon source characteristics”. *Med. Phys.* 31: p. 3106–3121. (2004).

[147] Geant4 Physics Reference Manual. url : <http://geant4-userdoc.web.cern.ch/geant4-userdoc/UsersGuides/PhysicsReferenceManual/html/index.html>.

[148] S. Perkins ym. “Tables and Graphs of Atomic Subshell and Relaxation Data Derived from the LLNL Evaluated Atomic Data Library (EADL)”. Vol. UCRL-50400 vol.30. (1991).

[149] K. Amako ym. “Comparison of Geant4 electromagnetic physics models against the NIST reference data”. *IEEE Transactions on Nuclear Science* 52(4) : p. 910–918. (2005).

- [150] F. Salvat, J. Fernández-Varea, and J. Sempau. “PENELOPE-2008: A Code System for Monte Carlo Simulation of Electron and Photon Transport”. NEA Data Bank, Workshop Proceeding, Barcelona : p. 4–7. (2008).
- [151] P. B. Jr and R. Pratt. “An overview of the theories used in Compton scattering calculations”. *Radiation Physics and Chemistry* 50 (1) : p. 3–29. (1997).
- [152] D. E. Cullen. “A simple model of photon transport”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms* 101(4) : p. 499–510. (1995).
- [153] H. Bethe and W. Heitler. “On the Stopping of Fast Particles and on the Creation of Positive Electrons”. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character* : p. 83–112. (1934).
- [154] D. Cullen, J. Hubbell, and L. Kissel. “Epdl97: the evaluated photon data library,97 versions”. (1998).
- [155] Vanderstraeten B., Reynaert N., Paelinck L., Madani I., Wagter C. D., Gersem W. D., Neve W. D., and Thierens H., “Accuracy of patient dose calculation for lung IMRT : A comparison of Monte Carlo, convolution superposition, and pencil beam computations”. *Med. Phys.* 33: p. 3149–3158. (2006).
- [156] Davidson S. E., Ibbott G. S., Prado K. L., Dong L., Liao Z., and Followill D. S., “Accuracy of two heterogeneity dose calculation algorithms for IMRT in treatment plans designed using an anthropomorphic thorax phantom”. *Med. Phys.* 34: p. 1850–1857. (2007).
- [157] Spirydovich S., Papiez L., Langer M., Sandison G., and Thai V., “High density dental materials and radiotherapy planning : Comparison of the dose predictions using superposition algorithm and fluence map Monte Carlo method with radiochromic film measurements”. *Radiother. Oncol.* 81: p. 309–314. (2006).
- [158] Carrasco P., Jornet N., Duch M. A., Panettieri V., Weber L., Eudaldo T., Ginjaume M., and Ribas M., “Comparison of dose calculation algorithms in slab phantoms with cortical bone equivalent heterogeneities”. *Med. Phys.* 34: p. 3323–3333. (2007).
- [159] Wong J. W. and Henkelman R. M., “A new approach to CT pixel-based photon dose calculations in heterogeneous medium”. *Med. Phys.* 10: p. 199–208. (1983).
- [160] Ma C. M., Mok E., Kapur A., Pawlicki T., Findley D., Brain S., and Forster K., “Clinical implementation of a Monte Carlo treatment planning system”. *Med. Phys.* 26: p. 2133–2143. (1999).
- [161] Carrasco P., Jornet N., Duch M. A., Weber L., Ginjaume M., Eudaldo T., Jurado D., Ruiz A., and Ribas M., “Comparison of dose calculation algorithm in phantoms with lung equivalent heterogeneities under conditions of lateral electronic disequilibrium”. *Med. Phys.* 31: p. 2899–2911. (2004).
- [162] Sterpin E., Tomsej M., Smedt B. D., Reynant N., and Vynckier S., “Monte Carlo evaluation of the AAA treatment planning algorithm in a heterogeneous multilayer

phantom and IMRT clinical treatments for an Elekta SL25 linear accelerator”. *Med. Phys.* 34: p. 1665–1677. (2007).

[163] Tillikainen L., Helminen H., Torsti T., Siljamaki S., Alakuijala J., Pyyry J., and Ulmer W., “A 3D pencil-beam-based superposition algorithm for photon dose calculation in heterogeneous media”. *Phys. Med. Biol.* 53: p. 3821–3839. (2008).

