

Thèse

**Contrôle dosimétrique des traitements
de radiothérapie par simulation Monte
Carlo de l'image de dose portale
transmise**

présentée devant

L'Institut National des Sciences Appliquées de Lyon

pour obtenir

le grade de Docteur

en

PHYSIQUE MÉDICALE

Ecole doctorale : EEA

par

Jean-Noël BADEL

Soutenance prévue le 09 DÉCEMBRE 2009 devant la Commission d'examen

Jury

Mme.	Ginette Marinello	Rapporteur	(Physicienne Médicale, HDR)
M.	Gérard Montarou	Rapporteur	(Directeur de Recherche, CNRS)
M.	Jacques Balosso	Examineur	(Professeur d'Université)
M.	Pascal François	Examineur	(Physicien Médical, HDR)
Mme.	Isabelle Magnin	Directeur de thèse	(Directeur de Recherche, INSERM)
M.	David Sarrut	Co-Directeur de thèse	(Chargé de Recherche, CNRS)

Membre invité : M. Claude Malet (Physicien unité de physique - CLB)

Résumé

Le sujet principal de cette thèse est le contrôle dosimétrique des traitements en radiothérapie par l'utilisation de l'imagerie portale numérique au silicium amorphe (a-Si). A l'origine, les systèmes d'imagerie portale numérique (Electronic Portal Imaging Device ou EPID) ont été conçus pour la vérification du positionnement du patient par rapport aux champs d'irradiation de son traitement. Depuis, plusieurs travaux ont mis en avant les propriétés dosimétriques de ces imageurs et leurs applications pour le contrôle dosimétrique *in vivo*.

Dans une première partie nous avons analysé les capacités dosimétriques de l'imageur au silicium amorphe, *iViewGT* (Elekta) utilisé en clinique dans le service de radiothérapie du Centre Léon-Bérard. Une première étape a consisté à étudier la stabilité de la réponse de l'imageur à court et long terme. Puis, une relation entre le niveau de gris de l'image portale et la dose a été établie pour un champ d'irradiation de référence. La seconde étape a permis d'estimer l'influence des paramètres d'irradiation sur la variation du niveau de gris en fonction de la dose. Nos résultats mettent en évidence la faisabilité d'utiliser ce système pour la dosimétrie à condition de procéder à un étalonnage précis, prenant en compte les paramètres d'irradiations les plus influents tels que : l'énergie nominale du faisceau de photons, la taille du champ et l'épaisseur du patient.

Malgré la complexité de l'étalonnage dosimétrique des imageurs portaux, plusieurs équipes ont cherché à modéliser la réponse de l'imageur par étalonnage. Nous avons choisi une voie complémentaire, nous proposons de simuler la réponse de l'*iViewGT* par méthode Monte Carlo. Nous avons ainsi modélisé par méthode Monte Carlo un faisceau de photons produit par un accélérateur linéaire (PRECISE d'Elekta) sur lequel l'imageur étudié est embarqué. Notre approche a consisté à modéliser la tête de l'accélérateur par un point source généralisé. Ce travail a nécessité deux étapes : la modélisation précise des éléments qui constituent la tête de l'accélérateur et la validation de la modélisation à partir de mesures expérimentales. En s'appuyant sur la technique des espaces des phases, nous avons calculé les distributions spatiales et énergétiques des photons à la sortie de l'accélérateur. Le but de ce travail était de pouvoir disposer d'un faisceau de photons *in silico* afin de l'utiliser pour prédire la réponse de l'imageur portal. Cette modélisation peut également être à la base d'autres applications telles que le calcul de la distribution de dose au sein d'un patient ou encore l'étude des interactions physiques ayant lieu dans la tête de l'accélérateur.

Nous avons ainsi mis à profit ces deux premières études pour explorer une première approche de méthode de prédiction d'images de dose portales transmises dans le cadre du contrôle dosimétrique *in vivo*. Notre méthode consiste à calculer l'image de transmission à travers le patient par simulation Monte Carlo et à mesurer l'image portale du champ d'irradiation sans le patient. Cette approche implique la prise en compte du patient et de l'imageur dans les calculs Monte Carlo. Nous avons donc modélisé l'*iViewGT* (à partir des données constructeur) et le patient (à partir de ses données tomодensitométriques). Le produit de l'image de transmission simulée par l'image portale mesurée donne l'image

de dose portale prédite. Le contrôle dosimétrique *in vivo* s'effectue alors en comparant l'image portale prédite à l'image réelle acquise pendant le traitement du patient.

Les premières validations de notre méthode de prédiction d'image de dose portale transmise ont consisté à comparer la transmission portale obtenue à partir de l'acquisition d'images portales à celle obtenue à partir de simulation Monte Carlo. Ces comparaisons ont été évaluées pour différentes configurations. Les résultats obtenus donnent des écarts inférieurs à 2% entre les transmissions mesurées et simulées. Ces premiers résultats permettent d'envisager la faisabilité d'un contrôle dosimétrique *in vivo* des patients à partir des imageurs portals numériques.

Toutefois, plusieurs problèmes restent encore à résoudre avant d'envisager une application en clinique. Premièrement, le temps de calcul des simulations Monte Carlo, encore trop long, limite l'application clinique de notre méthode de prédiction. Par ailleurs, la modélisation de l'accélérateur est à perfectionner, notamment la simulation du collimateur multi-lames. De même, il convient d'encore mieux comprendre les phénomènes physiques mis en jeu dans la formation de l'image portale afin de les modéliser le plus précisément possible. D'autre part, la conversion des niveaux de gris de l'image portale en image de dose implique un étalonnage dosimétrique complexe des imageurs portales. Enfin, leur utilisation plus fréquente va nécessiter le développement et la mise en place d'un contrôle qualité rigoureux.

L'imagerie portale numérique a-Si peut être à terme un excellent moyen de contrôle dosimétrique *in-vivo*, relativement peu encombrant et facile d'utilisation. Il convient cependant de s'assurer du bon positionnement du patient avant d'effectuer le contrôle dosimétrique. L'association d'un imageur cone beam et d'un imageur portal semble être une voie intéressante pour résoudre ce problème.

Mots-clefs : imagerie portale numérique au silicium amorphe, dose portale transmise, simulation Monte Carlo, dosimétrie *in vivo*.

Table des matières

Introduction	1
1 Rappels de physique médicale pour la radiothérapie	5
1.1 Introduction	5
1.2 Le photon	5
1.2.1 Définition	5
1.2.2 Les rayonnements de photons	5
1.2.3 Interactions photon-matière	6
1.2.3.1 L'effet Thomson-Rayleigh	6
1.2.3.2 L'effet photo-électrique	7
1.2.3.3 L'effet Compton	7
1.2.3.4 La création de paires	8
1.2.4 Effets biologiques des photons sur l'organisme	10
1.3 Description générale des accélérateurs linéaires de radiothérapie	11
1.3.1 Principe général de l'accélération d'électrons par un linac	11
1.3.2 Production des rayons X par un linac	12
1.3.3 Mise en forme des rayons X pour l'irradiation clinique	15
1.4 Propriétés dosimétriques des faisceaux de photons utilisés en radiothérapie .	18
1.4.1 Caractérisation d'un faisceau de photons de radiothérapie	18
1.4.2 La mesure de la dose en radiothérapie	19
1.4.2.1 La chambre d'ionisation	19
1.4.2.2 Formalisme IAEA 398	19
1.4.3 Distribution de la dose dans un milieu irradié par un faisceau de photons	20
1.4.3.1 La diffusion dans le milieu	20
1.4.3.2 La rétrodiffusion	20
1.4.3.3 L'équilibre électronique	20
1.4.3.4 La dose à l'entrée	20
1.4.3.5 Le rendement de dose en profondeur	21
1.4.3.6 Le profil de dose	22
1.5 Conclusion	23
2 Caractérisation dosimétrique d'un imageur portal numérique	25
2.1 Introduction	25
2.1.1 L'imagerie portale	25
2.1.2 La dosimétrie par imagerie portale numérique	26
2.2 Les imageurs portaux numériques, ou EPID (Electronic Portal Imaging Devices)	27
2.2.1 Le système caméra-miroir	27
2.2.2 Le système à matrice de chambres d'ionisation liquide	28
2.2.3 Le système à matrice de détecteurs au silicium amorphe (<i>a-Si</i>)	29
2.2.4 Avantages et inconvénients des trois systèmes	31
2.2.5 Le détecteur a-Si de notre étude : l' <i>iViewGT</i> d'Elekta	33

	2.2.5.1	Spécifications techniques	33
	2.2.5.2	L'autopsie d'un <i>iViewGT</i>	33
	2.2.5.3	La formation de l'image	33
2.3		Rétrospective bibliographique sur la caractérisation dosimétrique des EPIDs	37
	2.3.1	La capacité dosimétrique des EPIDs	37
	2.3.2	Stabilité de la réponse des EPIDs au cours du temps	38
	2.3.3	Les systèmes caméra-miroir	39
	2.3.4	Les systèmes à matrice de chambres d'ionisations liquides	40
	2.3.5	Les systèmes à matrice de silicium amorphe	41
	2.3.5.1	L'effet <i>glare</i>	41
	2.3.5.2	Etude de Grein <i>et al.</i>	42
	2.3.5.3	Etude de McDermott <i>et al.</i>	43
	2.3.5.4	L'effet <i>ghosting</i>	45
	2.3.5.5	Effets de la dose et du débit de dose	48
	2.3.5.6	Etude de Talamonti <i>et al.</i>	50
	2.3.5.7	Synthèse des paramètres influençant la réponse des EPID .	52
2.4		Contribution : caractérisation dosimétrique de l' <i>iViewGT</i>	53
	2.4.1	Objectif	53
	2.4.1.1	L' <i>iViewGT</i> et son étude dosimétrique	53
	2.4.1.2	Définition et mesure de la dose portale	54
	2.4.1.3	Principe	54
	2.4.1.4	Les conditions d'irradiation de références	54
	2.4.2	De l'image portale clinique à l'information dosimétrique	54
	2.4.3	Calculs des incertitudes sur les mesures expérimentales présentées .	55
	2.4.3.1	Incertitude sur la mesure du niveau de gris moyen \bar{G}	55
	2.4.3.2	Incertitude sur la mesure de la dose portale	55
	2.4.4	Stabilité de la réponse de l' <i>iViewGT</i> au cours du temps	56
	2.4.4.1	Méthode	57
	2.4.4.2	Résultats	57
	2.4.4.3	Conclusion	57
	2.4.5	Etude de l'équilibre électronique du détecteur	57
	2.4.5.1	Méthode	58
	2.4.5.2	Résultats	58
	2.4.5.3	Conclusion	61
	2.4.6	Réponse de l' <i>iViewGT</i> en fonction de la dose portale	61
	2.4.6.1	Méthode	62
	2.4.6.2	Résultats	62
	2.4.6.3	Conclusion	64
	2.4.7	L'effet <i>Ghosting</i> global	64
	2.4.7.1	Méthode	64
	2.4.7.2	Résultats	65
	2.4.7.3	Conclusion	67
	2.4.8	Influence du débit de dose	67
	2.4.8.1	Méthode	67
	2.4.8.2	Résultats	67
	2.4.8.3	Conclusion	68
	2.4.9	Influence de l'énergie	68
	2.4.9.1	Méthode	68
	2.4.9.2	Résultats	68
	2.4.9.3	Conclusion	71
	2.4.10	Influence de la taille de champ	71

2.4.10.1	Méthode	71
2.4.10.2	Résultats	71
2.4.10.3	Conclusion	73
2.4.11	Influence de l'épaisseur du patient	74
2.4.11.1	Méthode	74
2.4.11.2	Résultats	74
2.4.11.3	Conclusion	74
2.4.12	Influence de la distance dans l'air entre la sortie du patient et la surface de l' <i>iViewGT</i>	76
2.4.12.1	Méthode	76
2.4.12.2	Résultats	76
2.4.12.3	Conclusion	77
2.4.13	Influence de l'angle du bras de l'accélérateur	78
2.4.13.1	Méthode	78
2.4.13.2	Résultats	78
2.4.13.3	Conclusion	80
2.4.14	Synthèse des résultats	80
2.5	Conclusion	82
3	Simulation par méthode Monte Carlo d'un faisceau de photons de radiothérapie	85
3.1	Introduction	85
3.2	La méthode Monte Carlo	85
3.2.1	L'aiguille du Comte de Buffon	86
3.2.2	Simulation et calcul Monte Carlo	88
3.2.3	Les générateurs de nombres aléatoires	89
3.2.4	Le calcul d'intégrale par Monte Carlo	89
3.2.5	La simulation du transport des particules par Monte Carlo	91
3.2.5.1	Détermination de la localisation l de l'interaction	91
3.2.5.2	Détermination du constituant i	92
3.2.5.3	Détermination du type d'interaction j sur le constituant i	93
3.2.6	Conclusion	94
3.3	Le simulateur MCNPX	94
3.3.1	Histoire de MCNPX	95
3.3.2	Les principales caractéristiques de MCNPX	95
3.3.2.1	Généralités	95
3.3.2.2	Transport physique des particules	96
3.3.2.3	Transport des photons	98
3.3.2.4	Transport des électrons	100
3.3.2.5	Les <i>tallies</i> : les compteurs	102
3.3.2.6	Estimation de l'incertitude relative des calculs MCNPX	103
3.3.2.7	Les techniques de réduction de variance	104
3.4	Simulation d'un faisceau de photons	104
3.4.1	Modélisation de la tête du PRECISE pour les photons de 6 MV	105
3.4.1.1	Le linac PRECISE	105
3.4.1.2	Modélisation du faisceau source d'électrons	105
3.4.1.3	Modélisation de la cible et de son support	108
3.4.1.4	Modélisation du collimateur conique primaire	109
3.4.1.5	Modélisation du cône égalisateur	109
3.4.1.6	Les chambres monitrices d'ionisations	110
3.4.1.7	Modélisation des mâchoires X et Y	111
3.4.1.8	Modélisation du collimateur multi-lames (MLC)	111

3.4.2	Modélisation du faisceau de photons de 6 MV du PRECISE étudié	112
3.4.2.1	La simulation complète directe	113
3.4.2.2	Les espaces des phases	113
3.4.2.3	Le modèle de source généralisée	114
3.4.2.4	Le point source	115
3.4.2.5	Notre modèle de modélisation d'un faisceau de photons	117
3.4.3	Optimisation des paramètres de modélisation du faisceau de photons de 6MV	118
3.4.3.1	1 ^{ère} étape : Détermination de l'énergie cinétique moyenne E_0 du faisceau d'électrons source	119
3.4.3.1.1	Méthode :	119
3.4.3.1.2	Résultats :	126
3.4.3.1.3	Conclusion :	132
3.4.3.2	2 ^{ème} étape : Détermination de la distribution spatiale du faisceau d'électrons source	132
3.4.3.2.1	Méthode :	132
3.4.3.2.2	Résultats :	133
3.4.3.2.3	Conclusion :	136
3.4.3.3	3 ^{ème} étape : Vérification du rendement de dose en profondeur	136
3.4.4	Etude des spectres énergétiques des photons après leur passage à travers les composants de la tête de l'accélérateur	138
3.4.4.1	Méthode :	138
3.4.4.2	Résultats :	139
3.5	Conclusion	142
4	Vers la prédiction d'une image de dose portale transmise	145
4.1	Introduction	145
4.2	Rétrospective bibliographique sur les modèles de prédictions de la dose portale	146
4.2.1	Les méthodes d'étalonnages dosimétriques	146
4.2.1.1	Modèle d'étalonnage par conversion expérimentale de Chen <i>et al.</i>	147
4.2.1.2	Modèle d'étalonnage par simulation Monte Carlo de Spezi <i>et al.</i>	148
4.2.1.3	Conclusion	149
4.2.2	Les modèles de prédiction de la dose portale transmise	149
4.3	Contribution : notre modèle de prédiction de l'image de dose portale	150
4.3.1	Méthode	150
4.3.2	Modélisation du patient	150
4.3.2.1	L'apport de l'imagerie tomодensitométrique (TDM) pour la modélisation des patients	151
4.3.2.2	Les étapes de notre méthode de modélisation du patient	156
4.3.2.3	Conclusion	162
4.3.3	Modélisation de l' <i>iView</i> GT	162
4.3.3.1	Modélisation de la géométrie	162
4.3.3.2	Description du modèle de détection	162
4.3.3.3	Les limites de notre modélisation	164
4.3.4	Validation et résultats	164
4.3.4.1	Fantôme A : validation à l'axe pour un fantôme homogène symétrique	165
4.3.4.2	Fantôme B : validation en plusieurs points pour un fantôme homogène asymétrique	168

4.3.4.3	Fantôme C : validation en plusieurs points pour un fantôme hétérogène voxélisé	172
4.4	Conclusion	179
5	Discussions et Perspectives	181
5.1	Synthèse et discussion	181
5.1.1	Caractérisation dosimétrique de l' <i>iViewGT</i>	181
5.1.2	Simulation Monte Carlo d'un faisceau de photons	182
5.1.3	Prédiction de la dose portale transmise	183
5.2	Perspectives et développements futurs	185
5.2.1	Projets et perspectives	185
5.2.1.1	La réduction des temps de calcul des simulations	185
5.2.1.2	L'utilisation du code de simulation GATE	186
5.2.1.3	La dosimétrie <i>in vivo</i> en clinique	186
5.2.1.4	L'interprétation des écarts de doses	186
5.2.2	Quel futur pour le contrôle dosimétrique par EPID ?	187
5.2.3	Les EPID seront-ils adaptés à l'arthérapie dynamique ?	187
5.2.4	Quels développements futurs pour les détecteurs ?	188
5.2.5	La dose <i>in vivo</i> en ligne	188
	Publications et communications personnelles	189

Table des figures

1.1	<i>Effet photo-électrique : un photon incident d'énergie E éjecte un électron avec une énergie cinétique $E_c = E - W_1$ (W_1 énergie de liaison de l'électron projeté). L'orbite vacante est occupée par un électron provenant d'une couche plus externe. Le saut de l'électron libère une énergie, émise sous forme de photons de fluorescence, ou conduisant à l'éjection d'un autre électron : électron d'Auger.</i>	8
1.2	<i>Effet Compton : un photon incident d'énergie E projette un électron d'un atome en lui cédant une partie de son énergie E_a, lui même est dévié de sa trajectoire avec une nouvelle énergie E_s.</i>	9
1.3	<i>Création de paires : un photon pénètre dans le champ électrique intense qui règne au voisinage d'un noyau et se matérialise en un négaton et positon. Annihilation : le positon lorsqu'il ralenti rencontre un négaton de la matière et s'annihile avec lui pour produire deux photons de 0,511 MeV émis dans deux directions opposées.</i>	9
1.4	<i>Photographie d'un canon à électrons d'un accélérateur de type SL75/5 de Philips</i>	12
1.5	<i>Coupe axiale de la section accélératrice d'un accélérateur de 6 MV. Les cavités sont clairement visibles, le long de l'axe. L'extrémité gauche est reliée au canon à électrons et l'extrémité droite conduit à la cible</i>	12
1.6	<i>Photographie d'un magnétron, vu de face, d'un accélérateur de type SL75/5 de Philips</i>	13
1.7	<i>Photographie d'un magnétron, vu de dessous, d'un accélérateur de type SL75/5 de Philips</i>	13
1.8	<i>Schéma fonctionnel d'un linac : à droite de la cloison ; partie visible par le patient, à gauche ; accès réservé</i>	14
1.9	<i>Représentation schématique des éléments conditionnant la mise en forme du champ d'irradiation</i>	15
1.10	<i>Photographie du cône égalisateur d'un accélérateur de type Saturne pour un faisceau de photons de 10 MV</i>	16
1.11	<i>Photographie du collimateur du PRECISE</i>	17
1.12	<i>Photographie du collimateur multi-lames du PRECISE</i>	18
1.13	<i>Rendement de dose en profondeur dans l'eau pour un faisceau de photons d'énergie nominale 6 MV et de taille de champ $10 \times 10 \text{ cm}^2$. Région 1 : accroissement de la dose ou buildup. Région 2 : maximum de dose. Région 3 : atténuation exponentielle de la dose en fonction de la profondeur</i>	21
1.14	<i>Profil de dose d'un champ de photons de 6 MV et de dimensions $10 \times 10 \text{ cm}^2$ mesuré dans l'eau selon l'axe médian crossplane à une profondeur de 10 cm et à une distance source surface de l'eau de 90 cm. Région 1 : zone homogène et symétrique du champ. Région 2 : pénombre physique du champ. Région 3 : ombre du champ.</i>	23

2.1	<i>Schéma d'un système vidéo-écran fluorescent-miroir consistant d'une plaque de métal couvrant l'écran fluorescent, d'un miroir et d'une caméra CDD. Le schéma n'est pas à l'échelle.</i>	28
2.2	<i>Schéma d'un système à matrice de chambres d'ionisation : a) Carte de commande haute tension qui active les électrodes, carte des électromètres qui lisent le signal. b) Composition d'une matrice de chambres d'ionisation.</i>	29
2.3	<i>Schéma de principe d'un détecteur au silicium amorphe : a) Composition du détecteur : couche de métal, écran fluorescent en $Gd_2O_2S:Tb$, couche de silicium amorphe comportant une matrice de photodiodes couplée à un transistor à effet de champ. b) Element de la matrice et fonctionnement : photodiode contrôlée par un transistor TFT (Thin Film transistor) lui même commandé par une impulsion de tension. Un pixel est formé par l'association photodiode-TFT</i>	30
2.4	<i>Photographie de l'accélérateur Precise d'Elekta et de l'imageur portal iViewGT embarqué.</i>	33
2.5	<i>Photographie d'un imageur portal de type iViewGT ouvert. On distingue la plaque en cuivre, l'écran fluorescent et les cartes électroniques : 8 cartes pour les gate drivers et 16 pour les data lines.</i>	34
2.6	<i>Image de gain d'un iViewGT montrant les 16 segments images. Cette image est tirée de l'article de Louwe et al. [[56]]</i>	35
2.7	<i>Photographie d'une région d'un iViewGT ouvert, montrant le principe de lecture des pixels le long d'une gate drivers par les data lines.</i>	36
2.8	<i>Principe d'acquisition d'une image portale par l'iViewGT, tiré du manuel de maintenance de iViewGT Elekta</i>	37
2.9	<i>a) Représentation schématique de l'acquisition des images portales. b) Schéma de la mesure des doses portales.</i>	54
2.10	<i>Variation du niveau de gris moyen \bar{G} relatif en fonction de l'épaisseur de matériau équivalent eau ajouté à la surface de l'iViewGT pour deux tailles de champ (10×10 et 20×20 cm²) à feu nu correspondant aux résultats des séries de mesures (a) et (b). Les valeurs de \bar{G} sont normalisées par rapport à la valeur maximale.</i>	59
2.11	<i>Variation du niveau de gris moyen \bar{G} relatif en fonction de l'épaisseur de matériau équivalent eau ajouté à la surface de l'iViewGT avec et sans le milieu atténuant et variation de la transmission des valeurs relatives de \bar{G} pour un champ de 10×10 cm², correspondant aux séries de mesures (a) et (c). Les valeurs de \bar{G} sont normalisées par rapport à la valeur maximale.</i>	60
2.12	<i>Variation du niveau de gris moyen \bar{G} relatif en fonction de l'épaisseur de matériau équivalent eau ajouté à la surface de l'iViewGT pour trois énergies nominales de faisceau de photons 6, 10 et 18 MV correspondant aux séries de mesures (a), (d) et (e). Les valeurs de \bar{G} sont normalisées par rapport à la valeur maximale.</i>	61
2.13	<i>Variation du rapport \bar{G}/D_p en fonction du nombre d'UM pour les photons de 6 MV. Les valeurs sont normalisées par rapport à 500 UM.</i>	63
2.14	<i>Niveau de gris moyen \bar{G} de la région d'intérêt $RI_{centrée}$ en fonction de la dose portale D_P mesurée. Les écarts types relatifs de \bar{G} et les incertitudes sur la mesure de la dose portale sont inférieures à 1% et ne figurent donc pas sur le graphe.</i>	63
2.15	<i>Signal ghosting : a) 500 UM pour IP_1 et 10 UM pour IP_2 et IP_3. b) 50 UM pour IP_1 et 10 UM pour IP_2 et IP_3. c) 50 UM pour IP_1, IP_2 et IP_3.</i>	66
2.16	<i>Rapport \bar{G}/D_p en fonction du débit de dose. Les valeurs sont normalisées par rapport à 400 UM/min.</i>	68

2.17	Rapport \bar{G}/D_p en fonction du nombre d'unité moniteur pour les trois énergies nominales de faisceaux de photons 6, 10 et 18 MV. Pour chaque énergie, la valeur moyenne m des rapports est donnée ainsi que l'écart type relatif des valeurs par rapport à la moyenne	69
2.18	Niveau de gris moyen \bar{G} en fonction de la dose pour les trois énergies nominales de faisceaux (6, 10 et 18 MV), dans les conditions d'irradiation de référence [2.3].	70
2.19	Variation du niveau de gris moyen \bar{G} dans la région $RI_{centrée}$, de la dose portale D_p et la dose mesurée dans le mini fantôme en fonction de la surface du champ d'irradiation du faisceau de photons d'énergie nominale 6 MV. Les valeurs sont normalisées par rapport à la surface du champ $10 \times 10 \text{ cm}^2$	72
2.20	\bar{G}/D_p en fonction de la surface du champ d'irradiation dans les conditions de référence. Les valeurs sont normalisées par rapport à la surface de champ 100 cm^2	73
2.21	Variation de la transmission selon la mesure par l'iViewGT ou la chambre d'ionisation en fonction de l'épaisseur du milieu équivalent eau m dans les conditions de référence. Les valeurs sont normalisées par rapport à l'épaisseur 0 cm.	75
2.22	Rapport \bar{G}/D_p en fonction de l'épaisseur du milieu atténuant m dans les conditions de référence. Les valeurs de R sont normalisée par rapport à l'épaisseur 0 cm.	75
2.23	Influence de la distance dans l'air d entre la sortie d'un milieu d'épaisseur 30 cm et la surface des détecteurs sur la réponse de l'iViewGT à l'axe du faisceau (figure a)) et sur la dose portale correspondante mesurée par chambre d'ionisation (figure b)). Les irradiations ont été effectuées dans les conditions de référence à l'exception de la présence du milieu dans le champ d'irradiation.	76
2.24	Variation du rapport \bar{G}/D_p en fonction de la distance dans l'air entre la sortie du milieu irradié et l'entrée de l'imageur et de la taille de champ.	78
2.25	Valeurs de \bar{G} au centre de l'image en fonction de l'angle du bras du Precise. Les valeurs sont normalisées par rapport à l'angle de référence 0°	79
2.26	Profils des niveaux de gris \bar{G} pour les angles 0° et 180° acquis dans les conditions d'irradiation de référence.	79
3.1	Représentation schématique du problème posé par Buffon	87
3.2	Représentation schématisée de l'interaction d'un photon en un point x à la distance l dans un milieu	92
3.3	Problème Monte Carlo de trois milieux avec trois histoires	97
3.4	Accélérateur PRECISE du Centre Léon-Bérard	106
3.5	Représentation schématique de notre modélisation de la cible et de son support, du collimateur primaire et du cône égalisateur du PRECISE pour les photons de 6 MV	110
3.6	A gauche, photo d'une lame du collimateur MLC du PRECISE (Elekta), vue de profil. A droite, photo de la même lame en vue face-profil. Ces photos montrent clairement l'extrémité arrondie de la lame qui limite la pénombre géométrique, et le rainurage central, le long de la lame, qui permet le coulisement entre les lames tout en évitant le fuite inter-lames.	112

3.7 *Fig. A : Représentation schématique de la modélisation complète directe. Fig. B : Schéma de la première phase de la modélisation avec un plan d'espace des phases ou de source généralisée. Fig. B' : Schéma de la deuxième phase de la modélisation; utilisation de l'espace des phases, ou de la source généralisée, comme source de rayonnement. Fig. C : Schéma de la première phase de calcul; enregistrement des photons à travers une surface de détection. Fig. C' : Schéma du point source; distributions angulaires et énergétique à partir du point, des photons recueillis en C . . .* 116

3.8 *Première étape de la conception du point source : détermination des distributions énergétique et spatiale des photons à la sortie du cône égalisateur. Les anneaux représentent les zones de détection (ou de comptage) par le tally cmesh1.* 118

3.9 *Deuxième étape : description du point source. Emission des photons à partir du point source. Mise en forme du champ d'irradiation par la collimation secondaire.* 119

3.10 *Distribution de probabilités des photons atteignant le plan détecteur en fonction de leur angle d'incidence, ou distribution spatiale des photons. Pour chaque énergie moyenne du faisceau d'électrons, les probabilités sont normalisées par la somme des probabilités entre 0° et 12°. Les incertitudes statistiques sont inférieures à 3%.* 120

3.11 *Ecart type relatif (en %) des valeurs de probabilités des angles d'incidences des photons pour les six énergies moyennes des faisceaux d'électrons en fonction de l'intervalle angulaire* 121

3.12 *Energie moyenne des photons atteignant le plan détecteur en fonction de leur angle d'incidence et de l'énergie moyenne des électrons du faisceau source.* 122

3.13 *Flux énergétique des photons par électron source en fonction de l'intervalle angulaire et de l'énergie moyenne du faisceau d'électrons source.* 123

3.14 *Ecart type relatif (en %) des valeurs de flux énergétiques des photons des douze intervalles angulaires en fonction de l'énergie moyenne des faisceaux d'électrons source* 124

3.15 *Calcul de la dose déposée dans les dosels le long de l'axe z dans un volume d'eau, à partir du point source de photons pour une taille de champ de 10x10 cm² et à la distance source-surface de l'eau de 100 cm. Le schéma n'est pas à l'échelle.* 125

3.16 *Comparaison des rendements de dose en profondeur du faisceau de photons de 6 MV entre les mesures expérimentales et les simulations MCNPX des trois premières énergies cinétiques moyennes E₀ du faisceau d'électrons source, pour un champ de 10x10 cm² à la distance source-surface de l'eau de 100 cm. a) E₀ = 6 MeV. b) E₀ = 6,2 MeV. c) E₀ = 6,4 MeV. Les courbes de rendements de dose sont normalisées à la dose à 10 cm. Les incertitudes statistiques sont toutes inférieures à 1%.* 127

3.17 *Comparaison des rendements de dose en profondeur du faisceau de photons de 6 MV entre les mesures expérimentales et les simulations MCNPX des trois dernières énergies cinétiques moyenne E₀ du faisceau d'électrons source, pour un champ de 10x10 cm² à la distance source-surface de l'eau de 100 cm. d) E₀ = 6,6 MeV. e) E₀ = 6,8 MeV. f) E₀ = 7 MeV. Les courbes de rendements de dose sont normalisées à la dose à 10 cm. Les incertitudes statistiques sont toutes inférieures à 1%.* 128

3.18	<i>Ecarts relatifs Δ entre les mesures expérimentales et les rendements de dose calculés pour les trois premières énergies cinétiques moyennes E_0 du faisceau d'électrons source : a) $E_0 = 6$ MeV. b) $E_0 = 6,2$ MeV. c) $E_0 = 6,4$ MeV.</i>	129
3.19	<i>Ecarts relatifs Δ entre les mesures expérimentales et les rendements de dose calculés pour les trois dernières énergies cinétiques moyennes E_0 du faisceau d'électrons source : d) $E_0 = 6,6$ MeV. e) $E_0 = 6,8$ MeV. f) $E_0 = 7$ MeV.</i>	130
3.20	<i>Calcul de la dose déposée dans les dosels le long de l'axe Y (sens inplane) à une profondeur de 10 cm d'eau, à partir du point source de photons pour une taille de champ de 10×10 cm² et à la distance source-surface de l'eau de 100 cm. Le schéma n'est pas à l'échelle.</i>	133
3.21	<i>Profil de dose du faisceau de photons de 6 MV mesuré sous appareil et profil de dose du faisceau de photons calculé à partir de la simulation du faisceau d'électrons source d'énergie moyenne 6,6 MeV et de rayon 0,5 mm. Les profils sont dans le sens droite-gauche. Ils sont donnés à une profondeur de 10 cm dans un fantôme d'eau, pour un champ de 10×10 cm² à la distance source-surface de l'eau de 100 cm. Les courbes sont normalisées par rapport à la valeur de la dose à l'axe. Les incertitudes statistiques sont inférieures à 1% dans la zone du plateau de dose et inférieures à 2% en dehors.</i>	134
3.22	<i>Ecarts relatifs Δ entre les valeurs de dose du profil mesuré sous appareil et les valeurs de dose du profil calculé à partir de la simulation du faisceau d'électrons source d'énergie moyenne 6,6 MeV et de rayon 0,5 mm.</i>	134
3.23	<i>Rendements de dose en profondeur mesuré et calculés avec la distribution fixée à $r = 0,5$ mm et sans. Les rendements sont données pour un champ de 10×10 cm² à la distance source-surface de l'eau de 100 cm. Les incertitudes statistiques sont inférieures à 1%.</i>	137
3.24	<i>Ecarts relatifs Δ entre les doses mesurées et les doses calculées avec la distribution fixée à $r = 0,5$ mm et sans.</i>	137
3.25	<i>Schéma global de l'ensemble des éléments modélisés dans le plan yz ($x = 0$). Les plans détecteurs virtuels sont illustrés par des segments noirs.</i>	139
3.26	<i>Distribution énergétique des probabilités de présence des photons après leur passage à travers : la cible, le collimateur primaire, le cône égalisateur et le collimateur secondaire pour une taille de champ de 34×34 cm² à 100 cm de la source pour le PRECISE modélisée. Les valeurs des probabilités des photons quittant la cible ont été divisées par 10 (symbole $\times \frac{1}{10}$ sur la figure) de manière à présenter tous les résultats sur la même figure. Les probabilités des photons sont données par électron source et sont normalisées par rapport à la probabilité à 1 MeV après la cible.</i>	140
3.27	<i>Résultats de Lewis et al. [[52]] : spectres de photons quittant chacun des éléments modélisés de la tête du SL 75/5 : cible, collimateur primaire, cône égalisateur et collimateur secondaire. Les spectres sont normalisés par rapport aux photons d'énergie 1 MeV quittant la cible.</i>	140
4.1	<i>Configurations expérimentales de la mesure de l'image portale et de la mesure de la dose dans un milieu équivalent eau.</i>	146
4.2	<i>A gauche : photographie du scanner Big Bore de Philips utilisé dans notre étude. A droite : fantôme CIRS 062 composé de 17 inserts offrant 9 densités électroniques différentes pour la calibration des unités Hounsfield.</i>	154

4.3	<i>Courbe d'étalonnage du scanner de type Big Bore de Philips de notre service de radiothérapie au Centre Léon-Bérard. La courbe donne la masse volumique en $g.cm^{-3}$ en fonction des valeurs moyennes des unités Hounsfields des protocoles d'acquisition cliniques 1 et 2, à partir des résultats du tableau 4.2.</i>	155
4.4	<i>Découpage de la courbe d'étalonnage 4.3 en six régions linéaires de pente différente, correspondant à six milieux : air, poumon, graisse, eau, muscle et os.</i>	155
4.5	<i>Les étapes de la modélisation du patient à partir d'une image tomographique.</i>	156
4.6	<i>A gauche, coupe scanner transverse d'un thorax, à droite même coupe après ré-échantillonnage en $5 \times 5 \times 5 \text{ mm}^3$.</i>	158
4.7	<i>Coupe de référence pour la segmentation de l'image 3D du patient. Les unités Hounsfield sont mesurées le long de l'axe AA'.</i>	159
4.8	<i>Valeurs des unités Hounsfield le long de l'axe AA' sur la coupe transverse de référence du patient considéré. Les traits en pointillés délimitent les plages de la segmentation.</i>	159
4.9	<i>A gauche : coupe scanner ré-échantillonnée, à droite : la même coupe après segmentation.</i>	160
4.10	<i>a) : Définitions de 6 cellules de composition différente. b) : Constitution de la lattice, matrice 3D de voxels</i>	161
4.11	<i>A gauche l'image ré-échantillonnée et segmenté, à droite la voxelisation de l'image en cellules MCNPX</i>	161
4.12	<i>Schéma représentatif de la modélisation de l'imageur iViewGT. Le schéma est à l'échelle.</i>	164
4.13	<i>A gauche : représentation schématique de la couche de GADOX et d'un dosel virtuel à la position (i,j) de dimensions $5 \times 5 \times 0.54 \text{ mm}^3$. A droite : localisation 2D de l'événement (i,j) dans l'image de dose. Schéma non à l'échelle.</i>	165
4.14	<i>Photographie de quelques plaques équivalent eau qui ont composé le fantôme A.</i>	166
4.15	<i>Image portale du fantôme A, obtenue à partir du faisceau de photons de 6 MV, de taille de champ $10 \times 10 \text{ cm}^2$, pour 100 UM. Le carré rouge, centré à l'axe du faisceau, représente la région d'intérêt ($1 \times 1 \text{ cm}^2$) dans laquelle \bar{G} a été calculé.</i>	167
4.16	<i>Ecart relatif Δ (en %) entre les transmissions mesurées et simulées, en fonction de l'épaisseur du fantôme A traversée.</i>	168
4.17	<i>Photographie du fantôme homogène asymétrique B.</i>	169
4.18	<i>Image portale du fantôme B, obtenue à partir du faisceau de photons de 6 MV, de taille de champ $15 \times 15 \text{ cm}^2$ à l'isocentre, pour 100 UM. Les carrés rouges, centrés sur les projections des marches, représentent les régions d'intérêt ($1 \times 1 \text{ cm}^2$) dans lesquelles \bar{G} a été calculé.</i>	170
4.19	<i>Ecart relatif Δ (en %) en fonction de la marche du fantôme B traversée.</i>	171
4.20	<i>Valeurs des transmissions, mesurées et simulées, à travers la couche de PMMA, en fonction de la distance à l'axe des positions des régions d'intérêt et des dosels. A chaque position, est donné l'écart Δ entre les valeurs mesurées et simulées de la transmission.</i>	172
4.21	<i>Photographie de l'intérieur du fantôme hétérogène C.</i>	173
4.22	<i>a) Image portale acquise sans fantôme ni table de traitement (feu nu) pour le faisceau de photons de 6 MV de taille de champ $10 \times 10 \text{ cm}^2$ à l'isocentre. b) Image portale du fantôme C acquise avec le même faisceau de photons.</i>	174

4.23	<i>Coupe centrale de l'image scanner du fantôme hétérogène C ré-échantillonnée en $5 \times 5 \times 5 \text{ mm}^3$. Les trois matériaux (bois, polyéthylène et PMMA) sont présentés. Les unités Hounsfield sont mesurées le long de l'axe AA'.</i>	174
4.24	<i>Valeurs des unités Hounsfield le long de l'axe AA' de la coupe centrale de l'image scanner ré-échantillonnée du fantôme C. Les pointillés délimitent les plages de la segmentation.</i>	175
4.25	<i>Image portale ré-échantillonnée en $1 \times 1 \text{ cm}^2$. Les régions d'intérêts sont alignées le long de l'axe (XX') passant par le centre de l'image. Les dimensions des régions d'intérêts sont $1 \times 1 \text{ cm}^2$.</i>	176
4.26	<i>Fantôme C modélisé en voxel MCNPX. Chaque couleur correspond à un matériau de densité et de composition atomique spécifique.</i>	176
4.27	<i>Profils des doses portales simulées avec et sans le fantôme C le long de l'axe des X du plan détecteur. Un point des courbes correspond à la valeur d'un dosel de dimensions $1 \times 1 \times 0,054 \text{ cm}^3$. Les doses portales sont exprimées en Gy par photon source. Les incertitudes statistiques relatives sont inférieures à 2%.</i>	177
4.28	<i>Profils des niveaux de gris mesurés avec et sans le fantôme C le long de l'axe XX'. Un point des courbes correspond au niveau de gris moyen calculé dans une région d'intérêt de $1 \times 1 \text{ cm}^2$.</i>	177
4.29	<i>Profils de transmissions mesurées et simulées le long de l'axe XX'.</i>	178
4.30	<i>Valeurs des écarts relatif $\Delta [(4.9)]$ de transmission le long de l'axe XX', à l'intérieur des limites géométriques du faisceau $[-8, 8]$.</i>	178

Liste des tableaux

2.1	<i>Composition, avantages et inconvénients des trois systèmes d'imagerie numérique utilisés en radiothérapie.</i>	32
2.2	<i>Spécifications techniques de l'imageur portal iViewGT d'Elekta. Une image élémentaire ou frame est une lecture complète de toutes les photodiodes.</i> . . .	34
2.3	<i>Conditions d'irradiation de référence</i>	55
2.4	<i>Incertitude combinée relative (somme quadratique des incertitudes de type A et B) et incertitude élargie relative ($k = 2$ intervalle de confiance à 95,45 %) de mesure de $D_{eau,Q}(z)$ pour le faisceau de photons d'énergie nominale 6 MV de l'accélérateur de type Precise du Centre Léon Bérard d'après le travail de Lucie Guérin.</i>	56
2.5	<i>Stabilité à court et long terme de la réponse de l'iViewGT. L'écart type relatif et la déviation maximale des valeurs de \overline{G} correspondent à l'acquisition de 6 images consécutives pour la stabilité à court terme et à l'acquisition de plusieurs séries de trois images étalées sur deux années pour la stabilité à long terme.</i>	57
2.6	<i>Description des séries de mesures réalisées pour évaluer l'équilibre électronique. La première ligne donne la taille de champ du faisceau en cm^2, la seconde ligne précise l'épaisseur du milieu atténuant dont le centre est placé à l'isocentre, la troisième ligne donne le nombre d'unité moniteur et la dernière l'énergie nominale du faisceau de photons.</i>	58
2.7	<i>Écarts relatifs entre les valeurs expérimentales (A) et l'approximation linéaire (B) à partir de l'équation (2.11)</i>	64
2.8	<i>Valeurs des niveaux de gris moyens \overline{G} pour les faisceaux de 10 et 18 MV par rapport au faisceau de 6 MV. Les résultats sont obtenus à partir des approximations linéaires déterminées pour chaque énergie nominale.</i>	70
2.9	<i>Écarts relatifs des valeurs de R entre les valeurs obtenues par mesures expérimentales et les valeurs calculées à partir de l'approximation logarithmique (2.15)</i>	73
2.10	<i>Synthèse des paramètres étudiés et importance de leur effet respectif sur le rapport \overline{G}/D_p et sur la relation entre \overline{G} et D_p</i>	81
3.1	<i>Influence de l'énergie moyenne du faisceau d'électrons source sur les écarts entre les rendements de dose mesurés et calculés. Avec $Z_{D_{max}}$ la profondeur estimée du maximum de dose, D_{20}/D_{10} l'indice de qualité, σ et γ les valeurs moyennes des écarts Δ respectivement entre $Z_{D_{max}}$ et la profondeur de 30 cm d'eau et dans la région du build-up, et σ_{Max} l'écart maximal absolu entre $Z_{D_{max}}$ et la profondeur de 30 cm d'eau.</i>	131
3.2	<i>Pénombre en mm et moyennes des écarts relatifs absolus (λ) et valeurs des écarts maximaux (λ_{Max}) entre le profil de dose mesuré et les profils de dose simulés pour les cinq distributions spatiales du faisceau d'électrons source dans la région du plateau.</i>	135

3.3	<i>Influence de la distribution spatiale des électrons sur les écarts entre les rendements de dose mesurés et calculés. Avec $Z_{D_{max}}$ la profondeur estimée du maximum de dose, D_{20}/D_{10} l'indice de qualité, σ et γ les valeurs moyennes des écarts Δ respectivement entre $Z_{D_{max}}$ et la profondeur de 30 cm d'eau et dans la région du build-up, et σ_{Max} l'écart maximal absolu entre $Z_{D_{max}}$ et la profondeur de 30 cm d'eau.</i>	138
3.4	<i>Transmissions et énergies moyennes des photons à travers la cible, le collimateur primaire, le cône égalisateur et le collimateur secondaire.</i>	141
4.1	<i>Caractéristiques des deux protocoles utilisés pour la mesure des valeurs de H. Le pitch correspond au rapport du déplacement de la table d'examen lors de chaque rotation du tube sur la largeur du système de détection utilisé . .</i>	153
4.2	<i>Nature, masse volumique et densité électronique normalisée par rapport à l'eau, des inserts du fantôme de type CIRS 062. Pour chaque insert, les valeurs des unités Hounsfields ont été mesurées pour les deux protocoles et la valeur moyenne entre les deux a été calculée. Pour l'air, ρ et ρ_e sont données pour une pression de 1013 mbar à 20°C pour une humidité relative de 50%.</i>	154
4.3	<i>Plages des unités Hounsfield et composition atomique en pourcent des six milieux précédemment définis. Les compositions atomiques de chaque élément sont tirées du rapport ICRU44 [[38]]. Le symbole Z correspond au numéro atomique de l'atome.</i>	156
4.4	<i>Densité, composition atomique et épaisseur des matériaux composant l'imageur iViewGT. La nature et l'épaisseur des matériaux ont été fournis par le constructeur Elekta, tandis que les densités et les compositions atomiques ont été tirées des données du NIST.</i>	163
4.5	<i>Transmissions portales mesurées et simulées en fonction de l'épaisseur du fantôme homogène A pour le faisceau de photons de 6 MV de dimensions $10 \times 10 \text{ cm}^2$. Les incertitudes statistiques relatives R des calculs Monte Carlo sont inférieures à 1%.</i>	167
4.6	<i>Transmissions portales mesurées ($T^{Mesurée}$) et simulées (T^{MCNPX}), et différence relative Δ pour les six marches du fantôme B. Les incertitudes statistiques relatives R, des calculs Monte Carlo sont inférieures à 1%. . . .</i>	170

Introduction

En France, on estime à 320 000 le nombre de nouveaux cas de cancer détectés par an ¹. Plus de la moitié d'entre eux reçoivent un traitement de radiothérapie, exclusif ou associé à une autre modalité de traitement telle que la chirurgie ou la chimiothérapie. Le principe de la radiothérapie consiste à traiter les tumeurs par l'utilisation de rayonnements ionisants (photons ou électrons) de hautes énergies dont les effets biologiques conduisent à la mort des cellules cancéreuses.

L'objectif de cette arme thérapeutique est de délivrer une dose de radiation la plus élevée possible au volume tumoral, en limitant l'irradiation des tissus sains avoisinants pour réduire le risque de complications. Les appareils de traitements et les techniques d'irradiation ont considérablement évolué pour atteindre cet objectif. Les traitements ont tout d'abord évolué vers la radiothérapie conformationnelle (RTC), puis vers la radiothérapie conformationnelle avec modulation d'intensité (RCMI) qui est utilisé dans les cas complexes où les volumes cibles sont très proches d'organes à risque (OAR). Aujourd'hui, la RCMI évolue vers l'arcthérapie dynamique, dans laquelle la vitesse de rotation du bras de l'accélérateur, la position des lames et le débit de dose varient en continue durant l'irradiation. Les spécificités de l'arcthérapie dynamique offrent deux avantages majeurs : une meilleure protection des tissus sains et une réduction de la durée des séances de traitement.

La réussite du traitement repose sur la précision du calcul de dose et sur la précision de l'irradiation. Le calcul de dose s'opère lors de l'étape de planification dosimétrique du traitement. Cette étape consiste à fixer les paramètres d'irradiation tels que : l'énergie, l'angle d'incidence et les dimensions des faisceaux, ce qu'on appelle *la balistique*, puis à calculer la dose dans le patient. Elle se réalise par l'utilisation d'un logiciel spécifique aux plans de traitement ou *treatment planning system* (TPS), lequel permet de créer la balistique et de calculer la distribution de dose à partir d'images tomodensitométriques du patient en position de traitement, nommé *scanner dosimétrique*.

La précision de l'irradiation est potentiellement menacée par plusieurs sources d'erreurs, lesquelles peuvent augmenter l'incertitude de la dose délivrée au patient jusqu'à des valeurs inacceptables. Ces sources d'erreurs peuvent être classées en quatre catégories : celles commises lors de la planification dosimétrique, ou pendant le transfert des données du traitement entre le TPS et les accélérateurs linéaires, les erreurs de fonctionnement des appareils de traitement et, les erreurs reliées au patient, dues à son mauvais positionnement sur la table de traitement ou au mouvement de ses organes.

Le contrôle de la position du patient et le contrôle dosimétrique du traitement sont donc indispensables pour garantir la dose délivrée au patient.

En pratique, le contrôle du positionnement du patient sur la table de traitement s'effectue en comparant des images de référence, établies lors de la planification

¹Chiffre de l'Institut de Veille Sanitaire, 2005

dosimétrique, à celles acquises avec le patient installé sous l'accélérateur linéaire. Ces dernières, sont produites soit directement à partir du faisceau du traitement (image 2D, mégavolt) soit à partir d'un système d'imagerie embarqué (image 2D ou 3D, kilovolt).

La dose reçue par le patient durant le traitement est actuellement contrôlée à l'aide de diodes, de dosimètres thermoluminescents (TLD) ou OSL. Ces détecteurs, positionnés à la surface du patient, mesurent des doses en des points spécifiques à partir desquelles on peut déduire la dose à l'intérieur du patient. La comparaison entre la dose interne déduite des mesures et la valeur prédite par le TPS permet de contrôler la dose *in vivo*. Mais ce contrôle se limite à la radiothérapie conformationnelle classique car les dosimètres utilisés ne sont pas adaptés à la vérification des champs de RCMI ou d'arcthérapie.

Les imageurs portales numériques ou Electronic Portal Imaging device (EPID), initialement conçus pour contrôler la position du patient, font l'objet de nombreux travaux sur leur application au contrôle dosimétrique. Ces détecteurs plans, fixés aux accélérateurs linéaires, génèrent une image numérique du champ d'irradiation. Par rapport aux dosimètres classiques, ils offrent de nombreux avantages : une carte de dose bidimensionnelle, une installation simple et rapide, et une utilisation sans aucun contact physique entre le patient et le détecteur. En revanche, leur utilisation clinique pour le contrôle dosimétrique durant le traitement requiert plusieurs étapes préliminaires : une étude de leurs capacités dosimétriques, un étalonnage dosimétrique niveaux de gris-dose, un modèle de calcul de dose prévisionnelle et une méthode d'analyse comparative.

Le contrôle du positionnement par imagerie portale numérique a fait l'objet d'une première étude au sein du Centre Léon-Bérard [[79]]. L'utilisation des EPIDs pour le contrôle dosimétrique des traitements constitue un nouvel axe de recherche. Dans ce projet, nous nous intéressons à la mesure, par l'imageur portal, de la dose en sortie de patient, que nous nommons : *dose portale transmise*. La méthode de contrôle dosimétrique que nous proposons, consiste à comparer la dose portale transmise mesurée à la dose portale transmise prévisionnelle. Ce travail s'insère dans une équipe multi-disciplinaire regroupant des informaticiens, des médecins et des physiciens, au sein d'une collaboration entre chercheurs du laboratoire CREATIS et du CLB.

L'objectif principal de cette thèse est de développer un modèle de prédiction de la dose portale transmise. Trois axes sont étudiés : les propriétés dosimétriques des EPIDs, la simulation Monte Carlo d'un faisceau de photons, et la prédiction de la dose portale transmise. Ce travail constitue une première étape dans le contrôle de la dosimétrie *in vivo* par EPID.

Cette thèse se décline en cinq chapitres. Le premier chapitre rappelle les notions fondamentales de la physique médicale dans le domaine de la radiothérapie telles que : le photon et ses interactions avec la matière, les accélérateurs linéaires médicaux, et les propriétés dosimétriques des faisceaux de photons. Il a ainsi pour but d'introduire les bases de physique médicale sur lesquelles les travaux présentés dans cette thèse se réfèrent.

Dans le deuxième chapitre, nous étudions les propriétés dosimétriques des imageurs portaux numériques. Dans un premier temps, une description des différentes technologies d'imageur : caméra-miroir, matrice de chambre d'ionisation liquide et matrice de détecteurs au silicium amorphe, est donnée. Celle-ci se poursuit par l'énumération des avantages et inconvénients de chaque technologie. Cette première partie se termine par la présentation de l'imageur au silicium amorphe qui est utilisé au Centre Léon-Bérard et qui fait l'objet de ce travail : l'*iViewGT* du constructeur européen Elekta. Dans un

deuxième temps, une rétrospective bibliographique sur la caractérisation dosimétrique des trois technologies d'EPID est exposée. Dans la dernière partie, nous évaluons les propriétés dosimétriques de l'*iViewGT* en fonction des paramètres du traitement tels que : l'énergie du faisceau de photons, la taille du champ d'irradiation ou encore l'épaisseur du patient.

Dans le troisième chapitre, nous développons un modèle de simulation d'un faisceau de photons de radiothérapie par méthode Monte Carlo. Après avoir rappelé le principe de la méthode Monte Carlo, nous présentons le code MCNPX que nous avons choisi d'utiliser pour simuler un faisceau de photons produit par un accélérateur de type Precise (Elekta). Dans un deuxième temps, nous détaillons les étapes qui composent cette simulation : modélisation de la tête de l'accélérateur, modélisation du faisceau de photons et optimisation des paramètres de modélisation du faisceau. Dans une dernière partie, nous étudions l'influence des éléments de la tête de l'accélérateur sur les spectres énergétiques des photons.

Dans le quatrième chapitre, nous proposons un modèle de prédiction de la dose portale transmise. Dans une première partie, une rétrospective bibliographique sur les modèles d'étalonnage dosimétrique et de prédictions de l'image de dose portale de transmission est exposée. Dans une deuxième partie, notre méthode de prédiction par simulation Monte Carlo est explicitée. La modélisation des données tomодensitométriques des patients et celle de l'*iViewGT* sont détaillées. Puis, nous présentons l'ensemble des résultats qui constituent une première validation de notre modèle de prédiction de la dose portale transmise.

Dans le dernier chapitre, nous faisons la synthèse des résultats obtenus au cours de cette thèse. De plus, nous développons les perspectives qui doivent être apporter à ces travaux de recherche et nous présentons les développements futurs de la dosimétrie portale.

1

Rappels de physique médicale pour la radiothérapie

1.1 Introduction

L'image portale est produite par le faisceau de photons de hautes énergies qui traite le patient. Un modèle de prédiction de l'image de dose doit se fonder sur la connaissance de l'imageur lui-même et sur le champ d'irradiation qui en est à l'origine. Ce chapitre a pour objectif de rappeler les propriétés des faisceaux de photons utilisés en radiothérapie.

Il se décline en trois parties principales : une description concise du photon et de ses interactions avec le milieu dans le domaine de la radiothérapie, une présentation générale des accélérateurs linéaires médicaux, en particulier l'accélérateur de type PRECISE d'Elekta et un énoncé des propriétés dosimétriques des faisceaux de photons produits et utilisés pour le traitement des patients.

1.2 Le photon

Ce paragraphe vise à définir le photon, à rappeler les interactions photon-matière susceptibles d'avoir lieu aux énergies des faisceaux de photons utilisés en radiothérapie et enfin à présenter les effets biologiques des faisceaux de photons sur l'organisme.

1.2.1 Définition

Le photon¹ est un concept difficile à définir car il présente simultanément des propriétés d'ondes électromagnétiques et de corpuscule (sans charge électrique et sans masse). On dit du photon qu'il a une dualité onde-corpuscule.

En radiothérapie, le photon est plutôt décrit comme une particule possédant une certaine probabilité d'interaction avec les tissus du patient dans quel cas il cède partiellement ou totalement la quantité d'énergie qu'il matérialise.

1.2.2 Les rayonnements de photons

Regroupés, les photons forment un rayonnement que l'on classe, selon leur origine, en quatre catégories [[27]] :

¹Le nom photon est dérivé du mot grec photos qui signifie lumière

- Les rayons γ : ils sont émis lors de certaines désintégrations radioactives de radionucléides (exemples : ^{99m}Tc , ^{123}I , etc.)
- La radiation d’annihilation : l’annihilation positon-électron dans la matière produit l’émission de deux photons de direction diamétralement opposées ($180^\circ \pm 0,5^\circ$).
- Le rayonnement de freinage ou rayons X de Bremsstrahlung : ils sont issus des interactions électrons-noyaux.
- Les rayons X caractéristiques (ou fluorescence) : ils sont émis lors des transitions d’électrons de leur orbite aux orbites vacantes d’énergie inférieure.

En radiothérapie, l’origine des rayons X est de type Bremsstrahlung. Ils sont produits par des accélérateurs linéaires d’électrons dont une description générale est proposée au paragraphe 1.3.

1.2.3 Interactions photon-matière

Quelque soit le type du rayonnement X, l’atténuation de son intensité à travers une épaisseur x de matière est donnée par :

$$I(x) = I(0) \exp(-\mu(h\nu, Z)x) \quad (1.1)$$

où $I(0)$ est l’intensité initiale du faisceau de photons non-atténué, $\mu(h\nu, Z)$ le coefficient d’atténuation linéaire qui est fonction de l’énergie $E = h\nu$ du photon et du numéro atomique Z de la matière. Pour qu’un faisceau de photons soit atténué par le milieu, il faut que de multiples interactions se produisent entre les photons et la matière. Lors de ces interactions, les photons déposent leur énergie selon un processus en deux étapes :

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

Aux énergies de photons utilisées en radiothérapie (typiquement entre 4 et 25 MeV), quatre types d’interactions photon-matière peuvent se produire : l’effet Thomson-Rayleigh, l’effet photo-électrique, l’effet Compton et la création de paires. Une description simple de ces quatre types d’interaction établie à l’aide de l’ouvrage de Tubiana et Dutreix [[61]] est proposée par la suite.

1.2.3.1 L’effet Thomson-Rayleigh

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

L’effet Thomson-Rayleigh ne se produit que pour les faibles valeurs d’énergie des photons. Sa probabilité d’apparition diminue très rapidement lorsque l’énergie augmente.

A titre indicatif, la région d’énergie significative de l’effet Thomson-Rayleigh dans l’eau est inférieure à 20 keV.

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

1.2.3.2 L'effet photo-électrique

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

Par commodité, l'interprétation de l'interaction photo-électrique est généralement ramenée à une collision entre un photon d'énergie E et un électron orbital d'un atome d'énergie de liaison W entraînant l'absorption du photon et l'éjection de l'électron avec une énergie cinétique $E_c = E - W$. L'électron éjecté, appelé photo-électron, laisse une orbite libre qui est occupée par un électron provenant d'une couche électronique plus externe *i.e* plus éloignée du noyau donc d'énergie de liaison plus faible. La couche de l'électron éjecté est généralement celle dont l'énergie de liaison est immédiatement inférieure à l'énergie E des photons. Le saut de l'électron sur une couche plus interne libère une énergie égale à la différence des énergies de liaison des deux orbites considérées. Cette énergie libérée est rayonnée sous forme de photons appelés photons de fluorescence ou rayons X caractéristiques de l'atome [Fig. 1.1].

En fonction du numéro atomique Z de l'atome cible, les photons de fluorescence peuvent être classés parmi les rayons X pour les Z élevés ou peuvent être assimilés à des photons lumineux pour les Z faibles. Dans ce dernier cas, les photons lumineux sont en compétition avec un deuxième phénomène : l'effet Auger. Au lieu d'obtenir l'émission d'un photon de fluorescence par le saut d'un électron d'un niveau énergétique W_2 à un niveau énergétique W_1 plus élevé, on peut observer l'éjection d'un électron de la couche 2. L'énergie cinétique de cet électron sera égale à $(W_1 - W_2) - W_2$ où le terme $(W_1 - W_2)$ est la différence énergétique entre les couches électroniques 1 et 2 et le terme W_2 est l'énergie utile à l'extraction de l'électron [Fig. 1.1]. La probabilité pour que l'effet Auger remplace l'émission de photon de fluorescence est d'autant plus élevée que le numéro atomique Z de l'atome est petit.

Le coefficient d'atténuation massique (coefficient d'atténuation par unité de masse) de l'effet photo-électrique pour des photons d'énergies E supérieures à l'énergie W de la couche électronique sur laquelle se trouve l'électron est proportionnelle à $(\frac{Z}{E})^3$.

Dans le domaine de la radiothérapie où la majorité des atomes ont un Z petit (tissus mous), les effets photo-électriques se produisent sur la couche la plus interne : la couche k et l'effet Auger remplace l'émission des photons de fluorescence augmentant ainsi l'énergie localement absorbée. Enfin, l'interaction photo-électrique est prédominante dans les tissus humains aux énergies inférieures à 100 keV.

1.2.3.3 L'effet Compton

L'effet Compton décrit une interaction entre un photon de haute énergie et un électron pouvant être considéré comme libre car son énergie de liaison au noyau est négligeable devant celle du photon incident. La collision entre le photon d'énergie E et l'électron libre projette ce dernier en lui cédant sous forme d'énergie cinétique E_a une certaine fraction de son énergie tandis que l'énergie résiduelle $E_s = E - E_a$ est emportée par le photon incident. Après collision, le photon incident est dévié (photon diffusé) d'un angle Θ de sa trajectoire initiale tandis que la trajectoire de l'électron projeté (électron de recul ou électron Compton) fait un angle φ avec cette même direction [Fig. 1.2]. L'atome cible perd un électron et s'ionise entraînant des phénomènes de fluorescence et d'effet Auger.

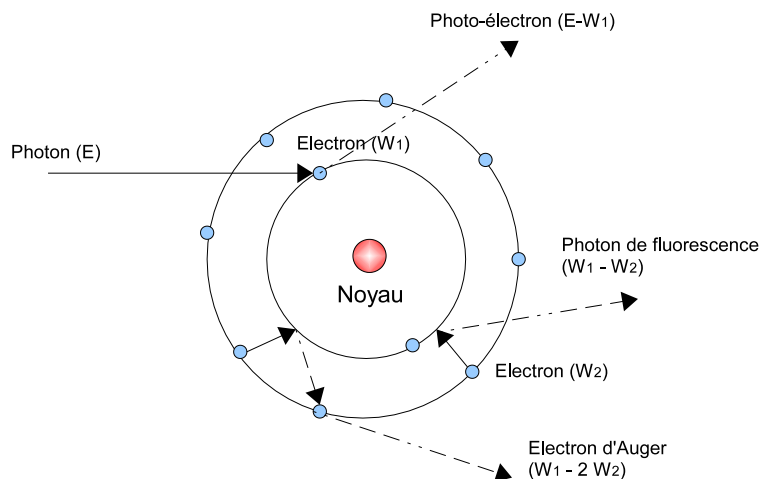


FIG. 1.1 – *Effet photo-électrique : un photon incident d'énergie E éjecte un électron avec une énergie cinétique $E_c = E - W_1$ (W_1 énergie de liaison de l'électron projeté). L'orbite vacante est occupée par un électron provenant d'une couche plus externe. Le saut de l'électron libère une énergie, émise sous forme de photons de fluorescence, ou conduisant à l'éjection d'un autre électron : électron d'Auger.*

Les valeurs des énergies E_s et E_a ainsi que les valeurs des angles Θ et φ ne sont pas indépendantes mais obéissent aux relations de Compton établies à partir des principes de la conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement.

Dans chaque collision, les valeurs des paramètres E_s , E_a , Θ et φ sont liées entre elles par les relations de Compton mais diffèrent d'une collision à l'autre. La probabilité de chaque collision est décrite par la relation de Klein et Nishina. Il existe une probabilité pour que le photon ait un angle de diffusion Θ et que l'électron ait un angle de projection φ . En règle générale, lorsque l'énergie E des photons incidents est faible (inférieures à 100 keV), les photons diffusés sont émis de manière presque uniforme dans tout l'espace tandis que les électrons Compton sont projetés de façon quasi uniforme dans toutes les directions en avant du point d'interaction. Lorsque l'énergie E est élevée, la quasi totalité des photons diffusés sont émis vers l'avant à l'intérieur d'un cône dont l'ouverture diminue quand E augmente, il en est de même pour les électrons qui sont en plus tous projetés au-delà du point d'interaction.

Pour les faisceaux de photons, il est usuel de définir une énergie moyenne $\overline{E_s}$ des photons diffusés et une énergie moyenne $\overline{E_a}$ des électrons Compton. La fraction d'énergie $\frac{\overline{E_s}}{E}$ qui est emportée en moyenne par les photons diffusés diminue lorsque E augmente alors que simultanément la fraction d'énergie moyenne $\frac{\overline{E_a}}{E}$ emportée par l'électron Compton augmente avec E .

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

Dans le domaine d'énergie considéré en radiothérapie, l'effet Compton est l'interaction prédominante.

1.2.3.4 La création de paires

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

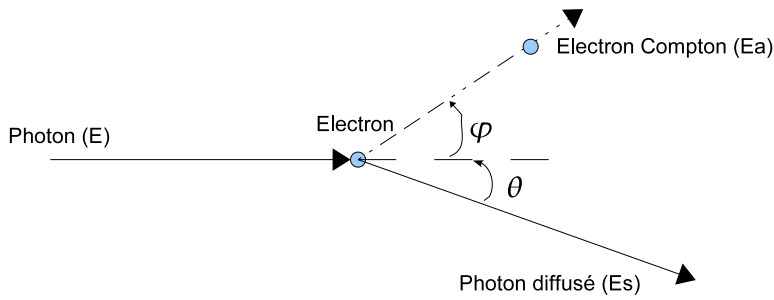


FIG. 1.2 – *Effet Compton* : un photon incident d'énergie E projette un électron d'un atome en lui cédant une partie de son énergie E_a , lui même est dévié de sa trajectoire avec une nouvelle énergie E_s .

il peut se matérialiser sous forme d'une paire d'électrons [Fig. 1.3]. Ce phénomène apparaît aux énergies de photons très élevées.

Les principes de conservation de la charge électrique, de l'énergie et de la quantité de mouvement ont des implications. Tout d'abord, le photon n'ayant pas de charge, la paire d'électrons produite doit également être neutre. Il se forme alors un négaton (électron négatif) et un positon (électron positif). Ensuite, la relation d'Einstein, entre la masse et l'énergie ($E = mc^2$), donne un équivalent énergétique à la masse de l'électron de 0,511 keV. Ainsi, la matérialisation ne peut se produire que pour des photons dont l'énergie est au moins égale à $2 \times 0,511$ MeV. Pour des énergies E de photons supérieures à 1,022 MeV, l'excédent d'énergie est partagé, sous forme d'énergie cinétique, entre le négaton (E_n) et le positon (E_p) tel que $E_n + E_p = E - 1,022$. Enfin, le noyau de l'atome est lui même projeté avec une vitesse très faible car le photon ne peut pas transférer toute son énergie et toute sa quantité de mouvement à deux électrons.

L'émission des électrons (négaton et positon) se produit en avant du point d'interaction et l'angle des trajectoires des électrons avec la direction du photon incident diminue quand l'énergie E du photon augmente. L'excédent d'énergie ($E - 1,022$) se partage de façon quelconque entre les deux électrons. Chacun d'eux emporte une fraction de l'excédent d'énergie. Pour un photon incident d'énergie E inférieure à 10 MeV, le partage de l'excédent d'énergie le plus probable entre le négaton et le positon est un partage égal.

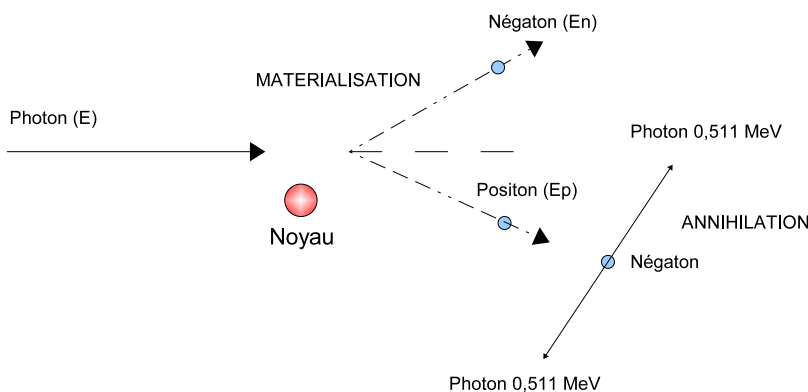


FIG. 1.3 – *Création de paires* : un photon pénètre dans le champ électrique intense qui règne au voisinage d'un noyau et se matérialise en un négaton et positon. Annihilation : le positon lorsqu'il ralenti rencontre un négaton de la matière et s'annihile avec lui pour produire deux photons de 0,511 MeV émis dans deux directions opposées.

Le négaton et le positon à énergie égale ont un parcours sensiblement de même longueur. Mais le positon a une particularité : lorsque son énergie est faible il ne persiste pas à l'état libre. Quand il rencontre un négaton (en très grand nombre dans la matière), il s'annihile avec lui. Dans ce phénomène d'annihilation, le positon et le négaton disparaissent en se transformant en énergie électro-magnétique qui est rayonnée sous forme de deux photons de 0,511 MeV émis dans deux directions opposées [Fig. 1.3]. Le phénomène d'annihilation est l'inverse du phénomène de matérialisation.

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

Dans le domaine de la radiothérapie, l'effet de matérialisation est très faible et la production de photons d'annihilation est négligeable.

1.2.4 Effets biologiques des photons sur l'organisme

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

Les effets biologiques des radiations résultent principalement des dommages causés sur l'ADN (acide désoxyribonucléique), laquelle est la cible la plus critique dans la cellule. Lorsqu'un rayonnement ionisant est directement absorbé par la cellule, les effets peuvent se présenter sous l'un des deux schémas : direct ou indirect.

– Effet direct :

Dans l'effet direct, le rayonnement interagit directement avec une cible critique dans la cellule : molécule ou structure intra-cellulaire de faibles dimensions (gènes, chromosomes, etc.). Les atomes de ces structures ou de ces molécules critiques peuvent s'ioniser ou être excités à partir d'une interaction coulombienne, conduisant à une chaîne d'événements physiques et chimiques qui aboutissent à un dommage biologique.

– Effet indirect :

Dans l'effet indirect, le rayonnement interagit avec d'autres molécules et atomes (principalement l'eau, compte tenu de la richesse en eau des organismes vivants environ 80%) de la cellule pour produire des radicaux libres, lesquels peuvent en diffusant créer des dommages sur les cibles critiques à l'intérieur de la cellule.

L'interaction du rayonnement avec les électrons des molécules d'eau produit les radicaux libres H° et OH° , chimiquement très actifs. Ceux-ci peuvent causer des dommages aux structures critiques de la cellule notamment sur l'ADN par l'altération des bases comme la thymine qui peut être hydroxylée par le radical OH° .

Dans le cas particuliers des faisceaux de photons, les deux tiers des dommages biologiques sont produits par effets indirects. Lesquels peuvent se décliner en quatre étapes :

– Première étape : le photon primaire interagit avec un atome de la cellule (par effet photo-électrique, effet Compton, matérialisation 1.2.3) et produit un électron secondaire de haute énergie.

- Deuxième étape : l'électron de haute énergie mis en mouvement à travers le tissu produit des radicaux libres dans l'eau.
- Troisième étape : les radicaux libres formés altèrent les bases puriques (adénine, guanine) ou pyrimidique (cytosine, thymine) de l'ADN.
- Quatrième étape : l'altération des bases de l'ADN entraîne des dommages biologiques.

1.3 Description générale des accélérateurs linéaires de radiothérapie

Les accélérateurs utilisés pour le traitement des cancers par radiothérapie sont des accélérateurs linéaires d'électrons émettant des rayonnements ionisants d'une énergie supérieure au mégaelectronvolt (MeV). Les électrons accélérés peuvent être directement utilisés pour le traitement des tumeurs superficielles ou semi profondes (cancers de la peau, paroi thoracique après mastectomie, etc.), ou bien interagir avec un matériau de haute densité pour produire principalement par rayonnement de freinage des rayons X de hautes énergies (de 4 à 25 MV) pour le traitement des tumeurs profondes (cancers de la prostate, du poumon, etc.).

Ce paragraphe se divise en trois parties en commençant par une présentation générale du principe de fonctionnement des accélérateurs, suivie de la description de la production des rayonnements X et en terminant par le détail des éléments de mise en forme du champ d'irradiation pour le traitement des patients. Dans ce qui suit *accélérateur linéaire* sera remplacé par son abréviation courante *Linac* pour linear accelerator.

1.3.1 Principe général de l'accélération d'électrons par un linac

Les électrons sont produits par effet thermoélectronique à partir d'une cathode qui se compose d'un filament de tungstène spiralé porté à haute température par effet Joule. Les électrons émis sont focalisés en un pinceau de faisceau par un wehnelt ou électrode de concentration. L'action d'un champ électrostatique pulsé accélère le faisceau d'électrons en direction de l'anode, percée en son centre pour permettre le passage des électrons. L'ensemble constitue un accélérateur électrostatique que l'on appelle canon à électron (Fig. 1.4). Le champ électrostatique utilisé pour accélérer les électrons est fourni par un modulateur pulsé agissant sur la cathode du canon. Le faisceau d'électron ainsi créé, s'échappe du canon pour s'introduire dans la section accélératrice formée de plusieurs cavités (Fig. 1.5) où il va subir une succession d'accélération jusqu'à obtenir l'énergie cinétique désirée. Ces accélérations sont produites par des ondes électromagnétiques de haute fréquence ou micro-ondes (≈ 3 GHz) fournies par un klystron ou un magnétron (Fig. 1.6 et 1.7) selon le modèle d'accélérateur (le PRECISE est équipé d'un magnétron). Le modulateur pulsé intervient également sur le générateur des micro-ondes ce qui assure la synchronisation entre l'onde électromagnétique et les électrons qui sont envoyés par paquets dans le tube d'accélération. Ce dernier se compose de plusieurs cavités cylindriques qui permettent aux électrons d'être en phase avec l'onde électromagnétique pour la chevaucher tout au long du tube. Une pompe annexe génère le vide dans la section accélératrice jusqu'à atteindre une pression de l'ordre de 10^{-6} Torr pour permettre une libre propagation des électrons. Celle-ci s'effectue légèrement obliquée par rapport à l'axe horizontal de rotation du bras de l'accélérateur. Le faisceau d'électrons doit alors être dévié de sa trajectoire pour venir frapper la cible et produire les rayons X qui s'échapperont de la tête de l'accélérateur à travers le collimateur. La déviation du faisceau est assurée par des électro-aimants posi-

tionnés à l'intérieur du système de transport des électrons de la section accélératrice à la cible.

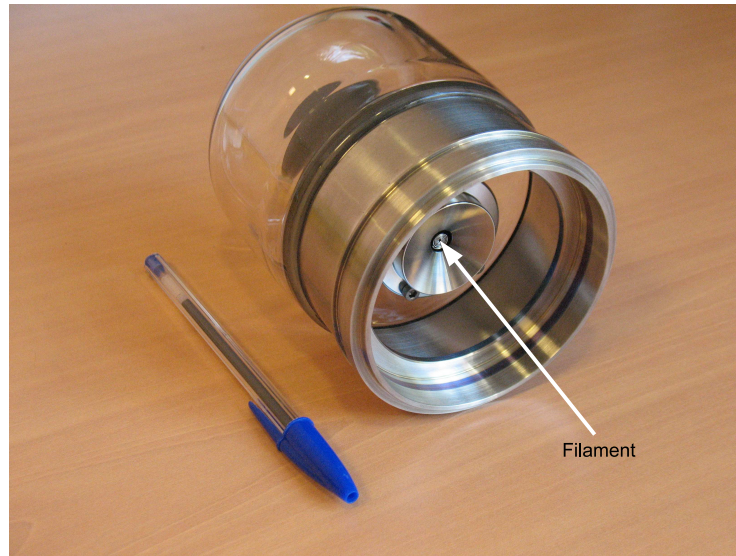


FIG. 1.4 – Photographie d'un canon à électrons d'un accélérateur de type SL75/5 de Philips

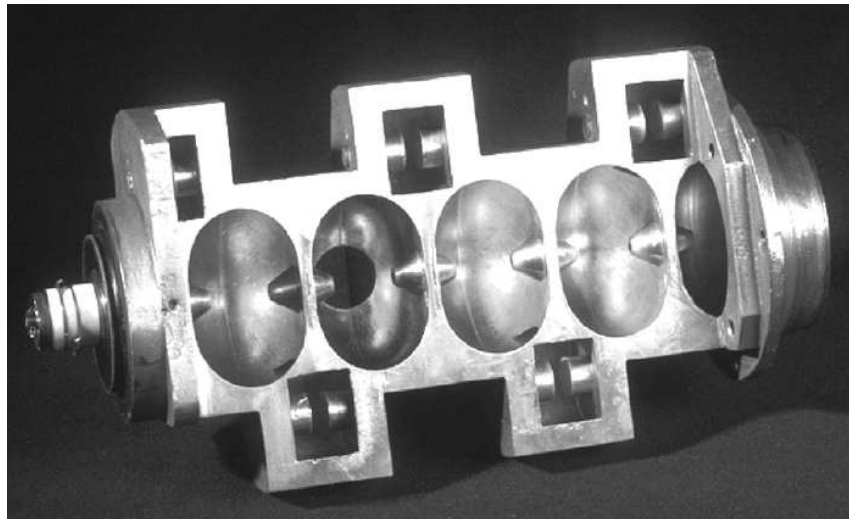


FIG. 1.5 – Coupe axiale de la section accélératrice d'un accélérateur de 6 MV. Les cavités sont clairement visibles, le long de l'axe. L'extrémité gauche est reliée au canon à électrons et l'extrémité droite conduit à la cible

La figure 1.8 schématise les éléments fonctionnels d'un linac.

1.3.2 Production des rayons X par un linac

Les rayons X sont produits par l'interaction des électrons accélérés avec la cible de la tête de l'accélérateur. Celle-ci produit deux types de rayonnement X : le rayonnement X caractéristique (ou fluorescence) et le rayonnement X de Bremsstrahlung (ou rayonnement de freinage).

- La production de rayonnement X caractéristique par un linac :

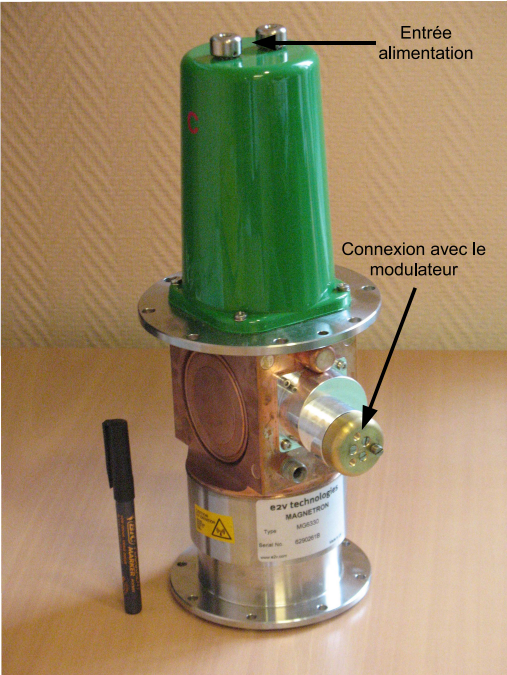


FIG. 1.6 – Photographie d'un magnétron, vu de face, d'un accélérateur de type SL75/5 de Philips

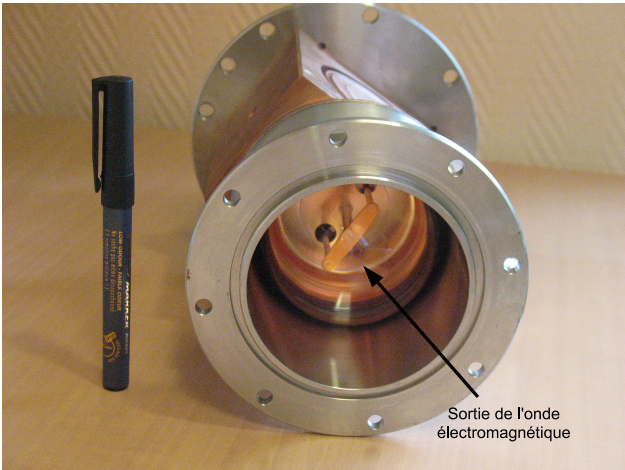


FIG. 1.7 – Photographie d'un magnétron, vu de dessous, d'un accélérateur de type SL75/5 de Philips

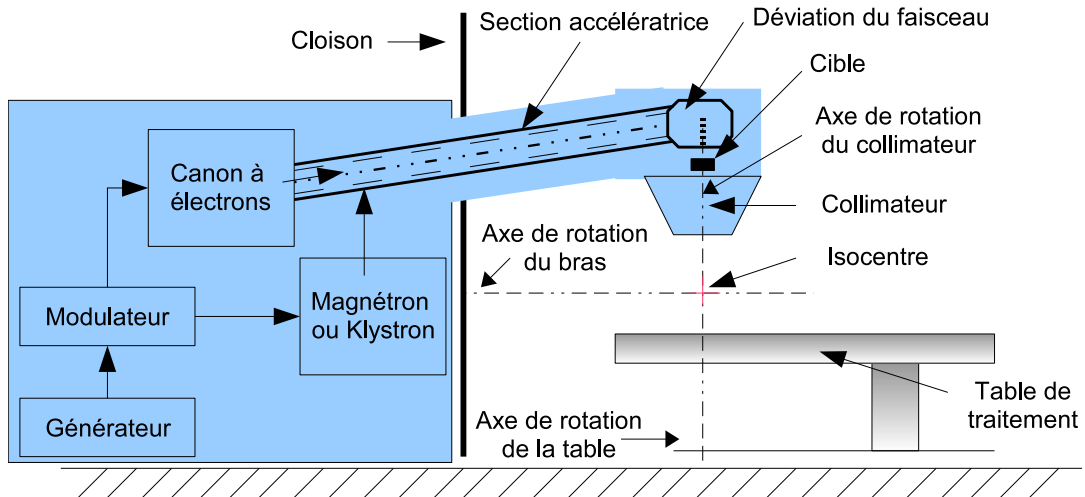


FIG. 1.8 – Schéma fonctionnel d'un linac : à droite de la cloison ; partie visible par le patient, à gauche ; accès réservé

Elle résulte de l'interaction coulombienne entre un électron incident et un électron d'une couche électronique interne d'énergie E_0 d'un atome de la cible. La collision entre ces deux électrons conduit à l'ionisation de l'atome cible par l'éjection de l'électron de la couche interne. Un électron d'une autre couche d'énergie supérieure E_1 vient immédiatement ($\Delta t \leq 10^{-16}$ s) occuper l'orbite vacante de l'électron éjecté en émettant un photon d'énergie $\Delta E = E_0 - E_1$, c'est le phénomène de fluorescence². Les énergies des niveaux électroniques étant caractéristiques des atomes, l'énergie du photon émis le sera aussi, d'où le terme de rayonnement X caractéristique. Le très grand nombre de transitions des électrons entre les niveaux énergétiques pour rétablir l'équilibre énergétique de l'atome conduit à l'émission d'un spectre de raies. Le rayonnement X caractéristique est donc discret et son énergie ne dépasse pas une centaine de keV.

- La production de rayonnement X de Bremsstrahlung (ou rayonnement de freinage) :

Elle résulte de l'interaction coulombienne entre un électron incident et un noyau atomique de la cible. Cette interaction est une diffusion inélastique qui conduit à une perte d'énergie pour l'électron incident. La force coulombienne entraîne une accélération de l'électron ce qui incurve sa trajectoire. Or, toute particule chargée qui subit une accélération émet un rayonnement électromagnétique qui aboutit à une perte d'énergie de la particule. Il en résulte donc pour l'électron une perte d'énergie qui se traduit par un freinage d'où le nom rayonnement de freinage. Les énergies des photons produits prennent leur valeur entre zéro et l'énergie cinétique de l'électron incident ce qui donne au rayonnement de Bremsstrahlung un spectre continu en énergie.