[164] Ulmer W. and Harder D. “A triple Gaussian pencil beam model for photon beam treatment planning”. *Z. Med. Phys.* 5: p. 25–30. (1995).

[165] Ulmer W., Pyyry J., and Kaissl W., “A 3D photon superposition convolution algorithm and its foundation on results of Monte Carlo calculations”. *Phys. Med. Biol.* 50: p. 1767–1790. (2005).

[166] Kawrakow I. and Rogers D. W. O. “The EGSnrc code system : Monte Carlo simulation of electron and photon transport”. NRCC Report No. PIRS-701. (2006).

[167] Ono K, Endo S, Tanaka K, Hoshi M, Hirokawa Y. “Dosimetric verification of the anisotropic analytical algorithm in lung equivalent heterogeneities with and without bone equivalent heterogeneities”. *Med Phys.* 37 (8) : p. 4456–4463. (2010).

Programme GATE

```
=====
#Script de définition de la cible#
=====
```

```
/gate/world/daughters/name targetW
/gate/world/daughters/insert box
/gate/targetW/setMaterial Tungsten
/gate/targetW/geometry/setXLength 20.0 cm
/gate/targetW/geometry/setYLength 20.0 cm
/gate/targetW/geometry/setZLength 0.1016 cm
/gate/targetW/placement/setTranslation 0 0 -0.3708 cm
/gate/targetW/vis/forceWireframe
/gate/targetW/vis/setColor yellow
/gate/world/daughters/name targetCu
/gate/world/daughters/insert box
/gate/targetCu/setMaterial Copper
/gate/targetCu/geometry/setXLength 20 cm
/gate/targetCu/geometry/setYLength 20 cm
/gate/targetCu/geometry/setZLength 0.1778 cm
/gate/targetCu/placement/setTranslation 0 0 -0.5105 cm
/gate/targetCu/vis/forceWireframe
/gate/targetCu/vis/setColor yellow
```

```
=====
#Script de définition du collimateur primaire#
=====
```

```
/gate/world/daughters/name primary_opening
/gate/world/daughters/insert cone
/gate/primary_opening/setMaterial Tungsten
/gate/primary_opening/geometry/setRmin1 7.171 mm
```

```

/gate/primary_opening/geometry/setRmax1 8 cm
/gate/primary_opening/geometry/setRmin2 1.1398 mm
/gate/primary_opening/geometry/setRmax2 8 cm
/gate/primary_opening/geometry/setHeight 8.62488 cm
/gate/primary_opening/placement/setTranslation 0 0 -5.9474 cm
/gate/primary_opening/vis/forceWireframe
/gate/primary_opening/vis/setColor yellow
/gate/primary_opening/vis/setVisible 0

```

=====

#Script de définition du cône égalisateur#

=====

```

/gate/world/daughters/name conew
/gate/world/daughters/insert cone
/gate/conew/setMaterial Air
/gate/conew/geometry/setRmin2 0.00 mm
/gate/conew/geometry/setRmax2 1.70 mm
/gate/conew/geometry/setRmin1 0.00 mm
/gate/conew/geometry/setRmax1 2.30 mm
/gate/conew/geometry/setHeight 1.10 mm
/gate/conew/placement/setTranslation 0.0000 0.0000 -200.0500 mm
/gate/conew/vis/setColor yellow
/gate/conew/vis/setColor yellow

/gate/world/daughters/name conej
/gate/world/daughters/insert cone
/gate/conej/setMaterial Air
/gate/conej/geometry/setRmin2 0.00 mm
/gate/conej/geometry/setRmax2 7.50 mm
/gate/conej/geometry/setRmin1 0.00 mm
/gate/conej/geometry/setRmax1 8.10 mm
/gate/conej/geometry/setHeight 0.40 mm
/gate/conej/placement/setTranslation 0.0000 0.0000 -205.2000 mm
/gate/conej/vis/setColor yellow
/gate/conej/vis/setColor yellow
/gate/conej/vis/forceSolid

/gate/world/daughters/name conet

```

```
/gate/world/daughters/insert cone
/gate/conet/setMaterial Air
/gate/conet/geometry/setRmin2 0.00 mm
/gate/conet/geometry/setRmax2 1.00 mm
/gate/conet/geometry/setRmin1 0.00 mm
/gate/conet/geometry/setRmax1 1.70 mm
/gate/conet/geometry/setHeight 0.70 mm
/gate/conet/placement/setTranslation 0.0000 0.0000 -199.1500 mm
/gate/conet/vis/setColor yellow
/gate/conet/vis/setColor yellow

/gate/world/daughters/name coner
/gate/world/daughters/insert cone
/gate/coner/setMaterial Air
/gate/coner/geometry/setRmin2 0.00 mm
/gate/coner/geometry/setRmax2 6.20 mm
/gate/coner/geometry/setRmin1 0.00 mm
/gate/coner/geometry/setRmax1 6.90 mm
/gate/coner/geometry/setHeight 0.30 mm
/gate/coner/placement/setTranslation 0.0000 0.0000 -204.4500 mm
/gate/coner/vis/setColor yellow
/gate/coner/vis/setColor yellow
/gate/coner/vis/forceSolid

/gate/world/daughters/name conek
/gate/world/daughters/insert cone
/gate/conek/setMaterial Air
/gate/conek/geometry/setRmin2 0.00 mm
/gate/conek/geometry/setRmax2 0.001 mm
/gate/conek/geometry/setRmin1 0.00 mm
/gate/conek/geometry/setRmax1 1.00 mm
/gate/conek/geometry/setHeight 0.80 mm
/gate/conek/placement/setTranslation 0.0000 0.0000 -198.4000 mm
/gate/conek/vis/setColor magenta

/gate/world/daughters/name cones
/gate/world/daughters/insert cone
/gate/cones/setMaterial Air
```



```
/gate/cones/geometry/setRmin2 0.00 mm
/gate/cones/geometry/setRmax2 2.30 mm
/gate/cones/geometry/setRmin1 0.00 mm
/gate/cones/geometry/setRmax1 2.90 mm
/gate/cones/geometry/setHeight 0.40 mm
/gate/cones/placement/setTranslation 0.0000 0.0000 -200.8000 mm
/gate/cones/vis/setColor yellow
/gate/cones/vis/setColor yellow

/gate/world/daughters/name conesb
/gate/world/daughters/insert cone
/gate/conesb/setMaterial Air
/gate/conesb/geometry/setRmin2 0.00 mm
/gate/conesb/geometry/setRmax2 2.90 mm
/gate/conesb/geometry/setRmin1 0.00 mm
/gate/conesb/geometry/setRmax1 3.40 mm
/gate/conesb/geometry/setHeight 0.40 mm
/gate/conesb/placement/setTranslation 0.0000 0.0000 -201.2000 mm
/gate/conesb/vis/setColor yellow
/gate/conesb/vis/setColor yellow
/gate/conesb/vis/forceSolid

/gate/world/daughters/name conetm
/gate/world/daughters/insert cone
/gate/conetm/setMaterial Air
/gate/conetm/geometry/setRmin2 0.00 mm
/gate/conetm/geometry/setRmax2 3.90 mm
/gate/conetm/geometry/setRmin1 0.00 mm
/gate/conetm/geometry/setRmax1 4.70 mm
/gate/conetm/geometry/setHeight 0.90 mm
/gate/conetm/placement/setTranslation 0.0000 0.0000 -202.3500 mm
/gate/conetm/vis/setColor yellow
/gate/conetm/vis/forceSolid

/gate/world/daughters/name conets
/gate/world/daughters/insert cone
/gate/conets/setMaterial Air
/gate/conets/geometry/setRmin2 0.00 mm
```

```
/gate/conets/geometry/setRmax2 5.10 mm
/gate/conets/geometry/setRmin1 0.00 mm
/gate/conets/geometry/setRmax1 5.60 mm
/gate/conets/geometry/setHeight 0.80 mm
/gate/conets/placement/setTranslation 0.0000 0.0000 -203.6000 mm
/gate/conets/vis/setColor yellow
/gate/conets/vis/forceSolid

/gate/world/daughters/name conet3c
/gate/world/daughters/insert cone
/gate/conet3c/setMaterial Air
/gate/conet3c/geometry/setRmin2 0.00 mm
/gate/conet3c/geometry/setRmax2 4.70 mm
/gate/conet3c/geometry/setRmin1 0.00 mm
/gate/conet3c/geometry/setRmax1 5.10 mm
/gate/conet3c/geometry/setHeight 0.40 mm