- Fluorescence *vs* Bremsstrahlung :

Dans le cas de la fluorescence, l'électron incident perd de l'énergie par collision. En revanche dans le cas du rayonnement de Bremsstrahlung, il perd de l'énergie par radiation. Ces deux types de pertes d'énergie coexistent. La prépondérance de l'une par rapport à

²Il faut noter que ΔE peut également entraîner l'éjection d'un autre électron de son orbitale atomique ce qui conduit à un processus de recombinaison non-radiative ou effet Auger. Toute fois, le numéro atomique (Z) de la cible d'un linac étant élevé, la probabilité de création d'électrons Auger est relativement faible par rapport à la probabilité d'émission par fluorescence.

l'autre va dépendre de la valeur de l'énergie de l'électron incident (E) et du numéro atomique (Z) de la cible. La perte d'énergie par collision varie logarithmiquement avec E et linéairement avec Z . En revanche, la perte par radiation augmente presque linéairement avec E et quadratiquement avec Z . Pour des électrons d'énergie élevée et des matériaux de haute densité électronique la perte d'énergie par émission X de Bremsstrahlung devient très vite prédominante. En radiothérapie, les accélérateurs linéaires utilisés produisent principalement du rayonnement X de Bremsstrahlung car les électrons accélérés atteignent de hautes énergies (plusieurs MeV) et la cible est composée d'atomes de numéro atomique élevé. Le rayonnement X caractéristique a au contraire un rendement beaucoup plus faible ($\ll 1\%$) et la collision électron-électron produit beaucoup de chaleur.

1.3.3 Mise en forme des rayons X pour l'irradiation clinique

Le faisceau de rayons X produit doit être mis en forme pour traiter le patient. Le champ d'irradiation doit être homogène en énergie et en fluence dans tout plan large (typiquement $40 \times 40 \text{ cm}^2$) du patient. Il doit avoir une pénombre optimisée en fonction de l'énergie du faisceau et doit être collimaté de façon à se conformer à la forme du volume à irradier et protéger ainsi les tissus sains. Pour répondre à ces critères, la tête de l'accélérateur dispose de différents éléments qui vont influencer la production, la forme, la localisation et le monitoring du faisceau clinique (Fig. 1.9).

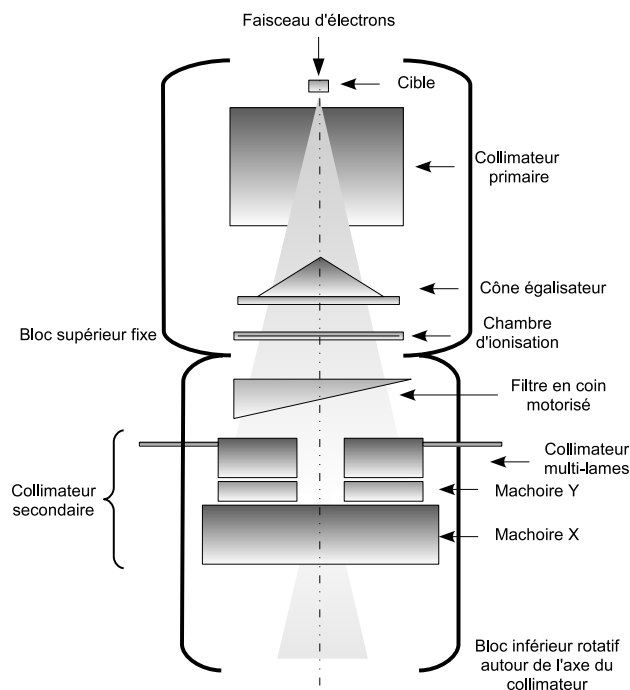


FIG. 1.9 – Représentation schématique des éléments conditionnant la mise en forme du champ d'irradiation

- Pour limiter la section du faisceau de photons à la taille utile : le collimateur primaire

Le collimateur primaire, situé à la sortie de la cible, limite la section du faisceau pour des raisons de radioprotection du patient. Il se matérialise par une ouverture conique dans un bloc de tungstène et définit ainsi le plus large champ circulaire disponible. Il arrête en amont le maximum de rayonnements diffusés qui pourraient irradier inutilement le patient, et ne laisse passer qu'une section de faisceau utile au traitement du patient.

- Pour homogénéiser le faisceau de photons : le cône égalisateur

Le rôle essentiel du cône égalisateur est d'homogénéiser la fluence et l'énergie du rayonnement par unité de surface. Sa constitution et sa forme conique (Fig. 1.10) sont calculés en fonction de la fluence et du spectre énergétique initial du faisceau incident. Aussi, ils sont conçus de façon à générer une distribution de dose plate à une profondeur de 10 cm d'eau pour une distance source-surface de l'eau de 100 cm. L'homogénéité du faisceau dépend donc étroitement de la qualité du cône égalisateur. Il existe souvent un cône égalisateur par énergie nominale de faisceau disponible. En pratique, les linacs modernes disposent de deux cônes, l'un utilisé pour les faisceaux de basses énergies et le second pour les faisceaux de hautes énergies. En fonction de l'énergie nominale du faisceau, le cône égalisateur correspondant sera automatiquement placé dans le champ d'irradiation pour homogénéiser le faisceau demandé.



FIG. 1.10 – Photographie du cône égalisateur d'un accélérateur de type Saturne pour un faisceau de photons de 10 MV

- Pour contrôler la dose : la chambre d'ionisation monitrice

Le débit de dose, l'homogénéité et la symétrie du faisceau sont contrôlés en continu pendant toute l'irradiation du patient par une chambre d'ionisation à transmission constituant le moniteur. Celle-ci est placée dans le champ entre le cône égalisateur et le collimateur secondaire. Pour la sécurité du patient, deux chambres d'ionisations reliées à deux systèmes de lecture indépendants sont utilisées. Les deux chambres d'ionisation permettent, lorsque la dose prévue est atteinte, d'arrêter l'irradiation. Les chambres sont constituées par l'intérieur d'une cavité scellée afin de garantir une réponse des chambres indépendante à la température et à la pression. La réponse des chambres au débit de dose s'exprime en unité moniteur (UM). L'unité moniteur est une unité machine qui fixe la durée de l'irradiation, donc la quantité de dose délivrée. La sensibilité électronique des chambres est ajustée pour que 1 UM corresponde à une dose de 1cGy déposée dans un fantôme d'eau à une profondeur de référence, sur l'axe du champ, pour une taille de champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ à la distance source-point de référence de 100 cm. La quantité de dose à fournir au volume cible est donc entrée en nombre de UM pour être interprétée par le linac.

- Pour modifier la distribution de dose : le filtre en coin

La distribution de dose dans le patient est initialement fixée par l'énergie et la fluence du faisceau de photons. Elle ne peut donc pas s'adapter au volume à traiter. En particulier, si le faisceau rencontre une obliquité de surface, la distribution de dose en profondeur sera modifiée et ne sera plus homogène. Pour corriger cette situation, il faut modifier le faisceau en amont pour ajuster les isodoses. Pour cela, un filtre en coin est intégré à la tête de l'accélérateur, et se place automatiquement dans le champ lorsqu'il est demandé. Le filtre étant placé au niveau du bloc rotatif, son obliquité peut être utilisée dans différentes directions. Le filtre est généralement composé d'un mélange de plomb et d'antimoine pour assurer une bonne atténuation du faisceau et en limiter l'encombrement.

- Pour conformer le champ au volume à irradier : le collimateur secondaire

Le collimateur secondaire se présente sous la forme de quatre blocs de tungstène formant deux mâchoires superposées, l'une dans le sens transverse et l'autre dans le sens cranio-caudal par rapport au patient. Elles permettent de définir des champs carrés ou rectangulaires pouvant atteindre 40 cm de côté à l'isocentre avec une possibilité d'asymétrie et de rotation par rapport à l'axe du champ (Fig. 1.11). Les linacs modernes disposent par ailleurs d'un système multi-lames qui s'ajoute à la collimation secondaire. Ce système se compose de deux ensembles de lames en tungstène se faisant face et qui coulissent à l'intérieur du champ dans le but de réduire le volume d'irradiation en se conformant au mieux à la cible à traiter. Le collimateur multi-lames est l'outil indispensable à la réalisation de la radiothérapie conformationnelle avec ou sans modulation d'intensité. La largeur des lames à l'isocentre varie de 1 cm à 0,4 cm selon les modèles de collimateur (Fig. 1.12).



FIG. 1.11 – Photographie du collimateur du PRECISE

La description générale des accélérateurs linéaires vient d'être faite. L'étape suivante consiste à étudier les faisceaux de photons produits par ces accélérateurs.

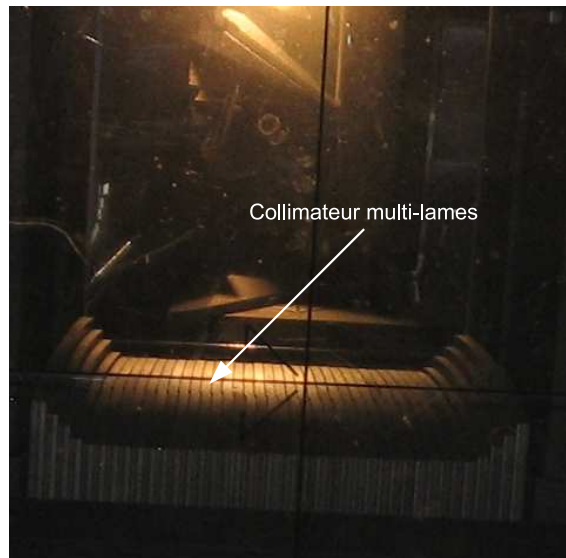


FIG. 1.12 – Photographie du collimateur multi-lames du PRECISE

1.4 Propriétés dosimétriques des faisceaux de photons utilisés en radiothérapie

La planification dosimétrique d'un traitement de radiothérapie et son exécution nécessitent au préalable la parfaite connaissance des propriétés dosimétriques du faisceau d'irradiation. Il convient alors de caractériser le faisceau de photons par la mesure de la distribution de la dose dans le milieu irradié.

Les paragraphes suivants vont traiter successivement la caractérisation d'un faisceau de photons, la mesure de la dose et la distribution de la dose dans un milieu irradié par un faisceau de photons. Ces éléments seront utiles à la validation au chapitre 3 [3] de la simulation par méthode Monte Carlo d'un faisceau de photons de radiothérapie.

1.4.1 Caractérisation d'un faisceau de photons de radiothérapie

En radiothérapie il est d'usage, pour caractériser un faisceau de photons, de spécifier son énergie nominale exprimée en méga volt (MV) et son indice de qualité I (ou Q). Ce dernier est défini par le rapport des ionisations mesurées respectivement à 20 cm et 10 cm de profondeur dans un milieu pour un champ d'irradiation de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ à la distance du détecteur et pour une distance détecteur-source constante. En pratique, l'indice I est égal au rapport des doses absorbées dans l'eau à 20 cm et 10 cm respectivement.

L'indice de qualité I est toujours inférieur à 1 et tend vers 1 quand l'énergie du faisceau augmente. Cet indice permet de contrôler la stabilité de l'énergie du faisceau de photons en vérifiant la constance de sa valeur au cours du temps.

Dans un milieu, les faisceaux de photons sont caractérisés par leur distribution de dose dans ce milieu. La distribution de dose quant à elle est conditionnée par plusieurs paramètres tels que l'énergie des photons et la taille du champ d'irradiation. Dans cette partie nous détaillerons la distribution de la dose dans un milieu irradié par un faisceau de photons. Mais, il convient au préalable de rappeler comment s'effectue en pratique la mesure de la dose.

1.4.2 La mesure de la dose en radiothérapie

Il existe plusieurs types de détecteurs qui, après étalonnage, peuvent permettre la mesure de la dose : sondes, détecteurs thermoluminescents, photodiodes, etc. Parmi eux, le détecteur de référence en radiothérapie est la chambre d'ionisation.

1.4.2.1 La chambre d'ionisation

Le principe de la mesure de la dose par une chambre d'ionisation est simple et nécessite deux éléments : la chambre d'ionisation et l'électromètre. La chambre d'ionisation de forme cylindrique ou plate, se compose d'un volume d'air (de l'ordre de 0,1 à 1 cm³) placé entre deux électrodes auxquelles est appliquée une différence de potentiel (entre 300 et 500 Volts) qui génère un champ électrique intense. Lorsqu'une particule (photon, électron, ...) traverse ce volume elle crée sur son passage une suite d'ions positifs et d'électrons secondaires. Le champ électrique permet de recueillir un certain nombre de charges dont le nombre est proportionnel aux nombres d'ionisations produites dans la cavité d'air, donc à l'énergie cédée dans l'air par la particule, *in fine* la dose. L'électromètre associé à la chambre, fournit la différence de potentiel qui s'applique aux électrodes et mesure le courant électrique généré par l'ionisation de l'air de la cavité de la chambre d'ionisation.

En théorie ce principe de détection suppose que la chambre d'ionisation par sa présence dans le milieu irradié ne crée aucune perturbation, ce qui est faux. Plusieurs facteurs correctifs doivent alors s'appliquer à la lecture de la chambre. Ces derniers seront détaillés au cours de la présentation du formalisme IAEA 398 qui a été appliqué dans ce travail pour les mesures de dose.

1.4.2.2 Formalisme IAEA 398

Pour un faisceau de photons d'indice de qualité Q , la dose absorbée à une profondeur z dans l'eau est donnée, selon le formalisme IAEA 398, par l'équation suivante :

$$D_{z,Q} = M_{z,Q} \cdot \prod k_i \cdot N_{Q_0} \cdot k_{Q,Q_0} \quad (1.2)$$

Où :

- $D_{z,Q}$ est la dose absorbée dans l'eau à la profondeur z pour le faisceau de photons de qualité Q ,
- $M_{z,Q}$ est la lecture de l'électromètre,
- $\prod k_i$ est le produit des facteurs correctifs appliqués à la lecture de la chambre d'ionisation pour prendre en compte les différences entre les conditions de mesure de l'étalonnage et les conditions de mesure réelles. $\prod k_i = k_{TP} \cdot k_{pol} \cdot k_{rec}$.
 k_{TP} tient compte, dans le cas des chambres d'ionisation non étanches à l'air, de l'influence des variations atmosphériques (température T et pression P) sur la densité de l'air dans le volume de mesure de la chambre. k_{pol} corrige l'effet de polarité lorsque la polarité appliquée à l'étalonnage de la chambre diffère de celle utilisée en routine. k_{rec} tient compte de l'effet de recombinaison des ions qui entraîne une collection incomplète des charges produites dans la cavité de la chambre d'ionisation sous l'effet du rayonnement.
- N_{Q_0} est le facteur d'étalonnage de la chambre d'ionisation et de l'électromètre en terme de dose absorbée dans l'eau pour la qualité de référence Q_0
- k_{Q,Q_0} tient compte de la différence de qualité de faisceau entre le faisceau de référence (Q_0) (typiquement faisceau de cobalt 60) à partir duquel la chambre d'ionisation a été étalonnée, et le faisceau (Q) dont on mesure la dose.

1.4.3 Distribution de la dose dans un milieu irradié par un faisceau de photons

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, 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.

1.4.3.1 La diffusion dans le milieu

L'interaction des photons incidents ou primaires (provenant directement de la source) avec le milieu irradié génère par effet Compton la diffusion des photons ou photons secondaires. Celle-ci contribue fortement à la distribution de la dose dans le milieu. 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.

1.4.3.2 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.

1.4.3.3 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 (environ 1,5 cm pour des photons de 6 MV contre 3,5 cm pour des photons de 25 MV).

1.4.3.4 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 et

à la rétrodiffusion des photons dans le patient. La dose à l'entrée diminue lorsque l'énergie des photons augmente.

1.4.3.5 Le rendement de dose en profondeur

– Définition :

Le rendement de dose en profondeur R_z est le rapport exprimé en pourcentage de la dose absorbée D_z , mesurée à la profondeur z sur l'axe du faisceau, à la dose absorbée D_{max} , mesurée à la profondeur du maximum de dose. Le rendement en profondeur dépend de l'atténuation du faisceau dans le milieu et de l'éloignement à la source.

La mesure du rendement de dose en profondeur permet de contrôler la stabilité de l'énergie d'un faisceau de photons par la détermination de l'indice de qualité I .

La variation de la dose en fonction de la profondeur comporte trois régions distinctes : un accroissement de la dose (augmentation du flux des électrons secondaires), un maximum (établissement de l'équilibre électronique) et une décroissance exponentielle répondant aux lois de l'atténuation du faisceau de photons [(1.1)].

La figure 1.13 donne la variation de la dose en fonction de la profondeur dans l'eau pour un faisceau de photons d'énergie nominale 6 MV et de taille de champ $10 \times 10 \text{ cm}^2$.

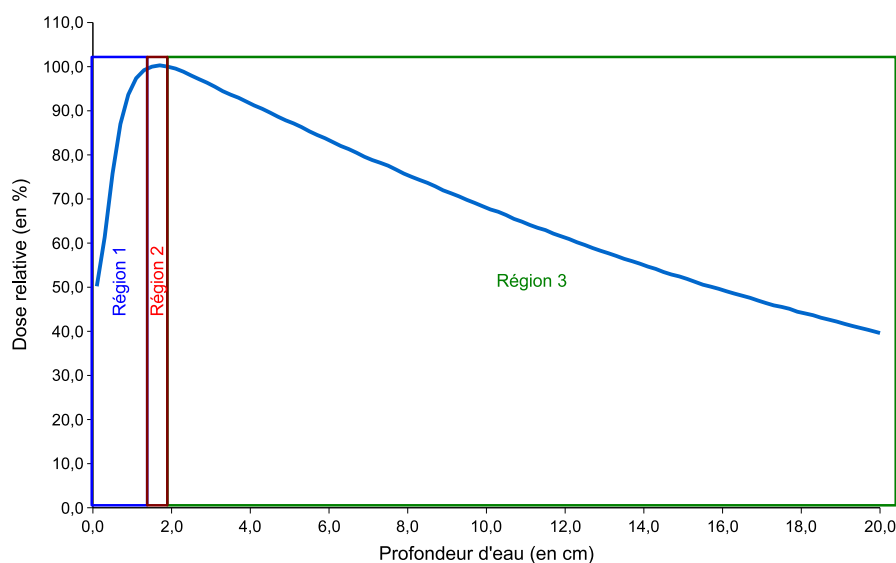


FIG. 1.13 – Rendement de dose en profondeur dans l'eau pour un faisceau de photons d'énergie nominale 6 MV et de taille de champ $10 \times 10 \text{ cm}^2$. Région 1 : accroissement de la dose ou buildup. Région 2 : maximum de dose. Région 3 : atténuation exponentielle de la dose en fonction de la profondeur

Le rendement de dose en profondeur dans un milieu d'eau dépend de trois paramètres : l'énergie du faisceau, la taille du champ d'irradiation et la distance source-surface du milieu.

– Influence de l'énergie du faisceau :

La profondeur du maximum de dose augmente avec l'énergie. En effet, plus l'énergie du faisceau de photons est grande, plus le parcours des électrons secondaires est long.

De plus, pour une profondeur située après le maximum, le rendement augmente avec l'énergie du faisceau car l'atténuation est moins rapide. En revanche, la dose à l'entrée diminue quand l'énergie des photons augmente.

- Influence de la taille du champ d'irradiation :

Lorsque la taille de champ augmente le volume diffusant augmente entraînant un accroissement de la dose à l'axe à toutes les profondeurs ainsi même à l'entrée.

- Influence de la distance source peau (surface de l'eau) :

La distance source peau régit les conditions de dispersion géométrique du faisceau. La dose dans l'air répond à la loi de l'inverse carré des distances. Lorsque la distance source peau diminue, le maximum de dose se rapproche de la surface et sa valeur augmente tandis que le rendement diminue.

En pratique, le rendement de dose en profondeur d'un faisceau de photons est mesuré dans une cuve à eau avec une chambre d'ionisation que l'on déplace verticalement à l'aide d'un bras motorisé le long de l'axe du faisceau. Le mouvement du bras est continu et sa vitesse est ajustable en fonction de la précision attendue. Pendant son déplacement, la chambre d'ionisation est irradiée et son ionisation est mesurée par l'électromètre associé.

1.4.3.6 Le profil de dose

- Définition :

Le profil de dose correspond à la variation de la dose le long d'un axe dans un plan perpendiculaire à l'axe du faisceau. Les valeurs de dose sont généralement normalisées par rapport à la valeur de la dose à l'axe du faisceau. Le profil de dose est mesuré dans l'eau avec une chambre d'ionisation suivant les directions médianes du champ (appelées *inplane* et *crossplane* selon les mâchoires Y et X respectivement) et suivant les diagonales, à différentes profondeurs. Il dépend de l'énergie du faisceau de photons, de la taille du champ d'irradiation et de la profondeur de mesure.

- Caractéristiques :

Le profil de dose permet de contrôler l'homogénéité, la symétrie ainsi que la pénombre des faisceaux de photons. Il se compose de trois régions distinctes : un plateau (zone homogène et symétrique), une zone de décroissance (pénombre physique), puis une queue en dehors du champ d'irradiation correspondant à la transmission à travers le collimateur (zone d'ombre).

L'homogénéité est définie par la surface contenant des points distants de l'axe d'au plus 80% de la demi-longueur des axes médians du champ d'irradiation. La symétrie s'évalue par le rapport des doses pour chaque couple de points symétriques par rapport à l'axe à l'intérieur de la zone homogène du champ. La pénombre physique est caractérisée par la distance latérale entre le point à 80% et le point à 20% de la dose maximale sur l'axe du faisceau.

La figure 1.14 donne la variation de la dose en fonction de la distance à l'axe dans l'eau à une profondeur de 10 cm et à une distance source surface de l'eau de 90 cm pour un champ de photons de 6 MV et de dimensions $10 \times 10 \text{ cm}^2$ à la profondeur de mesure, dans la direction *crossplane* c'est à dire dans le plan transverse droite-gauche.

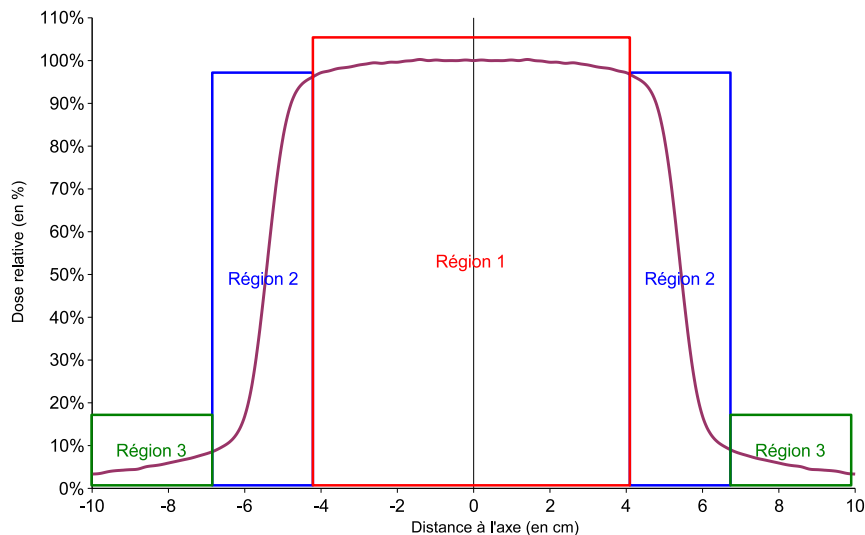


FIG. 1.14 – Profil de dose d'un champ de photons de 6 MV et de dimensions $10 \times 10 \text{ cm}^2$ mesuré dans l'eau selon l'axe médian crossplane à une profondeur de 10 cm et à une distance source surface de l'eau de 90 cm. Région 1 : zone homogène et symétrique du champ. Région 2 : pénombre physique du champ. Région 3 : ombre du champ.

La zone homogène et symétrique du champ est obtenue par l'effet du cône égalisateur [3.4.1.5]. Les dimensions de cette zone doivent correspondre à celles du volume cible si on veut une distribution de dose homogène dans la cible. La zone de pénombre physique correspond à la zone où les valeurs de dose changent rapidement. La dose décroît quand on s'écarte de l'axe du faisceau. Cette variation est due notamment, à l'augmentation de la distance à la source et à la rupture de l'équilibre électronique latéral.

La pénombre physique est la somme de trois pénombres individuelles :

- La pénombre géométrique, est due à la divergence du faisceau. Elle est liée aux dimensions de la source (taille du spot d'électrons), à la distance source collimateur et à la distance collimateur surface du patient.
- La pénombre de transmission, est due aux rayonnements transmis à travers les bords du collimateur.
- La pénombre de diffusion, est due aux photons diffusés qui sortent de la limite géométrique du faisceau d'irradiation. Elle augmente avec la taille de champ, avec la profondeur, et avec la perte d'énergie des photons.

1.5 Conclusion

Quelques notions fondamentales de physique médicale dans le domaine de la radiothérapie ont été revues dans ce chapitre. Le photon a été décrit comme une particule sans charge et sans masse. Il a une probabilité d'interaction avec le milieu qu'il traverse. Cette probabilité est fonction de l'énergie du photon et du numéro atomique du milieu selon des proportions qui dépendent du type d'interaction : photo-électrique, Compton ou matérialisation. Les dommages biologiques générés par les photons sont majoritairement dus à des effets indirects et ont pour origine l'interaction avec le milieu

cellulaire des électrons secondaires mis en mouvement par les photons.

Les faisceaux de photons de radiothérapie sont produits par des accélérateurs linéaires d'électrons. La mise en forme du champ d'irradiation pour le traitement est établie à partir de différents éléments qui constituent la tête de l'accélérateur : collimateur primaire, cône égalisateur, collimateur secondaire, etc.

Pour l'application clinique, les faisceaux de photons doivent être caractérisés. Les paramètres utilisés pour leur caractérisation sont les rendements de dose en profondeur, les profils de dose et la pénombre physique.

Il sera présenté dans le chapitre 3 [3] la simulation par méthode Monte Carlo d'un faisceau de photons de radiothérapie. Elle repose sur différentes notions, que ce chapitre a permis d'introduire.

2

Caractérisation dosimétrique d'un imageur portal numérique

2.1 Introduction

2.1.1 L'imagerie portale

L'imagerie portale se définit comme l'acquisition d'images à partir d'un champ de traitement de radiothérapie. Ces images, dites images portales, montrent exactement la zone irradiée, ce pourquoi, elles sont très utiles pour la vérification des traitements malgré leurs faibles qualités puisqu'elles sont obtenues à partir de rayons X de hautes énergies (mégavolt) [[2]].

Historiquement, les images portales étaient acquises à partir de films insérés dans des cassettes, entre deux plaques de métal (typiquement ≈ 1 mm de cuivre). La première des deux (située en avant du film), générait, sous l'effet du rayonnement incident, des électrons de hautes énergies qui irradiaient le film. De plus, elle limitait le rayonnement diffusé responsable de la diminution du contraste. La seconde plaque de cuivre (en arrière du film), servait de matériau de rétro-diffusion des électrons et contribuait à la préservation de la qualité de l'image en assurant un bon contact entre le film et le reste des constituants de la cassette. Malgré une technologie simple et une image de haute qualité, le film présente deux principaux inconvénients ; le premier est le délai d'attente entre le moment de l'irradiation et celui de la visualisation du film, en raison du processus de développement. Dans le cas du contrôle du positionnement du patient, l'information apportée par l'image portale peut devenir invalide si le patient a bougé entre temps. Le second inconvénient est que le film ne peut pas être traité et analysé directement car il n'est pas numérique. Il est donc difficile de quantifier avec précision les erreurs de positions ou bien de comparer deux clichés sans outils informatiques [[50]].

Ces limitations ont motivé la recherche de nouvelles technologies d'acquisition d'images portales.

Aujourd'hui, l'image portale est numérique. Elle est obtenue à partir d'un imageur portal numérique ou EPID (Electronic Portal Imaging Devices) qui est directement embarqué dans le bras de l'accélérateur linéaire. Contrairement aux films, les EPID donnent une image immédiatement disponible. Par ailleurs, les logiciels fournis avec les

systèmes d'acquisitions, offrent des outils très utiles à l'analyse et au recalage d'images. De plus, ces systèmes assurent l'enregistrement et la sauvegarde des images, auxquelles il est possible d'accéder via un réseau informatique interne. Cependant, la qualité des images portales obtenues par les EPIDs est discutable par rapport à celle des films.

La principale utilisation de l'imagerie portale est la vérification du positionnement du patient par rapport à son champ de traitement. L'image du patient, acquise à partir d'un EPID, est comparée à l'image de référence, qui est construite pendant la planification de son traitement.

Une autre application de l'imagerie portale est la vérification de certains paramètres des champs d'irradiation, tels que le centre de rotation du collimateur, ou la précision de positionnement des lames du collimateur secondaire.

Une dernière utilisation, la plus étudiée actuellement, est le contrôle dosimétrique des champs d'irradiation. Cela signifie que l'imagerie portale numérique est sur le point de devenir un puissant outil de contrôle du traitement en radiothérapie, assurant la vérification du positionnement du patient et l'évaluation de la dose qu'il reçoit.

2.1.2 La dosimétrie par imagerie portale numérique

C'est un domaine très vaste, qui s'étend de la caractérisation dosimétrique de l'EPID à la reconstruction 3D de la dose dans le patient. Le principe consiste à relier l'intensité d'un pixel de l'image à la dose déposée dans ce pixel. L'intérêt de l'utilisation de l'imagerie portale numérique pour la dosimétrie est qu'elle offre de nombreux avantages par rapport aux détecteurs existants tels que les chambres d'ionisations, les sondes semi-conductrices, les films radiologiques, ou les détecteurs thermoluminescents [[8]] :

- La dose est obtenue dans un plan large.
- les données dosimétriques sont obtenues simultanément avec les données de la position du patient, ce qui facilite l'interprétation des données dosimétriques.
- L'installation de l'imageur est très rapide et faite une seule fois pour tous les champs d'irradiation, permettant de ne pas prolonger la séance de traitement pour le confort du patient.
- Il n'y a pas de contact physique entre le patient et le détecteur.

Considérant ses avantages, les champs d'applications sont larges :

- Le contrôle pré-traitement, notamment pour la radiothérapie conformationnelle par modulation d'intensité (RCMI). Ce contrôle consiste à comparer la dose délivrée par les faisceaux modulés du patient mais recalculée pour un fantôme homogène, à l'image de dose obtenue par la conversion des niveaux de gris de l'image en valeur de dose.
- Le contrôle post-traitement pour la dosimétrie *in vivo*.

Par la suite nous utiliserons les concepts de *image de dose*, de *dose transmise* et de *dose portale*, en voici les définitions :

- **Une image de dose** est une image de niveaux de gris converti en valeurs de dose.
- **La dose transmise** est la dose mesurée à la sortie du patient (ou d'un fantôme)

- **La dose portale** est la dose mesurée au niveau de l'imageur portal, à partir d'une chambre d'ionisation dans un milieu homogène équivalent eau, positionnée à la même distance de la source que le scintillateur de l'EPID.

2.2 Les imageurs portals numériques, ou EPID (Electronic Portal Imaging Devices)

Parmi les nombreuses technologies d'imageur portal explorées depuis 1950, seuls trois systèmes ont une utilisation clinique en radiothérapie :

- Le système caméra-miroir
- Le système à matrice de chambres d'ionisation liquide
- Le système à matrice de détecteurs au silicium amorphe (*aSi*)

Dans ce qui suit, nous détaillerons brièvement chaque modèle, en nous référant aux rétrospectives de Boyer *et al.* [[12]] et de Antonuk [[50]] sur l'imagerie portale numérique.

2.2.1 Le système caméra-miroir

Ce système est la première génération des imageurs portals numériques. Il utilise un convertisseur de rayons X, de hautes énergies, couplé optiquement à une caméra au moyen d'un miroir et d'une lentille. Le convertisseur se compose d'une plaque de métal (typiquement 1 à 1,5 mm de cuivre, d'acier ou de laiton) et d'un écran fluorescent en Oxysulfite de Gadolinium dopé au Terbium ($Gd_2O_2S :Tb$). Le $Gd_2O_2S :Tb$ est un écran radioluminescent qui émet lorsqu'il est irradié, un spectre discret de photons lumineux dont la longueur d'onde prédominante est approximativement égale à 545 nm, *i.e* dans le visible [[32]].

La plaque de métal permet de convertir par effet Compton, principalement, les photons de hautes énergies produits par l'accélérateur linéaire, en électrons de hautes énergies, dont certains s'échapperont et atteindront l'écran fluorescent. Elle permet également de stopper les photons de basses énergies dont la diffusion pourrait réduire le contraste de l'image. L'écran fluorescent convertit les rayons X primaires en électrons de hautes énergies et transforme une fraction de l'énergie de ces électrons qui le traversent en lumière par le phénomène de fluorescence. Une partie de cette lumière qui se propage, sort de l'écran et atteint le miroir, oblique d'un angle de 45° . La trajectoire de la lumière est alors déviée d'un angle de 90° , par réflexion sur le miroir. La lentille collecte ainsi une fraction de la lumière émise par l'écran, qu'elle focalise sur la face d'entrée de la caméra. Celle-ci transforme la lumière qu'elle reçoit, en un signal vidéo, traité par un logiciel informatique pour l'affichage et l'enregistrement de l'image portale. Le miroir déviant la lumière est nécessaire afin d'éviter que le faisceau de photons n'endommage la caméra et son électronique. Cependant, ce système est volumineux et sa maniabilité limitée peut compliquer l'installation du patient sur la table de traitement lorsque l'imageur est fixé à l'accélérateur [Fig. 2.1].

Il a été estimé par Herman *et al.* que selon l'épaisseur de l'écran fluorescent et de l'énergie du champ d'irradiation, seulement 2 à 4 % des photons incidents interagissent et génèrent un signal mesurable. De plus, l'efficacité de détection est limitée par le bruit électronique provenant de la caméra et par le couplage optique entre l'écran fluorescent et

la caméra. Il en résulte que seulement 0,1 à 0,01% des photons lumineux émis par l'écran atteignent le détecteur de la caméra.

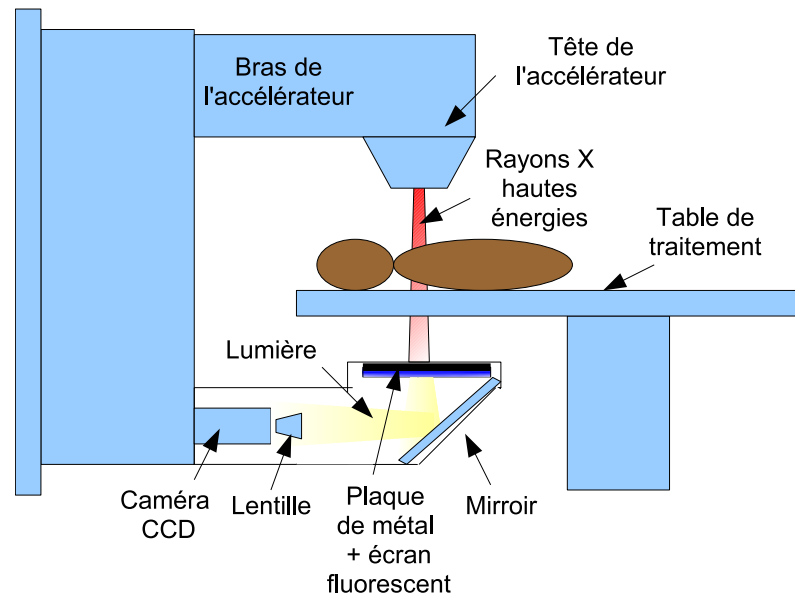


FIG. 2.1 – Schéma d'un système vidéo-écran fluorescent-miroir consistant d'une plaque de métal couvrant l'écran fluorescent, d'un miroir et d'une caméra CCD. Le schéma n'est pas à l'échelle.

Il existe d'autres systèmes basés sur un couplage optique, mais moins répandus, pour lesquels le miroir est remplacé par une matrice de 256×256 fibres optiques.

2.2.2 Le système à matrice de chambres d'ionisation liquide

L'imagerie portale à base de chambres d'ionisation liquide a été développée au Netherlands Cancer Institute dans les années 1980 et sa commercialisation a débuté en 1990.

Ce système utilise une chambre d'ionisation liquide formée par deux cartes de circuits imprimés double face gravées chacune intérieurement de 256 bandes étroites et parallèles qui servent d'électrodes. Les deux cartes sont séparées par 1 mm d'hydrocarbure liquide, diélectrique, (iso-octane ou 2,2,4-triméthylpentane) qui constitue le milieu ionisant de la chambre. Les électrodes sur les deux cartes sont orientées perpendiculairement les unes par rapport aux autres, formant ainsi une matrice de 256×256 chambres d'ionisation qui fournissent une surface de détection de $32,5 \times 32,5 \text{ cm}^2$. Un pixel de l'image correspond à une chambre d'ionisation [[92]]. La résolution spatiale du système est déterminé par l'espacement entre les bandes d'électrodes égal à 1,27 mm. Une plaque métallique d'épaisseur 1 mm couvre les chambres d'ionisation. Son rôle est identique à la plaque de métal des systèmes caméra-miroir (convertir les photons incidents en électrons de hautes énergies et stopper les composantes de basses énergies). Les chambres d'ionisation ont un rôle analogue à celui de l'écran fluorescent; elles convertissent les photons primaires en électrons de hautes énergies et transforment une fraction de l'énergie de ces électrons qui les traversent en un signal mesurable. Un commutateur haute tension est utilisé pour fournir une tension de 300 V, appliqué individuellement sur chacune des électrodes de l'une des deux cartes, appelée *carte de haut voltage*. Les électrodes de la seconde carte, appelée *carte signal*, sont individuellement connectées à des électromètres [Fig. 2.2].

Sous l'effet de l'irradiation, les chambres s'ionisent. Les ionisations sont collectées par

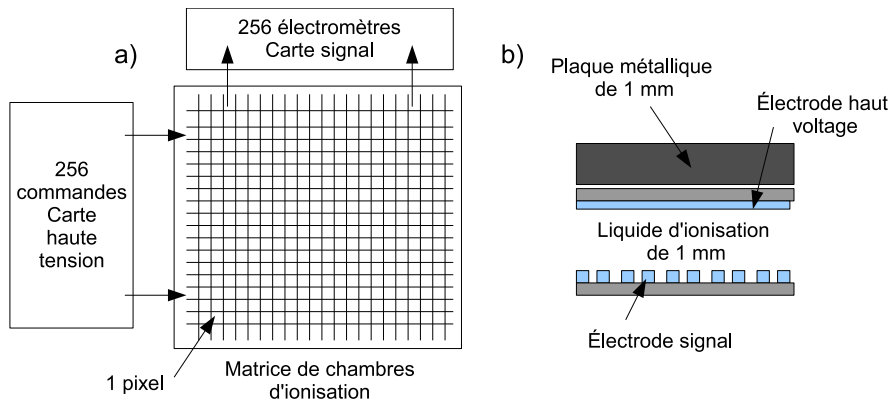


FIG. 2.2 – Schéma d'un système à matrice de chambres d'ionisation : a) Carte de commande haute tension qui active les électrodes, carte des électromètres qui lisent le signal. b) Composition d'une matrice de chambres d'ionisation.

un balayage électrode par électrode, en appliquant successivement la haute tension aux 256 électrodes de la *carte de haut voltage* et en mesurant le courant généré successivement dans les 256 électrodes de la *carte signal*. Le courant collecté est ensuite amplifié puis digitalisé. L'image complète est obtenue une fois que l'ensemble des électrodes de la *carte signal* a été lu. La lecture des ionisations sur une électrode s'effectue en 20 ms, et la formation de l'image entière en 5,5 secondes.

2.2.3 Le système à matrice de détecteurs au silicium amorphe (*a-Si*)

Les détecteurs au silicium amorphe (*a-Si*) sont les derniers modèles d'imageurs portaux commercialisés et tendent progressivement à remplacer les deux autres modèles existants. Il existe différents types de détecteurs à base de silicium amorphe. Ils se distinguent selon leur mode de détection : directe ou indirecte. La détection directe n'utilise pas d'écran fluorescent mais un photoconducteur qui convertit directement les rayons X en charges électriques. *A contrario*, les systèmes à détection indirecte utilisent un écran fluorescent pour convertir, comme pour le système caméra-miroir, les photons incidents primaires en photons visibles (ou lumière). Ces derniers sont ensuite convertis en charges électriques qui forment le signal qui sera mesuré. Les imageurs *a-Si* commercialisés sont de type indirect. Ils se composent d'une plaque de métal, généralement du cuivre, d'un écran en $Gd_2O_2S :Tb$ et d'une couche de silicium amorphe sur laquelle est déposée une matrice de photodiodes et de transistors à effet de champ *TFT* (Thin Film Transistor), lesquels sont supportés par un substrat en verre [Fig. 2.3 a)]. Pour ces systèmes, un pixel de l'image correspond à l'association d'une photodiode et d'un TFT.

Le système de détection consiste en un réseau de lignes horizontales et verticales. Les premières sont connectées à la *grille* des TFTs et sont appelées les *gate lines* ou *gate drivers*. Les secondes sont connectées au *drain* des TFTs et sont appelées les *data lines*. Chaque photodiode est alors reliée à la *source* du TFT correspondant, et à une ligne de tension inversée appelée *bias line* [Fig. 2.3 b)].

Pendant l'irradiation, les rayons X sont convertis en photons visibles par l'action combinée de la plaque de métal et du $Gd_2O_2S :Tb$. L'absorption de la lumière dans les photodiodes génère des paires électrons-trous. En présence d'un champ électrique les charges forment un courant électrique, lequel est proportionnel au flux lumineux incident. Le champ électrique est établi à partir des *bias line*. L'intégration, le stockage et la

lecture des charges électriques sont contrôlés par la manipulation de la conductivité du TFT à partir des *gate lines*. Pour chaque ligne de pixels, le voltage associé au *gate line* est maintenu à une valeur positive ou négative, pour rendre le TFT conducteur ou non. Pour simplifier, les TFT agissent comme des interrupteurs qui se ferment lorsqu'ils reçoivent une impulsion de tension. Quand ils ne sont pas conducteurs, les charges électriques créées, s'accumulent dans le pixel du capteur. Lorsqu'ils sont conducteurs, les courants libérés passent par les *data lines* des pixels pour être amplifiés et traités. Cette action réinitialise automatiquement le pixel. Tous les pixels sont lus, ligne par ligne, à partir des *gate lines*, et chaque pixel donne directement son information à l'amplificateur de sortie. Le signal n'est donc pas transféré d'un pixel à l'autre, et le courant mesuré est proportionnel à l'exposition reçue par le pixel entre deux impulsions de tensions sur le TFT [[51]].

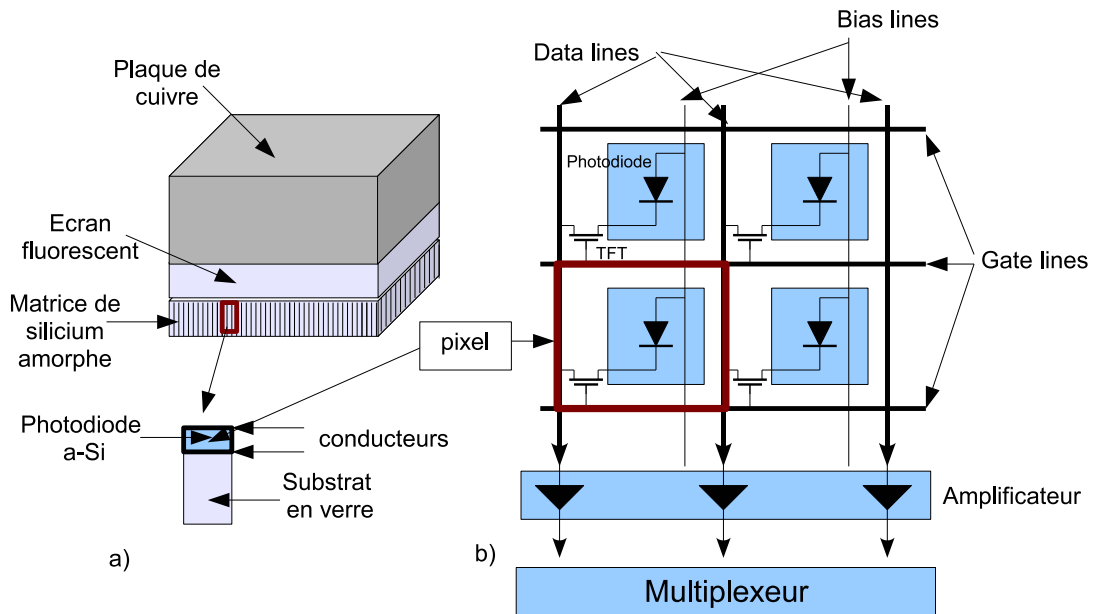


FIG. 2.3 – Schéma de principe d'un détecteur au silicium amorphe : a) Composition du détecteur : couche de métal, écran fluorescent en $Gd_2O_3:Tb$, couche de silicium amorphe comportant une matrice de photodiodes couplée à un transistor à effet de champ. b) Élément de la matrice et fonctionnement : photodiode contrôlée par un transistor TFT (Thin Film transistor) lui-même commandé par une impulsion de tension. Un pixel est formé par l'association photodiode-TFT

Lorsque toutes les lignes de photodiodes ont été lues, le détecteur génère une image élémentaire que l'on appelle *frame*. L'image portale affichée, correspond à la moyenne des N *frames* qui ont été générés durant toute l'irradiation. La lecture des *frames* va dépendre de la fréquence des pulses d'irradiation générés par les accélérateurs linéaires. En effet, les accélérateurs ne délivrent pas un faisceau de photons de manière continue mais des pulses, entre lesquels il n'y a pas de radiation. Sachant que l'irradiation est pulsée, il existe deux modes d'acquisition d'une image portale par un a-Si : l'un étant indépendant de l'irradiation, le mode *libre* (ou *Free Running*), et l'autre étant synchronisé aux pulses de l'accélérateur, le mode *déclenché* (ou *External Triggered*).

Dans le mode *libre*, un nombre de *frames* est spécifié et l'acquisition est lancée après que l'irradiation ait débuté. Le nombre total de *frames* doit être atteint avant la fin de

l'irradiation. Tous les *frames* sont automatiquement moyennés pour produire une seule image. Dans ce mode, l'imageur est en lecture continue durant toute l'irradiation. Il n'y a donc pas de synchronisation entre la lecture des *frames* et les pulses d'irradiation de l'accélérateur linéaire. Ce mode est principalement utilisé pour produire des images de vérification du système.

Dans le mode *déclenché*, aucune lecture du signal n'est permise pendant l'intervalle d'irradiation. Mais à la fin de l'irradiation, l'accélérateur délivre un signal qui autorise la lecture des lignes de données (*data lines* pour former un frame complet), c'est à dire la lecture des données accumulées des pixels durant l'intervalle d'irradiation. Dans ce mode, la lecture des données est synchronisée à l'accélérateur, ce qui garantit une acquisition complète de l'irradiation sous la forme d'une image portale. De part sa fonction, le mode *déclenché* est le plus largement utilisé en routine clinique, notamment pour la vérification de positionnement des patients par rapport aux champs d'irradiation, mais surtout pour la dosimétrie portale qui nous intéresse particulièrement dans ce travail.

Trois imageurs a-Si sont disponibles dans le commerce : l'OptiVue 500 de Siemens, l'aS500 (et aS1000) de Varian et l'iViewGT d'Elekta. Une explication détaillée sera faite sur l'imageur utilisé dans le cadre de cette thèse, à savoir l'iViewGT.

2.2.4 Avantages et inconvénients des trois systèmes

Nous avons regroupé dans le tableau 2.1 la composition, les avantages et inconvénients des trois systèmes précédemment étudiés, à partir des informations tirées du rapport de la Commission Imagerie de contrôle de la SFPH (Société Française des Physiciens d'Hôpitaux) [[81]] et de la rétrospective de Antonuk [[50]].

Type de système	Principales composantes	Avantages	Inconvénients
Caméra-miroir	Plaque de métal écran fluorescent (Gd ₂ O ₂ S :Tb) caméra CCD	Robuste Rapide Grande surface de détection	Faible efficacité de détection Encombrant Image bruitée Durée de vie de la caméra Protection de la caméra
Matrice de chambres d'ionisation	Plaque de métal Liquide d'ionisation Matrice d'électrodes	Compact et léger Pas de distortion géométrique de l'image	Pureté du liquide d'ionisation Problème de déplacement du liquide Faible sensibilité Résolution ↗ Durée d'irradiation (↗ dose) pour former une image Fréquence de détection plus lente Protection de l'électronique
Détecteur au silicium amorphe	Plaque de métal Ecran fluorescent (Gd ₂ O ₂ S :Tb) Photodiodes Transistors	Grande surface de détection Compact Radiorésistant Bonne résolution à bas contraste Meilleure qualité d'image Linéarité en fonction de la dose et du débit de dose Bonne sensibilité à faible dose	Coût Durée de vie

TAB. 2.1 – Composition, avantages et inconvénients des trois systèmes d'imagerie numérique utilisés en radiothérapie.

2.2.5 Le détecteur a-Si de notre étude : l'*iViewGT* d'Elekta

L'*iViewGT* est l'imageur portal à silicium amorphe commercialisé par la société Elekta depuis 2001. Le service de radiothérapie du Centre Léon-Bérard dispose de cinq *iViewGT* : un embarqué sur un accélérateur de type SL-15, un sur chacun des deux accélérateurs de type Precise [Fig. 2.4], et deux montés sur un modèle Synergy, un pour l'imagerie portale (photons MV) et l'autre pour l'imagerie volumique (photons kV, imagerie *Cone Beam*), les deux servant au contrôle du positionnement du patient.

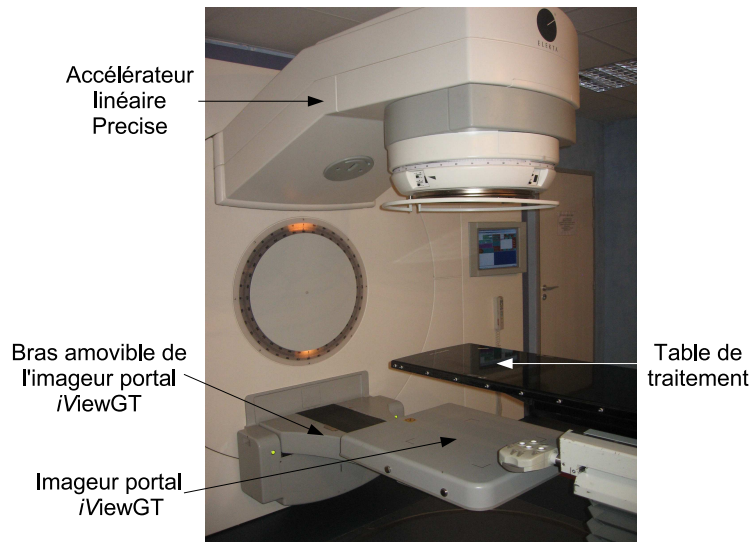


FIG. 2.4 – Photographie de l'accélérateur Precise d'Elekta et de l'imageur portal *iViewGT* embarqué.

2.2.5.1 Spécifications techniques

Le tableau 2.2 donne les principales spécifications techniques de l'*iViewGT*.

2.2.5.2 L'autopsie d'un *iViewGT*

La figure 2.5 est une photographie d'un *iViewGT* dont nous avons démonté la partie supérieure afin de repérer l'écran fluorescent et les parties électroniques d'acquisition.

Sur la figure 2.5 on distingue la plaque de cuivre qui recouvre l'écran fluorescent lorsque l'appareil est fermé et trois séries de cartes électroniques. Parmi elles, on retrouve les *gate drivers*, dans le cadre rouge sur la photo, et deux séries de *data lines* opposées, encadrées par un rectangle vert dans l'image. L'imageur *iViewGT* d'Elekta utilise seize amplificateurs de lecture de l'image, huit dans chaque moitié de l'imageur. L'image totale est ainsi composée de seize segments d'images, chaque segment étant traité individuellement. La figure 2.6 présente l'image portale obtenu pendant la correction du gain d'un *iViewGT* [[56]]. La correction du gain sert à homogénéiser la sensibilité des différents pixels. De cette image, nous discernons seize rectangles qui correspondent aux seize segments images.

Une description plus détaillée des éléments composant l'*iViewGT* sera faite dans la partie modélisation de l'*iViewGT* du chapitre 4.

2.2.5.3 La formation de l'image

Le principe de lecture des pixels de l'*iViewGT* est identique à celui que nous avons donné lors de la description générale des *a-Si*. La figure 2.7 illustre le principe de lecture

Spécifications	Données
Nature du convertisseur	1 mm de cuivre
Ecran fluorescent	Lanex fast back screen $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Tb} \approx 133 \text{ mg/cm}^2$
Dimensions du détecteur	41 x 41 cm^2
Surface de détection	40,96 x 40,96 cm^2
Résolution de l'image	1024 x 1024 pixels
Taille du pixel	0,4 mm
Taille du champ maximale à l'isocentre	26 x 26 cm^2
Niveaux de gris	16 bits (65536 niveaux)
Débit d'acquisition maximum	3 images élémentaires (<i>frames</i>) par seconde
Sensibilité (dose nécessaire)	2 UM (pour un frame)
Energies applicables	4 à 25 MV
Distance source-surface du détecteur	$\approx 157 \text{ cm}$, fixe

TAB. 2.2 – Spécifications techniques de l'imageur portal *iViewGT* d'Elekta. Une image élémentaire ou *frame* est une lecture complète de toutes les photodiodes.

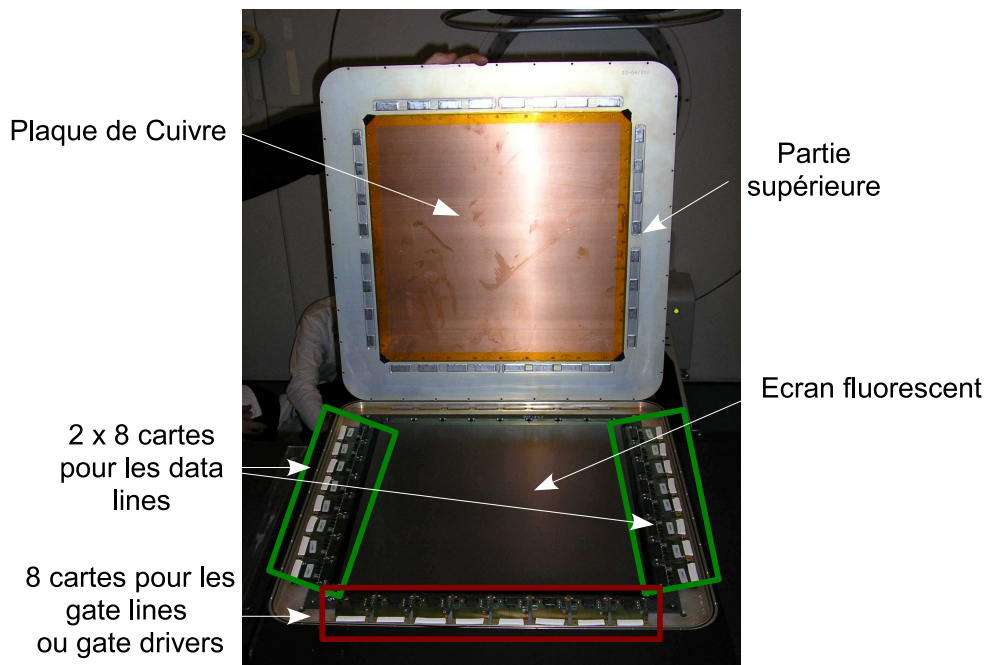


FIG. 2.5 – Photographie d'un imageur portal de type *iViewGT* ouvert. On distingue la plaque en cuivre, l'écran fluorescent et les cartes électroniques : 8 cartes pour les gate drivers et 16 pour les data lines.

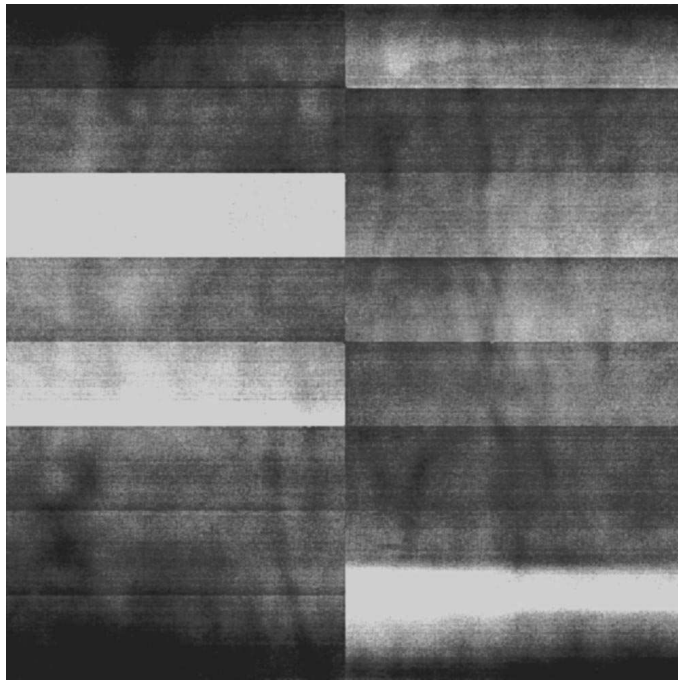


FIG. 2.6 – Image de gain d'un *iViewGT* montrant les 16 segments images. Cette image est tirée de l'article de Louwe et al. [[56]]

d'une ligne de photodiodes.

Le mode de lecture de l'*iViewGT* est basé sur le mode *External Triggered*. Soit une lecture faite des pixels entre deux pulses de radiation. Pour assurer la synchronisation entre la lecture des données et l'irradiation, le système Elekta utilise trois éléments : le PPG (*Programmable Pulse Generator*) qui génère les pulses, le DCB (*Detector Control Board*) qui déclenche le détecteur et le détecteur *iViewGT* qui mesure l'irradiation. Le DCB utilise les pulses du PPG pour synchroniser le détecteur et l'irradiation telle que l'acquisition des données s'effectue quand il n'y a pas d'irradiation.

Quand le détecteur reçoit un pulse déclencheur du DCB, deux colonnes *gate drivers*, une de chaque côté de l'imageur, sont activées, en partant de l'extérieur vers l'intérieur du détecteur. Les colonnes de données sont combinées pour former un seul paquet de données, qui est envoyé directement à l'*assembleur* FG (*FrameGrabber*) de l'ordinateur relié à l'*iViewGT*.

Quand un *frame* est complet, c'est à dire quand toutes les colonnes de données ont été lues, un signal est envoyé du détecteur au DCB. Ce dernier transmet l'information à l'ordinateur par l'intermédiaire d'un lien (ou bus) CAN (*Controlled Area Network*) et le logiciel démarre l'accumulation des *frames* [Fig. 2.8].

A la fin de l'acquisition, tous les *frames* sont moyennés pour obtenir une image brute codée sur 16 bit (65536 valeurs). Trois corrections sont appliquées automatiquement sur les pixels de l'image : l'*offset*, le *gain* et le *bad pixel map*.

- L'*offset* consiste en l'acquisition d'une image en l'absence d'irradiation, elle est appelée image *offset* ou *dark field image* (DFI). Cette image est utilisée pour corriger le bruit électronique.
- Le *gain* permet d'homogénéiser la sensibilité des différents pixels. Il est obtenu par

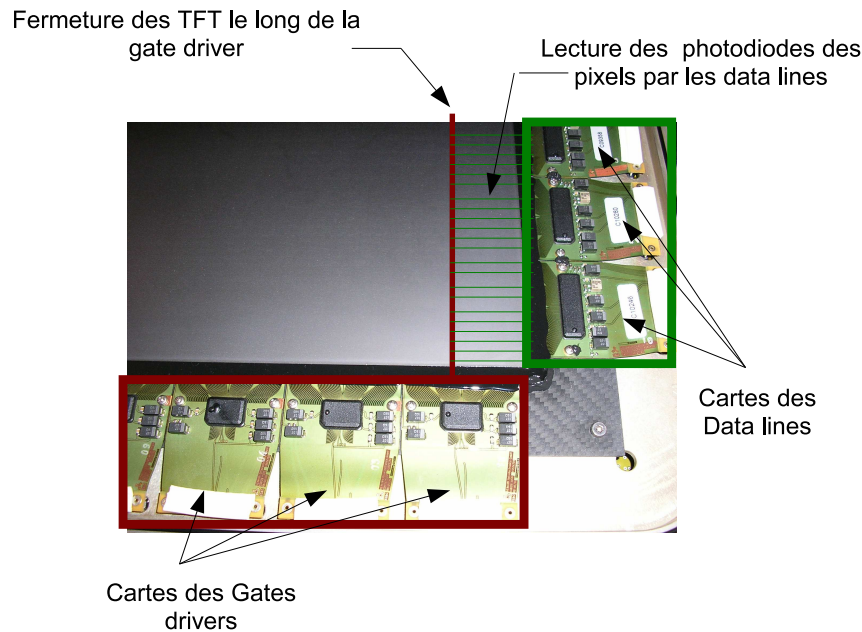


FIG. 2.7 – Photographie d’une région d’un iViewGT ouvert, montrant le principe de lecture des pixels le long d’une gate drivers par les data lines.

l’acquisition d’une image couvrant la totalité de la surface de détection. Cette image est appelée *flood field image* (FFI). Une FFI est acquise pour chaque combinaison d’énergie de photons et de débit de dose.

- Le *bad pixel map* est utilisé pour identifier les pixels qui ne répondent pas correctement. Les valeurs de pixels incorrectes sont remplacées par la valeur moyenne des huit pixels adjacents.

L’image brute acquise est corrigée en tout point (x, y) par les processus précédents selon l’équation (2.1) :

$$Image_{corrigée}(x, y) = \frac{Image_{brute}(x, y) - DFI(x, y)}{FFI(x, y) - DFI(x, y)} \quad (2.1)$$

Les pixels de l’image corrigée sont ensuite normalisés par rapport au plus haut niveau de gris de l’image. La normalisation s’établit en multipliant les pixels par un facteur d’échelle : le *pixel scaling factor* α . Le but de cette normalisation est d’augmenter le contraste visuel pour les applications cliniques. Il sera donc important de tenir compte de ce facteur, dans la détermination de la dose à partir du niveau de gris.

En pratique, pour un accélérateur de type Elekta qui délivre 400 pulses de radiation par seconde, 4 pulses déclencheurs sont envoyés du DCB vers le détecteur. Chaque pulse déclencheur conduisant à la lecture de 2 colonnes de la matrice, 8 colonnes sont réellement lues entre les pulses de l’accélérateur. Sachant que la matrice de silicium amorphe est composée de 1024 colonnes, 128 pulses de radiation sont nécessaires pour former un *frame* complet. Par ailleurs, étant donné que la période entre chaque pulse est de 2,5 ms, la lecture complète d’un *frame* prends 320 ms.

Nous venons de décrire les différents systèmes d’imagerie portale numérique et plus particulièrement les systèmes à bases de silicium amorphe car l’un des objectifs de ce chapitre est d’évaluer leur capacité dosimétrique.

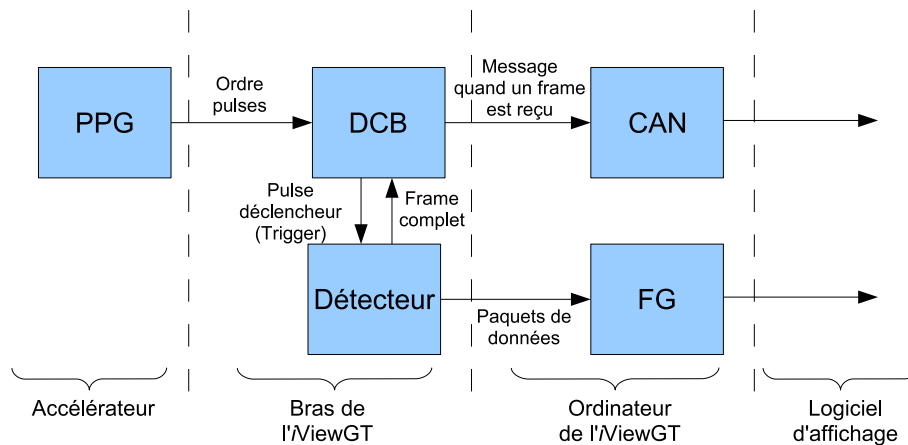


FIG. 2.8 – Principe d'acquisition d'une image portale par l'iViewGT, tiré du manuel de maintenance de iViewGT Elekta

2.3 Rétrospective bibliographique sur la caractérisation dosimétrique des EPIDs

L'utilisation des imageurs portaux numériques pour le contrôle dosimétrique des traitements requière une investigation préliminaire de leurs capacités dosimétriques. Alors, nous avons mené une rétrospective bibliographique sur la caractérisation dosimétrique des EPIDs.

Deux axes émanent de cette rétrospective bibliographique. Le premier regroupe les études publiées sur la capacité dosimétrique des trois systèmes d'EPID (caméra-miroir, matrice de chambres d'ionisations liquide et matrice a -Si) en évaluant la relation entre le niveau de gris et la dose portale en fonction des paramètres d'irradiation (énergie nominale du faisceau de photons, taille du champ, atténuation du patient, distance source-détecteur, etc.). Le second axe rassemble les travaux sur les différentes méthodes d'étalonnage dosimétrique des EPID à base de silicium amorphe.

Dans cette étude bibliographique nous avons essayé d'homogénéiser les notations :

- G sera le niveau de gris moyen dans une région d'intérêt
- et D_p sera la dose portale mesurée par une chambre d'ionisation

2.3.1 La capacité dosimétrique des EPIDs

L'utilisation de l'imagerie portale numérique en tant que dosimètre suppose que la réponse du détecteur est stable au cours du temps. De même, que le rapport entre le niveau de gris et la dose portale correspondante reste constant malgré la variation des paramètres physiques inhérents à un traitement de radiothérapie, tels que l'atténuation du patient, la taille de champ, l'énergie nominale du faisceau de photons, etc. Finalement, l'investigation de la capacité dosimétrique des EPID repose sur deux domaines :

- la stabilité de la réponse de l'imageur au cours du temps et,
- l'influence des paramètres d'irradiation sur le rapport entre le niveau de gris et la dose portale correspondante.

Dans la suite de ce chapitre, ces deux domaines seront traités pour les trois systèmes d'EPID (caméra-miroir, matrice de chambres d'ionisations, matrice de silicium amorphe) précédemment détaillés.

2.3.2 Stabilité de la réponse des EPIDs au cours du temps

L'un des premiers travaux publiés sur la stabilité dosimétrique d'un imageur portal numérique est celui de Heijmen *et al.* [[8]]. Les auteurs ont évalué la stabilité de la réponse d'un EPID de type SRI-100 de Philips. Le principe d'acquisition du SRI-100 est basé sur le système caméra-miroir. Pour évaluer sa stabilité, ils ont reproduit sur 38 jours consécutifs, une acquisition d'image portale et des mesures de doses portales à partir d'un analyseur de faisceau composé d'une matrice de chambres d'ionisations. Ils ont comparé la valeur du niveau de gris à la dose portale, pour différents points selon deux axes perpendiculaires dans le plan de l'EPID. La valeur du niveau de gris en un point correspondait à la moyenne des niveaux de gris dans une région d'intérêt centrée sur le point de mesure.

Leurs résultats montrent que la variation du niveau de gris par unité de dose délivrée en fonction du temps est de l'ordre de 0,4%. Cette faible dérive est une première étape réussie dans la validation dosimétrique d'un imageur de type caméra-miroir.

D'autres équipes ont évalué la stabilité de la réponse des systèmes à matrice de chambres d'ionisations [[95], [72], [34]]. Zhu *et al* ont évalué la stabilité intra et inter-traitement d'un imageur de type PortalVision de Varian pour un faisceau de photons de 6 MV. Les auteurs ont obtenu une variation de la réponse intra-traitement du système inférieure à 0,5%, ce qui indique que la valeur des pixels extraite des images acquises pendant le traitement, est stable. La stabilité inter-traitement a été évaluée sur une période de deux mois. L'écart type relatif des valeurs de pixels étaient inférieures à 1%.

Louwe *et al.* [[56]] ont traité la stabilité à long terme de plusieurs *iViewGT* montés sur différents accélérateurs Elekta, d'énergie nominale en photons comprise entre 4 et 18 MV. Les auteurs ont fait l'acquisition d'une image portale avec 100 UM, une fois par semaine pendant 23 mois, pour deux tailles de champs (10×10 et 20×20 cm²) et pour chaque énergie nominale de photons (4, 6, 10 et 18 MV). Dans chaque image, la valeur moyenne des pixels dans une région d'intérêt centrée à l'axe de 5×5 pixels était calculée. De plus, afin d'estimer les différences potentielles de réponse entre les 16 segments images, les auteurs ont calculé la valeur moyenne des pixels dans une région d'intérêt de 102×32 pixels centrée dans chaque segment. Ils ont ensuite normalisé ces valeurs par rapport à la valeur de la région centrale (5×5 pixels).

Les résultats de Louwe *et al.* montrent pour les trois imageurs testés, une excellente stabilité de la valeur de la région centrale (déviation standard de l'ordre de 0,5%). Les écarts entre les valeurs normalisées des 16 segments sont inférieurs à 0,5%.

Par ailleurs, Louwe *et al.* ont étudié l'influence de la température sur l'acquisition de l'image *offset*, qui corrige les pixels du courant d'obscurité (ou signal résiduel). Pour évaluer cette influence, la température ambiante dans la salle de traitement et la température au centre de la plaque de cuivre de l'*iViewGT* ont été mesurée sans irradiation de l'imageur pendant 13 jours.

Les auteurs remarquent une augmentation de l'intensité de l'image *offset*, donc du courant d'obscurité, qui est à la fois corrélée à la durée de la période d'observation et à la

température ambiante. Ils obtiennent une relation linéaire entre la valeur de l'*offset* et la température. Si bien que le signal de l'imageur par unité de radiation corrigée de l'image *offset* est indépendant des fluctuations de température et de l'historique des radiations.

Winkler *et al.* [[69]] ont évalué la reproductibilité et la stabilité à long terme d'un imageur de type *iViewGT* pour trois énergies nominales de photons (6, 10 et 25 MV). Le test de reproductibilité consistait à irradier l'EPID cinq fois de suite par un faisceau de référence (30 UM avec le débit de dose maximum). La stabilité de l'imageur a été évaluée sur une période de six mois. La réponse de l'EPID au faisceau de référence était corrigée de la dérive de l'accélérateur. Leurs résultats montrent que les écarts types des valeurs de reproductibilité et de stabilité à long terme sont respectivement inférieur à 0,1 % et inférieur à 0,21 %. Ces résultats ont été ré-évalués par Talamonti *et al.* [[14]]. Ces derniers ont obtenu un écart type relatif sur l'ensemble de leurs mesures, à court et long terme (12 mois), inférieur à 0,5% .

En conclusion, la réponse de l'*iViewGT* est stable sur une période au moins égale à 12 mois.

De plus, Winkler *et al.* ont étudié le comportement de l'EPID en fonction de sa durée d'utilisation. Les auteurs ont cherché la période minimale d'utilisation au bout de laquelle la réponse de l'*iViewGT* devient stable. Après douze heures sans irradiation, l'EPID fut irradié toutes les dix minutes, pendant six heures, par des photons de 6 MV, avec 30 UM au débit de dose maximum. Les résultats obtenus donnent une relation exponentielle entre la sensibilité de l'EPID et le temps. On constate, après une longue période sans utilisation, que la sensibilité de l'*iViewGT* baisse de 2,5% par rapport à son seuil de stabilité. Elle atteint un plateau après six heures d'utilisation. Par ailleurs, les auteurs ont montré que la pré-irradiation du détecteur (avec 600 UM) n'a pas d'influence sur la progression de sa sensibilité.

En définitive, les travaux publiés ont montré que la réponse des trois EPID est stable au cours du temps. La première étape dans la caractérisation dosimétrique est validée. Nous allons maintenant évaluer l'influence des paramètres d'irradiation sur la réponse des trois EPIDs. Dans la suite, nous discuterons de certains travaux publiés sur l'influence des paramètres d'irradiation, tels que le nombre d'UM, la distance source-détecteur, l'épaisseur du patient, la taille de champ, l'énergie nominale du faisceau de photons, *etc.*,

2.3.3 Les systèmes caméra-miroir

Heijmen *et al.* ont étudié la réponse du SRI-100 à caméra-miroir (Elekta) en fonction :

- de la dose,
- de l'épaisseur du milieu atténuant,
- de la taille de champ.

Pour évaluer l'influence de ces paramètres, les auteurs ont calculé le rapport G/D_p , avec G le niveau de gris moyen dans une région d'intérêt de 1 cm^2 centrée à l'axe, et D_p la dose portale mesurée à l'axe à une profondeur de 1 cm dans un fantôme en polyéthylène ($35 \times 35 \text{ cm}^2$ d'épaisseur 2,5 cm) par une chambre d'ionisation (NE-2571). Ce fantôme permet d'assurer l'équilibre électronique longitudinal et de prendre en compte la diffusion radiale sur la mesure de la dose. Sa surface d'entrée est placée à la même distance de la source que l'EPID. G et D_p sont obtenus successivement, en garantissant les mêmes conditions d'irradiation.

L'influence de la dose sur le rapport G/D_p fût évaluée en faisant varier le nombre d'unité moniteur (UM) entre 80 et 220, pour une taille de champ et une épaisseur de milieu atténuant fixée (10×10 et 20 cm, respectivement). Les résultats obtenus montrent que le rapport G/D_p est constant en fonction de l'UM malgré une légère déviation de l'ordre de 0,5%. De plus, aucun effet de saturation n'a été observé.

L'influence de l'épaisseur du milieu atténuant fût testée en augmentant sa valeur de 10 à 29 cm, pour différentes tailles de champ (6×6 à 20×20 cm²) et pour 100 UM. Heijmen *et al.* ne constatent pas de dépendance significative de la réponse de l'EPID en fonction de l'épaisseur du milieu, pour une taille de champ fixée.

En revanche, ils observent un effet de la taille de champ sur le rapport G/D_p . La réponse de l'EPID augmente avec la taille de champ. D'après les auteurs, ce phénomène est principalement dû à la contribution des photons lumineux diffusés au signal. En effet, les photons lumineux produits par les photons incidents en un point de l'écran fluorescent ne génèrent pas seulement un niveau de gris au point d'interaction, mais subissent des réflexions multiples entre l'écran et le miroir de l'EPID. Ces réflexions augmentent le niveau de gris en tout autre point de l'image. Ce phénomène de diffusion multiple des photons lumineux, est appelé effet *glare*. Cet effet s'amplifie avec la zone irradiée donc avec la taille de champ. Heijman *et al.* ont modélisé le phénomène *glare* à partir d'un produit de convolution entre l'image de dose portale et un kernel de diffusion radiale des photons optiques.

En conclusion, Heijmen *et al.* ont montré dans le cas d'un système caméra-miroir, que **les niveaux de gris sont proportionnels aux doses portales transmises** avec un coefficient de proportionnalité qui est indépendant de l'épaisseur du milieu atténuant mais qui dépend significativement de la taille de champ.

2.3.4 Les systèmes à matrice de chambres d'ionisations liquides

Zhu *et al.* [[95]] ont évalué la réponse d'un PortalVision à matrice de chambres d'ionisations liquides (Varian) pour un faisceau de photons de 6 MV en fonction :

- de la dose, et
- de la taille de champ

Les auteurs ont démontré qu'il existe une relation linéaire entre la valeur du pixel et la racine carré de la dose absolue mesurée par une chambre d'ionisation. Leurs résultats sont confortés par l'étude de van Herk [[92]], dans laquelle, l'auteur démontre que la charge collectée (proportionnelle à la valeur du pixel) doit être proportionnelle au carré de l'intensité de la radiation.

De plus, Zhu *et al.* ont étudié l'influence de la taille de champ sur la sensibilité de l'EPID en comparant la valeur moyenne des pixels dans une région d'intérêt ($1,4 \times 1,4$ cm²) centrée à l'axe, à la dose absolue mesurée par une chambre d'ionisation pour des tailles de champ, allant de 4×4 à 20×20 cm². Leurs résultats montrent un rapide accroissement de la contribution des photons diffusés à la valeur du pixel en fonction de la taille du champ. La même variation est obtenue pour la dose mesurée avec la chambre d'ionisation. Les auteurs ont calculé le rapport entre la valeur du pixel et la racine carré de la dose pour les différentes tailles de champs étudiées. Leurs résultats indiquent que la

sensibilité de l'EPID à matrice de chambres d'ionisations liquides ne dépend pas de la taille du champ. Ce qui signifie que l'étalonnage dosimétrique de ces systèmes peut être fait pour une seule taille de champ, typiquement la plus large (par exemple $20 \times 20 \text{ cm}^2$).

Parsaei *et al* [[34]] ont étudié la réponse d'un même type d'EPID en fonction de l'énergie nominale des photons : 6 et 10 MV. Ils ont comparé la valeur moyenne des pixels d'une région d'intérêt de $4 \times 4 \text{ cm}^2$ centrée à l'axe par rapport à la dose absolue mesurée par une chambre d'ionisation dans les mêmes conditions d'irradiation. Ils retrouvent les résultats obtenus par Zhu *et al.* pour les photons de 6 MV. En revanche, ils remarquent une légère influence (de l'ordre de 1%) de la taille de champ (de 5×5 à $20 \times 20 \text{ cm}^2$) sur la réponse de l'EPID pour les photons de 10 MV. Ils expliquent l'écart obtenu par une augmentation de la contribution du diffusé aux valeurs du pixel pour les plus grands champs en haute énergie.

En conclusion, les études sur la caractérisation dosimétrique des systèmes à matrice de chambres d'ionisation liquide, notamment celles publiées par Zhu *et al.* et Parsaei *et al.*, montrent que **les niveaux de gris de l'image sont proportionnels à la racine carré de la dose portale** et que la réponse de l'EPID est relativement indépendante de la taille de champ. Ces études ont démontré le potentiel des matrices à chambre d'ionisations liquides pour le contrôle dosimétrique en radiothérapie.

2.3.5 Les systèmes à matrice de silicium amorphe

Nous venons d'étudier les capacités dosimétriques des systèmes caméra-miroir et à matrice de chambres d'ionisations liquides. Cette première rétrospective a fixé le point de départ de notre travail. Celui-ci se poursuit en évaluant avec plus d'intérêt la réponse des EPIDs à matrice de silicium amorphe en fonction des paramètres d'irradiation précédemment décrit, mais également en fonction de phénomènes intrinsèques au détecteur, tels que les effets *ghosting* et *glare*.

2.3.5.1 L'effet *glare*

Munro *et al.* [[67]] ont étudié l'effet *glare*, c'est à dire la diffusion de la lumière dans la matrice de silicium amorphe d'un EPID de 128×128 pixels (taille du pixel : $0,75 \times 0,75 \text{ cm}^2$). Ils ont utilisé un matériau radio-opaque, de taille croissante (5×5 à $50 \times 50 \text{ mm}^2$), pour stopper les photons MV. Ce matériau fût placé successivement à la surface de l'écran fluorescent et entre l'écran fluorescent et le silicium amorphe. La plaque de cuivre fût démontée, laissant la lumière ambiante atteindre l'écran fluorescent pour générer un signal. Dans les deux cas de figures, les auteurs ont tracé le profil du signal dans la région couverte par le matériau radio-opaque. Leurs profils montrent qu'il n'y a pas de signal généré au centre sous le matériau radio-opaque lorsqu'il est placé entre l'écran et le silicium amorphe. En revanche, quand il est placé à la surface de l'écran fluorescent, un faible signal est mesurable, au centre du profil, pour la plus petite taille du matériau ($5 \times 5 \text{ mm}^2$). Ce qui signifie qu'une quantité de lumière a diffusé dans l'écran. Leurs résultats montrent que la migration de la lumière dans l'écran fluorescent est beaucoup plus importante que la diffusion de la lumière dans le silicium amorphe. **Ils considèrent néanmoins que la diffusion des photons lumineux est négligeable et que l'effet *glare* n'influence pas les propriétés dosimétriques de ces systèmes.**

D'autres équipes ont étudié l'effet *glare* pour des imageurs commercialisés.

McCurdy *et al.* [[9]] l'ont étudié pour l'EPID de type aS500 (Varian). Ils l'ont mis en évidence en analysant des images portales acquises dans certaines conditions : feu nu, taille de champ fixée ($15 \times 15 \text{ cm}^2$), distances sources-détecteurs variables (DSD) (120, 150 et 180 cm) et pour deux énergies nominales de photons, 6 et 18 MV. De plus, les acquisitions ont été faites pour deux angulations du bras de l'accélérateur, 0^0 (axe du champ perpendiculaire au sol) et 270^0 (axe du champ parallèle au sol) afin d'éliminer l'influence possible des photons rétrodiffusés¹ qui pourraient atteindre l'EPID quand ce dernier est proche du sol *i.e.* pour un angle de bras de 0^0 .

A partir de leurs résultats, ils observent que le niveau de gris à l'axe diminue lorsque la DSD augmente, et que cette diminution reproduit la loi de l'inverse carré des distance. En revanche, en dehors des limites du champ d'irradiation, les auteurs ne constatent pas de diminution significative du niveau de gris. Or, ce phénomène constaté, ne s'explique pas par l'effet de la diffusion, car celle-ci est négligeable puisque les images sont acquises sans milieu diffusant dans le faisceau. De plus, les résultats obtenus en fonction de l'angle du bras de l'accélérateur n'indiquent pas d'influence des photons rétrodiffusés sur le signal mesuré ($< 1\%$). Enfin, il n'est pas causé par la dépendance spatiale du spectre énergétique des photons incidents sur le détecteur, puisqu'elle devrait varier linéairement avec l'augmentation de la DSD (le spectre énergétique à r cm de l'axe pour une DSD égale à 100 cm devrait être le même à $1,5r$ de l'axe pour une DSD égale à 150 cm). Finalement, la compensation de la loi de l'inverse carré des distances dans les régions extérieures au champ d'irradiation ne peut s'expliquer que par la diffusion des photons lumineux à l'intérieur du scintillateur, *i.e.* l'effet *glare*. Afin de le prendre en compte dans l'évaluation prédictive de la dosimétrie portale, McCurdy *et al.* ont modélisé l'effet *glare* par une somme de fonctions exponentielles de la distance radiale à l'axe.

Par ailleurs, McCurdy *et al.* ont évalué la linéarité de l'aS500 en fonction du débit de dose. Les auteurs ont mesuré pour les photons d'énergie nominale de 6 MV, une taille de champ de $15 \times 15 \text{ cm}^2$, une distance source-détecteur de 150 cm et pour 10 *frames* accumulés, la valeur moyenne des pixels d'une région de 1 cm^2 centrée à l'axe pour chaque image portale obtenue en augmentant le débit de dose de 100 à 600 UM/min, par palier de 100 UM/min. D'après leur résultat, la réponse de l'aS500 varie entre $\pm 2\%$ par rapport à la linéarité attendue.

2.3.5.2 Etude de Grein *et al.*

Grein *et al.* [[28]] ont complété l'investigation dosimétrique menée par McCurdy *et al.* sur l'aS500, en évaluant la réponse de l'EPID en fonction :

- de la distance source-détecteur (DSD) (116,5, 130 et 150 cm),
- de l'épaisseur du milieu atténuant (couche de polystyrène d'épaisseur croissante, 0 à 21 cm),
- de la taille de champ (5×5 , 10×10 et $20 \times 20 \text{ cm}^2$),
- de la dose (0 à 80 cGy)
- de l'énergie des photons (6 et 18 MV).

Pour évaluer l'influence de ses paramètres, les auteurs ont comparé la valeur moyenne des pixels d'une région d'intérêt (ROI) de 20×20 pixels centrée à l'axe du faisceau, noté G , par rapport à la dose portale mesurée par une chambre

¹Les photons rétrodiffusés ont une énergie de $\approx 0,25$ MeV indépendamment de l'énergie des photons incidents

d'ionisation (de type Farmer PTW de volume sensible $0,6 \text{ cm}^3$), notée D_p . L'équilibre électronique du point de mesure avec la chambre, fût établi en fonction de l'énergie nominale des photons (1,5 cm et 4,0 cm équivalent eau pour le 6 et le 18 MV respectivement).

Quelque soit la variation du paramètre d'irradiation étudié, Grein *et al.* obtiennent des relations linéaires entre la valeur moyenne des pixels G et la dose portale D_p de la forme $G = aD_p + b$ où a et b sont des constantes.

Les auteurs montrent qu'il existe un couple de constante (a, b) par taille de champ et par énergie. En revanche, la distance source-détecteur n'a pas d'influence sur la relation linéaire entre P et D .