/gate/conet3c/placement/setTranslation 0.0000 0.0000 -203.0000 mm
/gate/conet3c/vis/setColor yellow
/gate/conet3c/vis/forceSolid

/gate/world/daughters/name conehd
/gate/world/daughters/insert cone
/gate/conehd/setMaterial Air
/gate/conehd/geometry/setRmin2 0.00 mm
/gate/conehd/geometry/setRmax2 3.40 mm
/gate/conehd/geometry/setRmin1 0.00 mm
/gate/conehd/geometry/setRmax1 3.90 mm
/gate/conehd/geometry/setHeight 0.50 mm
/gate/conehd/placement/setTranslation 0.0000 0.0000 -201.6500 mm
/gate/conehd/vis/setColor yellow
/gate/conehd/vis/setColor yellow
/gate/conehd/vis/forceSolid

/gate/world/daughters/name conetna
/gate/world/daughters/insert cone
/gate/conetna/setMaterial Air
/gate/conetna/geometry/setRmin2 0.00 mm
/gate/conetna/geometry/setRmax2 5.60 mm
```

```
/gate/conetna/geometry/setRmin1 0.00 mm
/gate/conetna/geometry/setRmax1 6.20 mm
/gate/conetna/geometry/setHeight 0.30 mm
/gate/conetna/placement/setTranslation 0.0000 0.0000 -204.1500 mm
/gate/conetna/vis/setColor yellow
/gate/conetna/vis/setColor yellow
/gate/conetna/vis/forceSolid

/gate/world/daughters/name conetlt
/gate/world/daughters/insert cone
/gate/conetlt/setMaterial Air
/gate/conetlt/geometry/setRmin2 0.00 mm
/gate/conetlt/geometry/setRmax2 6.90 mm
/gate/conetlt/geometry/setRmin1 0.00 mm
/gate/conetlt/geometry/setRmax1 7.50 mm
/gate/conetlt/geometry/setHeight 0.40 mm
/gate/conetlt/placement/setTranslation 0.0000 0.0000 -204.8000 mm
/gate/conetlt/vis/setColor yellow
/gate/conetlt/vis/setColor yellow
/gate/conetlt/vis/forceSolid

/gate/world/daughters/name conerba
/gate/world/daughters/insert cone
/gate/conerba/setMaterial Air
/gate/conerba/geometry/setRmin2 0.00 mm
/gate/conerba/geometry/setRmax2 10.00 mm
/gate/conerba/geometry/setRmin1 0.00 mm
/gate/conerba/geometry/setRmax1 11.00 mm
/gate/conerba/geometry/setHeight 0.90 mm
/gate/conerba/placement/setTranslation 0.0000 0.0000 -206.5500 mm
/gate/conerba/vis/setColor red
/gate/conerba/vis/forceSolid

/gate/world/daughters/name conekhm
/gate/world/daughters/insert cone
/gate/conekhm/setMaterial Air
/gate/conekhm/geometry/setRmin2 0.00 mm
/gate/conekhm/geometry/setRmax2 8.10 mm
```

```

/gate/conekhm/geometry/setRmin1 0.00 mm
/gate/conekhm/geometry/setRmax1 8.50 mm
/gate/conekhm/geometry/setHeight 0.30 mm
/gate/conekhm/placement/setTranslation 0.0000 0.0000 -205.5500 mm
/gate/conekhm/vis/setColor yellow
/gate/conekhm/vis/setColor yellow
/gate/conekhm/vis/forceSolid

/gate/world/daughters/name conestt
/gate/world/daughters/insert cone
/gate/conestt/setMaterial Air
/gate/conestt/geometry/setRmin2 0.00 mm
/gate/conestt/geometry/setRmax2 8.50 mm
/gate/conestt/geometry/setRmin1 0.00 mm
/gate/conestt/geometry/setRmax1 9.10 mm
/gate/conestt/geometry/setHeight 0.20 mm
/gate/conestt/placement/setTranslation 0.0000 0.0000 -205.8000 mm
/gate/conestt/vis/setColor green
/gate/conestt/vis/forceSolid

/gate/world/daughters/name conesba
/gate/world/daughters/insert cone
/gate/conesba/setMaterial Air
/gate/conesba/geometry/setRmin2 0.00 mm
/gate/conesba/geometry/setRmax2 9.10 mm
/gate/conesba/geometry/setRmin1 0.00 mm
/gate/conesba/geometry/setRmax1 10.00 mm
/gate/conesba/geometry/setHeight 0.20 mm
/gate/conesba/placement/setTranslation 0.0000 0.0000 -206.0000 mm
/gate/conesba/vis/setColor green
/gate/conesba/vis/forceSolid

```

```

=====
#Script de définition de la chambre d'ionisation#
=====

```

```

/gate/world/daughters/name ionizing_chamber
/gate/world/daughters/insert cylinder
/gate/ionizing_chamber/setMaterial Air

```

```
/gate/ionizing_chamber/geometry/setRmin 0 mm
/gate/ionizing_chamber/geometry/setRmax 45 mm
/gate/ionizing_chamber/geometry/setHeight 8.00 mm
/gate/ionizing_chamber/placement/setTranslation 0.0 0.0 -110 mm
/gate/ionizing_chamber/vis/setVisible 1
```

```
=====
#Script de définition des mâchoires Y#
=====
```

```
/gate/mylinac/daughters/name JawsY
/gate/mylinac/daughters/insert box
/gate/JawsY/setMaterial Air
/gate/JawsY/geometry/setXLength 100.0 cm
/gate/JawsY/geometry/setYLength 100.0 cm
/gate/JawsY/geometry/setZLength 74 cm
/gate/JawsY/placement/setTranslation 0.0 0.0 105 cm
/gate/JawsY/placement/setRotationAxis 0 0 1
/gate/JawsY/placement/setRotationAngle -90 deg
/gate/JawsY/vis/setVisible 0

/gate/JawsY/daughters/name JawsY_1
/gate/JawsY/daughters/insert box
/gate/JawsY_1/setMaterial Air
/gate/JawsY_1/geometry/setXLength 120.1 mm
/gate/JawsY_1/geometry/setYLength 189.1 mm
/gate/JawsY_1/geometry/setZLength 78 mm
/gate/JawsY_1/placement/setRotationAxis 0 0 1
/gate/JawsY_1/placement/setRotationAngle 90 deg
/gate/JawsY_1/vis/setVisible 0

/gate/JawsY_1/daughters/name JawsY_1_Jaw
/gate/JawsY_1/daughters/insert box
/gate/JawsY_1_Jaw/setMaterial Tungsten
/gate/JawsY_1_Jaw/geometry/setXLength 120 mm
/gate/JawsY_1_Jaw/geometry/setYLength 188 mm
/gate/JawsY_1_Jaw/geometry/setZLength 78 mm
/gate/JawsY_1_Jaw/placement/setTranslation 0 0 0 mm
/gate/JawsY_1_Jaw/vis/setVisible 0
```

```

/gate/JawsY/daughters/name JawsY_2
/gate/JawsY/daughters/insert box
/gate/JawsY_2/setMaterial Air
/gate/JawsY_2/geometry/setXLength 120.1 mm
/gate/JawsY_2/geometry/setYLength 189.1 mm
/gate/JawsY_2/geometry/setZLength 78 mm
/gate/JawsY_2/placement/setRotationAxis 0 0 1
/gate/JawsY_2/placement/setRotationAngle -90 deg
/gate/JawsY_2/vis/setVisible 0

```

```

/gate/JawsY_2/daughters/name JawsY_2_Jaw
/gate/JawsY_2/daughters/insert box
/gate/JawsY_2_Jaw/setMaterial Tungsten
/gate/JawsY_2_Jaw/geometry/setXLength 120 mm
/gate/JawsY_2_Jaw/geometry/setYLength 188 mm
/gate/JawsY_2_Jaw/geometry/setZLength 78 mm
/gate/JawsY_2_Jaw/placement/setTranslation 0.0 0 0.0 mm
/gate/JawsY_2_Jaw/vis/setVisible 0