Pour évaluer l'influence de l'épaisseur de milieu atténuant, les auteurs ont calculé la transmission T qui correspond au rapport de G avec le milieu, sur G_0 sans le milieu. Les valeurs de T pour l'aS500 sont comparées à celles mesurées avec la chambre d'ionisation. **Les résultats montrent que les transmissions augmentent avec la taille de champ et avec la diminution de la distance source-détecteur.** Ces deux observations ont la même origine, l'augmentation de la contribution du diffusé au point de mesure. D'après les résultats de Grein *et al.*, on note pour le 6 MV que la transmission T mesurée par l'EPID est toujours plus faible que celle obtenue avec la chambre d'ionisation, queliques soient la taille de champ et la distance source-détecteur. La déviation maximale atteint 6% pour la plus grande épaisseur à 6 MV. Pour le 18 MV, les écarts de transmission sont plus faibles. Ces écarts sont attribués aux différences d'absorption des photons de basses énergies (du spectre de photons incidents) entre l'imageur et la chambre d'ionisation. Les EPID sont composés de matériaux de plus haute densité que le matériau équivalent eau assurant l'équilibre électronique de la chambre. De ce fait, l'effet photoélectrique est plus important dans l'EPID que dans l'eau. Les photons de plus faibles énergies auront plus de chance d'interagir avec l'EPID qu'avec l'eau. L'augmentation de l'épaisseur du milieu atténuant stoppe les composantes faiblement énergétiques ce qui entraîne une diminution du signal de l'EPID, d'où l'écart avec les valeurs de transmission mesurées avec la chambre d'ionisation.

Par ailleurs, Grein *et al.* ont comparé les profils de niveaux de gris de l'image portale à ceux obtenus avec un film radiographique pour une irradiation en 6 et 18 MV et pour une taille de champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$. Les différences entre les profils ont été observées par les auteurs dans la région de pénombre, à la fois à l'intérieur et à l'extérieur du bord du champ. **Ils constatent une diminution plus rapide de la réponse de l'EPID en bordure interne du champ par rapport à la mesure par film.** En revanche, ils observent une augmentation de la réponse de l'EPID à l'extérieur du champ. Sachant que les faibles composantes du spectre énergétique des photons augmentent en s'éloignant de l'axe central du champ, les auteurs attribuent les différences des profils aux différences d'absorption des photons de basse énergie entre le film et les matériaux de numéro atomique (Z) élevés qui composent le détecteur.

2.3.5.3 Etude de McDermott *et al.*

McDermott *et al.* [[54]] ont mené un important travail concernant l'évaluation des propriétés dosimétriques de l'imageur *iViewGT*. Les auteurs ont étudié la relation dose-réponse de l'*iViewGT* en fonction :

- de l'ajout d'un matériau à la surface de l'EPID (pour la compensation de l'équilibre électronique)
- de la dose

- de la dose par pulse
- de la fréquence de répétition des pulses (PRF)
- de la distance séparant la sortie du patient de l'entrée de l'imageur

Pour estimer l'influence de ses paramètres, les auteurs ont calculé le rapport $R_{EPID} = G/D_{p,ref}$ avec G le signal moyen de l'EPID mesuré dans une région d'intérêt de 20 x 20 pixels centrée à l'axe et $D_{p,ref}$ la dose portale mesurée par une chambre d'ionisation placée dans un mini-fantôme. Les mesures ont été faites pour un champ de 15 x 15 cm², avec 100 UM à un PRF de 400 Hz, et pour quatre énergies nominales de photons (4, 6, 8 et 18 MV). Pour les deux plus faibles énergies, 15 cm de milieu équivalent eau ont servi de milieu diffusant contre 35 cm pour les autres énergies.

Dans un premier temps, R_{EPID} fut calculé en présence de deux matériaux de nature différente (22 mm de polystyrène et 2,5 mm de cuivre) et pour différentes distances séparant la sortie du milieu diffusant de l'entrée du détecteur, allant de 10 à 60 cm. Dans un second temps, R_{EPID} fut calculé en faisant varier l'épaisseur de cuivre de 1 à 5 mm. Ces résultats montrent que R_{EPID} est plus important pour 10 cm que pour 60 cm. La sur-réponse maximale vaut 18% et elle est obtenue lorsque l'EPID est à 10 cm de la sortie du milieu pour le faisceau de photons de 4 MV. Cette sur-réponse aux faibles distances peut être attribuée à l'augmentation du nombre de photons diffusés atteignant l'imageur. Par ailleurs, les auteurs observent que la sur-estimation de la réponse est plus faible pour le cuivre que pour une épaisseur équivalente de polystyrène. Les résultats des mesures pour différentes épaisseurs de cuivre montrent que la sur-réponse est minimisée avec 5 mm de cuivre pour toutes les énergies nominales de photons. Par exemple, à 4 MV, la sur-réponse à 10 cm baisse de 10% entre 0 et 5 mm de cuivre. Pour les hautes énergies (8 et 18 MV), la sur-réponse est beaucoup plus faible. Pour 5 mm de cuivre, la sur-réponse à 10 cm pour le 4 MV est de 8% alors qu'elle est de 0,5% pour le 18 MV. En situation clinique, la plus faible distance séparant la sortie du patient de la surface de l'EPID est de 40 cm. A cette distance, les résultats de McDermott *et al.* pour toutes les énergies de photons, montrent que la variation de la réponse de l'*iViewGT* est significativement réduite en plaçant 2,5 mm de cuivre sur la surface de l'EPID. Pour les photons de 18 MV, la sur-réponse reste inférieure à 1% indépendamment de l'épaisseur de cuivre. En effet, le rayonnement diffusé produit par les photons de 4 MV est faiblement énergétique et il interagit avec la matière principalement par effet photoélectrique. Or la section efficace de l'effet photoélectrique dépend fortement du numéro atomique Z (Chapitre 2). Le fait d'ajouter un matériau de Z élevé, comme le cuivre, améliore l'absorption du rayonnement diffusé ce qui permet de réduire la sur-réponse. En revanche, le rayonnement diffusé produit par les photons de 18 MV étant naturellement plus énergétique, l'effet photoélectrique ne domine plus et la couche de cuivre est moins utile.

Pour résumer, l'étude de McDermott *et al.* met en évidence le bénéfice de l'utilisation du cuivre comme matériau de *buildup* pour l'absorption des photons diffusés issus du patient aux faibles distances qui séparent la sortie du patient à l'entrée du détecteur et surtout aux faibles énergies nominales. Pour les auteurs, l'utilisation d'un *buildup* adéquate pour les applications dosimétriques d'un EPID est importante pour trois raisons : pour absorber les électrons de faibles énergies avant qu'ils atteignent le scintillateur, lesquels réduiraient la qualité de l'image ; pour assurer l'équilibre électronique du scintillateur ; et pour minimiser les photons diffusés issus du patient, lesquels contribuent à la réponse de l'imageur.

Les auteurs ont utilisé une épaisseur de 5 mm de cuivre placée à la surface de l'EPID pour tester l'influence de la dose totale (nombre d'UM), de la dose par pulse et de la fréquence de répétition des pulses (PRF) sur la réponse de l'*iViewGT*.

L'influence de la dose totale a été évaluée en mesurant le rapport R_{EPID} en augmentant le nombre d'UM de 5 à 1000, avec le PRF maximum pour chaque énergie (200 Hz pour 4 et 18 MV, 400 Hz pour 6 et 18 MV).

Les résultats obtenus montrent que R_{EPID} varie en fonction du nombre d'unité moniteur pour les quatre énergies testées. Il augmente avec le nombre d'UM. Une sous réponse de 5% est constatée par rapport au nombre d'UM max (1000) sur l'intervalle des UM. Et la réponse variait de 3% entre 5 et 100 UM, intervalle pour lequel, le gradient de réponse est le plus raide.

Cette dépendance suggère soit une influence de la durée de l'irradiation, soit une influence de la dose, sur la réponse de l'*iViewGT*.

L'effet de la dose par pulse sur la réponse de l'*iViewGT* a été évaluée en calculant le rapport R_{EPID} en faisant varier la dose par pulse entre 0,08 et 1,40 cGy/pulse, pour une taille de champs fixée et pour 100 UM, délivrés avec le PRF maximum pour chaque énergie.

Leurs résultats montrent que le rapport R_{EPID} n'est pas constant avec la dose par pulse. Il augmente de 8% dans l'intervalle étudié. L'augmentation n'est pas linéaire, et le plus fort gradient est mesuré pour les doses par pulse inférieures à 0,5 cGy/pulse. La dépendance de l'énergie sur cet effet, n'est pas significative.

En définitive, la réponse de l'*iViewGT* dépend de la dose par pulse. **Ce qui implique que les corrections apportées à la réponse de l'EPID doivent tenir compte de la dose par pulse**, laquelle requière la connaissance de l'épaisseur du milieu atténuant (patient) pour une distance source surface de l'imageur constante.

La réponse de l'*iViewGT* en fonction de la PRF (Pulse Repetition Frequency) a été évaluée pour chaque énergie de faisceau, en déterminant le rapport R_{EPID} pour des fréquences de répétition de pulses comprises entre 13 et 400 Hz. Deux séries de mesures ont été réalisées. Dans la première, le nombre d'unités moniteurs variait mais la durée d'irradiation restait constante (50 secondes). Dans la seconde série, la dose délivrée était constante (100 UM) et la durée d'irradiation variait.

Les résultats de McDermott *et al.* montrent que le rapport R_{EPID} dépend de la PRF. Pour les deux séries de mesures, il augmente avec la fréquence de répétition des pulses, indépendamment de l'énergie du faisceau. L'écart entre la plus faible valeur de PRF (13 Hz) et la valeur de normalisation (200 Hz) vaut 6% avec une durée d'irradiation constante, et 5% pour un nombre d'UM constant.

Néanmoins, étant donnée que la valeur de la PRF est toujours fixée avant le traitement du patient, si les faisceaux sont délivrés à une PRF autre que celui employé pour l'étalonnage dosimétrique de l'EPID, il suffit d'appliquer une simple correction à partir des mesures expérimentales.

2.3.5.4 L'effet *ghosting*

McDermott *et al.* ont étudié l'effet *ghosting*, c'est à dire la modification de la réponse du détecteur due aux irradiations antérieures. Pour évaluer cet effet, les auteurs ont étudié le rapport R_{EPID} à partir de plusieurs images portales acquises à la suite d'une irradiation

initiale unique. Ce qui signifie que ces images portales ont été obtenues sans irradiation. McDermott *et al.* ont procédé à deux séries de mesures de ces images portales, avec le faisceau de photons de 6 MV délivré à différentes PRF (25, 50, 200 et 400 Hz). Pour la première série de mesure, la durée de l'irradiation initiale était fixée (12 secondes) mais le nombre d'UM variait en fonction de la PRF. Pour la seconde série, le nombre d'UM de l'irradiation initiale était constant (100 UM) mais la durée de l'irradiation variait. Les résultats obtenus montrent que dix secondes après l'arrêt de l'irradiation, le signal résiduel de l'*iViewGT* peut atteindre 1% du signal acquis pendant l'irradiation. Par ailleurs, les auteurs constatent que l'effet *ghosting* dépend de la durée de l'irradiation (nombre d'UM/débit), et donc du nombre de *frames* acquis. Le signal résiduel post-irradiation disparaît plus rapidement pour les plus courtes durées d'irradiation. En revanche, il ne dépend pas du débit de dose (PRF).

Pour compléter leur investigation sur l'effet *ghosting*, McDermott *et al.* ont étudié le rapport R_{EPID} en faisant varier le nombre d'UM de 5 à 1000 avec et sans correction du signal résiduel. Ils observent que R_{EPID} augmente avec le nombre d'UM alors qu'il devrait être constant en fonction de l'UM. R_{EPID} varie jusqu'à 5% sans la correction du signal résiduel, mais il n'est amélioré que de 1,5% avec correction. Ce qui signifie que l'effet *ghosting* ne se résume pas seulement au courant résiduel. En effet, il existe un second phénomène qui s'ajoute au courant résiduel. Pendant l'irradiation, la charge emmagasinée dans les pièges électroniques profonds altère le champ électrique à l'intérieur de la majeure partie de la photodiode. Cette altération modifie la sensibilité de la couche de silicium amorphe. **En définitive, l'effet *ghosting* est l'action combinée du courant résiduel et de la modification de la sensibilité.**

Finalement, l'application dosimétrique des EPID est limitée par l'effet *ghosting*. Cette limitation est accentuée pour la radiothérapie conformationnelle par modulation d'intensité (RCMI), qui nécessite *a fortiori* des acquisitions d'images portales très rapprochées (quelques secondes). McDermott *et al.* ont montré que R_{EPID} pouvait varier de 3% entre 5 et 50 UM par segment, si l'effet *ghosting* n'était pas corrigé.

Par ailleurs, les auteurs précisent que l'effet *ghosting* peut entraîner des erreurs dosimétriques si la durée d'irradiation du traitement diffère de la durée de l'exposition pendant l'étalonnage dosimétrique de l'EPID.

Un travail complémentaire à celui de McDermott *et al.*, et qui traite de manière très précise les facteurs influençant la réponse de l'*iViewGT*, a été réalisé par Winkler *et al.* [[69]]. Ces derniers ont étudié :

- les causes de l'effet *ghosting* et leurs impacts sur les applications dosimétriques du détecteur, et
- la réponse de l'*iViewGT* en fonction de la dose et du débit de dose

Winkler *et al.* [[69]] ont essayé d'identifier les causes de l'effet *ghosting*. Ils l'ont traité en différenciant deux phénomènes : le courant résiduel et la modification de la sensibilité des pixels.

Le courant résiduel est dû à la création de charges lors d'une irradiation précédente, lesquelles sont restées piégées dans le silicium amorphe. Le courant résiduel s'ajoute aux signaux des *frames* de l'acquisition suivante d'une image. Il augmente ainsi la réponse de l'EPID.

La modification de la sensibilité des pixels est le résultat des expositions antérieures.

Cette modification est également associée au piègeage des charges à l'intérieur du silicium amorphe. L'interaction des charges piégées avec les nouvelles charges créées de signes opposés réduit la sensibilité du détecteur aux rayons X. Une autre conséquence de la présence des charges piégées dans le semi-conducteur est la modification de la distribution du champ électrique dans la couche du semi-conducteur. Cette modification peut causer une réduction ou une augmentation de la sensibilité du pixel.

Il existe une troisième source d'effet *ghosting*, le temps d'émission optique du scintillateur. Elle ne sera pas traitée dans ce travail car sa contribution est faible.

Winkler *et al.* ont étudié l'effet *ghosting* pour l'iViewGT et pour trois énergies nominales de photons (6, 10 et 25 MV), pour lesquelles ils ont rajouté une couche de cuivre (1,5 mm de cuivre pour le 6 et le 10 MV, et 3 mm de cuivre pour le 25 MV) par-dessus l'EPID afin d'une part éviter l'hypersensibilité de l'imageur due à la diffusion, et d'autre part assurer l'équilibre électronique pour que le maximum d'énergie soit déposée dans le scintillateur. Leur évaluation de l'effet *ghosting* consistait à irradier l'EPID avec un champ de 6 x 6 cm² suivi d'une deuxième irradiation avec un champ de 20 x 20 cm². Les irradiations ont été réalisées pour les deux plus hauts débits de dose (400 et 560 UM/min), et pour un temps d'intégration constant de 320 ms. Le signal de l'image portale acquise pour la deuxième irradiation était mesuré dans une région d'intérêt de 5 x 5 mm² (20 x 20 pixels) centrée à l'axe et sur le périmètre (de 5 mm d'épaisseur) d'une surface de 14 x 14 cm² autour du centre du détecteur. Le quotient des deux valeurs (centre/périmètre) d'une image sans pré-irradiation servait de référence. Les auteurs quantifiaient alors l'effet *ghosting* en déterminant la variation du quotient par rapport à la valeur de référence en fonction de l'exposition de l'EPID.

Sachant que l'effet *ghosting* dépend du nombre d'unité moniteur délivré par les deux champs mais aussi de l'intervalle de temps qui les sépare, Winkler *et al.* l'ont étudié pour la radiothérapie conformationnelle par modulation d'intensité (RCMI) pour laquelle, les intervalles de temps entre les segments d'irradiation sont très courts. Concernant ces courts intervalles de temps, le logiciel d'acquisition d'image est incapable d'acquérir l'image de correction de l'*offset* (DFI) avant l'irradiation du segment suivant. Leurs tests incluaient deux séries de mesures : une pré-irradiation constante de 25 UM avec différents niveaux de dose pour le champ mesuré et une pré-irradiation à dose variable avec une dose constante (2,5 UM) pour le champ mesuré.

Les résultats de Winkler *et al.* montrent que l'effet *ghosting* dépend du nombre d'unité moniteur de la pré-irradiation, mais pas de celui de l'image pour laquelle l'effet *ghosting* est évalué. Ce dernier augmente avec le nombre d'unité moniteur de la pré-irradiation quand celui de l'image mesurée reste constant (de 1% avec 2,5 UM contre 5,5% avec 50 UM pour le 6 MV). La plus haute valeur est obtenue lorsque le rapport des doses entre la pré-irradiation et l'irradiation mesurée est égale à 20 (5,5% et 9% pour le 6 et le 25 MV respectivement).

En définitive, les résultats de Winkler *et al.* montrent que l'effet *ghosting* peut potentiellement poser des difficultés à la vérification dosimétrique des traitements par RCMI. Pour réduire l'influence de cet effet, les auteurs proposent d'augmenter l'intervalle de temps entre chaque segment d'irradiation. Bien que cela soit techniquement réalisable, la durée du traitement augmentera significativement ce qui risque d'altérer le confort et le bon positionnement du patient et donc de dégrader la qualité de son traitement.

Pour les traitements standards, la durée entre deux irradiations est variable. La plus courte durée entre deux expositions est approximativement de 25 secondes. Elle est fixée par la durée des vérifications de sécurité inhérentes à l'accélérateur. Winkler *et al.* ont évalué l'effet *ghosting* en fonction de l'intervalle de temps qui sépare deux expositions consécutives. Ils observent que l'effet est plus prononcé pour les courts intervalles. Au delà de trois minutes, le signal de l'EPID n'est plus influencé par l'effet *ghosting*.

Par ailleurs, pour les traitements standards (non RCMI), l'image portale est corrigée de l'*offset* (DFI). Les auteurs ont étudié le bénéfice de cette correction sur l'effet *ghosting* pour le 6 MV. Ils ont comparé le signal avec et sans correction pour un intervalle de temps de 30 secondes séparant la pré-irradiation (50 UM) de l'irradiation mesurée (2,5 UM). L'effet *ghosting* mesuré était de $0,88 \pm 0,37\%$ et $0,85 \pm 0,60\%$ avec et sans correction respectivement. Le fait que ces valeurs soient très voisines alors que le courant résiduel est corrigé dans un cas signifie qu'il existe un phénomène supplémentaire dans l'effet *ghosting*. Parallèlement au travail de McDermott *et al.*, Winkler *et al.* ont mis en évidence la modification de la sensibilité de l'*iViewGT* entre deux irradiations.

2.3.5.5 Effets de la dose et du débit de dose

Winkler *et al.* ont étudié la réponse $R = G/UM$ de l'*iViewGT* en fonction de la dose et du débit de dose. Le terme G correspond à la valeur moyenne des pixels dans une région d'intérêt de $5 \times 5 \text{ mm}^2$ (20×20 pixels) centrée à l'axe, pour une taille de champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ à feu nu. Nous rappelons que le terme UM correspond au nombre d'unités moniteurs délivré par l'accélérateur. Pour éviter que les mesures soient affectées par l'effet *ghosting*, l'intervalle de temps entre chaque acquisition était de quatre minutes minimum.

Dans un premier temps, les auteurs ont évalué la réponse R de l'*iViewGT* en fonction du débit de dose \dot{D} . Les mesures ont été réalisées pour un nombre d'UM et pour un débit d'acquisition de *frames* constants, c'est à dire pour une durée d'intégration fixée. Dans ses conditions, la variation du débit de dose implique une variation de la quantité de dose par *frame*. Ainsi, si le débit de dose augmente, la dose par *frame* augmentera puisque le temps d'intégration par *frame* est constant. Les résultats obtenus montrent que les données mesurées pour chaque énergie peuvent être approximées par une fonction analytique croissante de la forme :

$$R(\dot{D}) = a.\dot{D}^b \quad (2.2)$$

Les paramètres a et b sont obtenus par l'optimisation itérative de l'équation (2.2) en fonction des données mesurées pour chaque énergie de faisceau. La déviation relative maximale entre les valeurs mesurées et calculées était de 0,2%.

Les résultats de Winkler *et al.* montrent que la sensibilité du détecteur augmente avec la dose par *frame*. Pour confirmer leurs résultats, les auteurs ont évalué la sensibilité de l'EPID en fonction du débit d'acquisition des *frame* lorsque la dose par pulse et la fréquence de répétition des pulses (PRF) sont constantes. Ils constatent que lorsque le temps d'intégration, donc la dose par *frame*, est doublé, le signal de l'EPID augmente mais pas d'un facteur deux. La dose par *frame* est donc un paramètre qui influence la sensibilité de l'*iViewGT*. Finalement, l'augmentation du débit de dose a le même effet que l'augmentation du temps d'intégration par *frame* et l'équation (2.2) peut se ré-écrire en utilisant la dose par *frame* D_{frame} :

$$R(D_{frame}) = a.D_{frame}^b \quad (2.3)$$

En conclusion, l'origine de la dépendance de la réponse de l'iViewGT au débit de dose, est attribuée à l'effet de la dose par *frame*, c'est à dire à la relation non linéaire entre le signal du *frame* et la dose déposée dans le détecteur entre deux lectures. Pour deux fois plus de dose par *frame*, la sensibilité du détecteur augmente de 1,5 %.

Dans un deuxième temps, Winkler *et al.* ont étudié la réponse de l'iViewGT en fonction de la dose. Ils ont déterminé R en faisant varier les valeurs d'unité moniteur entre 1 et 1000. Le débit de dose était fixé à 400 UM/min pour les photons de 6 et de 10 MV, et à 560 UM/min pour les photons de 25 MV.

Pour les trois énergies étudiées, la relation obtenue entre R et le nombre d'UM n'est pas linéaire mais elle peut être approximée par une fonction analytique de type logarithmique. Les auteurs ont utilisé cette fonction pour décrire la contribution de deux effets : la montée en régime de l'accélérateur et la variation intra-irradiation de la réponse de l'iViewGT.

Les courbes obtenues pour les faisceaux de photons de 6 et 10 MV sont pratiquement identiques, alors que la diminution de la sensibilité aux plus basses doses est plus prononcée pour le faisceau de photons de 25 MV. En normalisant R par rapport à sa valeur pour 30 UM, on note que la réponse de l'EPID est supérieure d'environ 2% pour 1000 UM. En revanche, pour 1 UM elle est inférieure de 5,5%, pour les énergies 6 et 10 MV, et de 7% pour le 25 MV. Les auteurs expliquent ces écarts par la variation typique du faisceau de photons pendant les premières secondes d'irradiation. Ils ont mesuré à l'aide d'une chambre d'ionisation la dose par *frame* durant les premières secondes d'irradiation pour les trois énergies nominales de photons. Pour les faisceaux de photons de 6 et de 10 MV, le débit de dose se stabilise au bout de deux secondes après le début de l'irradiation. En revanche, pour le faisceau de 25 MV, une très faible quantité de radiation de faible débit est émise juste avant que le rayonnement soit réellement délivré. Cette radiation stoppe l'accélérateur pendant sa montée en puissance. Cette coupure, d'environ deux seconde, décale le début de l'irradiation. Elle entraîne ainsi une diminution de la dose par *frame* dans les premières secondes d'irradiation, donc pour les très faibles valeurs d'UM. Ce phénomène explique ainsi la différence constatée par rapport aux faisceaux de 6 et de 10 MV.

Malgré la correction de ce phénomène, les auteurs constatent toujours une augmentation de la sensibilité avec la dose. Le temps de stabilisation du faisceau n'est donc pas le seul paramètre influençant la relation entre la dose et la réponse de l'EPID. Pour être capable de quantifier le second effet, les *frames* ont été acquis individuellement en fonction de la durée de l'irradiation avec un débit de dose constant (100 UM/min). Les auteurs observent une augmentation du signal des *frames* de 3,5 % dans un intervalle de temps de trois minutes d'irradiation. Cette augmentation correspond à la variation intra-irradiation de la réponse de l'iViewGT, elle est due à l'effet *ghosting*.

Ils décrivent cette variation par une fonction logarithmique. *In fine* la réponse de l'iViewGT est une fonction logarithmique de la dose :

$$R(UM) = c.\ln(UM) + d \quad (2.4)$$

Ils ont obtenu un seul couple de valeurs (c, d) pour les trois énergies.

En conclusion, la variation de la réponse de l'*iViewGT* avec la dose est influencée par deux effets indépendants. Le premier est une conséquence de la durée de stabilisation du faisceau. La réponse diminue pour les faibles durée d'exposition (< 15 UM). Le second correspond à la variation de la sensibilité intra-irradiation. **Pour l'utilisation dosimétrique de l'*iViewGT*, il est essentiel de considérer séparément ces deux effets.**

En pratique, un faible signal de l'EPID est dû, soit à une faible dose portale, soit à une courte durée d'irradiation. Dans le premier cas, le signal est principalement influencé par l'effet *ghosting*, lequel est fonction de la dose accumulée. Dans le second cas, le facteur dominant est la durée de stabilisation du faisceau, lequel est fonction de la durée totale de l'irradiation.

2.3.5.6 Etude de Talamonti *et al.*

Une étude plus directement appliquée à la radiothérapie conformationnelle par modulation d'intensité (RCMI) que celles traitées par McDermott et Winkler, a été menée par Talamonti *et al.* [[14]]. Ces derniers ont étudié la faisabilité de l'utilisation de l'*iViewGT* pour la vérification pré-traitement des champs d'irradiations par RCMI. Ils ont mené un travail préliminaire, qui a consisté à démontrer les propriétés dosimétriques de l'*iViewGT*. A partir des résultats obtenus, ils ont cherché à obtenir les conditions optimales d'étalonnage dosimétrique de l'imageur, pour lesquelles la dépendance de la taille de champ, très variable en RCMI, est minimisée. Pour atteindre cet objectif, les auteurs ont étudié la réponse de l'*iViewGT* en fonction :

- de la dose
- de la fréquence de répétition des pulses (PRF)
- de la taille de champ
- de l'épaisseur du milieu diffusant
- de la distance entre la sortie du milieu et l'entrée du détecteur

Leurs mesures expérimentales ont été réalisées avec un faisceau de photons de 6 MV à partir d'un accélérateur de type Precise d'Elekta. La réponse de l'imageur était mesurée à l'axe du champ. La dose portale était obtenue par une chambre d'ionisation, positionnée à la même hauteur que l'EPID, placée dans un milieu équivalent eau pour assurer l'équilibre électronique.

La réponse de l'*iViewGT* en fonction de la dose était obtenue à partir d'une série d'acquisition d'images portales en augmentant le nombre d'UM de 1 à 200. Chaque image fût acquise à feu nu pour une taille de champ de 10×10 cm² et un débit de dose fixé à 200 UM/min. La réponse de l'EPID correspondait au signal moyenné dans une région centrée à l'axe de 28×28 pixels et était reliée à la dose portale correspondante, mesurée par la chambre d'ionisation.

Les résultats de Talamonti *et al.* montrent que la relation entre la dose et la réponse de l'EPID peut s'approximer par une relation linéaire. La déviation maximale entre les mesures et l'approximation linéaire est d'environ 2%. Elle est observée pour les faibles valeurs d'UM (< 10). Cette sous-réponse a déjà été observée et expliquée par Winkler *et al.*

La variation de la réponse de l'EPID en fonction de la PRF était évaluée en faisant l'acquisition d'images portales pour différentes valeurs du débit de dose (50, 100, 200 et

400 UM/min). Les irradiations ont été réalisées à feu nu pour un champ de 10×10 , avec 100 UM. Le signal moyen de la région centrée à l'axe de chaque image était divisé par la dose portale correspondante. Le quotient correspondait à la réponse de l'EPID.

Les auteurs obtiennent une déviation maximale de la réponse de 2,7% entre 50 et 400 UM/min. Cette variation a déjà été constatée et expliquée par McDermott *et al.*. Néanmoins, étant donné que les traitements s'effectuent à débit de dose constant, l'influence du PRF sur la réponse de l'iViewGT ne constitue pas un problème.

L'influence de la taille de champ, de l'épaisseur du milieu atténuant et de la distance entre la sortie du milieu et l'entrée du détecteur, sur la réponse de l'EPID a été mise en évidence à partir d'une série d'expériences. Ces dernières consistaient à mesurer la dose portale par une chambre d'ionisation placée dans un mini-fantôme afin qu'elle soit représentative de la fluence atteignant l'EPID, laquelle est composée du rayonnement primaire (photons non atténués dans le milieu) et d'un rayonnement diffusé de basse énergie (issue de l'interaction des photons primaires dans le milieu). Les doses portales ont été mesurées pour différentes tailles de champs allant de 2×2 à 20×20 cm², pour deux épaisseurs différentes de milieu équivalent eau (20 et 30 cm), et pour six distances (26, 36, 46, 56 et 66 cm).

Ces mesures de dose portale montrent que la composante diffusée, provenant du milieu atténuant, diminue quand la distance à l'EPID augmente alors qu'elle augmente quand l'épaisseur du milieu et la taille de champ augmentent. La réduction de la dose portale quand la distance augmente est causée en partie par la réduction en intensité du faisceau primaire due à la loi de l'inverse carré des distances et aussi par la réduction de la composante diffusée.

A partir de leurs résultats, Talamonti *et al.* ont mis en évidence les situations cliniques pour lesquelles la composante diffusée est importante. Or, la structure de l'iViewGT lui confère une hyper-sensibilité aux basses énergies de photons car l'effet photo-électrique est prédominant, ce qui conduit à une sur-réponse du signal. Le but de Talamonti *et al.* est d'obtenir les meilleures conditions de mesure de la réponse de l'iViewGT, de manière à limiter le rayonnement diffusé et à réduire l'influence de la taille de champ sur les mesures, afin d'établir l'étalonnage dosimétrique de l'imageur.

Pour cela, les auteurs ont mesuré la réponse de l'EPID, R_{EPID} , dans une région d'intérêt centrée à l'axe, et la dose à l'entrée, D_e , et la dose à la sortie, D_s , d'un milieu homogène équivalent eau. D_e était mesurée à 2 cm sous la surface du milieu, et D_s était mesurée à 2 cm au-dessus de la sortie du milieu. Les auteurs ont évalué les rapports R_{EPID}/D_e et R_{EPID}/D_s avec et sans une plaque de 3 mm de cuivre reposée sur la surface de l'imageur, en fonction de l'épaisseur de milieu équivalent eau (20 ou 30 cm), de la distance entre la sortie du milieu et l'entrée de l'EPID (46 ou 56 cm), et en fonction de la taille de champ (2×2 à 20×20 cm²).

Les résultats des différentes mesures montrent que le filtre de 3 mm de cuivre permet de réduire de 4% la sur-réponse de l'EPID, il permet donc de stopper une partie du rayonnement diffusé de basse énergie. De plus, ils mettent en évidence que la condition la plus favorable pour la mesure de la dose est lorsque la chambre d'ionisation est placée à 2 cm au-dessus du plan de sortie du milieu homogène. Enfin, l'influence de la taille de champ sur la réponse de l'iViewGT est minimisée lorsque les mesures sont réalisées pour une distance de 56 cm entre la sortie du milieu et l'entrée de l'imageur, et pour une épaisseur de milieu de 20 cm. Ces paramètres correspondent

aux conditions de mesures de l'étalonnage dosimétrique de l'iViewGT par Talamonti *et al.*.

2.3.5.7 Synthèse des paramètres influençant la réponse des EPID

La synthèse de notre rétrospective bibliographique peut se ramener à l'énumération des paramètres physiques qui ont une influence sur la relation entre la réponse de l'EPID et la dose portale :

– L'effet *glare* :

Il correspond à la diffusion des photons visibles à l'intérieur du scintillateur et de la matrice de silicium amorphe. Il est responsable de la sur-estimation de la réponse des EPID en bordure de champ d'irradiation. Pour éliminer l'effet *glare*, il est possible de le modéliser à partir d'une somme de fonctions exponentielles de la distance radiale à l'axe.

– L'effet *ghosting* :

La description de l'effet *ghosting* englobe deux phénomènes : le courant résiduel et la modification de la sensibilité des pixels. Le courant résiduel correspond au report de charges, créées lors d'une irradiation ultérieure et piégées dans les photodiodes, sur le signal de l'irradiation suivante. Il a pour effet d'augmenter le signal de l'EPID.

La modification de la sensibilité des pixels a pour origine la présence de ces charges piégées. Ces dernières peuvent se recombinaison avec les nouvelles charges créées et réduire ainsi la sensibilité du détecteur. De plus, elles peuvent modifier la distribution du champ électrique dans la couche du semi-conducteur (photodiode), entraînant une augmentation ou une diminution de la sensibilité du pixel.

– L'effet de la dose :

La réponse de l'EPID en fonction de la dose est linéaire dans l'intervalle des unités moniteurs utilisés pour la plus part des traitements cliniques, à savoir entre 20 et 300 UM. En dehors de cet intervalle, la relation n'est plus linéaire. La non-linéarité peut atteindre 5% en-dessous de 10 UM, et 2% pour 1000 UM. Les écarts constatés pour les valeurs d'UM inférieures à 10 ont pour origines la durée de stabilisation du débit de dose, tandis que les écarts relevés pour les grandes valeurs d'UM sont dus à l'effet *ghosting*.

– L'effet du débit de dose :

Le rapport entre le signal de l'EPID et la dose portale varie avec le débit de dose. Un écart de 3% a été reporté entre 50 et 400 UM/min. L'origine n'est pas due à la variation du débit de dose mais à l'effet de la dose par *frame*. La relation entre le signal d'un frame et la dose délivrée entre deux pulses n'est pas linéaire.

– L'effet de l'énergie nominale du faisceau :

Les coefficients de l'équation linéaire entre la dose et la réponse de l'EPID dépendent de l'énergie nominale du faisceau de photons incidents. En revanche, le rapport entre le niveau de gris de l'image et la dose portale est quasi indépendant de l'énergie des photons.

– L'effet de la taille de champ :

Le rapport entre le niveau de gris de l'image et la dose portale augmente avec la taille de champ. L'origine de cette variation est l'hyper-sensibilité des EPID aux photons de basses énergies. En effet, lorsque la taille de champ augmente, le rayonnement diffusé augmente, or il est faiblement énergétique.

- L'effet de l'épaisseur du milieu traversé :

La relation entre la réponse de l'EPID et la dose portale dépend de l'épaisseur radiologique du patient, c'est à dire du pouvoir d'atténuation du patient. Le rapport entre le niveau de gris de l'image et la dose portale diminue quand l'épaisseur augmente. L'origine de ce phénomène est reliée à la variation de la sensibilité de l'EPID en fonction de l'énergie des photons. Plus les composantes de basses énergies du rayonnement incident seront stoppées et plus la sensibilité du détecteur diminuera.

- L'effet de la position dans le plan du détecteur :

La détermination de la dose dans toute l'image à partir de la dose mesurée à l'axe n'est pas simple. Le rapport entre le niveau de gris et la dose portale dépend du point de mesure dans le plan du détecteur. L'allure caractéristique du profil de doses portales (profil avec épaulements), dû à l'atténuation du cône égalisateur (chapitre 2), ne correspond pas à celle obtenue à partir de l'image portale (profil plat) en raison de la correction d'uniformité apportée à l'image.

En conclusion, la réponse des EPID à matrice de silicium amorphe est influencée par les paramètres d'irradiation (dose, débit de dose, taille de champ, etc.). Il en découle que l'image portale ne peut être directement convertie en image de dose. Il est donc nécessaire de faire un étalonnage en dose des EPIDs. Mais pour faciliter l'étalonnage il est utile de quantifier l'effet de chacun des paramètres décrits sur la relation liant le niveau de gris de l'image portale à la dose reçue par l'imageur.

2.4 Contribution : caractérisation dosimétrique de l'*iViewGT*

2.4.1 Objectif

Le premier objectif de cette thèse était d'évaluer les caractéristiques dosimétriques de l'imageur de type *iViewGT* et de quantifier l'influence des paramètres précédemment énumérés, sur la réponse du détecteur en fonction de la dose délivrée par l'accélérateur dans une région d'intérêt centrée à l'axe du faisceau.

2.4.1.1 L'*iViewGT* et son étude dosimétrique

Notre étude s'est portée sur l'*iViewGT* embarqué sur un accélérateur de type PRECISE d'Elekta. Les images portales ont été obtenues à partir de la version 3.1 du logiciel d'acquisition. Les *frames* (images élémentaires) ont été cumulés sur la durée complète des irradiations. Les images portales ont été analysées à partir de programmes en langage C++ développés par notre équipe.

Nous avons limité l'étude dosimétrique de l'imageur *iViewGT* en définissant dans chaque image portale acquise, une région d'intérêt de 20×20 pixels (8×8 mm²) centrée à l'axe du faisceau [[28]]. La raison de cette limitation est que nous cherchions à démontrer les propriétés dosimétriques de l'*iViewGT* indépendamment des coordonnées des pixels de l'image portale. Dans ce qui suit, nous ferons référence à cette région d'intérêt par la notation $RI_{centrée}$ pour *Région d'Intérêt centrée*.

Pour chaque image portale acquise, le niveau de gris moyen \overline{G} de la région d'intérêt $RI_{centrée}$ a été calculé afin de le comparer à la dose portale.

2.4.1.2 Définition et mesure de la dose portale

Nous définissons la dose portale D_p par la dose transmise (dose en sortie de patient) mesurée en un point placé aux mêmes coordonnées que le centre du scintillateur de l'iViewGT, c'est à dire à 160 cm de la source, et situé à l'intérieur d'un milieu équivalent eau de dimensions suffisantes pour assurer l'équilibre électronique et la rétro-diffusion des photons en fonction de l'énergie nominale du faisceau. La dose portale D_p a été mesurée à l'aide d'une chambre d'ionisation de type CC04 de Welhoffer et d'un électromètre de type DOSE-I de Welhoffer. La chambre CC04 a été choisie car son volume de détection (0,04 cm³, rayon interne = 2 mm) est à la fois suffisamment petit pour correspondre au mieux à la région d'intérêt des pixels fixée (8 × 8 mm²) et suffisamment grand pour faciliter sa manipulation.

2.4.1.3 Principe

Notre méthode a consisté à comparer le niveau de gris de l'image portale à la dose portale en calculant le rapport $\frac{\bar{G}}{D_p}$ en fonction des paramètres d'irradiations tels que le nombre d'unité moniteur (UM), le débit de dose, la taille de champ, l'atténuation de l'épaisseur traversée, etc. De nombreuses mesures expérimentales ont donc été faites pour obtenir \bar{G} et D_p [Figure : 2.9].

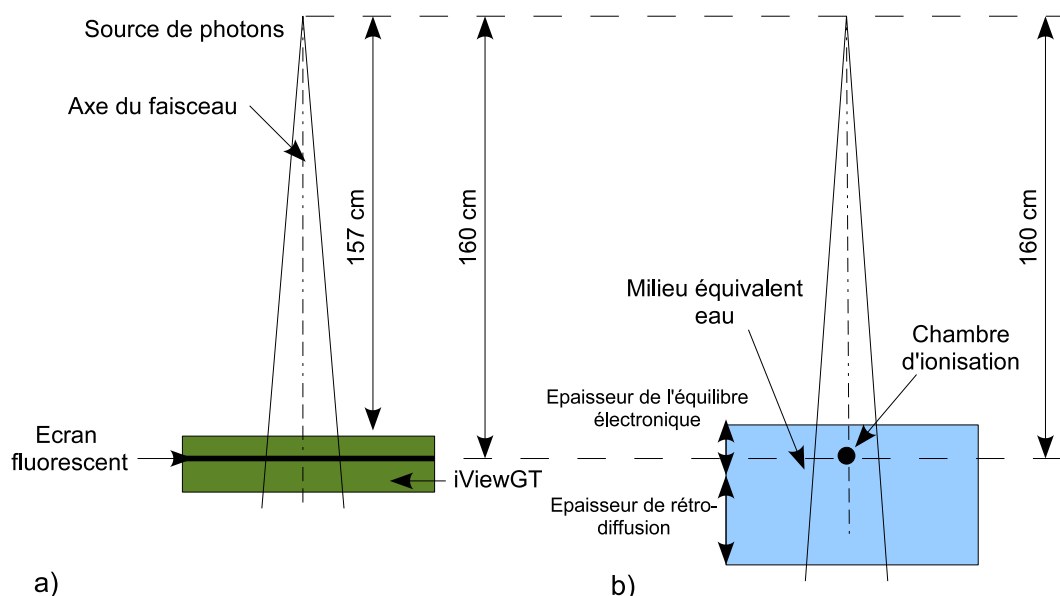


FIG. 2.9 – a) Représentation schématique de l'acquisition des images portales. b) Schéma de la mesure des doses portales.

Afin d'étudier l'effet d'un seul paramètre d'irradiation à la fois, nous avons fixé des conditions d'irradiation dites de référence.

2.4.1.4 Les conditions d'irradiation de références

Nos conditions d'irradiation de référence sont données dans le tableau 2.3 :

2.4.2 De l'image portale clinique à l'information dosimétrique

Nous avons vu précédemment que l'image portale clinique résulte d'un ensemble de correction appliquées à l'image brute initiale. La réponse des pixels est uniformisée à partir du *gain* (*flood field image*). Ce qui entraîne un biais sur les valeurs des niveaux de

Paramètres d'irradiation	Valeurs
Energie nominale des photons	6 MV
Taille de champ	$10 \times 10 \text{ cm}^2$
Nombre d'unité moniteur	100
Débit de dose	200 UM/min
Angle du bras	0°
Angle du collimateur	0°
Atténuation	Feu nu

TAB. 2.3 – Conditions d'irradiation de référence

gris car les faisceaux de photons ne sont pas totalement homogène sur la totalité de la surface d'irradiation (épaulement des profils en bordure de champ). De plus, les valeurs des pixels sont normalisées de manière à faciliter leur visualisation. Ainsi, une image acquise avec 5 UM possède les mêmes niveaux de gris qu'une image acquise avec 100 UM. Ces corrections empêchent toute quantification absolue. Nous ne pouvons donc pas utiliser l'image portale clinique à des fins dosimétriques. Il est nécessaire de prendre en compte l'hétérogénéité du champ d'irradiation et l'échelle de visualisation.

A partir de la nouvelle version (3.4) du logiciel d'acquisition de l'*iViewGT*, il est désormais possible d'inhiber la correction du *gain*. En ce qui concerne la normalisation des niveaux de gris, le facteur d'échelle de visualisation, ou *pixel scaling factor* (α) est donné dans le fichier d'extension *.Log* qui comporte les données propres de chaque image. Nous avons ainsi pu déterminer le niveau de gris non normalisé G d'une image à partir de la relation que nous avons obtenu entre le niveau de gris N de l'image clinique, codé sur 16 bits, et le facteur α :

$$G = \frac{2^{16} - N}{\alpha} \quad (2.5)$$

La même relation fut obtenue par Renner *et al.* [[17]] lors de leurs travaux sur le développement d'une méthode de reconstruction de la dose au patient.

2.4.3 Calculs des incertitudes sur les mesures expérimentales présentées

Le but de ce paragraphe est d'évaluer l'incertitude sur la mesure du niveau de gris moyen \overline{G} de la région d'intérêt centrée ($RI_{centrée}$) de l'image portale et l'incertitude sur la mesure de la dose portale correspondante.

2.4.3.1 Incertitude sur la mesure du niveau de gris moyen \overline{G}

Nous avons fait une évaluation de type A de l'incertitude de mesure de \overline{G} par le calcul de l'écart type relatif des valeurs des niveaux de gris dans $RI_{centrée}$ pour une série d'acquisitions d'images portales.

L'écart type relatif obtenu est inférieur à 0,2%. L'incertitude sur la mesure du niveau de gris moyen est donc négligeable et ne figurera pas sur les résultats présentés dans cette thèse.

2.4.3.2 Incertitude sur la mesure de la dose portale

Nous rappelons que la dose portale correspond dans notre cas à la mesure de la dose dans un milieu équivalent eau à partir d'une chambre d'ionisation placée

à la même distance de la source que le scintillateur de l'iViewGT et en condition d'équilibre électronique. L'évaluation de l'incertitude sur la mesure de la dose portale consiste à déterminer l'incertitude sur la chaîne de mesure chambre d'ionisation-dosimètre.

Les mesures de doses ont été réalisées à partir du protocole IAEA-TRS 398 [[?]]. La dose absorbée dans l'eau à une profondeur z est donnée par l'équation (2.6) que nous avons détaillée au chapitre 2 :

$$D_{eau,Q}(z) = M_Q(z) \times k_{T,P} \times k_{rec} \times k_{pol} \times N_{eau,Q_0} \times k_{Q,Q_0} \quad (2.6)$$

L'incertitude type relative de mesure de $D_{eau,Q}(z)$ s'exprime par :

$$\frac{u(D_{eau,Q}(z))}{D_{eau,Q}(z)} = \sqrt{\left(\frac{u(M_Q(z))}{M_Q(z)}\right)^2 + \left(\frac{u(k_{global})}{k_{global}}\right)^2 + \left(\frac{u(N_{eau,Q_0})}{N_{eau,Q_0}}\right)^2 + \left(\frac{u(k_{Q,Q_0})}{k_{Q,Q_0}}\right)^2} \quad (2.7)$$

$$\text{avec } \left(\frac{u(k_{global})}{k_{global}}\right)^2 = \left(\frac{u(k_{T,P})}{k_{T,P}}\right)^2 + \left(\frac{u(k_{rec})}{k_{rec}}\right)^2 + \left(\frac{u(k_{pol})}{k_{pol}}\right)^2 \quad (2.8)$$

Le tableau 2.4 donne l'incertitude relative combinée et l'incertitude relative élargie de mesure de $D_{eau,Q}(z)$ à partir de l'équation (2.7) obtenue par Lucie Guérin² pour le faisceau de photons d'énergie nominale 6 MV de l'accélérateur de type Precise du Centre Léon-Bérard.

Origine de l'incertitude	Incertitude type (%)	
	A	B
$M_Q(z)$	0,012	
$k_{T,P}$		0,060
k_{rec}	0,015	
k_{pol}	0,026	
N_{eau,Q_0} (certificat d'étalonnage)		0,650
k_{Q,Q_0} [[?]]		1,000
Incertitude combinée	1,195 %	
Incertitude élargie ($k = 2$)	2,390%	

TAB. 2.4 – Incertitude combinée relative (somme quadratique des incertitudes de type A et B) et incertitude élargie relative ($k = 2$ intervalle de confiance à 95,45 %) de mesure de $D_{eau,Q}(z)$ pour le faisceau de photons d'énergie nominale 6 MV de l'accélérateur de type Precise du Centre Léon Bérard d'après le travail de Lucie Guérin.

2.4.4 Stabilité de la réponse de l'iViewGT au cours du temps

Avant d'entreprendre les séries d'acquisitions d'images portales utiles à notre travail, il est nécessaire d'évaluer la stabilité de la réponse de l'iViewGT à court et long terme.

²Travail de Lucie Guérin pendant son année de qualification en physique radiologique et médical au Centre Léon-Bérard de 2007 à 2008

2.4.4.1 Méthode

Nous avons évalué la stabilité à court terme en faisant l'acquisition d'une série de six images portales dans les conditions d'irradiation de références [2.3]. La stabilité à long terme a été évaluée dans les mêmes conditions d'irradiation mais en faisant l'acquisition d'une série de trois images une fois par an sur deux années consécutives.

De chaque image acquise nous avons extrait le niveau de gris moyen \overline{G} de la région d'intérêt $RI_{centrée}$ ($8 \times 8 \text{ mm}^2$). Nous avons calculé l'écart type des valeurs de niveaux de gris dans la région d'intérêt de chaque image afin d'estimer l'erreur sur \overline{G} .

Puis les stabilités à court et long terme de la réponse de l'iViewGT ont été déterminées en calculant l'écart type relatif des valeurs du niveau de gris moyen \overline{G} dans $RI_{centrée}$, extraits de chaque image de chaque série. De plus nous avons calculé la déviation maximale par rapport à la moyenne des valeurs de \overline{G} [[14]]. A chaque acquisition, nous avons tenu compte de la variation du flux énergétique de l'accélérateur en normalisant \overline{G} par la valeur du TOP (Chapitre 2).

2.4.4.2 Résultats

Le tableau 2.5 donne l'écart type relatif et la déviation maximale des valeurs de \overline{G} obtenues dans les conditions précédemment décrites. Nos résultats sont comparables à ceux de Talamonti *et al.* [[14]].

Stabilité à	Ecart type relatif	Déviation maximale
Court terme	0,20 %	0,34 %
Long terme	0,80 %	1,70 %

TAB. 2.5 – *Stabilité à court et long terme de la réponse de l'iViewGT. L'écart type relatif et la déviation maximale des valeurs de \overline{G} correspondent à l'acquisition de 6 images consécutives pour la stabilité à court terme et à l'acquisition de plusieurs séries de trois images étalées sur deux années pour la stabilité à long terme.*

2.4.4.3 Conclusion

La réponse de l'iViewGT est stable à court et long terme. Toutefois, nous n'avons pas évalué la stabilité à long terme au delà de deux années consécutives.

2.4.5 Etude de l'équilibre électronique du détecteur

Nous avons vu précédemment que la couche métallique des EPIDs, recouvrant l'écran fluorescent, sert préférentiellement à atténuer les photons de basses énergies et donc améliore la qualité de l'image en augmentant le rapport primaire/diffusé [[9]]. De plus, elle permet de stopper les électrons secondaires générés dans le patient pouvant atteindre l'imageur, augmenter le bruit dans l'image et réduire le contraste. Mais est-elle suffisante pour assurer l'équilibre électronique du détecteur quelques soient les conditions d'irradiation ?

Notre but était donc de rechercher l'équilibre électronique du détecteur, ce qui revenait à chercher l'énergie maximale déposée dans le scintillateur pour une irradiation donnée.

2.4.5.1 Méthode

Notre approche a consisté à déposer une épaisseur croissante de matériau à la surface de l'imageur et de faire l'acquisition d'une image portale pour chaque épaisseur selon les conditions d'irradiation fixées.

Nous avons utilisé des plaques de milieu équivalent eau de surfaces carrées de dimensions $30 \times 30 \text{ cm}^2$ et d'épaisseur variable (2 à 30 mm).

Nous avons réalisé cinq séries de mesure, différenciées par le changement d'un des paramètres d'irradiation de référence, afin d'estimer l'influence de la taille de champ, de l'atténuation d'un milieu présent dans le champ et de l'énergie nominale sur la variation de l'équilibre électronique. Le détail de ces séries est donné dans le tableau 2.6 suivant :

mesure	Séries de mesures				
	a	b	c	d	e
taille de champ	10×10	20×20	10×10	10×10	10×10
épaisseur	Feu nu	Feu nu	30 cm	Feu nu	Feu nu
nombre d'UM	100	100	100	100	100
énergie nominale	6	6	6	10	18

TAB. 2.6 – Description des séries de mesures réalisées pour évaluer l'équilibre électronique. La première ligne donne la taille de champ du faisceau en cm^2 , la seconde ligne précise l'épaisseur du milieu atténuant dont le centre est placé à l'isocentre, la troisième ligne donne le nombre d'unité moniteur et la dernière l'énergie nominale du faisceau de photons.

Pour chaque image acquise nous avons déterminé le niveau de gris moyen \bar{G} dans $\text{RI}_{centrée}$.

La série (a) nous a permis d'évaluer l'équilibre électronique dans les conditions de référence que nous avons précédemment définies (2.6).

La comparaison des valeurs de \bar{G} obtenus à partir des séries (a) et (b) a permis d'étudier l'influence de la taille de champ sur l'équilibre électronique.

Les mesures réalisées à partir des séries (a) et (c) ont permis d'évaluer l'effet de l'atténuation du faisceau de photons sur le buildup.

Enfin, les séries (a), (d) et (e) ont permis d'étudier le manque d'équilibre électronique en fonction de l'énergie nominale du faisceau de photons.

2.4.5.2 Résultats

D'après les résultats de la série (a) (conditions d'irradiation de référence), le niveau de gris moyen \bar{G} atteint sa valeur maximale lorsque 7 mm de milieu équivalent eau sont déposés à la surface de l'iViewGT. La couche métallique à l'intérieur de l'iViewGT n'est donc pas suffisante pour assurer l'équilibre électronique du détecteur dans ces conditions d'irradiation. Cependant, la variation des valeurs de \bar{G} en fonction de l'épaisseur de matériau ajouté est très faible (inférieure à 1 %).

1. Effet de la taille de champ sur l'équilibre électronique

La figure 2.10 donne pour les deux séries de mesures (a) et (b) les valeurs de \bar{G} normalisées par rapport à la valeur maximale (\bar{G}_{Max}). A partir de ces résultats nous constatons que :

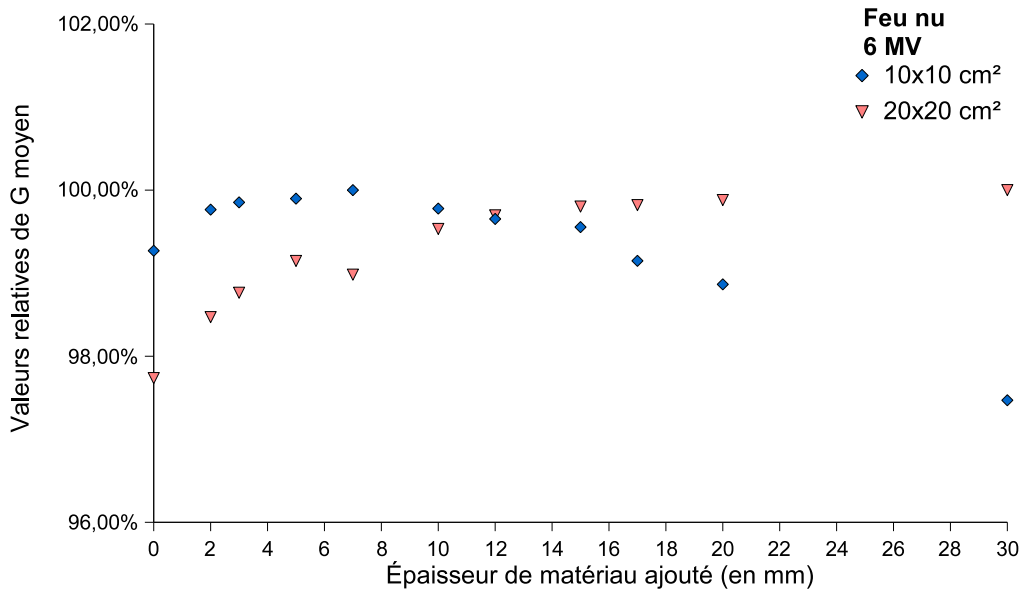


FIG. 2.10 – Variation du niveau de gris moyen \bar{G} relatif en fonction de l'épaisseur de matériau équivalent eau ajouté à la surface de l'iViewGT pour deux tailles de champ (10 × 10 et 20 × 20 cm²) à feu nu correspondant aux résultats des séries de mesures (a) et (b). Les valeurs de \bar{G} sont normalisées par rapport à la valeur maximale.

- l'épaisseur de matériau nécessaire à l'équilibre électronique varie avec la taille de champ. Elle vaut 7 mm pour le champ 10 × 10 et 30 mm pour le champ 20 × 20. L'origine cet écart est probablement due au rayonnement diffusé qui augmente avec la taille de champ.
- la variation des valeurs de \bar{G} en fonction de l'épaisseur de matériau ajouté à la surface de l'imageur, augmente avec la taille de champ. La différence relative entre la valeur maximale de \bar{G} et la valeur obtenue sans matériau (0 mm) est de 0,7% pour le champ 10 × 10 contre 2,2 % pour le champ 20 × 20. L'accroissement de la dose est plus important pour les grands champs.

De plus, nous avons ré-évalué l'équilibre électronique pour les champs 10 × 10 et 20 × 20 en présence d'un milieu équivalent eau d'épaisseur 30 cm et de dimensions suffisantes pour couvrir la surface des champs dans le but d'obtenir une atténuation homogène du faisceau de photons. A partir de ces mesures, nous avons retrouvé les résultats des deux premières remarques. En revanche, nous avons constaté pour la taille de champ 20 × 20 que la présence du milieu atténuant diminuait fortement la variation des valeurs de \bar{G} en fonction de l'épaisseur de matériau déposé sur l'iViewGT. En effet, la différence relative entre la valeur maximale de \bar{G} et sa valeur obtenue sans matériau est de 0,4% en présence du milieu atténuant contre 2,2% à feu nu.

2. Effet de l'atténuation du faisceau de photons sur l'équilibre électronique

La figure 2.11 donne pour les deux séries de mesures (a) et (c) les valeurs de \bar{G} normalisées par rapport à la valeur maximale (\bar{G}_{Max}). A partir de la figure 2.11 nous observons que :

- la présence du milieu atténuant a une influence très relative sur la variation de

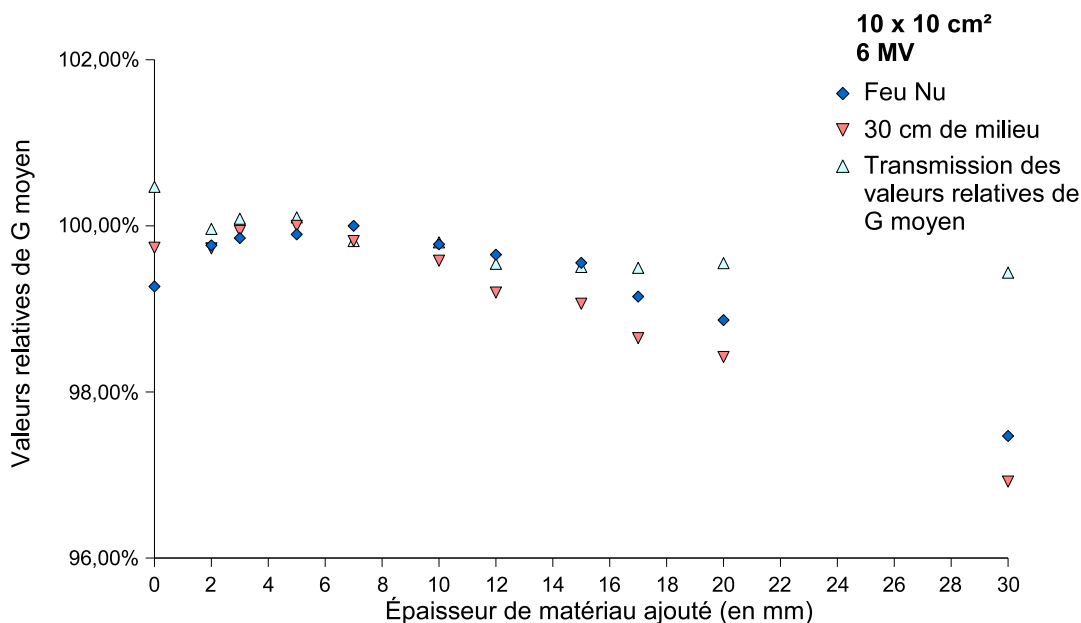


FIG. 2.11 – Variation du niveau de gris moyen \bar{G} relatif en fonction de l'épaisseur de matériau équivalent eau ajouté à la surface de l'iViewGT avec et sans le milieu atténuant et variation de la transmission des valeurs relatives de \bar{G} pour un champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$, correspondant aux séries de mesures (a) et (c). Les valeurs de \bar{G} sont normalisées par rapport à la valeur maximale.

l'équilibre électronique par rapport à l'irradiation à feu nu (écart relatif égale à 0,73% et à 0,92% respectivement sans et avec milieu). Mais il a pour effet de diminuer l'épaisseur de matériau nécessaire à l'équilibre électronique (5 mm en présence du milieu atténuant contre 7 mm sans).

- la transmission des valeurs relatives de \bar{G} à travers le milieu (c'est à dire le rapport entre \bar{G}_{30cm} et \bar{G}_{feu-nu}) ne varie pratiquement pas avec l'épaisseur de matériau ajouté à la surface de l'iViewGT (écart type relatif égale à 0,33%).

Nous avons également étudié l'effet de l'atténuation du faisceau pour la taille de champ $20 \times 20 \text{ cm}^2$ et nous avons pu établir les mêmes observations que celles faites pour le champ 10×10 .

3. Effet de l'énergie nominale du faisceau de photons sur l'équilibre électronique

La figure 2.12 donne les valeurs de \bar{G} relatives obtenues à partir des séries de mesures (a), (d) et (e). Nous constatons que :

- l'épaisseur de matériau nécessaire à l'équilibre électronique augmente avec l'énergie nominale du faisceau. Le dépôt de dose est maximale lorsque l'épaisseurs de matériau ajouté vaut 7, 12 et 20 mm pour les énergies 6, 10 et 18 MV respectivement. Ce qui est logique puisque plus les photons sont énergétiques, plus les électrons secondaires produits sont énergétiques et donc plus ils parcourent de distance dans la matière avant de s'arrêter.
- la variation des valeurs relatives de \bar{G} en fonction de l'épaisseur de matériau ajouté augmente avec l'énergie du faisceau. Entre 0 et 30 mm de matériau déposé sur l'imageur, l'écart type relatif des valeurs relatives de \bar{G} vaut

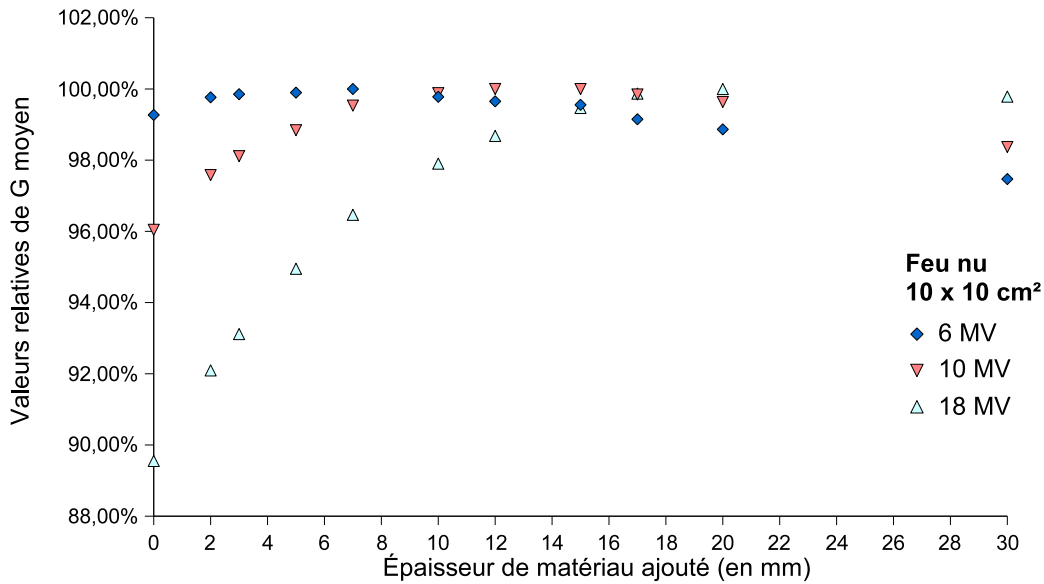


FIG. 2.12 – Variation du niveau de gris moyen \bar{G} relatif en fonction de l'épaisseur de matériau équivalent eau ajouté à la surface de l'iViewGT pour trois énergies nominales de faisceau de photons 6, 10 et 18 MV correspondant aux séries de mesures (a), (d) et (e). Les valeurs de \bar{G} sont normalisées par rapport à la valeur maximale.

0,73%, 1,28% et 3,76% pour les énergies 6, 10 et 18 MV respectivement. Les différences relatives entre la valeur maximale de \bar{G} et la valeur de \bar{G} obtenue sans matériau valent 0,7%, 4,0% et 10,4% pour les énergies 6, 10 et 18 MV respectivement. L'effet du manque d'équilibre électronique sur la réponse de l'iViewGT augmente avec l'énergie nominale du faisceau de photons.

Par la suite, la détermination du buildup pour les énergies 10 et 18 MV servira à la comparaison de la relation entre \bar{G} et la dose en fonction de l'énergie.

2.4.5.3 Conclusion

Finalement, les constituants de l'iViewGT ne suffisent pas à l'équilibre électronique. Cela est d'autant plus vrai que l'énergie du faisceau de photons est élevée. La taille de champ a une influence sur l'équilibre électronique de l'iViewGT. Plus elle augmente, plus le buildup s'accroît. En définitive, l'utilisation de l'iViewGT à des fins dosimétriques nécessite la prise en compte de l'équilibre électronique. Il existe au moins deux possibilités pour le prendre en compte. Soit l'épaisseur de matériau à ajouter à la surface de l'imageur est ajustée en fonction des paramètres d'irradiation (taille de champ, énergie des photons), soit il faut rechercher une épaisseur moyenne qui convient au mieux pour l'ensemble des paramètres d'irradiations cliniques [[14]]. En ce qui nous concerne, nous avons préféré ajusté l'épaisseur du matériau en fonction de la taille de champ et de l'énergie car nous voulions étudier le plus précisément possible la réponse de l'iViewGT en fonction des paramètres d'irradiation.

2.4.6 Réponse de l'iViewGT en fonction de la dose portale

Dans cette partie nous avons cherché à évaluer la réponse de l'iViewGT en fonction de la dose déposée par le faisceau de photons de 6 MV produit par l'accélérateur PRECISE. Pour y parvenir, nous avons tout d'abord étudié la stabilité de la réponse de l'iViewGT

en fonction du nombre d'UM. Puis, nous avons cherché à établir une relation simple entre le niveau de gris de l'image portale et la dose portale correspondante.

2.4.6.1 Méthode

Nous avons fait l'acquisition d'une série d'images portales dans les conditions d'irradiation de référence [2.3] mais en faisant varier le nombre d'unités moniteur (UM) entre 1 et 500. Nous avons volontairement choisi cet intervalle de valeurs d'UM (plus étendu que l'utilisation clinique, typiquement entre 20 et 200 UM) de manière à tester l'iViewGT pour des valeurs extrêmes de doses. Pour chaque image portale obtenue, nous avons extrait le niveau de gris moyen \overline{G} de la région d'intérêt $RI_{centrée}$. De plus, nous avons mesuré la dose portale D_p pour le même intervalle de nombres d'UM et dans les mêmes conditions d'irradiation.

2.4.6.2 Résultats

La figure 2.13 donne le rapport $R = \overline{G}/D_p$ en fonction du nombre d'unités moniteur normalisé par rapport à 500 UM. Nous constatons que les valeurs de R ne sont pas toutes égales à 1 contrairement à ce que l'on pouvait attendre dans le cas idéal. L'écart relatif maximal entre les valeurs de R vaut 9%, il est obtenu pour les valeurs de R d'abscisse 1 et 500 UM (5% entre 5 et 1000 UM d'après McDermott *et al.* et Winkler *et al.*). Par ailleurs, nos résultats confirment l'allure générale du rapport \overline{G}/D_p en fonction du nombre d'UM publiés par les équipes de McDermott et de Winkler. A savoir, une très grande variation de R dans les premiers nombres d'UM (inférieurs à 10 UM) puis une relative augmentation des valeurs jusqu'au point de normalisation correspond au nombre d'UM maximum.

Le fort gradient des valeurs de R pour les valeurs d'UM inférieures à 10, peut s'expliquer par le temps mis par l'accélérateur pour fournir le débit de dose demandé par l'utilisateur. Le débit de dose n'atteint pas instantanément la valeur demandée mais peut prendre 1 à 2 secondes avant de l'atteindre et de la conserver. Le temps nécessaire à la stabilisation du débit de dose peut expliquer la variation des valeurs de R car elle provoque une non linéarité entre la réponse de la chambre d'ionisation et la réponse de l'imageur [[69]].

L'augmentation des valeurs de R avec le nombre d'UM est probablement liée à l'effet *ghosting*. La sensibilité de l'iViewGT augmente avec la dose qu'il a reçu à condition que les irradiations soient consécutives. Ce phénomène est intrinséquement lié au signal rémanent généré pour chaque irradiation. Ce signal rémanent augmente logarithmiquement avec la dose délivrée par l'irradiation (Winkler *et al.*). Ainsi, le rapport \overline{G}/D_p augmente avec le nombre d'UM car \overline{G} augmente avec le signal rémanent.

La figure 2.14 donne le niveau de gris moyen \overline{G} de la région d'intérêt $RI_{centrée}$ en fonction de la dose portale correspondante. Nous observons que la relation entre \overline{G} et D_p peut s'approximer par une relation linéaire de la forme $aD_p + b$ avec $a = 33631$ et $b = -6187$:

$$\overline{G} = 33631 \times D_p - 6187 \quad (2.9)$$

Le coefficient de corrélation (R^2) de l'approximation linéaire (2.11) vaut 0,999. Néanmoins, nous avons déterminé les écarts relatifs entre les données expérimentales (notés A) et l'approximation linéaire (noté B) afin d'estimer l'erreur que l'on est susceptible de commettre en utilisant l'équation (2.11). Ces écarts relatifs sont donnés

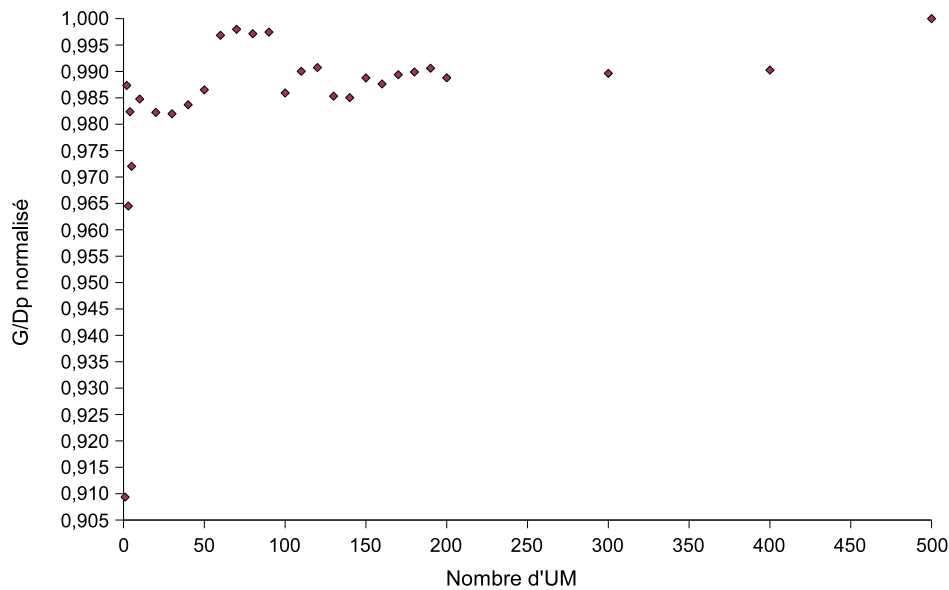


FIG. 2.13 – Variation du rapport \bar{G}/D_p en fonction du nombre d'UM pour les photons de 6 MV. Les valeurs sont normalisées par rapport à 500 UM.

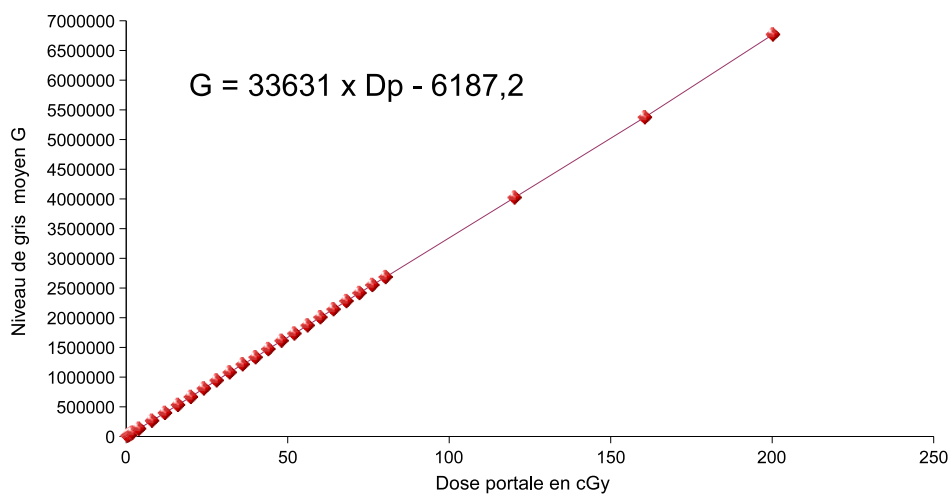


FIG. 2.14 – Niveau de gris moyen \bar{G} de la région d'intérêt $RI_{centrée}$ en fonction de la dose portale D_p mesurée. Les écarts types relatifs de \bar{G} et les incertitudes sur la mesure de la dose portale sont inférieures à 1% et ne figurent donc pas sur le graphe.

dans le tableau 2.7.

Nombre d'UM	Dose portale (en cGy)	Ecart $\frac{A-B}{A}$ en %
1	0,42	62,12
2	0,80	29,06
3	1,22	14,20
4	1,59	11,65
5	2,02	7,54
10	3,98	3,80
20	8,02	1,07
30	12,00	< 1
.		
.		
.		
500	200,25	< 1

TAB. 2.7 – *Ecart*s relatifs entre les valeurs expérimentales (A) et l'approximation linéaire (B) à partir de l'équation (2.11)

A partir du tableau 2.7, nous observons que les écarts relatifs entre les mesures et l'approximation linéaire sont inférieures à 1% entre 12 et 218,4 cGy (soit 30 et 500 UM dans les conditions d'irradiation présentées). Ainsi, pour cet intervalle de dose et pour les paramètres d'irradiation utilisés (taille de champ de 10×10 , débit de dose à 200 UM/min, photons de 6 MV et sans milieu diffusant) nous pouvons utiliser la relation (2.11) pour obtenir le niveau de gris moyen à partir d'une dose portale, et inversement. En revanche, pour les très faibles doses (inférieures à 12 cGy) les écarts deviennent importants (supérieures à 3%) et l'équation (2.11) ne s'applique plus.

2.4.6.3 Conclusion

La relation entre le niveau de gris de l'image portale acquise par l'iViewGT et la dose portale mesurée est linéaire dans l'intervalle d'UM typiquement utilisé en clinique (entre 20 et 200) et pour une région d'intérêt centrée à l'axe. En revanche, cette relation linéaire ne pourra s'appliquer dans le cas des acquisitions d'images de contrôle du positionnement du patient car le nombre d'unité moniteur utilisé est généralement inférieur à 10 UM. Enfin, la relation linéaire (2.11) étant valable pour des conditions d'irradiation particulières (irradiation de référence), elle devra être testée en faisant varier les paramètres d'irradiation tels que le débit de dose, l'énergie du faisceau, la taille de champ, l'atténuation du faisceau par un milieu, etc.

2.4.7 L'effet *Ghosting* global

Le but de l'étude est de quantifier l'effet *ghosting* global (rémanence du signal et modification de sensibilité des pixels) sur l'intensité du niveau de gris de l'image portale afin de juger de l'importance de son influence sur la réponse de l'iViewGT en fonction de la dose.

2.4.7.1 Méthode

Nous avons mesuré l'effet *ghosting* à partir de la méthode décrite par Greer *et al.* [[70]] et par Wahlin [[26]] Cette méthode consiste à faire l'acquisition de trois champs

d'irradiation consécutifs :

- Champ 1 : $10 \times 10 \text{ cm}^2$, image portale : IP_1
- Champ 2 : $20 \times 20 \text{ cm}^2$, image portale : IP_2
- Champ 3 : $20 \times 20 \text{ cm}^2$, image portale : IP_3

Le premier champ permet de générer un signal rémanent qui va s'ajouter au signal produit par le champ suivant. La première irradiation sert ainsi à induire l'effet *ghosting* sur IP_2 . Le fait que le premier champ soit plus petit que le second permet de séparer le signal rémanent du signal réel. Enfin, la troisième image portale (IP_3) obtenue pour le deuxième champ 20×20 , permet de quantifier le signal rémanent en comparant les niveaux de gris de IP_2 à ceux de IP_3 dans la partie centrale de l'image correspondant à la zone irradiée par le petit champ. Cette méthode permet de mesurer l'effet *ghosting* dans sa globalité, c'est à dire le courant résiduel et la modification de sensibilité des pixels. De plus, pour comprendre comment varie l'effet *ghosting* pour l'*iViewGT*, nous avons repris les trois séries de mesures de Wahlin [[26]] effectuées sur l'EPID aS1000 de Varian :

Série a) : 500 UM sont délivrés avec le petit champ, et 10 UM par chacun des deux plus grands. Cette série a pour but de déterminer l'extension maximale de l'effet *ghosting*.

Série b) : 50 UM sont délivrés avec le petit champ, et 10 UM par chacun des deux plus grands. Cette série a pour but de montrer que l'importance de l'effet *ghosting* dépend de la dose délivré par l'irradiation précédente.

Série c) : 50 UM sont délivrés avec les trois champs. Cette dernière série a pour but d'évaluer l'effet *ghosting* dans des conditions d'irradiation proche de la clinique.

Les séries a,b et c ont été réalisées dans les conditions d'irradiations suivantes :

- Energie nominale des photons : 6 MV
- Débit de dose constant : 200 UM/min
- Irradiation à feu nu

Dans ces conditions et pour chaque série, nous avons estimé le signal *ghosting* en obtenant l'image portale comparative ($IP_{comparative}$) par le calcul de la différence entre IP_2 et IP_3 , divisée par la valeur maximale de IP_3 [[26]] :

$$IP_{comparative} = \frac{IP_2 - IP_3}{\max(IP_3)} \times 100 \quad (2.10)$$

2.4.7.2 Résultats

La figure 2.15 donne pour les trois séries (a,b et c) le profil des valeurs de $IP_{comparative}$ selon un axe horizontal passant par le centre de l'image. Les profils donnent le signal *ghosting* comme un pourcentage du signal maximum mesuré dans l'image portale IP_3 de chaque série. Afin de faciliter l'analyse des profils, nous avons calculé la moyenne m et l'écart type relatif e du signal *ghosting* dans la région centrale de l'image, dans l'intervalle de pixels [350,650], correspondant à la zone irradiée par le petit champ $10 \times 10 \text{ cm}^2$.

Nous avons obtenu un signal *ghosting* moyen de 1,20, 0,56 et -0,04% pour les séries a, b et c respectivement.

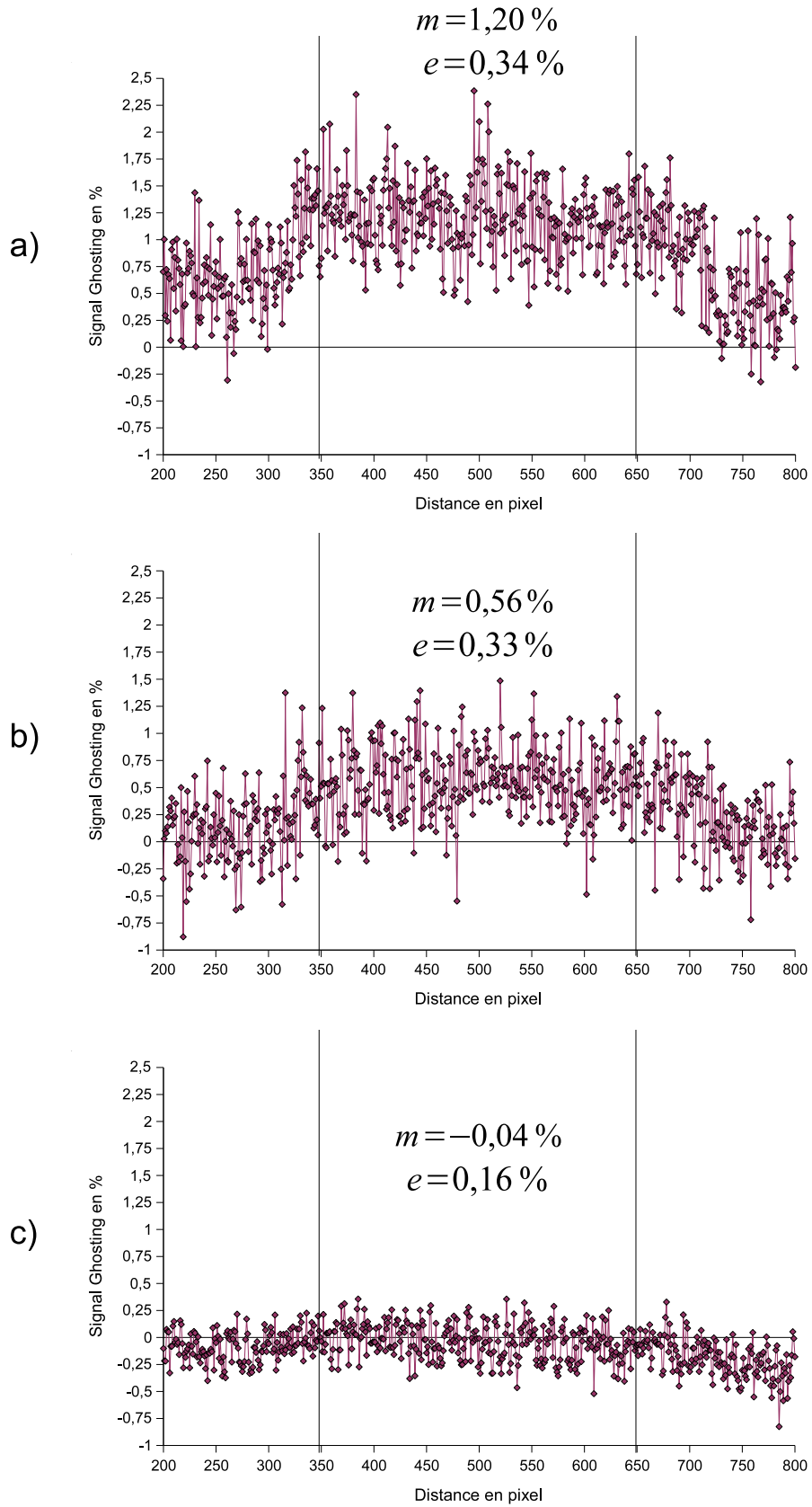


FIG. 2.15 – Signal ghosting : a) 500 UM pour IP_1 et 10 UM pour IP_2 et IP_3 . b) 50 UM pour IP_1 et 10 UM pour IP_2 et IP_3 . c) 50 UM pour IP_1 , IP_2 et IP_3 .

En accord avec le travail de Wahlin [[26]], nos résultats montrent que le signal *ghosting* dépend principalement de la dose reçue par l'iViewGT lors des irradiations antérieures. Mais à la différence de Wahlin, nous notons que le signal *ghosting* semble également dépendre de la dose reçue pour former l'image dans laquelle l'effet *ghosting* apparaît. En effet, la comparaison entre les séries b et c montre que le signal *ghosting* diminue quand la dose reçue par l'image étudiée augmente. Par ailleurs, nous remarquons que l'écart type relatif e est meilleur pour la série c car les images portales IP_2 et IP_3 ont été acquises pour un nombre d'unités moniteur plus élevé que pour celui des séries a et b.

2.4.7.3 Conclusion

Enfinement, en situation clinique, c'est à dire loin des conditions d'irradiation de la série a, il est très probable que le signal *ghosting* soit inférieur à 1%. Nous estimons donc qu'il est négligeable dans le cadre de ce travail. Toutefois, il doit être évalué dans d'autres conditions d'irradiation en faisant varier par exemple l'énergie du faisceau de photons, le débit de dose, etc. En revanche, pour que l'étude quantitative sur l'influence des paramètres d'irradiation sur la réponse de l'iViewGT soit précise, les mesures d'images portales ne doivent pas tenir compte de l'effet *ghosting*. Pour cela, nous avons espacé les acquisitions d'une à deux minutes, le temps que les photodiodes se réinitialisent.

2.4.8 Influence du débit de dose

L'objectif de cette étude est d'estimer l'influence de la variation du débit de dose sur la réponse de l'iViewGT.

2.4.8.1 Méthode

Nous avons fait l'acquisition d'une série d'images portales en faisant varier le débit de dose de 50 (valeur réelle 52) à 400 (valeur réelle 431) UM/min. Les conditions d'irradiation étaient les suivantes :

- Nombre d'unité moniteur fixé : 100 UM
- Taille de champ fixée : $10 \times 10 \text{ cm}^2$
- Energie nominale fixée : 6 MV
- Feu nu

Nous avons extrait le niveau de gris moyen \bar{G} de la région d'intérêt $RI_{centrée}$ sur chacune des images acquises. Nous avons mesuré la dose portale D_p correspondante dans les mêmes conditions d'irradiation et pour la même variation de débit de dose. Nous avons ensuite calculé le rapport \bar{G}/D_p en fonction du débit de dose.