```

=====

#Script de définition du MLC#

=====

```

/gate/MLC120/daughters/name MLC120_Leaf1_Left
/gate/MLC120/daughters/insert box
/gate/MLC120_Leaf1_Left/setMaterial Air
/gate/MLC120_Leaf1_Left/geometry/setXLength 166.1 mm
/gate/MLC120_Leaf1_Left/geometry/setYLength 5 mm
/gate/MLC120_Leaf1_Left/geometry/setZLength 98.0 mm
/gate/MLC120_Leaf1_Left/placement/setTranslation -83 0 0 mm
/gate/MLC120_Leaf1_Left/placement/setRotationAxis 0 0 1
/gate/MLC120_Leaf1_Left/placement/setRotationAngle 0 deg

/gate/MLC120_Leaf1_Left/daughters/name MLC120_Leaf1_Left_Layer
/gate/MLC120_Leaf1_Left/daughters/insert box
/gate/MLC120_Leaf1_Left_Layer/setMaterial Tungsten
/gate/MLC120_Leaf1_Left_Layer/geometry/setXLength 162.60 mm
/gate/MLC120_Leaf1_Left_Layer/geometry/setYLength 5 mm
/gate/MLC120_Leaf1_Left_Layer/geometry/setZLength 95 mm

```

```

/gate/MLC120_Leaf1_Left_Layer/placement/setTranslation -3.750 0.0 0.0 mm
/gate/MLC120_Leaf1_Left_Layer/vis/setVisible 0

/gate/MLC120_Leaf1_Left_Layer/daughters/name edge_Leaf1_Left
/gate/MLC120_Leaf1_Left_Layer/daughters/insert cylinder
/gate/edge_Leaf1_Left/setMaterial Tungsten
/gate/edge_Leaf1_Left/geometry/setRmax 197.501 mm
/gate/edge_Leaf1_Left/geometry/setRmin 189 mm
/gate/edge_Leaf1_Left/geometry/setHeight 5 mm
/gate/edge_Leaf1_Left/geometry/setPhiStart -13.81 deg
/gate/edge_Leaf1_Left/geometry/setDeltaPhi 27.62 deg
/gate/edge_Leaf1_Left/placement/setRotationAxis 1 0 0
/gate/edge_Leaf1_Left/placement/setRotationAngle 90 deg
/gate/edge_Leaf1_Left/placement/setTranslation -109.5 0 0 mm
/gate/edge_Leaf1_Left/vis/setVisible 1
/gate/edge_Leaf1_Left/vis/setColor yellow
/gate/edge_Leaf1_Left/vis/forceSolid

/gate/MLC120_Leaf1_Left_Layer/daughters/name trapeze1_Leaf1_left
/gate/MLC120_Leaf1_Left_Layer/daughters/insert general_trpd
/gate/trapeze1_Leaf1_left/setMaterial Tungsten
/gate/trapeze1_Leaf1_left/geometry/setX1Length 16 mm
/gate/trapeze1_Leaf1_left/geometry/setX2Length 16 mm
/gate/trapeze1_Leaf1_left/geometry/setX3Length 162.60 mm
/gate/trapeze1_Leaf1_left/geometry/setX4Length 162.60 mm
/gate/trapeze1_Leaf1_left/geometry/setY1Length 5 mm
/gate/trapeze1_Leaf1_left/geometry/setY2Length 5 mm
/gate/trapeze1_Leaf1_left/geometry/setZLength 47.5 mm
/gate/trapeze1_Leaf1_left/geometry/setTheta 57.567 deg
/gate/trapeze1_Leaf1_left/geometry/setTheta 56.800 deg
/gate/trapeze1_Leaf1_left/geometry/setAlp1 0 deg
/gate/trapeze1_Leaf1_left/geometry/setAlp2 0 deg
/gate/trapeze1_Leaf1_left/placement/setTranslation -36 0 23.25 mm
/gate/trapeze1_Leaf1_left/vis/setColor yellow
/gate/trapeze1_Leaf1_left/vis/forceSolid
/gate/trapeze1_Leaf1_left/vis/setVisible 1

/gate/MLC120_Leaf1_Left_Layer/daughters/name trapeze2_Leaf1_left

```

```

/gate/MLC120_Leaf1_Left_Layer/daughters/insert general_trpd
/gate/trapeze2_Leaf1_left/setMaterial Tungsten
/gate/trapeze2_Leaf1_left/geometry/setX1Length 159.64 mm
/gate/trapeze2_Leaf1_left/geometry/setX2Length 159.64 mm
/gate/trapeze2_Leaf1_left/geometry/setX3Length 16 mm
/gate/trapeze2_Leaf1_left/geometry/setX4Length 16 mm
/gate/trapeze2_Leaf1_left/geometry/setY1Length 5 mm
/gate/trapeze2_Leaf1_left/geometry/setY2Length 5 mm
/gate/trapeze2_Leaf1_left/geometry/setZLength 46.5 mm
/gate/trapeze2_Leaf1_left/geometry/setTheta -57.470 deg
/gate/trapeze2_Leaf1_left/geometry/setPhi 0 deg
/gate/trapeze2_Leaf1_left/geometry/setAlp1 0 deg
/gate/trapeze2_Leaf1_left/geometry/setAlp2 0 deg
/gate/trapeze2_Leaf1_left/placement/setTranslation -38.0 0.0 -23.7 mm
/gate/trapeze2_Leaf1_left/vis/setColor yellow
/gate/trapeze2_Leaf1_left/vis/forceSolid
/gate/trapeze2_Leaf1_left/vis/setVisible 1

/gate/MLC120_Leaf1_Left/moves/insert genericRepeaterMove
/gate/MLC120_Leaf1_Left/genericRepeaterMove/setPlacementsFilename
data/precise_MultiLeafsCollimator_Leaf1Left.placements
/gate/MLC120_Leaf1_Left/genericRepeaterMove/useRelativeTranslation

/gate/MLC120/daughters/name MLC120_Leaf2_Right
/gate/MLC120/daughters/insert box
/gate/MLC120_Leaf2_Right/setMaterial Air
/gate/MLC120_Leaf2_Right/geometry/setXLength 166.1 mm
/gate/MLC120_Leaf2_Right/geometry/setYLength 5 mm
/gate/MLC120_Leaf2_Right/geometry/setZLength 98.0 mm
/gate/MLC120_Leaf2_Right/placement/setTranslation 83 0 0 mm
/gate/MLC120_Leaf2_Right/placement/setRotationAxis 0 0 1
/gate/MLC120_Leaf2_Right/placement/setRotationAngle 180 deg

/gate/MLC120_Leaf2_Right/daughters/name MLC120_Leaf2_Right_Layer
/gate/MLC120_Leaf2_Right/daughters/insert box
/gate/MLC120_Leaf2_Right_Layer/setMaterial Tungsten
/gate/MLC120_Leaf2_Right_Layer/geometry/setXLength 162.60 mm
/gate/MLC120_Leaf2_Right_Layer/geometry/setYLength 5 mm

```



```

/gate/MLC120_Leaf2_Right_Layer/geometry/setZLength 95 mm
/gate/MLC120_Leaf2_Right_Layer/placement/setTranslation -3.75 0.0 0.0 mm

/gate/MLC120_Leaf2_Right/daughters/name edge_Leaf2_Right
/gate/MLC120_Leaf2_Right/daughters/insert cylinder
/gate/edge_Leaf2_Right/setMaterial Tungsten
/gate/edge_Leaf2_Right/geometry/setRmax 197.501 mm
/gate/edge_Leaf2_Right/geometry/setRmin 189 mm
/gate/edge_Leaf2_Right/geometry/setHeight 5 mm
/gate/edge_Leaf2_Right/geometry/setPhiStart 166.19 deg
/gate/edge_Leaf2_Right/geometry/setDeltaPhi 27.62 deg
/gate/edge_Leaf2_Right/placement/setRotationAxis 1 0 0
/gate/edge_Leaf2_Right/placement/setRotationAngle 90 deg
/gate/edge_Leaf2_Right/placement/setTranslation 104.5 0 0 mm
/gate/edge_Leaf2_Right/vis/setVisible 1
/gate/edge_Leaf2_Right/vis/setColor magenta
/gate/edge_Leaf2_Right/vis/forceSolid

/gate/MLC120_Leaf2_Right_Layer/daughters/name trapeze1_Leaf2_Right
/gate/MLC120_Leaf2_Right_Layer/daughters/insert general_trpd
/gate/trapeze1_Leaf2_Right/setMaterial Tungsten
/gate/trapeze1_Leaf2_Right/geometry/setX1Length 16 mm
/gate/trapeze1_Leaf2_Right/geometry/setX2Length 16 mm
/gate/trapeze1_Leaf2_Right/geometry/setX3Length 162.60 mm
/gate/trapeze1_Leaf2_Right/geometry/setX4Length 162.60 mm
/gate/trapeze1_Leaf2_Right/geometry/setY1Length 5 mm
/gate/trapeze1_Leaf2_Right/geometry/setY2Length 5 mm
/gate/trapeze1_Leaf2_Right/geometry/setZLength 47.5 mm
/gate/trapeze1_Leaf2_Right/geometry/setTheta 57.06 deg
/gate/trapeze1_Leaf2_Right/geometry/setPhi 0 deg
/gate/trapeze1_Leaf2_Right/placement/setTranslation -36.37 0.0 23.615 mm
/gate/trapeze1_Leaf2_Right/vis/setVisible 1
/gate/trapeze1_Leaf2_Right/vis/setColor magenta
/gate/trapeze1_Leaf2_Right/vis/forceSolid

/gate/MLC120_Leaf2_Right_Layer/daughters/name trapeze2_Leaf2_Right
/gate/MLC120_Leaf2_Right_Layer/daughters/insert general_trpd
/gate/trapeze2_Leaf2_Right/setMaterial Tungsten