2.4.8.2 Résultats

La figure 2.16 donne la variation du rapport \bar{G}/D_p en fonction du débit de dose, normalisé par rapport à 400 UM/min.

A partir de ces résultats, nous observons comme Talamonti *et al.* [[14]] que le rapport \bar{G}/D_p augmente avec le débit de dose. Néanmoins cette augmentation est très faible puisque la plus grande variation de \bar{G}/D_p obtenue entre 50 et 400 UM/min ne vaut que 1% alors que Talamonti *et al.* ont obtenu une variation de 2,7%.

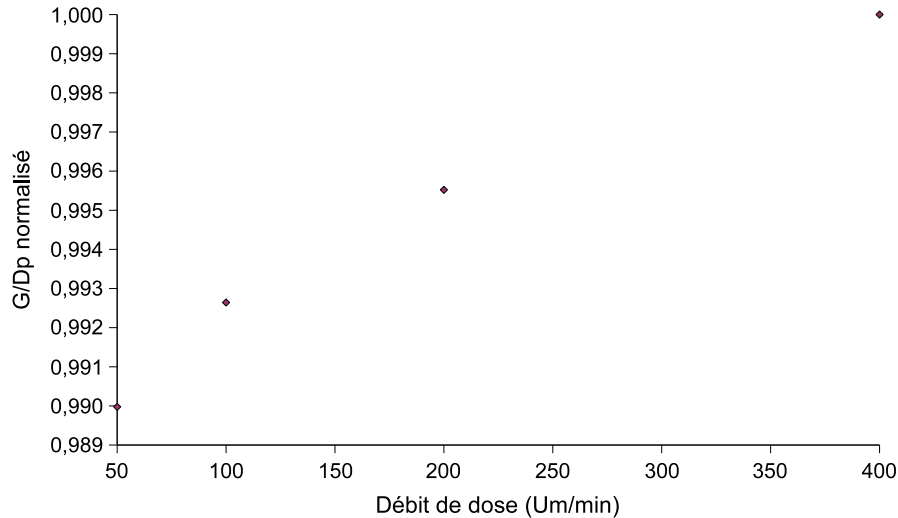


FIG. 2.16 – Rapport \overline{G}/D_p en fonction du débit de dose. Les valeurs sont normalisées par rapport à 400 UM/min.

2.4.8.3 Conclusion

Dans notre cas, le débit de dose a une très faible influence sur la réponse de l'iViewGT. De plus, l'irradiation d'un champ clinique se faisant à débit constant, la variation observée n'aura aucune influence sur la réponse de l'iViewGT.

2.4.9 Influence de l'énergie

Le but de ce travail a consisté à évaluer l'influence de l'énergie nominale du faisceau de photons sur le rapport \overline{G}/D_p et sur la relation entre le niveau de gris de l'image portale et la dose portale correspondante.

2.4.9.1 Méthode

Nous avons fait l'acquisition d'une série d'images portales en faisant varier le nombre d'unité moniteur entre 10 et 500 pour les trois énergies nominales de faisceau de photons que peut produire l'accélérateur PRECISE de notre étude : 6, 10 et 18 MV. Les irradiations ont été faites dans les conditions de référence (sauf pour le nombre d'UM) en assurant l'équilibre électronique de l'iViewGT, c'est à dire en ajoutant à sa surface une épaisseur équivalente eau de 7, 12 et 20 mm pour les énergies 6, 10 et 18 MV respectivement (résultats du paragraphe 2.4.5).

Dans les mêmes conditions d'irradiations et pour les trois énergies nominales testées nous avons mesuré la dose portale D_p en prenant en compte le buildup pour chaque énergie (1,5, 2,2 et 3,2 cm équivalent eau pour les faisceaux de 6, 10 et 18 MV respectivement).

A partir des acquisitions des images portales et les mesures de doses portales nous avons calculé le rapport \overline{G}/D_p en fonction du nombre d'unité moniteur et nous avons déterminé la relation entre le niveaux de gris moyen \overline{G} et la dose portale pour les trois énergies nominales testées.

2.4.9.2 Résultats

La figure 2.17 donne le rapport \overline{G}/D_p en fonction du nombre d'unité moniteur pour les faisceaux de photons d'énergies 6, 10 et 18 MV.

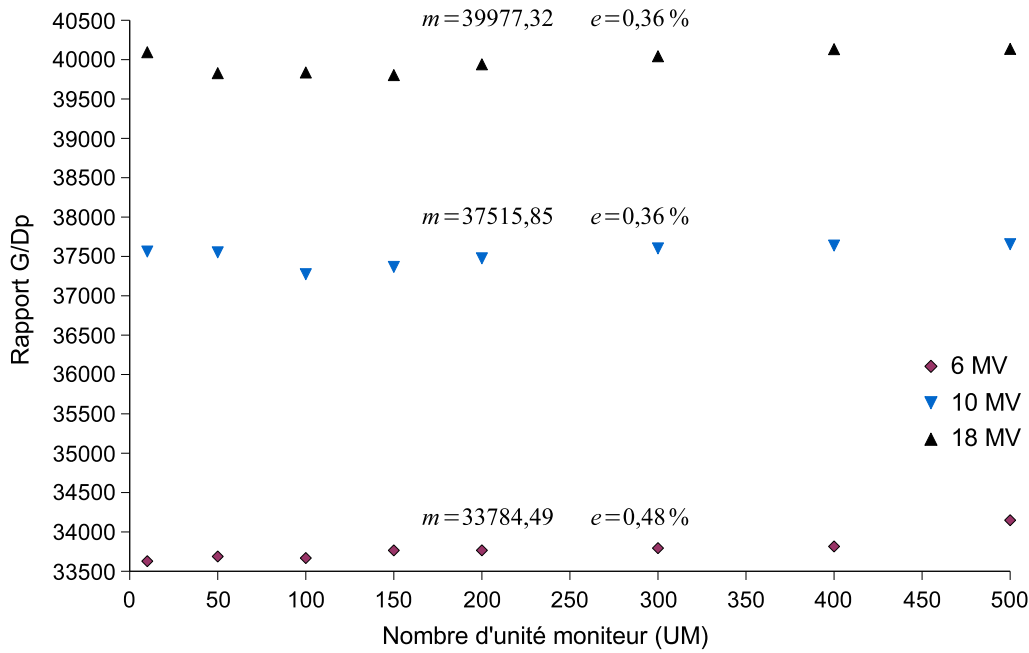


FIG. 2.17 – Rapport \bar{G}/D_p en fonction du nombre d'unité moniteur pour les trois énergies nominales de faisceaux de photons 6, 10 et 18 MV. Pour chaque énergie, la valeur moyenne m des rapports est donnée ainsi que l'écart type relatif des valeurs par rapport à la moyenne

A partir de la figure 2.17 trois observations peuvent être données :

- Le rapport \bar{G}/D_p augmente avec l'énergie. Si on compare la moyenne m des valeurs des rapports \bar{G}/D_p entre les trois énergies de photons on constate que $m_{18MV} = 1,07 \times m_{10MV} = 1,18 \times m_{6MV}$. Ce qui signifie que la sensibilité de l'iViewGT augmente avec l'énergie nominale du faisceau de photons.
- Quelle que soit l'énergie nominale des photons, la variation de \bar{G}/D_p en fonction du nombre d'unité moniteur est relativement faible dans l'intervalle d'UM étudié. L'écart type relatif e des valeurs de \bar{G}/D_p par rapport à m est inférieurs à 0,5% pour les trois énergies.
- Néanmoins, les valeurs de \bar{G}/D_p augmentent légèrement avec le nombre d'unité moniteur pour les trois énergies. Cette faible augmentation est liée à l'effet *ghosting*.

La figure 2.18 donne le niveau de gris moyen \bar{G} en fonction de la dose portale pour les trois énergies nominales.

A partir des résultats de la figure 2.18 nous remarquons que :

- Pour une même valeur de dose, le niveau de gris moyen \bar{G} de la RI_{centrée} dépend de l'énergie nominale du faisceau de photons. \bar{G} augmente avec l'énergie, ce qui confirme les résultats de la figure 2.17.
- La relation entre \bar{G} et la dose portale est linéaire pour les trois énergies. Il existe donc une approximation linéaire de la forme $\bar{G} = aD_p + b$ où les coefficients a et b diffèrent selon l'énergie nominale du faisceau de photons.

Pour les photons de 6 MV :

$$\bar{G} = 33631 \times D_p - 6187 \quad (2.11)$$

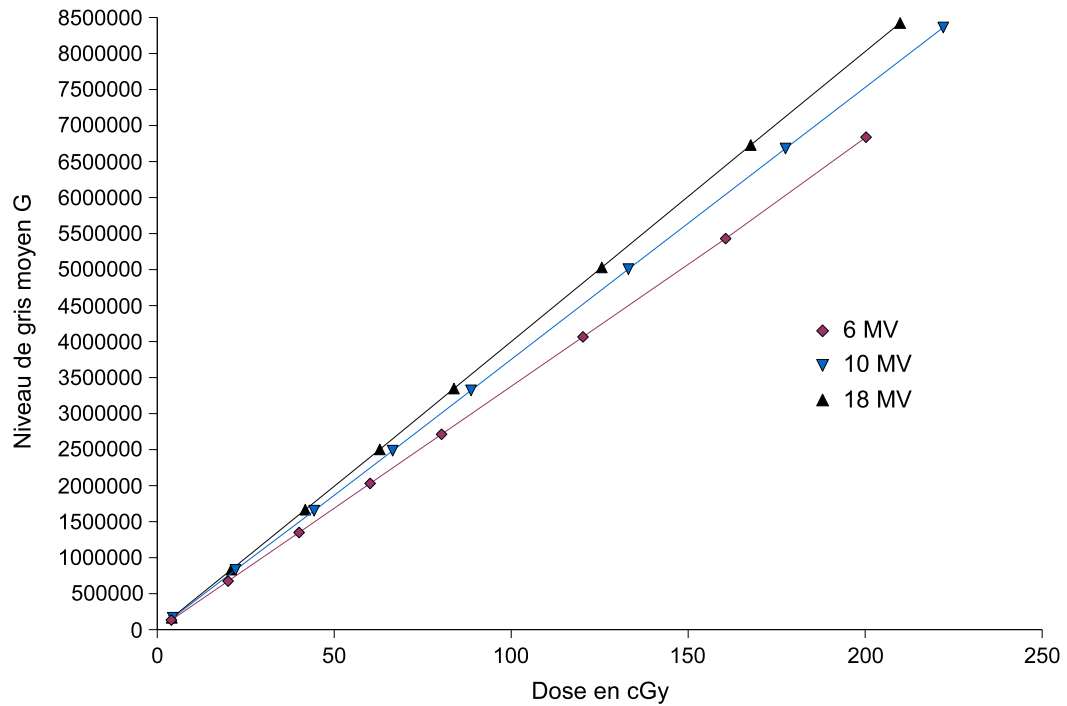


FIG. 2.18 – Niveau de gris moyen \bar{G} en fonction de la dose pour les trois énergies nominales de faisceaux (6, 10 et 18 MV), dans les conditions d'irradiation de référence [2.3].

Pour les photons de 10 MV :

$$\bar{G} = 37684 \times D_p - 10700 \quad (2.12)$$

Pour les photons de 18 MV :

$$\bar{G} = 40171 \times D_p - 11622 \quad (2.13)$$

Le tableau 2.8 permet de comparer, en fonction de la dose portale, les valeurs de \bar{G} obtenues pour le 10 et le 18 MV par rapport à l'énergie nominale de référence 6 MV. Les valeurs du tableau sont obtenues à partir des approximations linéaires déterminées pour chaque énergie.

Dose portale (en cGy)	$\frac{\bar{G}(10MV)}{\bar{G}(6MV)}$	$\frac{\bar{G}(18MV)}{\bar{G}(6MV)}$
5	1,14	1,22
10	1,12	1,20
50	1,11	1,18
100	1,11	1,18
200	1,11	1,18
moyenne	1,12	1,19
écart type relatif en %	1,35	1,31

TAB. 2.8 – Valeurs des niveaux de gris moyens \bar{G} pour les faisceaux de 10 et 18 MV par rapport au faisceau de 6 MV. Les résultats sont obtenus à partir des approximations linéaires déterminées pour chaque énergie nominale.

D'après les valeurs du tableau 2.8, le rapport moyen des niveaux de gris dans $RI_{centrée}$

vaut 1,12 entre 10 et 6 MV et 1,19 entre 18 et 6 MV. Ce qui signifie que la réponse de l'*iViewGT* augmente respectivement de 12% et 19% lorsque l'énergie nominale du faisceau de photons passe de 6 à 10 MV et de 6 à 18 MV.

2.4.9.3 Conclusion

La réponse de l'*iViewGT* dépend de l'énergie nominale du faisceau de photons. La valeur du niveau de gris moyen dans la région d'intérêt $RI_{centrée}$ augmente avec l'énergie des photons. En revanche, la relation entre \bar{G} et D_p reste linéaire dans l'intervalle de dose explorée (entre 4 et 220 cGy) quelque soit l'énergie nominale du faisceau de photons. En définitive, l'étalonnage dosimétrique de l'*iViewGT* doit prendre en compte l'énergie nominale du faisceau de photons.

2.4.10 Influence de la taille de champ

Cette étude a pour but d'évaluer l'influence de la taille de champ sur le rapport \bar{G}/D_p et sur la relation entre le niveau de gris de l'image portale et la dose portale correspondante.

2.4.10.1 Méthode

Nous avons fait l'acquisition d'une série d'images portales en faisant varier la taille de champ de 2×2 à 20×20 cm² dans les conditions d'irradiation de référence. De chaque image portale nous avons extrait le niveau de gris moyen \bar{G} dans la région d'intérêt $RI_{centrée}$ centrée à l'axe des champs.

Parallèlement, nous avons mesuré la dose portale pour les mêmes tailles de champ. Par ailleurs, afin de quantifier la dose due au rayonnement diffusé à l'intérieur du milieu équivalent eau dans lequel D_p est mesurée, et à l'intérieur de l'*iViewGT*, nous avons mesuré la dose due au rayonnement primaire $D_{primaire}$ (issue de la tête de l'accélérateur) à 160 cm de la source. Pour cela, nous avons utilisé la chambre d'ionisation Wellhöfer CC04 que nous avons placé dans un mini fantôme, c'est à dire dans un milieu dont les dimensions suffisent à l'équilibre électronique sans générer de rayonnement diffusé. Ces valeurs de doses ont servi ainsi de référence pour comparer \bar{G} et D_p .

2.4.10.2 Résultats

La figure 2.19 donne le niveau de gris moyen \bar{G} dans la région $RI_{centrée}$, la dose portale D_p et la dose mesurée dans le mini fantôme en fonction de la surface du champ d'irradiation du faisceau de photons de 6 MV normalisé par rapport au champ de référence 10×10 cm².

Pour les trois grandeurs mesurées \bar{G} , D_p et $D_{primaire}$, leurs valeurs augmentent avec la surface du champ d'irradiation mais pas avec la même amplitude :

- \bar{G} , D_p et $D_{primaire}$ augmentent respectivement de 15,8%, 8,4% et 6,9% lorsque la taille du champ d'irradiation passe de 5×5 à 20×20 cm².
- Etant donné que $D_{primaire}$ est due uniquement au rayonnement issu de la tête de l'accélérateur, son augmentation avec la taille du champ a pour unique origine la rétro-diffusion des photons sur les mâchoires du collimateur qui contribue à la dose mesurée par la chambre monitrice qui stoppe l'irradiation quand le nombre d'unité moniteur fixé est atteint. Ce qui signifie que plus la taille de champ augmente moins il y a de rétro-diffusion. La durée de l'irradiation s'allonge et la dose délivrée augmente.

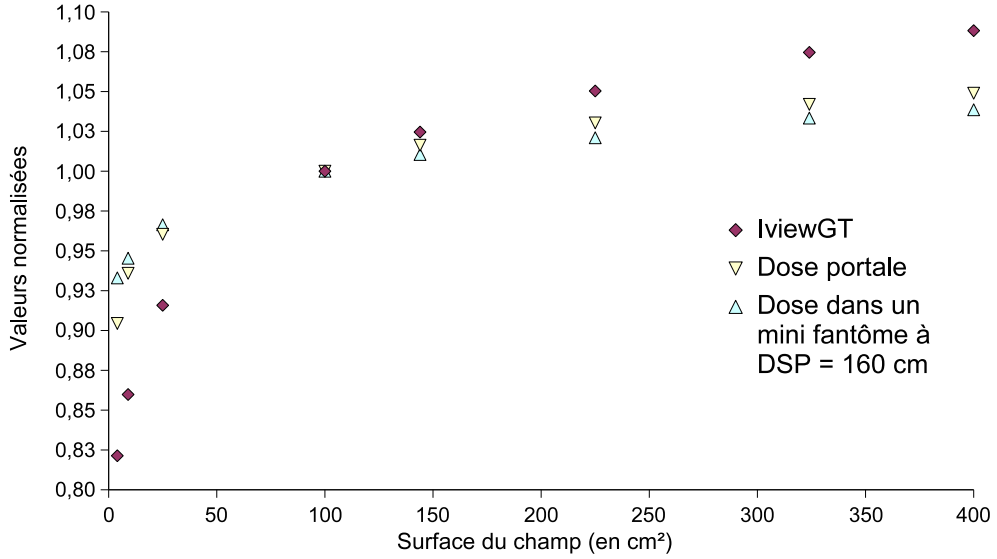


FIG. 2.19 – Variation du niveau de gris moyen \bar{G} dans la région $RI_{centrée}$, de la dose portale D_p et la dose mesurée dans le mini fantôme en fonction de la surface du champ d'irradiation du faisceau de photons d'énergie nominale 6 MV. Les valeurs sont normalisées par rapport à la surface du champ $10 \times 10 \text{ cm}^2$

- D_p varie de manière très similaire à $D_{primaire}$. Pour les surfaces de champ supérieures à 100 cm^2 , l'écart moyen entre D_p et $D_{primaire}$ est inférieur à 1%. Cet écart positif est dû au rayonnement diffusé latéral généré dans le milieu équivalent eau qui contribue à l'énergie déposée dans la chambre d'ionisation qui mesure la dose portale.
- L'amplitude de la variation de \bar{G} avec la surface du champ est très importante. Entre 4 et 400 cm^2 la valeur de \bar{G} augmente de 32,5%. Pour les petites surfaces de champs ($< 100 \text{ cm}^2$), les valeurs normalisées de \bar{G} sont inférieures à celles de D_p et $D_{primaire}$. En revanche, pour les grandes surfaces de champs ($> 100 \text{ cm}^2$) on observe l'inverse. Similairement à la variation de D_p , la variation de \bar{G} a probablement pour principale origine l'énergie transmise par le rayonnement diffusé latéral à l'intérieur de la structure de l'iViewGT qui contribue aux valeurs des niveaux de gris des pixels dans $RI_{centrée}$. Le fait que l'amplitude de la variation de \bar{G} soit supérieure à celle de D_p indique que la diffusion latéral dans l'imageur est plus importante ce qui peut s'expliquer de part la nature de la structure de l'iViewGT [[41]]. De plus, nous pouvons supposer que la diffusion optique ou effet *glare* dans le scintillateur contribue également aux écarts constatés entre \bar{G} et D_p [[9], [33]].

La figure 2.20 donne le rapport \bar{G}/D_p en fonction de la surface (S) du champ d'irradiation normalisé par rapport au champ de référence $10 \times 10 \text{ cm}^2$.

Nous constatons que \bar{G}/D_p augmente avec la surface du champ d'irradiation ce qui n'est pas étonnant après l'analyse de la figure 2.19. Cette augmentation peut être approximée par une fonction logarithmique. Nous obtenons donc une relation entre \bar{G} et D_p en fonction de la surface du champ d'irradiation S de la forme :

$$\frac{\bar{G}}{D_p} = a \ln(S) + b \quad (2.14)$$

Dans les conditions de référence (6 MV, 200 UM/min) nous avons obtenu la fonction logarithmique (2.15) avec un coefficient de corrélation de 0,991 :

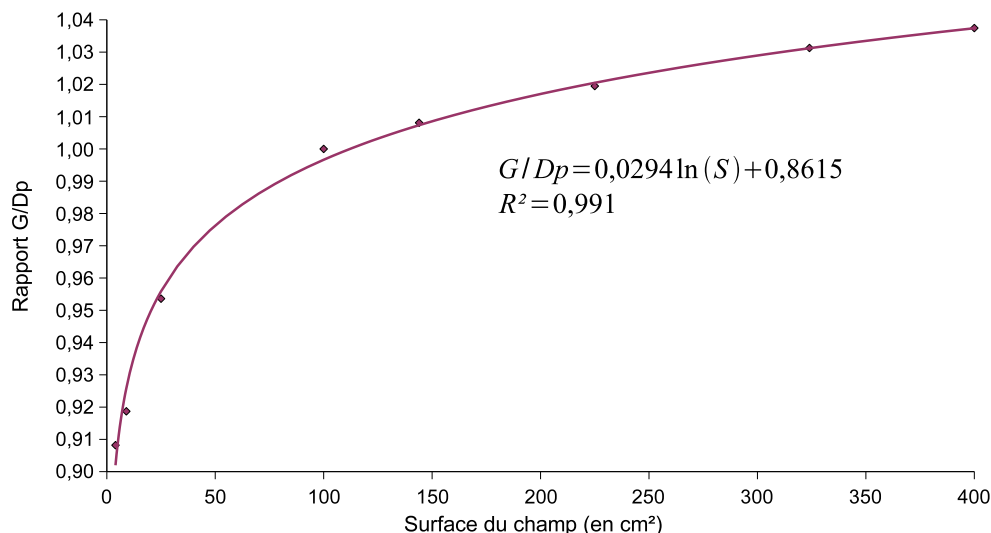


FIG. 2.20 – \bar{G}/D_p en fonction de la surface du champ d'irradiation dans les conditions de référence. Les valeurs sont normalisées par rapport à la surface de champ 100 cm².

$$R = \frac{\bar{G}}{D_p} = 0,0294 \ln(S) + 0,8615 \quad (2.15)$$

Le tableau 2.9 compare les valeurs de R obtenues par mesures expérimentales (A) aux valeurs de R calculées par l'approximation logarithmique (2.15) (B). D'après les résultats du tableau 2.9 les écarts entre les mesures expérimentales et les valeurs approximées sont relativement faibles (inférieure à 1%). L'approximation logarithmique peut donc être utilisée.

Surface du champ en cm ²	Ecart $\frac{A-B}{A}$ en %
4	-0,65
9	0,81
25	0,27
100	-0,31
144	-0,05
225	0,12
324	0,02
400	0,02

TAB. 2.9 – *Écarts relatifs des valeurs de R entre les valeurs obtenues par mesures expérimentales et les valeurs calculées à partir de l'approximation logarithmique (2.15)*

La relation (2.15) a été obtenue pour une énergie nominale et un débit de dose fixés et à feu nu. Il sera nécessaire de réévaluer le rapport \bar{G}/D_p en faisant varier ces trois paramètres.

2.4.10.3 Conclusion

La taille de champ a un effet sur le rapport \bar{G}/D_p . Les origines de cet effet sont par ordre d'importance, le rayonnement diffusé latéral et l'effet *glare*. Nous avons obtenu une relation logarithmique entre le niveau de gris moyen \bar{G} dans $RI_{centrée}$ et la dose portale

D_p correspondante en fonction de la surface du champ d'irradiation. Les paramètres a et b de cette fonction devront être recalculés lorsque les conditions d'irradiation changeront de celles fixées ici. Ainsi, l'étalonnage dosimétrique de l'iViewGT nécessite la prise en compte de la taille du champ d'irradiation.

2.4.11 Influence de l'épaisseur du patient

Ce travail a pour objectif d'évaluer l'effet de l'atténuation du faisceau de photons sur le rapport \bar{G}/D_p par un milieu dans le champ d'irradiation.

2.4.11.1 Méthode

Notre méthode a consisté à calculer la transmission T à travers un milieu équivalent eau m en faisant varier son épaisseur de 0 à 20 cm dans les conditions d'irradiation de référence [2.3]. Nous avons défini deux transmissions, l'une mesurée à partir de l'iViewGT $T^{iViewGT}$ et l'autre par la chambre d'ionisation (dose portale) T^{D_p} telles que :

$$T^{iViewGT} = \frac{\bar{G}_m}{\bar{G}_{FeuNu}} \quad \text{et} \quad T^{D_p} = \frac{D_{p_m}}{D_{pFeuNu}} \quad (2.16)$$

où \bar{G}_m et D_{p_m} sont respectivement le niveau de gris moyen dans $RI_{centré}$ et la dose portale en présence du milieu m et de la table de traitement, tandis que \bar{G}_{FeuNu} et D_{pFeuNu} correspondent aux mêmes grandeurs mais à feu nu (sans milieu ni table de traitement). Etant donnée les résultats 2.11 aucun milieu n'a été ajouté à la surface de l'imageur pour améliorer l'équilibre électronique.

Dans un premier temps nous avons comparé $T^{iViewGT}$ et T^{D_p} en fonction de l'épaisseur, puis nous avons évalué l'influence de l'épaisseur sur le rapport \bar{G}/D_p .

2.4.11.2 Résultats

La figure 2.21 donne les valeurs de transmissions pour l'iViewGT et pour la chambre d'ionisation (dose portale) en fonction de l'épaisseur du milieu m . Les valeurs sont normalisées par rapport à l'épaisseur 0 cm.

Nous observons que la transmission mesurée par l'iViewGT est plus faible que celle mesurée à l'aide de la chambre d'ionisation. L'écart s'accroît avec l'épaisseur. L'iViewGT sous estime sa réponse quand l'épaisseur augmente [[33]]. Le milieu atténuant a pour effet de durcir le faisceau de photons, c'est à dire à absorber les composantes les plus faiblement énergétiques du faisceau incident. La diminution de la réponse de l'iViewGT avec l'augmentation de l'épaisseur signifie alors que sa sensibilité est meilleure à basse énergie [[41]].

La figure 2.22 donne le rapport \bar{G}/D_p en fonction de l'épaisseur du milieu atténuant m dans les conditions de référence. Les valeurs de R sont normalisées par rapport à l'épaisseur 0 cm. Nous constatons que \bar{G}/D_p dépend fortement de l'épaisseur du milieu irradié. Le rapport R décroît quand l'épaisseur augmente. Entre 0 et 20 cm, le rapport \bar{G}/D_p baisse de 23%.

2.4.11.3 Conclusion

L'iViewGT sous estime les mesures de transmission par rapport aux mesures de par la chambre d'ionisation. La sensibilité de l'iViewGT diminue quand le faisceau de photons se durcit. L'épaisseur du milieu irradié influe sur le rapport \bar{G}/D_p , ce qui signifie que pour

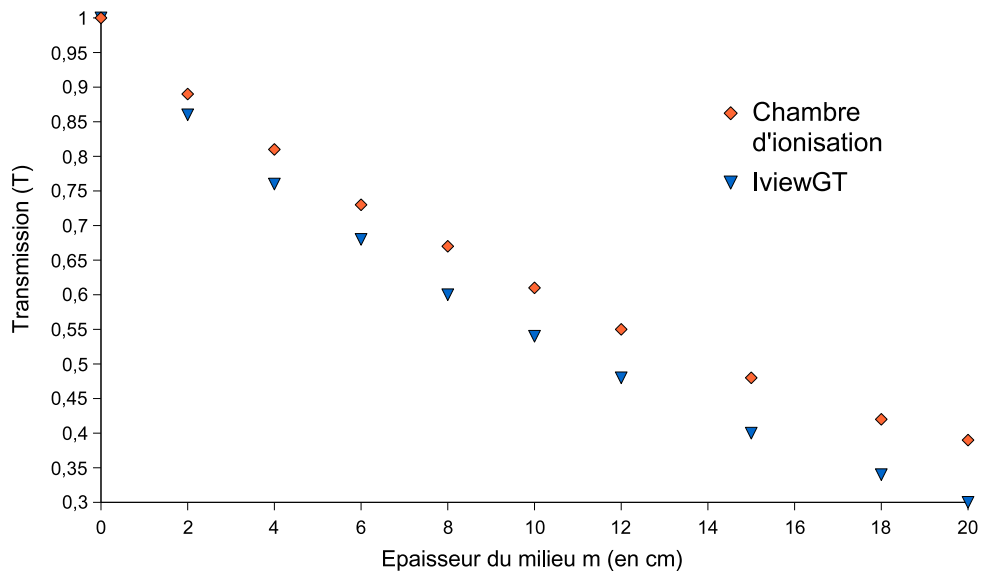


FIG. 2.21 – Variation de la transmission selon la mesure par l'iViewGT ou la chambre d'ionisation en fonction de l'épaisseur du milieu équivalent eau m dans les conditions de référence. Les valeurs sont normalisées par rapport à l'épaisseur 0 cm.

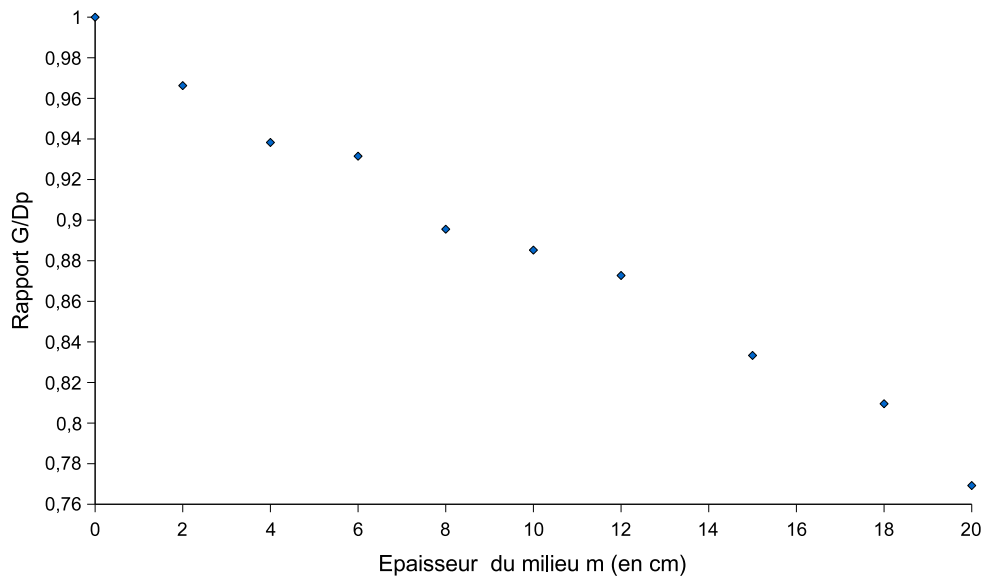


FIG. 2.22 – Rapport \overline{G}/D_p en fonction de l'épaisseur du milieu atténuant m dans les conditions de référence. Les valeurs de R sont normalisées par rapport à l'épaisseur 0 cm.

convertir un niveau de gris en dose portale (ou inversement) il est obligatoire de connaître l'épaisseur du milieu irradié.

2.4.12 Influence de la distance dans l'air entre la sortie du patient et la surface de l'iViewGT

Cette étude avait pour but d'évaluer l'influence de la distance dans l'air séparant la sortie du patient de la surface de l'iViewGT sur la stabilité du rapport \bar{G}/D_p .

2.4.12.1 Méthode

Notre méthode a consisté à mesurer \bar{G} dans $RI_{centré}$ et la dose portale D_p correspondante en faisant varier la distance d entre la sortie du milieu irradié et la surface de l'iViewGT. Pour cela, nous avons utilisé un milieu équivalent eau m d'épaisseur 30 cm (30×30 cm² de section) afin de modéliser l'abdomen moyen d'un patient dans le but de couvrir l'intervalle des valeurs de d les plus probables, de 30 à 60 cm. Nous avons mesuré \bar{G} et D_p dans les conditions d'irradiation de référence [2.3] et pour différentes tailles de champ (5×5 à 20×20 cm²). Nous avons tout d'abord évalué les réponses de l'iViewGT et de la chambre d'ionisation en fonction de la distance d . Puis nous avons estimé l'influence de d sur le rapport \bar{G}/D_p .

2.4.12.2 Résultats

La figure 2.23 donne la dose portale D_p mesurée par la chambre d'ionisation (figure a) et le niveau de gris moyen \bar{G} dans $RI_{centrée}$ (figure b)) en fonction de la distance dans l'air entre la sortie du milieu m et la surface d'entrée des détecteurs (iViewGT et milieu équivalent eau pour la chambre d'ionisation).

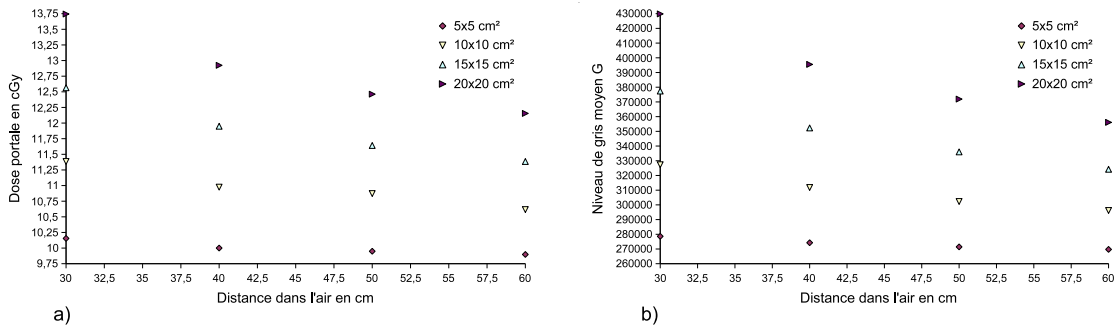


FIG. 2.23 – Influence de la distance dans l'air d entre la sortie d'un milieu d'épaisseur 30 cm et la surface des détecteurs sur la réponse de l'iViewGT à l'axe du faisceau (figure a)) et sur la dose portale correspondante mesurée par chambre d'ionisation (figure b)). Les irradiations ont été effectuées dans les conditions de référence à l'exception de la présence du milieu dans le champ d'irradiation.

A partir de la figure 2.23 nous observons que :

- Pour une distance dans l'air d fixée :

La dose portale et le niveau de gris moyen augmentent avec la taille de champ. Par exemple, pour $d = 30$ cm, D_p et \bar{G} augmentent respectivement de 26,1% et 35,2% lorsque la taille du champ d'irradiation passe de 5×5 à 20×20 cm². Cette

augmentation est associée à celle du rayonnement diffusé. L'énergie déposée dans le scintillateur de l'iViewGT, comme dans la chambre d'ionisation, est une fraction de l'énergie transférée par les rayonnements primaire et diffusé. Or le rayonnement diffusé augmente avec le volume irradié du milieu m , donc avec la taille de champ, ce qui explique les résultats obtenus.

Quelle que soit la valeur de d , l'influence de la taille de champ est toujours plus importante sur l'iViewGT que sur la chambre d'ionisation. Ainsi, l'atténuation par le milieu m augmente l'effet de la taille de champ que nous avons précédemment traité [paragraphe 2.4.10]. En effet, lorsque la taille de champ passe de 5×5 à 20×20 cm², \bar{G} augmente de 15,8% à feu nu contre 24,2% en présence du milieu m éloigné au maximum de la surface de l'iViewGT ($d = 60$ cm). Cette augmentation est due au rayonnement diffusé généré dans le milieu, lequel s'ajoutant au rayonnement primaire, contribue au dépôt d'énergie dans le scintillateur.

- Pour une taille de champ fixée :

La dose portale et le niveau de gris moyen diminuent quand la distance d augmente. Par exemple, pour la taille de champ 10×10 cm², D_p et \bar{G} diminuent respectivement de 6,7% et 9,5% lorsque la distance d passe de 30 à 60 cm. Cette diminution de dose en augmentant d est causée à la fois par la réduction en intensité du rayonnement primaire et du rayonnement diffusé, selon la loi de l'inverse carré des distances.

Quelle que soit la taille de champ, la chute des valeurs de \bar{G} est toujours plus importante que celle des valeurs de D_p lorsque d augmente. Contrairement à la mesure par la chambre d'ionisation, le fait que la structure de l'iViewGT soit composée de multiples couches de matériau de haute densité atomique induit probablement une réponse plus grande que la chambre d'ionisation aux photons de basses énergies lesquels interagissent principalement par effet photoélectrique transfèrent totalement leur énergie à l'imageur. Ainsi, le rayonnement diffusé, étant faiblement énergétique, est à l'origine de la réponse plus grande de l'iViewGT. Or le rayonnement diffusé diminue avec la taille de champ et lorsque d augmente, ce qui implique une réponse plus faible de l'iViewGT par rapport à la chambre d'ionisation [[14]].

La figure 2.24 donne pour les quatre tailles de champ étudiées, le rapport \bar{G}/D_p en fonction de la distance dans l'air entre la sortie du milieu irradié et l'entrée de l'imageur.

A partir des résultats de la figure 2.24, nous constatons que la distance d influence logiquement sur le rapport \bar{G}/D_p puisque comme nous l'avons vu plus haut, l'iViewGT et la chambre d'ionisation ne varient pas linéairement en fonction de la distance d . Ainsi, le rapport \bar{G}/D_p augmente quand la sortie du patient se rapproche de la surface de l'iViewGT et diminue quand elle s'en éloigne. La plus grande variation vaut 6,3%, elle est obtenue pour le champ de 20×20 cm² entre $d = 30$ et $d = 60$ cm. Enfin, \bar{G}/D_p augmente avec la taille de champ puisque la composante du rayonnement diffusé augmente.

2.4.12.3 Conclusion

Les réponses de la chambre d'ionisation et de l'iViewGT ne varient pas linéairement ni avec la distance dans l'air entre la sortie du patient et l'entrée des détecteurs, ni avec la taille de champ. La réponse de l'iViewGT étant de part sa composition plus sensible aux composantes faiblement énergétiques, varie plus que la dose portale en fonction du rayonnement diffusé. Finalement, l'étalonnage dosimétrique de l'iViewGT nécessitera aussi la prise en compte de la distance dans l'air qui sépare la sortie du patient de l'entrée de l'imageur.

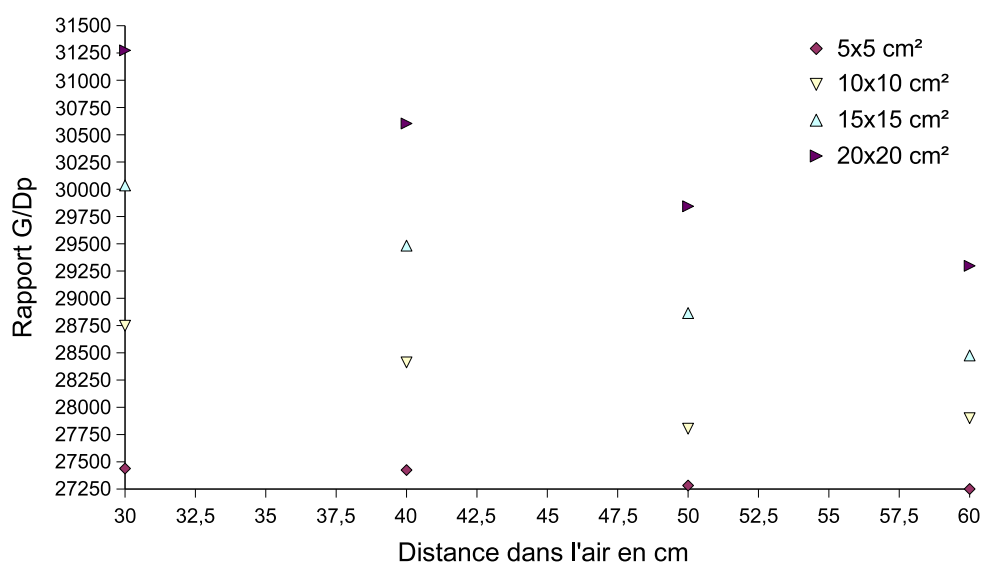


FIG. 2.24 – Variation du rapport \bar{G}/D_p en fonction de la distance dans l'air entre la sortie du milieu irradié et l'entrée de l'imageur et de la taille de champ.

2.4.13 Influence de l'angle du bras de l'accélérateur

Notre but était de rechercher une modification possible de la valeur du niveau de gris au centre de l'image portale par l'effet de la gravitation qui s'exerce sur l'imageur en fonction de l'angle du bras de l'accélérateur.

2.4.13.1 Méthode

Nous avons fait l'acquisition d'une série de trois images portales pour quatre angles de bras 0° , 90° , 180° et 270° , dans les conditions d'irradiation de référence. Nous avons déterminé les niveaux de gris moyens \bar{G} dans la région d'intérêt $RI_{centrée}$ dans chacune des trois images de chaque série que nous avons ensuite moyennés pour obtenir une valeur \bar{G} par série.

De plus, nous avons tracé pour chaque série le profil des valeurs de \bar{G} , passant par le centre des images portales afin d'étudier l'effet de la gravitation sur la surface de l'iViewGT.

2.4.13.2 Résultats

La figure 2.25 donne les valeurs de \bar{G} normalisées par rapport à la valeur à bras 0° (angle de référence).

A partir de la figure 2.25, nous constatons que \bar{G} varie en fonction de l'angle du bras. La déviation maximale est observée lorsque le bras est à 180° et vaut 1,7% par rapport à la valeur de l'angle dans les conditions d'irradiation de référence (0°). De plus, les valeurs de \bar{G} donnent l'impression qu'il existe un axe de symétrie passant par l'angle 180° . La raison de ces écarts est probablement due au fait que le bras amovible de l'iViewGT n'est pas totalement solidaire de la partie détectrice [photo 2.4]. Ce qui signifie qu'à 180° , la partie de détection de l'iViewGT se rapproche de la source par l'effet de la gravitation.

La figure 2.26 donne les profils de niveaux de gris \bar{G} pour les angles 0° et 180° passant par le centre de l'image portale et dans le sens droite-gauche.

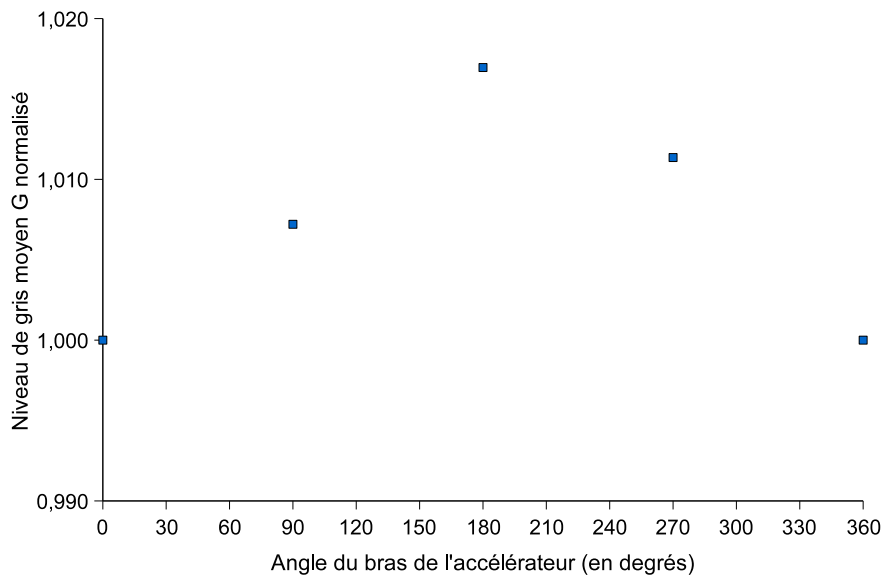


FIG. 2.25 – Valeurs de \bar{G} au centre de l'image en fonction de l'angle du bras du Precise. Les valeurs sont normalisées par rapport à l'angle de référence 0°

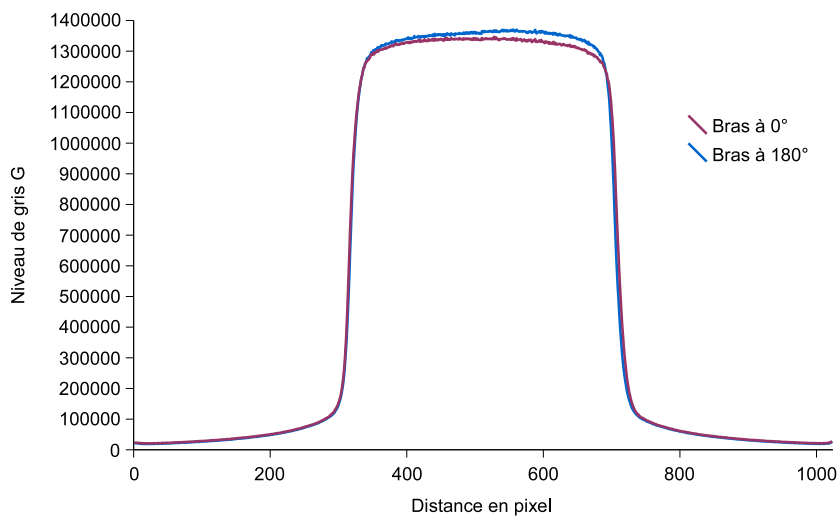


FIG. 2.26 – Profils des niveaux de gris \bar{G} pour les angles 0° et 180° acquis dans les conditions d'irradiation de référence.

Le champ d'irradiation étant uniforme, les valeurs des pixels de la zone irradiée doivent être uniforme. L'écart type relatif des valeurs des pixels dans le champ d'irradiation vaut 3,7% à 0° et 4,7% à 180°. L'uniformité de la réponse se dégrade sous l'effet de la gravitation. De plus, nous constatons en comparant les deux profils, que les valeurs des niveaux de gris à 180° sont légèrement supérieures à ceux obtenus à 0°. L'écart maximal entre les deux profils dans la zone irradiée vaut 2,6%. Ce que nous avons constaté à l'axe du champ se confirme sur tout le champ. Sous l'effet de la gravitation, la symétrie et la distance source-surface de l'iViewGT sont modifiées.

2.4.13.3 Conclusion

La gravitation provoque un jeu mécanique entre le bras amovible et la partie détectrice de l'iViewGT. Cette déformation modifie la valeur des niveaux de gris de l'image portale. A 180°, leur valeur augmente et l'ensemble est moins homogène. *In fine*, l'angle du bras à un effet sur la réponse de l'iViewGT.

2.4.14 Synthèse des résultats

Le tableau 2.10 récapitule tous les paramètres étudiés dans ce chapitre et donne pour chacun d'eux l'importance de leur effet sur la stabilité du rapport \overline{G}/D_p ainsi que sur la relation entre \overline{G} et D_p .

Paramètres étudiés	Gamme des valeurs testées	Effet constaté sur la variation du rapport \bar{G}/D_p	Remarques Observations
Le nombre d'unité moniteur (UM)	de 1 à 500 UM	Variation maximale de +9% entre 1 et 500 UM	$\bar{G}/D_p \nearrow$ quand l'UM \nearrow Relation linéaire entre \bar{G} et D_p entre 20 et 200 UM
L'effet <i>ghosting</i>	50 et 500 UM en pré-irradiation 10 et 50 UM en acquisition	Négligeable < 0,5%	\nearrow avec l'UM de pré-irradiation \searrow quand l'UM en acquisition \nearrow
Le débit de dose	50, 100, 200 et 400 UM/min	Négligeable $\approx 1\%$	$\bar{G}/D_p \nearrow$ avec le débit de dose
L'énergie nominale E du faisceau de photons	6, 10 et 18 MV	$\bar{G}/D_p \nearrow$ avec E 6 \rightarrow 10 MV : +11%, 6 \rightarrow 18 MV : +18%	il existe une relation linéaire entre \bar{G} et D_p par énergie nominale de faisceau
La taille de champ de surface S	2 \times 2 à 20 \times 20 cm ²	Variation maximale de +14,3% entre 4 et 400 cm ²	$\bar{G}/D_p \nearrow$ quand $s \nearrow$ Relation logarithmique entre \bar{G}/D_p et S
L'épaisseur e du patient	0 à 20 cm	Variation maximale de -23% entre 0 et 20 cm	$\bar{G}/D_p \searrow$ quand $e \nearrow$
La distance dans l'air d entre la sortie du patient et la surface de l'imageur	30 à 60 cm	Variation maximale de +6,3% pour le 20 \times 20	$\bar{G}/D_p \searrow$ quand $d \nearrow$
L'angle du bras θ	de 0° à 360°	Variation maximale de +1,7% de \bar{G} entre 0° et 180°	$\bar{G} \nearrow$ quand $\theta \rightarrow 180^\circ$

TAB. 2.10 – Synthèse des paramètres étudiés et importance de leur effet respectif sur le rapport \bar{G}/D_p et sur la relation entre \bar{G} et D_p

2.5 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté une étude des capacités dosimétriques de l'imageur *iViewGT*. Notre investigation s'est reposée sur deux domaines : la stabilité de la réponse de l'imageur au cours du temps et l'influence des paramètres d'irradiation sur le rapport entre le niveau de gris de l'image portale et la dose portale correspondante ($R=\overline{G}/D_p$).

Nous avons montré que la réponse de l'*iViewGT* est stable à court et long terme. Néanmoins, l'altération des EPIDs dépend de la fréquence de leur utilisation. Jusqu'à présent, les imageurs de notre service de radiothérapie ne sont utilisés que pour la vérification hebdomadaire du positionnement des patients. La quantité de rayonnement qu'ils reçoivent est donc faible car d'une part ils sont peu utilisés, et d'autre part, la dose délivrée pour le contrôle du positionnement est peu élevée (≈ 3 cGy). Mais leur usure sera plus rapide si nous les utilisons pour la dosimétrie *in vivo*, ce qui signifie que les contrôles de la stabilité de leur réponse devront être plus fréquents.

Nous avons étudié le rapport R entre le niveau de gris de l'image portale dans une région d'intérêt centrée à l'axe et la dose portale correspondante en fonction :

- du nombre d'unité moniteur
- du débit de dose
- de l'énergie nominale du faisceau de photons
- de la taille de champ
- de l'épaisseur du milieu traversé
- de la distance dans l'air entre la sortie du patient et l'entrée de l'*iViewGT*
- de l'angle du bras de l'accélérateur

Nous avons montré que le rapport R augmentait avec le nombre d'unité moniteur. L'origine est double : le temps de stabilisation du débit de dose et l'effet *ghosting* ou signal rémanent. R augmente aussi avec le débit de dose, mais dans des proportions négligeables. La cause est probablement la dose par *frame* qui varie avec le débit de l'accélérateur. L'énergie nominale du faisceau de photons influe sur les valeurs de R . Quand sa valeur augmente, R augmente. La sensibilité de l'*iViewGT* à l'élévation de l'énergie est plus grande que celle de la chambre d'ionisation. La taille de champ influence également le rapport entre le niveau de gris et la dose portale. R augmente avec la taille de champ. L'explication la plus probable est que la structure de l'*iViewGT* doit favoriser la diffusion des photons. De plus, l'effet *glare* dans le scintillateur doit probablement contribuer à la sur-estimation de la réponse de l'*iViewGT* par rapport à la mesure par la chambre d'ionisation dans le milieu équivalent eau. L'épaisseur du patient a une influence sur R . L'*iViewGT* sous estime la transmission par rapport à la chambre d'ionisation. La sensibilité de l'*iViewGT* diminue quand le faisceau de photons se durcit. La distance dans l'air entre la sortie du patient et l'entrée de l'*iViewGT* a également une influence sur le rapport R . Lorsque la distance dans l'air augmente R diminue. L'*iViewGT* étant de part sa composition, plus sensible au rayonnement diffusé que la chambre d'ionisation, sa réponse diminue plus rapidement avec la réduction de l'intensité du diffusé lorsque la distance dans l'air augmente, suivant la loi de l'inverse carré des distance. Enfin, les valeurs de niveaux de gris de l'image portale dépendent de l'angle du bras de l'accélérateur. Le niveau de gris des pixels augmente quand la tête de l'accélérateur se trouve à 180° . Cette variation est liée à l'effet de gravitation qui attire la partie détectrice de l'imageur vers la source de l'accélérateur du fait du jeu mécanique entre le bras amovible et le détecteur.

En définitive, l'*iViewGT* a des propriétés dosimétriques complexes. La relation entre

les niveaux de gris des pixels et la dose n'est linéaire que dans un certain intervalle de dose. Le rapport entre la réponse de l'iViewGT et la mesure par la chambre d'ionisation n'est pas stable. Il dépend de chaque paramètre d'irradiation. L'étalonnage dosimétrique de l'iViewGT nécessite donc de nombreuses séries de mesures expérimentales.

A partir de ces expérimentations nous pourrions envisager un étalonnage dosimétrique de l'iViewGT par gamme de condition d'utilisation. Nous nous sommes plutôt tournés vers une approche différente où les phénomènes indiqués sont pris en compte de manière globale par le biais d'une simulation Monte Carlo qui modélise le faisceau de photons incident (chapitre 4), le milieu irradié et l'EPID iViewGT (chapitre 5).

3

Simulation par méthode Monte Carlo d'un faisceau de photons de radiothérapie

3.1 Introduction

En radiothérapie la précision du calcul de la dose pour la planification du traitement du patient est primordiale. Parmi les algorithmes de calcul des distributions de dose, la méthode Monte Carlo est potentiellement la plus précise si la source de rayonnement et le patient sont totalement modélisés [[60]]. En effet, l'avantage du calcul Monte Carlo de la dose est sa capacité à simuler avec précision le transport de rayonnement dans la tête de traitement de l'accélérateur et dans les structures anatomiques hétérogènes du patient. Les effets d'atténuations et de diffusion des dispositifs de collimation de faisceaux d'irradiation peuvent être décrits avec précision. De même, les effets de perturbation de la dose observée avec les tissus de faible densité comme les poumons et les cavités aériques du corps humain peuvent être pris en compte par un calcul précis de la dose [[42], [16]].

Ce chapitre a pour objectif la simulation par méthode Monte Carlo un faisceau de photons produit par l'un des accélérateurs du service de radiothérapie du Centre Léon-Bérard. Il se décline en trois parties. Dans un premier temps nous rappellerons ce qu'est la méthode Monte Carlo. Ensuite, nous décrirons le code Monte Carlo MCNPX qui fut le simulateur utilisé pour les besoins de cette thèse. Puis, nous présenterons le travail que nous avons mené pour atteindre l'objectif fixé.

3.2 La méthode Monte Carlo

La méthode Monte Carlo est une technique d'échantillonnage statistique qui implique l'utilisation de nombres aléatoires et de distributions de probabilités pour la résolution de problèmes mathématiques complexes [[16]].

L'émergence de la méthode Monte Carlo est historiquement attribuée à Stanislaw Ulam. Ce mathématicien, d'origine polonaise, travailla avec John von Neumann sur le projet Manhattan relatif aux recherches sur la fabrication de la bombe atomique durant la Seconde Guerre mondiale. Ces travaux consistaient à modéliser les trajectoires des neutrons et des rayons gamma produits par une explosion nucléaire. En 1946, Ulam proposa la méthode Monte Carlo. Il profita de l'apparition de l'ordinateur et de sa

collaboration avec Von Neuman et Nicholas Metropolis, pour développer des algorithmes Monte Carlo implémentables, dont l'exécution permet de rendre des problèmes non aléatoires en formes stochastiques pouvant être ainsi traitées facilement par un échantillonnage statistique [[83] [64]]. Ce fût Metropolis qui donna le nom de Monte Carlo à ces méthodes par analogie avec le caractère aléatoire de la roulette du célèbre Casino de Monte-Carlo.

En 1976, Raeside [[20]] est l'auteur de la première rétrospective sur la méthode Monte Carlo et ses applications en physique médicale. Dans son ouvrage il décompose le principe de la méthode Monte Carlo en trois parties essentielles : la génération des nombres aléatoires, les méthodes d'échantillonnage, et la réduction de variance. Le tirage de nombres aléatoires est essentiel pour l'échantillonnage des fonctions de probabilité; les méthodes d'échantillonnage sont à la base des égalités de fonctions de dispersions (fonctions de densité de probabilité cumulées) pour le calcul d'intégrale; enfin, les techniques de réduction de variance sont indispensables à l'efficacité des calculs Monte Carlo. Les premières applications de la simulation Monte Carlo en physique médicale ont porté sur la détermination de l'efficacité de détection de caméras pour les rayons gamma et sur le calcul des fractions d'absorption¹ utile au calcul de la dose absorbée par un patient subissant un examen diagnostique de médecine nucléaire.

Plus tard, Andreo [[66]] complète la rétrospective de Raeside en ajoutant l'utilisation de la méthode Monte Carlo dans les domaines de la radiothérapie, de la radioprotection et de la microdosimétrie d'électrons. En radiothérapie, les premières applications de la méthode Monte Carlo ont servi à modéliser les têtes de traitement des accélérateurs, à simuler le transport des faisceaux d'électrons et de photons et à calculer les dépôts de dose dans un milieu (patient, fantôme). Dans le domaine de la radioprotection, la méthode Monte Carlo fût utilisée pour le calcul de la dose absorbée par le fantôme mathématique MIRD due à l'exposition d'une source externe de photons. En microdosimétrie, les premières techniques de transport des électrons donnent une estimation condensée de l'histoire d'un électron qui est évaluée par la classification en différents groupes de l'interaction microscopique de l'électron transporté. Cette technique transporte l'électron de façon identique à l'approche utilisée pour la simulation des photons, malgré son comportement très complexe de part les multiples collisions qu'il subit.

Cette partie n'a pas la prétention de définir dans son intégralité la méthode Monte Carlo. Nous proposons cependant de poser les bases et l'intérêt pratique de cette méthode dans le domaine de la physique médicale et en particulier pour l'un des objectifs de cette thèse : la modélisation d'un faisceau de photons en radiothérapie. Dans un premier temps, nous introduirons le principe de la technique Monte Carlo par le jeu de l'aiguille du Comte de Buffon. Ensuite, étant donné que le comportement des particules est un phénomène naturellement stochastique, qui est décrit par des équations mathématiques complexes résultant le plus souvent d'un calcul d'intégrales, nous développerons la méthode Monte Carlo pour le calcul d'intégrale et pour la simulation du transport d'un photon dans un milieu.

3.2.1 L'aiguille du Comte de Buffon

Un exercice classique et amusant, pouvant servir à introduire la méthode Monte Carlo, est le problème de l'aiguille du Comte de Buffon (1777).

¹En médecine nucléaire, la fraction d'absorption est le rapport de l'énergie des photons absorbée dans un organe considéré sur l'énergie des photons émis par la source radioactive utile à l'imagerie fonctionnelle du patient.

Le problème posé est le suivant : si une aiguille de longueur l est jetée aléatoirement dans un plan dans lequel courent deux lignes parallèles séparées d'une distance $D > l$, quelle est la probabilité pour que l'aiguille coupe l'une des lignes (Fig. 3.1) ?

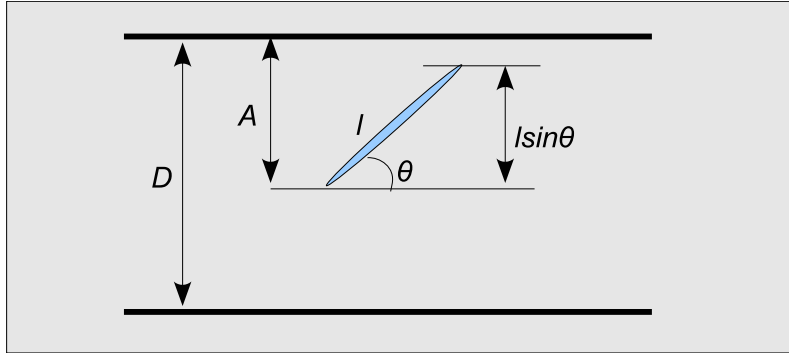


FIG. 3.1 – Représentation schématique du problème posé par Buffon

L'aiguille intersecte l'une des lignes quand $A < l \sin \theta$. La position de l'aiguille par rapport aux lignes peut être décrite par un vecteur aléatoire de composantes $A \in [0, D]$ et $\theta \in [0, \pi)$. Le vecteur aléatoire (A, θ) est uniformément distribué sur $[0, D] \times [0, \pi)$. Par conséquent, la fonction de densité de probabilité est $\frac{1}{D\pi}$. Alors, la probabilité que l'aiguille coupe l'une des deux lignes est donnée par l'intégrale double :

$$\int_0^\pi \int_0^{l \sin \theta} \frac{1}{D\pi} dA d\theta \quad (3.1)$$

Le calcul de (3.1) donne :

$$\frac{1}{D\pi} \int_0^\pi l \sin \theta d\theta = \frac{l}{D\pi} [-\cos \theta]_0^\pi = \frac{2l}{D\pi} \quad (3.2)$$

La probabilité que l'aiguille intersecte une ligne vaut donc :

$$\frac{2l}{D\pi} \quad (3.3)$$

A partir de l'équation (3.3), le marquis de Laplace suggéra d'approximer la valeur de π par un échantillonnage aléatoire. Supposons que l'expérience de Buffon soit réalisée en jetant n fois l'aiguille. Soit M la variable aléatoire pour le nombre de fois où l'aiguille coupe une ligne, la probabilité vaut alors :

$$\frac{E(M)}{n} \quad (3.4)$$

avec $E(M)$ l'espérance mathématique de M . Les équations (3.3) et (3.4) représentent la même probabilité. De cette remarque on peut obtenir une expression pour π :

$$\pi = \frac{n}{E(M)} \frac{2l}{D} \quad (3.5)$$

Ceci signifie que :

$$\pi \approx \frac{n}{M} \frac{2l}{D} \quad (3.6)$$

est une estimation de π . Si on lance n fois l'aiguille, et qu'elle coupe l'une des lignes m fois, la variable aléatoire M est substituée par le résultat m . La valeur que l'on obtiendra ne sera alors qu'une estimation de π .

Le problème de l'aiguille de Buffon permet d'illustrer deux aspects importants de la technique Monte Carlo :

- Le biais du résultat

Le lancé de l'aiguille est biaisé par la position du joueur quand il lâche l'aiguille. Un biais existe aussi avec les implémentations informatiques de la méthode Monte Carlo. Un algorithme ne peut pas générer de variables véritablement aléatoires. Les calculs par ordinateur utilisent des nombres pseudo-aléatoires, ce qui biaise le résultat final.

- Les techniques de réduction de variance

Les moyens d'améliorer l'estimation de la valeur de π sans augmenter significativement le nombre de lancement de l'aiguille sont multiples. On peut réduire la distance qui sépare les deux lignes, rajouter des lignes dans le plan, augmenter la longueur de l'aiguille, etc.. Si bien que, en un lancé, l'aiguille peut intersecter plusieurs lignes. Par analogies, ces moyens peuvent se comparer aux techniques modernes de réduction de variance utilisées dans les problèmes de simulation Monte Carlo.

3.2.2 Simulation et calcul Monte Carlo

L'objectif de ce paragraphe est d'introduire le concept de la méthode Monte Carlo. Ce dernier consiste à échantillonner des fonctions de densité de probabilité à l'aide du tirage de nombres aléatoires. Le principe de l'échantillonnage consiste à introduire une égalité entre les fonctions de répartition, *i.e.* les fonctions de densités de probabilités cumulées, du phénomène à simuler et d'une variable aléatoire de départ connue.

Si $f(x)$ est la densité de probabilité de la variable x à échantillonner et si $g(y)$ la densité de la variable aléatoire de départ y connue, alors :

$$\int_{-\infty}^X f(x) dx = \int_{-\infty}^{\zeta} g(y) dy \quad (3.7)$$

En prenant $g(y) = 1$ pour $0 \leq y \leq 1$ et $g(y) = 0$ ailleurs, et ζ un nombre au hasard, équadistribué entre 0 et 1.

On a alors :

$$\int_{-\infty}^X f(x) dx = \int_{-\infty}^{\zeta} g(y) dy = \zeta \quad (3.8)$$

Si la primitive de $f(x)$ est $F(x)$ et si F est inversible alors la relation d'échantillonnage pour x est :

$$X = F^{-1}(\zeta) \quad (3.9)$$

C'est ce qu'on appelle la méthode directe d'échantillonnage.

Ainsi, la transcription d'un phénomène réel en terme de calcul nécessite la génération, par l'algorithme de calcul, de nombres et de variables aléatoires représentatives du phénomène à simuler. Nous verrons dans le paragraphe suivant comment sont générés les nombres aléatoires. Par ailleurs, le calcul de la primitive et la condition d'inversibilité ne sont que rarement réalisés dans les phénomènes physiques, il faut alors employer des méthodes d'échantillonnage, dont les principales sont : la méthode de rejet, l'échantillonnage simple et l'échantillonnage d'importance, qui ne seront pas développées ici.

3.2.3 Les générateurs de nombres aléatoires

Nous venons de voir que pour reproduire un phénomène naturel selon la méthode Monte Carlo, il faut disposer d'une série de nombres aléatoires. Idéalement, les nombres aléatoires doivent être générés par un dispositif capable de produire une séquence de nombres dont on ne peut pas tirer des propriétés déterministes. Dans la pratique, la plupart des générateurs de nombres aléatoires sont basés sur des algorithmes mathématiques déterministes répétitifs, fournissant des séries de nombres dit "pseudo-aléatoires". La période de la séquence doit être très grande pour éviter des répétitions dans la série de nombres utilisés durant le calcul. Il existe plusieurs techniques de générations de nombres aléatoires, parmi elles nous donnons celle qui a été largement utilisée, la méthode de Lehmer [[22]] :

Etant donné un modulo M , un coefficient multiplicateur A , et une valeur de départ ξ_0 , les nombres aléatoires ξ_i sont générés selon la forme congruentielle :

$$\xi_i = (A\xi_{i-1} + B) \text{ modulo } M \quad i \geq 1 \quad (3.10)$$

où B est une constante. M est habituellement choisi égal à 2^k , avec k étant le nombre de bits occupés en mémoire pour la représentation de l'entier.

3.2.4 Le calcul d'intégrale par Monte Carlo

En analyse numérique, il existe de très nombreuses méthodes permettant d'approcher la valeur numérique d'une intégrale pour laquelle, il n'existe pas de primitive connue (méthodes des trapèzes, de Simpson, etc.). Toutes consistent à donner une approximation de l'intégrale I :

$$I = \int_a^b f(x) dx \quad (3.11)$$

par une formule de quadrature du type :

$$\sum_{i=1}^N \omega_i f(x_i) \quad (3.12)$$

où les ω_i sont des nombres positifs dont la somme fait 1, et les x_i sont des points de l'intervalle $[a, b]$. La plus simple de ces méthodes consiste à diviser l'intervalle $[a, b]$ par N rectangles adjacents. La hauteur de chaque rectangles est égale à la valeur de $f(x)$ pour x pris au milieu de la base du rectangle. La somme algébrique des aires de ces rectangles est une approximation de l'aire algébrique sous la courbe représentant $f(x)$ *i.e.* la valeur de I :

$$I \approx \frac{b-a}{N} \sum_{i=1}^N f(x_i) \quad (3.13)$$

Le facteur $(b-a)/N$ correspond à la largeur de la base des rectangles. L'intégrale n'est, à un coefficient constant près, que la somme des valeurs de la fonction prises sur des points régulièrement répartis dans la région d'intégration $[a, b]$. Si cette technique converge rapidement pour les intégrales simples, elle devient beaucoup plus fastidieuse pour les intégrales multiples. Pour ces dernières, la région d'intégration n'est plus définie par un intervalle entre deux valeurs mais par une surface pouvant être très complexe. Pour approximer une intégrale multiple par la méthode des rectangles, il faut définir un nombre très grand de rectangles. Si on choisi N rectangles par région d'intégration et par variables et que l'intégrale multiple à n variables, le nombre total de rectangles est N^n . On comprend ainsi, que la durée des calculs devient très vite importante pour les intégrales multiples, ce qui limite l'application de cette technique et favorise au contraire

l'utilisation de la méthode Monte Carlo.

Contrairement à la méthode numérique précédente, qui répartit de manière régulière les points x_i dans la région d'intégration, la méthode Monte Carlo consiste à tirer aléatoirement les x_i , équidistribués sur $[a, b]$. Plus précisément, le principe de la technique Monte Carlo revient à mettre l'intégrale sous la forme d'une espérance mathématique qui sera évaluée en appliquant la loi des grands nombres. On cherche donc une variable aléatoire X , continue et uniformément distribuée dans la région d'intégration, telle que son espérance mathématique soit précisément égale à l'intégrale à calculer. Finalement l'intégrale considérée, qui répond à un problème déterministe, s'approxime par la solution d'un problème probabiliste. Si p est la densité de probabilité de la variable aléatoire X sur $[a, b]$, alors l'espérance de X s'écrit :

$$E(X) = \int_a^b xp(x) dx \text{ avec } \int_a^b p(x) dx = 1 \quad (3.14)$$

Si on applique la fonction f à X on obtient la variable aléatoire $f(X)$ dont l'espérance est :

$$E(f(X)) = \int_a^b f(x)p(x) dx \quad (3.15)$$

Étant donné que la fonction de densité de probabilité p vaut 1 dans la région d'intégration, l'équation (3.14) devient :

$$E(f(X)) = \int_a^b f(x) dx \quad (3.16)$$

d'où :

$$I = E(f(X)) \quad (3.17)$$

Nous obtenons donc une expression probabiliste pour l'intégrale de départ I qui va nous permettre de l'estimer par l'utilisation de la loi des grands nombres. La loi des grands nombres stipule que si l'on considère N variables aléatoires indépendantes Y_i qui suivent la même loi de probabilité, de variance finie et d'espérance mathématique $E(Y) < \infty$ alors la moyenne empirique H_N converge *presque sûrement* vers $E(Y)$:

$$\lim_{N \rightarrow \infty} H_N = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N Y_i = E(Y) \quad (3.18)$$

Si on revient à l'équation (3.16) et qu'on applique la loi des grands nombres à la variable $f(X)$ on a :

$$\lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N f(X_i) = E(f(X)) \quad (3.19)$$

Finalement en pratique, pour N assez grand :

$$I \approx \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N f(X_i) = \langle I \rangle \quad (3.20)$$

En résumé, tirer au hasard des variables X_i équidistribuées sur $[a, b]$, calculer $f(X_i)$ et faire la moyenne des $f(X_i)$ donne une estimation de l'intégrale I de la fonction $f(x)$. Néanmoins, il reste à contrôler l'erreur d'approximation. Pour cela, il convient de déterminer la variance de l'approximation $\langle I \rangle$ de l'intégrale I , et son écart type σ qui donne l'indice de dispersion de l'estimation de I . La variance de $\langle I \rangle$ est donnée par :

$$var \langle I \rangle = var \left(\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N f(X_i) \right) \quad (3.21)$$

d'où

$$\text{var} \langle I \rangle = \frac{1}{N^2} \text{var} \left(\sum_{i=1}^N f(X_i) \right) = \frac{1}{N} \text{var} (f(X)) \quad (3.22)$$

or,

$$\text{var} (f(X)) = E (f^2(X)) - E^2 (f(X)) \quad (3.23)$$

alors :

$$\text{var} \langle I \rangle = \frac{1}{N} \left[\int_a^b f^2(x) dx - I^2 \right] \quad (3.24)$$

qui est estimé par

$$\text{var} \langle I \rangle = \frac{1}{N} \left[\langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2 \right] \quad (3.25)$$

L'écart type revient à calculer la racine carré de la variance :

$$\sigma_{\langle I \rangle} = \sqrt{\frac{1}{N} \left[\langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2 \right]} \quad (3.26)$$

Si N augmente, la variance diminue comme $\frac{1}{N}$ et l'estimation de l'intégrale est plus précise, ce qui est à l'origine du calcul des intégrales par Monte Carlo. On verra en pratique, dans la partie qui détaille nos simulations, que le nombre N a une grande importance sur la fiabilité des résultats obtenus.

3.2.5 La simulation du transport des particules par Monte Carlo

Par définition, une simulation est une transcription en terme de calcul d'un processus réel. Elle est dite *Monte Carlo* lorsqu'elle se définit comme un processus stochastique numérique (suite d'événements aléatoires) permettant une solution probabiliste à un problème non probabiliste. Le devenir d'une particule dans la matière est un phénomène naturel qui s'apparente à une succession d'événements aléatoires qui constituent l'historique de la particule [[66]] : trajet, interaction, déviation, perte d'énergie, etc. Dans une simulation Monte Carlo, l'historique de chaque particule débute de la même façon ; une particule de rayonnement (photon, électron, neutron, proton, etc.) se voit attribuer une énergie, prélevée dans le spectre d'énergie de la source de rayonnement, ainsi qu'une position initiale et un sens de déplacement provenant de la distribution des sources [[16]].

Afin d'illustrer la simulation Monte Carlo de l'histoire d'une particule, nous proposons de suivre le transport d'un photon, d'énergie E , dans un milieu m composé de N éléments de section efficace d'interaction $\Sigma(E)$. Suivre la trajectoire aléatoire d'un photon dans la matière, revient à répondre à trois questions simples : Quelle est la localisation de l'interaction du photon ? Avec quel constituant du milieu, le photon va-t-il interagir ? Et, quel sera le type d'interaction ? La méthode de Monte Carlo montre que l'on peut répondre à ces questions par un échantillonnage direct que l'on va détailler dans les paragraphes suivants.

3.2.5.1 Détermination de la localisation l de l'interaction

Cette étape consiste à échantillonner la distance que va parcourir le photon avant d'interagir avec le milieu. La position de l'interaction est déterminée en calculant la distance parcouru par le photon sans avoir interagi. Dans le milieu, la trajectoire du photon est atténuée selon une distribution exponentielle décroissante. La fonction de densité de probabilité pour qu'une interaction ait lieu à la distance x sur le libre parcours du photon est donnée par :

$$f(x) = \mu_T(E) \exp(-\mu_T(E)x) \quad (3.27)$$

avec $f(x)$ la fonction de densité de probabilité de la variable x , la position de l'interaction, et $\mu_T(E)$ le coefficient d'atténuation total incluant toutes les interactions physique possibles entre le photon et le milieu. La probabilité pour que le photon subisse son interaction entre x et $x + dx$ est donc :

$$P(x) = f(x) dx \quad (3.28)$$

et elle vérifie que :

$$\int_0^{+\infty} f(x) dx = 1 \quad (3.29)$$

Finalement, par la méthode d'échantillonnage directe, on peut obtenir la localisation l (Fig. 3.2) de l'interaction dans un milieu de largeur D à partir d'un nombre ζ tiré au hasard entre 0 et 1 :

$$\int_0^l f(x) dx = \zeta \quad (3.30)$$

Etant donnée que la primitive de f existe et qu'elle est inversible, on détermine l simple-

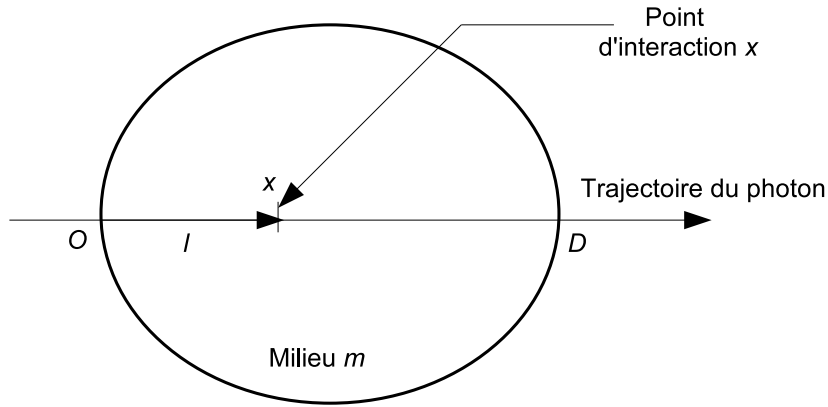


FIG. 3.2 – Représentation schématisée de l'interaction d'un photon en un point x à la distance l dans un milieu

ment :

$$\int_0^l \mu_T(E) \exp(-\mu_T(E) x) dx = \zeta \quad (3.31)$$

D'où

$$l = \frac{-1}{\mu_T(E)} \ln(1 - \zeta) \quad (3.32)$$

puisque $1 - \zeta$ est uniformément distribué entre 0 et 1 de la même manière que ζ :

$$l = \frac{-1}{\mu_T(E)} \ln(\zeta) \quad (3.33)$$

Ainsi, si $l < D$, l'interaction aura lieu à l'intérieur du milieu m , sinon, si $l \geq D$, il n'y aura pas d'interaction à l'intérieur de m mais peut être dans un milieu voisin.

3.2.5.2 Détermination du constituant i

La nature du constituant avec lequel interagit le photon influence le type d'interaction qui se produit. La détermination du type d'interaction se déroule alors en deux étapes : première étape, on échantillonne les N constituants du milieu pour sélectionner le constituant qui subira l'interaction. Deuxième étape, on échantillonne tous les types d'interaction pouvant se réaliser avec le constituant tiré afin de sélectionner le type d'interaction.

Pour commencer on cherche avec quel constituant le photon a interagit à la position l dans le milieu. La probabilité P_i pour que le photon interagisse avec le constituant i est :

$$P_i = \frac{\Sigma_i(E) N_i}{\sum_{i=1}^n \Sigma_i(E) N_i} \quad (3.34)$$

avec $\Sigma_i(E) N_i$ la section efficace totale des N_i éléments du constituant i et $\sum_{i=1}^n \Sigma_i(E) N_i$ la somme des sections efficaces des éléments de tous les constituants atomiques composant le milieu m qui est égale à la section efficace totale.

En utilisant la distribution cumulative des probabilités P_k et en tirant un nombre aléatoire η entre 0 et 1, le i ème constituant sera sélectionné si :

$$\sum_{k=1}^{i-1} P_k < \eta \leq \sum_{k=1}^i P_k \quad (3.35)$$

Le i ème constituant étant sélectionné il reste à déterminer le type d'interaction qu'il va subir.

3.2.5.3 Détermination du type d'interaction j sur le constituant i

La détermination du type d'interaction consiste à sélectionner parmi les k_i types d'interaction du photon avec le i ème constituant sélectionné le j ème type. La probabilité pour que l'interaction ayant eu lieu avec le i ème constituant soit du type j de section efficace $\Sigma_{ij}(E)$ est :

$$P_{ij} = \frac{\Sigma_{ij}(E)}{\sum_{m=1}^{k_i} \Sigma_{im}(E)} \quad (3.36)$$

De la même manière que pour la sélection du i ème constituant, le j ème type d'interaction sera sélectionné si :

$$\sum_{k=1}^{j-1} P_{ik} < \xi \leq \sum_{k=1}^j P_{ik} \quad (3.37)$$

avec ξ un nombre au hasard tiré entre 0 et 1.

Plusieurs cas peuvent alors se produire :

- Si un seul type d'interaction existe pour le i ème constituant, alors $k_i = 1$ et $\sum_{m=1}^{k_i} \Sigma_{im}(E) = \Sigma_{i1}(E)$, d'où :

$$0 < \xi < P_{i1} = 1 \quad (3.38)$$

Le seul type d'interaction sera forcément le seul à se produire. Quelle que soit la valeur de ξ tirée, elle sera toujours comprise entre 0 et 1.

- S'il existe deux types d'interaction pour le i ème constituant, par exemple l'effet photoélectrique, de section efficace $\Sigma_{i1}(E)$, et la diffusion de Rayleigh, de section efficace $\Sigma_{i2}(E)$, alors $k_i = 2$ et $\sum_{m=1}^{k_i} \Sigma_{im}(E) = \Sigma_{i1}(E) + \Sigma_{i2}(E)$.

Pour l'effet photoélectrique, $j = 1$ et l'équation (3.37) devient :

$$0 < \xi < P_{i1} \quad (3.39)$$

d'où, si ξ est tiré tel que :

$$0 < \xi < \frac{\Sigma_{i1}(E)}{\Sigma_{i1}(E) + \Sigma_{i2}(E)} \quad (3.40)$$

l'effet photoélectrique aura lieu.

Pour la diffusion Rayleigh, $j = 2$, alors l'équation (3.37) s'écrit :

$$P_{i1} < \xi < P_{i1} + P_{i2} \quad (3.41)$$

Si ξ est tiré tel que :

$$\frac{\Sigma_{i1}(E)}{\Sigma_{i1}(E) + \Sigma_{i2}(E)} < \xi < 1 \quad (3.42)$$

alors la diffusion Rayleigh se produira à la place de l'effet photoélectrique. Le tirage d'un seul nombre aléatoire ξ permet de générer plusieurs types d'interactions dans différents milieux.

3.2.6 Conclusion

Nous rappelons que cette thèse a pour objectif d'une part, l'étude dosimétrique d'un imageur portal et la compréhension de l'influence des paramètres d'irradiation sur la dose portale, et d'autre part, l'établissement d'une méthode de prédiction de dose portale. Cela a nécessité, la simulation précise du transport des photons de la source qui les génère, jusqu'à l'imageur portal. Comme nous l'avons vu précédemment au chapitre 2 [??], le transport des photons obéit à des lois physiques de nature stochastique qui se traduisent par des équations mathématiques complexes, dont on peut estimer (plus facilement) les solutions par calcul Monte Carlo, tel que nous l'avons détaillé plus haut. En définitive, la méthode Monte Carlo présente l'avantage de modéliser au mieux la réalité du transport des particules. Il existe plusieurs codes de simulation qui utilisent la méthode Monte Carlo, les plus répandus en physique médicale étant : EGS, PENELOPE, GEANT4 et MCNPX.

3.3 Le simulateur MCNPX

Ce paragraphe a pour but de présenter succinctement le code de simulation Monte Carlo que nous avons choisi d'utiliser : MCNPX. Dans ce qui suit nous rappellerons l'origine de MCNPX et l'énoncé de ses principales caractéristiques. Mais avant de traiter ces points, une première question peut être posée : pourquoi avoir fait le choix de MCNPX plutôt qu'un autre code ? Le code EGS (Electron Gamma Shower) [[3]] est le code le plus largement utilisé dans le domaine des transports de radiation. Le code PENELOPE [[39]] traite en détail les sections efficaces pour le transport des photons de basses énergies et possède une géométrie flexible permettant une modélisation simple des accélérateurs linéaires. Le code GEANT4 [[78]] a été développé pour les applications de la physique des particules. Il est utilisé pour la simulation des radiations en radiothérapie [[44]] et constitue le noyau de l'interface GATE [[80]] destiné à la simulation des systèmes d'imagerie en médecine nucléaire. Malgré leurs différences, ils utilisent tous la méthode Monte Carlo et la valeur calculée d'un dépôt d'énergie est sensiblement la même quelque soit le code utilisé. Nous avons choisi MCNPX pour les raisons suivantes :

- son efficacité dans le transport des photons et des électrons
- la possibilité de calculer des grilles de doses virtuelles qui répondent aux besoins de ce travail (que nous développerons plus tard)
- sa simplicité d'utilisation qui ne nécessite pas la connaissance d'un langage informatique mais seulement le formalisme d'écriture d'un script
- la gratuité de sa version bêta-6 qui a été utilisée pour les calculs présentés dans ce travail
- et enfin parce qu'il était le code dont nous avons la meilleure connaissance aux débuts de ces travaux.

3.3.1 Histoire de MCNPX

Les origines de MCNPX remontent aux années 1940 à la suite des travaux de recherche suscités par le projet Manhattan développé à Los Alamos aux Etas-Unis. Ce n'est qu'en 1963 que le premier code Monte Carlo, nommé *MCS* pour *Monte Carlo Sampler*, fût écrit en FORTRAN par le Los Alamos National Laboratory. Plus tard, dans les années soixante-dix, une succession de codes, écrit en FORTRAN77, ont été développés à partir de *MCS*, dans un premier temps pour le transport des neutrons (*MCN*), puis des photons (*MCP*) pour finalement les regrouper sous le nom de *MCNP*, pour *Monte Carlo Neutron Photon* ([76]). Le transport des électrons n'a été simulé que dans la deuxième version de MCNP dont la signification devenait *Monte Carlo N-Particle* ([43]). Depuis, MCNP a connu plusieurs évolutions jusqu'à atteindre la version MCNPX pour MCNP *eXtended*, écrit en FORTRAN90, qui peut transporter jusqu'à 34 types de particules sur une très grande gamme d'énergie (keV-TeV) ([36]). En 1999, c'est la version 2.1.5 de MCNPX qui fût la première version à être accessible au public ([57]). Depuis 2002, une version *bêta-test* est disponible gratuitement. Elle réunit plus de mille utilisateurs, dits les "bêta-testeurs", à travers le monde, dont notre laboratoire. Aujourd'hui, MCNPX est devenu l'un des codes de transport de radiation les plus largement utilisés dans le monde.

3.3.2 Les principales caractéristiques de MCNPX

Cette partie a pour objectif de présenter clairement le principe général du code MCNPX. Dans le cas particulier de notre étude, nous ne détaillerons que les éléments de MCNPX qui ont un lien avec ce travail. Nous verrons alors comment MCNPX transporte les photons et les électrons, comment est évaluée l'estimation du dépôt de dose dans un volume, comment est estimée la fiabilité des calculs, et enfin comment il est possible de réduire les temps de calculs.

3.3.2.1 Généralités

MCNPX est un code de transport de radiation d'usage universel qui inclut une géométrie 3D, un transport de particules continue en énergie, des descriptions variées de sources, des calculs de flux, de doses, etc., et une interface graphique. Il faut imaginer un univers géométrique délimité, de composition atomique connue, dans lequel des particules, issues d'une source de rayonnement ou bien créées par interaction, seront transportées. Cet univers peut lui-même contenir d'autres univers de géométries et de compositions atomiques diverses. Les particules, le long de leur trajectoire, vont subir des interactions à l'origine de transferts d'énergie et/ou de créations de particules, qui seront à leur tour transportées. Le code MCNPX va générer les parcours aléatoires de toutes les particules du problème et dans tout l'univers défini.

En pratique, l'utilisateur construit une géométrie et fixe les éléments atomiques qui constituent l'univers de vie des particules. Il fixe la nature des particules qui seront transportées, il définit la source de rayonnement (type de particules, énergie, direction d'émission, etc.), et choisit son calcul (flux de particules, dépôt de dose, etc.) en précisant sa localisation dans la géométrie. L'utilisateur codifie ces informations par l'écriture d'un fichier, appelé fichier *input*, qui sera soumis au code.

Dans ce qui suit nous développerons le transport physique des particules de manière générale puis celui des photons et des électrons en particulier. Nous discuterons ensuite des opérateurs de calculs et d'enregistrement des résultats (les *tallies*). Nous présenterons les moyens d'estimer l'erreur et l'efficacité des calculs. Enfin, nous terminerons notre descrip-

tion de MCNPX en décrivant les techniques de réduction de variance qui ont été utilisées dans les calculs présentés.

3.3.2.2 Transport physique des particules

Les algorithmes Monte Carlo de transport de particules implémentés dans MCNPX, utilisent différentes théories selon que la particule est chargée ou non. Dans le cas des particules neutres, comme les photons, les algorithmes calculent la distance qui sépare la particule de la bordure géométrique la plus proche, et la compare à la distance de la prochaine collision. Si la distance minimale correspond à une collision, les techniques d'échantillonnage sont appelées pour le tirage du type d'interaction et le calcul des paramètres post-collision tels que l'énergie et la trajectoire des particules primaires et secondaires. En revanche, si la distance minimale correspond à une bordure géométrique, le code actualise la position de la particule dans la nouvelle cellule. Dans le cas des particules chargées, tels que les électrons, il existe plusieurs théories dites *d'histoires condensées* introduites par Berger [[40]] qui simplifient leur transport. La technique *d'histoires condensées* sera détaillée dans un prochain paragraphe traitant le transport des électrons. MCNPX utilise une séquence de nombres pseudo-aléatoires pour échantillonner les distributions de probabilité. Cette séquence est générée par un algorithme basé sur la forme congruentielle de Lehmer [[22]]. La période de cet algorithme est $2^{46} \approx 7,04.10^{13}$.

Une particule est transportée si elle est activée dans les processus physiques simulés. Il existe une carte intitulée *mode* qui permet de fixer un ou plusieurs types de particules que le code devra transporter. Dans la situation présente, seul le transport des électrons et des photons sera actif sur une gamme d'énergie par défaut de 1 keV à 100 GeV. Pour comprendre la modélisation du transport d'un photon ou d'un électron, il est nécessaire d'introduire les notions de *trace* et de *poids* :

- La trace :

L'émission d'une particule source initie une histoire. La *trace* reflète la trajectoire de la particule source durant son histoire. La particule source peut interagir et fournir une particule secondaire qui aura sa propre trace. Plusieurs traces peuvent ainsi appartenir à la même histoire. Une histoire se termine lorsque les trajectoires de la particule source et des particules secondaires sortent des limites géométriques de l'univers observé ou bien lorsque leur énergie cinétique atteint le minimum (par défaut = 1 keV ou celui spécifié par l'utilisateur). La trace a une grande importance dans le calcul des grandeurs physiques demandées par l'utilisateur. En effet, le passage d'une trace à travers une surface, ainsi que sa longueur à l'intérieur d'un volume permettent de calculer les flux de particules et les dépôts d'énergie dans le volume. La détermination de ces grandeurs physiques sera détaillée plus loin.

- Le poids :

Idéalement, chaque particule réelle d'un problème physique devrait être simulée par une particule fictive MCNPX. En réalité, pour limiter la durée des simulations et améliorer l'efficacité de calcul, une particule MCNPX ne simule pas exactement une particule physique mais représente plutôt un nombre w de particules physiques. Le nombre w est le poids initial de la particule MCNPX source. Ce poids reste constant pendant toute l'histoire de la particule. Si au cours de son histoire, la particule donne naissance par interaction à deux autres particules, ces dernières auront un poids identique égal à $w/2$, et ainsi de suite. La somme des poids reste donc constante au fil de l'histoire de la particule source. Les w particules physiques ont toutes un parcours aléatoire distinct alors que l'unique par-

ticule MCNPX, représentant ces w particules physiques, suivra un seul chemin aléatoire. Finalement, ce n'est pas une simulation exacte ; néanmoins, le vrai nombre de particules physiques est préservé par les moyennes statistiques dans la limite d'un large nombre de particules sources MCNPX. Chaque résultat apporté par une particule MCNPX est multiplié par son poids de façon à ce que les résultats attendus pour les w particules physiques soient comptabilisés dans le résultat final. Ce principe permet à l'utilisateur de normaliser son résultat suivant le poids qu'il a choisi. Par défaut, la normalisation vaut 1, ce qui veut dire que le résultat obtenu est normalisé par particules sources. Une seconde normalisation par rapport au nombre d'histoires Monte Carlo est faite dans les résultats finaux afin que leur moyenne soit indépendante du nombre de particules sources réellement initiées dans le calcul. En d'autres mots, si on utilise deux fois plus de particules sources le résultat attendu ne sera pas deux fois plus grand mais plus précis.

En dehors du gain de temps et des facilités de normalisation, le poids d'une particule a une grande importance sur le calcul des grandeurs physiques. En effet, la contribution d'une particule traversant un volume d'intérêt est donnée par son poids. Le poids représente la contribution relative de la particule au résultat attendu. De ce fait, le poids peut servir à certaines techniques de biaisage dont le but est d'augmenter la vitesse de convergence du calcul en conservant la précision. En effet, lorsqu'un volume est peu visité par les particules alors qu'il correspond à la localisation du calcul demandé, le poids des particules atteignant ce volume peut être augmenté de façon à améliorer la statistique tout en respectant la proportionnalité vis-à-vis de sa probabilité de présence.

Pour illustrer les *traces* et les *poids*, nous proposons de suivre trois particules sources dont les histoires sont schématisées par la figure 3.3 suivante.

Les histoires sont traitées l'une après l'autre. Les traces sont les parcours entre deux

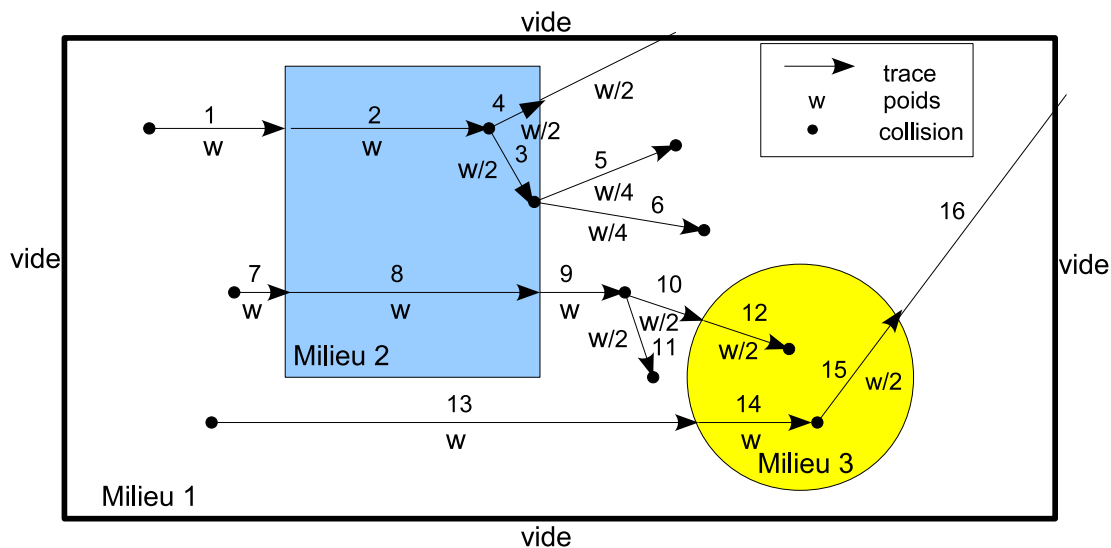


FIG. 3.3 – Problème Monte Carlo de trois milieux avec trois histoires

collisions (traces 3, 5, 6 et 11) ou entre une collision et une surface (traces 2, 4, 9, 10, 12, 14 et 15) ou encore entre deux surfaces (trace 8). La particule est suivie jusqu'à son arrêt par collision ou par l'interception de la surface de l'univers. Après une collision, les particules créées se partagent le poids de la particule venant d'interagir.

3.3.2.3 Transport des photons

MCNPX propose deux modèles de transport des photons : le modèle *simple* et le modèle *détaillé*. Tous deux traitent les interactions suivantes : effet photoélectrique, diffusion Compton et production de paire. Cependant, le modèle *simple*, contrairement au modèle *détaillé*, ne traite pas la diffusion cohérente (Thomson-Rayleigh), ni la fluorescence issue de l'absorption photoélectrique, ce qui marque la différence entre ces deux modèles. Le modèle *simple* est plus utilisé pour les problèmes de photons de hautes énergies. Par défaut, le modèle *détaillé* est toujours appliqué pour des énergies de photons inférieurs à 100 MeV. Les simulations présentées dans ce travail, appliquent le modèle *détaillé*. Une synthèse de la description complète du modèle *détaillé*, donné dans le manuel d'utilisateur de MCNP [[85]], est faite ci-dessous.

– L'effet photoélectrique :

On rappelle que l'effet photoélectrique (détaillé au chapitre 2) consiste en l'absorption d'un photon d'énergie E suivi de l'éjection d'un électron orbital d'énergie de liaison E_l , telle que $E_l < E$, et d'énergie cinétique T_e de valeur $E - E_l$. Le réarrangement électronique de l'atome, après l'éjection d'un électron, peut conduire, ou non, à l'émission d'un ou de plusieurs photons de fluorescence. MCNPX traite, suivant la situation, trois cas :

1. Aucun photon de fluorescence n'excède 1 keV. La trace du photon incident se termine au point d'interaction. La cascade d'électrons, qui tente de remplir l'orbital vacante par l'éjection du photoélectron, produit des électrons et des photons de basses énergies par effet Auger (phénomène décrit au chapitre 2). Les électrons ainsi créés sont, selon les cas, suivis et transportés en *mode(p,e)*, stoppés et leur énergie est déposée localement. En *mode(p)*, ils sont supposés avoir la même direction que le photon incident et sont immédiatement absorbés, donc non transportés ; c'est l'approximation dite *thick-target Bremsstrahlung* notée *TTB* proposée par MCNP. En revanche, ils peuvent générer éventuellement un rayonnement de freinage (décrit au chapitre 2) par leur interaction avec un élément.
2. Un photon de fluorescence, d'énergie supérieure à 1 keV, est émis. Son énergie E' est égale à la différence entre l'énergie du photon incident E et l'énergie cinétique du photoélectron T_e , à laquelle on retranche l'énergie résiduelle d'excitation e qui est dissipée par les processus Auger. e est en fait l'énergie de liaison de l'électron provenant d'une couche périphérique pour occuper l'orbite vacante. De plus, cette dissipation énergétique conduit à la création d'électrons et de photons de plus faible énergie éventuellement transportés.

$$E' = E - T_e - e \text{ alors } E' = E_l - e \quad (3.43)$$

3. Deux photons de fluorescence d'énergie supérieur à 1 keV sont émis. Ce cas est possible si l'énergie résiduelle e excède 1 keV. Un électron d'énergie de liaison e' peut venir occuper l'orbite laissée vacante d'énergie de liaison e , ce qui conduit à l'émission d'un nouveau photon de fluorescence d'énergie $E'' = e - e'$. Comme précédemment, l'énergie résiduelle e' se dissipera par les processus Auger dont les particules créées (électrons et photons) pourront ou non être transportées.

Chaque photon de fluorescence ainsi créé, est supposé être émis de manière isotrope et est transporté si son énergie est supérieure à l'énergie de seuil 1 keV. Ainsi, un effet photoélectrique est un événement terminal pour les éléments de numéro atomique Z inférieur à 12, car l'énergie de fluorescence possible pour ces éléments sera toujours inférieure à l'énergie de seuil. En revanche, pour $12 \leq Z < 31$, un seul photon de

fluorescence d'énergie supérieure à 1 keV sera émis, alors que deux pourraient être émis pour $Z \geq 31$.

- La diffusion Compton ou la diffusion incohérente

La simulation de la diffusion Compton nécessite la détermination de l'angle de diffusion θ à partir de la trajectoire incidente, l'énergie E' du photon diffusé et l'énergie cinétique de l'électron $E - E'$. Ce dernier n'est transporté que si l'utilisateur le précise (en *mode(p,e)*), son énergie peut être déposée localement ou bien il peut être traité en faisant l'approximation que sa direction de propagation est celle du photon incident et que son énergie est immédiatement absorbée, *i.e* traité par l'approximation *TTB*.

La section efficace différentielle de l'effet Compton est supposée avoir la forme suivante :

$$\sigma_I(Z, \alpha, \mu) d\mu = I(Z, \nu) K(\alpha, \mu) d\mu \quad (3.44)$$

avec μ le cosinus de l'angle de diffusion θ du photon par rapport à la direction d'incidence, Z le numéro atomique de l'élément subissant l'interaction, α l'énergie du photon, $K(\alpha, \mu)$ la section efficace différentielle de Klein-Nishina. $I(Z, \nu)$ est un facteur de diffusion approprié modifiant la section efficace différentielle de Klein-Nishina $K(\alpha, \mu)$. I est une fonction de diffusion incohérente variant avec Z et le transfert de quantité de mouvement μ ($\mu = \sin(\theta/2)/\lambda$, λ étant la longueur d'onde du photon incident).

Qualitativement, l'effet du facteur $I(Z, \nu)$ est de diminuer la section efficace de Klein-Nishina par électron, plus fortement pour l'émission en avant, pour les basses énergies E et les hauts numéros atomiques Z , indépendamment l'un de l'autre. $I(Z, \nu)$ prend ses valeurs entre 0 et Z , quelque soit Z . Finalement, la probabilité de la diffusion incohérente est diminuée vers l'avant.

- L'effet Thomson-Rayleigh ou la diffusion cohérente

L'effet Thomson-Rayleigh est la diffusion d'un photon incident sur un atome sans perte d'énergie. Ce processus ne génère donc pas d'électron et seul le photon diffusé est transporté. Pour modéliser cet effet, il est nécessaire de calculer l'angle de diffusion θ pour poursuivre l'histoire du photon.

La section efficace différentielle de l'effet Thomson-Rayleigh est exprimée sous la forme suivante :

$$\sigma(Z, \alpha, \mu) d\mu = C^2(Z, \nu) T(\mu) d\mu \quad (3.45)$$

où $C(Z, \nu)$ est un facteur modifiant la section efficace par électron de Thomson $T(\mu) = \pi r_0^2 (1 + \mu^2) d\mu$.

Qualitativement, l'effet du facteur $C(Z, \nu)$ est de diminuer la section efficace de Thomson et plus fortement pour la rétro-diffusion (diffusion vers l'arrière), pour les hautes énergies E et les faibles Z . Cet effet est opposé à celui de la diffusion Compton. Pour Z donné, $C(Z, \nu)$ décroît de Z à 0. La probabilité de la diffusion Thomson est donc diminuée vers l'arrière.

- La production de paires

Ce processus est considéré uniquement dans le champ nucléaire de l'atome et pour une énergie de seuil E_{seuil} telle que $E_{seuil} = 2mc^2 [1 + (m/M)] \cong 1,022MeV$ avec c la célérité de la lumière dans le vide, M la masse du noyau et m la masse de l'électron. Selon le *mode* déclaré dans la simulation traitée, trois cas peuvent se présenter :

1. En *mode*(p,e)
Dans le cas où les électrons sont transportés, l'électron et le positon sont créés et stockés pour leur transport, la trace du photon qui s'est matérialisé se termine.
2. En *mode*(p) avec l'approximation *TTB*
L'électron et le positon sont produits mais pas transportés. En revanche, les deux particules peuvent s'annihilées pour produire une paire de photons de même énergie de 511 keV.
3. En *mode*(p) sans création de positon par l'approximation *TTB*
L'énergie E du photon incident est absorbée. L'énergie cinétique de la paire électron-positon créée est déposée localement au point d'interaction. Le positon doit s'annihiler avec un électron au point de collision et produire ainsi une paire de photons avec une énergie chacun de 511 keV. Le premier photon est émis de manière isotropique, le second est émis dans la direction opposée au précédent. Le rare cas où un seul photon de 1,022 MeV est émis, n'est pas traité.

3.3.2.4 Transport des électrons

Le but de ce paragraphe est de rappeler les difficultés liées au transport des électrons en présentant brièvement la technique de l'*histoire condensée* qui est reprise par MCNP.

Le transport des particules chargées et notamment celui des électrons est fondamentalement différent de celui des photons. En effet, une particule non chargée, comme le photon, se caractérise par un libre parcours avec parfois une interaction localement isolée. *A contrario*, les électrons sont soumis à une force de Coulomb provoquant un très grand nombre de collisions tout au long de leur parcours. Le traitement individuel de chacune de ces interactions entraînerait une grande complexité de modélisation et *in fine* un temps de calcul très important. Pour ces raisons, de nombreux travaux ont été réalisés pour aboutir aux théories analytiques ou pseudo-analytiques de diffusion multiples. Ces théories utilisent les sections efficaces fondamentales associées à la nature stochastique du transport pour prédire les distributions de probabilités des quantités physiques recherchées, telle que le dépôt d'énergie et la déflexion angulaire. MCNP utilise la théorie de Goudsmit-Saunderson pour la déflexion angulaire, et celle de Landau pour la perte d'énergie. Ces théories font des approximations et ne reflètent pas exactement le transport des électrons. En particulier, il est supposé que l'énergie perdue est petite comparée à l'énergie cinétique de l'électron.

Pour transporter un électron, il est donc nécessaire d'échantillonner son trajet par pas. Ces pas sont choisis pour être suffisamment longs pour compacter plusieurs diffusions multiples, mais assez courts pour que l'énergie moyenne perdue dans le pas soit inférieure à l'énergie cinétique de l'électron. Finalement, les collisions ne sont pas simulées individuellement mais regrouper par pas, ce qu'on appelle la technique de l'*histoire condensée*.

Le principe de la technique de l'*histoire condensée* a été décrit par Berger en 1963 [[40]]. Cette technique repose sur l'observation que la majorité des interactions d'un électron conduit à un faible changement de son énergie et de sa direction. Ces interactions à petits effets peuvent être regroupées en quelques histoires condensées et leur effet cumulé sera échantillonné selon les distributions énergétiques et spatiales appropriées d'une simple d'interaction. Selon Berger, la technique de l'*histoire condensée* peut être implémenté en deux classes :

- Classe I :

La classe I regroupe toutes les interactions et utilise un jeu prédéterminé de longueur de pas, au bout desquels l'échantillonnage aléatoire des interactions est accompli.

Il en résulte que l'effet des créations de particules secondaires n'est pris en compte qu'à la fin du pas (en reportant le nombre approprié de particules secondaires), c'est à dire indépendamment de la perte réelle d'énergie durant le pas. En définitive, la corrélation entre les larges pertes d'énergie et la création des particules secondaires est perdue.

– Classe II :

La classe II regroupe seulement les collisions *mineurs* ou *faibles*, c'est à dire les faibles pertes énergétiques ou déflexions angulaires, mais traite par un échantillonnage individuel les événements *majeurs* ou collisions *catastrophiques*, pour lesquelles les pertes d'énergies ou les déviations sont grandes. En définitive, la classe II traite les collisions *faibles* comme la classe I, alors que le traitement des collisions *catastrophiques* est individuel et analogue au transport des photons, c'est à dire qu'il se fait en quatre principales étapes :

- sélectionner la distance de la prochaine interaction
- transporter la particule jusqu'au site d'interaction en prenant en compte les contraintes géométriques
- sélectionner le type d'interaction
- simuler l'interaction sélectionnée

Néanmoins, il existe une différence principale entre la simulation du transport des photons et des électrons. En effet, la deuxième étape est beaucoup plus difficile à réaliser dans le cas des électrons car ils ne se déplacent pas en ligne droite et la sélection de l'énergie, de la direction et de la position, change à partir des distributions des diffusions multiples. Il est donc nécessaire de diviser les distances entre les interactions *catastrophiques* en pas d'histoires plus condensées afin de garantir la précision de la simulation.

Pour MCNPX, le transport des électrons est calculé à partir du code Monte Carlo ETRAN (Electron TRANsport) [[59]] qui fût développé par Berger et Seltzer à partir de la technique de l'*histoire condensée*.

L'histoire condensée aléatoire des électrons, traitée par MCNPX, peut ainsi être considérée en terme de séquences de jeux de valeurs :

$$(0, E_0, t_0, u_0, r_0), (s_1, E_1, t_1, u_1, r_1), (s_2, E_2, t_2, u_2, r_2), \dots \quad (3.46)$$

où s_n, E_n, t_n, u_n et r_n sont respectivement la longueur totale de la trace, l'énergie, le temps, la direction, et la position de l'électron à la fin de n pas.

La perte d'énergie entre deux pas successifs est directement reliée à la longueur de la trace :

$$E_{n-1} - E_n = - \int_{s_{n-1}}^{s_n} \frac{dE}{ds} ds \quad (3.47)$$

où $-dE/ds$ est le pouvoir d'arrêt total par unité de longueur de l'électron. Cette quantité dépend de l'énergie et du matériau dans lequel l'électron se déplace. Enfin, la longueur des pas est fixée pour une constante k telle que :

$$\frac{E_n}{E_{n-1}} = k \quad (3.48)$$

En définitive, à partir de la perte d'énergie $E_{n-1} - E_n$ réelle, provenant d'une collision ou d'une radiation, et à partir de la longueur du pas, MCNPX calcule le report d'énergie pour l'électron à la fin du pas. Les distributions de probabilités de production des particules

secondaires sont ensuite échantillonnées, incluant les photons de fluorescence, les électrons de recul, et les photons de bremsstrahlung.

3.3.2.5 Les *tallies* : les compteurs

Un tally est un compteur, que l'on définit parfois comme une observable ou un estimateur, qui incrémente et enregistre une grandeur physique (flux de particule, énergie déposée, etc.) suivant le problème posé par l'utilisateur. Les compteurs proposés avec MCNPX estiment pour la majorité d'entre eux des flux de particules. Dans le cas particulier où l'utilisateur veut obtenir un dépôt de dose, les flux calculés sont multipliés par une fonction de réponse correspondant au kerma.

MCNPX propose deux groupes de tallies. Le premier est composé de huit types de tallies, notés *F1* à *F8*. Les tallies de type *F* ont besoin d'une surface ou d'un volume (ou cellule) de la géométrie réelle simulée, pour effectuer leurs calculs. Le second groupe de tallies est une nouveauté apportée par la version MCNPX. Il se compose de deux types : les *mesh* tallies et les *tir* tallies. Les *mesh* et les *tir* ont besoin respectivement, d'un volume et d'un plan pour leurs calculs. Cependant, à la différence des tallies de type *F*, le volume ou le plan n'est pas restreint à une seule cellule, mais peut au contraire se superposer à plusieurs volumes modélisés de nature différente, ou être inclus dans plusieurs cellules. La souplesse de description de ces tallies offre une plus grande liberté de choix dans l'emplacement des volumes de calculs.

L'essentiel des résultats présentés dans ce travail se résume aux calculs de flux énergétiques et de dépôts de dose. Nous ne décrivons donc que les tallies *F1*, *F6* et *mesh3* qui ont été utilisés.

Les tallies *F1*, *F6* et *mesh3*, sont des estimateurs de traces de particules. Ils sont basés sur les événements d'une trace traversant une surface (*tally F1*) de la géométrie ou d'une trace passant à travers un volume (tallies *F6* et *mesh3*).

– Le *tally F1* :

Le *tally F1* permet de calculer un courant de particules sur une surface de la géométrie modélisée. Il donne le nombre réel de particules traversant la surface observée. Il est ainsi souvent utilisé pour former une nouvelle source pour une autre simulation. Il estime l'intégrale multiple suivante :

$$F1 = \int_A \int_{\mu} \int_t \int_E J(\vec{r}, E, t, \mu) \cdot dE \cdot dt \cdot d\mu \cdot dA \quad (3.49)$$

Où $J(\vec{r}, E, t, \mu) = \|\mu\| \Phi(\vec{r}, E, t)$ A est le courant de surface avec A l'aire de la surface observée, E l'énergie de la particule traversant la surface, $\|\mu\|$ la valeur absolue du cosinus de l'angle entre la normale de la surface et la trajectoire de la particule de vecteur directeur \vec{r} et $\Phi(\vec{r}, E, t)$ le flux de particules.

– Le *tally F6* :

Le *tally F6* calcul un dépôt d'énergie dans un volume par l'estimation des longueurs de traces traversant ce volume. *F6* utilise une méthode déterministe ou pseudo-Monte Carlo, car il suppose que l'énergie est déposée tout au long de la trajectoire de la particule, ce qui est faux pour les photons. Le dépôt d'énergie est donc considéré comme continu sur la longueur de la trace du photon entrant dans le volume cible. En réalité, un photon ne dépose pas d'énergie en continu mais seulement au point d'interaction où il cède son énergie selon l'un des phénomènes physiques détaillés au chapitre 2.

Pour utiliser un *F6*, l'utilisateur doit spécifier la nature de la particule dont il veut calculer le dépôt d'énergie. Pour les photons, le dépôt d'énergie enregistré par le tally *F6* s'écrit :

$$F6 = E \cdot \frac{Poids \cdot Trace}{Volume} \cdot \frac{\rho_a}{\rho} \cdot H(E) \text{ en MeV/g} \quad (3.50)$$

où ρ_a est la densité atomique en $atomes/cm^3$, ρ la masse volumique en g/cm^3 et $H(E)$ le nombre calculé lors de la simulation, tel que $H(E) = \sigma_T(E) \cdot H_{moy}(E)$ avec :

$$H_{moy}(E) = \sum_{i=1}^3 p_i(E) \cdot (E - \bar{E}_{out}) \quad (3.51)$$

où σ_T est la section efficace totale d'interaction, E l'énergie à l'entrée du volume, \bar{E}_{out} l'énergie moyenne à sa sortie, p_i la probabilité du processus i avec pour $i = 1$, l'effet Compton, $i = 2$, la production de paire, et $i = 3$, l'effet photoélectrique.

Il faut noter, que la valeur calculée par le tally *F6* dépend de la définition du *mode*, que l'utilisateur a donnée. Si les photons sont les seules particules transportés (*mode(p)*), l'énergie transférée aux électrons secondaires est déposée localement, au point d'interaction, car les électrons ne sont pas simulés. Cette approximation entraîne une surestimation de l'énergie déposée et donc un résultat moins précis. A contrario, lorsque que le transport des photons et des électrons est défini (*mode(p,e)*), la distribution du dépôt d'énergie est plus exacte. Par ailleurs, MCNPX propose une extension du tally *F6* qui est le *+F6*. Ce dernier ne limite pas la déclaration du type de particule dont le dépôt d'énergie sera estimé. Au contraire, le *+F6* intègre l'énergie déposée par toutes les particules du problème.

– Le tally *mesh3* :

Le *mesh3* est un nouveau tally inclu dans MCNPX [[58]]. Il propose un affichage graphique du dépôt de dose sur des grilles superposables à la géométrie du problème modélisé. La forme des grilles peut être rectangulaire, cylindrique ou sphérique. Les particules sont transportées à travers le mesh comme s'il constituait une partie intégrante de la géométrie. Les données de chaque mesh sont enregistrées dans un fichier à la fin du problème. Ces fichiers peuvent être traités *a posteriori* pour afficher, à l'aide d'interfaces graphiques, les résultats à travers la géométrie.

Le *mesh3* enregistre l'énergie déposée par toutes les particules transportées dans le problème. L'énergie ainsi calculée peut provenir suivant le problème : des particules chargées, des noyaux de recul, des particules nées localement mais qui ne sont pas transportées, etc. Des options permettent de préciser la contribution des particules précédentes à l'énergie totale déposée. Les résultats sont similaires à ceux obtenus avec le tally *+F6* décrit précédemment.

Le *mesh3* est indépendant de la géométrie du problème. La grille du tally peut recouvrir plusieurs régions de composition atomique différente. Pour cette raison, le *mesh3* s'exprime en MeV/cm^3 et est normalisé par particule source.

3.3.2.6 Estimation de l'incertitude relative des calculs MCNPX

Les résultats calculés par MCNPX sont obtenus par l'échantillonnage de traces aléatoires et par le poids qui est attribué à chacune d'elles. Les résultats représentent donc une moyenne des contributions de plusieurs histoires échantillonnées pendant le traitement du problème. A chaque résultat est associé une incertitude statistique que MCNPX

défini comme une erreur relative estimée R tel que :

$$R = \frac{S}{\bar{x}\sqrt{N}} \text{ avec } S = \overline{x^2} - \bar{x}^2 \quad (3.52)$$

où S est l'écart type de la variable x , \bar{x} la valeur moyenne de la variable x et N le nombre d'histoires traitées. L'incertitude relative estimée R est donc proportionnelle à l'inverse de la racine carré du nombre d'histoires. Ainsi, pour réduire l'incertitude relative il faut augmenter le nombre de particules sources. L'estimation de l'incertitude relative renseigne de la confiance que l'utilisateur peut apporter à son résultat. Pour tous les tallies confondus, le résultat est jugé fiable lorsque R prend une valeur inférieure à 0,05.

3.3.2.7 Les techniques de réduction de variance

Les techniques de réduction de variance sont utilisées pour réduire le temps de calcul tout en garantissant des résultats fiables. MCNPX propose plusieurs techniques ; énergie de coupure, cellule de coupure, la roulette Russe, la géométrie *Splitting* etc. Parmi elles, ne seront détaillées que celles qui ont été utilisées dans ce travail.

- L'énergie de coupure

L'énergie de coupure est l'énergie au-dessous de laquelle les particules ne sont plus transportées. L'énergie de coupure stoppe les traces des particules et diminue ainsi le temps par histoire. Il existe deux façons de définir l'énergie de coupure ; soit elle est définie une seule fois pour toutes les cellules, soit elle est définie par volume modélisé. Lorsque l'énergie de coupure est utilisée pour un volume détecteur il est important de vérifier que le calcul n'en soit pas affecté.

- La roulette Russe et la géométrie *Splitting*

Ces techniques consistent à augmenter le nombre de particules lorsque celles-ci se dirigent dans une région d'intérêt, ce qui améliore l'échantillonnage et diminue donc la variance, et au contraire à les tuer si les particules partent dans une mauvaise direction, ce qui réduit le temps de calcul puisque des traces se terminent. La technique *Splitting* diminue généralement la variance mais augmente la durée de calcul, tandis que la technique de la roulette Russe augmente la variance mais diminue le temps par histoire.

En pratique, l'utilisateur définit l'importance (carte *IMP*) de toutes les cellules définies dans le problème. Quand une particule de poids w passe d'une cellule d'importance I à une cellule d'importance I' plus grande, la particule se divise en un nombre $n = I'/I$ de particules identiques avec chacune un poids égale à w/n , ce qui a pour effet de diminuer la variance. Dans le cas contraire où $I > I'$, la technique de la roulette Russe s'applique : la particule est tuée avec une probabilité de $1 - (I'/I)$, ou transportée avec la probabilité I'/I avec un poids wI/I' . Enfin, dans le cas où $I' = I$ le transport de la particule se continue.

3.4 Contribution : Simulation d'un faisceau de photons de 6 MV d'un accélérateur de type PRECISE

La simulation d'un faisceau de photons consiste à décrire virtuellement (*in silico*) son état physique. Simuler un faisceau de photons revient à chercher l'énergie et la direction de propagation de chaque photon (primaire et diffusé) qui le compose. Ce qui signifie que le calcul d'un faisceau de photons nécessite la modélisation de tous les éléments qui constituent la tête de l'accélérateur ; du faisceau d'électrons sources à la collimation

secondaire.

Dans une première partie nous présenterons notre travail sur la simulation d'un faisceau de photons de 6 MV d'un accélérateur linéaire de type PRECISE d'Elekta par le code de simulation MCNPX version 2.6.e. Ce travail se décline en trois étapes :

- la modélisation de la tête de l'accélérateur PRECISE
- la modélisation du faisceau de photons de 6 MV
- l'optimisation des paramètres de modélisation du faisceau de photons de 6 MV

Dans une seconde partie nous étudierons le spectre énergétique du faisceau de photons modélisé à différents niveaux dans la tête de l'accélérateur afin de comprendre et de quantifier l'influence des éléments qui interviennent dans la production et la conformation du champ d'irradiation.

3.4.1 Modélisation de la tête du PRECISE pour les photons de 6 MV

La simulation d'un faisceau de photons suppose que l'accélérateur soit modélisé. La simulation classique d'un accélérateur linéaire se résume à la modélisation de sa tête. La section accélératrice et les différents modules nécessaires à la création du faisceau d'électrons ne sont pas pris en compte dans la simulation d'un accélérateur. La modélisation de la tête d'un accélérateur consiste alors à définir le faisceau source d'électrons responsable de la production des photons et les éléments mécaniques de la tête agissant sur la forme et l'énergie du faisceau de photons produit. Il est donc nécessaire d'étudier : le spectre énergétique et la distribution spatiale du faisceau d'électrons source et la géométrie et la composition atomique des éléments mécaniques de la tête.

Nous traiterons dans un premier temps le faisceau d'électrons source, puis nous donnerons le détail de la modélisation de la cible et de son support, du collimateur primaire, du cône égalisateur, des mâchoires X et Y et du collimateur multi-lames. Le filtre en coin ne sera pas simulé car les traitements conformationnels actuels effectués avec le PRECISE ne nécessite pas souvent son utilisation. De plus, les chambres monitrices d'ionisations ne seront pas simulées car elles ne présentent qu'une faible atténuation des photons produits. En revanche, l'effet de la rétrodiffusion des photons, provenant du collimateur secondaire, sur l'ionisation des chambres monitrices sera discuté.

3.4.1.1 Le linac PRECISE

Le PRECISE est un des modèles d'accélérateur linéaire fabriqué par la société Elekta. Il peut fournir quatre énergies en photons (6, 10, 18 et 25 MV) et huit en électrons (4, 6, 8, 10, 12, 15, 18 et 22 MeV). Le PRECISE est équipé d'un collimateur multilames de 80 lames, réparties en deux blocs(40 lames par blocs), d'un imageur portal numérique et d'une table de traitement (Fig. 3.4). Le service de radiothérapie du Centre Léon-Bérard dispose de deux PRECISE (le premier a été installé en mai 2005 et le second en juin 2007) parmi les six accélérateurs qui composent le plateau technique du service. Le PRECISE est l'un des plus récents modèles d'accélérateurs produits par la société Elekta même si son architecture diffère peu des anciens modèles Elekta, c'est la raison pour laquelle le choix de notre étude de modélisation se porte sur la tête de cet accélérateur.

3.4.1.2 Modélisation du faisceau source d'électrons

Comme nous l'avons vu précédemment, les photons utilisés pour le traitement des volumes cibles sont initialement produits par les collisions entre les électrons sources

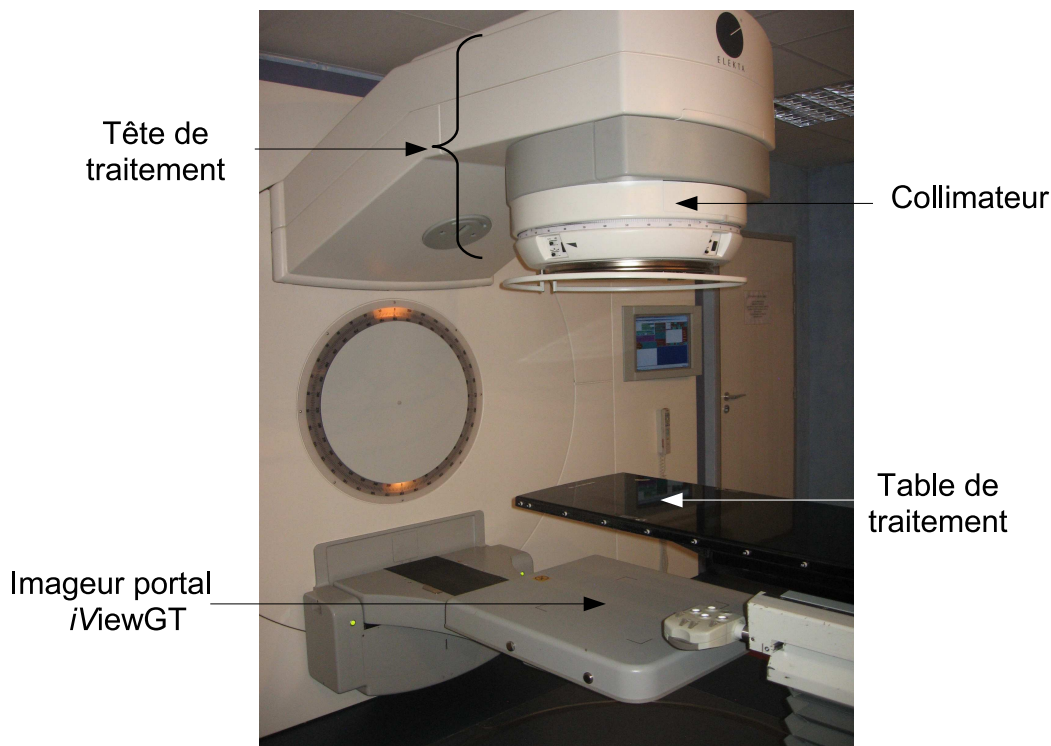


FIG. 3.4 – Accélérateur PRECISE du Centre Léon-Bérard

accélérés et la cible de l'accélérateur. Les distributions spatiale et énergétique des photons dépendent principalement des propriétés du faisceau source d'électrons et des caractéristiques de la cible. La simulation de ces deux éléments demande une attention particulière. Dans ce paragraphe, seule la modélisation du faisceau source d'électrons sera décrite. La modélisation de la cible sera détaillée dans le paragraphe suivant.

Les électrons sont caractérisés par deux paramètres : leur distribution spatiale et leur distribution énergétique. La modélisation du faisceau source d'électrons consiste à bien choisir leur énergie et leur trajectoire car ces caractéristiques agissent directement sur les énergies et la distribution spatiale des photons qui traitent les patients. A ce titre, on relève dans la rétrospective de Verhaegen et Seuntjens [[31]] sur la modélisation par Monte Carlo des faisceaux de photons en radiothérapie, qu'un changement de 0,2 MeV sur l'énergie moyenne des électrons sources induit un effet observable sur le rendement de dose en profondeur et sur le profil de dose². En revanche, la distribution radiale de l'intensité du faisceau d'électron n'a pas d'effets sur le rendement de dose en profondeur, mais les auteurs précisent qu'une diffusion radiale peut induire une diminution quadratique des valeurs hors axe du profil de dose par rapport à la valeur à l'axe. Par ailleurs, ils signalent que la divergence du faisceau d'électrons produit un léger effet sur le profil de dose, mais rien sur le rendement en profondeur.

En définitive, le paramètre essentiel à modéliser avec précision, est la valeur moyenne de l'énergie des électrons sources. Fort de ces remarques, il est intéressant de comparer différentes descriptions du faisceau d'électrons source relevées parmi les études publiées sur ce sujet :

La définition de la source d'électrons selon Lovelock *et al.* [[23]] est un spot dont

²le rendement de dose en profondeur et le profil de dose ont été définis au Chapitre 2

le rayon doit être spécifié par le constructeur de la cible. Les auteurs font l'hypothèse que la distribution spatiale des électrons à l'intérieur du spot est uniforme. Ils décrivent la distribution énergétique des électrons par une gaussienne dont la valeur maximale est limitée à $E_0 + 2\Delta E$, où E_0 est l'énergie moyenne et ΔE l'écart type de la distribution, lesquelles précisent-ils, sont fixées par l'utilisateur. Pour Lewis *et al.* [[52]], les caractéristiques du faisceau d'électrons sources qu'ils fixent, divergent de celles décrites par Lovelock *et al.*. Tout d'abord, ils donnent au spot d'électron une distribution spatiale gaussienne. Ensuite, la distribution énergétique des électrons est gaussienne et non limitée.

Concernant la modélisation du faisceau de photons d'énergie nominale 6 MV, produits par les accélérateur Elekta, les résultats publiés divergent. Sheikh-Bagheri *et al.* [[19]] ont simulé le 6 MV d'un appareil de type SL25 d'Elekta, par une distribution spatiale gaussienne de largeur à mi-hauteur 1,1 mm et une distribution gaussienne en énergie, d'énergie moyenne 6,3 MeV pour une largeur à mi-hauteur de 1 MeV. Pour le même type d'accélérateur et la même énergie nominale, DeMarco *et al.* ont modélisé le faisceau source d'électrons par une distribution énergétique gaussienne d'énergie moyenne 6,8 MeV pour une largeur à mi-hauteur de 200 keV.

En définitive, il n'existe pas de valeurs standards ni pour l'énergie moyenne, ni pour la largeur de la distribution spatiale des électrons sources. Les paramètres intervenant dans la production des photons sont trop nombreux et très spécifiques à l'accélérateur considéré. En pratique, la plupart des équipes obtiennent l'énergie moyenne des électrons sources par tâtonnement.

Même s'il n'est pas trivial d'obtenir les propriétés de la source d'électrons, la rétrospective de Verhaegen et Seuntjens [[31]] propose une procédure pour parvenir à sa modélisation. Cette procédure se divise en trois étapes.

- Première étape :
On cherche l'énergie d'un pinceau de faisceau d'électrons mono-énergétiques pour que les calculs de doses en profondeur dans un fantôme d'eau, pour un champ d'irradiation de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ à l'isocentre, correspondent aux doses mesurées expérimentalement.
- Deuxième étape :
Une fois que l'énergie des électrons sources est fixée, on fait varier la largeur à mi-hauteur de leur distribution spatiale gaussienne jusqu'à ce que les profils de doses calculés et mesurés concordent.
- Troisième étape :
Enfin, le rendement de dose en profondeur est re-calculé pour vérifier que la distribution spatiale du faisceau n'a pas induit de modification sur les doses calculées en fonction de la profondeur.

Dans notre travail nous avons déterminé les caractéristiques du faisceau d'électrons source en suivant les étapes proposée par Verhaegen et Seuntjens.

Dans un premier temps, nous avons modélisé six distributions énergétiques gaussiennes d'énergie moyenne E_0 de valeurs 6 MeV, 6,2 MeV, 6,4 MeV, 6,6 MeV, 6,8 MeV et 7 MeV et de largeur à mi-hauteur 3% de E_0 [[45], [63], [82]]. En fonction des comparaisons entre les rendements de dose en profondeur calculés et mesurés nous avons fixé E_0 . Dans un second

temps, nous avons élargi spatialement le faisceau d'électrons en distribuant les électrons sources dans un disque dont nous avons fait varier le rayon r de 0 à 2 mm. En fonction des comparaisons entre les profils de dose calculés et mesurés nous avons fixé d . Enfin, nous avons recalculé le rendement de dose en profondeur avec la distribution spatiale des électrons pour le comparer aux mesures afin de vérifier la bonne correspondance entre les deux.

Le détail des méthodes de calcul et des résultats sont donnés dans la partie "Optimisation des paramètres de modélisation du faisceau de photons de 6 MV" [3.4.3].

3.4.1.3 Modélisation de la cible et de son support

Les étapes de la modélisation du faisceau source d'électrons étant maintenant connue, l'élément suivant à simuler, est la cible.

Dans les accélérateurs linéaires, les cibles sont habituellement épaisses pour arrêter les électrons primaires. Leur épaisseur favorise donc la production de photons de Bremsstrahlung. Cependant, elle induit une distribution angulaire étendue des photons produits. En effet, l'épaisseur des cibles fait augmenter le nombre des diffusions multiples que subissent les électrons, ce qui entraîne un élargissement du spectre spatial des photons [[31]]. Les codes de simulation Monte Carlo doivent alors bien prendre en compte l'effet de l'épaisseur de la cible. DeMarco *et al.* [[46]] ont démontré que le code MCNP était capable de calculer le rayonnement de Bremsstrahlung pour une cible épaisse. Ils ont obtenu une similitude à la hauteur de 95% entre les valeurs calculées et mesurées.

Dans la littérature, certaines équipes ont travaillé sur l'influence de la composition atomique de la cible sur le spectre de Bremsstrahlung. Parmi elles, l'équipe de Faddegon *et al.* [[1]] a étudié la distribution angulaire des photons de Bremsstrahlung produit par des électrons de 15 MeV pour des cibles épaisses de beryllium, d'aluminium et de plomb. Faddegon *et al.* ont comparé leurs mesures des distributions absolues des photons à leurs calculs à partir de EGS4/PRESTA. Ils obtiennent d'excellents accords entre les mesures et les calculs pour les trois matériaux. Ils montrent que plus la densité de la cible est élevée et plus l'énergie moyenne du spectre énergétique des photons produits est grande. En effet, le spectre énergétique des photons produits par la cible en plomb, a une énergie moyenne supérieure à celles obtenues par les deux autres cibles. De plus, ils mettent en évidence que le numéro atomique Z de la cible joue un rôle dans la distribution angulaire. Plus Z est grand et plus la quantité de photons émise aux angles supérieurs à 10° degrés est importante. Ce phénomène est dû à l'augmentation des diffusions multiples des électrons lorsque le Z du milieu augmente.

Pour résumer, nous venons de voir que la composition de la cible a un impact direct sur la distribution énergétique et spatiale des photons de Bremsstrahlung. De plus, il a été démontré que MCNP modélise très bien l'influence de l'épaisseur de la cible. En définitive, la qualité de notre modélisation de la cible dépendra essentiellement de la connaissance exacte de sa composition.

Par ailleurs, la cible n'est pas la seule à interagir avec les électrons sources. Elle est liée à un matériau qui lui sert de support et qui agit sur les électrons sources. Ce support a deux rôles principaux; refroidir la cible et arrêter les électrons sources n'ayant pas interagit avec la cible. D'après l'étude de Lewis *et al.* [[52]] environ 70% des électrons sources traversant la cible sont stoppés par le support. L'arrêt des électrons évite la production de rayonnement diffusé aléatoire polluant le rayonnement X de freinage. Nous estimons qu'il est donc nécessaire de tenir compte du support dans la modélisation de la

cible.

Dans notre travail, nous avons modélisé la cible et son support à partir des données constructeur. Ils sont simulés par deux cylindres de diamètre 5,5 mm et de hauteur respective 3 et 4,5 mm (Fig. 3.5). La cible est composée de tungstène ($Z=75$) de densité 19,4 alors que le support, moins dense, est composé de cuivre ($Z=29$) de densité 8,96.

3.4.1.4 Modélisation du collimateur conique primaire

La modélisation du collimateur primaire ne présente pas de difficulté particulière. D'ailleurs, il existe peu de publications à ce sujet. Nous pouvons citer néanmoins Lewis *et al.* [[52]], qui ont évalué par simulation Monte Carlo avec MCNP, l'influence du collimateur primaire sur la distribution spatiale et énergétique des photons. D'après leurs résultats, un photon sur dix quittant la cible, quelle que soit son énergie, traverse le collimateur primaire en passant dans le cône d'émission. Par ailleurs, les auteurs ont montré que le collimateur primaire diminue le nombre de photons et durcit leur spectre énergétique. D'autres études, notamment celle de Mohan *et al.* ont permis d'estimer la quantité de photons diffusés. Ces derniers ont montré que les photons diffusés provenant du collimateur primaire représentaient environ 3% du nombre total de photons atteignant un plan placé à 1 mètre de la source. De plus, Mohan *et al.* ont démontré que le collimateur primaire produit plus de diffusés que le collimateur secondaire mais moins que le filtre égalisateur.

Dans notre travail, nous avons modélisé le collimateur primaire par l'intersection d'un cylindre et d'un cône. Le cylindre a une hauteur de 10,1 cm pour un diamètre de 16 cm. Il est composé à 95% de tungsten, 3,75% de nickel et 1,25% de fer, pour une densité totale de 18. Le cône renferme de l'air et est inséré dans le cylindre pour permettre le passage des photons issus de la cible. Le cône virtuel constitue ainsi la géométrie d'émission. La base du cône est confondue avec celle du cylindre, et son angle d'ouverture vaut environ 27° (Fig. 3.5).

3.4.1.5 Modélisation du cône égalisateur

Le cône égalisateur a une influence majeure sur le faisceau de photons. Nous rappelons que le cône égalisateur est conçu pour générer une distribution plate de la dose à une profondeur de 10 cm d'eau. Un grand nombre de travaux sur la modélisation des cônes égalisateurs ont été réalisés dans le but d'évaluer l'influence du cône sur la distribution spatiale et énergétique des photons.

L'une des premières études sur ce sujet fut établie par McCall *et al.* [[77]]. Ils ont étudié l'influence de la composition du cône égalisateur sur le faisceau de photons, pour trois matériaux : l'aluminium, le nickel et le tungstène. Selon leurs observations, ils recommandent d'adapter le numéro atomique Z du cône en fonction de l'énergie nominale souhaitée des photons. Par exemple, pour les faisceaux de photons de hautes énergies, ils conseillent des matériaux de Z intermédiaire, tels que le cuivre ou l'acier. Par ailleurs, il a été démontré par le travail de Mohan *et al.* [[74]] sur la simulation avec EGS3 de champs de photons pour différents accélérateur, que le cône durcit le faisceau de photons à l'axe, et en dehors de l'axe du champ. En somme, l'énergie moyenne des photons augmente après la traversé du cône égalisateur. De plus, Plato [[?]] a montré que l'influence du cône égalisateur en tout point du champ est principalement accentuée pour les composantes énergétiques des photons inférieurs à 1 MeV.

La modélisation du cône égalisateur diffère selon les auteurs. Pour Lovelock *et al.* le cône est simulé à partir de leur modèle Monte Carlo *McRad*. Ce modèle permet de modéliser le cône égalisateur à partir d'un jeu de cônes, de cylindres et de surfaces planes. La géométrie du cône est symétrique par rapport à l'axe du faisceau. Pour Lewis *et al.*, le cône est modélisé dans MCNP par une série de quatre cylindres superposés de rayon croissant. La composition atomique des cylindres est identique à celle de la cible. Dans leur simulation, les auteurs ont ajouté le support du cône.

Dans notre travail, la modélisation du cône égalisateur s'est appuyée sur les données du constructeur Elekta. Nous l'avons modélisé par un cône d'ouverture angulaire d'environ $12,6^\circ$ et de hauteur 2,4 cm. La base du cône est confondue avec le support de forme cylindrique, de hauteur 0,2 cm et de rayon 4,6 cm. Le cône et son support sont composés de chrome (17%), de fer (75%) et de nickel (0,8%) de densité 7,9. Le sommet du cône est placé à 1,8 cm en-dessous du plan inférieur du collimateur primaire.

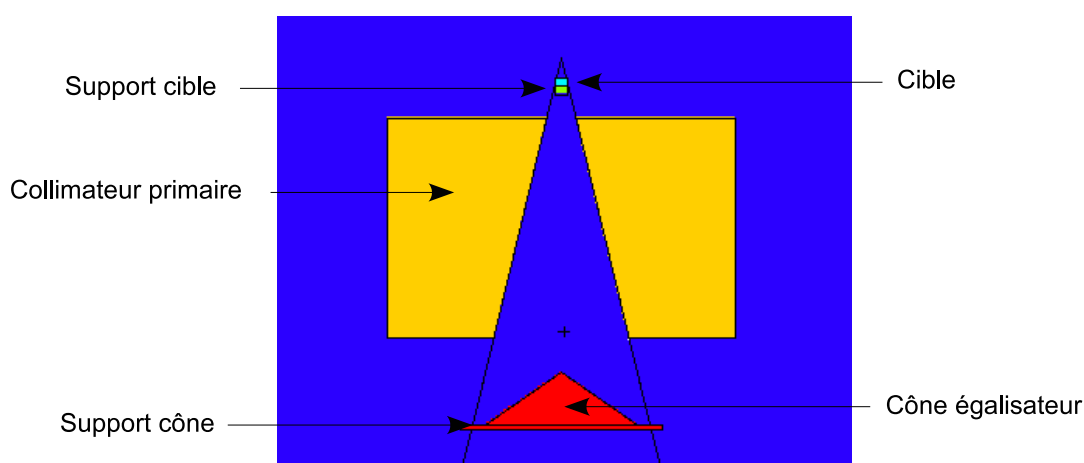


FIG. 3.5 – Représentation schématique de notre modélisation de la cible et de son support, du collimateur primaire et du cône égalisateur du PRECISE pour les photons de 6 MV

3.4.1.6 Les chambres monitrices d'ionisations

Les chambres monitrices d'ionisations n'atténuent que faiblement les faisceaux de photons et sont, par conséquent, généralement ôtées des modélisations Monte Carlo des accélérateurs linéaires [[31]]. Néanmoins, il faut tenir compte de l'effet de la rétrodiffusion des photons sur les mâchoires du collimateur secondaire qui entraîne une augmentation du dépôt de charges à l'intérieur des chambres monitrices. La quantité de charges créées par les particules rétrodiffusées s'ajoutent aux charges déposées par le faisceau primaire de photons les traversant.

L'ionisation (ou la quantité de charges) produite par les rétrodiffusés est d'autant plus importante que les mâchoires sont fermées. Elle diminue au contraire lorsque les tailles de champ augmentent. Ce phénomène, jouant sur la durée de l'irradiation, agit donc directement sur la quantité de dose déposée dans le volume irradié.

Comme nous ne modélisons pas ces effets, les résultats de nos calculs Monte Carlo doivent en être corrigés lorsque nous comparerons des valeurs de doses entre différentes tailles de champs pour un nombre d'unité moniteur constant. Pour corriger ces effets, il faut les quantifier expérimentalement. Pour cela, on mesure, pour un nombre d'unité moniteur fixé, la dose sur l'axe du faisceau en faisant varier la taille de champ. Idéalement,

la dose doit être mesurée dans l'air plutôt que dans la matière afin d'éviter la dose diffusée latérale qui s'ajoutera à la dose totale. En pratique, la dose est mesurée à l'aide d'une chambre d'ionisation entourée d'un volume équivalent eau de dimensions justes suffisantes pour assurer l'équilibre électronique, on appelle cela les conditions de mini-fantôme. Les valeurs obtenues sont généralement normalisées par rapport à la dose obtenue pour le champ de taille $10 \times 10 \text{ cm}^2$ et sont appelées *facteurs d'ouverture du collimateur*.

3.4.1.7 Modélisation des mâchoires X et Y

Les mâchoires X et Y de collimation servent à délimiter le champ d'irradiation. la mâchoire X ferme le champ dans le sens droite gauche par rapport au patient et la mâchoire Y dans le sens craniale-caudal. La forme du champ peut être carré ou rectangulaire, symétrique ou asymétrique par rapport à l'axe du faisceau. En dehors de leur rôle de collimation, les mâchoires n'ont pas d'effets significatifs sur les distributions en énergie et spatiales des photons [[74]]. La proportion de photons diffusés générés par les mâchoires est relativement faible par rapport à celle du collimateur primaire ou du cône égalisateur. Mohan *et al.* estiment à seulement 0,2 % la proportion de photons diffusés induits par les mâchoires contre 2,8 % pour le collimateur primaire et 3,5 % pour le cône égalisateur, pour un faisceau de photons de 15 MV. Le collimateur secondaire a donc une faible influence sur les photons du champ d'irradiation. En revanche, il est responsable de la dose déposée en dehors des limites géométriques du champ. Cela forme un gradient de dose en bordure de champ, que l'on appelle *zone de pénombre*. Il existe deux types de pénombres : physique et géométrique. La pénombre physique correspond à la quantité de dose déposée par le rayonnement transmis à travers le collimateur. Elle dépend du pouvoir d'atténuation du collimateur, donc de la composition du matériau. La pénombre géométrique correspond à la quantité de dose déposée du fait de la distribution spatiale des électrons sources et de la cible qui donnent une source non ponctuelle. Elle dépend de la taille de la cible et de la géométrie de l'extrémité des mâchoires donc de la conception du collimateur. Une modélisation précise des mâchoires doit tenir compte de ces aspects. La plupart des auteurs [[52], [19],[31]] modélisent les mâchoires X et Y telle que leur extrémité soit parallèle à la direction de propagation des rayons. L'obliquité des faces dépendra de la taille du champ fixé.

Nous avons modélisé le collimateur secondaire par deux paires de blocs parallélépipédique ; X et Y. Les blocs de chaque paire sont sur un même plan, perpendiculaire à l'axe du faisceau. L'obliquité de leur face est créée par l'intersection d'un plan vertical oblique avec le parallélépipède. Le degré d'obliquité est calculé pour chaque taille de champ étudiée. Les blocs sont composés de tungstène de densité 18. Ils ont une épaisseur de 7,8 cm et 3 cm pour X et Y respectivement. La mâchoire Y est moins épaisse que la mâchoire X car elle est s'ajoute au collimateur multi-lames pour renforcer l'atténuation du faisceau³.

3.4.1.8 Modélisation du collimateur multi-lames (MLC)

La modélisation du collimateur multi-lames est un vrai challenge d'un point de vue géométrique, car les lames ont une forme complexe en raison de leurs fonctions (Fig. 3.6). Elles doivent atténuer le faisceau de photons, générer le moins possible de pénombre, coulisser entre elles et limiter la fuite inter-lames. De part la complexité de leur géométrie, leur modélisation doit s'adapter au degré de précision que l'on recherche. Par exemple, la simulation des traitements par modulation d'intensité demande une modélisation très

³En pratique on utilise le mot anglo-saxon *backup* pour définir le rôle de la mâchoire Y vis à vis du collimateur multi-lames.

précise des lames.

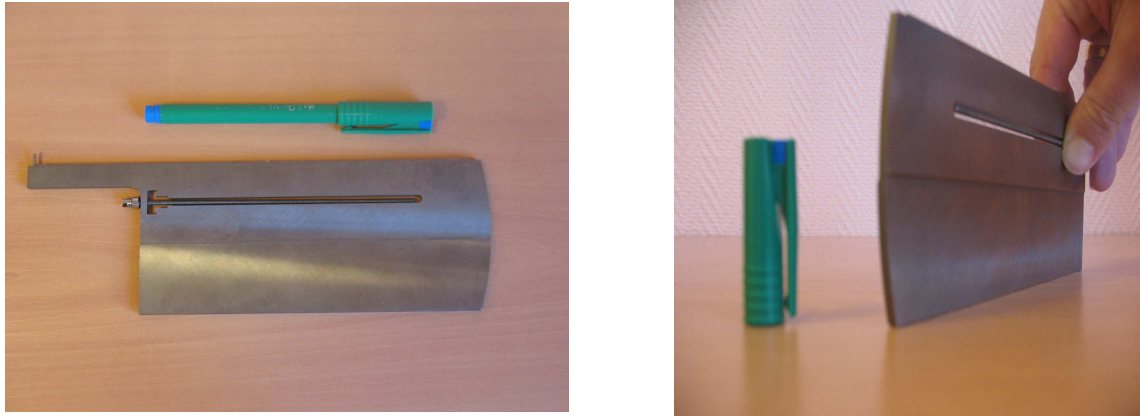


FIG. 3.6 – *A gauche, photo d'une lame du collimateur MLC du PRECISE (Elekta), vue de profil. A droite, photo de la même lame en vue face-profil. Ces photos montrent clairement l'extrémité arrondie de la lame qui limite la pénombre géométrique, et le rainurage central, le long de la lame, qui permet le coulissement entre les lames tout en évitant la fuite inter-lames.*

Les récentes recherches sur la modélisation Monte Carlo du collimateur multi-lames se sont principalement orientées sur deux aspects : l'exactitude des modèles géométriques des lames et les simplifications de ces modèles pour améliorer l'efficacité de calcul. Le premier aspect fait allusion à la diversité des designs proposés par les constructeurs d'accélérateurs. Il n'existe pas de géométrie standard de lame. De même qu'il n'existe pas un mode de déplacement standard des lames. En radiothérapie conformationnelle par modulation d'intensité, le collimateur secondaire Y des accélérateurs Elekta se déplace avec les lames pendant l'irradiation, tandis qu'il reste en position d'ouverture la plus large pour les accélérateurs Varian. Le second aspect est la simplification de la géométrie des lames dans le but de réduire les temps de calculs. Les simplifications les plus publiées, consistent à ne pas simuler la fuite inter-lames [[21]] et à approximer la forme arrondie de l'extrémité de la lame. Les lames sont ainsi modélisées par un parallélépipède rectangle dont l'extrémité dans le faisceau est arrondie.

Nous rappelons que le principal objectif de cette thèse est le calcul de la dose portale à l'intérieur des limites du champ d'irradiation. La dose en bordure de champ n'est pas prise en compte. Notre modélisation du collimateur 80 lames de l'accélérateur PRECISE se résume alors à 80 parallélépipèdes rectangles simples. L'une des continuités à ce travail de thèse sera de modéliser la forme exacte des lames dans le but de simuler une irradiation IMRT.

3.4.2 Modélisation du faisceau de photons de 6 MV du PRECISE étudié

Il existe au minimum quatre modèles de modélisation d'un faisceau de photons pour une énergie nominale fixée⁴ : la simulation complète directe de l'irradiation, le passage par les espaces des phases, le modèle de source généralisée et l'approximation du point source.

Nous donnerons dans cette partie une description des quatres modèles cités, puis nous présenterons notre modèle de modélisation.

⁴On rappelle que l'énergie nominale correspond au potentiel d'accélération des électrons, unité le volt (V)

3.4.2.1 La simulation complète directe

La simulation complète directe consiste à simuler à chaque calcul de dose ou de fluence (dans un patient ou dans un fantôme), l'intégralité du processus de production des photons. Ainsi, le transport des électrons et celui des photons dans la tête de l'accélérateur sont calculés systématiquement à chaque nouvelle simulation [Fig. 3.7 cas A]. Cette technique a l'avantage de donner un résultat très précis car aucune approximation n'est faite, et l'histoire de chaque particule créée est traitée. Cependant, la simulation nécessite des temps de calculs importants et donc totalement inappropriés pour des applications médicales. Elle n'est d'ailleurs qu'essentiellement utilisée en recherche. En effet, la plus part des études publiées montrent que les auteurs utilisent une simulation complète lorsqu'ils cherchent à optimiser la production des photons en fonction de la cible [[1]], ou à quantifier les photons diffusés [[74], [29], [5]], etc.

En définitive, la simulation complète directe de la tête de l'accélérateur pour l'utilisation du faisceau de photons à des fins dosimétriques n'est pas la meilleure méthode si on l'évalue par rapport à son efficacité de calcul.

3.4.2.2 Les espaces des phases

Un espace des phases est un espace dans lequel tous les états possibles d'un système sont représentés et chaque état du système est un point unique de l'espace. Il définit une collection de particules avec leurs propriétés, qui incluent : leur énergie, leur type (photon, électron, positon, neutron, etc.), leur position, leur direction de propagation, et leur poids statistique [[73]]. La collection se fait par une surface placée dans la géométrie, qui enregistre les particules qui la traversent. Les informations recueillies sont écrites dans un fichier numérique dont la taille dépend du nombre de particules simulées. Le fichier est ensuite utilisable par une autre simulation dans laquelle les particules enregistrées servent de particules sources. Il est donc possible de décomposer une simulation en plusieurs. L'intérêt est de réduire le temps de calcul de la simulation initiale.

Dans le cas de la simulation d'un faisceau de traitement en photons pour une énergie nominale fixée, seule la description géométrique de la collimation secondaire (mâchoires X, Y et MLC) et la présence d'accessoires dans le faisceau (filtre, porte-cache, caches, bolus; etc.) varient d'une irradiation à une autre. En effet, les modélisations de la cible, du collimateur primaire et du cône égalisateur, et la simulation du faisceau d'électrons sources sont constantes quel que soit le traitement du patient. Par ailleurs, l'étape la plus *chronophage* de la simulation complète d'un faisceau de photon est le transport des électrons sources. En utilisant un espace des phases, les calculs des transports des électrons ne seront réalisés qu'une seule fois. Le temps de calcul est ainsi réduit. De part leurs avantages, les espaces des phases sont largement utilisés pour des applications dosimétriques. Libby *et al.* [[4]] ont validé l'espace des phases d'un accélérateur Varian, obtenu avec le code BEAM, pour l'utiliser lors des planifications dosimétriques des patients. De même, Cho *et al.* [[82]] ont calculé un espace des phases en utilisant le code *BEAM_{nrc}/DOSXYZ_{nrc}* pour le même type d'accélérateur, dans le but de construire des données dosimétriques de référence sur fantôme. Pour ces auteurs et pour d'autres, l'utilisation de l'espace des phases est un excellent moyen de réduire les temps de calculs tout en assurant la même précision qu'une simulation complète.

En pratique, la modélisation du faisceau de photons par les espaces des phases se compose de deux étapes (Fig. 3.7 cas B et B') :

- Première étape : Créer l'espace des phases

La modélisation ne comprendra que les premiers éléments en amont du collimateur MLC par rapport à la direction du rayonnement. Un plan d'espace des phases sera placé à la sortie du cône égalisateur pour recueillir toutes les particules qui le traversent. A la fin de la simulation, un fichier contenant les données de l'espace des phases sera écrit et disponible pour sa lecture par une autre simulation.

- Deuxième étape : Utiliser l'espace des phases

L'espace des phases étant préalablement calculé, il peut être utilisé autant de fois que nécessaire. Pour cela, il suffit qu'il soit lu comme une donnée d'entrée par la nouvelle simulation.

En définitive, dans le cas de la modélisation d'un faisceau de photons, le passage par un calcul préalable de l'espace des phases évite de recalculer l'intégralité de la simulation pour une simple modification sur la taille de champ.

Dans MCNPX, il existe une *carte* spécifique qui permet de calculer un espace des phases. Pour l'utiliser, il suffit de définir la surface d'un volume comme étant le plan d'enregistrement des particules. Durant la simulation du transport des particules, un fichier s'écrit et occupe une place mémoire sur le disque.

Finalement, l'avantage de l'utilisation de l'espace des phases est le gain de temps sur les calculs. De plus, aucune approximation n'est faite car chaque particule individuelle est traitée ce qui favorise la précision des calculs. Cependant, les espaces des phases présentent quelques limites.

- Première limite, leur taille : les fichiers contenant les données des espaces des phases peuvent atteindre quelques giga octets dès que le nombre de particules sources est élevé (plusieurs dizaines de millions), ce qui ralentit leur lecture et défavorise leur manipulation et leur stockage.
- Deuxième limite, leur manque de flexibilité : lorsqu'un espace des phases est écrit il ne peut plus être modifié. Il n'est donc pas possible de sélectionner qu'un seul type de particules ou bien d'augmenter leur nombre pour diminuer les incertitudes statistiques. Pour éviter ces limites, il existe une troisième façon de modéliser un faisceau de photons : le modèle de source généralisée.

3.4.2.3 Le modèle de source généralisée

Le concept du modèle de source généralisée est similaire à celui de l'espace des phases, à la différence que seuls les photons sont collectés. Une surface est définie à la sortie du cône égalisateur pour recueillir les photons en fonction de leur énergie, de leur position et de leur angle d'incidence, ce qui revient à déterminer les spectres de Bremsstrahlung. Ce modèle est généralement utilisé pour atteindre la même précision que l'espace des phases sans en subir les limites. En pratique, il existe différentes manières de définir une source généralisée. DeMarco *et al.* ont calculé avec MCNP les spectres différentiels de Bremsstrahlung, en énergie, en position radiale et angulaire, de deux accélérateurs pour la planification dosimétrique. Dans un premier temps, ils ont simulé la tête de l'accélérateur pour obtenir les caractéristiques du faisceau d'électrons sources en comparant les rendements de dose en profondeur et les profils de dose mesurés et calculés. Dans un deuxième

temps, les auteurs ont déterminé les distributions spatiale, angulaire et énergétiques des spectres de photons de Bremsstrahlung pour le faisceau d'électrons obtenu. Ils ont utilisé pour cela un détecteur plan décomposé en anneaux espacés de 1° degré par rapport à l'axe du champ. Ces anneaux permettent de distribuer les photons selon leur incidence angulaire. Une deuxième distribution est faite en fonction de leur position dans le plan, puis une troisième distribution prend en compte leur énergie. Les spectres obtenus sont ensuite utilisés comme les spectres sources pour d'autres simulations. Chetty *et al.* [[37]] ont utilisé la même technique que DeMarco *et al.* sauf qu'ils ont choisi une distribution angulaire plus fine, $0,5^\circ$ d'espacement entre les anneaux au lieu de 1° . De plus, ils ont généralisé la source par une matrice où chaque élément représente une fluence en photons.

En définitive, de part sa définition et sa conception, le modèle de la source généralisée est une approximation du modèle de l'espace des phases. Deux raisons principales permettent de le confirmer :

- Première raison : la surface source n'émet que des photons. Les autres particules enregistrées dans l'espace des phases (électrons, positons, neutrons, etc.) ne sont pas prises en compte. Le modèle de la source généralisée approxime donc les résultats puisque la contribution du transport des particules secondaires, issues des premiers éléments de la tête de l'accélérateur, n'est pas calculée.
- Deuxième raison : les distributions spatiale, angulaire et énergétique des photons du point source sont discrétisées, donc moyennées, alors que l'espace des phases contient les propriétés de chaque particule. La précision des calculs va donc dépendre de la taille des distributions.

Le modèle de la source généralisée est en fait l'évolution d'une modélisation plus ancienne : le point source.

3.4.2.4 Le point source

Le point source est une autre possibilité de modéliser une source de photons. Celle-ci est également basée sur le principe de l'espace des phases. Les photons émis sont issus d'une simulation initiale dans laquelle une surface de détection enregistre les photons issus du cône égalisateur. Ces derniers sont répartis en fonction de leur énergie et de leur angle d'incidence. Les photons sont ensuite émis à partir d'un point situé aux mêmes coordonnées que le centre de la cible. Comme la méthode de l'espace des phases, celle du point source permet de réduire les temps de calcul puisque la modélisation de la cible, du collimateur primaire, du cône égalisateur et de son support n'est faite qu'une seule fois [Fig. 3.7 cas C et C']. Cette méthode a l'avantage d'améliorer l'efficacité de calcul au risque de biaiser le transport des photons. En effet, les coordonnées du point d'émission du photon (point source) ne coïncident pas à celles de son point de calcul (surface de détection). Par ailleurs, les résolutions spatiale et énergétique de la surface de détection conditionneront également la précision du transport des photons.

L'une des premières équipes à utiliser la méthode du point source fût celle de Petti. Petti *et al.* [[71]] ont utilisé un point source en photons et en électrons pour étudier l'impact des électrons de contamination d'un faisceau de photons sur la zone du buildup⁵ des rendements de dose en profondeur. Malgré l'approximation de leur modèle, les différences entre les calculs et les mesures étaient inférieures à 2%.

⁵On rappelle que le buildup est le parcours dans la matière pour atteindre l'équilibre électronique i.e. la zone d'accroissement de la dose absorbée

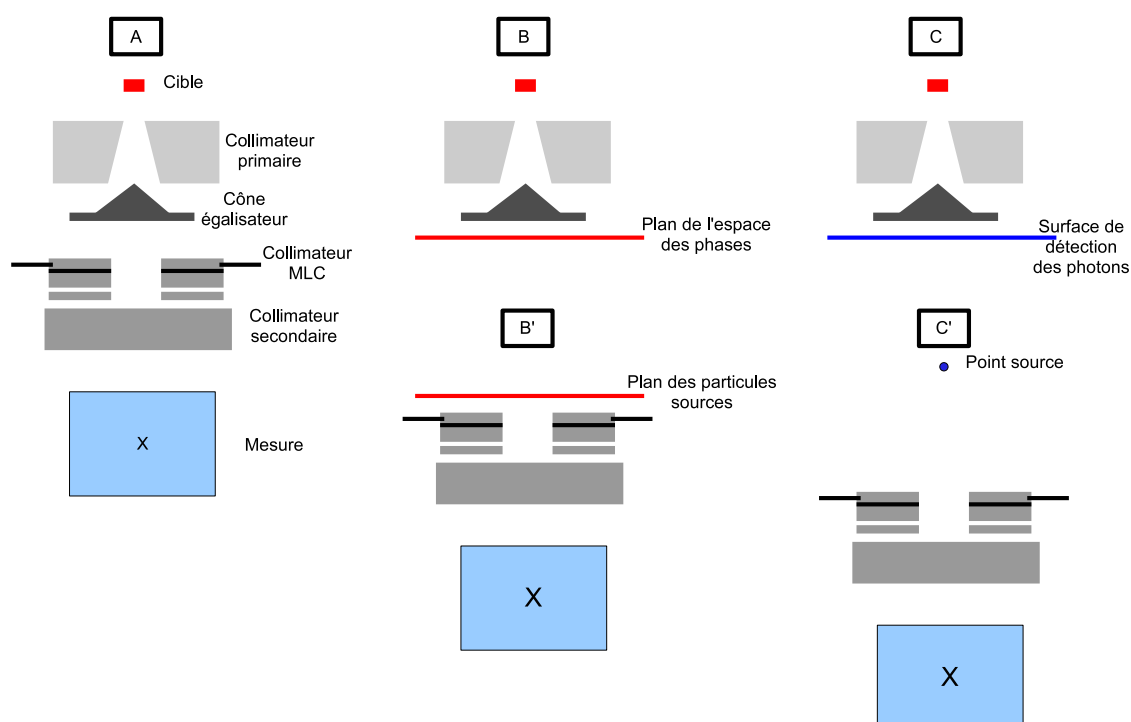


FIG. 3.7 – Fig. A : Représentation schématique de la modélisation complète directe. Fig. B : Schéma de la première phase de la modélisation avec un plan d'espace des phases ou de source généralisée. Fig. B' : Schéma de la deuxième phase de la modélisation ; utilisation de l'espace des phases, ou de la source généralisée, comme source de rayonnement. Fig. C : Schéma de la première phase de calcul ; enregistrement des photons à travers une surface de détection. Fig. C' : Schéma du point source ; distributions angulaires et énergétique à partir du point, des photons recueillis en C

3.4.2.5 Notre modèle de modélisation d'un faisceau de photons

Notre modèle reprend le concepte du point source malgré les approximations implicites. Deux raisons justifient notre choix :

- Première raison : la flexibilité de la méthode. En fonction de nos besoins, nous fixons la taille des discrétisations angulaire et énergétique. Par ailleurs, le nombre de photons émis par le point source n'est pas limité. Nous choisissons leur nombre en fonction de l'erreur statistique attendue.
- Deuxième raison : la finalité de notre travail. Nous nous intéressons à la dosimétrie portale, c'est à dire au rayonnement transmis à travers le patient. Nous n'attendons pas la même précision qu'en planification dosimétrique du patient. Le point source est suffisant pour notre application.

En pratique, la conception du point source se compose de deux étapes :

- Première étape : calcul des distributions énergétique et angulaire des photons.

La cible, le collimateur primaire et le cône égalisateur sont modélisés comme nous l'avons décrit dans les paragraphes précédents. Une surface virtuelle de détection est placée à 30 cm en dessous de la cible, juste en avant du MLC. Cette surface est découpée en anneaux détecteurs, espacés tous les degrés par rapport à l'axe du champ, jusqu'à atteindre un angle polaire de $12^{\circ 6}$. Les anneaux permettent ainsi le comptage des photons en fonction de leur angle d'émission θ_i par rapport à l'axe du champ. De plus, dans chaque anneau i , les photons sont classés et enregistrés en fonction de leur énergie E_{ij} , ce qui permet d'obtenir un spectre énergétique par angle d'émission. La largeur des intervalles énergétiques est fixée à 250 keV et la distribution énergétique s'étend de 0 à 7 MeV pour le faisceau de photons d'énergie nominale de 6 MV [Fig. 3.8].

Pour résumer cette étape, la détermination des distributions énergétique et spatiale des photons passe par une succession de calculs :

1. Sommer tous les photons, toutes énergies confondues, par intervalle d'angle (anneau)
2. Calculer la probabilité pour qu'un photon ait une incidence θ_i
3. Calculer la probabilité pour que le photon d'incidence θ_i ait une énergie E_{ij}

Pour obtenir les distributions énergétique et angulaire des photons nous avons choisi d'utiliser le tally *cmesh1* de type *F1*.

- Deuxième étape : construction du point source.

Les photons sont émis à partir d'un point placé aux mêmes coordonnées que le centre de la cible (0,0,100). Ce point remplace ainsi tous les éléments précédemment modélisés (cible, support de la cible, collimateur primaire, cône égalisateur). Seules le collimateur multilames et les mâchoires X et Y seront simulés pour définir la taille et la forme du champ d'irradiation [Fig. 3.9]

⁶12° correspond à une taille de champ de 40 x 40 cm² à l'isocentre, ce qui suffit à notre étude

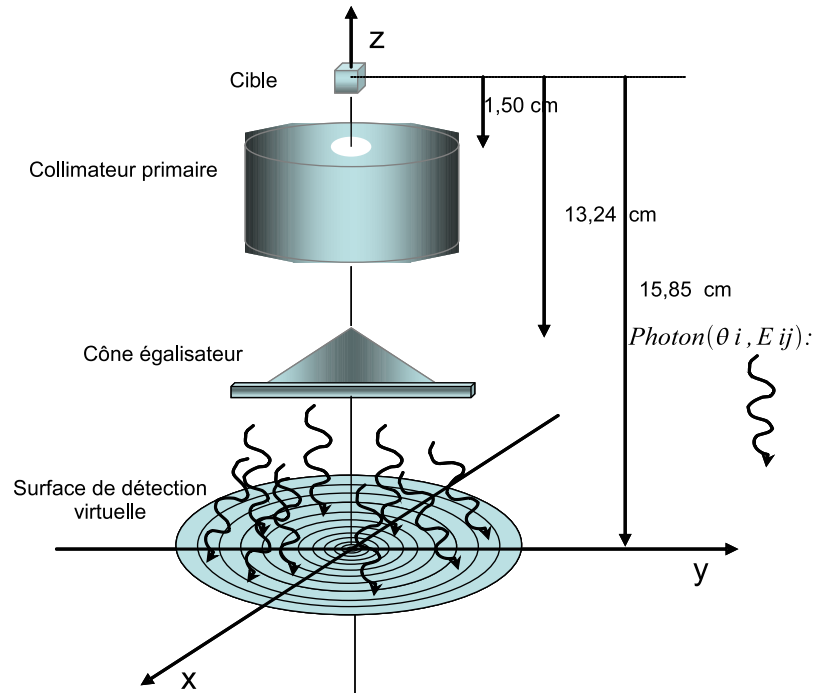


FIG. 3.8 – Première étape de la conception du point source : détermination des distributions énergétique et spatiale des photons à la sortie du cône égalisateur. Les anneaux représentent les zones de détection (ou de comptage) par le tally *cmesh1*.

Finalement, les propriétés d'un photon issu du point source seront établies par un tirage probabiliste :

1. Tirage d'un angle θ_i parmi la distribution de probabilité des angles
2. Puis, tirage d'une énergie E_{ij} parmi la distribution de probabilité des énergies de l'angle θ_i

3.4.3 Optimisation des paramètres de modélisation du faisceau de photons de 6MV

Jusqu'à présent, nous avons étudié la modélisation des principaux éléments qui composent la tête du PRECISE (pour l'énergie nominale 6 MV) [3.4.1], et nous avons choisi notre méthode de modélisation du faisceau de photons (le modèle point source) [3.4.2.5]. La dernière étape consiste à optimiser la modélisation du faisceau de photons en déterminant les paramètres du faisceau d'électrons source.

Nous avons détaillé au paragraphe 3.4.1.2 les étapes de cette détermination. Nous les rappelons brièvement :

- 1^{ère} étape : Déterminer l'énergie cinétique moyenne du faisceau d'électrons source en comparant, pour une taille de champ $10 \times 10 \text{ cm}^2$, les rendements de dose en profondeur mesuré et calculé dans un volume d'eau à la distance source-surface de l'eau de 100 cm.
- 2^{ème} étape : Déterminer le rayon du faisceau d'électrons source en comparant, pour une taille de champ $10 \times 10 \text{ cm}^2$, les profils de dose mesuré et calculé à une profondeur de 10 cm dans l'eau.

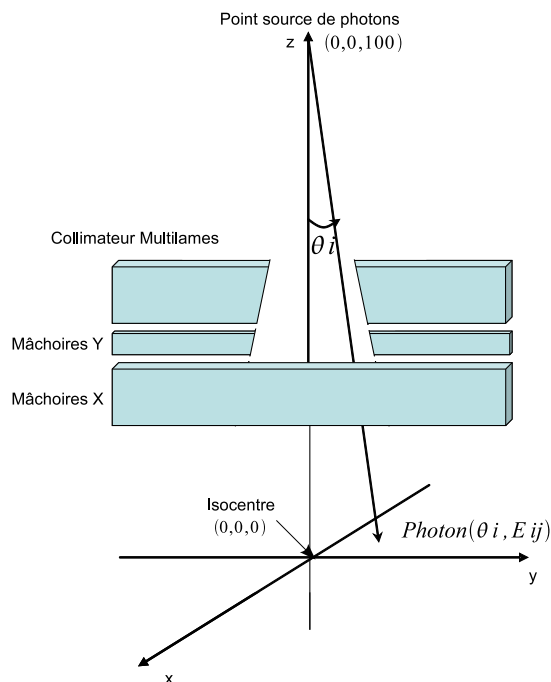


FIG. 3.9 – Deuxième étape : description du point source. Emission des photons à partir du point source. Mise en forme du champ d'irradiation par la collimation secondaire.

- 3^{ème} étape : Re-calculer le rendement de dose en profondeur avec les paramètres obtenus pour vérifier que la distribution spatiale ne l'a pas modifié.

Dans ce qui suit, nous traiterons ses trois étapes par ordre chronologique : nous déterminerons l'énergie cinétique des électrons sources, nous fixerons leur distribution spatiale puis nous validerons la contribution simultanée des deux.

3.4.3.1 1^{ère} étape : Détermination de l'énergie cinétique moyenne E_0 du faisceau d'électrons source

L'objectif est d'obtenir la meilleure énergie cinétique moyenne du faisceau d'électrons source qui servira à la production des photons de Bremsstrahlung.

3.4.3.1.1 Méthode : Nous avons testé six distributions gaussiennes d'énergie moyenne : 6, 6,2, 6,4, 6,6, 6,8 et 7 MeV et de largeur à mi-hauteur 3%. Chaque test se réalise en trois étapes. Première étape, nous calculons les distributions spatiale et énergétique des photons pour les six faisceaux d'électrons selon la méthode détaillée au paragraphe 3.4.2.5. Ce calcul initial nous permet ainsi de construire les six points sources de photons correspondant aux six faisceaux d'électrons. La deuxième étape consiste à calculer, en fonction de la profondeur dans un volume d'eau, la dose déposée par chaque point source de photons pour une taille de champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ et une distance source-surface de l'eau de 100 cm. Enfin, la troisième étape consiste à comparer les rendements de dose calculés au rendement mesuré sous l'appareil PRECISE. Nous aurons déterminé l'énergie cinétique moyenne du faisceau d'électrons source, lorsque les différences entre les valeurs calculées et mesurées seront inférieures aux écarts tolérés. Cela signifie, que l'énergie cinétique moyenne des électrons sera fixée par une évaluation indirecte puisque nous passons par le modèle du point source pour calculer les rendements

de dose.