```

```
/gate/trapeze2_Leaf2_Right/geometry/setX1Length 159.64 mm
/gate/trapeze2_Leaf2_Right/geometry/setX2Length 159.64 mm
/gate/trapeze2_Leaf2_Right/geometry/setX3Length 16 mm
/gate/trapeze2_Leaf2_Right/geometry/setX4Length 16 mm
/gate/trapeze2_Leaf2_Right/geometry/setY1Length 5 mm
/gate/trapeze2_Leaf2_Right/geometry/setY2Length 5 mm
/gate/trapeze2_Leaf2_Right/geometry/setZLength 46.5 mm
/gate/trapeze2_Leaf2_Right/geometry/setTheta -57.470 deg
/gate/trapeze2_Leaf2_Right/geometry/setPhi 0 deg
/gate/trapeze2_Leaf2_Right/geometry/setAlp1 0 deg
/gate/trapeze2_Leaf2_Right/geometry/setAlp2 0 deg
/gate/trapeze2_Leaf2_Right/placement/setTranslation -38.0 0.0 -23.7 mm
/gate/trapeze2_Leaf2_Right/vis/setColor magenta
/gate/trapeze2_Leaf2_Right/vis/forceSolid
/gate/trapeze2_Leaf2_Right/vis/setVisible 1

/gate/MLC120_Leaf2_Right/moves/insert genericRepeaterMove
/gate/MLC120_Leaf2_Right/genericRepeaterMove/setPlacementsFilename
data/precise_MultiLeafsCollimator_Leaf2Right.placements
/gate/MLC120_Leaf2_Right/genericRepeaterMove/useRelativeTranslation 1
```

Liste des publications

Zakaria Aitelcadi, Mohamed Reda Mesradi, Redouane El Baydaoui, Ahmed Bannan, Abdennacer Ait Ayoub, Kamal Saidi, Saad Elmadani. Monte Carlo Estimation of Dose in Heterogeneous Phantom Around 6MV Medical Linear Accelerator. Advances in Science, Technology and Engineering Systems Journal (ASTEJ).

Zakaria Aitelcadi, Ahmed Bannan, Redouane El Baydaoui, MR Mesradi, Abdellah Halimi, Saad Elmadani. FEASIBILITY OF EXTERNAL RADIOTHERAPY DOSE ESTIMATION IN HOMOGENOUS PHANTOM USING MONTE CARLO MODELING. Journal of Theoretical and Applied Information Technology (JATIT).

M.Mkimel, M. R Mesradi, R. El Baydaoui, Y.Toufique, **Z. Aitelcadi**, A. El Kharrim, A.Hilali. Assessment of computed tomography dose index (CTDI) using the platform GEANT4/GATE. Perspectives in Sciences, ELSEVIER.

Z. Aitelcadi, Y. Toufique, A. El Kharrim, S. Elmadani, A. Hilali, O. Bouhali. Validation of the GATE Monte Carlo code for radiation therapy : Varian Clinac2300C/D. IEEE Xplore.

Liste des communications orale

Z. Aitelcadi, Y. Toufique, A. El Kharrim, S. Elmadani, A. Hilali, O. Bouhali. Validation of the GATE Monte Carlo for Radiation Therapy : Varian Clinac2300C/D. The 4th IEEE International Conference on Optimization and Applications. 26 et 27 Avril 2018 à MOHAMMEDIA

Zakaria AITELCADI, Yassine TOUFIQUE, Saad EL MADANI. Validation of the Gate Montecarlo Code for radiation therapy. 6ème édition de la journée des doctorants. Le 5 Avril 2018 à SETTAT