1. **Première étape** : calculs des distributions spatiale et énergétique des photons pour les six faisceaux d'électrons sources.

Tous les résultats présentés ici ont été obtenus en traitant 100 millions d'électrons sources pour chaque distribution énergétique du faisceau d'électrons. Les incertitudes statistiques sont toutes inférieures à 3%. Les énergies de coupure sont respectivement de 1 keV et de 500 keV [[52]] pour les photons et les électrons.

Comme nous l'avons décrit au paragraphe 3.4.2.5, l'angle de propagation θ_i des photons par rapport à l'axe de la cible, et l'énergie des photons E_{ij} dans cet angle sont déterminés par les anneaux détecteurs [Fig. 3.8]. A partir des résultats obtenus par simulations Monte Carlo, nous avons reporté par largeur angulaire de 1° , s'étendant de 0 à 12° , la probabilité de présence des photons par électrons sources, et pour les six énergies moyennes d'électrons. La figure 3.10 donne ces probabilités.

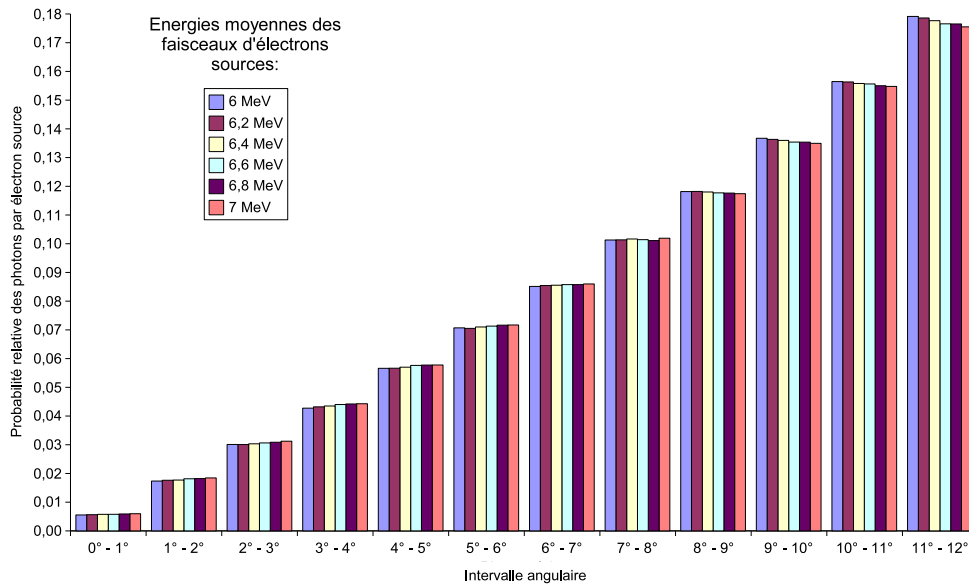


FIG. 3.10 – Distribution de probabilités des photons atteignant le plan détecteur en fonction de leur angle d'incidence, ou distribution spatiale des photons. Pour chaque énergie moyenne du faisceau d'électrons, les probabilités sont normalisées par la somme des probabilités entre 0° et 12° . Les incertitudes statistiques sont inférieures à 3%.

Nous pouvons faire deux remarques sur les résultats illustrés par la figure 3.10 :

- Première remarque : quelle que soit l'énergie moyenne du faisceau d'électrons source, la probabilité de présence des photons croît avec l'angle d'incidence. En effet d'après nos résultats, les photons ont environ 30 fois plus de chance d'atteindre le collimateur secondaire avec un angle compris entre 11° et 12° qu'avec un angle inférieur à 1° par rapport à l'axe de la cible. Deux raisons peuvent expliquer cet écart : l'inégalité des surfaces des anneaux détecteurs et l'inhomogénéité de l'atténuation du cône égalisateur.

La surface de comptage de l'intervalle angulaire 11° - 12° est supérieure à celle de l'intervalle 0° - 1° ($S(11^\circ-12^\circ) = 23 \times S(0^\circ-1^\circ)$). Or la probabilité pour qu'un photon frappe une surface dépend de l'aire de la surface.

le rôle du cône égalisateur est d'atténuer de manière non uniforme les photons issus du collimateur primaire [paragraphes 1.3.3 et 3.4.1.5]. Plus la direction de propagation des photons est proche de l'axe de la cible et plus ils auront des chances d'être arrêtés car la hauteur du cône à l'axe est la plus grande.

- Seconde remarque : l'influence de l'énergie moyenne de la distribution gaussienne des faisceaux d'électrons sources sur la distribution de probabilités des angles d'incidence des photons est relativement faible. L'écart type relatif des valeurs de probabilités des photons est inférieure à 3% pour les douze intervalles angulaires testés [Fig. 3.11].

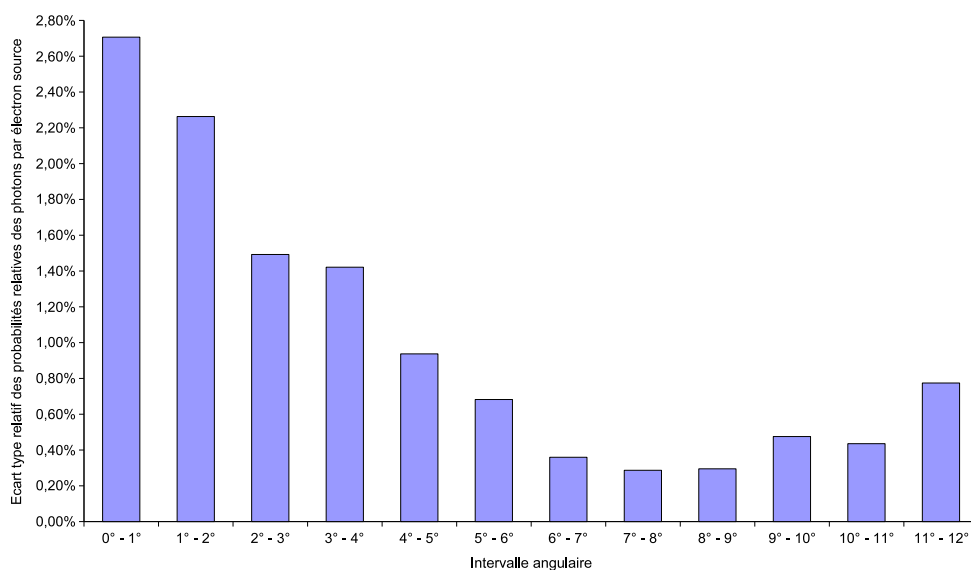


FIG. 3.11 – *Ecart type relatif (en %) des valeurs de probabilités des angles d'incidences des photons pour les six énergies moyennes des faisceaux d'électrons en fonction de l'intervalle angulaire*

Nous venons de décrire la distribution spatiale des photons en fonction de l'énergie cinétique des électrons sources. Il reste à évaluer leur distribution énergétique. Nos calculs par simulations Monte Carlo nous ont permis d'évaluer l'énergie des photons incidents en fonction de l'intervalle angulaire et de l'énergie moyenne des électrons. La figure 3.12 donne l'énergie moyenne des photons en fonction de l'intervalle angulaire et de l'énergie moyenne du faisceau d'électrons source.

Nos résultats sur les énergies des photons nous permettent de faire deux observations :

- Tout d'abord, on constate que les photons qui se propagent le long de l'axe possèdent la plus grande énergie. En effet d'après nos résultats, l'énergie moyenne transportée décroît quand la divergence des photons augmente [[74]]. Si on compare cette distribution en énergies à la distribution spatiale (Fig. 3.10) on constate que leur allure est inversée. Quand la valeur de l'angle de propagation du photon augmente, sa probabilité de présence augmente alors que son énergie moyenne diminue. Ce phénomène s'explique encore par l'atténuation du cône égalisateur. Ce dernier durcit le faisceau de photons, c'est à dire qu'il arrête les composantes de faible énergie et augmente ainsi l'énergie moyenne du faisceau. Le durcissement est d'autant plus important que l'épaisseur de cône traversé par

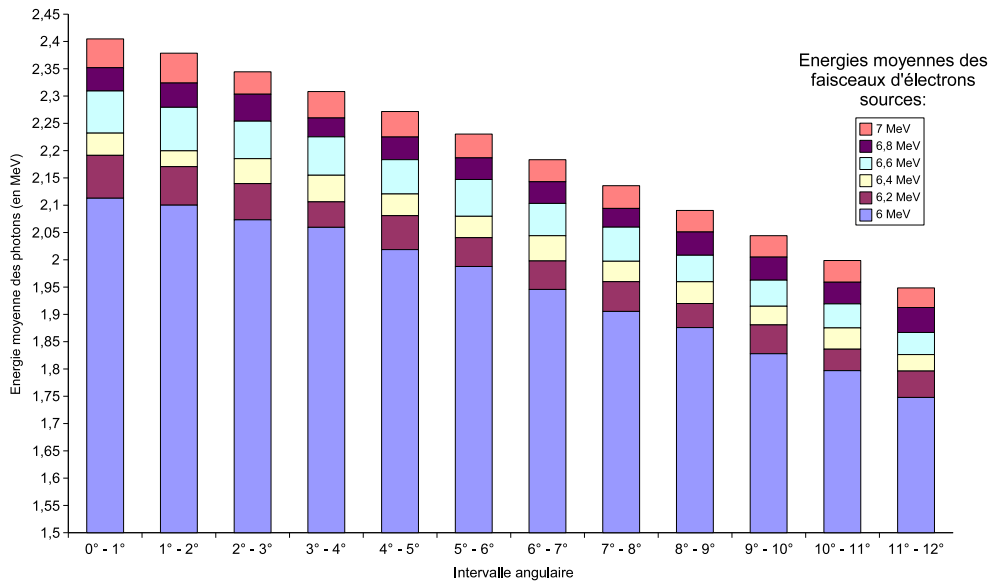


FIG. 3.12 – *Energie moyenne des photons atteignant le plan détecteur en fonction de leur angle d'incidence et de l'énergie moyenne des électrons du faisceau source.*

les photons est grande. Ainsi, les photons émis dans un angle inférieur à 1° et qui traversent du cône sans interagir, ont l'énergie moyenne la plus élevée.

- Ensuite, on remarque que l'ordre énergétique est conservé, c'est à dire que plus l'énergie moyenne du faisceau d'électrons est grande et plus les photons produits ont une énergie moyenne élevée, et ceci est valable quelque soit l'intervalle angulaire.

Nous venons d'étudier les distributions spatiale et énergétique des photons en fonction de l'énergie moyenne du faisceau d'électrons source. Qu'en est-il du flux énergétique ? Par flux énergétique, nous entendons l'énergie transportée par les photons par unité de surface. Nous avons calculé le flux énergétique des photons dans chaque plage angulaire. Pour cela, nous avons effectué la somme de 0 à 7 MeV des produits entre la probabilité de présence du photon dans chaque intervalle énergétique⁷ par l'énergie moyenne de l'intervalle énergétique correspondant. Par définition, le flux énergétique est indépendant de la surface de détection. Il est donc nécessaire de normaliser le nombre de photons par unité de surface de détection, c'est à dire de diviser le nombre de photons d'un anneau par la surface de l'anneau. Nous obtenons ainsi des flux énergétiques par intervalle d'angles. La figure 3.13 donne les flux énergétiques obtenus.

Nous pouvons faire deux remarques sur les résultats de nos calculs de flux énergétiques :

- Tout d'abord, nous constatons logiquement que dans chaque intervalle angulaire, la valeur du flux énergétique augmente avec l'énergie moyenne du faisceau d'électrons source.
- Nous remarquons ensuite que pour chaque faisceau d'électrons, le flux énergétique

⁷Nous rappelons que la largeur des intervalles énergétiques a été fixée à 250 keV et que la distribution énergétique s'étend de 0 à 7 MeV pour les photons de 6 MeV.

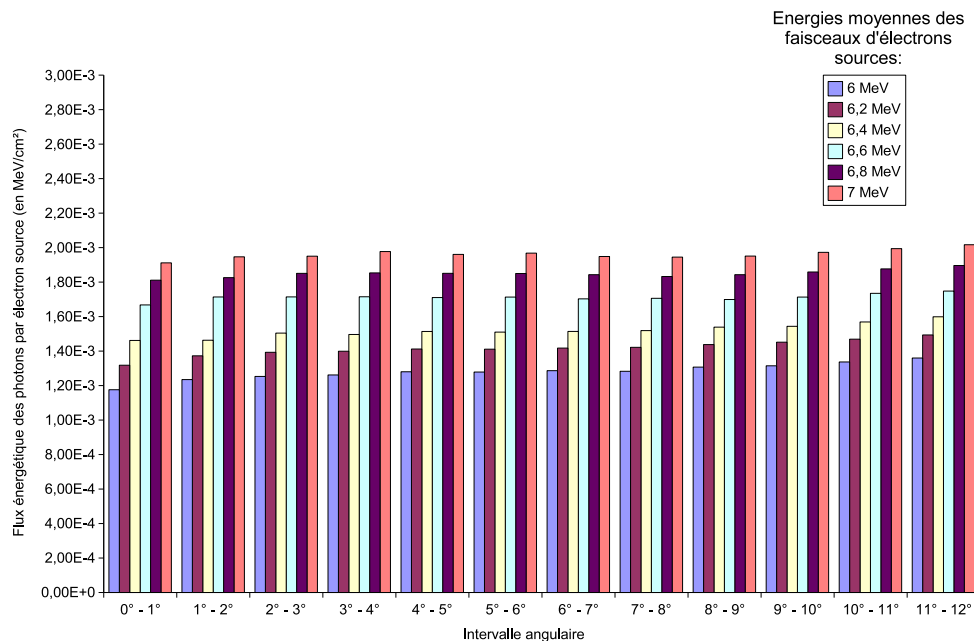


FIG. 3.13 – Flux énergétique des photons par électron source en fonction de l'intervalle angulaire et de l'énergie moyenne du faisceau d'électrons source.

est relativement uniforme sur l'ensemble des intervalles angulaires. L'écart type relatif des valeurs de flux énergétiques des photons est inférieure à 0,5% pour les six énergies moyennes d'électrons sources traitées. Nous vérifions ainsi l'effet d'uniformisation du cône égalisateur sur le flux énergétique [Fig. 3.14].

Nous venons de déterminer les distributions spatiale et énergétique des photons en fonction de l'énergie moyenne du faisceau d'électrons source. Nous pouvons ainsi construire un point source de photons par faisceau d'électrons testé. Dans ce qui suit, nous allons calculer un rendement de dose en profondeur d'eau pour chaque point source de photons.

- Deuxième étape :** calculs des rendements de dose en profondeur pour chaque point source de photons pour la taille de champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ à la distance source-surface de l'eau de 100 cm.

Les calculs des rendements de dose en profondeur sont réalisés à partir d'un *mesh tally* de type 3. Ce dernier estime la dose déposée dans un petit élément de volume que nous avons appelé *dosel*⁸ [[18]]. En pratique, MCNPX permet de construire des grilles de *dosels* en définissant leurs dimensions selon les trois axes X,Y et Z. Pour le calcul d'un rendement de dose, notre grille de calcul se résume à une colonne de *dosels* dans le sens de l'axe des Z, immergée virtuellement dans un milieu rempli d'eau et centrée à l'axe du faisceau [Fig. 3.15]. Dans cette simulation, la taille des *dosels* a un rôle capital. Elle fixe la résolution du calcul. MCNPX donne un résultat par *dosel*, il correspond à une valeur globale car il est associé à l'ensemble du volume contenu dans le *dosel*. Pour que le résultat donné par MCNPX représente au mieux le volume du *dosel*, il faut que ce dernier soit le plus petit possible. Ainsi, pour améliorer la résolution de calcul il faut diminuer

⁸Le mot *dosel* est une appellation donnée par notre équipe pour caractériser un volume de dose

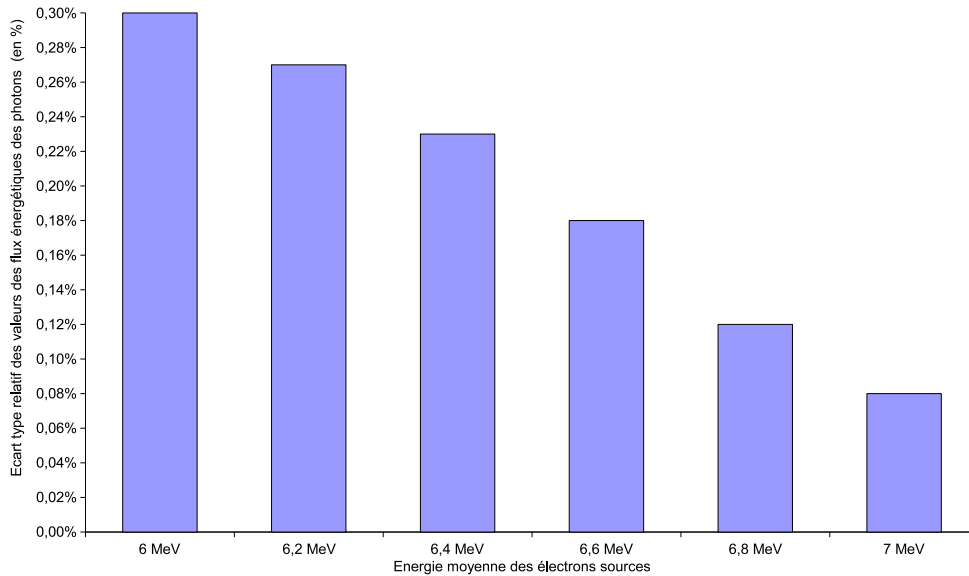


FIG. 3.14 – *Ecart type relatif (en %) des valeurs de flux énergétiques des photons des douze intervalles angulaires en fonction de l'énergie moyenne des faisceaux d'électrons source*

la taille des *dosels*. Mais si leur taille diminue, l'incertitude statistique du calcul, pour un nombre constant de particule source, augmente. En effet, plus le volume d'un *dosel* diminue et plus faible sera la probabilité pour qu'un photon y dépose de l'énergie. Alors, pour conserver la même incertitude statistique en diminuant la taille des *dosels* il faut augmenter le nombre de particules sources. Mais, si le nombre de particules sources augmente, le temps de calcul augmente aussi puisque le code devra traiter plus d'histoire. Pour obtenir le meilleur compromis entre la résolution de calcul et l'incertitude statistique, nous avons fixé la taille des *dosels* en tenant compte du travail de DeMarco *et al.* [[45]]. Ces derniers ont calculé des rendements de dose en profondeur pour valider leur modélisation des accélérateur SL15 et SL25, avec des cellules détectrices de forme cylindrique dont le rayon était égale à 1/10 de la taille de champ, et dont la hauteur valait 2 mm. Nous avons appliqué les mêmes dimensions à nos *dosels* de forme cubique. Ainsi, pour la taille de champ $10 \times 10 \text{ cm}^2$, les *dosels* ont pour dimensions : $1 \times 1 \times 0,2 \text{ cm}^3$.

La taille des *dosels* n'est pas le seul paramètre influençant l'incertitude statistique. Le nombre de particules sources a lui aussi un rôle important sur l'optimisation statistique des calculs. Comme nous l'avons vu dans la partie 3.3.2.6 l'incertitude statistique est proportionnelle à l'inverse de la racine carré du nombre de particules sources. Ainsi, pour assurer une incertitude statistique inférieure à 3% sur l'estimation des dépôts de dose dans les *dosels*, nous avons fixé à 300 millions le nombre de photons émis par chaque point source. Etant donné ce nombre important de particules à traiter, nous avons fixé à 500 keV l'énergie de coupure des électrons dans le but de réduire les temps de calculs. La durée maximale de calcul était environ de 20 heures sur un processeur Intel Core2 (CPU 4300, 1,8 GHz).

- Troisième étape :** comparaison des rendements de dose calculés aux rendements de dose mesurés pour l'appareil PRECISE.

Nous avons décrit au chapitre 2 [1.4.3.5] la méthode de la mesure du rendement de

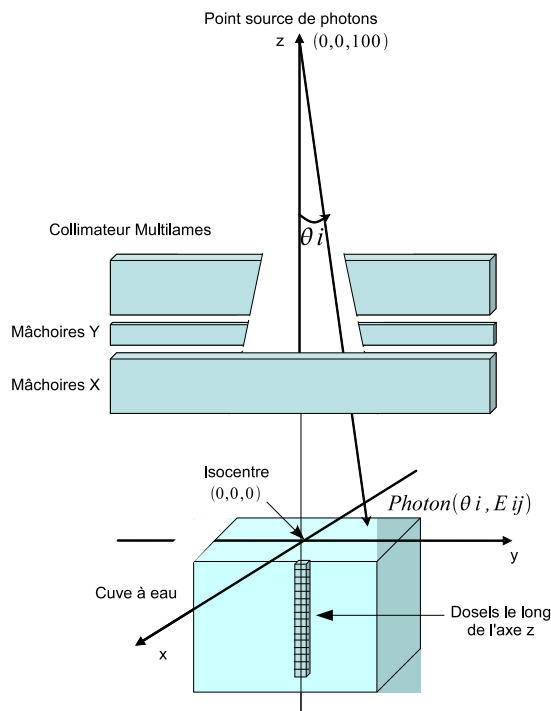


FIG. 3.15 – Calcul de la dose déposée dans les dosels le long de l'axe z dans un volume d'eau, à partir du point source de photons pour une taille de champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ et à la distance source-surface de l'eau de 100 cm. Le schéma n'est pas à l'échelle.

dose en profondeur. Nous avons réalisé nos mesures de doses à l'aide d'une chambre d'ionisation cylindrique de type CC13 de volume interne $0,13 \text{ cm}^3$ et de rayon interne 3 mm, que nous avons installée dans une cuve à eau de dimensions $60 \times 60 \times 60 \text{ cm}^3$ de type Wellhofer. Nous avons employé un dosimètre de type Wellhofer WP5007 pour mesurer l'ionisation de la chambre.

Dans ces conditions, le rendement de dose en profondeur des photons d'énergie nominale 6 MV a été mesuré pour une taille de champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ à la distance source-surface de l'eau de 100 cm.

La recherche de l'énergie cinétique moyenne du faisceau d'électrons source consiste à comparer dans les mêmes conditions d'irradiation (champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$, distance source-surface de l'eau de 100 cm) le rendement de dose mesuré au rendement de dose calculé pour chaque point source de photons issus d'un faisceau d'électrons source donné.

Pour comparer deux rendements de dose il est nécessaire de les normaliser au même point. Verhaegen *et al.* [[31]] conseillent de normaliser les courbes à une profondeur plus grande que d_{max} , par exemple 10 cm, ou bien de normaliser par plusieurs points afin d'éviter le bruit statistique et garantir ainsi une meilleure comparaison des rendements de doses en profondeur. La normalisation à la profondeur de 10 cm est reprise par Chetty *et al.* [[37]] car elle permet d'exclure les effets de contaminations des électrons secondaires (électrons issus des interactions des photons avec les éléments de la tête de l'accélérateur et avec l'air) sur la zone du build-up.

Par conséquent, nous avons choisi de normaliser nos rendements de dose calculés et mesurés à la profondeur de 10 cm d'eau.

3.4.3.1.2 Résultats : les figures 3.16 et 3.17 donnent le rendement de dose en profondeur mesuré pour les photons de 6 MV du PRECISE et le rendement calculé pour les six points sources de photons modélisés. Les courbes sont données pour une taille de champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ et une distance source-surface de l'eau de 100 cm. Chaque courbe est normalisée à la profondeur de 10 cm d'eau.

Pour déterminer la meilleur énergie cinétique moyenne E_0 du faisceau d'électrons source nous devons comparer chaque courbe calculée à la courbe mesurée. Pour ce faire, nous avons choisi trois grandeurs de comparaisons :

- L'indice de qualité D_{20}/D_{10} :

En physique médicale, un faisceau de photons est caractérisé par son indice de qualité D_{20}/D_{10} . Lequel correspond au rapport des doses absorbées aux profondeurs de 20 cm et 10 cm dans un fantôme d'eau pour une distance source-surface constante et un champ d'irradiation de dimension $10 \times 10 \text{ cm}^2$ à la surface du fantôme. Nous avons calculé les indices de qualité du faisceau de photons mesuré et des faisceaux de photons simulés.

- La profondeur du maximum de dose $Z_{D_{max}}$:

Malgré l'incertitude sur la mesure, la résolution des calculs, qui est limitée par la hauteur de nos *dosels* (2 mm) et par l'incertitude statistique, il est possible d'après Sheikh-Bagheri *et al.* [[19]] d'améliorer l'estimation de $Z_{D_{max}}$, en calculant la régression quadratique sur les cinq points les plus proches de la valeur maximale et en l'incluant. Nous avons déterminé les profondeurs du maximum de dose du rendement mesuré et des rendements simulés.

- L'écart relatif Δ de Cho *et al.* [[82]] :

L'indice de qualité et la profondeur du maximum de dose ne permettent de comparer que certains points particuliers des courbes. Pour analyser les écarts entre les rendements en fonction de la profondeur nous avons utilisé une troisième grandeur : l'écart relatif Δ de Cho *et al.* [[82]]. Ce dernier correspond à la différence entre la dose calculée $Dose_{MCNPX}$ et la dose mesurée $Dose_{mesurée}$ divisée par la dose mesurée :

$$\Delta = \frac{Dose_{MCNPX} - Dose_{mesurée}}{Dose_{mesurée}} \times 100 \quad (3.53)$$

Nous avons calculé l'écart relatif pour chaque énergie moyenne du faisceau d'électrons source. Les figures 3.18 et 3.19 donnent les écarts relatifs Δ calculés en fonction de la profondeur d'eau.

Afin de comparer les écarts de dose entre les six faisceaux d'électrons simulés et la mesure expérimentale de référence, nous avons utilisé les critères de concordance de Cho *et al.* :

- écart de dose inférieur à 3% dans la région du buildup,
- écart de dose inférieur à 1% pour la majorité ($\approx 95\%$) des profondeurs comprises entre la profondeur du maximum de dose ($Z_{D_{max}}$) et 30 cm d'eau, et inférieur à 1,5 % pour quelques profondeurs.

Pour ce faire, nous avons calculé pour chaque rendement de dose ; la moyenne des écarts σ entre $Z_{D_{max}}$ et la profondeur de 30 cm d'eau, l'écart maximal absolu σ_{Max} pour le même intervalle de profondeur, et la moyenne des écarts γ dans la région du build-up, c'est à dire entre 0,3 cm et $Z_{D_{max}}$. Nous n'avons pas tenu compte des valeurs de dose à l'entrée en raison de leur faible fiabilité due au manque de précision dans la modélisation

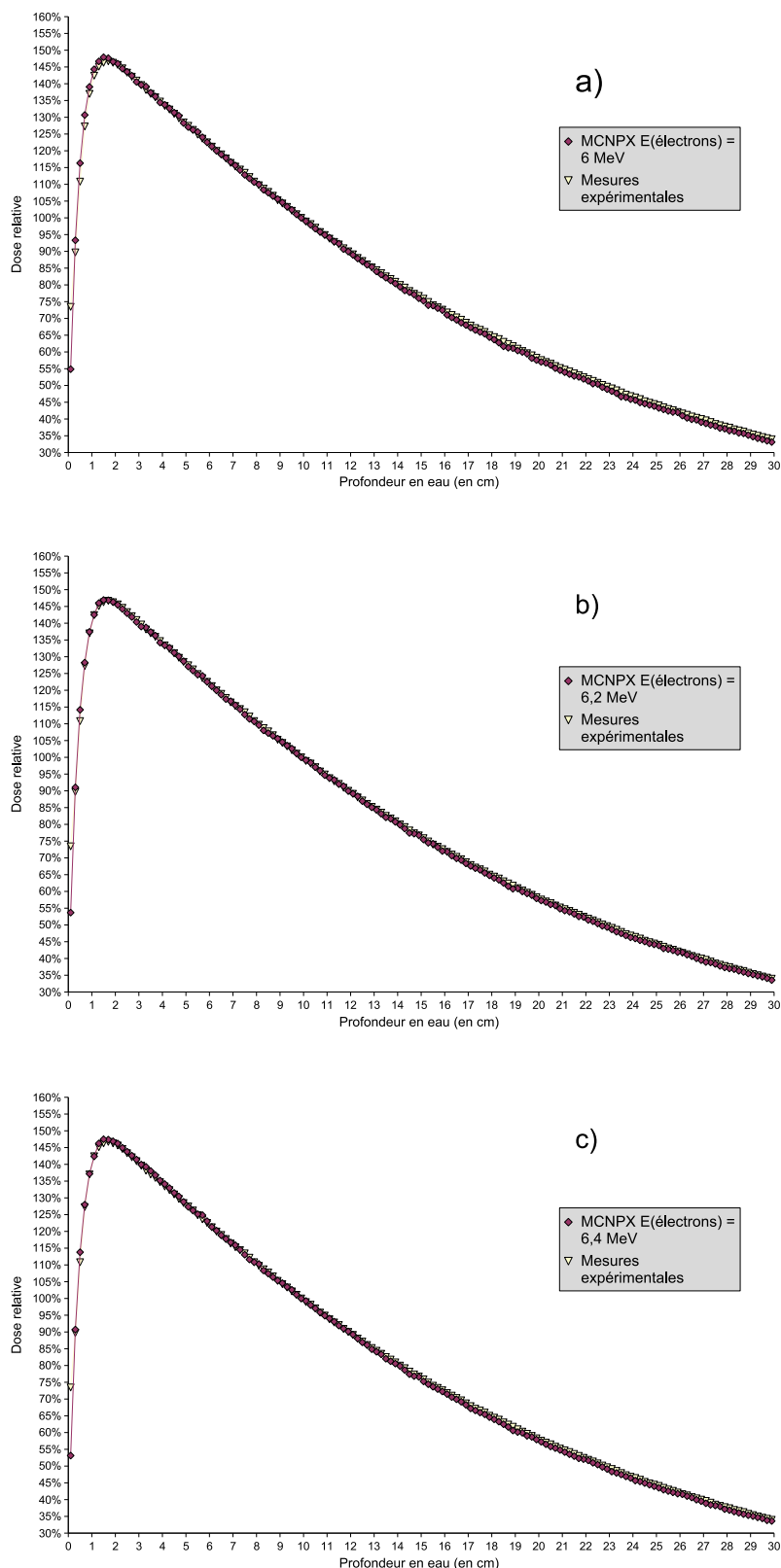


FIG. 3.16 – Comparaison des rendements de dose en profondeur du faisceau de photons de 6 MV entre les mesures expérimentales et les simulations MCNPX des trois premières énergies cinétiques moyennes E_0 du faisceau d'électrons source, pour un champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ à la distance source-surface de l'eau de 100 cm. a) $E_0 = 6 \text{ MeV}$. b) $E_0 = 6,2 \text{ MeV}$. c) $E_0 = 6,4 \text{ MeV}$. Les courbes de rendements de dose sont normalisées à la dose à 10 cm. Les incertitudes statistiques sont toutes inférieures à 1%.

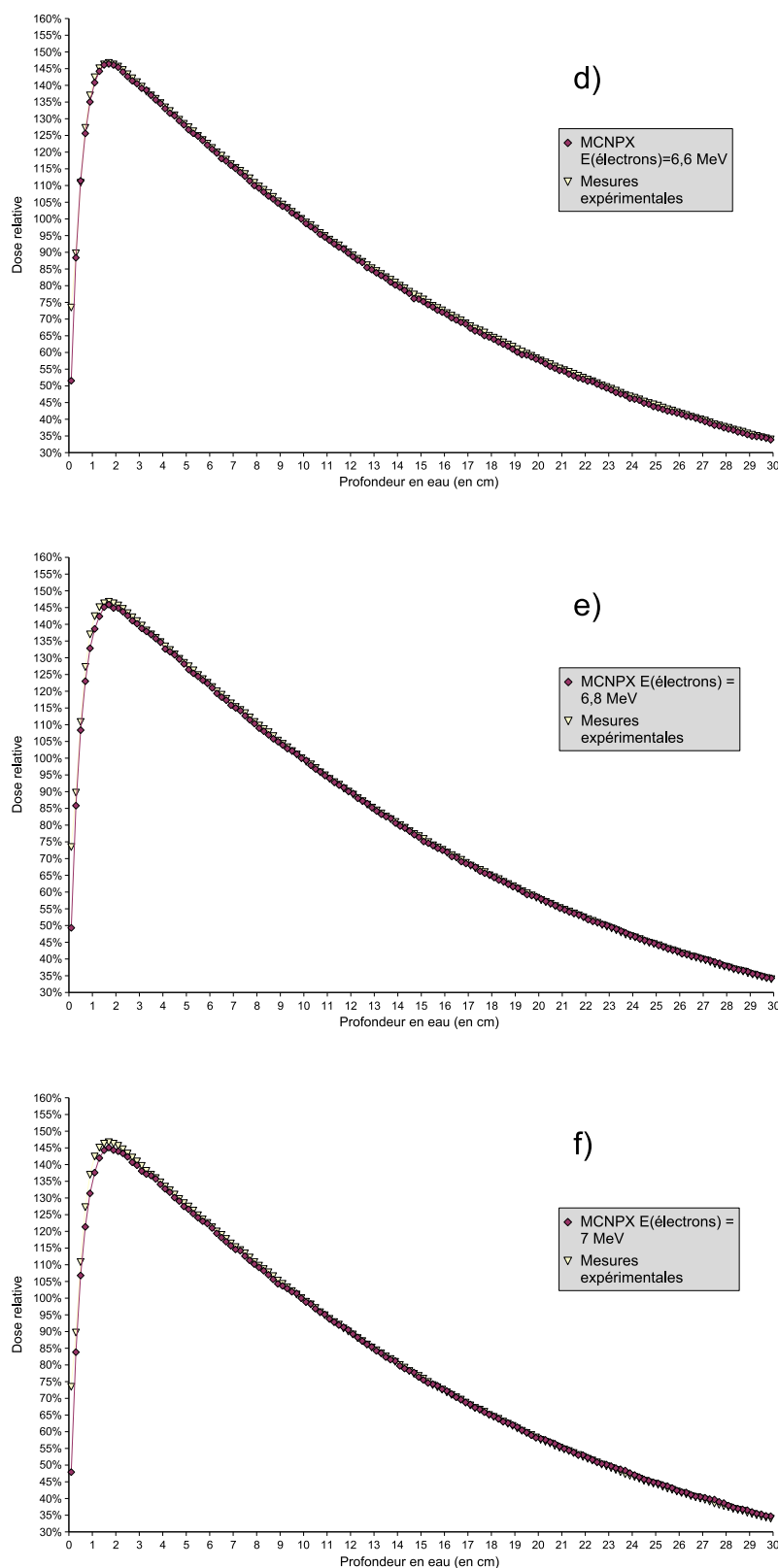


FIG. 3.17 – Comparaison des rendements de dose en profondeur du faisceau de photons de 6 MV entre les mesures expérimentales et les simulations MCNPX des trois dernières énergies cinétique moyenne E_0 du faisceau d'électrons source, pour un champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ à la distance source-surface de l'eau de 100 cm. **d)** $E_0 = 6,6 \text{ MeV}$. **e)** $E_0 = 6,8 \text{ MeV}$. **f)** $E_0 = 7 \text{ MeV}$. Les courbes de rendements de dose sont normalisées à la dose à 10 cm. Les incertitudes statistiques sont toutes inférieures à 1%.

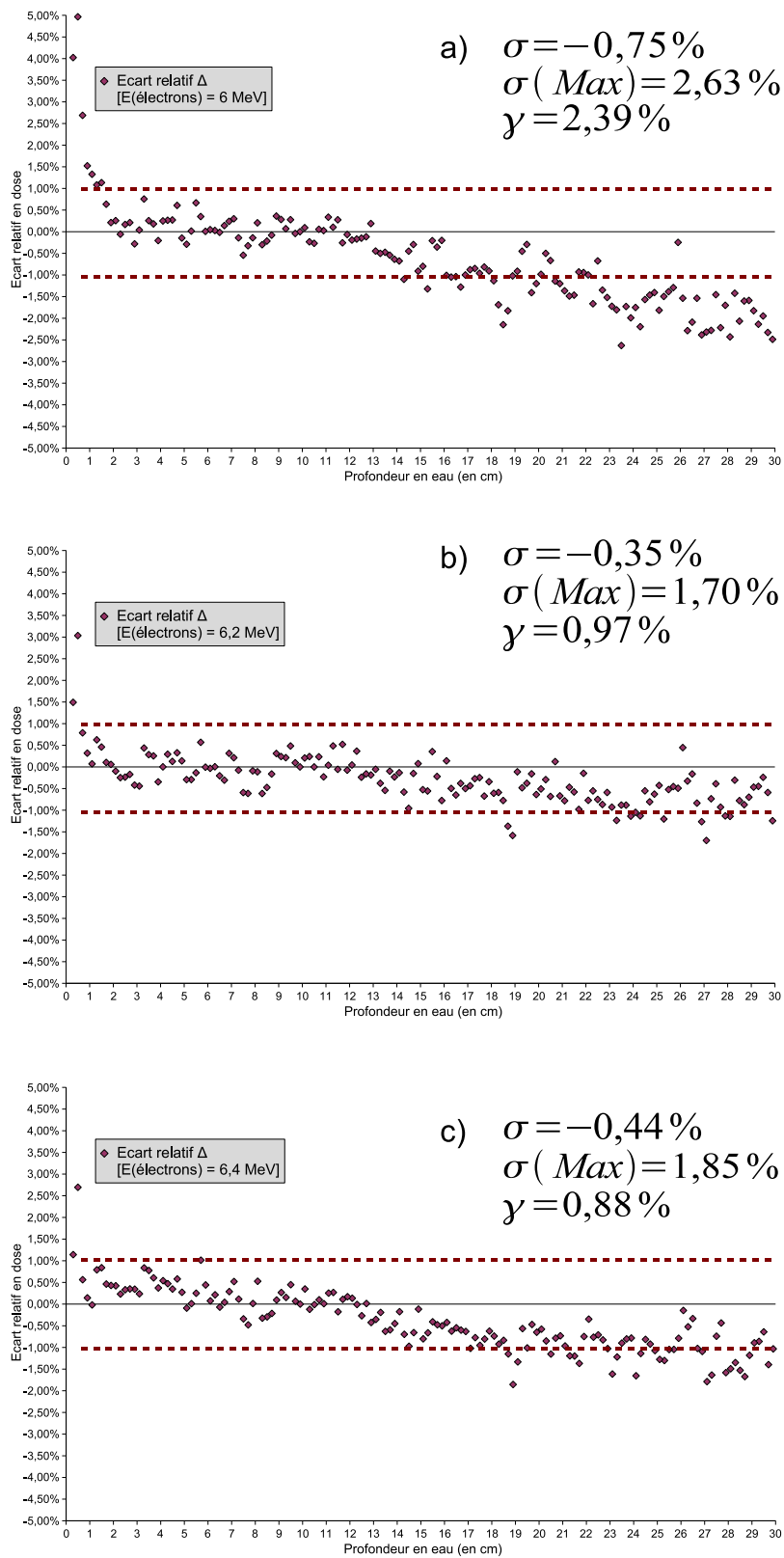


FIG. 3.18 – *Ecart*s relatifs Δ entre les mesures expérimentales et les rendements de dose calculés pour les trois premières énergies cinétiques moyennes E_0 du faisceau d'électrons source : **a)** $E_0 = 6 \text{ MeV}$. **b)** $E_0 = 6,2 \text{ MeV}$. **c)** $E_0 = 6,4 \text{ MeV}$.

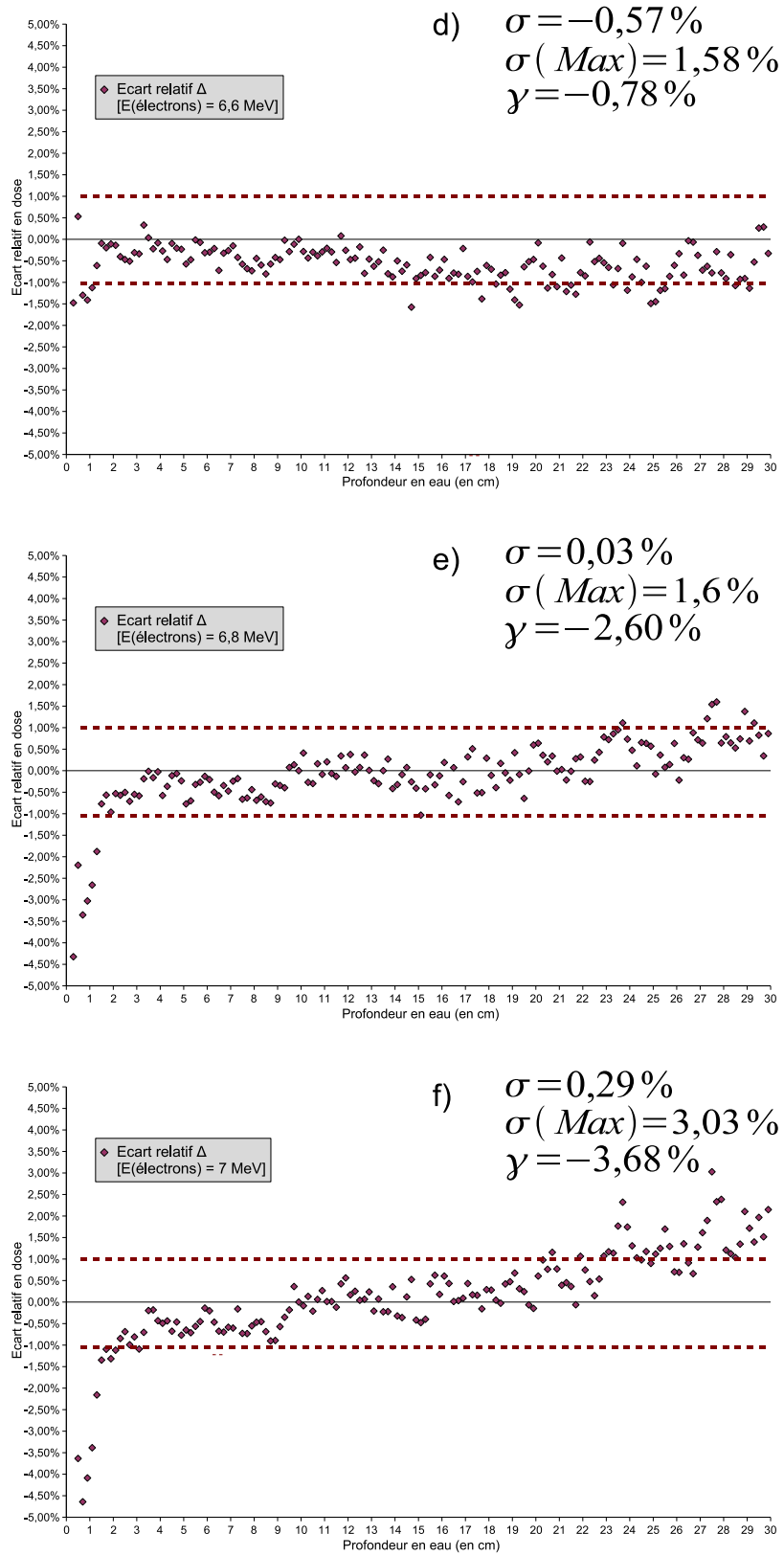


FIG. 3.19 – *Ecart relatif Δ entre les mesures expérimentales et les rendements de dose calculés pour les trois dernières énergies cinétiques moyennes E_0 du faisceau d'électrons source : d) $E_0 = 6,6$ MeV. e) $E_0 = 6,8$ MeV. f) $E_0 = 7$ MeV.*

de la collimation secondaire et à l'incertitude sur la mesure de la dose plus importante à l'entrée en raison de la géométrie de la chambre d'ionisation.

Les trois grandeurs σ , σ_{Max} et γ , sont reportées sur chaque graphe. Les critères de concordance sont représentés sur les figures par les droites horizontales rouges en pointillés.

Le tableau 3.1 donne les profondeurs $Z_{D_{max}}$ estimées, les indices de qualité D_{20}/D_{10} , les moyennes des écarts σ et γ et les écarts maximaux σ_{Max} .

Grandeurs de comparaison	Mesure expérimentale référence	Simulations des six énergies moyennes E_0 des faisceaux d'électrons sources :					
		6 MeV	6,2 MeV	6,4 MeV	6,6 MeV	6,8 MeV	7 MeV
$Z_{D_{max}}$	1,70 mm	1,50 mm	1,50 mm	1,69 mm	1,70 mm	1,70 mm	1,70 mm
D_{20}/D_{10}	0,58	0,57	0,58	0,58	0,58	0,58	0,58
σ	0,00 %	-0,75 %	-0,35 %	-0,44 %	-0,57 %	0,03 %	0,29 %
σ_{Max}	0,00 %	2,63 %	1,70 %	1,85 %	1,58 %	1,60 %	3,03 %
γ	0,00 %	2,39 %	0,97 %	0,88 %	-0,78 %	-2,60 %	-3,68 %

TAB. 3.1 – Influence de l'énergie moyenne du faisceau d'électrons source sur les écarts entre les rendements de dose mesurés et calculés. Avec $Z_{D_{max}}$ la profondeur estimée du maximum de dose, D_{20}/D_{10} l'indice de qualité, σ et γ les valeurs moyennes des écarts Δ respectivement entre $Z_{D_{max}}$ et la profondeur de 30 cm d'eau et dans la région du build-up, et σ_{Max} l'écart maximal absolu entre $Z_{D_{max}}$ et la profondeur de 30 cm d'eau.

A partir des figures 3.16, 3.17, 3.18 et 3.19 et des données du tableau 3.1 nous pouvons faire les remarques suivantes :

- Tout d'abord, on note que pour E_0 supérieure ou égale à 6,6 MeV les valeurs de $Z_{D_{max}}$ et des indices de qualité correspondent à celles issues des mesures expérimentales. Ces premiers résultats permettent d'éliminer les trois plus faibles énergies moyennes mais ils ne suffisent pas à la détermination précise de l'énergie cinétique moyenne du faisceau d'électrons source.
- Ensuite, on constate l'influence de l'énergie du faisceau d'électrons sur l'allure du rendement de dose en profondeur. En effet, pour les faisceaux d'électrons d'énergie moyenne inférieure à 6,6 MeV nous observons pour les profondeurs inférieures au point de normalisation, une sur-estimation de la dose par rapport à la mesure expérimentale de référence (γ vaut respectivement 2,39%, 0,97%, et 0,88% pour les énergies E_0 de 6, 6,2 et 6,4 MeV) et au contraire une sous-estimation de la dose pour les profondeurs supérieures au point de normalisation (σ vaut respectivement -0,75%, -0,35% et -0,44% pour les énergies E_0 de 6, 6,2 et 6,4 MeV). En revanche, nous constatons le phénomène inverse pour les énergies de faisceaux d'électrons supérieures ou égales à 6,6 MeV. Ce résultat s'explique par le fait que la profondeur du maximum de dose augmente avec l'énergie des photons [1.4.3.5] donc avec l'énergie des électrons sources. Cette première observation vérifie les conclusions de Sheikh-Bagheri et Rogers [[19]] à savoir qu'une variation de 0,2 MeV sur l'énergie du faisceau d'électrons modifie l'allure des rendements de dose en profondeur.
- Par ailleurs, on observe que les plus grands écarts sont dans la région du *buildup*. En effet, on note que les valeurs de γ sont supérieures à celles de σ . Ces écarts

ont été observés par la plupart des équipes travaillant sur la modélisation des accélérateurs [[45], [37], [4]]. DeMarco *et al.* les expliquent de part l'approximation de la modélisation du faisceau de photons induite par l'utilisation du modèle du point source.

- De plus dans la région du *buildup*, les plus importants écarts relatifs Δ sont constatés pour les profondeurs d'eau inférieures ou égales à 0,5 cm. La moyenne des valeurs absolues de Δ entre 0,1 et 0,5 cm d'eau vaut respectivement 11,43%, 10,48%, 10,50%, 10,62%, 13,13% et 14,99% pour les énergies E_0 de 6, 6,2, 6,4, 6,6, 6,8 et 7 MeV. Ces écarts de dose sont dus aux électrons de contamination qui constituent la principale composante de la dose à l'entrée [[23], [45]]. Ces derniers se composent des électrons secondaires issus des interactions des photons de hautes énergies avec les éléments de la tête de l'accélérateur, et des électrons secondaires générés par les interactions dans l'air (entre la sortie de la tête de l'accélérateur et l'entrée du fantôme d'eau) à basse énergie.

L'origine de ces écarts est double : une simulation du transport des électrons de contamination biaisée par l'imprécision de la modélisation de la collimation secondaire et une incertitude de mesure de la dose plus importante dans la région du *buildup* car plus difficile à mesurer [[4]] du fait des forts gradients de dose et des dimensions de la chambre d'ionisation utilisée.

Finalement, ces observations nous ont conduit à choisir l'énergie moyenne du faisceau d'électrons source égale à 6,6 MeV car d'une part pour cette énergie les valeurs de l'indice de qualité et de la profondeur du maximum de dose de la simulation sont voisines des valeurs de la mesure de référence et d'autre part les écarts σ , σ_{Max} et γ rentrent dans les critères de concordance de Cho *et al.* : $-1\% < \sigma < 1\%$, σ_{Max} proche de 1,5% et $-3\% < \gamma < 3\%$.

3.4.3.1.3 Conclusion : Les résultats précédents ont mis en évidence l'influence de l'énergie moyenne de la distribution gaussienne en énergie du faisceau d'électrons sources sur l'allure des rendements de dose en profondeur. Nous avons noté des écarts de dose entre les mesures expérimentales et les simulations Monte Carlo, notamment dans la région du *buildup*. Néanmoins, ces écarts sont relativement faibles et leur maximum n'excède pas 4%. Nous avons choisi l'énergie moyenne du faisceau d'électrons source égale à 6,6 MeV pour laquelle les écarts calculés sont les plus proches des critères de concordance fixés.

3.4.3.2 2^{ème} étape : Détermination de la distribution spatiale du faisceau d'électrons source

La deuxième étape consiste à déterminer la distribution spatiale du faisceau d'électrons source en comparant les profils de dose mesurés aux profils calculés en fonction des caractéristiques données à la modélisation de la distribution spatiale des électrons.

3.4.3.2.1 Méthode : Pour étudier l'influence de la distribution spatiale des électrons du faisceau source à partir des profils de dose nous avons modélisé le faisceau par un disque dans lequel les électrons sont équidistribués pour être émis avec une incidence normale par rapport à la surface de la cible. L'avantage de cette modélisation est que l'on peut modifier la distribution spatiale du faisceau d'électrons en faisant varier un seul paramètre : le rayon du disque.

Nous avons fait varier le rayon r du disque d'émission de 0 à 2 mm par pas de 0,5 mm, nous avons donc modélisé cinq distributions spatiales. Pour chaque rayon nous avons

calculé les distributions énergétique et spatiale des photons afin de construire le point source correspondant [3.4.2.5].

Pour chaque point source de photons nous avons calculé les profils de dose en utilisant le *tally* de type *mesh 3* identique à celui décrit pour le calcul des rendements, à la différence que les *dosels* sont placés horizontalement au lieu d'être le long de l'axe du faisceau de photons [Fig. 3.20]. La largeur du *dosel* vaut 0,2 cm [[45]] dans la direction du profil à calculer et 1 cm dans les deux autres directions. De plus le nombre de *dosel* est suffisant pour couvrir deux fois la largeur du champ.

La méthode de mesure des profils de dose a été décrite dans le chapitre 2 [1.4.3.5]. Le matériel utilisé est identique à celui de la mesure du rendement de dose.

La mesure et le calcul du profil de dose ont été effectués dans les sens droite-gauche (*inplane*) et cranio-caudal (*crossplane*), à 10 cm sous la surface de l'eau, pour un champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ et à une distance source-surface de l'eau de 100 cm.

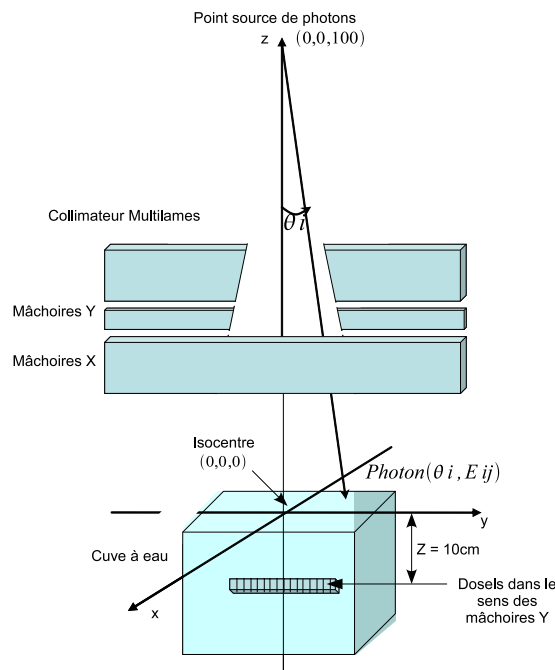


FIG. 3.20 – Calcul de la dose déposée dans les dosels le long de l'axe Y (sens *inplane*) à une profondeur de 10 cm d'eau, à partir du point source de photons pour une taille de champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ et à la distance source-surface de l'eau de 100 cm. Le schéma n'est pas à l'échelle.

3.4.3.2.2 Résultats : Pour chaque distribution spatiale, *i.e* pour chaque valeur de r , nous avons comparé le profil de dose calculé au profil de dose mesuré. La figure 3.21 donne pour le sens droite-gauche, le profil de dose du faisceau de photons de 6 MV mesuré sous l'appareil Precise et le profil de dose du faisceau de photons calculé à partir de la simulation du faisceau d'électrons source d'énergie moyenne 6,6 MeV et de rayon 0,5 mm.

Nous avons calculé l'écart relatif Δ de Cho *et al.* [[82]], précédemment décrit [équation (3.53)], entre les valeurs de dose du profil calculé et les valeurs de dose du profil mesuré. La figure 3.22 donne les écarts relatifs Δ pour la distribution spatiale $r = 0,5 \text{ mm}$.

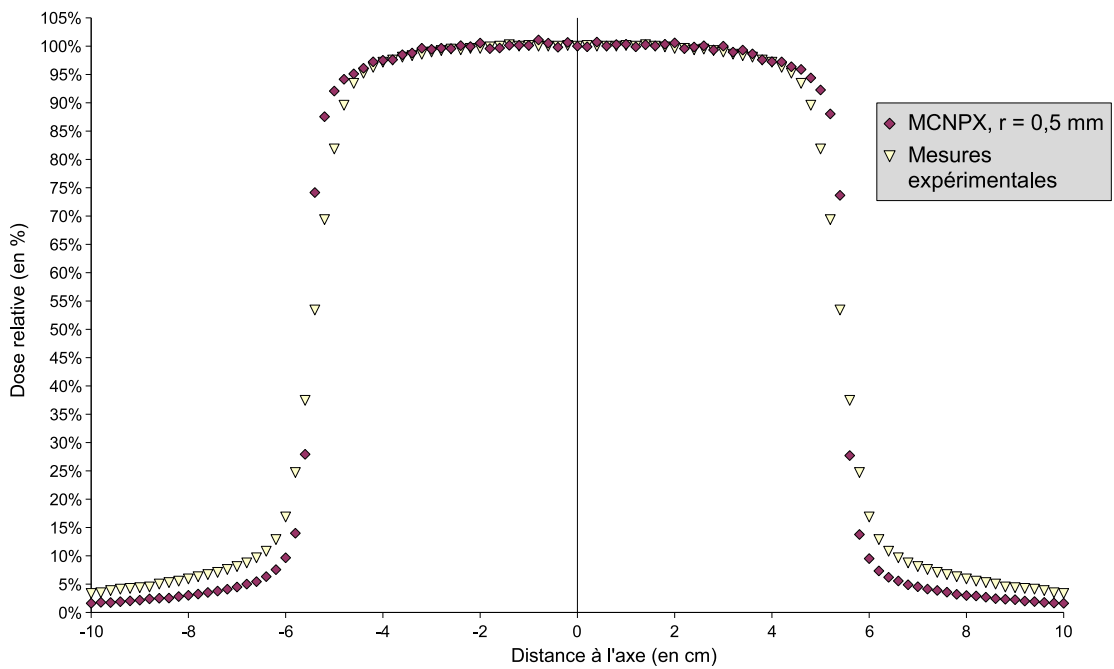


FIG. 3.21 – Profil de dose du faisceau de photons de 6 MV mesuré sous appareil et profil de dose du faisceau de photons calculé à partir de la simulation du faisceau d'électrons source d'énergie moyenne 6,6 MeV et de rayon 0,5 mm. Les profils sont dans le sens droite-gauche. Ils sont donnés à une profondeur de 10 cm dans un fantôme d'eau, pour un champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ à la distance source-surface de l'eau de 100 cm. Les courbes sont normalisées par rapport à la valeur de la dose à l'axe. Les incertitudes statistiques sont inférieures à 1% dans la zone du plateau de dose et inférieures à 2% en dehors.

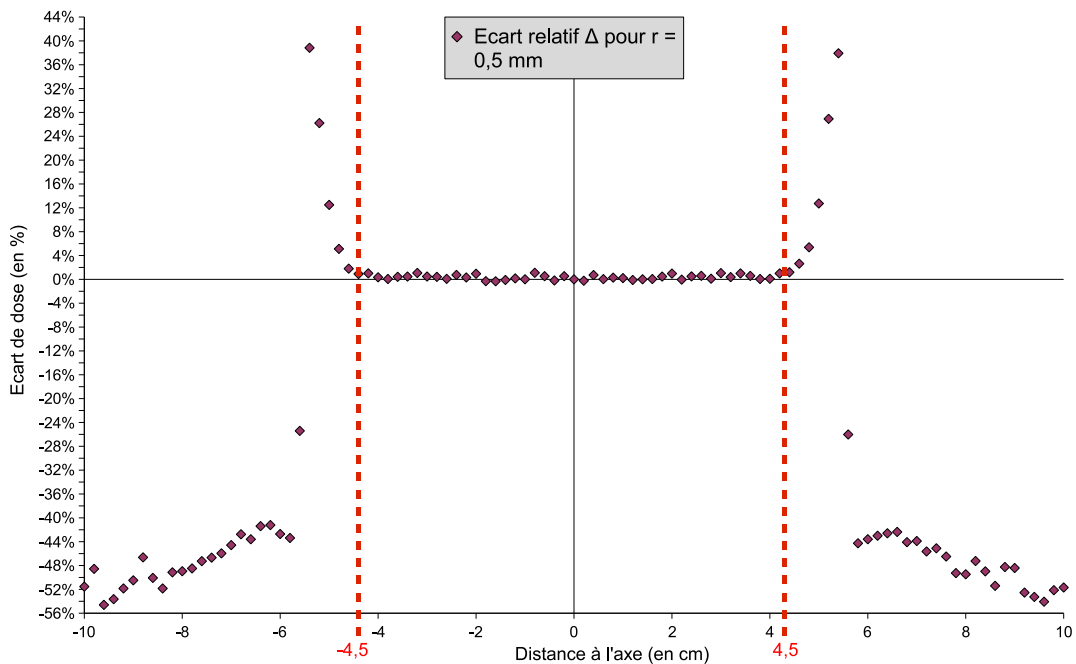


FIG. 3.22 – Ecart relatif Δ entre les valeurs de dose du profil mesuré sous appareil et les valeurs de dose du profil calculé à partir de la simulation du faisceau d'électrons source d'énergie moyenne 6,6 MeV et de rayon 0,5 mm.

Le tableau 3.2 donne pour les cinq distributions spatiales modélisées la largeur de la pénombre (la pénombre correspond à la zone comprise entre 20% et 80% de la dose à l'axe (chapitre 2) ainsi que la moyenne λ des valeurs absolues des écarts relatifs Δ et la valeur maximale λ_{Max} de ces écarts dans la région du plateau. La largeur de ce dernier doit être clairement définie car elle influe directement sur les valeurs de λ et de λ_{Max} . Nous avons fixé la largeur du plateau à la section du profil qui s'étend de l'axe du champ à 1 cm à l'intérieur des bords du champ [[23]]. Pour les résultats présentés, cette zone est comprise entre -4,5 et 4,5 cm puisque les limites du champ sont -5,5 et 5,5 cm à la distance source-profondeur de mesure du profil égale à 110 cm [3.22].

Grandeurs de comparaison	Mesure expérimentale référence	Simulations des cinq distributions spatiales r des faisceaux d'électrons sources :				
		0 mm	0,5 mm	1 mm	1,5 mm	2 mm
pénombre	8,9 mm	3,9 mm	4,0 mm	4,0 mm	3,9 mm	3,9 mm
λ	0,00 %	0,76 %	0,45 %	0,45 %	0,76 %	0,81 %
λ_{Max}	0,00 %	2,16 %	1,19 %	1,43 %	2,13 %	1,94 %

TAB. 3.2 – Pénombre en mm et moyennes des écarts relatifs absolus (λ) et valeurs des écarts maximaux (λ_{Max}) entre le profil de dose mesuré et les profils de dose simulés pour les cinq distributions spatiales du faisceau d'électrons source dans la région du plateau.

A partir de ces résultats nous observons que :

- La largeur de la pénombre simulée ne varie presque pas avec le rayon r du faisceau d'électrons, pour les valeurs de r comprises entre 0 et 2 mm. Elle varie entre 3,9 et 4 mm. Les distributions spatiales modélisées des électrons sources n'influent pas sur la pénombre.
- Les écarts entre la pénombre obtenue à partir de la mesure expérimentale et celles issues des simulations sont relativement importants : entre 4,9 et 5 mm. Ces écarts représentent environ 56% de la pénombre expérimentale. Ils se trouvent en dehors du critère de Cho *et al.* [[82]] : écart entre les pénombres < 2 mm. Les pénombres simulées sont deux fois plus étroites que la pénombre expérimentale de référence.

Ce résultat a deux origines connues : la modélisation du faisceau de photons par un point source et la géométrie de modélisation des collimateurs secondaires et du collimateur multi-lames.

Notre modèle du point source de photons ne tient pas compte de la composante extra-focale de la source réelle, or elle est responsable de la pénombre géométrique. Ainsi, les pénombres issues de nos simulations n'ont pas de composante géométrique ce qui explique en partie leur étroitesse [[23], [45]].

La modélisation des mâchoires (X et Y) et des lames n'est pas représentative de leur géométrie exacte [Fig. 3.6] pour les raisons que nous avons évoquées au paragraphe 3.4.1.8. Or, l'extrémité des collimateurs secondaires influe sur les composantes géométrique et physique de la pénombre. Le choix de la modélisation des mâchoires X et Y et des lames par des parallélépipèdes augmente l'atténuation du faisceau en bordure de champ par rapport à la forme réelle qui est plus arrondie. Par conséquent, notre modélisation entraîne une diminution de la largeur de la composante physique de la pénombre donc de la pénombre totale.

- Dans la région du plateau, les valeurs absolues des écarts entre les doses mesurées et les doses calculées sont en moyenne (λ) inférieures à 1%. Les valeurs des écarts maximaux λ_{Max} sont inférieures à 2,5%. Ces résultats sont très acceptables si on les compare au critère de Cho *et al.* : $\Delta < 2\%$ dans la région du plateau.

Malgré les faibles variations des écarts obtenus en fonction de la valeur de r , nous constatons que la meilleure simulation du profil de dose est obtenue pour $r = 0,5$ mm.

3.4.3.2.3 Conclusion : La distribution spatiale des électrons sources dans un disque n'a pas d'influence sur les profils de dose pour les valeurs du rayon du disque comprises entre 0 et 2 mm. Dans la région du plateau, les écarts entre les doses calculées et mesurées sont très faibles (inférieures à 1%). En revanche, les pénombres des simulations sont deux fois plus étroites que la pénombre de la mesure expérimentale. Ces écarts proviennent des approximations faites sur la modélisation du faisceau de photons par un point source et sur la modélisation des mâchoires et des lames. Compte tenu de l'objectif de cette thèse nous avons préféré limiter l'application de la modélisation du faisceau de photons de 6 MV à une région d'intérêt centrée à l'axe du champ et dont les limites sont à 1 cm à l'intérieur des bords du champ, que d'entreprendre un long travail exclusivement destiné à l'optimisation de la modélisation.

3.4.3.3 3^{ème} étape : Vérification du rendement de dose en profondeur.

La dernière étape consiste à vérifier que la distribution spatiale des électrons obtenue à l'étape n°2 ne modifie pas le rendement de dose en profondeur initial calculé à l'étape n°1 pour E_0 égale à 6,6 MeV et sans distribution spatiale des électrons. Pour cela nous avons calculé le rendement de dose en profondeur pour le faisceau de photons obtenu avec la distribution des électrons d'énergie moyenne 6,6 MeV dans un disque de rayon 0,5 mm. Nous l'avons ensuite comparé au rendement de dose initial en calculant leurs écarts relatifs par rapport aux mesures expérimentales de la dose en profondeur.

La figure 3.23 donne le rendement de dose mesuré et les rendements de dose calculés avec ($r = 0,5$ mm) et sans ($r = 0$ mm) distribution spatiale du faisceau d'électrons source d'énergie moyenne 6,6 MeV.

La figure 3.24 donne les écarts relatifs Δ [équation 3.53] entre les doses mesurées et les doses calculées respectivement pour $r = 0,5$ mm et $r = 0$ mm en fonction de la profondeur d'eau.

Le tableau 3.3 donne les grandeurs de comparaison : $Z_{D_{max}}$, D_{20}/D_{10} , σ , σ_{Max} et γ précédemment définis, pour les rendements de dose calculés avec et sans la distribution spatiale des électrons.

A partir des figures 3.23 et 3.24 et du tableau 3.3 nous remarquons que :

- la profondeur du maximum de dose et l'indice de qualité ne sont pas modifiés par la distribution spatiale
- les écarts σ et σ_{Max} sont améliorés avec la distribution spatiale
- l'écart dans la région du build-up γ augmente pour $r = 0,5$ mm par rapport à $r = 0$.

En définitive, la distribution spatiale du faisceau d'électrons source dans un disque de rayon 0,5 mm ne modifie presque pas le rendement de dose en profondeur obtenu sans

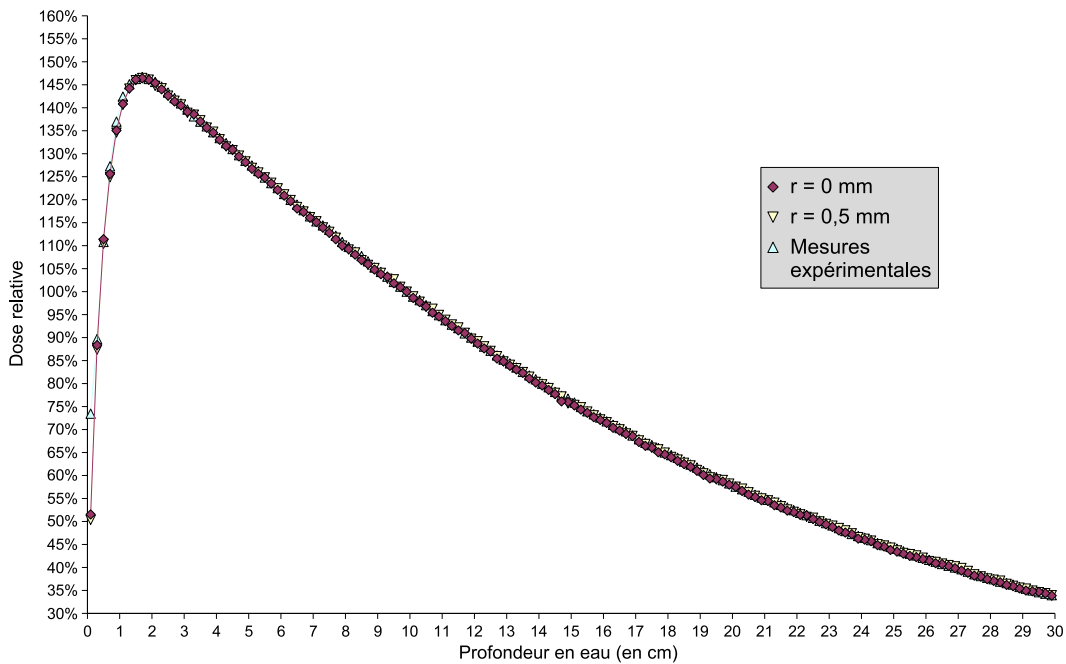


FIG. 3.23 – Rendements de dose en profondeur mesuré et calculés avec la distribution fixée à $r = 0,5$ mm et sans. Les rendements sont données pour un champ de 10×10 cm² à la distance source-surface de l'eau de 100 cm. Les incertitudes statistiques sont inférieures à 1%.

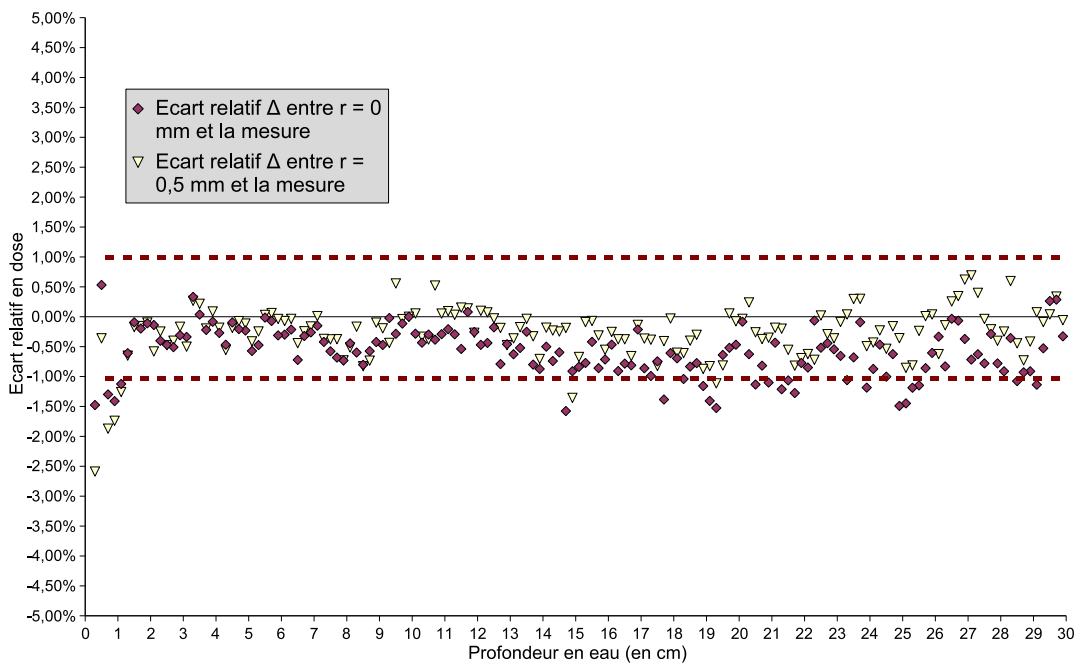


FIG. 3.24 – Ecart relatif Δ entre les doses mesurées et les doses calculées avec la distribution fixée à $r = 0,5$ mm et sans.

Grandeurs de comparaison	Mesure expérimentale référence	Simulations du faisceau d'électrons pour $E_0=6,6$ MeV et pour :	
		r = 0 mm	r = 0,5 mm
$Z_{D_{max}}$	1,70 mm	1,70 mm	1,70 mm
D_{20}/D_{10}	0,58	0,58	0,58
σ	0,00 %	-0,57 %	-0,23 %
σ_{Max}	0,00 %	1,58 %	1,36 %
γ	0,00 %	-0,78 %	-1,10 %

TAB. 3.3 – Influence de la distribution spatiale des électrons sur les écarts entre les rendements de dose mesurés et calculés. Avec $Z_{D_{max}}$ la profondeur estimée du maximum de dose, D_{20}/D_{10} l'indice de qualité, σ et γ les valeurs moyennes des écarts Δ respectivement entre $Z_{D_{max}}$ et la profondeur de 30 cm d'eau et dans la région du build-up, et σ_{Max} l'écart maximal absolu entre $Z_{D_{max}}$ et la profondeur de 30 cm d'eau.

distribution spatiale.

Finalement, le faisceau de photons d'énergie nominale 6 MV de l'accélérateur PRECISE étudié sera modélisé à partir d'un faisceau d'électrons source de distribution gaussienne en énergie, d'énergie moyenne 6,6 MeV, et de distribution spatiale uniforme sur un disque de rayon 0,5 mm.

3.4.4 Etude des spectres énergétiques des photons après leur passage à travers les composants de la tête de l'accélérateur

Ce paragraphe est consacré à l'étude de l'influence des éléments modélisés de la tête de l'accélérateur du PRECISE en 6 MV sur le spectre énergétique des photons de Bremsstrahlung et à leur comparaison aux résultats publiés par Lewis *et al.* [[52]]. Ce travail a également pour but d'estimer la qualité de notre modélisation.

Pour cela, nous avons calculé le spectre énergétique des photons à la sortie : de la cible, du collimateur primaire, du cône égalisateur et du collimateur secondaire (pour un champ de 34×34 cm² à 100 cm de la source) que nous avons ensuite comparés à ceux publiés par Lewis *et al.* [[52]]. Il faut préciser que cette comparaison ne peut être que qualitative puisque l'accélérateur modélisé par Lewis *et al.* est un Philips de type SL 75/5 d'énergie nominale 4 MV et de mâchoires symétriques rectangulaires tandis que celui de notre étude est un Elekta de type PRECISE d'énergie nominale 6 MV dont la collimation secondaire peut être asymétrique disposant d'un multi-lames. Néanmoins, nous n'attendons de cette étude que des ordres de grandeurs nous permettant de repérer de grosses erreurs de modélisation. Par ailleurs, elle nous a permis de quantifier l'influence de chaque constituant sur le spectre énergétique des photons de Bremsstrahlung.

3.4.4.1 Méthode :

Lewis *et al.* ont utilisé le code MCNP version 4B pour simuler leur accélérateur et calculer leurs spectres. En utilisant MCNPX version 2.6.e, nous avons pu reproduire leurs méthodes de calcul. Les spectres énergétiques ont été calculés pour les photons produits par le faisceau d'électrons source déterminé précédemment ($E_0 = 6,6$ MeV, $r = 0,5$ mm), à partir de détecteurs plans virtuels, perpendiculaires à l'axe et placés à 1 mm sous chaque constituant considéré [Fig. 3.25]. Les photons atteignant les détecteurs plans ont été enregistrés à l'aide du *tally* de type *F1*. Une discrétisation en énergie a été donnée au *tally* afin de compter les photons en fonction de leur énergie. Les intervalles en énergie ont

été fixés à 500 keV. Les résultats obtenus nous ont permis de tracer les spectres énergétiques.

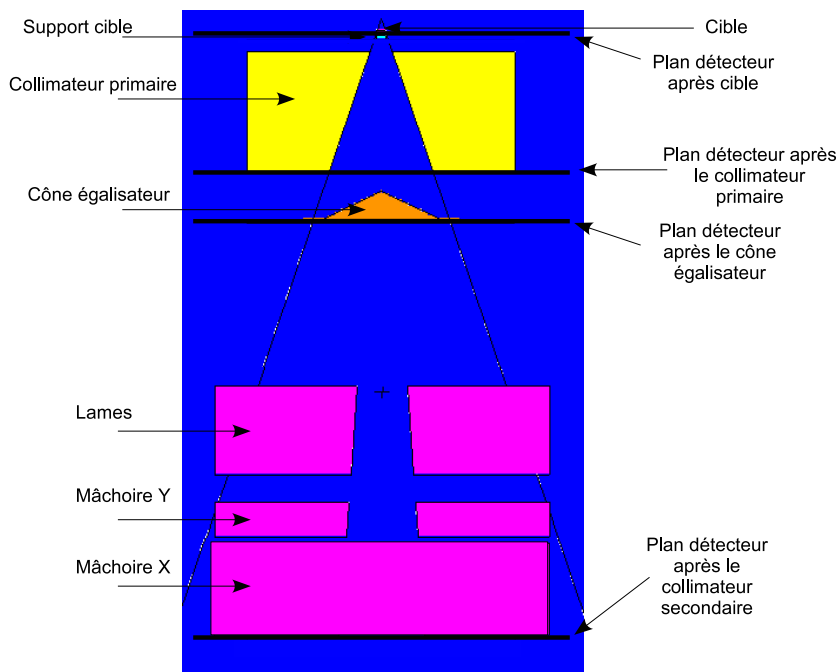


FIG. 3.25 – Schéma global de l'ensemble des éléments modélisés dans le plan yz ($x = 0$). Les plans détecteurs virtuels sont illustrés par des segments noirs.

3.4.4.2 Résultats :

La figure [3.26] donne les distributions énergétiques des probabilités de présence des photons que nous avons calculées en fonction de la position des plans détecteurs dans la tête de l'accélérateur. Les valeurs calculées ont toutes une incertitude statistique moyenne inférieure à 1%. La figure [3.27] donne les spectres énergétiques des photons, d'énergie nominale 4 MV, obtenus par Lewis *et al.* après leur passage à travers la cible, le collimateur primaire, le cône égalisateur et le collimateur secondaire, d'un accélérateur de type SL 75/5.

Nos résultats sont comparables à ceux de Lewis *et al.* Dans les deux cas on observe une atténuation du nombre de photons et un durcissement du spectre, c'est à dire une augmentation de l'énergie moyenne.

L'atténuation du nombre de photons est observée après le passage du collimateur primaire. Cette atténuation s'explique par le faible rayon d'ouverture ($\approx 4mm$) du collimateur primaire. Ce dernier sélectionne ainsi les photons en fonction de leur angle d'incidence par rapport à l'axe de la source, donc en fonction de leur énergie. Cela explique le durcissement du faisceau puisque les composantes de basses énergies correspondent aux photons dont la déviation angulaire est la plus grande.

Pour quantifier ces phénomènes nous avons calculé pour les spectres de la figure 3.26 la transmission et l'énergie moyenne. La définition de ces deux quantités est donnée ci-dessous :

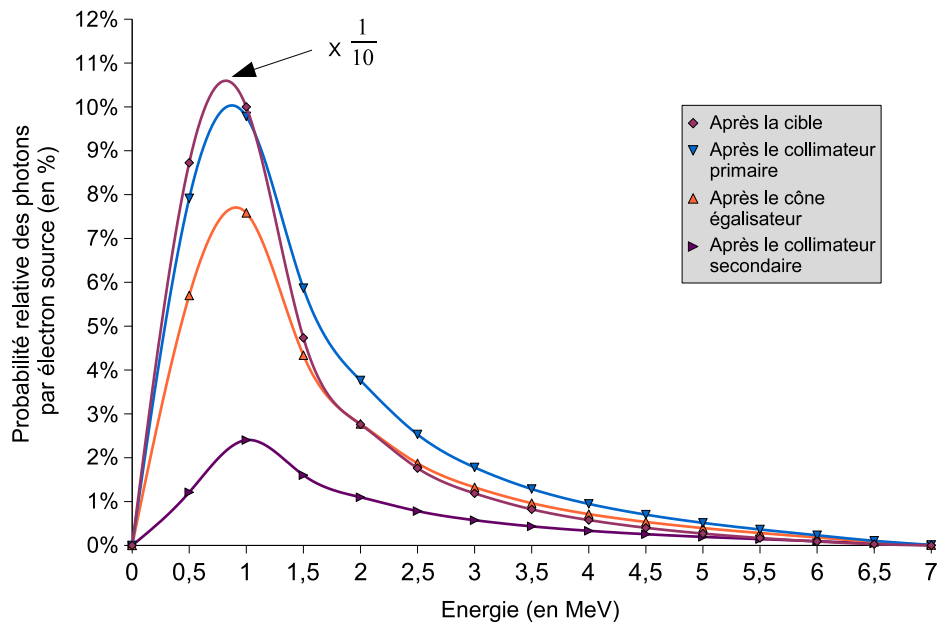


FIG. 3.26 – Distribution énergétique des probabilités de présence des photons après leur passage à travers : la cible, le collimateur primaire, le cône égalisateur et le collimateur secondaire pour une taille de champ de $34 \times 34 \text{ cm}^2$ à 100 cm de la source pour le PRECISE modélisée. Les valeurs des probabilités des photons quittant la cible ont été divisées par 10 (symbole $\times \frac{1}{10}$ sur la figure) de manière à présenter tous les résultats sur la même figure. Les probabilités des photons sont données par électron source et sont normalisées par rapport à la probabilité à 1 MeV après la cible.

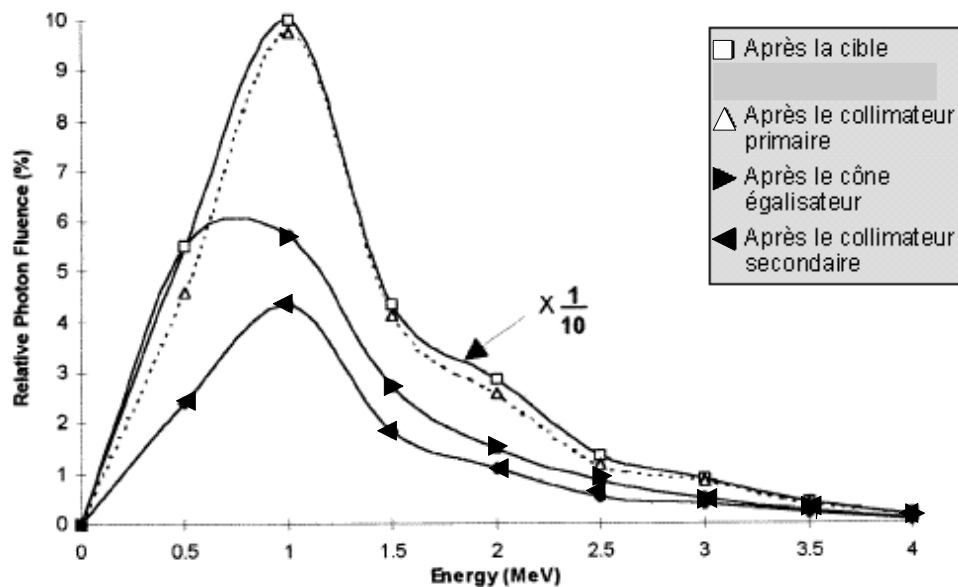


FIG. 3.27 – Résultats de Lewis et al. [[52]] : spectres de photons quittant chacun des éléments modélisés de la tête du SL 75/5 : cible, collimateur primaire, cône égalisateur et collimateur secondaire. Les spectres sont normalisés par rapport aux photons d'énergie 1 MeV quittant la cible.

– La transmission T :

La transmission $T_{cible,i}$ à travers l'élément i est le rapport du nombre total de photons (toutes énergies confondues) enregistré après le passage de l'élément i sur le nombre total de photons issus de la cible ($n_{cible,total}$).

$$T_{cible,i} = \frac{\sum_{k=1}^{N_b} n_{ik}}{n_{cible,total}} \quad (3.54)$$

où N_b est le nombre d'intervalles en énergie et n_{ik} le nombre de photons après l'élément i d'énergie appartenant à l'intervalle k .

– L'énergie moyenne \bar{E} :

L'énergie moyenne \bar{E}_i est l'énergie moyenne du spectre énergétique des photons ayant traversés l'élément i . Elle est définie par :

$$\bar{E}_i = \frac{\sum_{k=1}^{N_b} E_{bk} n_{ik}}{\sum_{k=1}^{N_b} E_{bk}} \quad (3.55)$$

avec N_b le nombre d'intervalles en énergie, \bar{E}_{bk} l'énergie moyenne du $kième$ intervalle et n_{ik} le nombre de photons d'énergie incluse dans le $kième$ intervalle, pour l'élément i . Ici, $N_b = 16$ et la largeur de l'intervalle énergétique vaut 500 keV.

Le tableau [3.4] regroupe les résultats de nos simulations et ceux de Lewis *et al.*.

Position du plan détecteurs après :	Transmission en % $T_{cible,i}$ à 1 MeV		Energie moyenne \bar{E}_i en MeV	
	Nos résultats :	Lewis <i>et al.</i> :	Nos résultats :	Lewis <i>et al.</i> :
la cible	100	100	1,23	1,16
le collimateur primaire	9,8	≈ 9,8	1,47	1,32
le cône égalisateur	7,6	≈ 5,6	1,48	1,31
le collimateur secondaire	2,4	≈ 4,2	1,76	1,28

TAB. 3.4 – *Transmissions et énergies moyennes des photons à travers la cible, le collimateur primaire, le cône égalisateur et le collimateur secondaire.*

D'après les résultats du tableau 3.4 nous constatons que nos valeurs de transmissions sont relativement comparables à celles de Lewis *et al.*. Nous observons dans les deux cas que le collimateur primaire est l'élément le plus atténuant. En effet, moins de 1 photon sur 10 le traverse. De plus nous constatons que l'énergie moyenne des photons augmente après la traversé du collimateur primaire (augmentation de 14% pour Lewis *et al.* et de 20% pour notre modélisation). Nous vérifions par ailleurs que les énergies moyennes que nous avons obtenues sont bien supérieures à celles de Lewis *et al.* puisque l'énergie nominale de notre faisceau de photons est de 6 MV au lieu de 4 MV pour celle des auteurs. Enfin, nous observons la plus grande différence entre les spectres énergétiques de Lewis *et al.* et ceux de notre modélisation à la sortie du collimateur secondaire. En effet, la transmission des photons à travers le collimateur secondaire de notre modélisation est pratiquement deux fois plus faible que celle obtenue par Lewis *et al.* De plus, d'après nos résultats, l'énergie moyenne des photons augmente à la sortie du collimateur secondaire alors qu'elle diminue pour Lewis *et al.*. Ces écarts peuvent s'expliquer de part la différence de conception du système de collimation secondaire entre les accélérateurs Precise et SL 75/5; le premier

disposant d'un système multilames associé à une mâchoire *backup* alors que le second n'en est pas équipé.

3.5 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté la méthode Monte Carlo, le code de simulation MCNPX et le travail accompli pour simuler et valider un faisceau de photons d'énergie nominale 6 MV délivré par un accélérateur de type Precise.

Nous avons justifié le choix d'utilisation du simulateur MCNPX : son efficacité dans le transport des photons et des électrons, sa possibilité de calculer des grilles de doses virtuelles indépendamment de la géométrie, sa simplicité d'utilisation qui ne nécessite pas la connaissance d'un langage informatique mais seulement le formalisme d'écriture d'un script et la gratuité de sa version bêta-6.

Nous avons simulé un faisceau de photons d'énergie nominale 6 MV d'un accélérateur de type Precise. Cette simulation est composée de trois étapes. Tout d'abord, nous avons modélisé le faisceau d'électrons source et les éléments de la tête de l'accélérateur qui influent le plus la qualité du faisceau de photons : la cible, le support de la cible, le collimateur primaire, le cône égalisateur et le collimateur secondaire. Chaque élément a été modélisé à partir des données (géométrie, densité et composition atomique) fournies par le constructeur (Elekta) à l'exception de la géométrie des lames que nous avons approximée en les modélisant à l'aide de parallélépipèdes.

Ensuite nous avons modélisé la source de photons. Pour cela, nous avons comparé quatre modèles de conception d'une source de photons à partir d'un accélérateur d'électrons (simulation complète directe, espace des phases, source généralisée et point source) en évaluant leur efficacité de calcul et leur précision. Nous avons choisi de modéliser la source de photons par un point car sa conception est la plus simple. Elle se réalise en deux temps. Premier temps : une simulation calcule le transport des photons à partir de la cible jusqu'à la sortie du cône égalisateur où un plan détecteur compte les photons en fonction de leur énergie et de leur angle d'incidence. Deuxième temps : les photons obtenus sont émis par un point situé aux mêmes coordonnées que le centre de la cible, avec une énergie E et une trajectoire faisant un angle θ avec l'axe de la cible. Ce modèle permet de réduire les temps de calcul car le point source n'est calculé qu'une seule fois. En revanche, il introduit un biais dans les calculs à cause de l'approximation du transport des photons entre la sortie de la cible et la sortie du cône égalisateur et de la valeur du pas d'échantillonnage de leur énergie et de leur angle de diffusion.

Enfin, nous avons cherché les meilleures distributions spatiale et énergétique du faisceau d'électrons source pour obtenir un faisceau de photons dont le rendement de dose en profondeur et le profil de dose simulés dans l'eau soient les plus proches des mesures expérimentales. Nous avons obtenus les plus faibles écarts entre les calculs et les mesures de doses (écarts de doses en profondeur inférieurs à 1% après la profondeur du maximum de dose et écarts des profils inférieurs à 1% dans la région du plateau) pour un faisceau d'électrons de distribution gaussienne en énergie, d'énergie moyenne 6,6 MeV, de largeur à mi-hauteur 3%, et de distribution spatiale uniforme à l'intérieur d'un disque de rayon 0,5 mm.

Cette première étape nous permet d'obtenir une base de simulation suffisamment précise pour la suite du travail, l'imagerie portale.

Ce premier travail doit être poursuivi notamment pour modéliser de manière précise les lames du collimateur secondaire. De plus, il pourrait être étendu à la simulation des

faisceaux de photons d'énergie nominale 10 et 18 MV du Precise ainsi qu'à d'autres types d'accélérateurs linéaires.

Même si ce travail est avant tout destiné à l'étude dosimétrique d'un imageur portal, la modélisation que nous avons proposée peut également servir de base à d'autres types d'applications. Dont l'une d'elles est, à condition de modéliser le patient, le calcul précis de la distribution de la dose lors de la planification notamment pour les traitements particuliers qui utilisent des champs d'irradiation de forme complexe et/ou de petite taille tels que la radiothérapie conformationnelle par modulation d'intensité et la stéréotaxie extra-crânienne.

4

Vers la prédiction d'une image de dose portale transmise

4.1 Introduction

Les procédures de vérifications dosimétriques utilisant les imageurs portaux, sont fonctions de [[90]] :

- l'instant du contrôle. La vérification peut se faire pendant ou en-dehors du temps de traitement, c'est à dire avec ou sans le patient.
- la méthode dosimétrique. La dose peut être évaluée à travers le patient : *dose transmise* ou bien à l'intérieur du patient : *dose in vivo*.

De plus, le contrôle dosimétrique peut s'effectuer soit en un point [[49], [33]], soit en tout point de l'image : *image de dose portale* [[47]]. De même, il peut se réaliser soit au niveau de l'imageur soit au niveau du patient.

La dose portale transmise, ou la dosimétrie portale de transmission, est déterminée à partir des images portales de transmission. Elle consiste à acquérir une image portale par champ d'irradiation pendant le traitement du patient, et à convertir les niveaux de gris des pixels en valeur de dose.

Le contrôle dosimétrique s'effectue en comparant l'image de dose acquise à l'image de dose prévisionnelle (ou prédite).

Dans ce cas, la dose peut être vérifiée soit au niveau de l'imageur, soit en reconstituant la distribution de la dose à l'intérieur des données digitalisées du patient. Cette procédure de vérification dosimétrique implique l'étalonnage dosimétrique de l'imageur et la prédiction de l'image de dose portale.

Dans ce dernier chapitre, nous mettons à profit notre étude sur la caractérisation dosimétrique de l'imageur portal *iViewGT* (chapitre 2), et notre travail sur la modélisation par méthode Monte Carlo du faisceau de photons de 6 MV de l'accélérateur Precise (chapitre 3), pour développer un modèle de prédiction de l'image de dose portale dans le cadre du contrôle dosimétrique des traitements de radiothérapie au Centre Léon-Bérard.

Ce chapitre se décline en deux parties. Dans un premier temps, une rétrospective bibliographique sur les modèles d'étalonnage dosimétrique et de prédictions de l'image de dose portale transmise est présentée. Dans un second temps, nous proposons un modèle de prédiction de la dosimétrie de transmission par simulation Monte Carlo complète du traitement.

4.2 Rétrospective bibliographique sur les modèles de prédictions de la dose portale

Quel que soit le modèle de prédiction, ils reposent tous sur une base commune : l'étalonnage dosimétrique de l'imageur portal. Cette rétrospective débutera donc par un énoncé des principales méthodes d'étalonnage dosimétrique.

4.2.1 Les méthodes d'étalonnages dosimétriques

Globalement, il existe deux manières d'aborder l'étalonnage dosimétrique d'un imageur portal :

- soit par mesures expérimentales, en convertissant le niveau de gris du pixel en valeur de dose
- soit par prédiction, en simulant la valeur du niveau de gris du pixel ou en calculant la dose par pixel.

La première approche consiste à convertir l'image de niveaux de gris en une image de dose. La réponse de l'imageur est ainsi convertie en dose, en utilisant un dosimètre étalonné, généralement une chambre d'ionisation placée à l'intérieur d'un matériau (typiquement un fantôme équivalent eau) [[49], [41], [33]]. En pratique, pour une irradiation donnée, on acquiert une image portale et on mesure une dose de manière à faire correspondre les niveaux de gris à une valeur de dose [Fig. 4.1]. L'utilisation de la chambre d'ionisation limite l'étalonnage dosimétrique à seulement quelques pixels de l'image. En effet, seuls les pixels contenus dans une région d'intérêt de l'image, de dimensions égales au volume de détection de la chambre, ont leur niveau de gris convertibles en valeur de dose.

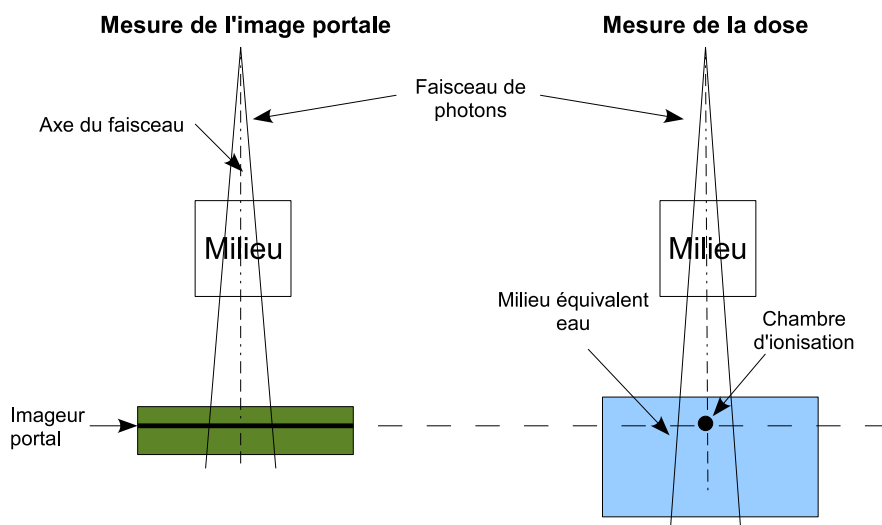


FIG. 4.1 – Configurations expérimentales de la mesure de l'image portale et de la mesure de la dose dans un milieu équivalent eau.

Cette méthode présente l'avantage d'être simple. L'inconvénient est qu'elle a besoin d'être testée dans différentes situations cliniques et de configurations d'irradiation. Elle nécessite donc de nombreuses mesures pour être robuste et fiable.

La seconde approche simule la réponse de l'imageur, généralement par méthode Monte Carlo [[9], [25]]. Cette méthode consiste à étalonner l'imageur par la prédiction du niveau de gris ou par le calcul de la dose portale : l'image acquise est comparée à l'image simulée. Ce modèle a l'avantage d'être vérifiable directement par la mesure de l'image. Cependant, la modélisation de la réponse doit être extrêmement précise pour pouvoir développer des modèles capables de convertir l'image portale mesurée en une image de dose portale.

Nous proposons d'illustrer ces deux concepts en présentant le travail de Chen *et al.* sur le modèle de conversion expérimentale, et celui de Spezi *et al.* sur l'étalonnage par simulation Monte Carlo.

4.2.1.1 Modèle d'étalonnage par conversion expérimentale de Chen *et al.*

Chen *et al.* [[41]] proposent une procédure d'étalonnage qui convertit une image portale en une distribution de dose, déposée dans un détecteur plan équivalent eau. Leur modèle de détection est totalement empirique, il s'établit à partir d'un étalonnage expérimental.

L'imageur portal numérique a été étudié est un Perkin-Elmer XRD 1640 AL7 (1024×1024 pixels, surface active 41×41 cm²) embarqué sur un accélérateur linéaire Siemens de type Primus. Leurs mesures ont été réalisées pour un faisceau statique de photons d'énergie nominale 6 MV et de débit de dose 300 UM/minute.

Pour convertir le signal de l'imageur en terme de dose dans l'eau, les auteurs modélisent le dépôt de dose, dans l'imageur et dans l'eau, à partir de la convolution bi-dimensionnelle du signal primaire (noté PS_{FP} pour l'imageur portal et PS_{water} pour la dose dans l'eau) avec un noyau de diffusion. Ce dernier décrit la contribution de la diffusion latérale du faisceau incident au point \vec{r}' , au signal mesuré au point \vec{r} . Le signal primaire est dû au rayonnement incident sans contribution de la diffusion radiale.

Par ailleurs, la variation des réponses individuelles des pixels (d'origine électronique) est prise en compte en multipliant le signal de l'imageur par un facteur de sensibilité pixel-dépendent.

Enfin pour relier la réponse de l'imageur à la dose mesurée dans l'équivalent eau, les auteurs définissent une fonction de conversion qui convertit PS_{FP} en PS_{water} .

Le noyau de diffusion est déterminé à partir de la mesure à l'axe, des réponses de l'imageur et de la chambre d'ionisation, en augmentant la taille du champ d'irradiation. La réponse de l'imageur correspond à la valeur moyen des niveaux de gris dans une région d'intérêt de 2×2 mm², centrée dans l'image sur l'axe du faisceau. Les champs carrés d'irradiation de longueur L sont convertis en champ circulaire de rayon $(L^2/\pi)^{1/2}$. L'estimation du noyau de diffusion est proportionnelle à la dérivé du signal (niveau de gris pour l'imageur, et dose pour la chambre d'ionisation) comme une fonction du rayon du champ circulaire équivalent.

La fonction de conversion est établie de manière à prendre en compte les différences de réponses en énergie entre l'imageur et la chambre d'ionisation. Elle est donc fonction de l'atténuation du faisceau et de la distance qui sépare le point de mesure de l'axe. Elle

est obtenue en comparant la valeur du niveau de gris, dans une région d'intérêt de 4×4 mm², à la dose mesurée par la chambre d'ionisation, pour différentes épaisseurs de milieu atténuant (0 à 20 cm de matériau équivalent eau), et pour différentes distances de l'axe, des points de mesures dans le plan du détecteur (6,5, 13,7 et 19,5 cm de l'axe).

Leurs résultats montrent :

- qu'il existe une courbe de conversion par distance à l'axe du point de mesure,
- que la sensibilité de l'imageur est plus faible que celle de la chambre d'ionisation lorsque l'atténuation augmente,
- que la distance à l'axe a plus d'effet sur la réponse de l'imageur que sur celle de la chambre. Chen *et al* supposent que l'origine de ce phénomène est dû à l'affaiblissement du spectre énergétique du faisceau de photons lorsqu'on s'écarte de son axe.
- que l'amplitude du noyau de diffusion de l'imageur est plus grande que celle de l'eau, indiquant une diffusion plus importante dans l'imageur.

Lorsque tous les paramètres (noyaux de diffusions, fonction de conversion et facteur de sensibilité) sont déterminés, l'équivalent du niveau de gris en terme de dose dans l'eau est obtenu par la procédure suivante :

1. Le signal de l'imageur est divisé par le facteur de sensibilité
2. Le signal résultant est alors déconvolué avec le noyau de diffusion pour obtenir le signal primaire PS_{FP}
3. PS_{FP} est converti en une dose primaire PS_{water}
4. Enfin, PS_{water} est convoluée avec le noyau de diffusion dans l'eau afin d'obtenir l'équivalent de dose.

En résumé, le modèle de Chen *et al.* utilise des données expérimentales dans le but d'obtenir une fonction de conversion niveau de gris-dose, qui prend en compte la sensibilité des pixels, l'effet de la diffusion dans le détecteur et l'effet de la variation du spectre énergétique du faisceau de photons. Les auteurs annoncent une précision d'étalonnage de l'ordre de 3%.

4.2.1.2 Modèle d'étalonnage par simulation Monte Carlo de Spezi *et al.*

Spezi *et al.* [[25]] proposent un modèle d'étalonnage dosimétrique, qui convertit la réponse de l'imageur en terme de dose calculée par simulation Monte Carlo. Leur modèle est fondé sur la simulation complète du traitement, incluant la tête de l'accélérateur, le collimateur multi-lames et l'imageur portal.

L'imageur de cette étude est un PortalVision Mk2 (PV2) du constructeur Varian. Il est embarqué sur un accélérateur de type 2100CD. Le système de détection du PV2 se compose d'une matrice de 256×256 chambres d'ionisations, de taille de pixel $0,127 \times 0,127$ cm², et de surface active $32,5 \times 32,5$ cm². Les auteurs l'ont modélisé avec le code DOSXYZ [[15]] à partir des données constructeurs. L'accélérateur a été modélisé avec le code BEAM MC [[65]].

Spezi *et al.* ont procédé à l'acquisition d'images portales d'un milieu, composé de matériau équivalent eau et de plomb, d'épaisseur croissante, jusqu'à atteindre 95%

d'atténuation. Les images ont été obtenus pour un faisceau de photons d'énergie nominale 6 MV, de taille de champ $10 \times 10 \text{ cm}^2$ à l'isocentre. La distance source-surface du milieu était fixée à 100 cm et la distance source-détecteur à 140 cm.

La réponse de l'imageur était simulée dans les mêmes conditions. La dose était calculée au niveau de la couche sensible du détecteur. La résolution de la matrice de calcul était fixée à $0,508 \times 0,508 \text{ cm}^2$ pour améliorer la statistique (erreur statistique relative $< 1\%$).

Pour chaque épaisseur de milieu irradié, la réponse de l'imageur et la dose calculée par simulation Monte Carlo ont été comparées en définissant plusieurs régions d'intérêts dans l'image portale et dans la grille de dose. Dans chaque région d'intérêt, la moyenne des carrés d'intensités des pixels et la moyenne des doses Monte Carlo ont été calculées.

Les résultats présentés par Spezi *et al.* montrent qu'il existe une relation linéaire entre le carré de la réponse de l'imageur et la dose calculée par simulation Monte Carlo. Les écarts entre les points expérimentaux et la régression linéaire sont inférieurs à 5%. Les paramètres de la fonction linéaire dépendent du débit de dose et de la distance à l'axe.

A partir de leurs résultats, les auteurs ont construit une matrice d'étalonnage qui convertit le carré de la réponse de l'imageur en dose dans le plan détecteur, en fonction de la transmission et de la position hors-axe.

4.2.1.3 Conclusion

Le modèle de conversion expérimentale est simple et rapide par rapport au modèle de simulation Monte Carlo. De ce fait, il est plus facilement applicable en clinique. Toutefois, sa simplicité peut limiter son champ d'application, il ne peut donc couvrir toutes les techniques de traitement.

Le modèle de simulation Monte Carlo est un outil très utile pour la compréhension des phénomènes physiques qui influent sur la réponse de l'imageur. Cependant, il est nécessaire d'avoir des informations techniques très détaillées de l'imageur ainsi qu'une puissance de calcul importante pour en limiter la durée.

4.2.2 Les modèles de prédiction de la dose portale transmise

Les modèles de prédiction de la dosimétrie transmise portale se déclinent sous trois approches. La première d'entre elles consiste à calculer la transmission à travers le patient $T_{patient}$ [[47], [48]]. $T_{patient}$ est déterminé en calculant séparément les composantes primaire et diffusé, $T_{patient}^p$ et $T_{patient}^d$, à partir d'algorithmes utilisant des données expérimentales dérivées de mesures de transmission à travers des fantômes en polystyrène.

La deuxième approche consiste à simuler par méthodes Monte Carlo le transport des photons de la tête de l'accélérateur jusqu'à l'EPID dans le but de calculer la dose portale prévisionnelle [[11], [25], [89]].

La dernière approche consiste à utiliser le système de planification dosimétrique (TPS : Treatment Planning system) en ajoutant l'EPID au volume du scanner dosimétrique (méthode du *fantôme étendu*) afin de calculer la dose transmise au niveau de l'imageur [[86], [68]].

4.3 Contribution : notre modèle de prédiction de l'image de dose portale

4.3.1 Méthode

Pour un champ d'irradiation donné, l'image de dose portale du patient $IDP_{patient}$ peut être prédite, à condition de connaître d'une part, la transmission à travers le patient $T_{patient}$ en tout pixel (x, y) , ou transmission portale, et d'autre part l'image de dose portale acquise sans le patient IDP_0 [[47]] :

$$IDP_{patient}(x, y) = T_{patient}(x, y) \cdot IDP_0(x, y) \quad (4.1)$$

Pour prédire $IDP_{patient}$ nous proposons de déterminer IDP_0 par mesure expérimentale et de calculer $T_{patient}$ par simulation Monte Carlo.

La détermination de IDP_0 s'effectue par la mesure de l'image portale à feu nu IP_0 (sans patient ni table de traitement dans le champ d'irradiation), puis par la conversion des niveaux de gris de cette image en valeur de dose, à partir de l'étalonnage dosimétrique de l'imageur. IP_0 doit être mesurée avant le début du traitement du patient et pour les mêmes conditions d'irradiation.

Le calcul de $T_{patient}$ s'obtient en simulant l'image de dose avec et sans le patient, $IDP_{patient}^{MC}$ et IDP_0^{MC} respectivement.

Finalement, l'équation 4.1 devient :

$$IDP_{patient} = \frac{IDP_{patient}^{MC}}{IDP_0^{MC}} \cdot IDP_0 \quad (4.2)$$

Or, le calcul par un code Monte Carlo de la transmission portale $T_{patient}$ nécessite la modélisation du champ d'irradiation, de l'imageur portal et la modélisation du patient. Nous avons déjà traité la simulation d'un faisceau de photons de radiothérapie (chapitre 3), nous allons aborder maintenant la modélisation du patient et celle de l'imageur *iViewGT*.

4.3.2 Modélisation du patient

La simulation Monte Carlo du transport des photons et des électrons à l'intérieur du patient, nécessite la connaissance de la densité, de la composition atomique, de la géométrie et de l'emplacement de chaque élément tissulaire du patient. La modélisation du patient consiste alors à représenter numériquement ses données anatomiques. Le meilleur moyen d'y parvenir, est l'acquisition tomographique du patient. Parmi les différentes modalités d'images tomographiques (Imagerie par Résonance Magnétique (IRM), Tomographie par Emission de Positons (TEP), etc.) la tomodensitométrie (TDM) ou imagerie scanner, donne la possibilité d'extraire l'information sur la nature du tissu imagé en associant, après un étalonnage, un coefficient d'absorption linéaire du tissu à un niveau de gris de l'image. Par ailleurs, chaque patient traité par radiothérapie au Centre Léon-Bérard, a une imagerie scanner pour la planification de son traitement. Nous avons utilisé l'imagerie TDM pour modéliser les patients sous la forme d'une matrice 3D de voxels intégrable dans nos simulations.

Nous traiterons la modélisation du patient en deux parties. Dans la première, nous développerons l'apport de l'imagerie TDM pour la modélisation des structures anatomiques des patients. Puis, dans la seconde partie, nous présenterons les étapes de notre méthode de modélisation du patient.

4.3.2.1 L'apport de l'imagerie tomодensitométrique (TDM) pour la modélisation des patients

Que cherchons-nous à extraire de l'imagerie scanner ? Nous voulons extraire de chaque voxel de l'image : la masse volumique ρ ($g.cm^{-3}$) et la composition atomique, *i.e* les poids élémentaires w_i de chaque atome i du milieu imagé tel que $\sum_i w_i = 1$.

Comment ? Nous avons besoin de relations qui lient les niveaux de gris des voxels à la nature des matériaux imagés. Dans ce qui suit, nous développerons le cheminement permettant de corréliser les valeurs des voxels aux paramètres des tissus pour leur modélisation Monte Carlo.

L'image scanner est obtenue en mesurant la projection des transmissions des rayons X pénétrant le patient selon différents angles. L'atténuation de ces rayons X, d'énergie moyenne comprise entre 50 et 100 keV, est due à trois processus physiques distincts : l'effet Photoélectrique, la diffusion Compton et la diffusion Rayleigh, que nous avons traité au chapitre 1 1.2.3.

Ainsi, pour un flux initial de photons $\Phi_{E,0}(E)$, le flux de photons sortant du patient est donnée par l'équation :

$$\Phi_E(E) = \Phi_{E,0}(E) \exp\left(-\int_0^s \mu(E,t) dt\right) \quad (4.3)$$

avec $\mu(E,t)$ le coefficient d'atténuation linéique total à la position t le long de la ligne de projection de longueur s .

En définitive, l'acquisition scanner revient d'une certaine manière à mesurer les coefficients d'atténuation linéique μ des tissus traversés :

$$\mu(E) = \rho N_A \sum_{i=1}^n \left(\frac{w_i}{A_i} \sigma_i(E) \right) \quad (4.4)$$

où ρ est la masse volumique (g/cm^3), N_A le nombre d'Avogadro¹, i l'index de l'élément, w_i le poids élémentaire, σ_i la section efficace totale (*barn/atome*) des trois processus physiques pour les photons d'énergie E , et A_i la masse atomique (g/mol).

Par ailleurs, étant donné que le faisceau de rayons X est polychromatique et que l'atténuation varie avec l'énergie, on définit un coefficient d'atténuation linéique moyen $\bar{\mu}$ qui est corrélé à une fonction spectrale de l'énergie $\hat{f}(E)$, indépendante de la localisation des tissus, tel que :

$$\bar{\mu}(s) = \frac{\int \hat{f}(E) \mu(E,s) dE}{\int \hat{f}(E) dE} \quad (4.5)$$

De plus, pour obtenir des valeurs d'atténuation comparables entre différents scanners, les valeurs des $\bar{\mu}$ sont converties en unités Hounsfield (H) ou nombres CT [[87]] :

¹Le nombre d'Avogadro, ou constante d'Avogadro, est le nombre d'entités dans une mole. Il correspond au nombre d'atomes de Carbone dans 12 grammes de l'isotope 12 du Carbone. $N_A \approx 6,022.10^{23} mol^{-1}$

$$H = \left(\frac{\bar{\mu}}{\bar{\mu}_{H_2O}} - 1 \right) 1000 \quad (4.6)$$

H a été défini tel que l'eau et l'air aient toujours une unité Hounsfield respectivement égale à 0 et à -1000. Le rapport $\frac{\bar{\mu}}{\bar{\mu}_{H_2O}}$ dépendant faiblement de la fonction spectrale $\hat{f}(E)$, les valeurs de H seront principalement affectées par les paramètres spécifiques du scanner, tels que la tension et le courant appliqués au tube, la qualité du faisceau, le durcissement du faisceau, le filtre et les algorithmes de reconstructions. Ainsi, les valeurs de H dépendent des paramètres d'acquisition de l'examen scanner effectué sur le patient.

Finalement, la seule information que l'on extrait des images TDM est l'unité Hounsfield H . Toutefois, il existe des méthodes d'étalonnage qui permettent d'établir une relation entre la densité électronique ρ_e , du tissu, et H , de l'image. Les premiers à développer de telles méthodes furent Constantinou *et al.* [[13]]. Le but de leur travail a été de concevoir un fantôme de calibration permettant de relier ρ_e à H pour tenir compte de l'hétérogénéité des tissus lors des calculs de planification dosimétrique. Leur fantôme était composé de 18 tissus différents de densité électronique connue. Ces 18 densités électroniques étaient normalisées par rapport à celle de l'eau et leurs valeurs s'étendaient de 0,292 à 1,707 correspondant respectivement au poumon en phase d'inspiration et à l'os. L'acquisition scanner de ce fantôme fût réalisé à partir d'un Siemens de type DR3 pour une tension de 125 kV. Leur résultat est une courbe d'étalonnage se présentant sous la forme de deux portions rectilignes jointives. Par ailleurs, les auteurs ont montré qu'il existe une relation quasi linéaire entre la masse volumique ρ et la densité électronique. *In fine* il est possible de corrélérer un nombre CT à une masse volumique. Nous pouvons donc extraire de l'imagerie TDM la masse volumique, nous apportons un début de réponse à la question posée en début de paragraphe. Il reste à déterminer le moyen de remonter à la composition atomique.

Un modèle de calibration stoechiométrique pour établir une relation entre les unités Hounsfield et la composition des tissus a été établi par Schneider *et al* [[93]]. Les images TDM d'un fantôme composé de matériaux de masse volumique et de composition atomique connues ont été utilisées pour calibrer le scanner. Les auteurs ont assigné les matériaux aux valeurs de H . Pour les matériaux dont les valeurs de H sont intermédiaires, leur masse volumique ρ et leur composition atomique ω_i ont été interpolées par les équations (4.7) et (4.8) respectivement :

$$\rho = \frac{\rho_1 H_2 - \rho_2 H_1 + (\rho_2 - \rho_1) H}{H_2 - H_1} \quad (4.7)$$

$$\omega_i = \frac{\rho_1 (H_2 - H)}{(\rho_1 H_2 - \rho_2 H_1) + (\rho_2 - \rho_1) H} (\omega_{1,i} - \omega_{2,i}) + \omega_{2,i} \quad (4.8)$$

Comme l'ont précisé les auteurs, une telle procédure de calibration fournit une description approximative de la composition des tissus du corps du patient. De plus, ce modèle a deux limites. La première est que des tissus de compositions différentes peuvent avoir un H similaire. C'est particulièrement le cas pour les tissus mous. La deuxième limite est l'effet du volume partiel qui peut conduire à l'attribution d'une valeur artificielle de H à un voxel contenant un mélange de plusieurs tissus. Néanmoins, Schneider *et al* ont estimé la précision de leur méthode à plus de $0,04 \text{ g.cm}^{-3}$, ce qui correspond, selon la densité, à une amplitude d'unités Hounsfield comprise entre 20 et 40.

Cette courte rétrospective bibliographique nous donne la méthodologie pour étalonner un scanner dans le but d'extraire des voxels les masses volumiques et les compositions atomiques des tissus du patient examiné. Nous présentons dans ce qui suit l'application de cette méthode à nos besoins.

1. Matériels et méthode

Le service de radiothérapie du Centre Léon-Bérard dispose d'un scanner de type Big Bore à 16 barettes de Philips. Nous avons évalué pour ce scanner, la courbe d'étalonnage $f(H) = \rho$, reliant les masses volumiques aux valeurs de H , à l'aide d'un fantôme de type CIRS 062.

Le CIRS 062 [Fig. 4.2] dispose de 17 inserts offrant 9 densités électroniques et masses volumiques différentes. Le tableau 4.2 donne la nature, la masse volumique et la densité électronique, normalisée par rapport à celle de l'eau, de chacun des inserts. De plus, de part sa structure, le CIRS 062 offre la possibilité de simuler le volume moyen d'une tête humaine et d'un abdomen, ce qui permet de tester les valeurs de H en fonction de l'atténuation.

Etant donné que la valeur de H dépend des paramètres d'acquisition, tel que la tension et le nombre de mAs [[13]], nous avons mesuré les unités Hounsfield pour les deux protocoles d'acquisition les plus largement utilisés dans notre service. Le tableau 4.1 donne les caractéristiques de ces deux protocoles.

	Tension du tube en kV	Nombre de mAs	Epaisseur de coupe en mm	Mode d'acquisition	Valeur du pitch
Protocole 1	120	200	3	axial	
Protocole 2	150	150	3	hélicoïdal	0,5

TAB. 4.1 – *Caractéristiques des deux protocoles utilisés pour la mesure des valeurs de H . Le pitch correspond au rapport du déplacement de la table d'examen lors de chaque rotation du tube sur la largeur du système de détection utilisé*

A partir des images acquises du fantôme CIRS 062, nous avons mesuré la valeur moyenne de H dans une région d'intérêt délimitée par un cercle centré à l'intérieur de chaque insert.

2. Résultats

Les mesures de H obtenues sont résumées dans le tableau 4.2. Ces valeurs nous ont permis de tracer la courbe d'étalonnage 4.3 de notre scanner qui permet d'affecter une masse volumique à une valeur de H donnée.

L'allure de la courbe d'étalonnage correspond typiquement à celles publiées par Constantinou et Schneider. En effet, nous remarquons une succession de portions rectilignes de pente croissante pour les valeurs de H comprises entre -1000 et 1000. Uwe et Wilfried Schneider [[87],[93]] ont attribué à chaque région linéaire un tissu humain. Ainsi, en faisant le lien entre la courbe d'étalonnage et la composition atomique des tissus ils ont obtenu une calibration stoechiométrique. En se basant sur leurs résultats, nous avons divisé notre courbe d'étalonnage en six régions linéaires, *i.e* six intervalles d'unités Hounsfield [Fig. 4.4]. A chaque région nous avons affecté le tissu correspondant selon les données du CIRS 062. Enfin, à l'aide des données du rapport ICRU44 [[38]] nous avons pu définir une composition atomique spécifique à chaque plage d'unités Hounsfield. Nos résultats sont présentés dans le tableau 4.3.

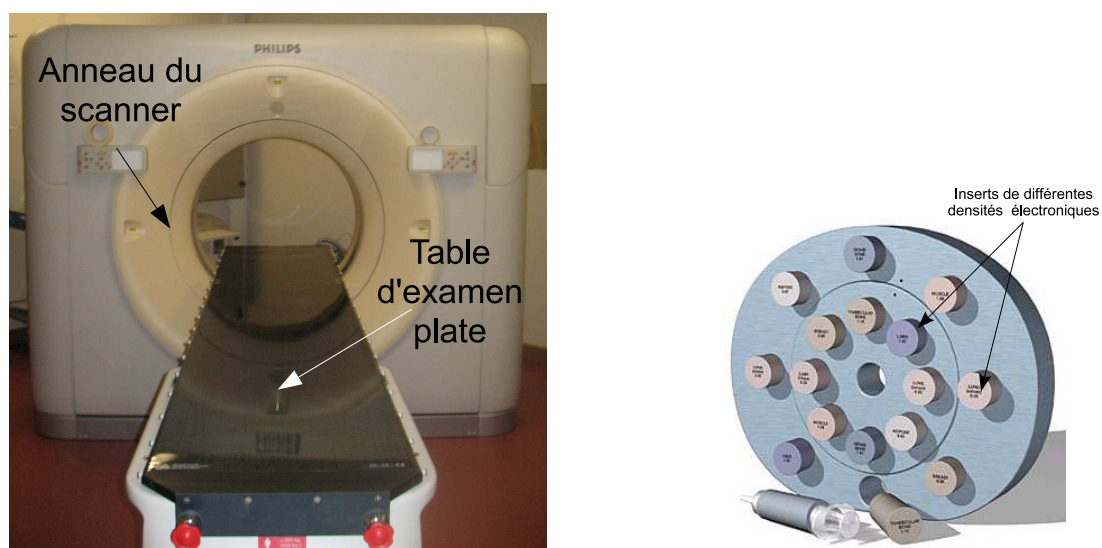


FIG. 4.2 – A gauche : photographie du scanner Big Bore de Philips utilisé dans notre étude. A droite : fantôme CIRS 062 composé de 17 inserts offrant 9 densités électroniques différentes pour la calibration des unités Hounsfield.

Nature des Inserts	ρ en $g.cm^{-3}$	ρ_e normalisée par rapport à l'eau	H mesuré pour le protocole 1	H mesuré pour le protocole 2	Valeurs moyennes de H
Air	$1,199.10^{-3}$	$1,087.10^{-3}$	-1000	-1000	-1000
Poumon (en inspiration)	0,20	0,190	-782,3	-797,4	-789,8
Poumon (en expiration)	0,50	0,489	-458,8	-462,6	-460,7
Tissu adipeux	0,96	0,949	-71,2	-71,9	-71,6
Sein	0,99	0,976	-35,0	-36,0	-35,5
Fantôme (équivalent eau)	1,01	1,002	-8,8	-10,0	-9,4
Foie	1,07	1,052	45,8	45,8	45,8
Muscle	1,06	1,043	37,7	38,6	38,2
Os trabéculaire	1,16	1,117	223,4	223,2	223,3
Os cortical ($800 mg.cm^{-3}$)	1,61	1,512	863,5	867,8	865,6

TAB. 4.2 – Nature, masse volumique et densité électronique normalisée par rapport à l'eau, des inserts du fantôme de type CIRS 062. Pour chaque insert, les valeurs des unités Hounsfields ont été mesurées pour les deux protocoles et la valeur moyenne entre les deux a été calculée. Pour l'air, ρ et ρ_e sont données pour une pression de 1013 mbar à 20°C pour une humidité relative de 50%.

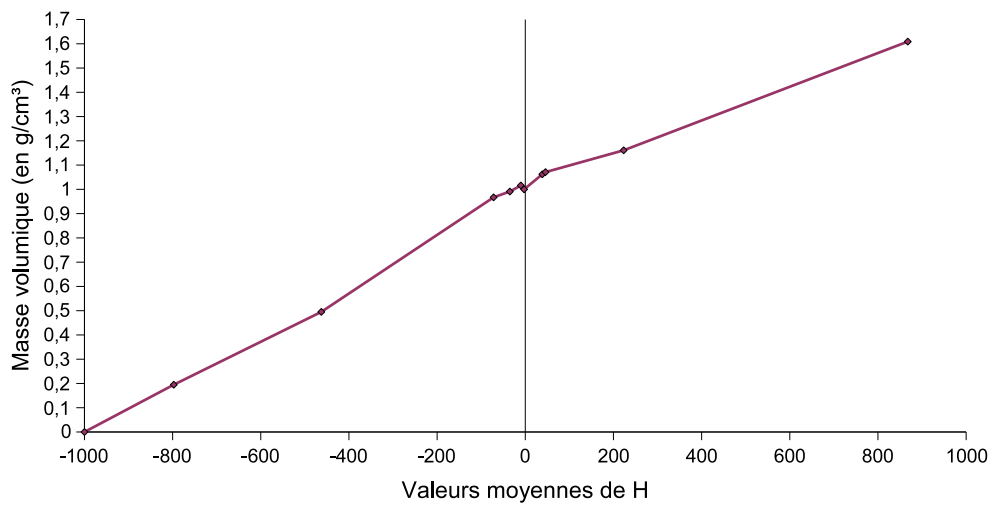


FIG. 4.3 – Courbe d'étalonnage du scanner de type Big Bore de Philips de notre service de radiothérapie au Centre Léon-Bérard. La courbe donne la masse volumique en $g.cm^{-3}$ en fonction des valeurs moyennes des unités Hounsfields des protocoles d'acquisition cliniques 1 et 2, à partir des résultats du tableau 4.2.

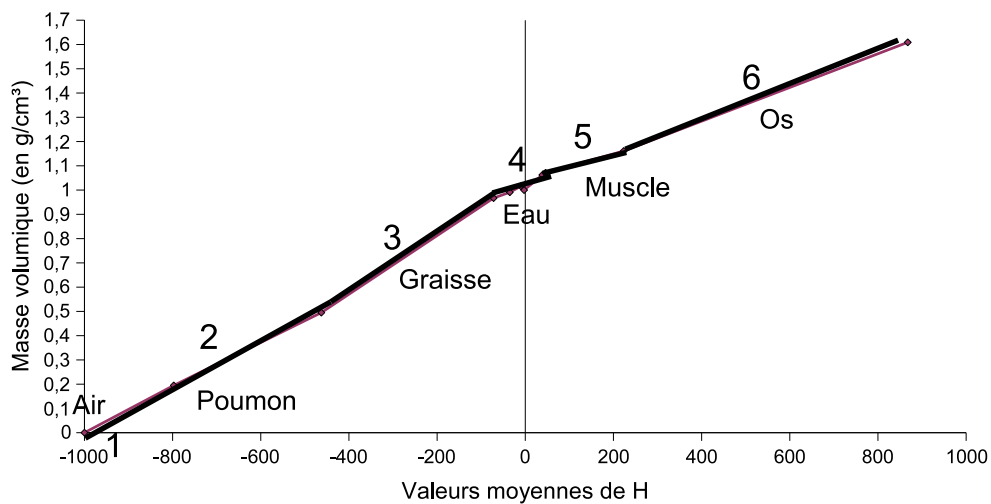


FIG. 4.4 – Découpage de la courbe d'étalonnage 4.3 en six régions linéaires de pente différente, correspondant à six milieux : air, poumon, graisse, eau, muscle et os.

	Air	Poumon	Graisse	Eau	Muscle	Os
Plage de H	-1000 \leftrightarrow -800	-800 \leftrightarrow -400	-400 \leftrightarrow -5	-5 \leftrightarrow +5	+5 \leftrightarrow +300	+300 \leftrightarrow +1000
H ($Z=1$)		10,3	11,4	11,1	10,2	3,4
C ($Z=6$)	0,01	10,5	59,8		14,3	15,5
N ($Z=7$)	75,5	3,1	0,7		3,4	4,2
O ($Z=8$)	23,2	74,9	27,8	88,9	71,0	43,5
Na ($Z=11$)		0,2	0,1		0,1	0,1
Mg ($Z=12$)						0,2
P ($Z=15$)		0,2			0,2	10,3
S ($Z=16$)		0,3	0,1		0,3	0,3
Cl ($Z=17$)		0,3	0,1		0,1	
Ar ($Z=18$)	1,29					
K ($Z=19$)		0,2			0,4	
Ca ($Z=20$)						22,5

TAB. 4.3 – Plages des unités Hounsfield et composition atomique en pourcent des six milieux précédemment définis. Les compositions atomiques de chaque élément sont tirées du rapport ICRU44 [[38]]. Le symbole Z correspond au numéro atomique de l'atome.

- Remarque : pour assurer la validité des courbes d'étalonnage il est nécessaire de la vérifier au cours du temps car le vieillissement du tube à RX peut entraîner une variation dans les mesures. Evidemment à chaque remplacement de tube ou de changement de scanner, une nouvelle courbe doit être mesurée car comme l'a démontré Constantinou, la pente des régions rectilignes, de même que leur position, changent d'un scanner à un autre, même entre deux scanners de même marque.

4.3.2.2 Les étapes de notre méthode de modélisation du patient

Le but de notre méthode est d'associer les informations numériques d'un patient au code MCNPX, en générant de façon automatique le fichier d'entrée sans quoi il n'est pas concevable de décrire tous les voxels un à un et car il n'existe pas d'outils prévus pour le faire dans MCNPX. La modélisation du patient s'effectue en trois étapes successives. Dans l'ordre, les images TDM sont ré-échantillonnées, segmentées, puis modélisées en voxels MCNPX [Fig. 4.5].

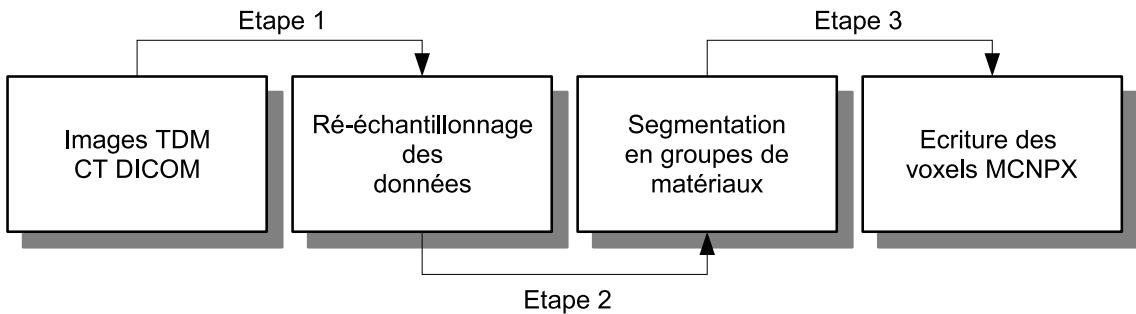


FIG. 4.5 – Les étapes de la modélisation du patient à partir d'une image tomographique.

- Etape 1 : le ré-échantillonnage

L'étape de ré-échantillonnage consiste à redéfinir la taille des voxels. Elle n'est pas obligatoire mais elle est très utile pour réduire les temps de calcul car elle permet

de réduire le nombre de voxels en augmentant leurs dimensions. En effet, si la taille des voxels augmente, le nombre d'interfaces diminue, ce qui réduit le nombre de tests effectués par l'algorithme et améliore l'efficacité de calculs [[7]]. En revanche, la précision diminue.

Quelque soit le code Monte Carlo, le principal inconvénient de la géométrie par voxels réside dans le fait que les traces de toutes les particules sont forcées de s'arrêter aux interfaces même si les deux voxels voisins contiennent le même élément. Ces arrêts augmentent ainsi la durée des simulations. Fort de cette constatation, une partie de notre équipe travaillant avec Geant4, a mené une étude (postérieure à ce travail) sur la minimisation du nombre d'interfaces testées en proposant une nouvelle approche de segmentation [[18]]. Cette approche se compose de deux étapes : l'image scanner est segmentée en régions homogènes quel que soit la forme des régions résultantes (parallélépipède ou non), puis, l'image segmentée est insérée dans la simulation en utilisant de nouveaux opérateurs géométriques qui permettent de traiter des régions voxélisées de formes arbitraires. Cette nouvelle approche a pour effet de ne plus stopper les traces des particules lorsqu'elles atteignent les limites géométriques des voxels appartenant au même volume segmenté. Seules les limites séparant deux volumes distincts stopperont les traces. Comparé aux techniques conventionnelles de Geant4, la méthode des volumes segmentés a permis de réduire les temps de calcul par un facteur allant jusqu'à 15. Mais cette méthode n'est pas pour l'instant disponible pour MCNPX.

En définitive, l'étape de ré-échantillonnage fixe le nombre de voxels qui modéliseront le patient. Toutefois, il est nécessaire de rappeler que la taille des voxels a une grande influence sur la résolution spatiale, sur le calcul de la dose, et sur l'incertitude statistique. Plus les voxels sont petits, meilleure sera la résolution spatiale mais plus grande sera l'incertitude statistique pour un nombre constant de particules. *A contrario*, plus grands seront les voxels et plus faible sera l'incertitude statistique mais la résolution spatiale sera dégradée. Il est donc important de savoir ce que l'on attend de la modélisation du patient. Typiquement, les dimensions des voxels ré-échantillonnés varient entre 2 et 5 mm de côtés pour des tailles de champs d'irradiation supérieures à $3 \times 3 \text{ cm}^2$, et entre 1 et 2 mm pour des champs de taille inférieure à $3 \times 3 \text{ cm}^2$ [[42]].

Nous avons appliqué sur chacune de nos images scanner, un ré-échantillonnage en $5 \times 5 \times 5 \text{ mm}^3$, car la résolution spatiale de notre modélisation des patients ne nécessite pas un échantillonnage très fin puisque l'objectif de ce travail n'est pas de faire des calculs dosimétriques à l'intérieur du patient.

Par ailleurs, le sous-échantillonnage d'une image nécessite l'application préalable d'un filtre passe-bas gaussien, qui élimine les hautes fréquences, ce qui d'une certaine manière lisse l'image avant son ré-échantillonnage. Nous avons donc procédé à cette filtration avant l'étape de ré-échantillonnage.

La figure 4.6 présente une coupe transverse d'un thorax avant et après le ré-échantillonnage en $5 \times 5 \times 5 \text{ mm}^3$. Cet exemple met en avant la dégradation de la résolution spatiale par le ré-échantillonnage.

– Etape 2 : la segmentation

L'étape de segmentation consiste à découper l'image 3D en plusieurs milieux,

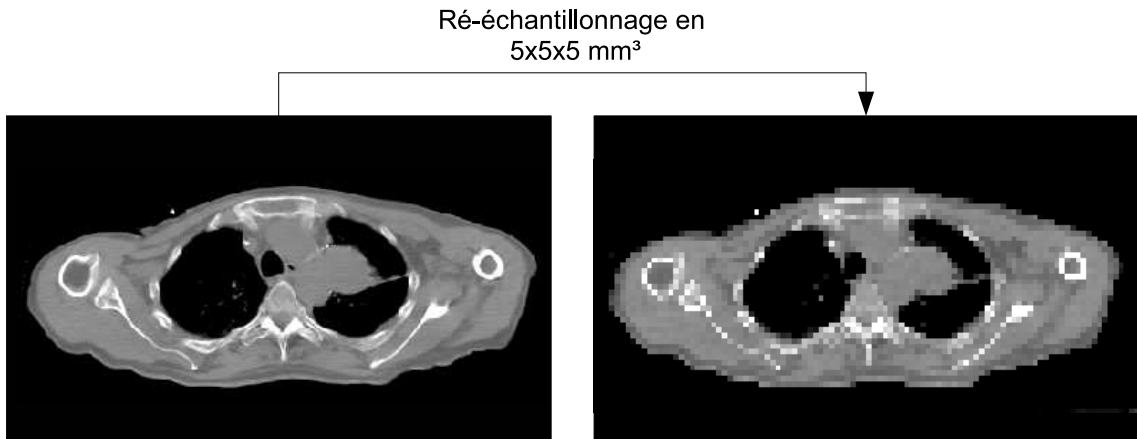


FIG. 4.6 – A gauche, coupe scanner transverse d'un thorax, à droite même coupe après ré-échantillonnage en 5x5x5 mm³.

spatialement indépendant, de nature et de composition atomique spécifiques. Un milieu est défini par un ensemble de voxels dont les unités Hounsfield appartiennent à la même plage de valeurs. La segmentation revient à diviser l'échelle des unités Hounsfield en plusieurs sous-ensembles ou plages. Le choix des plages dépend du nombre et de la nature des matériaux que l'on souhaite modéliser pour les calculs Monte Carlo. Typiquement, six milieux sont définis et correspondent généralement à l'air, le poumon, la graisse, l'eau, le muscle et l'os [[6]]. Mais ce nombre n'est pas limité, d'ailleurs le code MCV de Siebers *et al.* [[88]] utilise jusqu'à cinquante matériaux. Dans ce qui suit nous présenterons notre méthode de segmentation et son impact sur les images.

– Méthode :

notre technique de segmentation est semi-automatique. Les plages d'unités Hounsfield sont fixées manuellement mais la création des régions est automatique. Pour fixer les plages, nous mesurons les unités Hounsfield le long d'un axe sur une coupe transverse de l'image 3D ré-échantillonnée, la plus représentative de l'ensemble des hétérogénéités du patient imagé. Nous obtenons un profil d'unité Hounsfield en fonction de la position sur l'axe dans l'image. A partir de ce profil, nous affectons une plage d'unités Hounsfield pour l'air, le poumon, la graisse, l'eau, le muscle et l'os. Chaque plage est ainsi labellisée par un milieu.

La figure 4.7 présente une coupe transverse de l'image 3D précédemment ré-échantillonnée. Parmi l'image 3D du patient pris comme exemple, la coupe 4.7 a été choisie pour fixer les plages d'unités Hounsfield car elle est représentative de l'ensemble des hétérogénéités anatomiques du patient considéré. On distingue par exemple les poumons (régions noires), les os (régions blanches), la graisse (région gris clair), etc. Sur cette coupe, dite de référence, nous avons mesuré le long de l'axe AA', les unités Hounsfield.

La figure 4.8 donne le profil des unités Hounsfields le long de l'axe AA' sur la coupe de référence. A l'aide des données du tableau 4.2 et de l'allure du profil obtenu, l'échelle des unités Hounsfield a été découpée de manière à obtenir les six plages de matériaux nécessaires à la modélisation du patient : air [-1000,-840], poumon [-840,-400], graisse [-400,-5], eau [-5,5], muscle [5,300] et os [300,1500]. Puis à partir d'un logiciel développé dans notre équipe, l'image ré-échantillonnée est segmentée

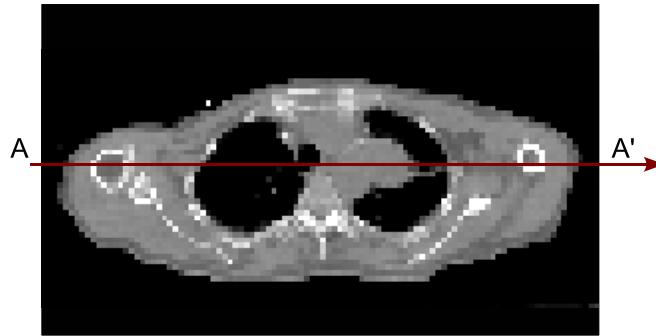


FIG. 4.7 – Coupe de référence pour la segmentation de l'image 3D du patient. Les unités Hounsfield sont mesurées le long de l'axe AA'.

selon les plages initialement définies.

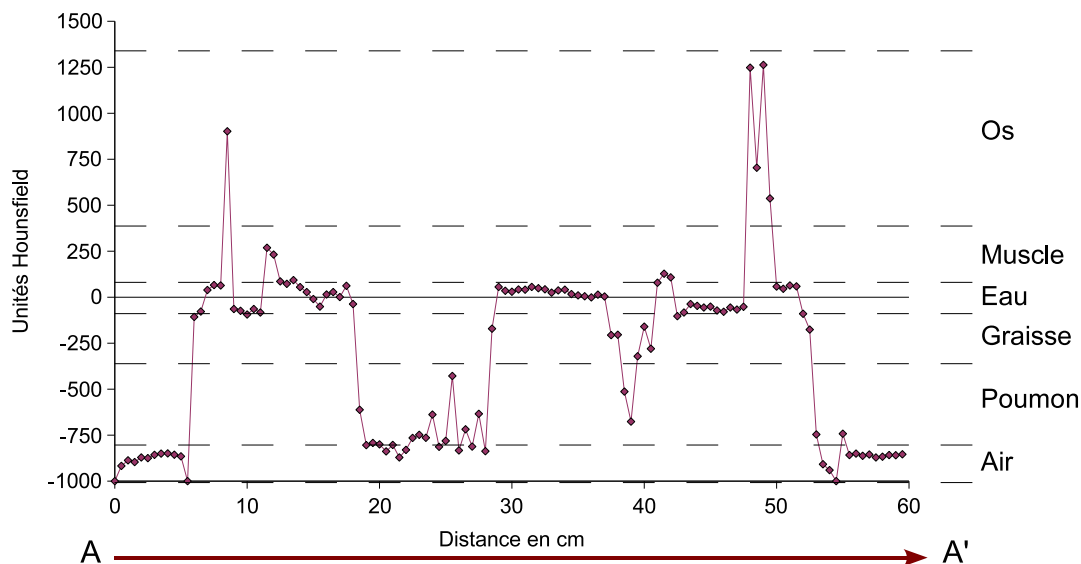


FIG. 4.8 – Valeurs des unités Hounsfield le long de l'axe AA' sur la coupe transverse de référence du patient considéré. Les traits en pointillés délimitent les plages de la segmentation.

– Résultat :

La figure 4.9 donne le résultat de la segmentation de l'image 3D de notre exemple. On n'observe désormais plus que six niveaux de gris correspondant aux six matériaux fixés.

Pour résumer, d'une image scanner initiale nous obtenons une image ré-échantillonnée et segmentée en six milieux distincts. Ces opérations successives vont simplifier considérablement l'étape de modélisation en voxels MCNPX et les temps de calculs.

– Etape 3 : la modélisation en voxels MCNPX

La modélisation en voxels MCNPX est la dernière étape du processus de modélisation du patient. Elle consiste à définir la géométrie et la composition atomique des voxels de l'image segmentée pour construire les voxels MCNPX. Il n'est pas prévu dans

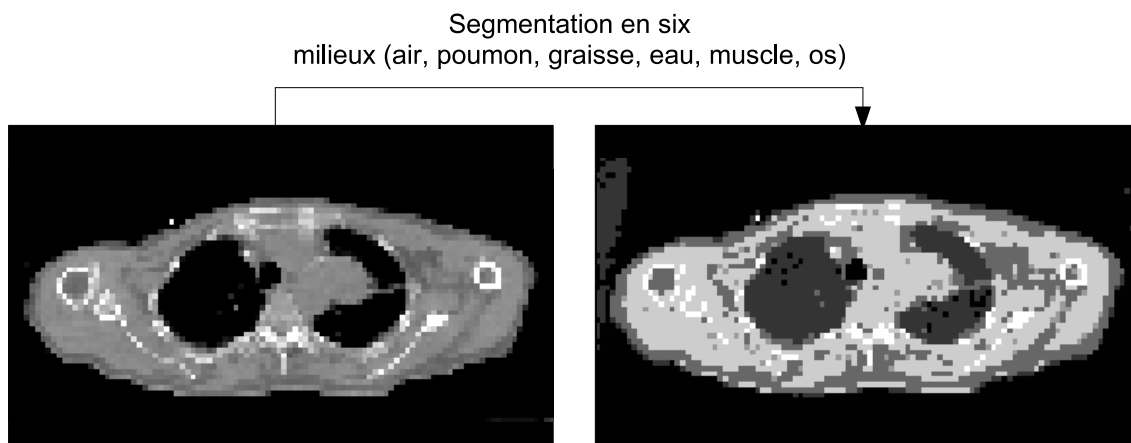


FIG. 4.9 – A gauche : coupe scanner ré-échantillonnée, à droite : la même coupe après segmentation.

MCNPX de méthode spécifique permettant de modéliser une image scanner. Nous devons donc décrire la géométrie de l'image en utilisant l'une des deux méthodes que propose MCNPX. La première, la plus conventionnelle, consiste à modéliser l'objet, soit par des volumes prédéfinis appelé *macrobody*, soit par des jeux d'unions et d'intersections de surfaces. En utilisant cette méthode, les voxels seraient représentés par des cellules cubiques indépendantes. Cela suppose donc, de faire correspondre une cellule MCNPX à chaque voxel de l'image. Or le code MCNPX est limité à 100 000 cellules élémentaires, ce qui est très inférieur au nombre de voxels d'une image TDM classique (quelques millions de voxels). Cette première méthode n'est donc pas adaptée à la modélisation des données TDM. La deuxième fait référence à deux cartes spécifiques de MCNP, les cartes *lattice* et *Repeated Structures*. En utilisant la propriété des cartes *Repeated Structures*, une cellule est remplie par un *univers*, qui peut représenter lui-même une *lattice* ou une collection de cellules. Par ailleurs, chaque *univers* a un numéro d'identification de manière à ce que chaque cellule appartenant à cet *univers* soit associée à ce numéro. Ainsi, chaque voxel de l'image segmentée est relié à une cellule MCNPX, à laquelle est assigné un numéro d'*univers*, ce dernier pouvant correspondre à l'identification d'un milieu prédéfini comme par exemple le poumon.

Pour illustrer l'utilisation des *lattices*, prenons l'exemple d'une géométrie constituée par six régions de matériaux différents. Chaque région est formée par un jeu de voxels distribués aléatoirement dans un volume. Cette géométrie peut être modélisée en définissant six cellules MCNPX correspondant à un voxel appartenant à une région spécifique. Chaque cellule peut alors être répétée selon la distribution spatiale des voxels pour former la région entière et ainsi constituer le volume total comme l'illustre la figure 4.10.

Ces cartes permettent à l'utilisateur de MCNPX de construire une matrice 3D de voxel. Néanmoins MCNPX ne dispose pas d'outils permettant de transcrire automatiquement une images 3D en *lattice*. Les équipes travaillant avec MCNP ont donc été obligées de développer elles-mêmes des interfaces capables de modéliser les données TDM en géométrie MCNP. Parmi elles, DeMarco *et al.* [[45]] ont développé l'outil RTMCNP (Radiation Therapy MCNP) qui est un préprocesseur qui fourni une interface entre l'utilisateur et la structure des commandes MCNP. Cet outil convertit automatiquement les données scanner en plusieurs groupes de matériaux, c'est à dire qu'il segmente les images TDM. A partir de cet outil, les auteurs ont pu démontré la capacité de MCNP de simuler la radiothérapie par photons. Yoriyaz

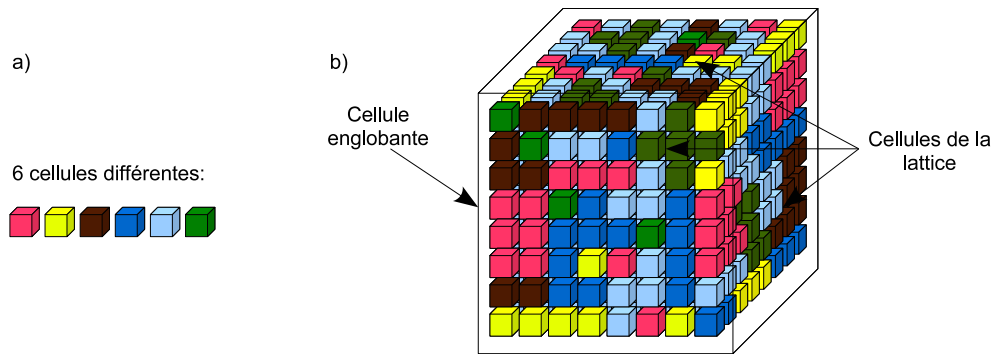


FIG. 4.10 – a) : Définitions de 6 cellules de composition différente. b) : Constitution de la lattice, matrice 3D de voxels

et al. [[35]] ont développé un autre logiciel, SCMS, pour construire la configuration géométrique de fantômes à partir de la carte *Repeated Structures*. Ce logiciel leur a permis d'estimer les fractions absorbées pour les photons dans des fantômes voxélisés.

En définitive, l'utilisateur de MCNPX doit développer son propre logiciel de segmentation d'image et de conversion des voxels en cellules MCNPX. Dans notre équipe, Nathalie Dufour et Antoine Vacavant ont développé, durant leur stage de deuxième année de Master, de Physique Médicale et d'Informatique respectivement, une interface analogue à RTMCNP.

Cette interface est un programme en C++, qui reçoit en entrée l'image 3D segmentée et les densités des matériaux de la segmentation, et donne en sortie deux fichiers, l'un contenant la déclaration des univers et des cellules, et la composition de la *lattice*, et l'autre décrivant la géométrie des éléments de la *lattice*, et l'emplacement et la taille de la *lattice*. Ces deux fichiers sont ensuite insérés dans le fichier principal de la simulation.

La figure 4.11 illustre la voxélisation en cellules MCNPX de l'image ré-échantillonnée et segmentée du thorax précédemment pris comme exemple.

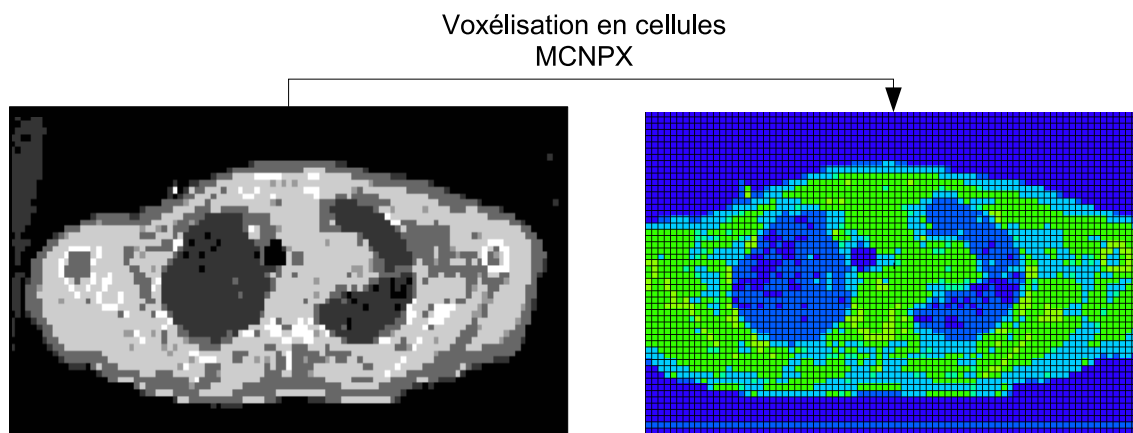


FIG. 4.11 – A gauche l'image ré-échantillonnée et segmenté, à droite la voxélisation de l'image en cellules MCNPX

4.3.2.3 Conclusion

La modélisation du patient se résume en trois étapes : ré-échantillonnage, segmentation et voxélisation en cellules MCNPX. Le ré-échantillonnage réduit le nombre de voxel et donc les temps de calculs, mais dégrade la résolution spatiale. La segmentation simplifie la nature et les compositions atomiques de l'anatomie du patient et donc facilite l'écriture de la géométrie de modélisation, mais réduit la précision des résultats. Enfin, la voxélisation est une interface modélisant les voxels de l'image en cellules MCNPX.

A l'exception du code EGSnrc, à partir duquel a été développé la plateforme DOSxyz, la plupart des codes de simulation ne sont pas prévus pour modéliser des images scanner. Il est nécessaire de s'adapter au code et de créer des outils additionnels. L'un des objectifs de notre équipe est de développer une interface de voxélisation en utilisant les résultats de ce travail de thèse.

4.3.3 Modélisation de l'*iViewGT*

L'imageur portal *iViewGT* est le dernier élément à modéliser. Nous présenterons dans ce paragraphe la description géométrique de la modélisation des éléments de l'*iViewGT*. Puis, nous décrirons notre modèle de détection de l'énergie qui se dépose dans le scintillateur de l'*iViewGT*.

4.3.3.1 Modélisation de la géométrie

Nous rappelons qu'un imageur portal se constitue d'une succession de couches de différents matériaux. Ceux-ci ont chacun un rôle et une influence sur l'absorption des photons MV. Par conséquent, la modélisation de ces différents matériaux doit être précise pour garantir la validité des calculs. Pour cela, la simulation de l'*iViewGT* a été réalisée à partir des données constructeurs Elekta. Le tableau 4.4 donne pour chacun de ces matériaux : leur densité, leur composition atomique et leur épaisseur. Les dimensions de chaque élément, dans le plan perpendiculaire à l'axe du faisceau, sont fixées à $41 \times 41 \text{ cm}^2$. Le système électronique servant à l'acquisition et à la lecture des données n'a pas été modélisé.

La figure 4.12 donne la géométrie de l'imageur tel qu'il a été modélisé. Ce schéma est obtenu à partir de la version 8E de l'interface graphique *MCNP Visual Editor*.

4.3.3.2 Description du modèle de détection

Le but de la modélisation de l'imageur portal est de prédire une image de dose portale. Pour un imageur à base de silicium amorphe, Munro *et al.* [[67]] ont montré que 99,5% du signal total est dû aux interactions des photons et des électrons avec la couche de scintillation (GADOX) et que les 0,5% restant proviennent des interactions directes des photons et des électrons avec les photodiodes. Par ailleurs, Antonuk *et al.* [[24]] ont montré que la quantité de lumière émise par le scintillateur est proportionnelle à l'énergie déposée dans le scintillateur. Etant donné ces faits, nous avons calculé les images de doses en estimant par MCNPX, l'énergie déposée dans la couche de scintillation.

Enfin, pour prédire une image de dose, il faut calculer la dose en plusieurs points dans le scintillateur. Siebers *et al.* [[89]] ont modélisé à partir du code Monte Carlo EGS4 [[75]], un imageur de type aS500 de Varian, dans le but de calculer des images de dose. Pour cela, ils ont établi un modèle de détection virtuel basé sur un ensemble de voxels placés à l'intérieur du scintillateur. Dans le cadre de notre étude, nous nous sommes basés sur un modèle équivalent. Nous avons utilisé un tally de type *mesh 3* qui enregistre les dépôts d'énergie dans des petits éléments de volumes que nous nommons dosels [[18]]. Ces derniers ont été insérés virtuellement dans la couche de GADOX. Nous leurs avons

Nom du matériau	Densité	Composition atomique	Épaisseur en mm
Polystyrène	1,03	H (7,75 %) ; C (92,25 %)	3,00
Espace d'air	$1,225 \cdot 10^{-3}$	N (80%) ; O (20%)	16,00
Aluminium	2,7	Al (100%)	0,75
Espace d'air	$1,225 \cdot 10^{-3}$	N (80%) ; O (20%)	5,70
Cuivre	8,96	Cu (100%)	1,00
Espace d'air	$1,225 \cdot 10^{-3}$	N (80%) ; O (20%)	0,84
Graphite	2,7	C (100%)	0,52
GADOX ou $Gd_2O_2S : Tb$	7,23	O (11,2%) ; S (14,9%) ; Gd (73,6%) ; Tb (0,3%)	0,54
Verre et silicone	2,54	O (45,98%) ; Na (9,65%) ; Si (33,65%) ; Ca (10,72%)	1,10
Fibre de carbone	1,6	C (100%)	3,00
Aluminium	2,7	Al (100%)	2,00
Espace d'air	$1,225 \cdot 10^{-3}$	N (80%) ; O (20%)	15,20
PCB	3,59	C (0,5%) ; Cr (0,35%) ; Fe (95,52%) ; Mn (0,8%) ; Mo (0,77%) ; P (0,03%) ; S (0,03%) ; Si (2%)	3,5
Espace d'air	$1,225 \cdot 10^{-3}$	N (80%) ; O (20%)	6,8
Aluminium	2,7	Al (100%)	3,00
Espace d'air	$1,225 \cdot 10^{-3}$	N (80%) ; O (20%)	34,00
ABS	1,025	H (5,7%) ; C (67,9%) ; Yb (26,4%)	2,00

TAB. 4.4 – Densité, composition atomique et épaisseur des matériaux composant l'imageur iViewGT. La nature et l'épaisseur des matériaux ont été fournis par le constructeur Elekta, tandis que les densités et les compositions atomiques ont été tirées des données du NIST.



FIG. 4.12 – Schéma représentatif de la modélisation de l'imageur *iViewGT*. Le schéma est à l'échelle.

donné une forme cubique de dimensions variables, dépendantes de la résolution de calcul recherchée [Fig :4.13]. Ainsi, à chaque dosel est assigné un dépôt d'énergie.

4.3.3.3 Les limites de notre modélisation

Malgré la précision de modélisation des éléments qui constituent l'imageur *iViewGT* l'obtention d'une image portale par simulation comporte deux limites. La première est l'impossibilité de simuler l'effet *ghosting* (chapitre 2 ??). Ce dernier nécessiterait la simulation de la réponse des photodiodes aux irradiations et à leur répétition. Néanmoins, il est envisageable de tenir compte de cet effet par un traitement post-simulation des résultats à partir de données expérimentales. La deuxième limite est l'incapacité de simuler la diffusion optique des photons de fluorescence produits dans le scintillateur ($Gd_2O_2S : Tb$) ou effet *glare* (chapitre 2 2.3.5.1). Cette limite est directement liée au code MCNPX (version 2.5.e), lequel a été conçu pour ne simuler le transport d'un photon qu'à partir d'une énergie supérieure ou égale à 1 keV. Or l'énergie moyenne des photons lumineux émis par le $Gd_2O_2S : Tb$ vaut approximativement 2,3 eV pour une longueur d'onde égale à 545 nm. Néanmoins, il existe des codes de simulation du transport des photons optiques. Cremers *et al.* [[30]] ont utilisé le code de Radcliffe *et al.* [[84]] basé sur l'absorption, la diffusion et la réflexion des photons optiques, dans le but d'évaluer les performances des EPIDs. La solution serait donc d'utiliser un code de simulation complémentaire à MCNPX pour suivre les photons d'énergie voisine de l'électronvolt.

4.3.4 Validation et résultats

Les résultats présentés sont une première validation de notre méthode de prédiction d'image de dose portale transmise à partir de la simulation Monte Carlo de la transmission portale.

Le principe consiste à comparer la transmission portale obtenue à partir de l'acquisition d'images portales à celle obtenue à partir de simulations Monte Carlo avec

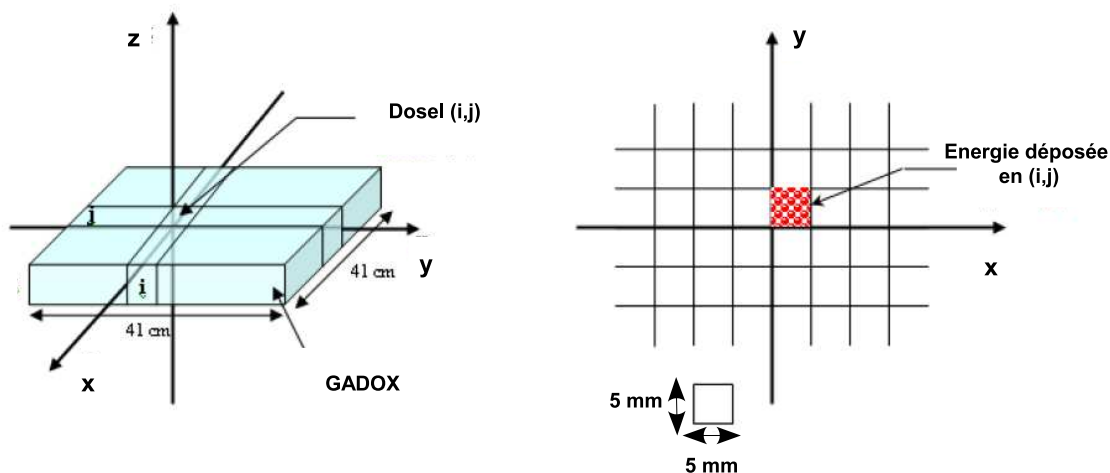


FIG. 4.13 – A gauche : représentation schématique de la couche de GADOX et d'un dosel virtuel à la position (i,j) de dimensions $5 \times 5 \times 0.54 \text{ mm}^3$. A droite : localisation 2D de l'événement (i,j) dans l'image de dose. Schéma non à l'échelle.

le code MCNPX. Ces comparaisons ont été évaluées pour trois configurations : à l'axe pour un fantôme homogène symétrique, en plusieurs points pour un fantôme homogène asymétrique et enfin le long d'un profil pour un fantôme hétérogène.

Toutes les acquisitions expérimentales des images portales et les calculs Monte Carlo des doses portales ont été établis pour le faisceau de photons de 6 MV de l'accélérateur Precise d'Elekta du Centre Léon-Bérard et son imageur portal numérique *iViewGT* embarqué. La table de traitement n'a pas été modélisée. En revanche son atténuation a été prise en compte dans les résultats des simulations Monte Carlo présentés.

4.3.4.1 Fantôme A : validation à l'axe pour un fantôme homogène symétrique

Le premier test consiste à évaluer la modélisation proposée en comparant les transmissions portales mesurées et calculées à travers un fantôme homogène simple (fantôme A) à l'axe du faisceau.

1. Matériel et méthode

Le fantôme A se compose de plaques de densité équivalente eau de différentes épaisseurs (0,1 mm à 6 cm) et de même surface : $30 \times 30 \text{ cm}^2$ [Fig. 4.14]. La particularité de ce fantôme est que l'on peut faire varier son épaisseur. Il nous a donc permis de mesurer et de simuler plusieurs transmissions dans le but de les comparer. Nous avons testé quatre épaisseurs : 5, 10, 15 et 20 cm.

Pour éviter l'influence de la distance sortie du fantôme-entrée de l'imageur *iViewGT*, nous l'avons fixé à 60 cm. Ainsi, seule la distance source-entrée du fantôme variait en fonction de l'épaisseur du fantôme. Les plaques qui composent le fantôme A étaient centrées sur l'axe du faisceau. Pour les calculs Monte Carlo, le fantôme a été modélisé à partir des volumes prédéfinis de MCNPX (boîte *rpp*).

Une image et une dose portale ont été respectivement acquises et simulées, pour chaque épaisseur de fantôme et à feu nu (sans fantôme ni table), à partir du faisceau

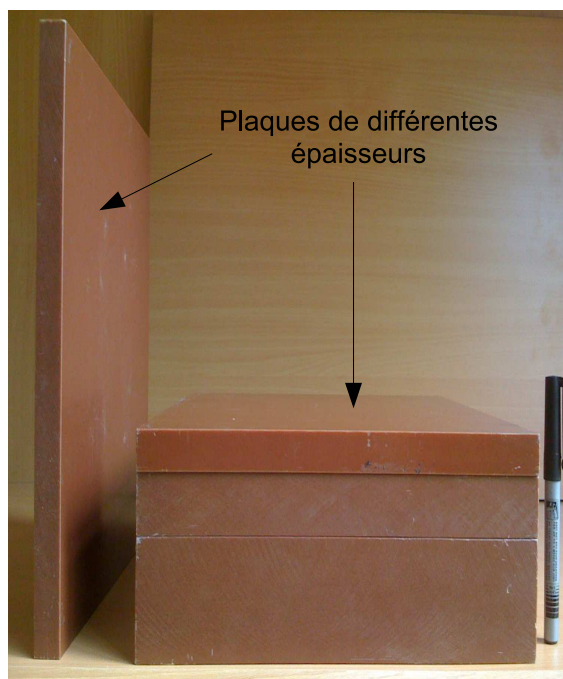


FIG. 4.14 – Photographie de quelques plaques équivalent eau qui ont composé le fantôme A.

de photons d'énergie nominale 6 MV, de taille de champ $10 \times 10 \text{ cm}^2$ à l'isocentre, et pour 100 UM.

Pour chaque image portale acquise, le niveau de gris moyen \bar{G} d'une région d'intérêt centrée à l'axe, de dimensions $1 \times 1 \text{ cm}^2$, a été déterminé [Fig. 4.15]. Les doses portales ont été calculées à partir de dosels de dimensions $1 \times 1 \times 0,054 \text{ cm}^3$ (définis au paragraphe 4.3.3.2, insérés virtuellement dans la couche de GADOX modélisée, centrés à l'axe du faisceau. Les calculs Monte Carlo ont été réalisés pour 500 millions de particules sources (photons) en fixant des énergies de coupure aux électrons et aux photons de 100 keV et 10 keV respectivement.

Les transmissions mesurées et calculées pour les quatre épaisseurs du fantôme A étudiées, correspondent respectivement au rapport des niveaux de gris moyen et des doses portales, avec et sans fantôme.

2. Résultats

Le tableau 4.5 donne, les valeurs de transmissions portales mesurées ($T^{Mesurée}$) et simulées (T^{MCNPX}), en fonction de l'épaisseur du fantôme A, ainsi que la différence relative Δ qui permet de les comparer, telle que :

$$\Delta = \frac{T^{MCNPX} - T^{Mesurée}}{T^{Mesurée}} \quad (4.9)$$

La figure 4.16 donne la variation de l'écart relatif Δ en fonction de l'épaisseur du fantôme A traversé.

Les écarts obtenus entre les valeurs de transmissions prédites par notre modèle Monte Carlo et celles obtenues par mesures expérimentales, mettent en évidence

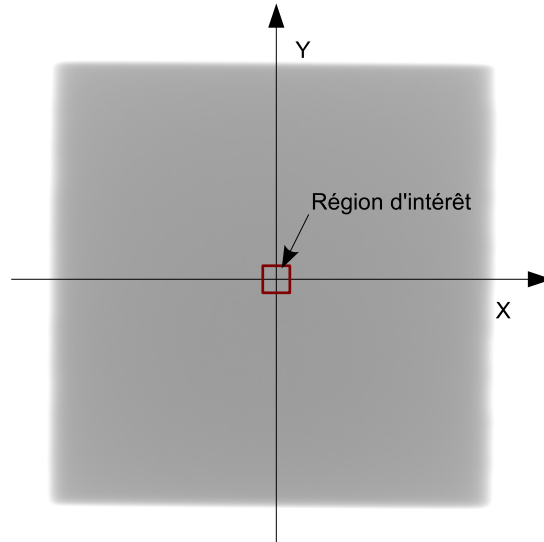


FIG. 4.15 – Image portale du fantôme A, obtenue à partir du faisceau de photons de 6 MV, de taille de champ $10 \times 10 \text{ cm}^2$, pour 100 UM. Le carré rouge, centré à l'axe du faisceau, représente la région d'intérêt ($1 \times 1 \text{ cm}^2$) dans laquelle \bar{G} a été calculé.

Épaisseur en cm	$T^{Mesurée}$	T^{MCNPX}	Ecart Δ en %
5	0,7418	0,7534	1,56 %
10	0,5764	0,5952	3,25 %
15	0,4509	0,4741	5,13 %
20	0,3581	0,3793	5,89 %

TAB. 4.5 – Transmissions portales mesurées et simulées en fonction de l'épaisseur du fantôme homogène A pour le faisceau de photons de 6 MV de dimensions $10 \times 10 \text{ cm}^2$. Les incertitudes statistiques relatives R des calculs Monte Carlo sont inférieures à 1%.

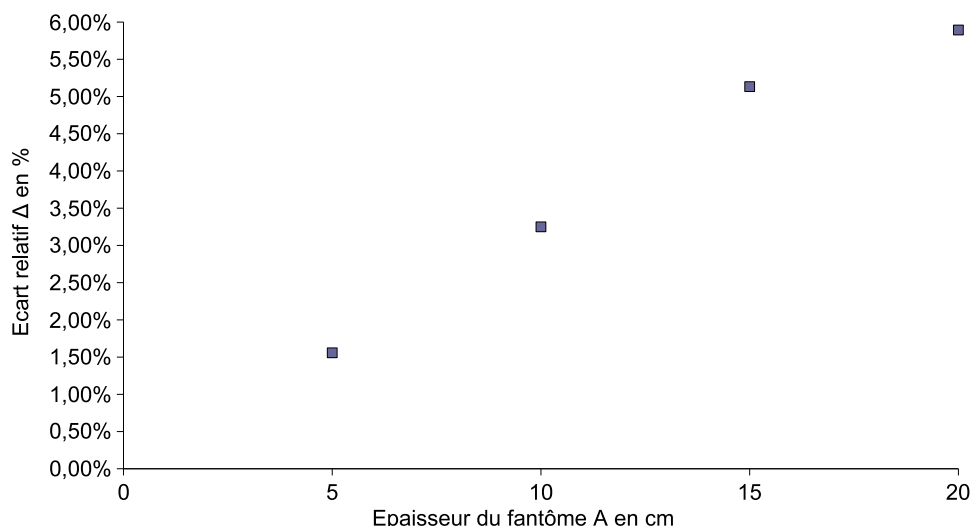


FIG. 4.16 – *Ecart relatif Δ (en %) entre les transmissions mesurées et simulées, en fonction de l'épaisseur du fantôme A traversée.*

trois remarques telles que :

- les écarts sont relativement faibles, inférieurs à 6%.
- Ils sont positifs. Ce qui signifie, que notre modèle sur-estime la transmission.
- Enfin, l'écart Δ augmente avec l'épaisseur traversée. Or, l'atténuation modifie le spectre énergétique du faisceau de photons : l'énergie moyenne du spectre augmente avec l'épaisseur du milieu atténuant [[41]]. Ce qui traduit une différence de sensibilité en énergie entre l'*iViewGT* et le modèle simulé. Ce dernier paraît moins sensible aux basses composantes énergétiques que l'imageur réel. Ces différences ont trois origines possibles : soit une mauvaise modélisation des distributions spatiale et énergétique des photons sources, soit une mauvaise modélisation des éléments qui composent l'imageur, soit les deux conjuguées.

3. Conclusion et discussion

Notre modèle de prédiction de la dose portale, a été évalué pour un fantôme homogène équivalent eau, à l'axe du champ. Les écarts obtenus entre la mesure expérimentale et la prédiction Monte Carlo de la transmission portale, sont inférieurs à 6% jusqu'à 20 cm de milieu équivalent eau traversé, soit l'épaisseur moyenne, d'un thorax chez un patient adulte. Nous envisageons de tester notre modèle pour des épaisseurs supérieures à 20 cm afin d'évaluer la variation de l'écart Δ pour des fortes atténuations.

4.3.4.2 Fantôme B : validation en plusieurs points pour un fantôme homogène asymétrique

Le deuxième test consiste à évaluer notre modèle de prédiction Monte Carlo en fonction de deux critères : en dehors de l'axe du faisceau de photons et pour une atténuation hétérogène.

1. Matériel et méthode

Le fantôme homogène asymétrique B a la forme d'un escalier composé de six marches en polyméthacrylate de méthyle (PMMA). L'épaisseur et la largeur d'une marche sont respectivement égales à 1 et 7 cm. L'ensemble a une hauteur totale de 6 cm et une largeur totale de 15 cm [Fig. 4.17]. La géométrie de ce fantôme a été conçue d'une part, pour obtenir un gradient de dose sur une seule et même image, et d'autre part, pour évaluer l'influence de la diffusion induite par l'objet irradié ainsi que l'influence de la distance à l'axe, sur la mesure et la simulation de la transmission portale.

Les transmissions portales mesurées et simulées ont été comparées pour le faisceau de photons de 6 MV, de taille de champ $15 \times 15 \text{ cm}^2$ à l'isocentre, pour 100 UM.

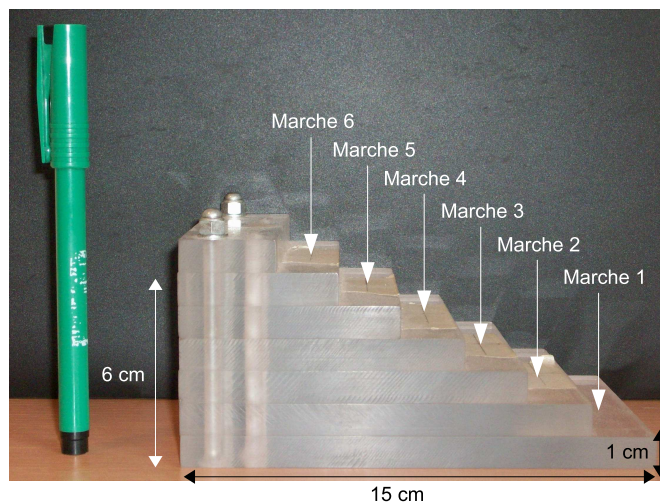


FIG. 4.17 – Photographie du fantôme homogène asymétrique B.

Les transmissions portales à travers les six marches du fantôme B ont été déterminées expérimentalement à partir de six régions d'intérêts de dimensions $1 \times 1 \text{ cm}^2$ chacune d'elles étant centrée sur la projection d'une marche [Fig. 4.18]. Les transmissions simulées, quant à elles, ont été obtenues à partir de six dosels (insérés dans la couche de GADOX) de dimensions et de positions dans le plan détecteur, identiques à celles des régions d'intérêt des images portales mesurées. Les calculs Monte Carlo ont été réalisés pour 500 millions de particules sources (photons) en fixant des énergies de coupures aux électrons et aux photons de 100 keV et 10 keV respectivement.

2. Résultats

Le tableau 4.6 donne, les transmissions mesurées et calculées pour les six régions d'intérêts (ROI) à travers les marches du fantôme B, ainsi que la différence relative Δ précédemment définie [équation (4.9)]. La figure 4.19 donne la variation de Δ en fonction de la marche traversée.

A partir de ces résultats, quatre remarques s'imposent :

- L'écart Δ , entre les transmissions mesurées et simulées, est inférieur à 5% sur l'ensemble des marches.

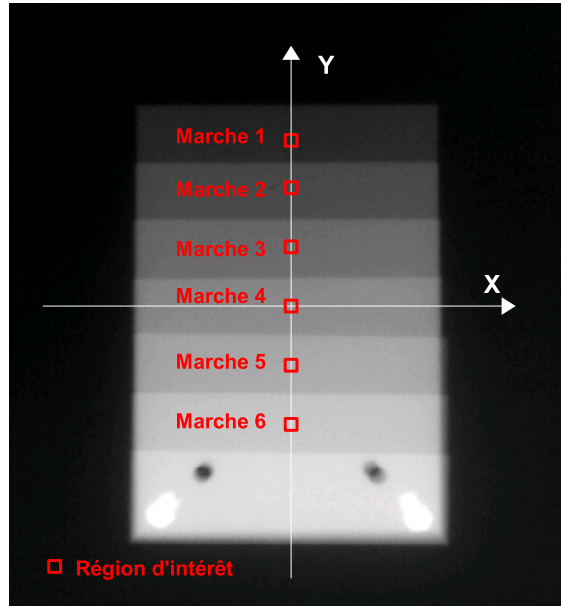


FIG. 4.18 – Image portale du fantôme B, obtenue à partir du faisceau de photons de 6 MV, de taille de champ $15 \times 15 \text{ cm}^2$ à l'isocentre, pour 100 UM. Les carrés rouges, centrés sur les projections des marches, représentent les régions d'intérêt ($1 \times 1 \text{ cm}^2$) dans lesquelles \overline{G} a été calculé.

Position de la ROI	$T^{\text{Mesurée}}$	T^{MCNPX}	Δ en %
Marche 1	0,9094	0,9182	0,97 %
Marche 2	0,8563	0,8712	1,74 %
Marche 3	0,8077	0,8246	2,08 %
Marche 4	0,7619	0,7935	4,14 %
Marche 5	0,7159	0,7401	3,39 %
Marche 6	0,6700	0,6943	3,62 %

TAB. 4.6 – Transmissions portales mesurées ($T^{\text{Mesurée}}$) et simulées (T^{MCNPX}), et différence relative Δ pour les six marches du fantôme B. Les incertitudes statistiques relatives R , des calculs Monte Carlo sont inférieures à 1%.

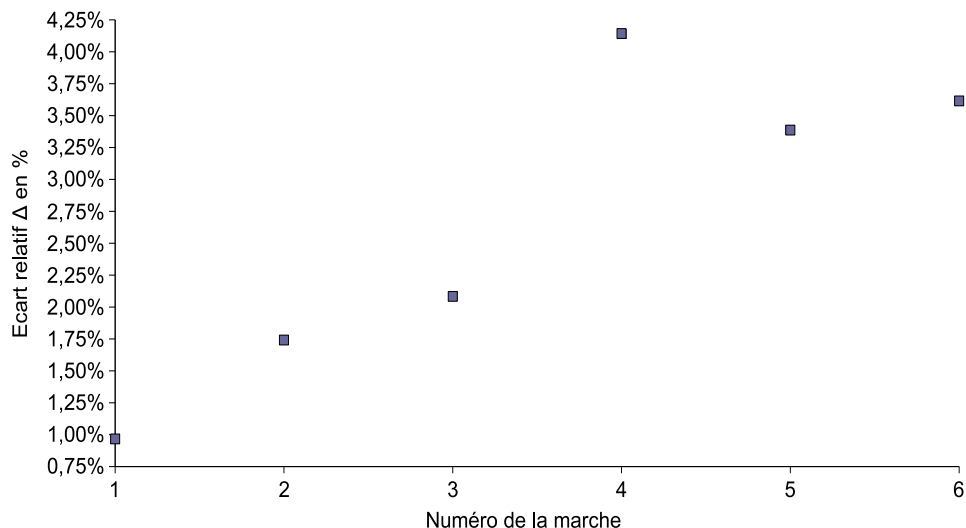


FIG. 4.19 – *Ecart relatif Δ (en %) en fonction de la marche du fantôme B traversée.*

- La valeur de Δ est toujours positive.
- Elle augmente avec le numéro de la marche, c'est à dire avec l'épaisseur de milieu traversé.
- Enfin, la valeur de Δ atteint un maximum pour la quatrième marche, celle-ci étant centrée à l'axe du faisceau.

Les trois premières remarques corroborent avec les résultats obtenus pour le fantôme A. A savoir que, notre modèle sur-estime la transmission portale, et que cet effet augmente avec l'atténuation du faisceau. Par ailleurs, l'écart maximum obtenu pour la quatrième marche semble signifier que les valeurs de Δ dépendent également de la distance à l'axe.

Pour quantifier seule l'influence de la distance à l'axe, sur les écarts observés entre les transmissions mesurées et simulées, l'effet de l'inhomogénéité d'atténuation doit être réduit. Pour y parvenir, nous avons remplacé le fantôme escalier B, par une couche homogène de PMMA de dimensions $30 \times 30 \times 4 \text{ cm}^3$. Ces dimensions ont été choisies d'une part, pour couvrir entièrement le champ d'irradiation ($15 \times 15 \text{ cm}^2$) et d'autre part pour obtenir la même atténuation à l'axe que la fantôme B (4 cm de PMMA comme pour la marche numéro 4). Nous avons utilisé les mêmes régions d'intérêt pour mesurer le niveau de gris, et les mêmes dosels pour calculer la dose portale.

La figure 4.20 donne les valeurs des transmissions, mesurées et simulées, à travers la couche de PMMA, en fonction de la distance à l'axe des positions des régions d'intérêt et des dosels.

A partir de la figure 4.20 nous remarquons que :

- Les valeurs de transmissions, mesurées et simulées, varient avec la distance à l'axe : elles diminuent quand la distance à l'axe augmente. Deux raisons principales sont à l'origine de ce phénomène : l'une d'ordre énergétique et l'autre d'ordre géométrique. Le spectre énergétique du faisceau de photons diminue quand la dis-

tance à l'axe augmente. La distance dans l'air (parcourue par les photons), et l'épaisseur de la couche de PMMA (traversée par les photons), augmentent avec la distance à l'axe.

- Les transmissions calculées, à partir de notre modèle de prédiction, sont supérieures à celles mesurées. L'écart Δ est compris entre 1,34% et 3,17%. L'écart maximal est obtenu à l'axe (position n°4). Ces écarts sont probablement dus à une mauvaise modélisation des distributions énergétique et spatiale des photons et/ou à une imparfaite modélisation des éléments constituant l'imageur *iViewGT*.

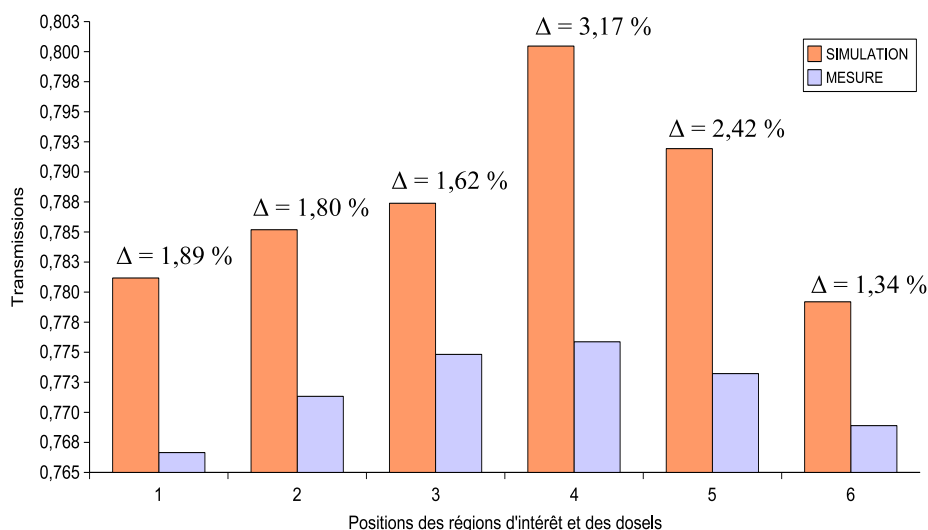


FIG. 4.20 – Valeurs des transmissions, mesurées et simulées, à travers la couche de PMMA, en fonction de la distance à l'axe des positions des régions d'intérêt et des dosels. A chaque position, est donné l'écart Δ entre les valeurs mesurées et simulées de la transmission.

3. Conclusion et discussion

Notre modèle de prédiction de la transmission a été évalué, à partir d'un fantôme homogène asymétrique. Les écarts obtenus entre, les transmissions portales mesurées et les transmissions dosimétriques simulées, sont inférieurs à 5 %. Nous avons constaté que l'écart variait avec l'épaisseur du fantôme et la distance à l'axe. Ce qui semble signifier que notre modélisation des distributions énergétique et spatiale des photons du faisceau source ainsi que celle de l'imageur, ne sont pas parfaites. Cependant, cette hypothèse requiert des investigations supplémentaires pour être clairement établies.

4.3.4.3 Fantôme C : validation en plusieurs points pour un fantôme hétérogène voxélisé

Ce dernier test consiste à évaluer notre modèle de prédiction de la transmission, en plusieurs points, à travers un fantôme hétérogène à partir de ses données voxélisées. Dans cette expérimentation, nous retrouvons l'ensemble des composantes de simulations de l'image de dose portale en condition réelle (utilisation de données tomodynamométriques, milieu hétérogène) à l'exception des problématiques du repositionnement et du mouvement interne du patient.

1. Matériel et méthode

Le fantôme hétérogène C se compose de trois matériaux de différentes densités : bois, polyéthylène et PMMA. Le bois a une faible densité (0,47) correspondant à celle du poumon tandis que le polyéthylène, de densité 0,96, s'apparente aux tissus mous. Ces éléments ont été choisis pour modéliser une tumeur (polyéthylène) dans le poumon (bois). Les dimensions de l'élément en polyéthylène et celles du bois sont égales à $5 \times 5 \times 5 \text{ cm}^3$ et $30 \times 30 \times 30 \text{ cm}^3$ respectivement. La partie en polyéthylène est insérée au centre de l'élément bois. L'ensemble a été placé dans un cube en PMMA (densité 1.19) [Fig. 4.21].

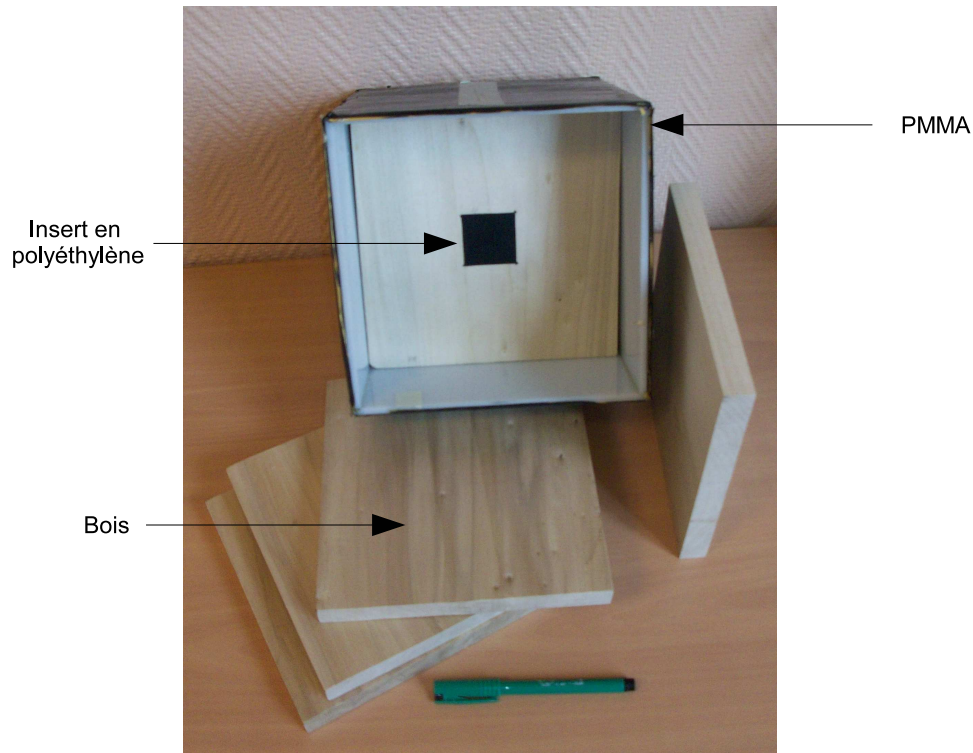


FIG. 4.21 – Photographie de l'intérieur du fantôme hétérogène C.

Le fantôme C a été placé sur la table de traitement de l'accélérateur PRECISE de telle manière à ce que son centre corresponde à l'isocentre de l'accélérateur. Nous l'avons irradié avec le faisceau de photons de 6 MV pour une taille de champ $10 \times 10 \text{ cm}^2$ à l'isocentre et pour 100 UM. La même irradiation a été réalisée sans fantôme et sans table de traitement. Dans les deux cas, une image portale a été acquise [Fig. 4.22].

Ces irradiations ont été entièrement modélisées. Nous avons procédé à la voxélisation du fantôme C à partir des données tomodynamiques en suivant les étapes de ré-échantillonnage, de segmentation et de modélisation en voxel MCNPX, telles qu'elles ont été détaillées précédemment [paragraphe 4.3.2.2].

La figure 4.23 présente la coupe centrale de l'image scanner du fantôme hétérogène C ré-échantillonnée en $5 \times 5 \times 5 \text{ mm}^3$. Cette coupe, la plus représentative de l'ensemble des hétérogénéités du fantôme C, nous a permis de fixer les plages d'unités Hounsfield pour l'étape de segmentation.

La figure 4.24 donne le profil des unités Hounsfield de la coupe centrale le long de

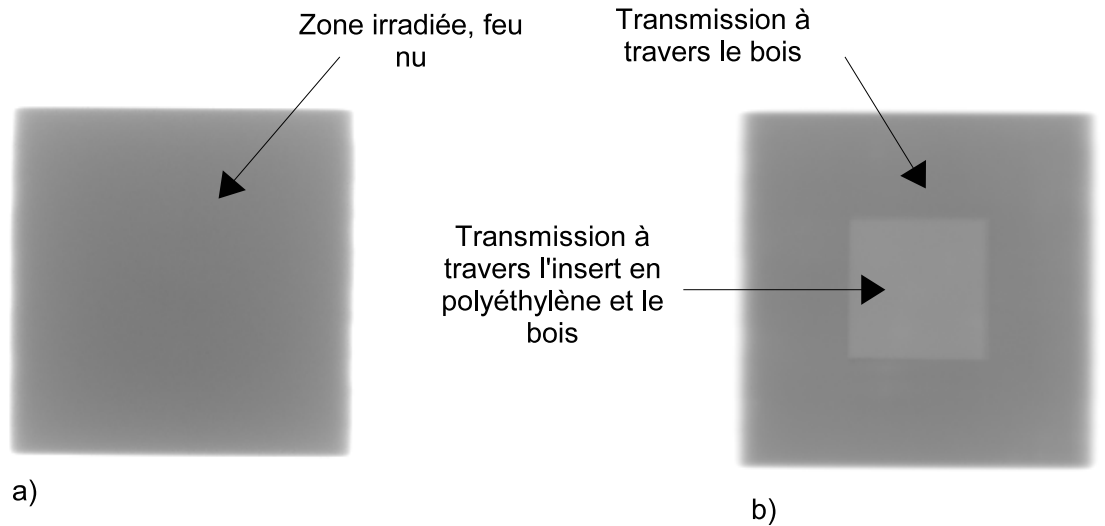


FIG. 4.22 – a) Image portale acquise sans fantôme ni table de traitement (feu nu) pour le faisceau de photons de 6 MV de taille de champ $10 \times 10 \text{ cm}^2$ à l'isocentre. b) Image portale du fantôme C acquise avec le même faisceau de photons.

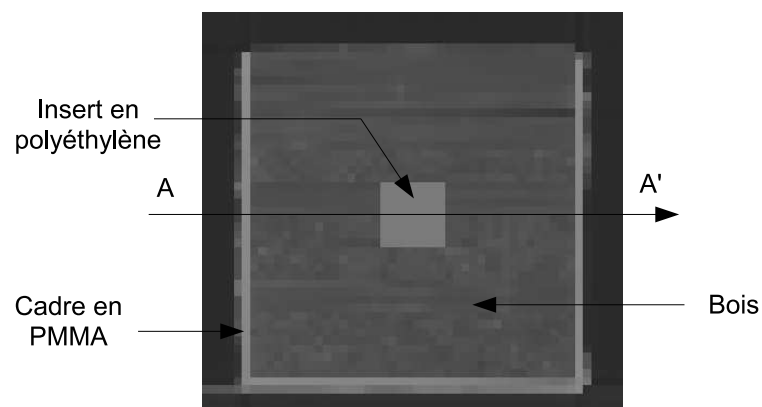


FIG. 4.23 – Coupe centrale de l'image scanner du fantôme hétérogène C ré-échantillonnée en $5 \times 5 \times 5 \text{ mm}^3$. Les trois matériaux (bois, polyéthylène et PMMA) sont présentés. Les unités Hounsfield sont mesurées le long de l'axe AA'.

l'axe AA' [Fig. 4.23]. L'échelle des unités Hounsfield a été découpée de manière à obtenir une plage de valeur par élément nécessaire à la modélisation de la scène : air [-1100,-900], bois [-900,-300], polyéthylène [-300,-5] et PMMA [-5,2000].

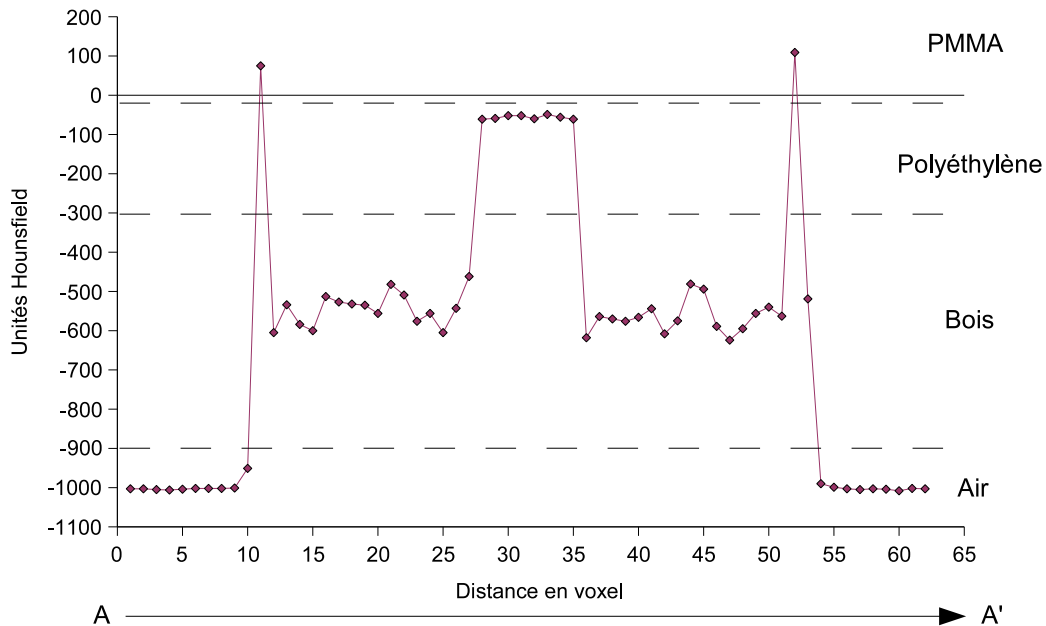


FIG. 4.24 – Valeurs des unités Hounsfield le long de l'axe AA' de la coupe centrale de l'image scanner ré-échantillonnée du fantôme C. Les pointillés délimitent les plages de la segmentation.

La dose portale a été calculée pour une suite de dosels alignés le long de l'axe des X du plan détecteur [Fig. 4.13]. Les dimensions des dosels étaient $1 \times 1 \times 0,054 \text{ cm}^3$. Pour chaque dosel, la transmission à travers le fantôme C a été déterminée. Les résultats obtenus ont été simulés avec 500 millions de particules sources en fixant des énergies de coupures aux électrons et photons de 100 et 10 keV respectivement.

Afin de permettre l'étude comparative entre les transmissions simulées et les transmissions mesurées, les images portales ont été ré-échantillonnées en $1 \times 1 \text{ cm}^2$. Nous avons ensuite mesuré la transmission pour une suite de régions d'intérêts alignées le long d'un axe XX' passant par le centre des images ré-échantillonnées [Fig. 4.25], correspondant ainsi à la suite de dosels.

2. Résultats

La figure 4.26 montre le fantôme C modélisé en voxel MCNPX à partir de la segmentation détaillée précédemment.

Les figures 4.27 et 4.28 présentent respectivement les doses portales simulées et les niveaux de gris mesurés le long de l'axe XX', avec et sans le fantôme C.

Pour ces deux figures nous remarquons à feu nu, un profil homogène (plateau) de la dose portale simulée et du niveau de gris mesuré. En revanche, en présence du fantôme C dans le champ d'irradiation, nous constatons une atténuation non homogène de la dose portale et du niveau de gris : l'insert en polyéthylène augmente

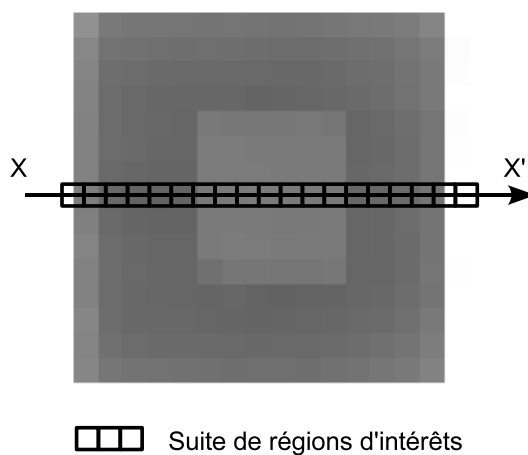


FIG. 4.25 – Image portale ré-échantillonnée en $1 \times 1 \text{ cm}^2$. Les régions d'intérêts sont alignées le long de l'axe (XX') passant par le centre de l'image. Les dimensions des régions d'intérêts sont $1 \times 1 \text{ cm}^2$.

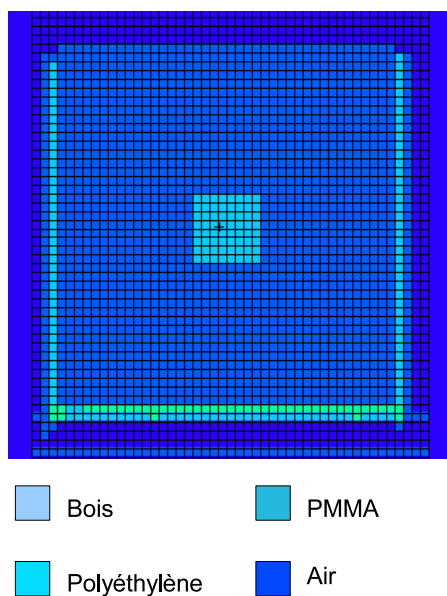


FIG. 4.26 – Fantôme C modélisé en voxel MCNPX. Chaque couleur correspond à un matériau de densité et de composition atomique spécifique.

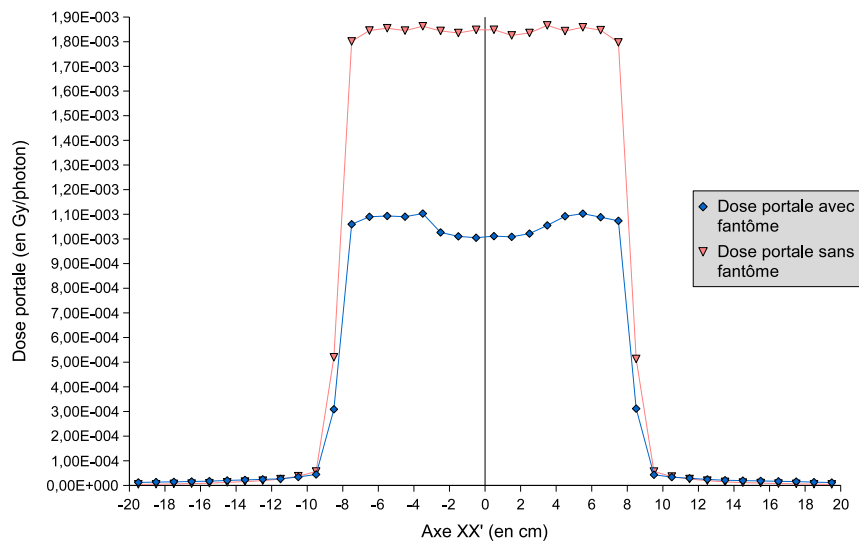


FIG. 4.27 – Profils des doses portales simulées avec et sans le fantôme C le long de l'axe des X du plan détecteur. Un point des courbes correspond à la valeur d'un dosel de dimensions $1 \times 1 \times 0,054 \text{ cm}^3$. Les doses portales sont exprimées en Gy par photon source. Les incertitudes statistiques relatives sont inférieures à 2%.

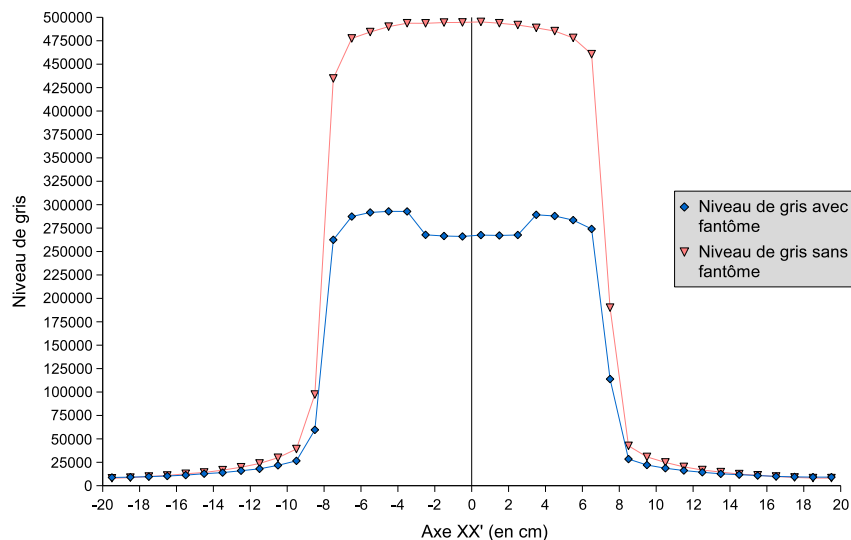


FIG. 4.28 – Profils des niveaux de gris mesurés avec et sans le fantôme C le long de l'axe XX'. Un point des courbes correspond au niveau de gris moyen calculé dans une région d'intérêt de $1 \times 1 \text{ cm}^2$.

l'atténuation du fantôme en son centre.

La figure 4.29 présente les profils de transmissions mesurées et simulées à l'intérieur des limites géométriques du faisceau $[-8, 8]$, obtenues à partir des courbes précédentes.

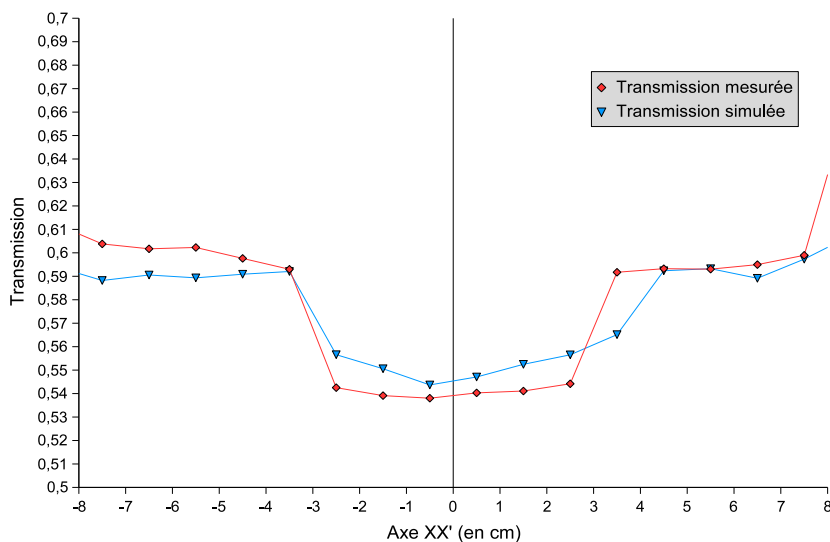


FIG. 4.29 – Profils de transmissions mesurées et simulées le long de l'axe XX' .

La figure 4.30 donne les écarts relatifs Δ de transmission, calculés à partir de l'équation (4.9), le long de l'axe XX' , à l'intérieur des limites géométriques du faisceau $[-8, 8]$.

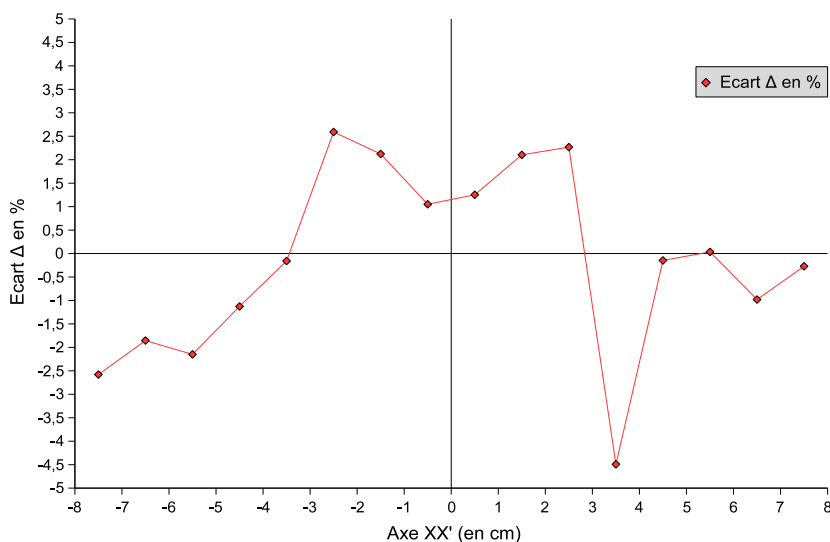


FIG. 4.30 – Valeurs des écarts relatif Δ [(4.9)] de transmission le long de l'axe XX' , à l'intérieur des limites géométriques du faisceau $[-8, 8]$.

Dans l'intervalle $[-8, 8]$, les valeurs de Δ sont toutes comprises entre -3 et 3% excepté une. Dans le même intervalle, la moyenne des valeurs absolues des écarts relatifs $|\Delta|$ est égale à 1,6 %. Nous constatons par ailleurs, que notre modélisation sur-estime la transmission quand la densité du milieu augmente et la sous-estime lorsque la densité diminue. En effet, Δ est positif pour les dosels se trouvant à l'aplomb de

l'insert, et négatif en dehors. Ce résultat vient renforcer les précédentes remarques au sujet des transmissions simulées à travers les marches du fantôme B.

3. Conclusion et discussion

Nous avons évalué notre modèle de prédiction de la transmission portale, à partir d'un fantôme hétérogène. Dans un premier temps, nous avons voxélisé le fantôme à partir de ses données tomодensitométriques. Notre méthode de voxélisation est apparue efficace et fiable. Dans un second temps, la transmission a été mesurée et simulée le long d'un axe passant par le centre de la projection du fantôme sur l'imageur. Les écarts entre la transmission prédite par notre modèle et la transmission mesurée sont à 94%, compris entre -3 et 3%.

4.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié le contrôle dosimétrique des traitements par la prédiction de la dose portale transmise. Nous avons rappelé que le contrôle dosimétrique par imagerie portale s'effectue en comparant l'image de dose acquise à l'image de dose prévisionnelle, et que par conséquent, il nécessite l'étalonnage dosimétrique de l'EPID et l'élaboration d'un modèle de prédiction de la dose portale à travers le patient.

Nous avons donc mené deux rétrospectives bibliographiques : la première a exposé les méthodes d'étalonnage dosimétrique des EPID, la seconde a traité les modèles de prédiction de l'image de dose portale. Nous avons alors montré qu'il existe deux manières d'aborder l'étalonnage dosimétrique d'un imageur portal : soit par mesures expérimentales (en convertissant le niveau de gris en valeur de dose), soit par calcul (en simulant la valeur du niveau de gris ou en calculant la dose par pixel). Par ailleurs, nous avons présenté trois approches de prédiction de la dose portale transmise : le calcul de la transmission à partir d'algorithmes utilisant des données expérimentales, l'estimation de la dose portale par simulation Monte Carlo du transport des photons, et l'utilisation du TPS pour calculer la dose au niveau de l'EPID en l'incluant au volume scanner dosimétrique.

Puis, nous avons proposé un modèle de prédiction de l'image de dose portale transmise $IDP_{patient}$. Ce dernier calcule le produit entre l'image de dose portale mesurée sans le patient et la transmission portale calculée à travers le patient par simulation Monte Carlo. Il se compose de quatre étapes :

- l'acquisition de l'image portale du faisceau de traitement sans le patient : IP_0 ,
- la conversion de l'image portale acquise en image de dose à partir de l'étalonnage dosimétrique : IDP_0 ,
- le calcul à partir du code de simulation Monte Carlo MCNPX, de la transmission à travers le patient au niveau de l'EPID : $T_{patient}^{MC}$,
- la détermination de $IDP_{patient}$: $IDP_{patient} = IP_0 \times T_{patient}^{MC}$.

L'obtention de $T_{patient}^{MC}$ a nécessité la simulation complète du transport des photons : dans la tête de l'accélérateur, à travers le patient, et dans l'EPID. Nous avons donc procédé à la modélisation des données tomодensitométriques du patient à partir de notre modèle qui comprend trois étapes :

- le ré-échantillonnage des voxels, ce qui permet de réduire leur nombre et donc les temps de calculs,

- la segmentation, qui divise l'échelle des unités Hounsfield en plusieurs sous-ensembles ou plages ce qui permet l'écriture de la géométrie de modélisation,
- la voxélisation, qui est une interface que nous avons créée pour modéliser les voxels de l'image en cellules MCNPX.

Puis, nous avons modélisé l'*iViewGT* à partir des données constructeurs. Pour déterminer la dose portale en plusieurs points dans le plan de l'imageur, nous avons établi un modèle de détection virtuel constitué d'un ensemble de petits éléments de volumes d'intérêt (les *dosels*) dans lesquels nous avons enregistré les dépôts d'énergie. La modélisation de la tête de l'accélérateur a été traitée dans le chapitre précédent.

Enfin, nous avons réalisé les premiers tests de validation de notre modèle de prédiction en comparant les transmissions portales mesurées et simulées dans trois configurations : à l'axe pour un fantôme homogène symétrique, en plusieurs points pour un fantôme homogène asymétrique et le long d'un profil pour un fantôme hétérogène. Dans les trois cas, la précision de notre prédiction est proche de 5%, valeur de précision qui est souhaitable en dosimétrie *in vivo* pour la radiothérapie. Par ailleurs, nous avons observé que l'écart entre la mesure et la prédiction variait avec l'épaisseur du milieu irradié et la distance à l'axe. De plus, nous avons remarqué que notre modélisation sur-estime la transmission quand la densité du milieu augmente et la sous-estime lorsque la densité diminue.

Le travail présenté dans ce chapitre n'est qu'une première étape dans le contrôle dosimétrique des traitements de radiothérapie par simulation Monte Carlo de la dose transmise. Nos premiers essais ont permis de valider notre modèle de prédiction de la dose transmise. Néanmoins, les tests doivent être poursuivis pour des fantômes de forme et de composition plus complexes allant jusqu'au patient. Par ailleurs, plusieurs points dans les modélisations présentées sont à améliorer, notamment :

- les distributions énergétique et spatiale des photons du faisceau source,
- la prise en compte des effets *ghosting* et *glare* dans la modélisation de l'*iViewGT* et,
- la précision de la modélisation des collimateurs (mâchoires et multi-lames).

5

Discussions et Perspectives

Ce dernier chapitre synthétise les résultats obtenus au cours de cette thèse et expose les perspectives à donner à ces travaux.

5.1 Synthèse et discussion

Cette partie a pour but de rappeler les méthodes développées et les résultats obtenus pour les trois axes de recherche étudiés : la caractérisation dosimétrique de l'*iViewGT*, la simulation Monte Carlo d'un faisceau de photons et la prédiction de la dose portale transmise.

5.1.1 Caractérisation dosimétrique de l'*iViewGT*

L'utilisation des EPIDs pour la vérification dosimétrique des traitements nécessite deux études préalables : l'évaluation de la stabilité de réponse de l'imageur au cours du temps et l'investigation de ses propriétés dosimétriques.

Nous avons montré que la réponse de l'*iViewGT* est stable à court et long terme. La déviation relative de la réponse est égale à 0,2 % et 0,8 % à six mois et à deux ans respectivement. Cependant, la stabilité de réponse d'un EPID dépend de la fréquence de son utilisation. Or, l'*iViewGT* de cette étude, est peu utilisé puisqu'il ne sert qu'à la vérification du centrage du patient, pour laquelle la dose délivrée est faible (≈ 3 cGy). En revanche, l'utilisation de l'*iViewGT* pour le contrôle dosimétrique des traitements risque d'altérer plus rapidement sa réponse. Par conséquent, le contrôle de la stabilité devra être réalisé plus fréquemment.

Nous avons recherché l'équilibre électronique de l'*iViewGT* pour différentes configurations d'irradiations, en modifiant l'énergie du faisceau, les dimensions du champ et l'atténuation du faisceau. Nous avons montré que les composants de l'*iViewGT* ne permettent pas d'attendre l'équilibre électronique. Le manque d'équilibre électronique augmente avec l'énergie nominale du faisceau (0,7 % pour le 6 MV et 10,4 % pour le 18 MV) et les dimensions du champ (0,7 % à 10×10 cm² et 2,2 % à 20×20 pour 6 MV). L'atténuation du faisceau par un milieu dans le champ n'a pas d'influence sur la variation de l'équilibre électronique. En définitive, le manque d'équilibre électronique est à prendre en compte pour une étude précise des capacités dosimétriques de l'*iViewGT*.

Cependant, l'ajout de matériau à la surface de l'imageur complique l'utilisation clinique de l'*iViewGT*. Une solution est d'utiliser une épaisseur unique qui convient au mieux pour l'ensemble des paramètres d'irradiations cliniques [[14]].

Nous avons évalué les effets *ghosting* et *lag*. Ces deux effets sont produits par la présence de charges piégées dans les photodiodes. Nous avons montré que l'influence de ces effets sur les irradiations cliniques est inférieure à 1 %.

Enfin, nous avons étudié les propriétés dosimétriques de l'*iViewGT*. Le rapport R entre la réponse de l'imageur et la mesure de la dose par une chambre d'ionisation a été évalué en faisant varier le nombre d'unité moniteur, le débit de dose, l'énergie du faisceau, les dimensions du champ, l'épaisseur du patient, la distance dans l'air séparant le patient de l'imageur et l'angle du bras de l'accélérateur. Le rapport R augmente avec le nombre d'unité moniteur. Entre 0 et 10 UM, la variation de R est la plus grande. Elle est due à une hypo-sensibilité de l'*iViewGT* pendant la montée du débit de dose de l'accélérateur. A partir de 10 UM, R croît plus lentement. Cette augmentation faible mais continue a pour origine les effets *lag* et *ghosting*. Entre 12 et 218 cGy, la relation entre le niveau de gris et la dose à l'axe du faisceau, est linéaire pour les trois énergies testées (6, 10 et 18 MV). La valeur du niveau de gris augmente avec l'énergie nominale. La réponse de l'*iViewGT* augmente respectivement de 12% et 19% lorsque l'énergie nominale du faisceau de photons passe de 6 à 10 MV et de 6 à 18 MV. Le rapport R augmente faiblement avec le débit de dose (1 % entre 50 et 400 UM/min). La relation entre le niveau de gris et la dose varie logarithmiquement avec la surface du champ d'irradiation. Les origines de ce phénomène sont le rayonnement diffusé latéral à l'intérieur de l'*iViewGT* et l'effet *glare* (diffusion des photons lumineux dans le cristal et les photodiodes). L'épaisseur du patient influe sur la réponse de l'*iViewGT*. La sensibilité diminue quand le faisceau de photons se durcit. Le rapport R décroît de 23 % entre 0 et 20 cm de milieu équivalent eau. L'*iViewGT* sous estime les mesures de transmission par rapport aux mesures faites par chambre d'ionisation. Les réponses de la chambre d'ionisation et de l'*iViewGT* ne varient pas linéairement avec la distance dans l'air entre la sortie du patient et la surface de l'imageur, l'*iViewGT* étant plus sensible au rayonnement diffusé que la chambre d'ionisation. La réponse à l'axe de l'*iViewGT* varie avec l'angle du bras de l'accélérateur (1,7 % entre 0° et 180°). Ces écarts sont probablement dus au fait que le bras amovible de l'*iViewGT* n'est pas totalement solidaire de la partie détectrice. A 180°, l'*iViewGT* s'incline légèrement vers la source par l'effet de la gravitation.

En définitive, l'*iViewGT* peut être utilisé pour la dosimétrie mais, l'étalonnage niveau de gris-dose est complexe. Il doit prendre en compte un certain nombre de paramètres dont les plus importants sont : l'énergie nominale du faisceau de photons, les dimensions du champ d'irradiation, l'atténuation du milieu et la distance dans l'air entre la sortie du patient et la surface de l'EPID. Il nécessite donc de nombreuses séries de mesures expérimentales. Par ailleurs, l'utilisation de l'*iViewGT* pour les contrôles dosimétriques des traitements va impliquer un contrôle de qualité de l'imageur plus complet et plus fréquent que celui pratiqué dans le cadre de la vérification du positionnement.

5.1.2 Simulation Monte Carlo d'un faisceau de photons

Typiquement, la simulation d'un faisceau de photons consiste à modéliser le faisceau d'électrons sources (à l'origine de la production des photons), les éléments de la tête de l'accélérateur (lesquels influent sur les distributions spatiales et énergétiques des photons), et la collimation secondaire (fixant les dimensions du champ d'irradiation).

La modélisation des éléments de la tête de l'accélérateur et celle de la collimation secondaire consistent à décrire leur géométrie et leur composition atomique. Cependant ce travail présente deux difficultés : il faut obtenir la connaissance précise de ses éléments (coopération essentielle du constructeur) puis, il faut décrire ces éléments à partir des modèles géométriques dont dispose le code de simulation considéré. A partir des données constructeur Elekta et du code de simulation MCNPX v2.6.e, nous avons modélisé la cible et son support, le collimateur conique primaire, le cône égalisateur, les mâchoires X et Y, ainsi que les lames. En revanche, nous n'avons pas tenu compte des chambres monitrices d'ionisation, dont l'influence sur le faisceau de photons est négligeable [[31]].

La modélisation du faisceau d'électrons source comporte deux étapes : déterminer la distribution énergétique des électrons et, déterminer leur distribution spatiale. Ce travail consiste à trouver les bons paramètres du faisceau d'électrons de manière à ce que les rendements de dose et les profils de dose calculés coïncident aux valeurs des mesures expérimentales de référence (mesures de dose pour un champ de 10×10 cm² par chambre d'ionisation dans une cuve à eau). Les meilleurs résultats (écarts de doses en profondeur inférieurs à 1% après la profondeur du maximum de dose et écarts des profils inférieurs à 1% dans la région du plateau) ont été obtenus pour une distribution gaussienne en énergie d'énergie moyenne 6,6 MeV, de largeur à mi-hauteur 3%, et de distribution spatiale uniforme à l'intérieur d'un disque de rayon 0,5 mm.

Nous avons remplacé la tête de l'accélérateur par un point source virtuel que nous avons construit à partir des données d'un espace des phases calculé à la sortie du cône égalisateur. L'intérêt est de réduire les temps de calcul. Les éléments de la tête de l'accélérateur, à part la collimation secondaire, sont invariants quelque soit l'irradiation. Le transport des particules à travers ses éléments ne peut donc être simulé qu'une seule fois.

En définitive, nous possédons *in silico* un faisceau de photons d'énergie 6 MV d'un accélérateur de type Precise. Les intérêts de ce travail sont multiples. Tout d'abord pour les nécessités de cette thèse : comprendre la réponse de l'*iViewGT* en fonction de la variation énergétique du spectre de photons atteignant cet imageur, calculer la dose transmise déposée dans l'*iViewGT*. Ensuite, cette modélisation peut avoir d'autres champs d'applications, comme la validation d'algorithmes commerciaux de calcul de dose. Néanmoins, certains points restent à améliorer, comme la durée des calculs ou la modélisation du collimateur multilames, qui pour l'instant n'est pas encore satisfaisante.

5.1.3 Prédiction de la dose portale transmise

Le contrôle dosimétrique des traitements par imagerie portale numérique peut se réaliser de différentes manières. La vérification peut se faire pendant ou en-dehors du temps de traitement, c'est à dire avec ou sans le patient. La dose peut être évaluée à travers le patient : *dose transmise* ou bien à l'intérieur du patient, en un point ou dans tout le plan de l'image. Enfin, le contrôle peut se réaliser soit au niveau de l'imageur soit au niveau du patient.

Nous nous sommes intéressés à la dosimétrie portale de transmission ou dose portale transmise. Celle-ci est obtenue à partir des images portales de transmission. Elle consiste à acquérir une image portale par champ d'irradiation pendant le traitement du patient, et à convertir les niveaux de gris des pixels en valeur de dose. Le contrôle dosimétrique s'effectue en comparant l'image de dose acquise à l'image de dose prévisionnelle (ou

prédite).

Nous avons étudié une méthode de prédiction de la dose portale transmise. Elle repose sur la détermination de la transmission à travers le patient par calcul Monte Carlo et sur la mesure de l'image de dose portale sans le patient. La dose portale transmise prévisionnelle est égale au produit entre la transmission portale calculée et la dose portale mesurée sans patient.

Le calcul de la transmission portale par simulation Monte Carlo a nécessité la modélisation du champ d'irradiation (précédemment étudiée) du patient et la modélisation de l'imageur portal.

La modélisation du patient consiste à représenter numériquement ses données anatomiques : densité, composition atomique, géométrie. La première étape est l'obtention de ces données. Nous avons utilisé l'imagerie tomодensitométrique (image scanner) pour modéliser les patients sous la forme d'une matrice 3D de voxels intégrable dans nos simulations. La particularité des images scanner est que l'on peut associer une densité à un nombre scanner ou unité Hounsfield à partir d'un étalonnage. De plus, il existe des modèles de calibration stoechiométrique pour établir une relation entre les unités Hounsfield et la composition des tissus [[93]]. Le but est d'extraire des voxels les masses volumiques et les compositions atomiques des tissus du patient examiné. Cependant, les unités Hounsfield dépendent des paramètres d'acquisition, tels que la tension et le nombre de mAs. Il est donc nécessaire d'adapter l'étalonnage en fonction du protocole d'acquisition de l'examen (thorax, crâne, abdomen, etc.). Nous avons procédé à l'étalonnage du scanner du service de radiothérapie à partir d'un fantôme de type CIRS 062.

La deuxième étape est d'associer les informations numériques d'un patient au code MCNPX, en générant de façon automatique le fichier d'entrée étant donné qu'il n'existe pas d'outils pour le faire dans MCNPX. Nous avons alors développé un modèle de modélisation qui comprend trois étapes : le ré-échantillonnage des voxels, permettant de réduire leur nombre et donc les temps de calculs, la segmentation, qui divise l'échelle des unités Hounsfield en plusieurs sous-ensembles ou plages permettant l'écriture de la géométrie de modélisation, et la voxélisation, qui est une interface que nous avons créée pour modéliser les voxels de l'image en cellules MCNPX.

Nous avons modélisé l'*iViewGT* à partir des données constructeurs. Seules les photodiodes n'ont pas été simulées. La dose portale a été calculée à l'intérieur du cristal à partir d'un modèle de détection virtuel constitué d'un ensemble de petits éléments de volumes d'intérêt (les *dosels*) dans lesquels nous avons enregistré les dépôts d'énergie. Notre modélisation ne prend pas en compte les effets *ghosting* et *glare* car ni le temps ni les photons lumineux ne sont modélisables avec le version 2.6.e de MCNPX.

Nous avons réalisé les premiers tests de validation de notre modèle de prédiction en comparant les transmissions portales mesurées et simulées dans trois configurations :

- à l'axe à travers un fantôme homogène symétrique d'épaisseur variable (0 à 20 cm), la mesure du niveau de gris et le calcul de la dose portale ont été déterminés dans une région d'intérêt de dimensions $1 \times 1 \text{ cm}^2$, centrée à l'axe
- en plusieurs points pour un fantôme homogène asymétrique en forme d'escalier, lequel nous a permis de tester notre modèle en dehors de l'axe du faisceau de photons et pour une atténuation hétérogène,
- enfin, le long d'un profil pour un fantôme cubique composé de trois matériaux de différentes densités (bois, polyéthylène et PMMA) modélisé à partir des images scanner.

Dans les trois configurations, la précision de notre prédiction est proche de 5%. Or, la

dosimétrie portale est utilisée comme un système de vérification indépendant du traitement. Par conséquent, le degré de précision attendu pour le contrôle ne doit pas forcément être aussi élevé que celui des calculs de dose effectués au cours de la planification dosimétrique des traitements [[55]]. En revanche, la précision de notre modèle détermine l'ampleur des erreurs qui peuvent être détectées.

Par ailleurs, nous avons observé que l'écart entre la mesure et la prédiction variait avec l'épaisseur du milieu irradié et la distance à l'axe. De plus, nous avons remarqué que notre modélisation sur-estime la transmission quand la densité du milieu augmente et la sous-estime lorsque la densité diminue.

Ces premiers tests constituent une première validation de notre modèle de prédiction, qui en nécessite beaucoup d'autres. Par ailleurs, les problématiques du repositionnement et du mouvement interne du patient n'ont pas été abordées.

5.2 Perspectives et développements futurs

Dans un premier temps, les perspectives pouvant être données à ce travail, sont exposées. Puis, l'avenir de l'imagerie portale numérique pour le contrôle dosimétrique des traitements est évoqué à travers plusieurs interrogations.

5.2.1 Projets et perspectives

5.2.1.1 La réduction des temps de calcul des simulations

Notre modèle de prédiction de la dose portale transmise est entièrement fondé sur la simulation Monte Carlo du transport des photons, de la tête de l'accélérateur au cristal de l'*iViewGT*. La durée moyenne des calculs de doses portales présentées dans cette thèse, est supérieure à cinq heures. Ce qui représente un réel problème pour une application clinique. Le temps de calcul est lié au nombre de particules sources, lequel est fixé en fonction de la précision statistique attendue, et à la complexité de la géométrie, laquelle dépend du nombre et de la taille des cellules modélisées.

Il existe différents moyens de réduire la durée d'une simulation Monte Carlo. Le premier est de diminuer le nombre de particules sources aux risques de réduire la précision statistique. Une deuxième possibilité est l'utilisation d'une technique de réduction de variance, telles que les énergies de coupure ou la roulette Russe, mais celles-ci biaisent le résultat final. Un autre moyen est de simplifier la géométrie modélisée du patient, en augmentant par exemple la taille des voxels, ce qui réduit la résolution spatiale, ou en diminuant le nombre de volumes segmentés, ce qui lisse les hétérogénéités. Une autre possibilité est l'utilisation de données pré-calculées telles que l'espace des phases que nous avons généré lors de la modélisation de l'accélérateur linéaire.

La parallélisation des codes est une autre solution pour réduire les temps de calculs. Elle consiste à distribuer les calculs des transports des particules sur une architecture parallèle de processeurs, appelée aussi grille de calcul.

Dans leur récente étude, Lin *et al.* [[62]] ont abandonné le calcul du transport des photons à l'intérieur de l'imageur. Ils l'ont remplacé par un produit de convolution, entre la distribution de la fluence énergétique avant l'EPID, et un kernel de dose dans l'imageur pré-calculé par méthode Monte Carlo. Cette approche leur a permis de réduire les temps de calcul de la dose portale.

Malgré ces méthodes de réduction du temps de calcul, les méthodes Monte Carlo resteront cependant relativement lentes pour l'application clinique. En revanche, elles sont utiles pour comprendre les phénomènes physiques et pour développer des méthodes analytiques, beaucoup plus rapides. L'un de nos projets est de développer à partir des travaux de cette thèse, une méthode analytique de la prédiction de la dose portale, au regard de l'expérience du laboratoire CREATIS.

5.2.1.2 L'utilisation du code de simulation GATE

Notre projet est de transposer la partie modélisation Monte Carlo de cette thèse vers la plateforme de simulation Gate. Ce travail a plusieurs intérêts :

- profiter des outils développés par l'équipe avec le code GATE (voxelisation des données tomodensitométriques, modélisation des lames du collimateur secondaire, etc.)
- modéliser les effets *ghosting* et *glare* pour mieux les comprendre et les quantifier,
- comparer les résultats obtenus avec les deux codes de simulations MCNPX et GATE.

La première phase de ce travail consistera à intégrer la modélisation de l'*iViewGT* à celle de la tête de l'accélérateur et celle du patient, mises au point par l'équipe.

L'objectif final est de développer un outil de simulation simple, précis et fiable, qui puisse d'une part nous permettre d'analyser la réponse de l'*iViewGT* en fonction des paramètres d'irradiation (détaillés au chapitre 2 2), et d'autre part nous permettre de prédire la dose portale pour la vérification en ligne de la dose transmise.

5.2.1.3 La dosimétrie *in vivo* en clinique

En parallèle à notre projet de simulation avec le code GATE, nous voulons développer un modèle dosimétrique simple applicable en clinique. Le travail de thèse de Lucie Berger au sein de l'équipe de l'Institut Curie, a conduit à l'écriture d'un formalisme capable de restituer la dose à l'isocentre dans le patient à partir de la dose mesurée par transmission à travers le patient [[49]]. Ce formalisme est fondé sur la conversion de la dose mesurée dans le silicium amorphe de l'imageur en dose équivalente dans l'eau établie à partir d'une série de mesures sur fantôme. Cette méthode est simple et rapide. En revanche, la dose n'est contrôlée qu'en un seul point et en approximant l'atténuation du patient. Néanmoins, nous envisageons de mettre en place ce formalisme en attendant d'améliorer notre modèle de prédiction qui détermine une distribution bidimensionnelle de la dose portale avec la précision de la modélisation Monte Carlo des phénomènes physiques associés à l'atténuation du patient.

5.2.1.4 L'interprétation des écarts de doses

La dosimétrie par EPID peut permettre de détecter plusieurs types d'erreurs dans le traitement : celles qui sont liées aux transferts des données du traitement entre le TPS et l'accélérateur (présence ou non de filtre compensateur, nombre d'unité moniteur) et celles qui sont issues du patient lui-même (position du patient sur la table de traitement, mouvement interne des organes ou modification anatomique du patient par rapport au plan de traitement) [[55], [90]].

Les erreurs liées au patient sont difficiles à interpréter sans un système d'imagerie indépendant de l'imageur portal, qui contrôle la position du patient. La solution est

l'utilisation d'un scanner cone-beam embarqué sur l'accélérateur. Ce dernier permet d'acquérir une image scanner 3D du patient sur la table de l'accélérateur, en position de traitement. Ce qui présente deux intérêts : contrôler la position du patient et vérifier son anatomie par rapport aux images scanners dosimétriques de références qui ont été utilisées pour planifier le traitement du patient [[53], [91]].

5.2.2 Quel futur pour le contrôle dosimétrique par EPID ?

Les techniques d'irradiation devenant de plus en plus complexe, les vérifications tridimensionnelles du positionnement du patient et de la dosimétrie *in vivo* seront indispensables.

De plus, pendant la durée du traitement, la morphologie des patients peut se modifier (perte de poids, variation de la densité pulmonaire, régression du volume tumoral) ce qui entraîne une variation de la distribution de la dose délivrée sur une série de séances. Le contrôle de la dosimétrie *in vivo* devrait donc intégrer les méthodes de la radiothérapie guidée par l'image ou image-guided radiotherapy (IGRT), lesquelles utilisent les systèmes d'imagerie cone-Beam CT kV ou MV.

Par ailleurs, l'utilisation des EPID pour l'évaluation 3D de la dosimétrie *in vivo* a fait l'objet de récentes études [[91], [94]]. Elles ont permis de développer des algorithmes de rétroprojection de la dose portale transmise à l'intérieur des données scanners du patient.

L'intégration de la dosimétrie *in vivo* 3D par EPID aux procédures IGRT est un atout majeur pour le contrôle dosimétrique des traitements. L'acquisition cone-beam permet de réadapter le volume cible tandis que les images portales permettent de réévaluer le dépôt de dose dans le volume. Ces procédures IGRT amélioreront la précision de la dosimétrie *in vivo* pour toutes les localisations traitées.

Or, mise à part les modèles développés par certaines équipes de recherche, il n'existe pas pour l'instant de systèmes commercialisables disponibles. Les futurs challenges sont donc le développement de tels outils et leur implémentation en routine clinique.

5.2.3 Les EPID seront-ils adaptés à l'arthérapie dynamique ?

L'arthérapie dynamique est un nouveau type spécifique de radiothérapie conformationnelle par modulation d'intensité (RCMI) dans lequel la vitesse de rotation du bras de l'accélérateur, le collimateur multi-lames, et le débit de dose varient continuellement durant l'irradiation. Cette technique d'irradiation complexe nécessite un contrôle dosimétrique très précis. Dans ce contexte, McCurdy *et al.* [[10]] ont étudié les propriétés dosimétriques (relation à la dose, reproductibilité de la réponse, stabilité de l'image) d'un EPID au silicium amorphe (aS500) en mode d'acquisition continue. Les auteurs ont montré que la relation entre la réponse de l'imageur et la dose est non linéaire aux faibles unités moniteurs (UM). Pour le même intervalle d'UM, la reproductibilité de la réponse est faible mais elle augmente avec le nombre d'UM. La stabilité de l'image a été évaluée pour cinq acquisitions. La déviation standard entre les acquisitions est inférieure à 2%. En définitive, McCurdy *et al.* estiment que l'utilisation de l'aS500 en mode d'acquisition continu peut servir au contrôle dosimétrique des traitements par arthérapie dynamique en émettant toutefois une réserve pour les faibles valeurs d'unités moniteurs.

Par ailleurs, on peut imaginer l'acquisition scanner 3D du patient en même temps que le traitement d'arthérapie. L'intérêt est de suivre les mouvements de la tumeur et des organes à risque, pendant l'irradiation. Dans cette situation, la réponse de l'imageur portal peut être perturbée par le rayonnement kV du cone-beam, ce qui risque de modifier l'évaluation dosimétrique du traitement. Une étude est à mener dans ce domaine d'application.

5.2.4 Quels développements futurs pour les détecteurs ?

L'intérêt des EPIDs pour le contrôle dosimétrique va probablement déclasser leur utilisation pour le contrôle du positionnement du patient en second plan. Or, les études publiées sur les propriétés dosimétriques des imageurs à base de silicium amorphe montrent des insuffisances : manque d'équilibre électronique, influence de la dose par frame, effets *ghosting* et *glare*, etc. Ces deux aspects devraient pousser les constructeurs à développer de nouveaux détecteurs.

5.2.5 La dose *in vivo* en ligne

Peut-on imaginer une cartographie de dose *in vivo* en ligne du traitement comme ce qui est en cours de développement pour la vérification des traitements d'hadronthérapie avec l'utilisation de l'imagerie nucléaire TEP pour la détection des gamma prompts émis lors des interactions nucléaires entre les particules du faisceau de traitement et les atomes du patient ?

Publications et communications personnelles

Badel J.N, Ginestet C and Sarrut D. Validation of a portal dose image prediction method from experimental measures and Monte Carlo simulations. [Poster] *Monte Carlo Treatment Planning (MCTP), workshop*. Cardiff, Wales, October 2009.

Badel J.N, Ginestet C and Sarrut D. *In vivo* dosimetry control using EPID and Monte Carlo simulation. *European Society for Therapeutic Radiology and Oncology (ESTRO) congress*. Göteborg, Sweden, September 2008.

Badel J.N, Sarrut D and Ginestet C. Prediction of portal dose images with Monte Carlo simulation for dosimetric control in radiotherapy. [Poster] *In International Conference on the Use of Computers in Radiation Therapy (ICCR)*, Toronto, Canada, June 2007.

Badel J.N, Ginestet C et Sarrut D. Prédiction de la dose portale pour le contrôle du traitement en radiothérapie. *Société Française de Physique Médicale, (SFPM)*, Lyon, France, Juin 2006.

Badel J.N, Ginestet C, Dufour N. et Sarrut D. Monte Carlo simulations of the transit dose from amorphous silicon electronic portal images. [Poster] *American Society for Therapeutic Radiology and Oncology (ASTRO)*, Denver, USA, October 2005. *International Journal of Radiation Oncology Biology Physics* (63), supplement 1, S546-S547. October 2005.

Badel J.N, Ginestet C, Dufour N. et Sarrut D. Simulation par méthodes Monte Carlo de la dosimétrie par imagerie portale numérique dans le cadre du contrôle du traitement en radiothérapie. *Société Française de Physique Médicale, (SFPM)*, Avignon, France, Juin 2005.

Badel J.N, Ginestet C, Sebban M. et Sarrut D. Simulation par méthodes Monte Carlo de la dosimétrie par imagerie portale numérique dans le cadre du contrôle du traitement en radiothérapie : 1ère partie : Validation de la relation dépôt de dose - intensité du pixel et évaluation des paramètres physiques influençant l'acquisition des images portales numériques. *Laboratoires Associés de Radiophysique et de Dosimétrie (LARD)*, Limoges, France, Octobre 2004.

Badel J.N, Ginestet C, Sebban M. et Sarrut D. Contrôle du traitement an radiothérapie par l'utilisation de l'imagerie portale numérique : contrôle dosimétrique et du positionnement. *Société Française de Physique Médicale, (SFPM)*, Montpellier, France, Juin 2004.

Bibliographie

- [1] Faddegon B. A., Ross C. A., and Rogers D. W. O. Angular distribution of bremsstrahlung from 15-mev electrons incident on thick targets of be, al and pb. *Med. Phys.*, 18 :727–739, 1991. 108, 113
- [2] Langmack K. A. Portal imaging. *The British Journal Of Radiology*, 74 :789–804, March 2001. 25
- [3] Bielajew A.F., Hirayama H., Nelson W.R., and Rogers D.W.O. History, overview and recent improvements of egs4. *Technical Report*, PIRS-0436, 1994. 94
- [4] Libby B., Siebers J., and Mohan R. Validation of monte carlo generated phase-space descriptions of medical linear accelerator. *Med. Phys.*, 26 :1476–1483, 1999. 113, 132
- [5] Nilsson B. and Brahme A. Contamination of high-energy photon beams by scattered potons. *Strahlentherapie*, 157 :181–186, 1981. 113
- [6] Vanderstraeten B., Chin P. W., Fix M., Leal A., Mora G., Reynaert N., Seco J., Soukup M., Spezi E., Neve W. De, and Thierens H. Conversion of ct numbers into tissue parameters for monte carlo dose calculations : a multi-centre study. *Phys. Med. Biol.*, 52 :539–562, 2007. 158
- [7] Wang B., Xu X.G., Goorley J.T, and Bozkurt A. Issues related to the use of mcnp code for an extremely large voxel model vip-man. *American Nuclear Society Topical Meeting in Monte Carlo*, 2005. 157
- [8] Heijmen B.J.M., Pasma K.L., Kroonwijk M., Althof V.G.M., J.C.J.de Boer, Visser A.G., and Huizenga H. Portal dose measurement in radiotherapy using an electronic portal imaging device. *Phys. Med. Biol.*, 40(11) :1943–1955, 1995. 26, 38
- [9] McCurdy B.M.C., Luchka K., and Pistorius S. Dosimetric investigation and portal dose image prediction using an amorphous silicon elctronic portal imaging device. *Med.Phys.*, 28 :911–924, July 2001. 42, 57, 72, 147
- [10] McCurdy B.M.C. and Greer P.B. Dosimetric properties of an amorphous-silicon epid used in continuous acquisition mode for application to dynamic and arc imrt. *Med.Phys.*, 36 :3028–3039, July 2009. 187
- [11] McCurdy B.M.C. and Pistorius S. A two-step algorithm for predicting portal dose images in arbitrary detectors. *Med.Phys.*, 27 :2109–2116, July 2000. 149
- [12] Boyer, Antonuk L.E., Fenster A., M. Van Herk, Meertens H., Munro P., Reinstein L.E., and Wong J. A review of electronic portal imaging devices (EPIDs). *Med.Phys.*, 19(1) :1–16, 1992. 27
- [13] Constantinou C. and Harrington J. C. An electron density calibration phantom for ct-based treatment planning computers. *Med. Phys.*, 19 :325–327, 1992. 152, 153

-
- [14] Talamonti C., Casati M., and Bucciolini M. Pretreatment verification of imrt absolute dose distributions using a commercial *a-si* epid. *Med.Phys.*, 33 :4367–4378, March 2006. 39, 50, 57, 61, 67, 77, 182
- [15] Ma C-M, Reckwerdt P., Holmes M., Rogers D. W. O., and Walter B. Dosxyz user manual. *NRCC Report PIRS*, 509b, 1996. 148
- [16] Ma C-M Charlie. Calcul monte carlo de la dose en radiothérapie. *Focus on Radio-surgery*, Newsletter N°1, 2008. 85, 91
- [17] Renner W. D., Norton K., and Holmes T. A method for deconvolution of integrated electronic portal images to obtain incident fluence for dose reconstruction. *Journal of Applied Clinical Medical Physics*, 6 :22–37, March 2005. 55
- [18] Sarrut D. and Guigues L. Region-oriented ct image representation for reducing computing time of monte carlo simulations. *Med. Phys.*, En revision, 2008. 123, 157, 162
- [19] Sheikh-Bagheri D. and Rogers D.W.O. Monte carlo calculation of nine megavoltage photon beam spectra using the beam code. *Med. Phys.*, 29 :391–402, 2002. 107, 111, 126, 131
- [20] Raeside D.E. Monte carlo principles and applications. *Phys. Med. Biol.*, 21 :181–197, 1976. 86
- [21] Vlamynck K. De, Palmans H., Verhaegen F., Wagter C. De, Neve W. De, and Thierens H. Dose measurements compared with monte carlo simulations of narrow 6 mv multileaf collimator shaped photon beams. *Med. Phys.*, 26 :1874–1882, 1999. 112
- [22] Lehmer D.H. Mathematical methods in large-scale computing units. *Harvard University Computing Annals*, 26 :141, 1951. 89, 96
- [23] Lovelock D.M.J., Chui C.S., and Mohan R. A monte carlo model of photon beams used in radiation therapy. *Med. Phys.*, 22 :1387–1394, 1995. 106, 132, 135
- [24] Antonuk L. E., Mohri Y. El and Huang W., Jee K. W., Siewerdesen J. H., Maolinbay M., Scarpine V. E., Sandler H., and Yorkston J. Initial performance evaluation of an indirect-detection, active matrix flat-panel imager (amfpi) prototype for megavoltage imaging. *Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys.*, 42 :437–454, 1998. 162
- [25] Spezi E. and Lewis D. G. Full forward monte carlo calculation of portal dose from mlc collimated treatment beams. *Phys. Med. Biol.*, 47 :377–390, 2002. 147, 148, 149
- [26] Wahlin E. Dosimetric pre-treatment verification with an electronic portal imaging device. *Medical Radiation Physics*, Stockholm University, Faculty of Science :4367–4378, March 2006. 64, 65, 67
- [27] Podgorsak E.B. Radiation oncology physics : A handbook for teachers and student. *IAEA*, 2005. 5
- [28] Grein E.E., Lee R., and Luchka K. An investigation of a new amorphous silicon electronic portal imaging device for transit dosimetry. *Med. Phys.*, 29 :2262–2268, 2002. 42, 53
- [29] Chaney E.L., Cullip T.J., and Gabriel T.A. A monte carlo study of accelerator head scatter. *Med. Phys.*, 21 :1383–1390, 1994. 113

- [30] Cremers F., Frenzel T., Kausch C., Albers D., Schonborn T., and Schmidt R. Performance of electronic portal imaging devices (EPIDs) used in radiotherapy : Image quality and dose measurements. *Med.Phys.*, 31(985) :996–, 2004. 164
- [31] Verhaegen F. and Seuntjens J. Monte carlo modelling of external radiotherapy photon beams. *Phys. Med. Biol.*, 48 :R107–R164, 2003. 106, 107, 108, 110, 111, 125, 183
- [32] Glendinning A. G., Hunt S. G., and Bonnett D. E. Measurement of the response of gd_2O_2 phosphor to 6 mv x-rays. *Phys. Med. Biol.*, 46 :517–530, 2001. 27
- [33] Nijsten S. M. J. J. G., Elmpt W. J. C. van, Jacobs M., Mijnheer B. J., Dekker A. L. A. J., Lambin P., and Minken A. W. H. A global calibration model for a-si epids used for transit dosimetry. *Med.Phys.*, 34 :3872–3884, March 2007. 72, 74, 145, 146
- [34] Parsaei H., El-Khatib E., and Rajapakshe R. The use of an electronic portal imaging system to measure portal dose and portal dose profiles. *Med.Phys.*, 25(10) :1903–1909, August 1998. 38, 41
- [35] Yoriyaz H. and Santos A. dos. Absorbed fractions in a voxel-based phantom calculated with the mcnp-4b code. *Med. Phys.*, 27 :1555–1562, 2000. 161
- [36] Hughes H.G., Prael R.E., and Little R.C. Mcnpx - the lahet/mcnp code merger. *X-Division Research Note XTM-RN(U)97-012, Los Alamos National Laboratory, LA-UR-97-4891*, 1997. 95
- [37] Chetty I., DeMarco J.J., and Solberg T.D. A virtual source model for monte carlo modeling of arbitrary intensity distributions. *Med. Phys.*, 27 :166–172, 2000. 115, 125, 132
- [38] ICRU44. Tissue substitutes in radiation dosimetry and measurement, report 44 of the international commission on radiation units and measurements. *ICRU Report 44*, 1989. xx, 153, 156
- [39] Baro J., Sempau J., Fernandez-Varea J.M., 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*, B100 :31–46, 1995. 94
- [40] Berger M. J. Methods in computational physics. *Academic, New York*, 1963. 96, 100
- [41] Chen J., Chuang C.F., Morin O., Aubin M., and Pouliot J. Calibration of an amorphous-silicon flat panel portal imager for exit-beam dosimetry. *Med.Phys.*, 33(584) :594–, 2006. 72, 74, 146, 147, 168
- [42] Chetty I. J., Curran B., Cygler J. E., DeMarco J. J., Ezzell G., Faddegon B. A., Kawrakow I., Keall P. J., Liu H., Ma C.-M. C., Rogers D. W. O., Seuntjens J., Sheikh-Bagheri D., and Siebers J. V. Report of the aapm task group no. 105 : Issues associated with clinical implementation of monte carlo-based photon and electron external beam treatment planning. *Med. Phys.*, 34 :4818–4853, 2007. 85, 157
- [43] Briesmester J.F. Mcnp - a general monte carlo n-particle transport code. *Los Alamos National Laboratory report, LA-12625-M*, 1997. 95
- [44] Carrier J.F., Archambault L., Beaulieu L., and Roy R. Validation of geant4, an object-oriented monte carlo toolkit, for simulations in medical physics. *Med. Phys.*, 31 :484–492, 2004. 94

- [45] 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 :1–11, 1998. 107, 124, 132, 133, 135, 160
- [46] DeMarco J.J., Solberg T.D., Wallace R.E., and Smathers J.B. A verification of the monte carlo code mcnp for thick target bremsstrahlung calculations. *Med. Phys.*, 22 :11–16, 1995. 108
- [47] Pasma K.L., Heijmen B.J., Kroonwijk M., and Visser A.G. Portal dose image (pdi) prediction for dosimetric treatment verification in radiotherapy. i. an algorithm for open beams. *Med. Phys.*, 25 :830–840, 1998. 145, 149, 150
- [48] Pasma K.L., Kroonwijk M., Quint S., Visser A.G., and Heijmen B.J. Transit dosimetry with an electronic portal imaging device (epid) for 115 prostate cancer patients. *Int. J. Rad. Oncol. Biol. Phys.*, 45 :1297–1303, 1999. 149
- [49] Berger L. Utilisation d’un système d’imagerie portale électronique avec détecteur au slicium amorphe pour vérifier la dose reçue par les patients en radiothérapie. *Thèse*, 2006. 145, 146, 186
- [50] Antonuk L.E. Electronic portal imaging devices ; a review and historical perspective of contemporary technologies and research. *Phys.Med.Biol.*, 47 :R31–R65, 2002. 25, 27, 31
- [51] Antonuk L.E., Yorkston J., Huang W., Sandler H., Siewerdsen J. H., and Mohri Y El. Megavoltage imaging with a large-area, flat-panel, amorphous silicon imager. *Int.J.Radiat.Oncol., Biol., Phys.*, 36(437) :661–672, 1996. 30
- [52] R.D. Lewis, S.J.S Ryde, D.A. Hancock, and C.J. Evans. An mcnp-based model of a linear accelerator x-ray beam. *Phys. Med. Biol.*, 44 :1219–1230, 1999. xv, 107, 108, 109, 111, 120, 138, 140
- [53] McDermott L.N., Wendling M., Nijkamp J., Mans A., Sonke J-J., Mijnheer B.J., and Herk M. van. 3d *in vivo* dose verification of entire hypo-fractionated imrt treatments using an epid and cone-beam ct. *Radiotherapy and Oncology*, 86(7) :35–42, 2008. 187
- [54] McDermott L.N., Louwe R.J.W., Sonke J-J, Herk M.B.van, and Mijnheer B.J. Dose-response and ghosting effects of an amorphous silicon electronic portal imaging device. *Med.Phys.*, 31(2) :285–292, January 2004. 43
- [55] R.J. Louwe, E.M. Damen, M. van Herk, A.W. Mincken, O. Torzsok, and B.J. Mijnheer. Three-dimensional dose reconstruction of breast cancer treatment using portal imaging. *Med.Phys.*, 30(9) :2376–2389, September 2003. 185, 186
- [56] R.J. Louwe, L.N. McDermott, J.J. Sonke, Tielenburg, M. R. Wendling, M.B. van Herk, and B.J. Mijnheer. The long-term stability of amorphous silicon flat panel imaging devices for dosimetry purposes. *Med.Phys.*, pages 2989–2995, November 2004. xii, 33, 35, 38
- [57] Waters L.S. Mcnpx user’s manual version 2.1.5. *Los Alamos National Laboratory report*, LA-UR-99-1995, 1999. 95
- [58] Waters L.S. Mcnpx user’s manual version 2.3.0. *Los Alamos National Laboratory report*, LA-UR-02-2607, 2002. 103

- [59] Berger M. and Seltzer S. Etran monte carlo code system for electron and photon transport through extended media. *Radiation Shielding Information Center (RSCI) Report CCC-107*, Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, 1973. 101
- [60] Fippel M. Fast monte carlo dose calculation for photon beams based on the vmc electron algorithm. *Med. Phys.*, 26 :1466–1475, 1999. 85
- [61] Tubiana M., Dutreix J., Dutreix A., and Jockey P. Bases physiques de la radiothérapie et de la radiobiologie. *Masson*, 1963. 6
- [62] Lin M.H., Chao T.C., Lee C.C., Tung C.J., Yeh C.Y., and Hong J.H. Measurement-based monte carlo dose calculation system for imrt pretreatment and on-line transit dose verifications. *Med. Phys.*, 36 :1167–1175, 2009. 185
- [63] 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 :3106–3121, 2004. 107
- [64] Metropolis N. and Ulam S.M. The monte carlo method. *Journal of the American Statistical Association*, 44 :335–341, 1949. 86
- [65] Rogers D. W. O., Faddegon B., Ding G. X., Ma C-M, Wei J., and Mackie T. R. Beam : a monte carlo code to simulate radiotherapy treatment units. *Med. Phys.*, 22 :503–524, 1995. 148
- [66] Andreo P. Monte carlo techniques in medical radiation physics. *Phys. Med. biol.*, 36 :861–920, 1991. 86, 91
- [67] Munro P. and Bouius D. C. X-ray quantum limited portal imaging using amorphous silicon flat-panel arrays. *Med. Phys.*, 25 :689–702, 1998. 41, 162
- [68] Reich P., Bezak E., Mohammadi M., and Fog L. The prediction of transmitted dose distribution using a 3d treatment planning system. *Australia Phys Eng Sci Med*, 29(7) :18–29, 2006. 149
- [69] Winkler P., Hefner A., and Georg D. Dose-response characteristics of an amorphous silicon EPID. *Med.Phys.*, 32 :3095–3105, July 2005. 39, 46, 62
- [70] Greer P.B., Lee R., and Luchka K. Dosimetric properties of an amorphous silicon electronic portal imaging device for verification of dynamic intensity modulated radiation therapy. *Med.Phys.*, 30(12) :1618–1627, November 2003. 64
- [71] Petti P.L., Goodman M.S., Gabriel T.A., and Mohan R. Investigation of buildup dose from electron contamination of clinical photon beams. 115
- [72] Boellaard R., Herk M.B.van, and Mijnheer B.J. The dose response relationship of a liquid-filled electronic portal imaging device. *Med.Phys.*, 23(9) :1601–1611, May 1996. 38
- [73] Capote R., Jeraj R., Ma C.-M., Rogers D.W.O., Sanchez-Doblado F., Sempau J., Seuntjens J., and Siebers J.V. Phase-space database for external beam radiotherapy. *Nuclear Data Section, International Atomic Energy Agency*, INDC(NDS)-0484, 2006. 113
- [74] Mohan R., Chui C., and Lidofski L. Energy and angular distributions of photons from medical linear accelerators. *Med. Phys.*, 12 :592–597, 1985. 109, 111, 113, 121

- [75] Nelson W. R., Hirayama H., and Rogers D. W. O. The egs4 code system. *SLAC-265*, 1985. 162
- [76] Forster R.A., Little R.C., and Briesmeister J.F. Mcnp capabilities for nuclear well logging calculations. *IEEE Nuclear Science Symposium*, 1980. 95
- [77] McCall R.S., McIntyre R.D., and Turnbull W.G. Improvement of linear accelerator depth-dose curves. 109
- [78] Agostinelli S. Geant4-a simulation toolkit. *Nucl. Instrum. Methods*, A506 :250–303, 2003. 94
- [79] Clippe S., Sarrut D., Malet C., Miguet S., Ginestet C., and Carrie C. Patient setup error measurement using 3d intensity-based image registration techniques. *International Journal of Radiation Oncology * Biology * Physics*, 56 :259–265, May 2003. 2
- [80] Jan S. Gate : a simulation toolkit for pet and spect. *Phys. Med. Biol.*, 49 :4543–4561, 2004. 94
- [81] SFPH. Commission imagerie de contrôle. *SFPH*, 1996. 31
- [82] 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 :137–148, 2005. 107, 113, 126, 133, 135
- [83] Ulam S.M and Neumann J. von. On combination of stochastic and deterministic processes. *Bulletin of The American Mathematical Society*, 53, 1947. 86
- [84] Radcliffe T., Barnea G., Wowk B., Rajapakshe G., and Shalev S. Monte carlo optimization of metal/phosphor screens at megavoltage energies. *Med.Phys.*, 20 :395–399, March 1993. 164
- [85] MCNP Team. Mcnp-a general monte carlo n-particle transport code, version 5. *Los Alamos National Laboratory report*, 1 : Overview and Theory, 2003. 98
- [86] McNutt T.R., Mackie T.R., Reckwerdt P., and Paliwal B.R. Modeling dose distributions from portal dose images using the convolution/superposition method. *Med.Phys.*, 23(8) :1381–1392, August 1996. 149
- [87] Schneider U., Pedroni E., and Lomax A. The calibration of ct hounsfield units for radiotherapy treatment planning. *Phys. Med. Biol.*, 41 :111–124, 1996. 151, 153
- [88] Siebers J. V., Keall P. J., Kim J., and Mohan R. Performance benchmarks of the mcv monte carlo system. *13th Int. Conf. on the Use of Computers in Radiation Therapy (XIIIth ICCR)*, 2000. 158
- [89] Siebers J. V., Kim J. O., Ko L., and Keall P. J. Monte carlo computation of dosimetric amorphous silicon electronic portal images. *Med. Phys.*, 31 :2135–2146, 2004. 149, 162
- [90] Elmpt W. van, McDermott L., Nijsten S., Wendling M., Lambin P., and Mijnheer B. A litterature review of electronic portal imaging for radiotherapy dosimetry. *Radiotherapy and Oncology*, 88 :289–309, March 2008. 145, 186

- [91] Elmpt W. van, Nijsten S., Petit S., Mijnheer B., Lambin P., and Dekker A. 3d *in vivo* dosimetry using megavoltage cone-beam ct and epid dosimetry. *Int. J. Radiation Oncology Biol. Phys.*, 73(7) :1580–1587, 2009. 187
- [92] Herk M van. Physical aspects of a liquid-filled ionization chamber with pulsed polarizing voltage. *Med.Phys.*, 18 :692–702, 1991. 28, 40
- [93] Schneider W., Bortfeld T., and Schlegel W. Correlation between ct numbers and tissue parameters needed for monte carlo simulations of clinical dose distributions. *Phys. Med. Biol.*, 45 :459–478, 2000. 152, 153, 184
- [94] M. Wendling, L.N. McDermott, A. Mans, J.J. Sonke, M. van Herk, and B.J. Mijnheer. A simple backprojection algorithm for 3d *in vivo* epid dosimetry of imrt treatments. *Med.Phys.*, 36 :3310–3321, July 2009. 187
- [95] Zhu Y., Jiang X-Q, and Dyk J.V. Portal dosimetry using a liquid ion chamber matrix : Dose response studies. *Med.Phys.*, 22(7) :1101–1106, March 1995. 38, 40